

WILHELM H. WESTPHAL

FIZIKA

(TOPLOTA I ELEKTRICITET)

Prevod s nemačkog u redakciji
Dr SRETENA ŠLJIVIĆA
prof. Univerziteta

Naučna Knjiga

IZDAVAČKO PREDUZEĆE NARODNE REPUBLIKE SRBIJE
Beograd, 1949

NAUKA O TOPLOTI

I Priroda toplote. Jednačlna stanja. Toplotna energija.

1. *Temperatura.* Pojam temperature prvobitno je izveden iz osećaja toplote i hladnoće koji imamo pri dodiru sa raznim telima. Ali naše čulo za temperaturu koje postoji u koži i još nekim — ali ne u svim — delovima tela, ne može da pruži objektivno i pouzdano merilo temperature. Za osećaj temperature koji kod nas izaziva dodir sa nekim telom, merodavne su pored same temperature i razne druge okolnosti. Tako nam izgleda da je vazduh u nekoj sobi topao ili hladan, prema tome da li dolazimo iz hladnije ili toplije okoline. Izvesnu ulogu igraju i toplotna provodljivost i toplotni kapacitet datog tela. Metal, čija je temperatura 100° , ne možemo da uzmemo u ruku, ali vatu od 100 stepena možemo. Sem toga našim čulima obično ne možemo da razlikujemo vrlo visoke od veoma niskih temperatura. Stoga se temperatura može tačno meriti samo instrumentima koji objektivno pokazuju (termometri).

Kao što pokazuje iskustvo, kod tela koja mogu da stupe u uzajamno dejstvo, temperatura se vremenom izjednačava te tela konačno imaju istu temperaturu (§ 26). Stoga se temperatura obično meri na taj način, što se neko telo čija se temperatura neposredno može saznati po njegovom stanju — na pr. kod živinog termometra po dužini živinog stuba — dovede u dodir sa telom koje ispituje.

Temperatura čistog leda koji se topi pri pritisku od 76 cm. Hg označava se kao temperatura 0° , a temperatura čiste vode koja ključa pri pritisku od 76 cm. Hg kao temperatura od 100° . To su *osnovne tačke Celzijusove skale* koja je u većini zemalja uvedena zakonom kao skala temperature. Podela intervala između 0° i 100° prvobitno se zasniva na širenju idealnih gasova sa temperaturom. Njihova zapremina povećava se pri zagrevanju od 0° na 100° za $100/273$ zapremine na 0° (§ 4). Jedan stepen će tada biti ono povećanje temperature, pri kome se zapremina nekog idealnog gasa povećava za $1/273$ zapremine na temperaturi od 0° . Prema tome može se skala odmah nastaviti i ispod 0° i iznad 100° . No danas se to, prema zakonskom propisu, ne vrši više vezivanjem za neki idealan gas (skala gasnog termometra), nego pomoću izvesnih kružnih procesa (§ 28). Preimućstvo ove, *termodinamičke skale* u tome je, što se ona može realizovati tako da bude nezavisna od svih osoba upotrebljenih materija, a to nije slučaj kod gasnih termometara jer idealnog gasa stvarno nema. Ovde ne možemo ulaziti u pojedinosti. U termometriji se upotrebljavaju osim pomenutih osnovnih tačaka još i sledeće, veoma

tačno određene tačke ključanja pri pritisku od 76 cm Hg: kiseonik —182°, sumpor 444,6°, zatim tačke topljenja: srebra 960°, zlata 1063°.

Iz razloga koji će nam uskoro biti jasni, pri teorijskim rasmatranjima zgodnije je umesto Celzijeve skale upotrebljavati apsolutnu ili Kelvinovu skalu, koju je uveo lord Kelvin (*W. Thomson* 1851). Ona se od Celzijeve skale razlikuje samo utoliko, što njena nula odgovara temperaturi od —273°C. Uobičajeno je da se temperatura merena u Celzijevoj skali obeležava sa °C, a temperatura u apsolutnoj skali sa °K, a da se, ako je potrebno pri navođenju brojnih podataka, te skale označe jedinicama: °C odnosno °K. Između temperatura merenih u tim skalama postoji, dakle, veza

$$T = 273 + t \quad (1)$$

2. *Kinetička teorija toplote.* Već ranije smo u više mahova ukazali da energija kretanja molekula zavisi od temperature. Doista, dva inače jednaka tela raznih temperatura razlikuju se samo po tome, što molekuli toplijeg tela imaju višu energiju. U toj se činjenici sastoji prava priroda toplote. *Zagrejati neko telo znači povećati energiju kretanja njegovih molekula.* Ovo shvatanje prvi je nagovestio *Bacon* (1620) a *Davy* i *Rumford* (1812) su ga postavili na čvršte osnove. Do zaokružene *Mehaničke teorije toplote* izgradili su ga u prvom redu *Krönig* (1856), *Clausius* (1857), *Maxwell* (1860) i *Boltzmann* (1866—1877).

Jedan molekul može imati tri vrste energije kretanja. Pre svega kinetičku energiju koja potiče od njegove brzine. Na drugom mestu molekul može rotirati, dakle može imati *energiju rotacije*. Treće, sastavni delovi molekula (atomi) mogu da osciluju, dakle mogu imati energiju oscilovanja. Svaka od ovih vrsta energije povećava se kada temperatura raste: kolika će biti energija pojedinih kretanja na datoj temperaturi zavisi od broja stepena slobode koje molekul ima u odnosu na tu vrstu kretanja. Telo koje se u trodimenzionalnom prostoru može kretati u svim pravcima ima tri stepena slobode kinetičke energije. Ako je njegovo kretanje ograničeno na neku ravan, onda ono ima samo dva stepena slobode. Ako se telo može kretati samo duž neke određene krive, onda ono ima samo jedan stepen slobode kinetičke energije. Primeri ova tri slučaja jesu: balon, koji se može slobodno kretati u prostoru, brod koji je vezan za površinu mora, i železnica koja je vezana za prugu. Prema tome molekuli gasa imaju tri stepena slobode kinetičke energije.

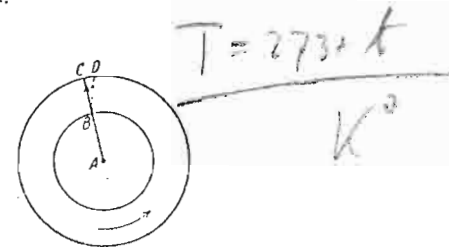
Slično tome stoje stvari i kod rotacije. Kako kod molekula može biti govora samo o rotaciji oko slobodnih osa dolaze u obzir samo ose koje prolaze kroz težište molekula. Ukoliko nema drugih ograničenja, što se tiče položaja ove ose u molekulu, ako dakle molekul može da rotira oko svake ose koja prolazi kroz težište, onda on ima tri stepena slobode rotacije. Ako je osa rotacije vezana za neku ravan u molekulu, onda imamo samo dva stepena slobode. Kod višeatomnih molekula treba ovome dodati još i stepene slobode oscilovanja atoma u molekulu.

Osnovni zakon kinetičke teorije toplote, *princip ekvipartitije* glasi: *Na svaki stepen slobode molekula nekog tela otpada, na apsolutnoj tem-*

peraturi T , kao srednja vremenska i prostorna vrednost ista energija E , i to je

$$E = \frac{1}{2} k T \quad (2)$$

k je Boltzmanova konstanta; njena vrednost je $1,3801 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{grad}^{-1}$. Srednja energija po pojedinom stepenu slobode srazmerna je, dakle, apsolutnoj temperaturi. Odstupanja od principa ekvipartitije javljaju se na vrlo niskim temperaturama.



Sl. 1. Merenje brzine molekula po Stern-u

Ovim je opravdano uvođenje apsolutne skale temperatura. Apsolutna nula $T=0$, jeste temperatura na kojoj je energija E jednaka nuli. Kako se, prema tome, molekulima nekog tela na temperaturi $T=0$ ne može više oduzeti nikakva energija kretanja, dakle temperatura se ne može dalje sniziti, to je ovo uopšte najniža temperatura koja se može zamisliti.

Kako molekuli gasova imaju tri stepena slobode kinetičke energije, to je njihova srednja kinetička energija prema jedn. (2)

$$\frac{1}{2} \mu \bar{v}^2 = \frac{3}{2} k T \quad (3)$$

Prema tome srednji kvadrat brzine je $\bar{v}^2 = \frac{3 k T}{\mu}$ a kvadrat najverovatnije brzine je $v_0^2 = \frac{2}{3} \bar{v}^2 = \frac{2 k T}{\mu}$.

Stern je na sledeći način neposredno izmerio brzinu molekula. Na sl. 1 je A srebrna žica koje se može pomoću električne struje usijati. Ona stoji upravno na ravan crteža. Oko nje se nalaze dva cilindra. Na unutrašnjem postoji uzak prorez B , paralelan žici. Ceo prostor se evakuise do niskog pritiska, tako da duž AC bude znatno manja od slobodne putanje molekula u gasu. Oba cilindra su vezana jedan za drugi, a mogu brzo da rotiraju. Iz usijane žice izlaze jednoatomni molekuli srebra, čija je srednja kinetička energija data jedn. (3), ako je T apsolutna temperatura žice. Ako cilindri ne rotiraju, molekuli srebra prolaze kroz prorez B i talože se kod C u vidu uske pruge srebra. Ali ako se cilindri obrću u označenom smislu, preći će spoljni cilindar put CD dok se molekuli kreću kroz prostor među cilindrima, te će se taložiti kod D . (Isprekidana linija predstavlja putanju molekula u odnosu na cilindre koji rotiraju). Talozenje se sada, dakle, vrši na nekom drugom mestu D . Dobijeni trag neće sada biti oštar kao pre, jer molekuli, prema

Mekselovom zakonu imaju razne brzine. Kao što teorija pokazuje maksimalni talog odgovara brzini $v_0 \sqrt{\frac{4}{3}}$ ($v_0 =$ najverovatnija brzina). Ako je v brzina kojom se kreće omotač spoljnijeg cilindra, biće

$$BC : CD = v_0 \sqrt{\frac{4}{3}} : v.$$

Odavde se može izračunati najverovatnija brzina, a pomoću nje Boltzmanova konstanta k . Vrednost dobijena na ovaj način dobro se slaže sa vrednostima određenim drugim metodama.

Treba naročito podvući da se, ni u kom slučaju, telo, koje se kreće kao celina, ne može pripisati, pomoću jedn. (3), neka određena temperatura, i to tako što bi se umesto V^2 stavio kvadrat njegove brzine V^2 . Pojam temperature ima smisla samo kod velikih skupova molekula čije je kretanje potpuno neuredjeno, i odnosi se samo na takvo neuredjeno kretanje. Ako neko telo pokrenemo kao celinu, dakle dodamo neuredjenom kretanju njihovih molekula jednake i paralelne brzine, onda taj uređeni deo brzine nikoliko neće povećati temperaturu tela.

Posmatrajmo sada stepene slobode rotacije. Kao što smo pomenuli u mehanici možemo rotaciju svakog tela rastaviti na tri rotacije oko njegovih glavnih osa inercije. Po teoriji kvanta, kod molekula se ne javljaju rotacije oko osa u odnosu na koje je moment inercije veoma mali. Kako je masa atoma skoro potpuno skupljena u jezgru a jezgra su neobično malih dimenzija (10^{-12} do 10^{-13} cm), biće i moment inercije jednoatomnih molekula izvanredno mali. Kod njih, dakle, nema rotacije; stepeni slobode rotacije se ne javljaju. To isto važi kod dvoatomnih molekula za onu glavnu osu inercije koja spaja oba atoma u molekulu. Medjutim, dvoatomni molekul može da rotira oko svake ose koja leži u ravni upravnoj na prvu osu, a prolazi kroz središte. Zato se kod dvoatomnih molekula javljaju dva stepena slobode rotacije. Kod troatomnih i višeatomnih molekula nema, po pravilu, ose sa ekstremno malim momentom inercije. Zato se kod ovih molekula javljaju sva tri stepena slobode rotacije.

Iz razloga koje takodje objašnjava teorija kvanta uglavnom nije potrebno, pri ovim rasmatranjima, uzeti u obzir stepene slobode oscilacija u samom molekulu. A kako molekuli gasova, kao što je već rečeno, uvek imaju tri stepena slobode kinetičke energije, iznosiće broj njihovih efektivnih stepena slobode ukupno

kod jednoatomnih gasova	$3+0=3$ stepena slobode
kod dvoatomnih gasova	$3+2=5$ stepena slobode
kod troatomnih gasova	$3+3=6$ stepena slobode

Zasebno mesto medju troatomnim i višeatomnim molekulima zauzimaju oni kod kojih se atomi nalaze na jednoj pravoj (končasti molekuli). To je slučaj kod molekula ugljen dioksida CO_2 ($O-C-O$). U pogledu rotacije, ovi molekuli se ponašaju kao i dvoatomni. U nekim slučajevima, — na primer baš kod ugljen-dioksida, — treba kod ovih molekula uzeti u obzir stepene slobode oscilacije atoma, zbog čega se broj stepena slobode povećava.

Svakako najubedljiviju potvrdu kinetičke teorije toplote pruža *Brown-ovo kretanje*. Ako posmatramo mikroskopom, uz jako uvećanje, razređen rastvor tuša ili *koloidno zlato*, primetićemo da se u rastvoru tuša čestice uglja, odnosno u rastvoru zlata njegove čestice neprestano kreću tamo-amo duž izlomljenih putanja (sl. 2). Ista se pojava može lepo posmatrati i kod čestica u duvanskom dimu, ako ga u pogodnoj komori posmatramo mikroskopom. Ovu pojavu uočio je još 1827 engleski botaničar *Brown*, ali je ona tek znatno kasnije pravilno objašnjena i tada joj posvećena potrebna pažnja.

Zamislimo neko veliko, slobodno telo o koje neprestano udara sa svih strana, i na sasvim nepravilan način, veliki broj ljudi. Telo će se pri tome veoma malo pomerati na razne strane, jer se zbog velikog broja udara poništava neujednačenost pojedinih udaraca. Zamislimo sada da je telo znatno manje ali da je broj ljudi koji se s njim sudara isti. Tada će broj udara, zbog manje površine tela, biti znatno manji. Kako je broj udara manji, nepravilnosti će se u znatno manjoj meri izjednačavati no pre. Telo će se kretati čas na jednu, čas na drugu stranu, vršiče, dakle.



Sl. 2: Brown-ovo kretanje

izvesno krivudavo kretanje, koje će biti utoliko živahnije, ukoliko je telo manje. (Uporedite s tim, naprimer, kretanje fudbalske lopte u toku nekog dužeg vremena, i zamislite šta bi bilo s loptom koja bi imala istu srednju gustinu, ali deset puta veću zapreminu no obična lopta).

Kod *Brown*-ovog kretanja koje vidimo mikroskopom ovakvom telu odgovaraju čestice, a molekuli materije u kojoj čestice lebde — ljudima koji se s telom sudaraju. Te su čestice već toliko sićušne da broj sudara podleži osetnim fluktuacijama. I upravo nepravilni karakter sudara koji potiču od molekula izaziva krivudavo kretanje čestica. Da se živahnost kretanja povećava ukoliko su čestice manje, potiče otuda što se, pri istom obliku, masa čestice smanjuje sa 3 stepenom, a površina — pa stoga i broj udaraca — samo 2 stepenom dimenzija (kod lopte, naprimer polu prečnika) čestice.

Sl. 2 prikazuje *Brown*-ovo kretanje jedne čestice posmatrano pod mikroskopom. (Ucrtane tačke preloma jesu mesta na kojima se

čestica nalazila po isteku jednakih vremenskih razmaka; stvarno kretanje još je daleko nepravilnije). Ovo je kretanje, naravno, sasvim slučajno, i u svakom pojedinom slučaju ono izgleda drugačije. No, kao što je poznato, posmatranjem mnogobrojnih slučajeva dolazi se, pri velikom broju posmatranja, opet do zakonitosti koje utoliko strože važe, ukoliko je broj individua koje učestvuju veći, ili ukoliko ima više posmatranja.

Vidljivi delići koji vrše *Brown-ovo* kretanje ponašaju se upravo kao molekuli izvanredno velike mase. I oni se pokoravaju principu po kome svakom njihovom stepenu slobode (translacije ili rotacije) prosečno odgovara količina energije $\frac{1}{2}kT$. Srednja kinetička energija njihove translacije jeste $\frac{1}{2}m\bar{v}^2 = \frac{3}{2}kT$. Ukoliko je temperatura viša biće kretanje življe.

Ako zabeležimo položaje neke čestice koja podleži *Brown-ovom* kretanju, u jednakim vremenskim razmacima τ , utvrdićemo da se veličina pomeranja Δx stalno menja. Ali za srednju vrednost kvadrata pomeranja $(\Delta \bar{x})^2$ daje teorija koju je *Einstein* razradio, sasvim odredjenu vrednost, i ta, za loptaste čestice,

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{kT\tau}{3\pi\eta r} \quad (4)$$

gde je k *Boltzmann-ova* konstanta, T apsolutna temperatura, η koeficijent viskoznosti gasa odnosno tečnosti, r poluprečnik čestice. Srednja vrednost $\overline{\Delta x^2}$ može se vrlo tačno odrediti na osnovu dovoljno velikog broja merenja. Potom se pomoću jednačine (4) može izračunavati važna konstanta k . Primitimo već sada da su univerzalna gasna konstanta R (§ 4) — koja se može iako izmeriti — *Loschmidt-ov* broj N i *Boltzmann-ova* konstanta k vezane jednačinom $R = Nk$. Prema tome, ako znamo k možemo izračunati broj N . U tome je velika važnost jednačine (4).

Brown-ovo kretanje predstavlja tipičan primer fluktuacija. Pod fluktuacijama podrazumevamo odstupanja od statističke srednje vrednosti, koja se javljaju kada je broj individua koje učestvuju u pojavi mali. (Uopredimo, na pr. statistike stanovnika jedne zgrade i jedne velike varoši). Ukoliko je manja površina čestice, utoliko je manji broj molekula koji udaraju o nju u jednom odredjenom vremenskom razmaku, na pr. u 1 sec. utoliko će biti veće relativne oscilacije broja sudara, iznosa i pravca njihove brzine.

Jasno je da ovakve fluktuacije važe i za molekule u vrlo malim elementima zapremine nekog gasa ili tečnosti. Stoga i gustina veoma malih elemenata zapremine podleži fluktuacijama. Zbog tih fluktuacija u atmosferskom vazduhu javlja se i plava boja neba. Teoriju fluktuacija prvi je razradio *Smoluchowski*.

Kod višćih sistema koji se mogu obrtati, sastoji se *Brown-ovo* kretanje u nepravilnom obrtanju. Postoje uredjaji (na pr. pomoću ogledala) kojima se mogu posmatrati vrlo mala obrtna kretanja. Takvi se sistemi upotrebljavaju — između ostalog, i pri merenju električnih struja.

Tom prilikom posmatra se skretanje magnetne igle pod uticajem električne struje. I magnetna igla vrši pod dejstvom okolnog gasa izvesno, izvanredno malo obrtno *Brown-ovo* kretanje. Stoga postoji donja granica do koje se mogu zabeležiti električne struje, a nju dostižemo kada nepravilna skretanja igle pod dejstvom *Brown-ovog* kretanja budu istog reda veličine kao skretanja zbog dejstva električne struje. No čak i kada bismo magnetnu iglu postavili u potpuni vakuum, ne bismo mogli sići ispod ove granice, jer i električna struja fluktuiira zbog *Brown-ovog* kretanja električnih čestica.

3. *Sirenje čvrstih i tečnih tela na toploti*. Pri zagrevanju se čvrsta i tečna tela šire, njihove dimenzije povećavaju se sa temperaturom. To je lako razumeti kada se ima u vidu da zbog termičkog kretanja molekula, unutrašnje veze u svakom telu slabe, i to u toliko više, ukoliko je kretanje molekula življe (vidi § 10). Ako je l dužina nekog čvrstog tela na temperaturi t , a $l + \Delta l$ na temperaturi $t + \Delta t$ biće,

$$l + \Delta l = l(1 + \alpha\Delta t) \text{ ili } \frac{\Delta l}{l} = \alpha \cdot \Delta t \quad (5)$$

veličina α zove se *linearni koeficijent širenja* materijala od kog je telo sastavljeno (tablica 5). Taj koeficijent je konstantan u prilično širokim granicama temperature, te je zato relativna promena dužine srazmerna

Tablica 1

Koeficijenti širenja nekih čvrstih i tečnih tela u Grad¹

Linearni		Kubni	
Olovo 0.00292	Dijamant 0.000013	Alkohol 0.0110	
Gvoždje 120	Grafit 80	Etar 163	
Bakar 165	Staklo 81	Maslinovo ulje 072	
Platina 090	Kvarc \perp osi 144	Živa 08	
Invar (64 Fe + 36 Ni) 016	" " osi 080	Voda 018	
	Kvarcno staklo 005		

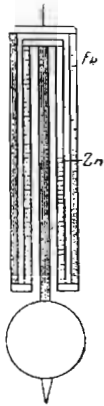
promeni temperature. α iznosi kod čvrstih tela oko 10^{-5} grad⁻¹, ali je kod nekih, na primer dijamanta i kvarcnog stakla, znatno manje. Zato se komad usijanog kvarcnog stakla može potopiti u vodna da ne prsne kao obično staklo. — jer je naglo skupljanje koje pri tom nastaje, daleko manje no kod stakla, čija struktura ne može da podnese takvo narezanje. α je u svim pravcima isto samo kod izotropnih tela, a kod većine anizotropnih nije (v. kvarc, tablica 5). Neka je zapremina izotropnog tela oblika paralelepipeda na temperaturi t jednaka $V = abc$, onda će ona na temperaturi $t + \Delta t$ iznositi

$$V + \Delta V = abc(1 + \alpha \cdot \Delta t)^3 \approx V(1 + 3\alpha \Delta t) \quad (6)$$

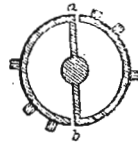
jer je $\alpha \cdot \Delta t \ll 1$ Stoga je relativna promena zapremine $\frac{\Delta V}{V} = 3\alpha \Delta t$.

Kubni koeficijent širenja iznosi dakle 3α .

Gvozdanim nosačima u zgradama mora se uvek ostaviti izvestan slobodan prostor da pri požaru zbog širenja ne bi probili zidove. Šine na prugama nešto su razmaknute da bi u leto imale prostora za širenje. Iz tih (a i drugih) razloga postavljaju se nosači na mostovima na valjke. Gvozdene obruči na točkovima i gvozdene prstenovi na osovinama postavljaju se na mesto dok su vrući, da bi po hladjenju čvrsto prijanjali.



Sl. 3. Kompenzovano klatno



Sl. 4. Regulator kod časovnika

Kompenzovana klatna na časovnicima (sl. 3) sastoje se od šipki od dva razna metala, na primer od gvoždja (Fe) i cinka (Zn), čije su dužine izabrane tako da bude $l_{Fe} (1 + \alpha_{Fe} \cdot \Delta t) = l_{Zn} (1 + \alpha_{Zn} \cdot \Delta t)$. Kao što izduženje gvozdene šipke izaziva spuštanje, a izduženje cinkane šipke izdizanje sočiva na klatnu, dužina klatna neće se promeniti pri promeni temperature.

Ako se dve metalne trake koje imaju razne koeficiente širenja zavetne po dužini, traka će se savijati pri promeni temperature (Breguet-ova spirala). Ovo se upotrebljava kod izvesnih aparata za merenje ili za regulisanje temperature. Regulatori u džepnim časovnicima izradjeni su takodje od dvostrukog metalnog prstena (sl. 4). Pri povišenju temperature regulator se kao celina doduše širi, ali se slobodni krajevi a i b svijaju ka osovini. Dimenzije se biraju tako da se moment inercije regulatora ne menja, pa trajanje oscilacije ne zavisi od temperature.

Kod tečnosti može biti govora samo o kubnom koeficientu širenja. On iznosi oko 10^{-3} do 10^{-4} , $grad^{-1}$ te je znatno veći no kod čvrstih tela (tablica 5). Ako neku bocu u koju je kroz čep uvučena cev stavimo u toplu vodu, primetićemo isprva da se tečnost nešto malo spustila, a tek posle da se penje u cev: ovo se primećuje i na stubu živinog termometra. Pojava nastupa stoga što se isprva zagreje sud, a tečnost u njemu zagreje se tek kasnije.

Gustina vode Tablica 2.

0°	0.99987 g.cm ³
2°	0.99997
4°	1.00000
6°	0.99997
8°	0.99988
10°	0.99973

Voda spada medju retka tela koja se u izvesnom malom intervalu temperature pri zagrevanju ne šire nego skupljaju (anomalija vode). Pri zagrevanju od 0° do 4° voda se skuplja, njena gustina, dakle, u ovom intervalu raste sa temperaturom (tablica 6). Ovo ponašanje vode u vezi je sa molekularnim promenama koje se u tom intervalu vrše. Pri definiciji grama izabrana je voda na 4° stoga što se gustina vode u blizini maksimuma (koji leži na 4°) mnogo sporije menja sa temperaturom no pri bilo kojoj drugoj temperaturi, te se voda te gustine može veoma tačno dobiti.

4. Opšta jednačina stanja idealnih gasova. Stanje nekoga gasa određeno je uopšte njegovim pritiskom p , zapreminom V i temperaturom T . Kada je data neka količina gasa, mogu se dve od ovih veličina, koje određuju stanje gasa, menjati nezavisno. Treća je određena tim dve. Prema tome između tih veličina postoji funkcionalna zavisnost čiji je opšti oblik $f(p, V, T) = const$. Kod idealnih gasova možemo lako odrediti ovu funkciju. Iz mehanike znamo da je $p = \frac{n \mu v^2}{3}$, a srednja

kinetička energija gasnih molekula $\frac{\mu \bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} k T$. Prema tome je $p = nk T$ (7)

gde n označava broj molekula u $1 cm^3$ gasa. Jednačinom (7) opet je dokazan Avogadrov zakon, jer je broj molekula u $1 cm^3$, $n = \frac{p}{k T}$, pri istom p i T jednak kod svih idealnih gasova. Ako je ρ gustina, $V_p = \frac{1}{\rho}$ specifična zapremina gasa, onda je $\rho = n \mu = \frac{1}{V_p}$, te je stoga

$$p V_p = \frac{k T}{\mu} \quad (8)$$

Proširimo razlomak na levoj strani Loschmidt-ovim brojem¹⁾ N imajući u vidu da je molekularna težina gasa $M = N \mu$. Stavimo još da je $N k = R$. Tada iz jednačine (8) sleduje

$$p V_p = \frac{R T}{M} \quad (9)$$

Pošto je zapremina 1 g gasa jednaka V_p , biće $V_m = M V_p$ zapremina M [g] odnosno 1 gram molekula tog gasa. Stoga važi jednačina $p V_m = R T$ (10)

1) Pod Loschmidt-ovim brojem se podrazumeva broj molekula u molu koji se u drugim udžbenicima zove Avogadrov broj. Pr. pr.

Količina gasa čija je masa m ima zapreminu $V = m V_0$. Stoga se za proizvoljnu količinu gasa dobija iz jednačine (9)

$$pV = m \frac{RT}{M} \quad (11)$$

A kako je za jednu određenu količinu gasa $\frac{mR}{M} = const$; možemo umesto ovoga staviti

$$\frac{pV}{T} = const., \text{ ili } pV = const. \cdot T \quad (12)$$

Ako temperature merimo Celzijevom skalom, jednačina (11) glasiće

$$pV = mR (t + 273) / M$$

ili $pV = const. (1 + \alpha t)$ gde je $\alpha = \frac{1}{273}$. Neka je $(pV)_0$ vrednost proizvoda pV na temperaturi $t = 0^\circ C$. Onda će biti

$$pV = (pV)_0 (1 + \alpha t) \quad (13)$$

Jednačine (9) do (13) jesu razni oblici opšte jednačine stanja idealnih gasova. Ona predstavlja Boyle-Mariotte-ov zakon za slučaj ikada se i temperatura menja. Gornji oblik dao je toj jednačini Gay-Lussac (1802).

Veličina $R = Nk$ je *univerzalna gasna konstanta*, te ima istu vrednost za sve materije. Ona iznosi $R = 0,83144 \cdot 10^8 \text{ erg. grad}^{-1} = 1,98864 \text{ cal. grad}^{-1}$ (za *cal* = kalorija vidi § 7). Veličina R/M naziva se u telnici individualna gasna konstanta datog gasa. Uopšte će se prilikom neke proizvoljne promene stanja nekoga gasa istovremeno menjati pritisak, zapremina i temperatura. No u specijalnim slučajevima može neka od ovih veličina biti i konstantna. Mogućna su tri slučaja. Pri izotermnoj promeni stanja, konstantna je temperatura. Tada iz jednačine (11) odnosno (13) izlazi $pV = const.$, (Boyle-Mariotte-ov zakon). Pri izobarnoj promeni stanja napon p ostaje konstantan. Tada jednačina (13) prelazi u

$$V = V_0 (1 + \alpha t) \quad (14)$$

gde je sa V_0 označena zapremina gasa na temperaturi $t = 0^\circ C$. U ovom slučaju je α identično sa kubnim koeficientom širenja idealnih gasova.

Ako se temperatura promeni za 1° zapremina će se promeniti za $\alpha V_0 = \frac{V_0}{273}$

a ta promena ne zavisi od temperature, nego je uvek jednaka $1/273$ zapremine gasa na temperaturi $0^\circ C$. Izopikne ili izohore su one promene stanja, kod kojih je zapremina konstantna, pa je zato konstantna i gustina gasa. Iz jednačine (13) dobijamo tada

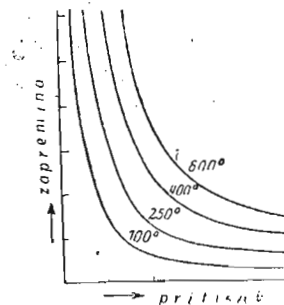
$$p = p_0 (1 + \alpha t) \quad (15)$$

gde je p_0 napon gasa na $0^\circ C$. U tom smislu se kaže da je α koeficijent pritiska ili napona idealnih gasova. Isto kao i zapremina pri konstantnom pritisku, tako i pritisak pri konstantnoj zapremini raste linearno

sa temperaturom, i to pri povišenju temperature za 1° , za $\frac{1}{273}$ napona p_0 na $0^\circ C$.

Na sl. 5 nacrtane su krive $pV = const.$, dakle izoterme idealnog gasa, za razne vrednosti temperature T . To su grane hiperbole.

Očevidno je da vrednost koeficijenta α zavisi od položaja apsolutne nule u Celzijevoj skali. Po najnovijim merenjima apsolutna nula leži na temperaturi od $-273,16^\circ C$, te je $\alpha = 0,003660$. Ukoliko se neki gas nalazi bliže idealnom stanju, utoliko više mora njegov koeficijent širenja odnosno napona odgovarati ovoj vrednosti. U tabeli 7 date su vrednosti



Sl. 5. Izoterme idealnog gasa

koeficijenta napona nekih gasova. Vidi se odmah do koje se mere ove vrednosti kod pojedinih gasova slažu. Veća odstupanja sreću se kod onih gasova koji se, kao ugljen-dioksid i amonijak, već pri sobnoj temperaturi mogu relativno lako kondenzovati (§ 6).

Tablica 3

Koeficijenti napona nekih gasova

Idealni gas teoriski $1/273,16$	0.003660
Vodonik	3668 Grad ⁻¹
Helijum	3660
Azot	3675
Kiseonik	3674
Ugljenmonoksid	3667
Ugljendioksid	3726
Amonijak	3802

E. Van der Waalsova jednačina stanja. Jednačina stanja koju smo izveli u § 4 važi strogo samo za idealne gasove. Kod pravih gasova javljaju se veća ili manja odstupanja. To je sasvim razumljivo, jer pri definiciji idealnih gasova nismo uzeli u obzir dve okolnosti: postojanje tzv. *van der Waals-ovih* sila između molekula i konačnu sopstvenu zapreminu samih molekula. *Van der Waals* je 1873 uspeo da nadje opštiju jednačinu stanja u kojoj se ovo uzima u obzir, i koja bolje predstavlja ponašanje realnih gasova. Sem toga ona važi i za tečno stanje. Neka p i dalje

označava pritisak koji gas vrši na zidove suda. U § 4 uveli smo pritisak p u jednačinu stanja na taj način što smo stavili da je $p = \frac{n\mu v^2}{3}$. No za

realne gasove ova jednačina strogo uzev ne važi, jer je brzina molekula u blizini zidova manja no u unutrašnjosti suda. Ova pojava ima slične uzroke kao i površinski napon kod tečnosti. Molekuli koji se približavaju zidu suda bivaju usporeni zbog dejstva *van der Waals*-ovih sila daljih molekula, te je njihova kinetička energija pri udaru o zid nešto manja no u unutrašnjosti suda. Zbog toga je pritisak p na zidove suda nešto ma-

nji, te je kinetička energija u unutrašnjosti suda $\frac{\mu v^2}{2} > \frac{3p}{2n}$. Da bismo dobili njenu tačnu vrednost treba pritisku p dodati još jedan član. Teorija

pokazuje da umesto p treba staviti $p + \frac{a}{V_m^2}$ gde je a konstanta koja zavisi od veličine *van der Waals*-ovih sila, a V_m zapremina gram-molekula gasa. Zapremina samih molekula ispoljava se kao smanjenje zapremine koja molekulima stoji na raspoloženju. Zato umesto V_m treba staviti

— b . Po teoriji je konstanta b jednaka četverostrukom kovolumenu gasa. Kovolumen je ona zapremina koju bi zauzimao 1 gram molekul gasa kada bi svi njegovi molekuli bili sabijeni jedan do drugog. Prema tome *van der Waals*-ova jednačina glasi:

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m - b) = R T \quad (16)$$

Zato će neki realan gas biti utoliko bliže idealnom gasovitom stanju, uko-

niko su bolje ispunjeni sledeći uslovi $V^2 \gg \frac{a}{p}$, $V_m \gg b$. Zapremina gram-molekula

gasu biće utoliko veća ukoliko je gustina gasa manja. Zato iz ovih uslova izlazi, da se svaki gas na datoj temperaturi sve više približava idealnom gasovitom stanju kada gustina opada. Pri određenoj gustini biće pritisak utoliko veći, ukoliko je temperatura viša. Zato će prvi uslov pri određenoj gustini biti utoliko tačnije ispunjen, ukoliko je temperatura gasa viša. Gas će, dakle, biti utoliko bliže idealnom stanju ukoliko je njegova gustina manja, a temperatura viša. U § 16 govorićemo još podrobnije o *van der Waals*-ovoj jednačini i dati njen dijagram.

6. *Merenje temperature.* Instrumenti za merenje temperature zovu se termometri, ako se merenje vrši dovodeći instrument u neposredan dodir sa datim telom, usled čega se njegova temperatura izjednačava sa temperaturom tela.

Najviše se upotrebljavaju termometri sa živom kod kojih se za merenje temperature koristi širenje žive pri zagrevanju. Izgled živinog termometra dobro je poznat svakome: to je loptast ili cilindričan stakleni sud na koji se nastavlja kapilara delimično ispunjena živom. Iz dela u kome nema žive iscrpen je vazduh. Pri zagrevanju se živa u kapilari penje. Podela skale se vrši stavljajući termometar u kupatilo poznate temperature. Kada se na skali termometra zabeleže tačke od kojih dopseva živa na 0° i na 100°, deli se interval između njih na 100 jednakih delova, pa se ova skala, po potrebi, produžuje i preko osnovnih tačaka.

Pri tom se prečutno pretpostavlja da se u celom tom intervalu temperatura i živa i staklo šire ravnomerno. To ustvari nije tačno. Ni koeficient širenja žive ni koeficient širenja stakla nisu između 0° i 100° konstantni. U intervalu između 0° i 100° može odstupanje na pojedinim mestima da bude nešto veće od 0,1. Kod termometarskog stakla postoji termičko naknadno dejstvo, koje je slično elastičnom naknadnom dejstvu, tj. kada posle zagrevanja nastupi hladjenje, staklo se ne vraća odmah na prvobitnu zapreminu, nego tek posle izvesnog vremena. Ako termometar koji je prethodno bio zagrejan do neke više temperature, recimo 100°, stavimo odmah u led koji se topi, on početka neće pokazivati 0° nego nešto nižu temperaturu (depresija nule). Ovo naknadno dejstvo naročito je izrazito kod svežeg stakla ali se unekoliko smanjuje, ako staklo više puta naizmenice zagrevamo i hladimo (veštačko starenje termometra).

Običan živin termometar ne može se upotrebiti ispod -38,87 na kojoj temperaturi živa prelazi u čvrsto stanje. Za merenje temperatura preko 150° živin termometar takodje se ne može upotrebiti, jer na toj temperaturi živa počinje osetno da isparava u prazan prostor u kapilari. Isparavanje se u velikoj meri može ograničiti ako se kapilara ispuni nekim gasom, obično azotom. Ako je kapilara ispunjena azotom pod visokim pritiskom (30–50 atmosfera) može se sprečiti i kijućanje žive na višoj temperaturi (§ 14). Takvi termometri, izradjeni od naročitog stakla, mogu se upotrebiti do oko 660°, a ako su izradjeni od kvarca do 750° (termometri sa azotom). Za niske temperature upotrebljavaju se umesto žive tečnosti koje imaju nižu tačku mržnjenja, na primer alkohol, pentan ili petroletar.

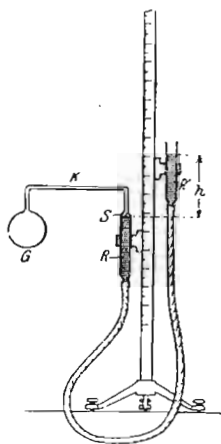
Za veoma precizna merenja, a naročito za proveravanje termometara, upotrebljava se gas koji je što je više moguće blizu idealnom stanju; najčešće vodonik, azot ili helijum, u sudovima od platin-rodijuma. Za određivanje temperature koristi se ili promena zapremine pri konstantnom pritisku $V = V_0 (1 + \alpha t)$, ili promena pritiska pri konstantnoj zapremini $p = p_0 (1 + \alpha t)$, (§ 14). Obično se koristi ovaj drugi način.

Na slici 6 nacrtan je jednostavan gasni termometar za konstantnu zapreminu. Gas se nalazi u sudu G , koji se izlaže temperaturi koju treba izmeriti, i u kapilari K . Ovaj prostor odvojen je živom od spoljne atmosfere. Regulisanjem visine živinog stuba vodi se računa o tome da živa upravo dodiruje fini šiljak S , tako da je zapremina uvek ista. Napon gasa jednak je zbiru spoljnog pritiska i pritiska žive, koji odgovara razlici visina živinog stuba.

Sem opisanih metoda merenja temperature, koje se zasnivaju na termičkom širenju, postoje i druge koje se zasnivaju na termoelektričnom efektu (termoelementi), uticaju temperature na električni otpor (otporni termometri), ili zračenju tela (pirometri). Za visoke temperature dolazi u obzir samo ova poslednja metoda.

7. *Količina toplote. Toplotni kapacitet, specifična toplota. Atomska toplota.* Prema § 2 temperatura nekoga tela potiče od njegove molekularne energije. Uobičajeno je da se energija, koju neko telo sadrži u vidu toplotne energije, naziva količina toplote. Za praktičnu jedinicu količine toplote služi *kalorija* (cal). To je količina toplote koju treba dovesti 1g vode da bismo ga zagrejali za 1°, i to od 14°,5 do 15°,5. (Temperaturu je potrebno navesti stoga, što količina toplote potrebna da se

temperatura vode povisi za 1° nešto malo zavisi i od temperature). U tehničji se upotrebljava kao jedinica velika kalorija ili kilokalorija. $1 \text{ kcal} = 1000 \text{ cal}$. Kako 1 cal kao količina toplote predstavlja izvestan iznos energije, može se ona izraziti i u mehaničkim jedinicama energije.



Sl. 6. Gasni termometar.

Pod specifičnom toplotom nekog homogenog tela podrazumeva se količina toplote koju treba dovesti 1g tog tela da bi se zagrejavao za 1° . Da se temperatura promeni od t_1° do t_2° potrebna je za m (g) tela količina toplote $Q = c \cdot m \cdot (t_2 - t_1)$ cal, a za temperaturu dt odnosno $dT (=dt)$ količina toplote $dQ = c \cdot m \cdot dT$. Stoga se specifična toplota može definisati i kao izvod:

$$c = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dt} = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT} \quad (17)$$

Prema tome je jedinica specifične toplote $1 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}$. Da bismo neko telo mase m (g) i specifične toplote c zagrejali za 1° potrebna je količina toplote $Q = mc = K \text{ cal}$. Veličina

$$K = m \cdot c \quad (18)$$

zove se toplotni kapacitet tela. On je jednak količini toplote koju telo treba da primi da bi se zagrevalo za 1° . Jedinica toplotnog kapaciteta je $1 \text{ cal} \cdot \text{grad}^{-1}$. U tabeli date su specifične toplote nekih tela.

Specifična toplota vode, kao što se vidi, veoma je velika. Ova činjenica igra važnu ulogu u prirodi. Da bi joj se temperatura osetno promenila, voda treba da primi ili otpusti veliku količinu toplote. Stoga morska voda ostaje u proleće srazmerno dugo vremena hladna, a u jesen topla. U obalnim predelima ovo izaziva izvesno ublažavanje oscilacija temperature u toku godine. Ovo je bitan uzrok tipične razlike između klime u obalnim predelima i kontinentalne klime.

Atomska toplota nekog elementa jeste toplotni kapacitet 1 gram-atoma, a molekularna toplota — toplotni kapacitet 1 gram molekula tog elementa. Ako je α atomska težina te materije biće atomska toplota

ta ca . Iz tabele vidi se da ona kod metala iznosi oko 6 (Dulong--Petit-ov zakon 1819). To se može objasniti na sledeći način. Metali su sastavljeni od kristalita. Kristaliti se sastoje iz atoma poredanih u prostorne rešetke, dakle od atoma koji imaju tri stepena slobode, te je njihova srednja kinetička energija $\frac{3}{2} kT$. Atomi su vezani za ravnotežne položaje, a njihovo termičko kretanje sastoji se u oscilovanju oko tih položaja. Prema tome biće njihova srednja potencijalna energija opet $\frac{3}{2} kT$. Kako 1 gram-atom sadrži N atoma biće ukupna količina toplote u njemu $3NkT = 3RT \text{ cal}$, a količina toplote potrebna da se temperatura povisi za 1° je $3R = 5,94 \text{ cal}$ ($R = 1,98$). Što ovaj zakon ne važi uvijek, potiče otuda, što je pojava ustvari složenija no što smo pretpostavili. U svakom slučaju zakon dosta približno važi. Na niskim temperaturama stvari stoje drugačije.

Tablica 4

Specifične toplote nekih tela materija

	Spec. toplota c u $\text{cal} \cdot \text{grad}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$	atomska težina α	atomska toplota $c\alpha$
Aluminijum	0.214	27.1	5.80
Gvožđe	0.111	55.84	6.29
Nikl	0.106	58.68	6.22
Bakar	0.091	63.57	5.78
Srebro	0.055	107.88	5.93
Antimon	0.050	120.2	6.00
Platina	0.032	195.2	6.25
Zlato	0.031	197.2	6.12
Olovo	0.031	207.2	6.42
Staklo	0.19	—	—
Kvarcno staklo	0.174	—	—
Dijamant	0.12	—	—
Voda	1.00	—	—
Etiletar	0.56	—	—
Etilalkohol	0.58	—	—
Ugljendisulfid	0.24	—	—

Aparati koji služe za merenje količina toplote zovu se kalorimetri. Među njima je najjednostavniji vodeni kalorimetar. On se sastoji od metalnog suda koji se puni vodom. Da bi se sprečili gubici toplote sud je okružen omotačem koji toplotu sprovodi što je moguće manje (vata, vazduh).

Neka je m masa tela čiju specifičnu toplotu c treba odrediti, tako da je mc toplotni kapacitet tog tela. Neka je m' masa a $c' = 1$ specifična toplota vode u kalorimetru. m'' masa kalorimetarskog suda, a c''

njegova specifična toplota tako da je $c''m''$ njegov toplotni kapacitet (tzv. vodena vrednost). Neka je t_1 početna temperatura vode i suda. Dovedimo, prvo, telo koje ispitujemo na temperaturu t_2 , na primer na taj način. Što ćemo ga staviti u sud zagrejan vodenom parom od 100° , tako da bude $t_2 = 100^\circ$. Stavimo li sada telo u vodu, temperature će se izjednačiti, i neka bude t temperatura smeše (završna temperatura). Voda i sud zagrejali su se za $t - t_1$, dok se telo ohladilo za $t_2 - t$. Stoga su voda i kalorimetar primili količinu toplote $(c'm' + c''m'')(t - t_1)$ a telo otpustilo količinu $c \cdot m \cdot (t_2 - t)$. Po principu održanja energije moraju ove dve količine toplote biti jednake, dakle mora biti

$$cm(t_2 - t) = (c'm' + c''m'')(t - t_1) \text{ ili } c = \frac{c'm' + c''m''}{m} \frac{t - t_1}{t_2 - t}$$

Specifična toplota tečnosti može se meriti istim kalorimetrom ako vodu zamenimo tom tečnošću i upotrebimo telo poznatog toplotnog kapaciteta (termofor). U tom slučaju, veličina koju treba izmeriti jeste c' . Drugi tip kalorimetra je ledeni kalorimetar (v. § 12).

Nernst je konstruisao više kalorimetara koji specijalno služe za merenje specifičnih toplota na vrlo niskim temperaturama. Kod njih se telu, koje treba ispitati, dovodi električnim zagrevanjem određena količina toplote pa se potom meri njegova promena temperature.

8. *Specifične toplote gasova.* Ako temperaturu nekog gasa hoćemo da povisimo za 1° , potrebna količina toplote zavisice od promene pritiska p i zapremine V koja pri tom nastaje. Naročito su važni slučajevi kada su ili zapremina ili pritisak konstantni. Zamislimo prvo da smo 1g idealnog gasa zatvorili u sud konstantne zapremine. Neka je njegova temperatura $T^\circ K$. Ako njegovi molekuli imaju z stepena slobode i ako je n broj molekula 1g, onda je količina toplotne energije koju gas

sadrži, prema § 1, $\frac{nzKT}{2}$ ili zbog $n = \frac{N}{M}$ i $Nk = R$ jednaka $\frac{zRT}{2M}$. Da bi se temperatura povisila za 1° potrebna je količina toplote $c_v = \frac{z}{2} \frac{R}{M}$ (19a)

Tablica 5

Molekularne toplote nekih gasova

	C_p	C_v	$C_p - C_v$	C_p / C_v
He	5,00	3,02	1,98	1,66
A	4,99	3,01	1,98	1,66
H ₂	6,83	4,85	1,98	1,41
N ₂	6,98	4,99	1,99	1,40
O ₂	6,97	4,99	1,98	1,40
Cl ₂	8,50	6,25	2,25	1,36
CO ₂	8,89	6,84	2,05	1,30
CH ₄	8,64	6,60	2,04	1,31

c_v je specifična toplota gasa pri stalnoj zapremini. Ako imamo 1 gram-molekul gasa dakle Mg , biće potrebna M puta veća količina toplote. Prema tome, molarna toplota gasa pri stalnoj zapremini iznosi

$$C_v = Mc_v = \frac{z}{2} R. \quad (19b)$$

Imaćemo dakle, pošto je $R = 1,98 \text{ cal. grad}^{-1}$ za

$$\text{jednoatomne gasove (z=3)} \quad c_v = \frac{3}{2} \frac{R}{M}, \quad C_v = 2,97 \sim 3$$

$$\text{dvoatomne gasove (z=5)} \quad c_v = \frac{5}{2} \frac{R}{M}, \quad C_v = 4,95 \sim 5$$

$$\text{sve ostale gasove (z=6)} \quad c_v = 3 \frac{R}{M}, \quad C_v = 5,94 \sim 6$$

Posmatrajmo sada 1g idealnog gasa u sudu zatvorenom pomoću klipa koji se može pomerati. Neka je njegova zapremina (specifična zapremina) V . Neka na klip deluje konstantna sila koja gas drži pod konstantnim pritiskom p . Ako gas zagrejemo za ΔT° , povećaće se njegova zapremina, prema § 4 jednačina (9), za $\Delta V_s = \frac{R\Delta T}{Mp}$, i gas će pri

tom izvršiti rad $p \cdot \Delta V_s = \frac{R\Delta T}{M}$. Ako se temperatura povisi za 1° izvršeni rad biće R/M . Potrebnu energiju za taj rad treba — pored molekularne — dovesti u obliku toplote. *Specifična toplota gasa pri stalnom pritisku* biće dakle.

$$c_p = c_v + \frac{R}{M} \quad (20a)$$

a njegova molarna toplota pri stalnom pritisku

$$C_p = C_v + R \quad (20b)$$

Imamo, dakle, kod

$$\text{jednoatomnih gasova} \quad c_p = \frac{5}{2} \frac{R}{M}, C_p = 4,95 \sim 5, C_p / C_v = \frac{5}{3} = 1,67$$

$$\text{dvoatomnih gasova} \quad c_p = \frac{7}{2} \frac{R}{M}, C_p = 6,93 \sim 7, C_p / C_v = \frac{7}{5} = 1,40$$

$$\text{svih ostalih gasova} \quad c_p = 4 \frac{R}{M}, C_p = 7,96 \sim 8, C_p / C_v = \frac{4}{3} = 1,33$$

Prirodno je da će se stvarne vrednosti dobro slagati sa ovima samo kod gasova koji se nalaze približno u idealnom stanju. U tabeli 9 dato je nekoliko primera za to. Vidi se da su idealnom gasovitom stanju veoma bliski plemeniti gasovi (*He, A*). Slaganje je još dosta dobro kod gasova *H₂, N₂, O₂*, dok je kod drugih navedenih gasova znatno lošije.

Vrednosti C_p / C_v kod ugljen-dioksida slaže se sa teorijskom vrednošću 1,33

ma da to ne bi trebalo očekivati. Pod običnim uslovima je ugljen-dioksid CO_2 daleko od idealnog gasovitog stanja. Njegovi atomi leže na jednoj pravoj $O-C-O$ te bi se on morao ponašati kao dvoatomni gas:

($c_p/c_v = 1,40$), da se nalazi blizu idealnog gasovitog stanja.

Ne, uopšte, određivanje odnosa c_p/c_v ili $C_p/C_v = \alpha$ (koji ima istu vrednost) kod približno idealnih gasova pruža mogućnost da se utvrdi da li je neki gas jedno- dvo- ili višeatomni. (Vidi metodu *Kundt*-ovih figura koja je u tu svrhu i pronadjena).

9. *Adijabatske promene stanja gasova.* Ako u nekom sudu koji je zatvoren klipom imamo m (g) nekog gasa pa mu dovedemo količinu toplote dQ , onda će se pri tom uopšte promeniti i njegova molekularna energija U , napon p i zapremina V . Ako je dV promena zapremine, gas će izvršiti spoljni rad $p dV$. Potrebna energija mora se dovesti u vidu toplote. Zato će biti

$$dQ = dU + p dV \quad (21)$$

Dovedena toplota raspodeljuje se na priraštaj dU unutarnje energije i na spoljni rad $p dV$. Prema § 8 je $dU = mc_v dT$. Pri tom pod unutarnjom energijom U podrazumevamo uvek kinetičku energiju translacije i rotacije molekula.

Pri adijabatskim promenama stanja ne vrši se nikakva izmena toplotne energije sa okolinom. Tada je, dakle,

$$dQ = mc_v dT + p dV = 0 \quad (22)$$

Kako je prema § 4 jednačina (11) $p = \frac{mRT}{MV}$, biće

$$mc_v dT + m \frac{RT}{M} \frac{dV}{V} = 0 \text{ ili } c_v \frac{dT}{T} + \frac{R}{M} \frac{dV}{V} = 0 \quad (23)$$

Integracijom ove jednačine dobijamo:

$$c_v \ln T + \frac{R}{M} \ln V = \text{const. ili } \ln T + (\alpha - 1) \ln V = \text{const.}$$

$$\text{gdè smo još stavili } \frac{R}{M} = c_p - c_v \text{ i } c_p/c_v = \alpha$$

$$\text{Umesto ove jednačine možemo pisati } TV^{\alpha-1} = \text{const.} \quad (24)$$

Ako još stavimo $T = pV \frac{M}{mR}$ i konstantni faktor $\frac{mR}{M}$ unesemo u *const.*, dobićemo *Poisson*-ov zakon

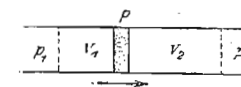
$$pV^\alpha = \text{const.} = p_0 V_0^\alpha \quad (25)$$

Pri adijabatskim promenama stanja važi ovaj zakon kao što pri izotermnim važi *Boyle—Mariotte*-ov. Iz jednačine (24) vidi se da pri adijabatskoj kompresiji, odnosno adijabatskom povišenju pritiska koje se vrši uz utrošak rada, temperatura gasa raste, a u obrnutom slučaju opada. Adijabatskom kompresijom gasovi se mogu zagrejati, a adijabatskim

širenjem ohladiti. Adijabatsko zagrevanje vazduha primećuje se, na primer, pri pumpanju guma na točkovima, te se zbog njega pumpa često veoma zagreje.

Promenu temperature pri adijabatskoj kompresiji (odnosno širenju) nekog idealnog gasa, koja se vrši uz utrošak rada, možemo očigledno objasniti na ovaj način. Pri svakoj promeni zapremine suda u kome se gas nalazi mora se uvek jedan od zidova tog suda kretati. No kada molekuli gasa udaraju o taj zid dok se on kreće, oni posle odbijanja neće imati istu brzinu kao što bi to bilo da je zid u miru. U to se možemo uveriti posmatrajući loptu koja se odbija o neku pregradu. Ako se pregrada kreće u susret lopti, lopta će posle odbijanja imati veću brzinu (odbijanje lopte teniskim reketom). Ako pak zid uzmiče pred loptom, ona će pri odbijanju izgubiti deo brzine. U prvom slučaju lopta je sudarom dobila izvesno ubrzanje, a u drugom ona je na štetu svoje energije kretanja saopštila zidu izvesno ubrzanje. Na isti način dobijaju i molekuli izvesno ubrzanje od zida koji se kreće ka unutrašnjosti suda, dakle pri kompresiji. Prosečna energija molekula povećava se, temperatura raste. U obrnutom slučaju, udarom o pregradu koja uzmiče, molekuli gube deo brzine, te temperatura gasa opada.

Izotermno širenje ne može se stoga vršiti bez izmenjivanja toplote sa okolinom. Da bi pri takvom, izotermnom širenju, temperatura ostala konstantna, mora se spolja dovesti toplota radi nadoknadjivanja energije koju je gas izgubio vršeći rad. Pri kompresiji potrebno je da gas odavanjem toplote oslobodi energiju koju je primio.



Sl. 7. Joule-Thomson-ov efekt

Ako se promena zapremine ne vrši pomeranjem klipa, nego se, na primer, otvaranjem jednog ventila gas pušta u dotle prazan prostor, onda pri tom idealni gas neće izvršiti nikakav rad; molekuli će istom brzinom strujati (difundovati) u prostor koji je dotle bio prazan, te se temperatura neće promeniti (*Gay Lussac*). Kod realnih gasova koji se ponašavaju *van der Waals*-ovoj jednačini stanja (§ 5) ovo će važiti samo u izvesnoj meri. Jer, kada se molekuli udaljuju, vršiče se, na račun njihove kinetičke energije, rad na savladivanju *van der Waals*-ovih sila. Ovo su prvi dokazali *Joule* i *Thomson* sledećim ogledom. Oni su protiskivali gas kroz slabo propustljivu pregradu u cevi koja je bila dobro zaštićena od gubitaka toplote (sl. 7). S jedne strane pregrade pritisak je p_1 , a s druge strane p_2 . Pokazalo se da se vazduh pri prolazu kroz pregradu hladi. Da je vazduh idealan gas, hladjenje se ne bi javilo pa bi bilo $p_1 V_1 = p_2 V_2$. Ali zbog dejstva *van der Waals*-ovih sila vazduh se može komprimirati lakše nego neki idealni gas. Jer, ukoliko su molekuli, zbog smanjenja zapremine, bliži, utoliko su privlačne sile jače, a one potpomažu kompresiju gasa. Analogno tome se pri smanjenju pritiska vazduh širi više no idealan gas. Zato je u *Joule—Thomson*-ovom ogledu zapremina V_2 veća no kod idealnog gasa, pa je stoga $p_2 V_2 > p_1 V_1$. Ali je spoljni rad koji treba izvršiti pri protiskivanju kroz pregradu, jednak $p_1 V_1$ (jer se zapremina V_1 smanjuje i teži nuli, a javlja se za-

premina V_2), ap_2V_2 je rad koji se dobije s druge strane. Pri ovom procesu dobija se dakle spoljni rad. To se može izvršiti samo na račun unutrašnje energije gasa, dakle na štetu brzine njegovih molekula. Gas se hladi vršeći spoljni rad. No on se pored toga hladi i zato što vrši i unutrašnji rad, zato što se molekuli gasa pri ekspanziji udaljavaju jedni od drugih, njihova se potencijalna energija dakle povećava, a to može da nastupi samo na račun kinetičke energije.

Ovaj efekat hlađenja nastupa kod gasova tek ispod njihove *temperature inverzije*, koja je sa konstantama a i b van der Waals-ove jed-

načine (§ 5) i gasnom konstantom R vezana jednačinom $T = \frac{2a}{Rb}$. Ta

temperatura je kod nekih gasova prilično niska, a kod plemenitih gasova stoga što su kod njih van der Waals-ove sile male, pa je zato i a vrlo malo. Kod vodonika je međutim kovolumen, pa zato i b , veoma veliko. Stoga je njegova temperatura inverzije niska; ona iznosi -80°C .

Diferenciranjem jednačine (25) dobijamo

$$\kappa p V^{\kappa-1} dV + V^\kappa dp = 0, \text{ ili } \frac{dV}{V} = -\frac{1}{\kappa} \frac{dp}{p} \quad (26)$$

Ako promena zapremine dV nastaje zbog toga što na klip površine q deluje sila $dk = -qdp$ tako da je $\frac{dV}{V} = \frac{dk}{q\kappa p}$, onda upoređujući ove jedna-

čine sa jednačinom $\frac{dV}{V} = \frac{dk}{q\kappa p}$ koja važi za izotermne promene, vidimo da pri adijabatskoj promeni zapremine proizvod κp igra istu ulogu kao p pri izotermnoj promeni zapremine. Prema tome je κp adijabatski modulu kompresije idealnog gasa. On je veći od izotermnog modula kompresije, jer se gas pri adijabatskoj kompresiji zagreva, te je otpor protiv takve promene zapremine veći nego pri izotermnoj. U obrascu za

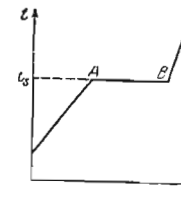
brzinu zvuka u gasovima, jednačina $C = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}}$, ne javlja se kao modulu elasticiteta pritisak p , nego veličina κp . To potiče otuda što se promene pritiska (i promene temperature koje su s njima u vezi) pri prostiranju zvuka vrše toliko brzo da ne može nastupiti izjednačavanje temperature izmedju oblasti koje su trenutno zagrejane i onih koje su trenutno ohlađene. Promene su dakle adijabatske, te ne važi Boyle-Mariott-ov, nego Poisson-ov zakon [jednačina (25)].

II. PROMENE AGREGATNOG STANJA. RASTVORI.

10. *Promene agregatnog stanja.* Ako zagrevamo neko (kristalasto) čvrsto telo ono će na određenoj temperaturi preći u tečno stanje ukoliko već ranije ne nastupe hemijske ili neke druge promene (sagorevanje i slično). Telo se topi. Ako ga sada polazeći sa neke više temperature hladimo, ono će na istoj temperaturi očvrstnuti. Ta temperatura naziva se *temperatura topljenja* ili *tačka topljenja* datog tela. A kako telo pri hlađenju na istoj temperaturi očvršćava, naziva se ona i *temperatura očvršćavanja*. Kod tela koja su na običnoj temperaturi tečna, kao voda i vodeni rastvori, govori se obično o *tački mržnjenja*.

Tečna tela, uopšte, pri svakoj temperaturi postepeno prelaze u gasovito stanje, i to toliko brže ukoliko je temperatura viša. Ako temperaturu povišavamo, nastupa najzad jedan naročiti proces isparavanja, pri kome čitava tečnost brzo prelazi u gasovito stanje, dok se u njenoj unutrašnjosti burno obrazuju mehurići. Tečnost *ključa*. Temperatura na kojoj ova pojava nastupa, naziva se *temperatura ključanja* ili *tačka ključanja*. Proces suprotan isparavanju naziva se *kondenzacija*. No postoji i proces sličan isparavanju pri kome se neposredno vrši prelaz iz čvrstog u gasovito stanje i obratno. Taj proces se naziva *sublimacija*.

Na slici 8 šematski je prikazano kako se pri topljenju ili ključanju menja temperatura t nekog tela kome ravnomerno dovodimo toplotu Q . Pre no što dostigne tačku topljenja odnosno ključanja t_0 , temperatura tela ravnomerno raste. Ali čim je ova temperatura dostignuta (A), temperatura se dalje ne povišava; i pored stalnog dovodjenja toplote temperatura ostaje konstantna sve dok se proces topljenja odnosno ključanja potpuno ne okonča (B). Zatim temperatura dalje raste. Temperatura topljenja odnosno ključanja može se dakle veoma tačno odrediti. Pri očvršćavanju, odnosno kondenzaciji, proces se na isti način odvija u suprotnom smeru.



Sl. 8. Promena temperature pri topljenju i ključanju. t temperatura, Q dovedena količina toplote, t_0 temperatura topljenja odnosno ključanja. Pretstavlja u isto vreme i promenu temperature pri prelazu preko temperature transformacije.

Određena tačka topljenja postoji samo kod čvrstih kristalastih tela dok je kod amorfih nema. Amorfnu tela pri zagrevanju postepeno omekšavaju, prelaze u guste a zatim žitke tečnosti (staklo, pečatni vosak, smola). Kod njih, dakle, ne postoji oštra granica izmedju čvrstog i tečnog stanja. Kristalasta i amorfnu tela ponašaju se različito stoga što ona prva imaju strukturu prostorne rešetke, dok amorfnu tela nemaju takvu strukturu.

Tri vida u kojima se neka supstanca već prema svome agregatnom stanju može javiti, nazivaju se njene *faze*, pa se u tom smislu govori o čvrstoj, tečnoj i gasovitoj fazi. Svako telo može, pod datim spoljnim pritiskom, samo pri jednoj određenoj temperaturi i to pri temperaturi topljenja (koja zavisi od pritiska § 12), biće ono stalno tečno a ispod nje čvrsto. Iznad tačke ključanja (koja isto tako zavisi od pritiska § 13) data materija može biti samo gasovita ali ispod tačke ključanja, a ne samo na njoj, ona se može javljati istovremeno i u gasovitom i u tečnom stanju pa se u stanju ravnoteže uvek tako i javlja (§ 13). I ispod tačke topljenja mogu čvrsta i gasovita faza da postoje jedna pored druge. Sve tri faze neke materije mogu istovremeno postojati samo pod određenim pritiskom gasovite faze i na određenoj temperaturi, na takozvanoj trojnoj

tački. Kod vode ova tačka odgovara pritisku $p = 0,46 \text{ cm Hg}$ i temperaturi $t = +0,0098^\circ$. Prema tome može se postaviti sledeća šema:

- ispod tačke topljenja: čvrsto i gasovito
- u trojnoj tački: čvrsto tečno i gasovito
- između tačke topljenja i ključanja: tečno i gasovito
- iznad tačke ključanja: gasovito

Postupajući pažljivo možemo tečnost ohladiti za nekoliko stepeni ispod tačke mržnjenja, a da ne predje u čvrsto stanje (prehladnjavanje). No ako je tada protresemo ili ubacimo u nju zrnce čvrste faze, ona će odmah više ili manje potpuno očvrstnuti, zagrevajući se pri tom do tačke topljenja. Isto se tako može tečnost (iz koje je odstranjen vazduh) pažljivim zagrevanjem dovesti na temperaturu višu za nekoliko stepeni od tačke ključanja, a da ne proključa. Ona će se tada naglo uzburkati hladdeći se pri tom do tačke ključanja (zakašnjenje ključanja). Pri prehladnjavanju i pregrevavanju tečnost se nalazi u tzv. metastabilnom stanju tj. u izvesnoj unutarnjoj ravnoteži male stabilnosti, iz koje se može malim poremećajem izbaciti, pa pri tom prelazi u najstabilnije stanje. Amorfnu tela možemo smatrati za tečnosti koje se mogu veoma prehladiti, pri čemu im viskoznost postaje tako velika, da se molekuli više ne mogu složiti u pravilne prostorne rešetke, nego ostaju neuredjeni, kao što je karakteristično za molekule tečnosti.

Tablica 6

Neke normalne tačke topljenja i ključanja u celzijevim stepenima

	Tačka topljenja	Tačka ključanja
Aluminium	+ 658	- 2500
Argon	- 189,6	- 186
Olovo	+ 327,4	+ 1750
Bor	+ 2300	-
Hlor	- 102	- 33,6
Zlato	+ 1064	oko - 2950
Helijum	-	- 268,82
Iridijum	+ 2454	-
Ugljenik	-	-
Bakar	+ 3540	+ 2560
Natrijum	+ 97,6	+ 877,5
Platina	+ 1084	oko + 3800
Živa	- 38,87	+ 357
Kiseonik	- 218,4	- 182,970
Ažot	- 210,52	- 195,808
Vodonik	- 259,2	- 252,780
Volfram	+ 3380	-

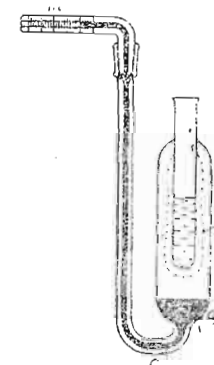
Tačke ključanja odnose se na pritisak 76 cm.

U tabeli su date tačke topljenja i ključanja nekih supstancija. Legure metala imaju nižu tačku topljenja no čisti metali od kojih su one sastavljene. Rose-ova legura ($2 \text{ Bi} + 1 \text{ Pb} + 1 \text{ Sn}$) topi se na 95° .

Wood-ova ($1 \text{ Cd} + 1 \text{ Sn} + 2 \text{ Pb} + 4 \text{ Bi}$) na 66° . Jedna legura kalijuma i natrijuma tečna je na sobnoj temperaturi.

Termičko kretanje u čvrstim (kristalnim) telima sastoji se u oscilacijama sastavnih atoma oko ravnotežnih položaja. Što je temperatura viša, biće oscilacije življe. Na temperaturi topljenja postaju one tako velike, da unutarnje veze u telu oslabe. Pravični raspored čvrste materije prelazi u neuredjeno stanje karakteristično za tečnost. Da se izvrši slabljenje strukture i promena atomarnih sastavnih delova materije, koje pri tom mogu nastupiti potrebno je izvršiti rad što postaje dovodjenjem toplotne energije.

II. Tačke pretvaranja. Toplote pretvaranja. Promene agregativnog stanja su naročito upadljivi primeri unutrašnjih promena jednog tela. Za to postoje još i mnogobrojni drugi primeri, kod kojih se ne javljaju nikakve spoljne promene, nego se menja neka unutrašnja osobina date materije (specifična toplota, magnetski permeabilitet i slično). Takve promene vrše se — već prema smeru u kome se odvijaju — uz vezivanje ili oslobađanje toplotne energije, ali se pri tom temperatura tela ne menja. Za takve tačke pretvaranja karakteristično je da se na njih, i pored stalnog vezivanja ili oslobađanja toplote, temperatura tela ne menja, dakle kao pri topljenju ili očvršćivanju (sl. 9). Za vreme ove transformacije telo ostaje na konstantnoj temperaturi, temperaturi promene. U koliko se za to vreme vezuje toplota, ona samo daje energiju



Sl. 9. Ledeni kalorimetar

za promenu koja se vrši, a ne izaziva povišenje temperature. Ona ne povećava kinetičku, nego samo uzajamnu potencijalnu energiju molekula. Pri odavanju toplote transformacija se vrši u suprotnom smeru, a oslobodjena toplotna energija održava materiju na konstantnoj temperaturi. Količina toplote koja je potrebna za transformaciju 1g odnosno 1 gram — molekula nekog tela naziva se toplota transformacije (latentna toplota) odnosno molekularna toplota transformacije.

Po pravilu se pri takvoj transformaciji menja zapremina tela. U tom slučaju temperatura transformacije T zavisi od pritiska p pod kojim se telo nalazi. Neka budu V_1 i V_2 molekularne zapremine tela neposredno ispod i iznad temperature transformacije T , i neka bude Q nje-

gova molekularna toplota transformacije. Tada će se pri promeni pritiska Δp , temperatura transformacije promeniti za

$$\Delta T = \frac{(V''_m - V'_m)T}{Q} \Delta p \quad (1)$$

(Clausius—Clapeyron-ova jednačina). Temperatura transformacije raste ili opada kada se pritisak povećava prema tome da li je $V''_m \geq V'_m$. Pri tom treba p meriti u dyn. cm^{-2} a Q u erg . Ako se p meri atmosferama odnosno cm Hg a Q u cal , javiće se s desne strane jednačine (1) činitelj 0.0242 odnosno $0.3184 \cdot 10^{-3}$.

12. *Topljenje*. Toplota topljenja nekog tela je toplota pretvaranja pri topljenju. To je, dakle, ona količina toplote koju treba da veže 1g nekog tela da bi ono, na temperaturi topljenja, prešlo iz čvrstog u tečno stanje. Obrnuto, ista količina toplote će biti oslobođena pri očvršćavanju 1 g tečnosti. U tom slučaju ono predaje svoju toplotu topljenja hladnijoj okolini, a samo pri očvršćivanju ostaje na konstantnoj temperaturi, iako stalno odaje toplotu.

Toplota topljenja leda može se lako izmeriti vodenim kalorimetrom (§ 7). Poznata količina suvog leda na temperaturi 0°C stavlja se u vodu u kalorimetru, pa se, pošto se led potpuno istopi, izmeri sniženje temperature. Toplota topljenja leda iznosi $75,5 \text{ cal. g}^{-1}$. U tabeli 11 date su topline topljenja nekih tela.

Toplote topljenja nekih tela

Tablica 7

Aluminijum	94 cal · g ⁻¹	Srebro	26,0 cal · g ⁻¹
Olovo	5,5	Kuhinjska so	124
Zlato	15,9	Voda (Led)	79,5
Bakar	41		

Na toploti topljenja leda zasniva se *Lavoisier*-ov ledeni kalorimetar, kod koga se količine toplote određuju na osnovu količine leda (odnosno količine vode koja se pri tom obrazovala) koji se otopio pri oslobađanju toplote. Kod *Bunsen*-ovog ledenog kalorimetra (sl. 9) određuje se količina toplote na osnovu smanjenja zapremine pri topljenju. Ona se sastoji od jednog staklenog suda sa dvostrukim zidovima između kojih se nalazi voda. Medjuprostor se nastavlja u kapilaru (c) koja je napunjena živom (q). Prvo je potrebno da se na zidu unutrašnjeg suda formira ledeni onotač b , što se postiže ako se brzini isparavanjem etra u sudu ili smešom za hladjenje (§ 20) njegova temperatura snizi ispod 0° . Potom se u unutrašnji sud, koji se sada nalazi na temperaturi od 0° , stavlja telo mase m , zagrejano na neku višu temperaturu t . Tu ono predaje ledu toplotu i hladi se na 0° . Pritom se otapa izvesna količina leda m' , a po principu održanja energije mora biti

$$cm \cdot t = m' \cdot l \quad (l = 79,5 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1})$$

Količina m' istopljenog leda izračunava se na osnovu smanjenja zapremine, što se meri pomeranjem živinog konca pomoću skale m , ako je

presek kapilare poznat. Na taj način može se odrediti specifična toplota c tela koje je uneto u kalorimetar. Kako se pri ovakvom merenju menja jedino temperatura unetog tela, toplotni kapacitet kalorimetra ne ulazi u račun.

Pošto pri topljenju molekularna struktura materije postaje rastresitija, po pravilu će se, naravno, pri topljenju, zapremina tela povećavati, a zato gustina smanjivati. Jedan od retkih izuzetaka je voda (led), čija se gustina (0.9112) pri topljenju povećava za 10% do vrednosti 0.99987. Uzrok je ovde isti kao pri povećanju gustine koja se kod vode javlja sve do temperature od 4°C (§ 3). Dok, dakle, po pravilu, čvrsto telo u svojoj otopini pada na dno, led pliva po vodi, i to tako, da je utopljen za 9/10. Ova činjenica igra, u vezi sa anomalijom gustine vode, važnu ulogu u prirodi. Zimski ledeni pokrivač na vodama nastaje blagodareći tome što se voda ponaša protivno opštem pravilu.

Činjenica da se voda pri smrzavanju širi igra i u drugom pogledu važnu ulogu u prirodi. Voda koja je prodrla u pukotine stena rasprskava ih, šireći se naglo pri smrzavanju, tako da se stena pri otapanju u proleće raspada (otuda je opasnost odronjavanja u proleće veća). To promrzavanje u stenama jedan je od najvažnijih uzroka koji razaraju planine. Da ne bi bili izloženi istom razornom dejstvu, moraju zidovi biti zaštićeni od prodiranja vode.

Ako pustimo da parafin očvrstne u epruveti, jasno ćemo primetiti skupljanje koje kod njega nastupa. U sredini je čvrsti parafin izdubljen zato što prvo očvrstne na zidovima.

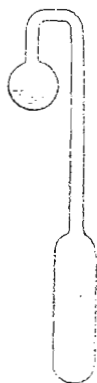
Kada se neko telo pri topljenju širi, njegova tačka topljenja se pri povišenju spoljnog pritiska penje; ako se ono skuplja, tačka topljenja se snižava (*le Chatelier*-ov princip). To je neposredna posledica *Clausius-Clapeyron*-ove jednačine (§ 11), u koju treba kao molekularnu toplotu transformacije Q , staviti molekularnu toplotu topljenja. Stoga tačka topljenja leda opada kada pritisak raste. Doista, u ovom izuzetnom slučaju je $V_m > V'_m$. Stavimo li komad leda, čija je temperatura nešto niža od 0° , pod povišenim pritiskom, nastupiće u prvi mah topljenje. No toplotu topljenja potrebnu za to uzima led iz samog sebe, hladeći se pritom do neke nešto niže temperature, tako da topljenje prestaje sve dok ne bude dovedena toplota iz spoljne sredine. Na ovoj činjenici počiva tzv. regelacija leda. Kada pravimo grudvu od snega, on se na pojedinačnim mestima usled povišenog pritiska topi — jer je sastavljen od ledenih kristala. Kada pritisak popusti, sneg se zamrzava ponovo, pri čemu se kristali snega čvrsto slepe. Led je dobrim delom klizav zato što se pri povećanom pritisku topi, te se između tela koje se kliza po ledu i leda uvek obrazuje tanak sloj vode koji deluje kao sredstvo za podmazivanje. Na regelaciji se delom zasniva i plasticitet ledenika (glečerskog leda). Ako se pritisak u ledu poveća zato što se ledena struja na nekom uskom mestu sabija, nastaje lokalno topljenje, što dozvoljava da se delovi leda kreću i prilagode raspoioživom prostoru. Tako ledenici mogu da teku ka dolinama kao kakva neobično viskozna tečnost.

13. *Isparavanje*. *Gustina pare*. *Napon pare*. Da bi neka tečnost isparavala, treba da molekuli iz unutrašnjosti prodju kroz površinu tečnosti i izidju napolje. Pritom treba izvršiti rad na savladivanju onih istih molekularnih sila koje izazivaju površinski napon. I u tečnostima kao i

a gasovina molekuli imaju sve moguće brzine. Najbrži će se probiti kroz površinu. Isparavanjem tečnost gubi brže molekule, srednja brzina molekula upada, te se stoga smanjuje temperatura tečnosti. Svaka tečnost prepuštena samoj sebi hladi se usled isparavanja. Ako je potrebno da joj temperatura bude konstantna potrebno je trošiti toplotu. Toplota pretvaranja potrebna da bi se 1g tečnosti konstantne temperature pretvorio u paru iste temperature, zove se *toplota isparavanja* date tečnosti. Ovo važi i za ključanje, koje je tako isto vezano za konstantnu temperaturu ključašte, predstavlja samo naročit oblik isparavanja.

Tablica 8. Toplote isparavanja nekih tela

Alkohol	202 cal. g ⁻¹	Kiseonik	51 cal. g ⁻¹
Amonijak	321	Azot	48
Etar	80	Sumporugljenik	85
Hlor	62	Voda	539,1
Živa	68	Vodonik	110



Slika 10. Kriofor

Molekularna toplota isparavanja, jeste količina toplote potrebna da ispari 1 gram-molekul tečnosti. Ona je dakle jednaka radu koji treba izvršiti da bi N molekula iz unutrašnjosti tečnosti prošlo kroz njenu površinu ($N = \text{Loschmidt-ov broj}$).

Ukoliko je veća srednja brzina molekula u tečnosti, utoliko će više molekula biti u stanju da se probije kroz površinu. Brzina isparavanja stoga raste sa temperaturom.

Hladjenje tečnosti pri isparavanju može se tako posmatrati kod vode. Voda u otvorenim sudovima uvek je nešto hladnija od okoline. Čoveče telo naglo se hladi ako je mokro, zato što na njemu voda brzo isparava (opasnost od nazeba posle znojenja). Ubrzavajući isparavanje etra (produvavanjem vazduha, čime se površina povećava a odvođena para stalno odvodi) možemo ga tako hladiti znatno ispod 0°C. Topla tela se pri duvanju hlade zato, što se odvođenjem pare ubrzava isparavanje vode, i tako snižava temperatura tela. Masne čorbe hlade

se sporo stoga, što sloj masti koji pliva na njihovoj površini sprečava isparavanje.

Hladjenje tečnosti pri isparavanju može se vrlo upečatljivo pokazati pomoću kriofera (sl. 10). On se sastoji od dva staklena suda vezana jednom cevi iz kojih je dobro iscerpen vazduh, a u kojima se nalazi malo vode. Ostali prostor u sudovima ispunjen je zasićenom vodenom parom (v. dalje). Vodu treba dovesti u gornju loptu, a drugi, prazni sud, staviti u neku smešu za hladjenje. U njemu će se kondenzovati vodena para koja je na sobnoj temperaturi bila zasićena. Ali kako u gornjoj lopti vlada viša temperatura, tamo će voda i dalje isparavati. Voda se na taj način hladi i konačno smrzava.

Toplotu isparavanja vode možemo odrediti merenjem promene temperature izvesne količine vode u kalorimetarskom sudu, kada se u njoj kondenzuje poznata količina pare. Paru ćemo dovesti pomoću neke cevi na pr. iz kotla u kome ključa voda. Toplota isparavanja iznosi na 100°C 539,2 cal. g⁻¹. Kao i sve toplote isparavanja i ona zavisi od temperature.

U tabeli 9 date su toplote isparavanja nekih tela na njihovoj normalnoj tački ključanja tj pri pritisku od 76 cm Hg.

Obratite pažnju na izvanredno visoku vrednost kod vode.

Tablica 9

Napon pare helijuma

- 60°	0,0007 cm Hg	+ 40°	5,53 cm Hg
- 40°	0,0093 "	+ 60°	14,94 "
- 20°	0,077 "	+ 80°	35,51 "
+ 0°	0,46 "	+ 100°	76,00 "
+ 20°	1,75 "	+ 200°	1166,50 "

Tablica a

Napon živine pare

(Temperatura u celzijevim stepenima)

0°	0,0000185 cm Hg	60°	0,00277 cm Hg
15°	0,000081 "	100°	0,0301 "
30°	0,00027 "	356°,7	76,00 "

Tablica b

Napon vodene pare (leda)

(Apsolutne temperature)

1°,475	0,415 cm Hg	4°,9	132,9 cm Hg
3°,516	35,95 "	5°,16	1668,0 "
4°,205	75,75 "	5°,20	1718,0 "

Tablica c

Od ranije ostala je navika da se gas koji se nalazi u dodiru sa svojom sopstvenom tečnošću naziva *para*. Pare su samo gasovi koji

ošetno odstupaju od idealnog gasovitog stanja. Nepravilno je nazivati parom oblake čvrstih ili tečnih čestica koje lebde. Pravilno bi bilo zvati ove oblake maglom. Vodena para je nevidljiva.

Uzmimo dobro zatvoren sud, delimično ispunjen nekom tečnošću. Ona će isparavati u slobodan prostor u sudu. Kada bude dostignuta određena gustina, dalje isparavanje će prestati. Uspostavlja se izvesno stacionarno stanje — dinamička ravnoteža između tečnosti i pare — tako da u svakom trenutku iz tečnosti izidje (isparavanje) isto toliko molekula, koliko se iz pare vrati u tečnost (kondenzacija). A kako napon pare zavisi od njene gustine, vremenom će se uspostaviti određen napon pare iznad tečnosti, tzv. napon pare ili napon zasićenja tečnosti. Napon pare zavisi od temperature i raste s njom. To pokazuje tablica *a* za vodu odnosno led, tabela *b* za živu a tabela *c* za helijum. Para koja je u ravnoteži sa svojom tečnošću zove se zasićena para. Na napon (parcijalni pritisak) zasićene pare koja se nalazi iznad neke tečnosti, nema uticaja prisustvo drugih gasova, na pr. vazduha.



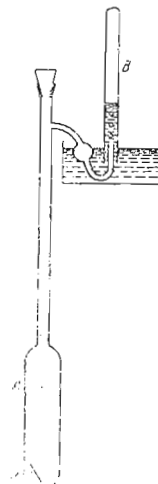
Sl. 11. Merenje napona pare. *b* stanje barometra, *p* naponi pare

Da bismo odredili napon pare neke tečnosti na sobnoj temperaturi, možemo se poslužiti uređajem koji je upotrebljen za *Torricelli*-jev ogled. (sl. 11). Potrebno je prvo da se u cevi iznad žive dobije vakuum. Zatim se u cev ozdo pušta malo tečnosti koju ispitujemo. Živin stub se odmah snižava, jer na njega sada deluje napon pare date tečnosti. Taj napon određuje se iz razlike visina živinog stuba. Pri tom u cevi mora ostati nešto malo tečnosti, da bismo sigurno imali zasićeno stanje. Sada možemo zaključiti da pri *Torricelli*-jevom ogledu u gornjem delu cevi ne vlada potpun vakuum, nego u njemu imamo napon zasićene živine pare koja na sobnoj temperaturi iznosi oko 10^{-4} *cm Hg*. Ako se u cev unese voda, živin stub će se, na temperaturi od 15° , snižiti za $1,28$ *cm* što odgovara naponu vodene pare od $1,28$ *cm Hg*. Sniženje će biti znatno veće ako unesemo alkohol ili etar. Ako sev podižemo, spuštamo ili naginjemo, i tako menjamo prostor koji pari stoji na raspoloženju, napon pare će ostati isti sve dok ima tečnosti. Para će se delom kondenzovati, ili će se odgovarajući deo pare osloboditi iz tečnosti.

Molekularne sile koje deluju nasuprot isparavanju u tesnoj su vezi, kao što smo već pomenuli, sa površinskim naponom, pa prema tome sa onim (jednostranim) silama koje teže da molekule na površini tečnosti uvuku u njenu unutrašnjost. Zato će kondenzacija neke tečnosti biti olakšana ako pored normalnih molekularnih sila budu delovale i neke

druge privlačne sile. Naelektrisane čestice prašine koje se u vazduhu skoro uvek nalaze, potpomažu, dejstvom svojih električnih sila, kondenzaciju vodene pare u atmosferi. One obrazuju kondenzaciona jezgra. Na prostranim, čvrstim rashladjenim površinama, vodena para iz atmosfere lakše se kondenzuje nego na malim vodenim kapljicama. Ovo potiče otuda što je površinski napon na kapljicama manji nego na ravnoj površini tečnosti. Zato kapljice isparavaju lakše no tečnosti sa ravnom površinom: obratno, na njima teže dolazi do kondenzacije. Temperatura na kojoj kondenzacija vodene pare iz atmosfere nastupa na ravnim površinama, zove se *tačka rose*. Ona zavisi od parcijalnog napona vodene pare, t. j. od stepnja zasićenosti vazduha, pa se stoga može koristiti za određivanja vlažnosti atmosfere.

U višim slojevima atmosfere može se desiti da se vazduh koji sadrži vodenu paru prehladi, t. j. da se ohladi ispod one temperature na kojoj bi bio zasićen svojom vodenom parom a da se pri tom voda ne kondenzuje u kapljice. Kada kišne kapljice ili ledeni kristali iz nekog višeg sloja vazduha prolaze kroz takav prehladjeni sloj, na njima se voda odmah kondenzuje i ledi u obliku okruglastih gromoljica leda (grad i cigancići). Ista pojava nastupa i na avionima pri prolasku kroz takav prehladjeni sloj vazduha. Zaledjivanje koje tada nastaje, predstavlja jednu od najvećih opasnosti po vazdušni saobraćaj.



Sl. 12 Merenje gustine pare po metodi Victora Meyera

Prema *Avogadro*-vom zakonu svi idealni gasovi imaju, pod istim uslovima, jednak broj molekula u 1 *cm*³. Zato gustine takvih gasova stoje u istom odnosu kao mase njihovih molekula, a taj je odnos jednak odnosu molekularnih težina. Gustine idealnih gasova su, pri istom pritisku i temperaturi, srazmerne njihovim molekularnim težinama, te se ove mogu izračunati na osnovu gustine.

Ovaj postupak može se primeniti i na čvrsta i tečna tela koja možemo ispariti. U tom slučaju se gustina date materije u idealnom nie-

nom stanju, na 0°C i 76 cm Hg naziva njenom *gustinom pare*. Istina to stanje se ne može ostvariti kod tela koja su obično u čvrstom ili tečnom stanju. No ako smo odredili gustinu nekog tela na određenoj temperaturi i pritisku, pri kojemu se može smatrati da je ono u idealnom gasnom stanju, onda se pomoću zakona za idealne gasove lako može izračunati kolika bi bila gustina tog tela u idealnom stanju pod gornjim uslovima. Od raznih postupaka za određivanje gustine pare pomenimo metodu *Victoria Meyera*. Staklena čevčica R napuni se malom, izmerenom količinom supstancije koju treba ispitati. Čevčica je ili otvorena ili pak zatvorena čepom koji se pod povećanim unutarnjim pritiskom lako otvara. — Čevčica se ubacuje u stakleni A čiji se oblik vidi na slici 12. — Njegova temperatura toliko je visoka, da telo koju ispitujemo na njoj ne samo isparava, nego, šta više, prelazi u skoro idealno gasovito stanje. Temperatura nije potrebno tačno poznavati. Potrebno je samo da ona zadovoljava prethodni uslov. Posle unošenja u sud, koji odmah zatvaramo čepom, telo isparava i potiskuje vazduh koji se nalazi u cevi. Zbog toga vazduh izlazi kroz cev na gornjem kraju suda. Taj vazduh hvatamo u cilindar B . Istisnuta količina vazduha tačno odgovara količini vazduha koje je iz suda potisnulo ispareno telo. Zato je ona u sudu zauzimala istu zapreminu kao i ispareno telo. Kako se ispareno telo u sudu ponaša kao idealan gas, i kako se i vazduh ponaša skoro kao idealan gas, to bi se oba tela pri svima promenama pritiska i temperature ponašala na isti način — pod pretpostavkom da supstanca ostaje pri tom u idealnom gasovitom stanju. Da je, dakle, umesto vazduha iz suda u cilindar bilo istisnuto ispareno telo, ono bi pod gornjom pretpostavkom, imalo istu zapreminu kao i vazduh (s tačnošću koja je za svrhu merenja dovoljna). Možemo dakle smatrati da je izmerena zapremina vazduha jedna zapremini koju bi zauzimalo ispareno telo kada bi se, kao idealan gas, nalazilo pod istim pritiskom i temperaturom kao i istisnuti vazduh. Kada težinu tela — koju smo prethodno izmerili — podelimo tom zapreminom, dobijamo specifičnu težinu i gustinu pare. Na osnovu nje možemo, pomoću zakona o gasovima, da izračunamo molekularnu težinu.

14. Ključanje. Ključanje tečnosti sastoji se u isparavanju koje se ne vrši samo na površini, nego i u unutrašnjosti tečnosti, a naročito na zidovima suda. Tamo se obrazuju mehurići pare koji se penju na površinu. Napon pare u mehurićima odgovara temperaturi tečnosti. Jasno je da to može nastupiti tek kada taj napon pare nije manji od pritiska pod kojim se tečnost nalazi. Jer, pri manjem naponu mehurići pare koji bi spontano nastali, biće komprimirani spoljnim pritiskom pa će se opet kondenzovati u tečnosti. Zato svaka tečnost ključa na onoj temperaturi na kojoj je napon njene zasićene pare jednak spoljašnjem pritisku, dakle kada je taj napon jednak vazdušnom pritisku. — Ako se ključanje vrši na slobodnom vazduhu pritom treba imati u vidu da su mehurići u unutrašnjosti tečnosti izloženi još i hidrostatičkom pritisku te stoga moraju imati nešto višu temperaturu no para na atmosferskom pritisku.

Temperatura ključanja tečnosti zavisi dakle od pritiska. I ovde važi *Clausius-Clapeyron*-ova jednačina (1), § 11, gde je sada V''_m zapremina gram-molekula tečnosti, a V'''_m zapremina pare, i u kojoj za toplotu transformacije Q treba staviti molekularnu toplotu isparavanja.

Kako je uvek $V''_m \gg V'''_m$, biće pri isparavanju ΔT uvek pozitivno; t. j. temperatura ključanja uvek raste sa pritiskom. Tabela 9 pokazuje kako to biva kod vode u okolini normalnog atmosferskog pritiska. Veća izmedju temperature ključanja i pritiska za veći interval pritiska vidi se iz tabele 13 a (§ 13). Ako vodu od 90° — 95° stavimo u prostor koji se može evakuirati, ona će početi da ključa čim se pritisak dovoljno smanji. Pri dovoljno niskom pritisku može voda ključati i na sobnoj temperaturi iako joj se ne dovodi toplota. Ogled naročito uspeva ako se u prostor, u kome snižavamo pritisak, unese sumporna kiselina koja apsorbuje vodenu paru, jer se inače pritisak ne može sniziti ispod napona zasićene pare. A kako se toplota potrebna za isparavanje u tom slučaju ne dovodi dovoljno brzo, isparavanje se vrši na račun toplote same vode. Pritom se voda može ohladiti do 0° te se mrzne ključajući istovremeno. Mehurići pare probijaju ledeni pokrivač koji se hvata na vodi.

Tablica 9

Zavisnost tačke ključanja vode od pritiska

Pritisak cm Hg	Tačka ključanja $^{\circ}\text{C}$
72	98,49
73	98,89
74	99,26
75	99,63
76	100,00
77	100,37
78	100,73
79	101,09
80	101,44

Kako vazdušni pritisak opada s visinom to se i temperatura ključanja snižava sa visinom. Ona na pr. iznosi na visini Monblana (4800 m, vazdušni pritisak od 42 cm Hg) samo 84° . Ovo se koristi da se pri ekspedicijama na visoke planine na jednostavan način izmeri visina. Da bi se hrana bolje skuvala upotrebljava se *Papin-ov lonac*, čiji se poklopac može čvrsto zatvoriti. Na poklopcu se nalazi ventil koji se pri izvesnom povišenom pritisku vodene pare otvara. U tom slučaju voda ključa pod povišenim pritiskom svoje sopstvene pare, te se ključanje vrši na višoj temperaturi no pri spoljnjem vazdušnom pritisku.

Pod *destilacijom* se podrazumeva isparavanje neke tečnosti i ponovna kondenzacija njene pare pri hladjenju. Specijalno se naziva destilacijom postupak za dobijanje čistih tečnosti (vode, alkohola itd.) koji se zasniva na ovome. Postupak se sastoji u tome što se tečnost koja je pomešana sa drugim materijama dovede do ključanja a njena para kondenzuje u nekom drugom sudu. Ako se na pr. radi o vodenom rastvoru neke soli, to će pri ključanju isparavati samo voda. Ako vodu sprovedemo kroz cev za hladjenje ona će se tamo kondenzovati kao

čista voda (destilisana voda). Pri ključanju smeše više tečnosti para je znatno bogatija onim sastojcima čija je tačka ključanja niža. Ako paru kondenzujemo, destilat će biti bogatiji ovim sastojcima. Ponavljanjem postupka možemo procenat tih sastojaka u destilatu znatno povećati. (Dobijanje jačih alkoholnih pića iz slabijih).

15. *Sublimacija.* Napon pare većine čvrstih materija neobično je mali, te se stvarno u većini slučajeva ne može konstatovati da se njihova količina vremenom smanjuje zbog isparavanja. Samo se kod prilično malog broja čvrstih materija jasno može uočiti sublimacija. Ona stoga imaju primećan napon pare koji raste sa temperaturom, na pr. neke čvrste mirišljave materije. Što se napona pare leda tiče, videti tabelu 13a, § 13. U tabeli 10 dati su brojni podaci za jod. Slično toploti topljenja i isparavanja, postoji kod čvrstih tela i toplota sublimacije, t. i. ona količina toplote koja je potrebna da bi 1g te materije sublimirao.

Napon pare nad jodom

Tablica 10

— 48°,3	0,000065	cm Hg
— 32°,3	0,000052	„
— 20°,9	0,00025	„
0°	0,0029	„
15°	0,0131	„
30°	0,0469	„
80°	1,59	„
114°,5	9,00	„ (tačka topljenja)
185°,3	76,00	„ (tačka ključanja)

Sneg postepeno nestaje i na jakom mrazu, pretvarajući se sublimacijom neposredno u vodenu paru. Obrnut proces imamo kada se inje obrazuje neposredno od vodene pare u vazduhu, ili kada se u višim slojevima atmosfere obrazuju snežni kristali. Grad se sastoji od vodernih kapljica koje su se prvo prehladile a potom sledile.

Unese li se u stakleni sud, iz koga je izvučen vazduh, nekoliko kristala joda a potom ohladi neko mesto na zidu suda, onda će se na niemu iz pare joda u sudu istaložiti čvrsti jod. Kristali joda, izvesne živine soli, medju njima »sublimat« (*Hg Cl₂*) i druge, isčezavaju na vazduhu sublimacijom.

16. *Prelaz gasova u tečno stanje.* Sa gledišta molekularne teorije, problem pretvaranja gasova u tečno stanje sastoji se u tome, što molekulima treba omogućiti da se, pod dejstvom privlačnih sila koje izmedju njih postoje, tesnije povežu na način koji je karakterističan za tečnosti. Te sile ne dovode na svakoj temperaturi do prelaska gasa u tečno stanje, jer na višoj temperaturi termičko kretanje molekula veoma jako sprečava uspostavljanje tesnijih molekularnih veza.

Kod nekih gasova moguće je da se već na običnim temperaturama dejstvo termičkog kretanja poništi na taj način, što će se smanjenjem zapremine gasa, t. i. povišenjem pritiska, molekuli dovesti na tako mala rastojanja, da će molekularne privlačne sile biti dovoljno velike i moći

i pored dejstva molekularnog kretanja da molekule povežu u sklop koji karakteriše tečno stanje. Takvi gasovi na pr. hlor, ugljen dioksid, amonijak, sumpordioksid, mogu se dakle i pri običnoj temperaturi pretvoriti u tečno stanje primenom dovoljno visokog pritiska. Kod drugih gasova to nije moguće. Tu je medjutim potrebno da im se prvo molekularna termička energija snizi, t. j. da se ohlade. Za svaki gas postoji određena temperatura, iznad koje se on ne može pretvoriti u tečno stanje ni najvećim pritiskom. Ta temperatura zove se kritična temperatura T_k datog gasa (Andrews 1869). Kada se gas ohladi do te temperature, može se dovoljno visokim pritiskom pretvoriti u tečno stanje. Na kritičnoj temperaturi je za to potreban pritisak p_k , koji se zove *kritični pritisak*. Specifična zapremina gasa u tom tzv. kritičnom stanju zove se njegova *kritična zapremina*, njena recipročna vrednost *kritična gustina*. Kod gasova (para) koji se već na običnoj temperaturi pritiskom mogu pretvoriti u tečno stanje, kritična temperatura je viša od obične temperature.

Kakvi uslovi ovde vladaju može se videti iz van der Waalsove jednačine

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right) (V_m - b) = RT \quad (2)$$

(§ 5) i to i za gasovitu i za tečnu fazu date materije. Mi ćemo ovu jednačinu prvo svesti na jedan opštiji i jednostavniji oblik. Ubuđuce ćemo sa V_k označavati zapreminu gram-molekula neke materije u kritičnom stanju, dakle njenu kritičnu molekularnu zapreminu. Teorija pokazuje, a mi se ovde u to ne možemo dalje upuštati, da izmedju konstanta a i b i kritičnih veličina p_k , V_k i T_k neke materije postoje sledeće veze

$$a = 3 p_k V_k^2 \quad (3a); \quad b = \frac{V_k}{3} \quad (3b); \quad p_k V_k = \frac{8}{3} RT_k \quad (3c).$$

Veličine p , V_m i T zameničemo u *van der Waals*-ovoj jednačini odgovarajućim redukovanim veličinama, t. i. relativnim veličinama svđenim na kritične

$$\bar{p} := p/p_k, \quad \bar{v} = V_m/V_k, \quad \bar{T} = T/T_k$$

Tada se jednostavnim računom dobija *van der Waals*-ova jednačina u obliku

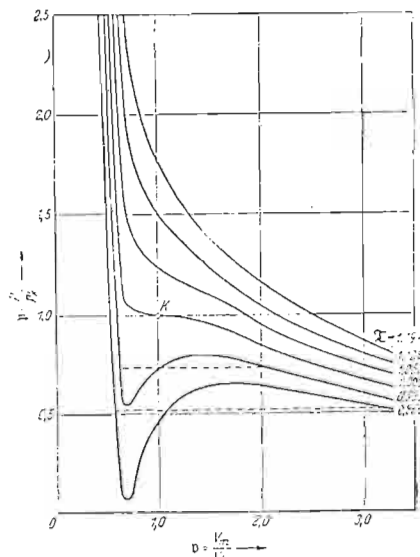
$$\left(\bar{p} + \frac{3}{\bar{v}}\right) \left(\bar{v} - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{2} \bar{T} \quad (4)$$

U ovoj jednačini ne pojavljuju se više individualne konstante datog tela. Ona dakle važi za sva tela. Na sl. 13 nacrtan je niz izoterma (krivih za koje je $T = const$) prema jednačini (4). One predstavljaju dijam stanja bilo kojeg tela, kada pomoću poznatih vrednosti p_k , V_k , T_k smenimo p i V sa p i V_m , a parametar T izoterma sa T . Izoterma se parametrom $\bar{T} = T/T_k = 1$ jeste kritična izoterma, jer $\bar{T} = 1$ odgo-

*) Na sledećim slikama kritične veličine označene su gornicom.

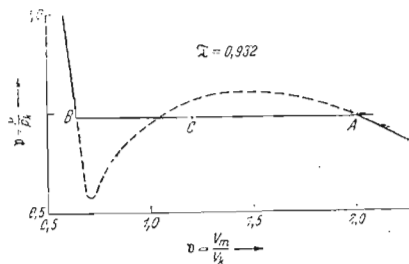
vara kritičnoj temperaturi. Krive koje leže ispod nje imaju maksimum i minimum dok ih krive iznad nje nemaju.

Krive koje leže iznad kritične izoterme približuju se, ukoliko je temperatura veća, sve više hiperboličnom obliku izoterme idealnih gasova (sl. 5). Ukoliko je temperatura nekog gasa viša od kritične temperature, utoliko se više on ponaša kao idealan gas.



Sl. 13. — Izoterme po van der Waalsu. Izoterme odgovaraju (ozdo na gore) kod ugljendioksida temperaturama $-10, +10, 31 (T_k), 50, 70$ i 90°C , kod vode: temperaturama $290, 332, 374 (T_k), 416, 458, 600^\circ\text{C}$. Kod ugljene kiseline je $p_k = 73$ at, kod vode 225 at.

Krive ispod kritične izoterme ne predstavljaju, u pravom smislu reči, duž celog svog toka, izotermne promene stanja materije. Ako postepeno



Sl. 14. Uz pretvaranje gasova u tečnosti.

izotermno komprimiramo neki gas koji se nalazi dosta daleko od kritičnog stanja, a temperatura mu je niža od kritične, kretaćemo se isprva duž odgovarajuće izoterme s desna na levo. Na sl. 14 nacrtana je izo-

terma za $\bar{T} = 0.932$ još jednom u uvećanoj razmeri. Isprva se pritisak neprekidno povećava dok zapremina opada. No kada se u tački A dostigne izvesna molekularna zapremina i određeni pritisak, promena stanja ne vrši se duž krive, nego pritisak ostaje potpuno konstantan i pored smanjenja zapremine. Tek posle izvesnog smanjenja zapremine — koje je utoliko veće ukoliko je temperatura niža — pritisak naglo i strmo raste. To se događa u tački B prvobitne krive, a počev odatle promena stanja vrši se opet duž nje. Gas se dakle ponaša kao da se promena stanja izmedju A i B — umesto preko maksimuma i minimuma, što bi dovelo do labilnog stanja pa je stoga nemoguće — vrši duž horizontalnog segmenta AB. U toku procesa koji smo opisali dogodilo se ovo. Čim se molekularna zapremina gasa snizila ispod vrednosti koja odgovara tački A, počeo je gas prelaziti u tečno stanje; ovo se pri daljem smanjivanju zapremine produžava, a u tački B je taj prelaz završen. Pri tom u svakom trenutku ostatak gasa — čija se temperatura i pritisak ne menjaju — ima molekularnu zapreminu koja odgovara tački A. No tečnost koja je nastala ima odmah i stalno molekularnu zapreminu koja odgovara tački B. Tek levo od tačke B njena molekularna zapremina postepeno opada kada pritisak raste. Što je veća količina tečnosti koja se obrazovala, utoliko je manja prosečna molekularna zapremina ukupne količine materije. U toku prelaska u tečno stanje se baš ta prosečna molekularna zapremina pomera s desna u levo. Zato možemo reći da se promena stanja stvarno vrši duž prave AB, pri čemu svakoj njenoj tački odgovara određena prosečna molekularna zapremina. Ako ta zapremina odgovara nekoj tački C na duži AB (sl. 14), onda je odnos masa m (tečno): m (gasovito) = $AC : BC$. Zato desno od A materija može biti samo gasovita, levo od B samo tečna, dok se izmedju A i B obe faze nalaze u ravnoteži.

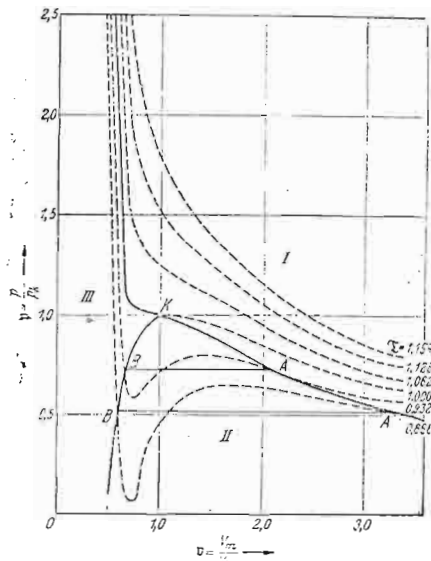
Položaj duži AB — dakle veličina onoga pritiska pod kojim gas prelazi u tečno stanje — određen je, kako pokazuje teorija, uslovom, da površine koje ona obrazuje sa van der Waals-ovom krivom moraju biti jednake. Takve duži postoje samo ispod kritične izoterme, pa stoga do prelaska u tečno stanje ne može doći iznad kritične temperature. Na kritičnoj izotermi stapaju se tačke A i B u tačku K. Pritisak pod kojim neki gas na određenoj temperaturi prelazi u tečnost predstavlja napon (zasićene) pare (odgovarajuće) tečnosti na toj temperaturi. Jer, on je jednak naponu gasa — koji u tom slučaju možemo nazvati zasićenom parom tečne faze — pri kome su obe faze datog tela na toj temperaturi u ravnoteži.

U oblasti tečnog stanja izoterme rastu mnogo brže kada se zapremina smanjuje no u oblasti gasovitog stanja, što odgovara velikoj razlici stišljivosti tečnosti i gasova.

Dijagram stanja deli se dakle na tri oblasti (sl. 15). U oblasti I materija postoji samo u gasovitom stanju. Ova oblast je ograničena s leva granom kritične izoterme do tačke K i krivom koja spaja sve tačke A svih izoterme uključujući tačku K. U oblasti II nalaze se obe faze u ravnoteži i javljaju se u svim mogućim količinskim odnosima. Ova oblast označena je krivom koja spaja sve tačke A i sve tačke B (kao i K). U oblasti III materija postoji samo u tečnom stanju.

Posmatramo li sada proces koji je suprotan opisanom prelasku u tečno stanje, onda treba poći po nekoj izotermi iz oblasti III — oblasti tečnosti — pa ćemo imati sledeće. Kada zapremina raste, napon tečnosti isprva postepeno opada, dok ne dospe do tačke *B* (sl. 15). Počev odatle napon ostaje konstantan, iako zapremina raste, sve dok se ne dostigne tačka *A*, pri čemu se razvija utoliko više gasa, ukoliko je zapremina veća. (U ovom slučaju tečnost između *B* i *A* ključa, dok pri obrnutom procesu nastupa na površini obrazovane tečnosti — kondenzacija gasa — proces suprotan običnom isparavanju.) U tački *A* tečnost je potpuno prešla u gasovito stanje.

Izotermni prelazak u tečno ili gasovito stanje pretstavlja samo jedan specijalan slučaj. Doista, možemo neku materiju prevesti, u dijagramu stanja, duž proizvoljne putanje iz neke tačke u oblasti I u tačku u oblasti III i obratno, pri čemu nije neophodno zadržati se na jednoj izotermi. Ako pri promeni stanja presecamo levu granu kritične izoterme, nastupa



Sl. 15. Tri oblasti u dijagramu stanja. I samo gas, II gas i tečnost, III samo tečnost

kontinualan prelaz iz jedne faze u drugu koji se okom uopšte ne može primetiti. Pomoću staklene cevi sa debelim zidovima (*Natter-ova cev*) koja je pod visokim pritiskom ispunjena delom tečnošću, a delom gasovitim ugljenom kiselinom, mogu se izvršiti vrlo upečatljivi ogledi (Pazi! Eksplozije su izvanredno opasne!). Ako cev potopimo u vodu nešto topliju od 31°C (kritična temperatura ugljene kiseline), možemo da posmatramo prelaz u gasovito stanje, a pri hlađenju ponovni prelaz u tečno stanje. Kako zapremina materije, pa dakle i njena molekularna zapremina, pri tom ostaju praktično konstantne, to se pri ovoj promeni u dijagramu stanja krećemo po vertikali naviše ili naniže. Pritom treba

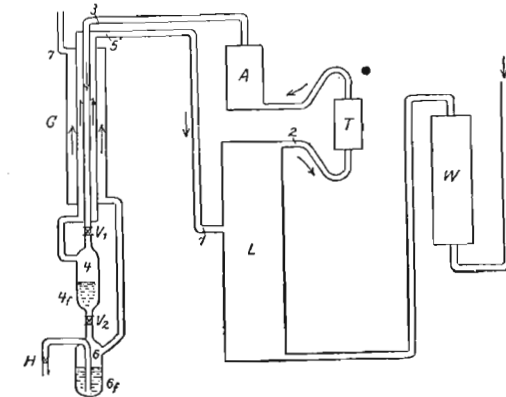
razlikovati dva slučaja. Ako spočetka, tečnosti imamo više no gasa, i to tako da se ta vertikala nalazi levo od *K*, onda se, pri zagrevanju, iz oblasti II pre svega prelazi u oblast čiste tečnosti III. Tečnost se povećava na štetu ostataka gasa. Njen menisk se diže i postaje pri tom sve nejasniji. Još ispod kritične izoterme cev je ispunjena homogenom — isprva još tečnom — materijom, koja pri prelasku preko kritične izoterme sasvim postepeno prelazi u gasovitu fazu. Ali ako je prvobitna količina tečnosti toliko mala da se vertikala nalazi desno od *K*, onda pri

Tablica 11

Neke kritične vrednosti

	t_k	p_k
Vodonik	— 239 ^o ,9	13 Atm.
Azot	— 147 ^o ,1	34
Kiseonik	— 118 ^o ,9	48
Helijum	— 267 ^o ,9	2,3
Amonijak	+ 132 ^o	112,0
Voda	+ 374,1	218
Živa	+ 1416	1040

zagrevanju nastupa postepeno isparavanje tečne faze; količina gasa povećava se na račun tečnosti, menisk se spušta. Prelazak u gasovito stanje potpuno je izvršen u ovom slučaju još ispod kritične izoterme, pri prelasku u oblast I. Pri hlađenju, iste pojave se odigravaju obrnutim redom.



Sl. 16. Šema Lindeove mašine za dobijanje tečnog vazduha

U tabeli 11 date su kritične temperature i pritisci izvesnih gasova. Od svih gasova helijum je najteže pretvoriti u tečnost. To je postigao *Kamerlingh Onnes*.

Pustimo li tečnu ugljenu kiselinu da iz bombe naglo ističe u kesu od platna, ona će se zbog naglog isparavanja veoma ohladiti pri čemu jedan njen deo sublimira u obliku snega ugljene kiseline.

Tehnički problem pretvaranja mnogobrojnih gasova u tečnost sastoji se u tome, što ih treba rashladiti do njihovih niskih kritičnih temperatura. Danas se tečan vazduh za sve moguće svrhe tehnički dobija u velikim količinama, i to u Nemačkoj po *Linde*-ovom postupku. Postupak koji se pri tome upotrebljava za rashladjivanje vazduha zasniva se na *Joule-Thomson*-ovom efektu (§ 9). Vazduh se prvo komprimira, pa mu se nastala toplota oduzima hlađenjem. Potom se vazduh rashladjuje naglim snižavanjem pritiska. Ovaj vazduh struji oko cevi kroz koje u kompresor dolaze nove količine vazduha. Zato će one biti još pre ulaska u kompresor nešto ohladjene, a pošto prodju kroz gornji proces, — hladnije od prve količine vazduha. Tako se postupak nastavlja, pri čemu kroz aparat kruži ista količina vazduha, sve dok se ne rashladi do -141° i predje u tečno stanje.

Sl. 16 prikazuje šemu *Linde*-ove mašine za dobijanje tečnog vazduha. Vazduh dolazi iz *O* i ulazi u rezervoar u kome se iz njega odstranjuje ugljena kiselina. U *L* se vazduh komprimira na oko 200 Atm . *T* je uređaj za sušenje iz koga vazduh dalje dospeva u *A* gde se pomoću mašine za hlađenje vrši prvo hlađenje. *V*₁ je ventil kroz koji se vazduh naglo širi hladeći se pri tom. Jedan deo vazduha prelazi pri tom u tečno stanje i skuplja se u *4*, dok hladan, gasovit vazduh struji u suprotnom pravcu hladeći novi vazduh koji dolazi, i dospeva ponovo u kompresor. Ako se otvori ventil *V*₂ dospeva tečan vazduh u skupljač *G*, odakle se crpe slavinom *H*. Vazduh koji je ispario pri prolasku kroz ventil *V*₂ prolazi kroz *G* gde se koristi njegova niska temperatura, i odlazi kroz *7* u atmosferu.

Vodonik se na ovaj način može pretvoriti u tečnost tek ispod svoje inverzione temperature -80°C (§ 9). Stoga se postupa na sledeći način. Prvo se vodonik rashladjuje tečnim vazduhom do -210° . Ova niska temperatura može se postići puštajući tečan vazduh da isparava u nekom sudu, zaštićenom spolja od provodjenja toplote, i to pod niskim pritiskom — da bi tačka ključanja bila niža. Pri tome, će se vazduh, trošeći toplotu isparavanja, ohladiti znatno ispod prvobitne temperature. Pošto je na ovaj način već prethodno ohlađen, vodonik se podvrgava postupku koji smo opisali kod vazduha, i prelazi u tečno stanje na kritičnoj temperaturi od $-239,9^{\circ} \text{C}$ i kritičnom pritisku od 13 Atm . Slično se postupa i sa helijumom, pri čemu se za prethodno hlađenje upotrebljava tečan vodonik.

Kako azot ima nižu tačku ključanja no kiseonik, on brže isparava iz tečnog vazduha. Zato je tečan vazduh posle izvesnog vremena prilično bogat kiseonikom. Ako u tečan vazduh zavučemo žeravicu, ona počinje jasnije svetleti. Na temperaturi tečnog vazduha živa je čvrsta i može se kovati, guma postaje tvrda i krta, olovna žica izvanredno elastična. O upotrebi tečnog vazduha pri dobijanju visokog vakuuma bilo je govora u mehanici gasova.

17. *Najniže temperature.* Jedan od vrlo važnih problema današnje fizike jeste dobijanje što nižih temperatura, da bi se prišlo što je više moguće apsolutnoj nuli. U blizini apsolutne nule razna tela imaju druga-

čije osobine no pod običnim uslovima, na pr. drugu električnu provodljivost (§60) i specifičnu toplotu, a ispitivanje ovih osobina je od vrlo velike važnosti za upoznavanje materije.

Najniže temperature mogu se dostići samo postupno. Poilazi se od tečnog vazduha čija normalna tačka ključanja leži na 80°K . Tečan vazduh se ključanjem pod sniženim pritiskom dalje hladi, što se koristi da se vodonik ohladi ispod svoje inverzione tačke, a zatim *Linde*-ovim postupkom pretvori u tečno stanje. Njegova normalna tačka ključanja leži na nekih 20°K . I on se ključanjem pod sniženim pritiskom dalje rashladjuje i upotrebljava za prethodno hlađenje helijuma, koji se tada na isti način prevodi u tečno stanje. Normalna tačka ključanja helijuma leži na $4^{\circ},3 \text{K}$, a temperatura mu se ključanjem pod sniženim pritiskom može sniziti do oko $0^{\circ},7 \text{K}$ (*Kamerlingh Onnes*). Tada napom njegove pare iznosi još samo $0,0004 \text{ cm Hg}$.

Na apsolutnoj nuli možemo pričati još znatno bliže koristeći se činjenicom da magnetni susceptibilitet (§ 105) nekih paramagnetskih tela raste sa temperaturom (*Debye, Giauque*). Takvo telo treba prvo u namagnetisanom stanju ohladiti što više tečnim helijumom, a potom adijabatski razmagnetisati. Ono se pri tome još više rashladjuje. Na taj način postigao je *De Haas* smešom $\text{K} - \text{Cr}$ — stipse i $\text{K} - \text{stipse}$ do sada najnižu temperaturu od $0^{\circ},0044 \text{K}$.

18. *Zemljina atmosfera. Meteorološke pojave.* Pojave u Zemljinoj atmosferi od presudnog su uticaja na stanje na Zemljinoj površini. One određuju vreme i klimu koja je za ljude toliko važna. Intenzitet Sunčevog zračenja neprestano se menja zbog toga što u toku dana i godišnjih doba Zemlja menja svoj položaj prema Suncu. Stoga se u atmosferi nikako ne može da uspostavi termička ravnoteža. Otuda potiču i stalna strujanja vazduha čiji vrhunac predstavljaju orkani.

Zato se, kao što smo već pomenuli, atmosfera nikako ne može uporediti sa ravnomerno zagrejanim gasom u stacionarnom stanju. Grubo uzevši možemo je podeliti na dve oblasti koje se veoma različito ponašaju. U njenim nižim slojevima, troposferi, čija visina u Evropi iznosi oko 10 km , temperatura opada sa visinom, i to približno za $0^{\circ},5$ na 100 m . U višim slojevima, u stratosferi, temperatura se skoro ne menja sa visinom.

Vertikalno i horizontalno kretanje vazduha, vetar, nastaje usled poremećaja atmosferske ravnoteže, čiji su uzroci neravnomerna raspodela temperature, u toku dana i noći, iznad kopna i mora, na velikim i malim geografskim širinama. Zbog Zemljine rotacije i stalne promene lokalnog zagrevanja pod uticajem Sunčevog zračenja, atmosfera se nikada ne može nalaziti u miru. Vazduh se stalno kreće, struji u horizontalnom pravcu iz oblasti višeg pritiska u oblasti nižeg pritiska, diže se u vis, zagrejan u toku dana nad kopnom, dok se na drugom mestu, ohlađen, spušta. Na srednjim i velikim geografskim širinama to kretanje ima nepravilan karakter uslovljen mnogim slučajnostima. U ekvatorijalnim predelima stvari stoje drugačije. Tamo zagrejan vazduh stalno struji u visinu, a na njegovo mesto dolazi hladniji vazduh sa severa i juga. Topli vazduh koji se uzdigao u vis, struji u višim slojevima atmosfere na sever i jug pa se, pošto se ohladi, spušta opet do tla. Ovde se dakle stalno vrši u ogromnim razmerama kružno strujanje vazduha.

Zbog *Coriolis*-ove sile vazduh koji struji ka ekvatoru skreće ka zapadu, zbog čega na severnoj hemisferi nastaju severoistočni, a na južnoj jugoistočni pasati. Na većim geografskim širinama preovladuju, naprotiv, zapadni vetrovi.

Pojave u atmosferi još se više komplikuju zbog prisustva vodene pare. Zbog uzdizanja i spuštanja vazdušnih masa u atmosferi se stalno odigravaju adijabatski procesi zagrevanja i hlađenja, a zbog njih, ako je rashlađivanje dovoljno, dolazi do zasićenja vodenom parom, nastaju lebdeće kapljice i kristali, dakle oblaci i magla, javljaju se padavine. Na morskoj površini, ukoliko vazduh nad njom nije zasićen vodenom parom, voda stalno isparava. Kako je toplota isparavanja vode vrlo velika, nastaje zbog isparavanja jako hlađenje. Naprotiv, pri kondenzaciji vodene pare oslobadja se znatna količina toplote što podiže temperaturu vazduha. Na taj način količina vodene pare u atmosferi u velikoj mjeri utiče na promene temperature u njoj.

Kondenzacija vode u atmosferi vrši se uglavnom oko lebdećih čestica pare, a nad morima i na česticama soli (§ 13). Ako se kondenzovanje vrši na čvrstim površinama, nastaje rosa ili slana. Tačno poznavanje vlažnosti vazduha veoma je važno u meteorologiji. Treba razlikovati *apsolutnu* i *relativnu vlažnost*. Apsolutna vlažnost jeste masa vodene pare u $1 m^3$. Mnogo je važnija relativna vlažnost, odnos između stvarnog napona vodene pare i napona koji bi vladao da je vazduh zasićen parom. Ako je na pr. temperatura vazduha $20^\circ C$, a napon vodene pare $1,32 cm Hg$, onda je relativna vlažnost vazduha 75% , jer napon zasićene vodene pare na $20^\circ C$ iznosi $1,75 cm Hg$. Razlika — $0,43 cm$ zove se manjak (deficit) zasićenja. Stvarni napon pare može se odrediti na osnovu tačke rose (§ 13). Potrebno je neku glatku površinu hladiti sve dok se na njoj ne počne vršiti kondenzacija vodene pare. U tom trenutku je njena temperatura jednaka temperaturi pri kojoj stvarni napon pare odgovara naponu zasićenja. U navedenom primeru ta temperatura iznosi $15,5 C$. Za merenje se upotrebljavaju i drugi postupci, zasnovani većinom na brzini isparavanja vode, jer je brzina, naravno, utoliko veća, ukoliko je vazduh manje zasićen vodenom parom.

Prognoza vremena zasniva se na zaključcima koji se na osnovu dugogodišnjeg iskustva izvode iz opšte raspodele vazdušnog pritiska, pravca i jačine vetra. No za pouzdanu prognozu vremena potrebno je poznavati i stanje viših atmosferskih slojeva, koji se ispituju pomoću aviona ili balona sa registrujućim instrumentima. Prema današnjem stanju meteorologije mogu se u Evropi skoro uvek davati vrlo pouzdane prognoze za 1—2 dana, a veoma tačne i do 10 dana.

19. Rasvori. Rastvori su ili tečnosti ili mešoviti kristali koji se sastoje od dve ili više komponenata čiji se odnos količina može kontinualno menjati. Kod nekih rastvora ovaj odnos količina može imati proizvoljne vrednosti, na pr. kod rastvora voda-alkohol. Kod drugih, na pr. rastvora raznih soli u vodi, postoji gornja granica rastvorljivosti jedne komponente u drugoj. Kod takvih rastvora naziva se komponenta čija količina može biti proizvoljno velika — *rastvarač*, a komponenta čija je količina ograničena — *rastvoreno telo*. Rastvor koji sadrži najveću moguću količinu nekog rastvorenog tela zove se *zasićen rastvor*.

Količina rastvorenog tela često je, ali ne uvek, mala prema količini rastvarača, čak i u zasićenom stanju. Njegova koncentracija u zasićenom rastvoru zavisi od temperature.

Primer čvrstog rastvora je mesing (rastvor bakar-cink). Od tečnih rastvora najvažniji su rastvori čvrstih, tečnih i gasovitih materija u vodi (vodeni rastvori), te ćemo se u toku daljeg izlaganja samo njima i baviti. Većina tela rastvara se u vodi, bar u malim količinama. Otuda i jeste teško dobiti hemijski čistu vodu.

Rastvoreno telo ponaša se u rastvaraču u mnogo čemu kao gas (§ 21). Ako u nekoj tečnosti rastvorimo neko čvrsto ili tečno telo, onda se to u izvesnom pogledu može porediti sa sublimacijom, odnosno isparavanjem rastvorenog tela u prostor koji zauzima rastvarač. Otuda se, bar u mnogim slučajevima, pri rastvaranju troši toplota i nastupa hlađenje. No zbog drugih okolnosti može doći i do zagrevanja, i to onda kada se pri rastvaranju vrši egzotermna hemijska reakcija (§ 30). *Toplota rastvaranja* može stoga biti pozitivna ili negativna. Tako je na primer toplota rastvaranja kuhinjske soli u vodi negativna, pri rastvaranju nastaje hlađenje.

U običnim rastvorima rastvoreno telo nalazi se u molekularnom stanju a može biti čak i dalje podeljeno (disocijacija). U *koloidnim rastvorima* se rastvoreno telo nalazi u vidu većih lebdećih delića. Oni su ipak i suviše mali da bi se mogli videti. Uobičajeno je da se koloidalni nazivaju oni rastvori u kojima prečnik čestica iznosi od $10^{-5} cm$ do $10^{-7} cm$, dok se rastvori sa još većim česticama zovu *suspenzije*. Rastvori izgledaju bistri, na pr. koloidni rastvor zlata. No često se čestice mogu opaziti pomoću ultramikroskopa. Od suspenzija se koloidni rastvori razlikuju po tome, što se rastvoreno telo skoro nikada ne može odvojiti od rastvarača, ni hartijom za filtriranje ni finijim filtrima.

Koloidi se dele na dve grupe koje su veoma različitih osobina. U *liofilnim koloidima* ili *disperzoidima*, čvrsta ili tečna materija nalaze se u rastvaraču u vidu većih ili manjih čestica. Ovi rastvori mogu da opstaju samo ako se na površini čestica nalaze električna punjenja, te se zbog odbijanja čestice ne mogu da zbiju u veće komplekse. Da bi se ova punjenja javila, potrebno je prisustvo nekog zaštitnog koloida ili peptizatora u rastvoru. Dovoljno finim usitnjavanjem može se svako telo dobiti u ovom stanju. Taj slučaj imamo kod rubinskog stakla, koje sadrži zlata u koloidnom stanju. Druga grupa — *liofilni koloidi* — deli se na dve podgrupe. Kod *molekularnih koloida* čestice su ustvari vrlo veliki molekuli (*makromolekuli*). Ovde spadaju mnoge veoma važne materije organske hemije (belančevine, polisaharidi, kaučuk, tutkalo i mnoge sintetične materije velikog tehničkog i biološkog značaja). Kod micelarnih koloida čestice nastaju zgrudnavanjem velikog broja molekula manje molekularne težine, koji se održavaju u zajednici *van der Waals*-ovim silama.

20. Raoult-ov zakon. Tačka ključanja i smrzavanja rastvora. Napon pare tečnosti snižava se ako je u njoj rastvoreno neko telo. Napon pare iznad rastvora, manji je no nad čistim rastvaračem. Neka je p napon pare čistog rastvarača, p' napon pare nad rastvorom. Neka se u rastvoru nalazi n gram-molekula rastvarača i n' gram molekula rastvo-

renog tela. Odnos $n'n = \mu$ zove se molarni razlomak rastvora. U tom slučaju važi *Raoult*-ov zakon:

$$\frac{p - p'}{p} = \frac{n'}{n} = \mu \quad (5)$$

Sniženje napona pare srazmerno je broju rastvorenih gram-molekula. Pošto je napon pare rastvora niži od napona čistog rastvarača, rastvor će ključati na višoj temperaturi no rastvarač (§ 14). Zbog rastvaranja neke materije javlja se *povišenje tačke ključanja* Δt_s , koje je srazmerno sniženju napona pare,

$$\Delta t_s = \text{const} \cdot \frac{n'}{n} = \text{const} \cdot \mu$$

Ako su m odnosno m' g mase rastvarača, odnosno rastvorenog tela, i ako je molekularna težina rastvarača M , a rastvorenog tela M' biće $n = m/M$, i $n' = m'/M'$, te je vrednost molarnog razlomka $\mu = m'M/mM'$. Možemo dakle staviti da je

$$\Delta t_s = A_s \cdot \frac{m'}{m} \cdot \frac{1}{M'} \quad (6)$$

Pri tom konstanta A_s već sadrži molekularnu težinu rastvarača. Ona zavisi samo od prirode rastvarača ali ne zavisi od rastvorenog tela. Povišenje tačke ključanja naziva se obično ono povišenje koje nastupa kad 100 g rastvarača sadrži 1 gram molekul rastvorenog tela. Prema jednačini (6) ono dakle iznosi $A_s/100$.

Analognim ali složenijim rasudjivanjem — jer treba voditi računa o naponu pare i nad tečnim rastvorom i nad čvrstom fazom — može se dokazati da je tačka smrzavanja rastvora niža no kod čistog rastvarača. Nastupa, dakle, *snižavanje tačke mržnjenja* Δt_x , za koje važi zakon analogan jednačini (6), ali sa negativnim znakom,

$$\Delta t_x = -A_x \frac{m'}{m} \cdot \frac{1}{M'} \quad (7)$$

I konstanta A_x zavisi samo od rastvarača a ne zavisi od rastvorenog tela, a veličina $A_s/100$ obično se naziva molekularno snižavanje tačke smrzavanja. Za vodu $A_s = 511 \text{ grad} \cdot \text{mol}^{-1}$, $A_x = 1850 \text{ grad} \cdot \text{mol}^{-1}$.

Povišenje tačke ključanja i sniženje tačke smrzavanja rastvora omogućuje da se na jednostavan način odredi *molekularna težina* rastvorenog tela. Odredimo li za jedan rastvor molekularno povišenje tačke ključanja odnosno sniženja tačke mržnjenja, onda se molekularna težina neke rastvorene materije može odrediti prema jednačini (6) ili (7), ako ustanovimo kolika promena tačke ključanja odnosno mržnjenja nastupa kada rastvorimo m' g u m g rastvarača.

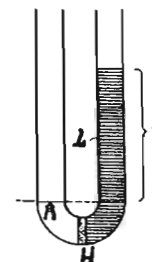
Prividna odstupanja od jednačina (6) odnosno (7) objašnjavaju se disocijacijom mnogih tela pri rastvaranju. Svaka čestica deluje kao jedan molekul, broj n' [jednačina (5)] se povećava, a napon pare još više snižava.

Ohladimo li neki rastvor ispod tačke mržnjenja, onda se u mnogim slučajevima prvo izdvaja u čvrstom obliku rastvarač, kod vodenih

rastvora dakle led. Pri daljem hladjenju dospeva se do tačke na kojoj je rastvor zasićen. Ako rastvoru i dalje oduzimamo toplotu temperatura ostaje konstantna, a iz rastvora se izdvajaju i rastvarač i rastvoreno telo u čvrstom stanju i određenom količinskom odnosu, kod vodenih rastvora kao tzv. *kriohidrat*. Toplota koja se pri tom oslobadja potiče od toplote topljenja rastvarača a isto tako — kada je toplota rastvaranja negativna (§ 19) — od toplote rastvaranja. Ona se dakle oslobadja na račun toplote transformacije. Sastav rastvora se tada više ne menja, a temperatura ostaje konstantna iako se toplota odvodi.

Ako na 0° pomešamo led i kuhinjsku so, javlja se izvestan proces rastvaranja, jer se obrazuje koncentrisan, tečan rastvor kuhinjske soli. Pri tome se s jedne strane troši toplota radi topljenja leda, a s druge strane za rastvaranje soli, jer je toplota rastvaranja kuhinjske soli negativna. Ta toplota oduzima se smeši leda i soli pa se ona stoga hladi, i to do temperature na kojoj počinje da se izdvaja kriohidrat. Za led i kuhinjsku so je najpovoljniji odnos količima 3:1. Tom prilikom dostiže se temperatura od oko -22°. Ovakve smeše nazivaju se *smeše za hladjenje*.

21. *Osmoza*. Ima materija kroz koje može da prodje rastvarač iz nekog rastvora, na pr. voda, a rastvoreno telo ne prolazi. Neka je H (sl. 17) takav jedan polupropustljivi (semipermeabilan) zid. Na desnoj strani neka se na pr. nalazi vodeni rastvor bakra sulfata, a na levoj čista voda R , i neka spočetka obe cevi budu ispunjene do iste visine. Posle izvesnog vremena primetićemo da se nivo vode spustio, a rastvora bakra sulfata podigao, i da je razlika h visina nivoa utoliko veća, što je rastvor koncentrovaniji. Kod 6% rastvora šećera, višak pritiska iznosi oko 4 atmosfere. Opisana pojava zove se *osmoza*, višak pritiska *osmotski pritisak*. *Van t'Hoff* je pokazao da je taj pritisak tačno onoliki koliki bi bio da rastvoreno telo u idealnom gasovitom stanju zauzima prostor u kome se nalazi rastvor.



Sl. 17. Shema osmoze.

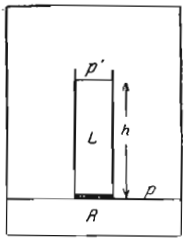
Slična pojava može se posmatrati kada je pregrada propustljiva za materije koje se nalaze na njenim dvema stranama, ali jednu propušta lakše no drugu; na pr. kod vode i alkohola koji su razdvojeni svinjskom bešikom.

Za vršenje ogleada naročito je pogodno nataložiti ferocijanid bakra (ili izvesnih drugih materija) na poroznu ilovaču. Osmozu možemo pokazati jednostavnim eksperimentalnim uređajem koji se sastoji od suda sa malo zakiseljenom vodom, u koju se stavlja drugi, zatvoren s donje strane svinjskom bešikom i napunjen koncentrisanim rastvorom bakra sulfata. S gornje strane ovaj sud ima manometarsku cev. Rastvor se u cevi postepeno penje, jer kroz membranu difundira samo voda.

Osmoza kroz opne ćelija u organizmima igra u fiziologiji izvanredno važnu ulogu.

Pomoću jednačine (5) § 20, možemo prema *van t'Hoff*-u i *Arrhenius*-u izračunati osmotski pritisak. Neka se na dnu nekog zatvorenog

suda (sl. 18) nalazi čist rastvarač (R), a iznad njega odvojen polupropustljivom pregradom i u ravnoteži s njim, rastvor (L) nekog tela u istom rastvaraču. Prostor iznad tečnosti neka je ispunjen zasićenom parom



Sl. 18. Uz izračunavanje osmotskog pritiska

rastvarača. Neka je ρ_1 gustina pare, a ρ_2 gustina rastvora (ona je skoro jednaka gustini rastvarača). Označimo sa p napon pare nad čistim rastvaračem, a sa p' nad rastvorom, i neka bude P osmotski pritisak u rastvoru. Posmatrajmo gornji nivo rastvora. Na toj visini mora u celom gasu vladati pritisak p' , dok je na nivou čistog rastvarača pritisak jednak p . Iz mehanike gasova poznato je da je za male razlike visina h , $p = p' + \rho_1 gh$. Ozdo deluje na gornji nivo, kroz tečnost, pritisak p , umanjen za hidrostatički pritisak $\rho_2 gh$, i uvećan za osmotski pritisak P ,

dakle ukupno pritisak $p + P - \rho_2 gh$, a on u ravnoteži mora biti jednak pritisku p' . Ako zbog prve jednačine stavimo da je $gh = (p - p') / \rho_1$ biće $P = (p - p') (\rho_2 - \rho_1) / \rho_1$, ili, kako je $\rho_1 \ll \rho_2$,

$$P = \frac{p - p'}{p} \cdot \frac{P}{\rho_1} \cdot \rho_2 = \frac{n'}{n} \cdot \frac{P}{\rho_1} \cdot \rho_2$$

[v. jednačinu (5)]. No prema § 4 možemo staviti da je $p / \rho_1 = pV_s = p \frac{V_m}{M}$

gde je V_m zapremine gram-molekula rastvarača u gasovitom stanju, a M njegova molekularna težina. Tako dobijamo

$$P = \frac{n'}{n} \cdot \frac{pV_m}{M} \cdot \rho_2$$

No nM je masa rastvarača u gramovima, te je stoga nM / ρ_2 zapremina V rastvarača, a ona je veoma približno jednaka zapremini rastvora. Prema tome biće $nM / \rho_2 n' = V / n' = V_m$ zapremina koju zauzima 1 gram-mol rastvorenog tela u rastvoru. Tako dobijamo

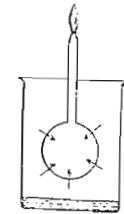
$$PV_m = pV_m = RT. \quad (8)$$

Osmotski pritisak pokorava se zakonu idealnih gasova.

22. Apsorpcija i adsorpcija. Pod apsorpcijom podrazumeva se uopšte upijanje gasova od strane čvrstih i tečnih tela. No ova oblast obuhvata veoma raznorodne pojave. Naročito je važno sledeće.

Tečnosti mogu da apsorbuju gasove, i to, pod izvesnim uslovima, u vrlo velikim količinama. U tom slučaju imamo rastvaranje gasa u tečnosti pri čemu dolazi do zasićenja kao i kod ostalih rastvora. No maksimalna količina gasa koja se može rastvoriti zavisi ne samo od temperature, nego i od parcijalnog pritiska toga gasa nad tečnošću. Rastvorljivost po pravilu opada sa temperaturom. Tako se, na pr., razlivena kiselina pri zagrevanju oslobađa iz mineralne vode ili piva. Svi toga je količina gasa, rastvorena pri zasićenju, srazmerna parcijalnom pritisku gasa iznad tečnosti (Henry-jev zakon, 1803). Ako se parcijalni pritisak udvostruči, biće, dakle, rastvorena dvostruka količina gasa. Stega se ugljena kiselina oslobađa iz pića u kojima je ima, kada se otva-

ranjem boce snizi pritisak u njoj. Takva pića posle dužeg stajanja na vazduhu postaju bljutava, jer vazduh sadrži izvanredno male količine ugljene kiseline. Pošto je kod idealnih gasova zapremina obrnuto srazmerna pritisku, rastvorena zapremina gasa biće na datoj temperaturi uvek ista i nezavisna od pritiska (ako je samo gas blizak idealnom stanju). U izvesnim slučajevima može rastvorena količina gasa biti izvanredno velika. Tako 1 g vode rastvara na 0° više od 1 m³ (gasovitog) amonijaka. Kiseonik se u vodi rastvara bolje od azota. To je važno za organizme koji žive u vodi. Kiseonik koji im je potreban oni uzimaju iz vazduha rastvorenog u vodi. U tabeli 17a navedeni su brojni podaci o rastvorljivosti pojedinih gasova u vodi.



Sl. 19. Prividna difuzija pare etra kroz mehur sapunice

Mehur sapunice upija paru etra, što se može pokazati sledećim ogledom (sl. 19). Na cevi, čiji je jedan kraj izvučen u šiljak, nagradi se

1 Litar vode apsorbuje pri pritisku od 76 cm Hg

Tablica 17a

	na 20° ccm	na 0° ccm
H ₂	21,1	18,1
O ₂	48,9	31,0
N ₂	23,5	1,4
He	9,7	10,0
CO ₂	1800	900
NH ₃	1,2 · 10 ⁶	0,7 · 10 ⁶

mehur od sapunice i unese poklopljen sud na čijem se dnu nalazi malo etra. Posle izvesnog vremena može se na vrhu zapaliti plamen pare etra. U sudu se razvija para etra koju mehur sapunice upija. Kako je, početka, parcijalni napon pare etra u unutrašnjosti mehura jednak nuli, to s unutrašnje površine mehura isparava para etra. Ravnoteža bi mogla nastupiti tek kada bi parcijalni napon pare etra bio i unutra i spolja isti. Ali kako kroz šiljak stalno ističe para etra, to ona stalno prolazi i kroz mehur sapunice. Ova pojava potseća na difuziju, ali se od nje potpuno razlikuje.

Drugi važan slučaj je *adsorpcija* gasova na površinama čvrstih tela. Kod adsorpcije gasni molekuli prijanjaju na čvrste površine pod dejstvom *van der Waals-ovih* sija između molekula gasa i čvrstog tela. Adsorbovani sloj je molekularne debljine, ali gustina gasa u njemu može biti znatna. Prirodno je da naročito velika masa adsorpcije srećamo kod čvrstih tela čija je površina velika, kakle kod siljak strelaca i prašina. Porozne materije, kod kojih i zidovi pora u unutrašnjosti mogu da adsorbiraju, usisavaju gas svojim svojom zapreminom. Ta pojava nije apsorpcija, pa se često tako i naziva. Kod nje je količina gasa adsorbirana na taj način utoliko veća, ukoliko je temperatura niža. Činjenica

da ugljenisan kokosov orah i šimšir apsorbuju gasove na temperaturi tečnog vazduha koristi se za dobijanje ekstremnih vakuma. Tablica 17b sadrži nekoliko brojnih primera za apsorpciju ugljenisanog šimšira.

Tablica 17b

Ugalj od šimšira apsorbuje na -133° ove umnoške svoje zapremine	
H ₂	135
O ₂	230
N ₂	155
He	15
CO ₂	190

U mnogim slučajevima se brzina, kojom dve materije hemiski reaguju, znatno povećava pri njihovoj adsorpciji na površini neke pogodne materije (*katalizator*). Tek proučavanje katalize u toku poslednjih decenija, omogućilo je mnoge procese u hemiskoj industriji.

III TRI PRINCIPA TERMODINAMIKE. TOPLOTA I RAD

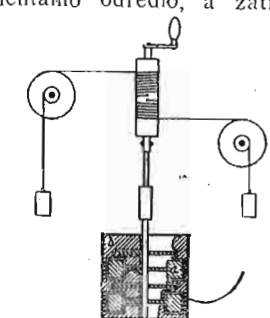
23. *Prvi princip termodinamike*. Pošto je toplota molekularna energija, za nju važi princip održanja energije. To znači da toplotna energija ne može da nestane niti da nastane ni iz čega, nego samo može preći u drugi oblik energije ili nastati iz energije druge vrste. Ovo saznanje koristili smo već više puta. Princip energije primenjen na količine toplote naziva se prvi princip termodinamike. Njega je prvi izneo nemački lekar *Julius Robert Meyer* (1840). Uskoro su *Helmholtz*, *Joule* i drugi uvideeli da princip energije važi za sve prirodne pojave. To je bio jedan od najvažnijih događaja u istoriji fizike. Genijalna misao *J. R. Meyer-a*, zasnovana na fiziološkim posmatranjima, bila je od presudnog značaja za dalji razvoj fizike, a kasnije i tehnike. Pri tom treba imati u vidu da se tada još nije uvidjela mehanička priroda toplote. Naprotiv, to saznanje izniklo je tek na osnovu principa energije.

Prvi princip matematički se formuliše jednačinom

$$Q = \Delta U + A \quad (1)$$

Ona iskazuje da količina toplote Q dovedena nekom telu potpuno prelazi u promenu ΔU njegove unutrašnje energije U , i rad A koji je ono izvršilo. Jednačina (21) (§ 9) je specijalan slučaj jednačine (1), kod koga je dU promena molekularne kinetičke energije, a $p dV$ spoljni rad izvršen pri promeni zapremine dV . No značaj jednačine (1) daleko prelazi taj specijalan slučaj. ΔU je svaka promena unutrašnje energije. Tu spada ne samo promena molekularne energije kretanja, nego i svaka druga vrsta promene energije molekula, na pr. razne vrste toplota transformacije (toplota topljenja, toplota isparavanja itd.), kao i toplotni efekti (§ 28) koji su u vezi sa hemiskim promenama molekula.

Kako svaka količina toplote predstavlja odredjen iznos energije, mora izmedju kalorije, kao jedinice koja se za njeno merenje obično upotrebljava, i drugih jedinica za energiju, *erg-a* i kilogram-metra, postojati odredjen odnos po kome se jedinice jedne vrste preračunavaju u jedinice druge vrste. Broj *ergova* koje sadrži 1 *cal* zove se mehanički ekvivalent toplote, a njegova recipročna vrednost — kalorični ekvivalent energije. Njega je prvo *Joule* eksperimentalno odredio, a zatim *Meyer* izračunao. *Joule* je za to upotrebio kalorimetarski sud ispunjen vodom, u kome se nalazio točak sa lopaticama *a*. U unutrašnjosti suda nalaze se pregrade *b* (sl. 21). Pri okretanju točak potiskuje vodu kroz uski prostor izmedju *a* i *b*, što se vrši uz veliko trenje. Točak pokreću svojom težinom dva tegova. Zbog trenja točka sa lopaticama, biće brzina njihovog padanja toliko mala, da se kinetička energija tih tegova ne mora uzeti u obzir. Dakle, njihova potencijalna energija pretvara se, trenjem u vodi, skoro potpuno u toplotu vode i suda. Ako je m ukupna masa tegova, onda oni pri padu sa visine h gube potencijalnu energiju mgh . Neka je, dalje, K toplotni kapacitet vode i suda, a Δt priraštaj njihove temperature. Onda priraštaj toplotne energije vode i suda iznosi $K \Delta t$ *cal*. Stoga je, po principu energije.



Sl. 19. Merenje mehaničkog ekvivalenta toplote po Jouleu

$$mgh \text{ erg} = K \cdot \Delta t \text{ cal} \text{ ili } 1 \text{ cal} = \frac{mgh}{K\Delta t} \text{ erg} \quad (2)$$

Meyer je toplotni ekvivalent izračunao na sledeći način. Neka se gram-molekul nekog gasa, čija je početna zapremina V_m nalazi u sudu sa klipom na koji deluje konstantna sila i gas održava pod konstantnim pritiskom p . Pošto je pritisak p konstantan, biće, pri povišenju temperature za ΔT , a prema jednačini (10) (§ 4), $p \cdot \Delta V_m = R \cdot \Delta T$. leva strana ove jednačine predstavlja mehanički rad koji je gas izvršio protiv spoljne sile (pomeranjem klipa), pri promeni zapremine ΔV_m . Ako taj rad izračunamo, izrazivši p u $\text{dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$ dobićemo levu stranu jednačine u *ergovima*. Ako s desne strane R izrazimo u kalorijama, ako dakle stavimo $R = 1,98 \text{ cal} \cdot \text{grad}^{-1}$, dobićemo desnu stranu u kalorijama. Tada

će, dakle, biti $p \Delta V_m \text{ erg} = R \cdot \Delta T \text{ cal}$, ili $1 \text{ cal} = \frac{p \Delta V_m}{R \Delta T} \text{ erg}$. No iz

jednačine (10) (§ 4), sledi, pod pretpostavkom da je pritisak p konstantan, $\frac{\Delta V_m}{\Delta T} = \frac{V_m}{T}$, te konačno dobijamo

$$1 \text{ cal} = \frac{pV_m}{RT} \text{ erg} \quad (3)$$

Kako je kod idealnih gasova $pV_m/T = \text{const.}$, možemo izračunavanje izvršiti pomoću bilo kojih odgovarajućih vrednosti za p , V_m i T , na pr. na osnovu vrednosti pri normalnim uslovima, $p = 76 \text{ cm Hg} = 1.0133 \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$, $T = 273^{\circ} \text{K} (= 0^{\circ} \text{C})$, $V_m = 22400 \text{ cm}^3/\text{gram molekul}$. S tim

vrednostima dobijamo da je $1 \text{ cal} = 4,19 \cdot 10^7 \text{ erg}$. Prema najpouzdanijim merenjima je

$$1 \text{ cal} = 4,186 \cdot 10^7 \text{ erg} = 4,186 \text{ Joule} = 0,427 \text{ m kg}^*$$

Otuda sledi $1 \text{ Joule} = 0,239 \text{ cal}$ (električni ekvivalent toplote, § 163). Da bismo dobili 1 cal , da bismo, na pr., zagrejali 1 g vode za 1° , potrebna je, dakle, energija, koja je jednaka kinetičkoj energiji tela mase 1 kg koje je palo za $42,7 \text{ cm}$.

24. *Pretvaranje mehaničkog rada u toplotu. Trenje.* Još od prastarih vremena se zna da se rad može pretvoriti u toplotu. (trljanje hladnih ruku, dobijanje vatre pomoću trenja ili udarcem, usijavanje osovina itd.). Kod tela koje se kreće gubitak energije usled trenja sastoji se pretežno u pretvaranju njegove kinetičke energije u toplotu, dakle u pretvaranju usmerenog kretanja njegovih molekula u neuređjeno molekularno kretanje. No u toplotu se može pretvoriti i svaki drugi oblik energije, na primer električna energija (u sijalicama) i hemijska energija (pri sagorevanju).

U svakodnevnom životu naročito važnu ulogu igra trenje između čvrstih površina. Ovo je u većini slučajeva izvor veoma neželjenih i neekonomičnih gubitaka mehaničkog rada. No s druge strane predstavlja trenje najjednostavnije sredstvo da se kinetička energija poništi gde je to potrebno, na pr. pri kočenju vozila. Ako ne uzmemo u obzir neposredno razorno dejstvo — abanje površina koje se taru — pri trenju između čvrstih površina relativna brzina tela koja se taru smanjuje se i najzad nestaje, pretvaranjem kinetičke energije tela kao celine u neuređenu kinetičku energiju njegovih molekula — u toplotu.

Sila kočenja koje potiče od trenja između dve čvrste površine, raste sa silom kojom su površine pritisnute jedna na drugu. Karakteristično je za trenje između čvrstih površina, da je potrebno upotrebiti konačnu silu da bismo savladali dejstvo trenja i neko telo pokrenuli. Telo koje leži na strmoj ravni neće se pokrenuti pod dejstvom teže, sve dok nagib ravni ne bude veći od određenog ugla (ugaš trenja) koji zavisi od uslova. (Da nije toga bilo bi na pr. nemoguće ići strmim putem). Pri malom nagibu telo ostaje u miru, te se pokreće tek kada nagib bude veći od te granične vrednosti. To je donekle uzrok karakterističnih oblika gomila zrnastog materijala (pesak, zemlja, kamenje itd.) koji zavise od vrste materijala. Trenje između dve ravni gotovo ne zavisi od njihove površine, kada je sila koja između njih deluje konstantna. To se može objasniti činjenicom da se, zbog neizbežnih malih neravnina, površine skoro uvek dodiruju samo u nekoliko tačaka, te u ovima uglavnom deluje sila trenja. Trenje između ravnih površina približno je srazmerno sili kojom su one pritisnute jedna na drugu. No trenje zavisi od svih mogućih slučajnosti, te se stoga ne mogu postaviti strogi zakoni.

Trenje klizanja može se znatno smanjiti upotrebom maziva. Dejstvo maziva sastoji se u tome što ono sprečava neposredan dodir između čvrstih površina, te se samo javlja trenje u tečnom mazivu, a ono je znatno manje (unutrašnje trenje).

Od trenja pri klizanju znatno je manje trenje pri kotrljanju, koje se javlja kada se jedno telo kotrlja po drugom. Otuda korist od točkova,

U osovinama točkova javlja se trenje klizanja, ali se ono može znatno smanjiti pogodnom konstrukcijom (kuglični ležaj) i podmazivanjem.

25. *Reverzibilni i ireverzibilni procesi. Drugi princip termodinamike.* Reverzibilne ili povratne se nazivaju one prirodne pojave, koje se u svim pojedinostima mogu izvršiti i u obrnutim smeru, tako da pri tom u prirodi ne ostanu nikakve promene. U prirodi stvarno nema makroskopskih pojava ove vrste, iako ima mnogo slučajeva gde je reverzibilnost ostvarena u vrlo velikoj meri. Ustvari, sve makroskopske prirodne pojave *nepovratne* su ili *ireverzibilne*. To znači da nije moguće vratiti neko telo u prvobitno stanje, a da pri tom ma gde u prirodi ne ostanu neke promene.

Ako bilo koja tela, proizvoljnih osobina, mogu da stupe u uzajamno dejstvo, veličine koje karakterišu stanje tela menjaće se u određenom smeru i težiti izvesnom krajnjem stanju, termičkoj ravnoteži. Proces koji je počeo uzajamnim dejstvom između tela odvija se dakle sam od sebe u određenom pravcu, ali se nikada ne vrši sam od sebe u obrnutom smislu. Kada, na primer, dodje do uzajamnog dejstva između dva početka različito topla tela, onda će se temperature same od sebe izjednačiti, jer toplota prelazi sa toplijeg na hladnije telo. Obrnut proces ne nastupa nikada sam od sebe. Ako hoćemo da uspostavimo prvobitno stanje, onda se to ne može postići a da na drugom mestu u prirodi ne ostanu izvesne promene. Ako, prema tome, posmatramo čitavu prirodu, konstatovaćemo da se ona u celini stalno menja u jednom smeru, i da se stanje vasiono koje pripada prošlosti principijelno više ne može uspostaviti.

Clausius je uspeo da pomoću veličina koje određuju stanje tela definiše jednu veličinu, entropiju, čije je ponašanje u neposrednoj vezi sa jednosmislenim pravcem u kome se odvijaju prirodne pojave. Ovde nećemo dati termodinamičku definiciju entropije, jer bi njena primena izlazila izvan okvira ove knjige. Drugi princip termodinamike glasi: Entropija zatvorenog sistema tela koja se nalaze u uzajamnom dejstvu može samo da raste, ali ne može opadati. Krajnje stanje kome sistem tela teži jeste stanje u kome njegova entropija ima najveću moguću vrednost (*Clausius* 1850, *Kelvin* 1851).

Po *Planck*-u se drugi princip može formulisati tvrdjenjem da je nemoguće napraviti mašinu za hladjenje koja radi periodički i vrši rad (perpetuum mobile druge vrste). Pod takvom mašinom podrazumeva se uređaj koji bi bio u stanju da iz nekog tela, na pr. morske vode, stalno izvlači toplotu i potpuno je pretvara u mehanički rad, što prvi princip ne isključuje.

Termodinamički način shvatanja entropije možemo na ovome mestu zaobići utoliko pre, što je *Boltzmann* dao jedno očigledno *molekularno-statističko tumačenje entropije*. Kao naročito jednostavan slučaj posmatraćemo idealan gas koji je zatvoren u nekom sudu. Neka je U njegova unutarnja molekularna energija, neka zasada budu potpuno proizvoljni način raspodele te energije na pojedine molekule, pravci njihovih brzina i njihov raspored u prostoru. Neka je na pr. još moguće da energija bude raspodeljena samo na mali broj molekula, ili pak na sve ravno-

merno, i da se broj molekula u nekim delovima prostora znatno razlikuje od broja u drugim. Kada je data energija U , zapremina V i broj molekula, ima još beskrajno mnogo načina na koje se mogu raspodeliti energija na molekule, brzina molekula na razne pravce u prostoru, a sami molekuli u zapremini V . Uporedjenja radi pomislimo na sve stanovnike jedne države i setimo se da ima beskrajno mnogo načina na koji se, na primer, ukupno bogatstvo naroda može podeliti na pojedine građane, a tako isto i beskrajno mnogo mogućnosti kako bi se stanovnici mogli razmestiti po raznim oblastima zemlje.

Pretpostavimo da je trenutno stanje gasa okarakterisano na pr. time što znamo da prvi molekul ima energiju E_1 , drugi E_2 itd. (pri čemu zbir svih tih energija mora biti jednak datoj ukupnoj energiji U), što znamo pravac brzine svakog molekula i mesto na kome se on nalazi u zapremini V . Na taj način je trenutno stanje gasa potpuno određeno. Takvo priredjivanje određenih vrednosti energije, pravca i položaja u prostoru svakom molekulu zove se *kompleksija*. No očevidno je da ćemo potpuno identično makroskopsko stanje dobiti kada u svakom pogledu dva ili više molekula zamenimo, dakle dozvolimo da oni međusobno zamene svoje energije, pravce kretanja i položaje. Određeno makroskopsko stanje može se, dakle, ostvariti pomoću više kompleksija, koje proizlaze iz zamena.

Zbog uzajamnog dejstva molekula, naročito zbog njihovih sudara, stanje gasa se stalno menja ako individualno posmatramo njegove pojedine molekule; raspodela energije na molekule svakog trenutka je drugojačija, pojedini molekuli neprestano menjaju pravac kretanja, brzinu i položaj. Svakog trenutka imamo pred sobom drugu kompleksiju. No može se dokazati da je svaka takva kompleksija, ako je u saglasnosti sa datim uslovima (broj molekula, ukupna energija, zapremina) podjednako verovatna, t. j. da će se svaka od njih prosečno podjednako često javljati u toku dovoljno dugog vremena. No mi smo maločas videli da isto stanje može biti ostvareno pomoću više kompleksija. Pojedina stanja kompatibilna sa datim uslovima nisu dakle podjednako verovatna, nego će se u toku dužeg vremena najčešće javljati ona stanja, koja se mogu ostvariti najvećim brojem kompleksija. Ako se opet poslužimo jednim grubim poredjenjem vidimo da se na pr. takva raspodela čitave narodne imovine naše zemlje na stanovništvo, pri kojoj bi jedan stanovnik posedovao sve a ostali ništa, može ostvariti pomoću 17 miliona (broj stanovnika) raznih kompleksija, ali da se raspodela pri kojoj po dva čoveka imaju po pola imovine može ostvariti pomoću $\frac{1}{2} (17 \cdot 10^6)^2 \approx 14 \cdot 10^{13}$ kompleksija, dok se drugi načini raspodele mogu ostvariti na daleko više načina. Ako se dakle način raspodele imovine stalno menja na sasvim slučajnan način, onda će od svih mogućih stanja najverovatnije biti ono, koje se može ostvariti najvećim brojem kompleksija. Račun verovatnoće dalje pokazuje da kada imamo vrlo veliki broj individua, u našem slučaju molekule nekog gasa, broj kompleksije za jednu vrlo usku oblast stanja, praktično za izvesno potpuno određeno makroskopsko stanje, mnogo puta je veći no za ma koje stanje van te oblasti. Stoga se, praktično, javlja samo to stanje. Stanje koje se od njega samo malo razlikuje javlja se samo izvanredno retko, kao tre-

nutna, neznatna fluktuacija stanja. To je stoga stanje koje se u toku izvanredno kratkog vremena uspostavlja zbog uzajamnog dejstva molekula, ma kakvo bilo polazno stanje. Iz ovakvih rasudjivanja može se izvesti *Maxwell-ov zakon* o brzinama molekula. Raspodela brzina koju daje taj zakon upravo je ona, kojoj odgovara najveći broj kompleksija.

Broj kompleksija kojim se ostvaruje neko određeno stanje naziva se termodinamička verovatnoća W tog stanja. Pri velikom broju individua biće i ona veoma veliki broj. *Boltzmann* (1866) je pokazao da su entropija S nekog tela ili sistema tela i termodinamička verovatnoća vezane jednačinom

$$S = k \ln W \quad (4)$$

Pri tom je $k = 1.3801 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{grad}^{-1}$, i, kao što je *Planck* pokazao, identično *Boltzmann-ovoj* konstanti koju smo uveli još u § 2. Entropija nekog tela ili nekog sistema tela stoga je utoliko veća, ukoliko je veća termodinamička verovatnoća W njegovog stanja, a drugi princip tvrdi da pri svim procesima koji se javljaju u prirodi, entropija, t. j. termodinamička verovatnoća stanja onih tela koja u procesu učestvuju, ukupno uzevši raste, ili, najviše, u graničnom slučaju, ostaje konstantna. Svaki se proces sam od sebe vrši uvek na taj način da manje verovatno stanje prelazi u verovatnije, a nikada obrnuto. To je dakle srž drugog principa.

Smisao entropije objasnimo još jednim jednostavnim primerom. Zamislimo sud sastavljen iz dva dela vezana otvorom sa slavinom. Neka je isprva slavina zatvorena. Jedan deo suda neka bude potpuno prazan, a u drugom neka se nalazi 1000 molekula. Sada otvaramo slavinu, i molekuli se zbog termičkog kretanja raspodeljuju u oba dela. U toku daljeg vremena svaki molekul će proći kroz otvor iz jednog dela u drugi. Pošto se molekuli kreću potpuno nezavisno jedan od drugoga, to je moguće da se u toku vremena opet svi molekuli slučajno nadiju u jednom delu suda. No verovatnoća takvog događaja je izvanredno mala. Već je veoma mala verovatnoća da će nastupiti stanje pri kome molekuli ne bi u oba dela suda bili podjednako raspoređeni. To važi još u daleko većoj meri kada imamo u vidu ogroman broj molekula o kome se u praktičnim slučajevima uvek radi. Ukoliko je taj broj veći, utoliko je manja verovatnoća da će sistem molekula ikada doći u stanje u kome raspodela molekula u oba dela suda ma i malo odstupa od najverovatnije. A ono postoji kada su molekuli u oba dela prosečno podjednako gusto raspoređeni. Ovaj primer nam pokazuje na jednom jednostavnom slučaju kako neko manje verovatno stanje samo od sebe prelazi u stanje čija je verovatnoća veća. I u svakodnevnom životu srećemo se sa pojavama koje, grubo uzev, odgovaraju ovim činjenicama. Posmatrajući predmete koji nas okružuju možemo primetiti da se pod dejstvom slučajnog rukovanja nitma javlja težnja da predju iz stanja poretku u neuredjeno stanje. Stanje u kome se, na pr., nalaze predmeti na pisničem stolu posle dužeg rada nije samo površna analogija sa opisanim molekularnim procesima, nego se pokorava zakonima verovatnoće kao i molekularni procesi.

Sada nam je razlika između reverzibilnih i ireverzibilnih promena stanja jasna. Pošto se u jednom sistemu tela, na pr. molekula gasa, stanje idealne neuredjenosti uvek uspostavlja samo po sebi, kao najverovatnije stanje, rezultat uzajamnog dejstva medju telima u nekom zatvorenom sistemu uvek će se sastojati u smenjivanju početnog stanja čija je verovatnoća manja, završnim stanjem veće verovatnoće, a taj proces ne može sam od sebe da se odvija u suprotnom smislu. On se može poništiti samo dejstvom spolja, tj. sistem tela mora se dovesti u uzajamno dejstvo sa drugim telima, pa se pogodnim merama može prvobitni sistem vratiti u početno stanje. No sada više nemamo prvobitni sistem, nego sistem koji je povećan drugim telima, a on, sada, kao celina prelazi iz stanja manje verovatnoće u stanje veće verovatnoće. Pri tome se nužno moraju menjati tela koja su u sistemu uključena naknadno, da bi se prvi proces poništio. Dakle, ako poništimo proces na prvobitno uočenim telima, ostaju promene na drugima. Prvobitno uočenj proces nije reverzibilan. Prema tome reverzibilan bi bio samo proces pri kome se ne menja verovatnoća stanja tela koja u njemu učestvuju. To nikada ne može nastupiti pri makroskopskim promenama stanja, jer upravo one proističu iz tendencije da se predje u stanje najveće verovatnoće. No molekularne promene stanja u zatvorenom gasu koji se nalazi u stacioniranom stanju mogu se u svakom slučaju smatrati reverzibilnim. Izvanredno je malo verovatno, ali principijelno moguće, da se jednoga trenutka svi molekuli slučajno vrata u stanje u kome su se ranije već nalazili, a da pri tom ne nastupi nikakva promena drugih tela u prirodi. No isto već pretstavlja idealiziranje, jer stvarno ne može postojati gas koji bi bio oslobođen svakog uzajamnog dejstva sa spoljnim svetom.

26. *Izjednačavanje temperatura.* Neposredna posledica drugog principa je izjednačavanje temperature u svakom telu čiji se pojedini delovi prvobitno nalaze na raznim temperaturama. U toku vremena uvek se uspostavlja ono stanje pri kome je u svim delovima tela srednja molekularna energija, dakle i temperature, ista. Pri tom izjednačavanju temperature, koje nazivamo *provodjenje toplote*, toplotna energija struji kroz telo sa jednog mesta na drugo; u telu se javlja toplotna struja. Ako u telu zamislimo neku ravan koja deli dve oblasti razne temperature, onda molekulj koji se nalaze s jedne strane ravni stalno predaju energiju molekulima s druge strane, sve dok se temperature na obema stranama ne izjednače. Kod tečnosti i gasova možemo različito tople oblasti smatrati za razne tečnosti ili gasove, koji se mešaju procesom difuzije.

Ukoliko su razlike temperatura u nekom telu veće, utoliko će jače biti izmenjivanje toplote. Ako posmatramo neku proizvoljnu tačku u unutrašnjosti tela, onda će između svih pravaca koji od nje polaze postojati jedan u kome se temperatura najbrže menja sa rastojanjem. Neka to bude na pr. pravac x . Ako se temperatura pri pomeranju za duž dx menja iznos dT , onda se $\frac{dT}{dx}$ zove *gradijent temperature* u uočenoj tački.

U izotropnim telima toplota uvek struji u pravcu gradijenta temperature, od više temperature ka nižoj. Ako u unutrašnjosti tela zamisli-

mo ravan površine q , upravnu na pravac gradijenta temperature, onda je količina toplote dQ , koje za vreme dt prodje kroz ravan srazmerna njenoj površini q , vremenu dt i gradijentu temperature $\frac{dT}{dx}$, i zavisi još samo od materije od koje je telo sastavljeno. Zato je, dakle,

$$dQ = -\lambda q \frac{dT}{dx} dt \quad \text{cal.} \quad (5)$$

Negativnim znakom izražava se činjenica da se strujanje toplote vrši u pravcu u kome temperatura T opada. λ je konstanta materijala, *toplotna provodljivost tela*. Njena jedinica je $1 \text{ cal. grad}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$.

U tabeli dato je nekoliko brojnih vrednosti. Toplotna provodljivost jednaka je količini toplote koja protokne u 1 sec kroz ravnu ploču debljine 1 cm i preseka 1 cm^2 , kada se između površine ploče održava temperaturska razlika od 1° . Na sličan način se definiše i broj toplote provodljivosti koji se upotrebljava u tehnici, samo se umesto cm javlja m , umesto sec — čas , umesto cal — kcal .

Toplotna sprovodljivost nekih tela

	cal. grad ⁻¹ cm ⁻¹ sec ⁻¹
Aluminijum	0,48
Olovo	0,08
Gvožđe	0,14—0,17
Bakar	0,90
Srebro	1,01
Drvo	0,0003—0,0009
Staklo	0,0014—0,0018
Voda	0,0014
Vazduh	0,000057
Helijum	0,00034
Vodonik	0,00032

Između jednačine (5) i *Om*-ovog zakona za električnu struju (§ 54) postoji formalna sličnost. Ako po nekoj duži l postoji ravnomeran gradijent temperature $\frac{dT}{dx} = (T_2 - T_1) : l$, gde su T_2 i $T_1 < T_2$ temperature na krajevima duži l , onda iz jednačine (5) izlazi

$$\frac{dQ}{dt} = -\lambda \frac{q}{l} (T_2 - T_1) \quad (6)$$

Pri konstantnom strujanju toplote je $\frac{dQ}{dt}$ količina toplote koja u 1 sec proteče kroz presek q , a to je toplotna struja kroz q . Možemo, dakle, postaviti formalnu paralelu između sledećih veličina: količine toplote

i količine elektriciteta, dalje između toplotne struje i električne struje i ; razlike temperatura $T_2 - T_1$ i razlike električnog potencijala (napona) U , i toplotne provodljivosti λ i električne provodljivosti $\kappa = \frac{1}{\rho}$.

U tom slučaju činitelj $\lambda q/l$ i formalno odgovara recipročnoj vrednosti električnog otpora R nekog provodnika dužine l i preseka q . Zato se $l/\lambda q$ naziva još i *toplotni otpor*, a njegova jedinica 1 *toplotni om*.

Naročito je jednostavan slučaj kada se u nekom telu veštački održava konstantna razlika temperatura. Posmatrajmo homogenu šipku konstantnog preseka čiji se krajevi stalno nalaze na konstantnim, različitim temperaturama. Tada kroz šipku stalno struji toplota. Pošto se u šipki održava stalna razlika temperature, to količina toplote u svakom elementu zapremine ostaje konstantna, kroz svaki presek šipke mora u jednakim vremenima dt proticati ista količina toplote dQ . U tom slu-

čaju iz jednačine (5) sleduje: $\frac{dT}{dx} = const$. Ako su T_2 i T_1 temperature na krajevima šipke a l njena dužina, biće temperatura na rastojanju x od toplijeg kraja: $T = T_2 - (T_2 - T_1) \frac{x}{l}$. Dakle temperatura u šipki line-

arno opada (sl. 20, kriva *a*). Pri tom se pretpostavlja da je šipka zaštićena od gubitka toplote. Ako to nije slučaj, onda temperatura isprva opada brže, a potom sporije no u prvom slučaju (sl. 20, kriva *b*). Ovu raspodelu temperature mogli bismo uporediti sa raspodelom pritiska u cevi kroz koju teče voda, no čiji zidovi propuštaju vodu.

Iz teorije izlazi da je toplotna provodljivost idealnih gasova srazmerna njihovom viskozitetu η ,

$$\lambda = const \cdot \eta \quad (7)$$

I λ je, kao i η , na datoj temperaturi nezavisno od gustine gasa. Faktor proporcionalnosti zavisi od vrste gasa. Proporcionalnost veličina λ i η lako se može razumeti. I pri provodjenju toplote, kao i pri unutrašnjem trenju, imamo proces difuzije. No nezavisnost od gustine postoji samo ako su dimenzije prostora koji gasu stoji na raspoloženje znatno veće od srednje slobodne putanje. Ako to nije slučaj, toplotna provodljivost opada sa gustinom. Jasno je da ona mora težiti nuli kada se približavamo apsolutnom vakuumu. Zavisnost toplotne provodljivosti od gustine, kada je gustina vrlo mala, omogućuje merenje veoma malih napona gasova. Medjuprostori evakuisani do niskog pritiska predstavljaju dobru zaštitu od izjednačavanja temperature, kao na pr. kod *Weinhold*-ovih i *Dewar*-ovih sudova (termos-boce). Kao i unutrašnje trenje, raste i toplotna provodljivost gasova sa temperaturom.

U kristalima — izuzimajući kristale kubnog sistema — toplotna provodljivost zavisi od pravca. Drvo bolje provodi u pravcu vlakana no upravno na njih, porozne materije su vrlo loši provodnici toplote. One sadrže mnogo vazduha, koji je, kao i svi gasovi, veoma loš provodnik toplote. Medju gasovima je vodonik veoma dobar provodnik toplote zbog velike brzine svojih molekula.

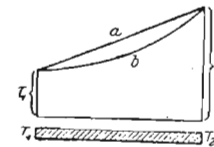
Na maloj toplotnoj provodljivosti vodene pare zasniva se poznata *Leidenfrost*-ova pojava. Kapljica vode stavljena na metalnu ploču koja je zagrejana na preko $100^\circ C$, lebdj duže vremena neposredno nad pločom, umesto da trenutno ispari. Kapljicu isprva štiti od dovodjenja toplote sa ploče sloj vodene pare koji se odmah obrazuje. Ona se polako zagreva do 100° i naglo se rasprskava u trenutku kada je ta temperatura dostignuta.

Kod tečnosti i gasova postoji i drugi način izjednačavanja temperature, potpuno različit od provodjenja, a to je izjednačavanje temperature *strujanjem (konvekcijom)*. Konvekcija počiva na tome što se u nekoj tečnosti ili gasu u kome postoje razlike u temperaturi, javljaju i razlike pritisa, a to remeti ravnotežu. Zbog toga se čitave oblasti tečnosti ili gasa počinju kretati. Na Zemlji primer konvekcije u velikim razmerama predstavljaju vetrovi, pri kojima se, zbog razlike u pritiscima koji su posledice razlika u temperaturi, kreću ogromne mase vazduha. I u okeanima imamo konvekciju na pr. Golska struja. Kod centralnog grejanja, voda zagrejana u kotlu struji u vis, u radiatorima se hladi, a potom opet spušta u kotao. Sigurno je da se konvekcione struje džinovskih razmera javljaju i na Suncu i zvezdama. Tu spadaju sunčeve pege, koje su u stvari ogromni vrtlozi na sunčevoj površini.

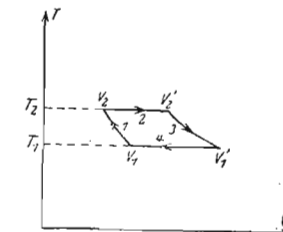
Odeća nas zagreva stoga što ona u velikoj meri sprečava konvekciju vazduha koji okružuje naše telo. Loša toplotna provodljivost tkanina i krzna igra pri tome samo veoma malu ulogu.

Treći način izjednačavanja temperature jeste izjednačavanje zračenjem.

27. *Treći princip termodinamike*. Uz prva dva principa došao je kasnije i treći, tzv. *Nernst*-ova *teorema*. Po *Nernst*-u entropija svih tela teži nuli, kada im se temperatura približava apsolutnoj nuli. Posledice ove teoreme, koja se može dokazati kvantnom teorijom, naročito su važne za teoriju hemijskih reakcija. Pomenimo, kao jednu od posledica, da se specifične toplote svih tela, kada se ide ka apsolutnoj nuli, smanjuju i teže nuli. Zato se apsolutna nula može samo asimptotski dostići, ali se nikada neće potpuno dostići. Doista, specifična toplota tela,



Sl. 20. Uz sprovođenje toplote u šipci



Sl. 21. Carnotov ciklus

koje bi se tačno nalazilo na toj temperaturi, bila bi jednaka nuli, te bi bilo dovoljno dovesti proizvoljno malu količinu toplote da bi mu se temperatura povišala za konačnu vrednost. A kako telo nužno mora biti u

dodiru sa toplijim telima, ne može se dovodjenje toplote nikada sprečiti, pa zato i nije moguće oduzeti celu poslednji ostatak toplote.

28. *Carnot-ov ciklus.* Predjimo sada na pretvaranje toplote u mehanički rad. Zamislimo da je u recipientu promenljive zapremine zatvoren 1 g idealnog gasa, čija je početna temperatura T_1 a zapremina V_1 . Zamislimo da smo na tom gasu izvršili redom sledeće promene:

1. Gas adijabatski (§ 9) sabijamo dok mu temperatura ne dostigne vrednost T_2 . Neka mu je tada zapremina V_2 .

2. Gas dovodimo u vezu sa vrlo velikim toplotnim rezervoarom iste temperature T_2 , i sada ga pri konstantnoj temperaturi (izotermno) širimo dok ne dostigne zapreminu V_2' . Pošto pri tom vrši spoljašnji rad, gas mora primiti iz rezervoara sa temperaturom T_2 izvesnu količinu toplote Q_2 da bi mu temperatura ostala nepromenjena.

3. Gas odvajamo od rezervoara i sada ga adijabatski širimo dok se ne ohladi do svoje prvobitne temperature T_1 . Njegova zapremina neka tada bude V_1' . (V_1' je veće od V_1).

4. Sada gas dovodimo u vezu sa drugim, veoma velikim toplotnim rezervoarom, temperature T_1 (a to je početna temperatura gasa), i izotermno ga dovodimo na njegovu prvobitnu zapreminu V_1 , dakle vršimo (kompresiju. Pri tome gas predaje hladnijem toplotnom rezervoaru (temperatura T_1) količinu toplote Q_1 .

Po završetku tog ciklusa nalazi se gas opet u prvobitnom stanju. Medjutim, jedan rezervoar predao je količinu toplote Q_2 a drugi primio količinu toplote Q_1 . Sem toga se pri svakom delimičnom procesu vrši rad.

Pri svakom delimičnom procesu gas vrši rad $\int p dV$, koji je u slučajevima 2 i 3 pozitivan, u slučajevima 1 i 4 negativan. Pojedine faze ciklusa predstavljene su na sl. 21.

Ako označimo sa A ukupni rad koga je gas izvršio, onda će on biti, pošto je rad pri svakom delimičnom procesu dat integralom $\int p dV$,

$$A = \int_{V_1 T_1}^{V_2 T_2} p dV + \int_{V_2 T_2}^{V_2' T_2} p dV + \int_{V_2' T_2}^{V_1' T_1} p dV + \int_{V_1' T_1}^{V_1 T_1} p dV \quad (8)$$

Pri tome se prvi i treći proces vrši adijabatski ($dQ = 0$), drugi i četvrti izotermno. Zato je za prva dva $p dV = c_v dT$ [§ 9 jednačina (22), gde je $m = 1$ g]. Za druga dva možemo staviti, prema § 4, $p = \frac{RT}{MV}$ (pošto imamo 1 g, biće $V = V_s$), te dobijamo

$$A = -c_v \int_{T_1}^{T_2} dT + \frac{R}{M} \int_{V_2}^{V_2'} T_2 \frac{dv}{v} - c_v \int_{T_2}^{T_1} dT + \frac{R}{M} \int_{V_1'}^{V_1} T_1 \frac{dv}{v}.$$

Prvi i treći integral razlikuje se samo obrnutim granicama integracije, oni dakle imaju jednake apsolutne vrednosti ali su suprotnih znakova, te se potiru. Ako izvedemo ostale dve integracije dobićemo

$$A = \frac{R}{M} \left[T_2 \log \frac{V_2'}{V_2} + T_1 \log \frac{V_1'}{V_1} \right]. \quad (9)$$

Pošto je prelaz iz stanja (V_2, T_2) u (V_1, T_1) i iz stanja (V_1', T_1) u (V_2, T_2) izvršen adijabatskim procesom, to prema jednačini (24), § 9, postoje relacije

$$T_2 V_2^{\kappa-1} = T_1 V_1^{\kappa-1} \quad \text{i} \quad T_2 V_2'^{\kappa-1} = T_1 V_1'^{\kappa-1}$$

($\kappa = C_p/C_v$) iz kojih odmah izlazi $V_2'/V_2 = V_1'/V_1$, tako da je

$$A = \frac{R}{M} \log \frac{V_1'}{V_1} \cdot (T_2 - T_1) \quad (10)$$

Kako je $T_2 > T_1$ i $V_1' > V_1$ ovaj je izraz pozitivan, gas je izvršio spoljašnji rad, i to na račun toplote Q_2 koju je topliji rezervoar predao gasu. Medjutim ova toplota nije u rad pretvorena potpuno, nego samo njen deo $Q_2 - Q_1$, jer je gas pri četvrtom delimičnom procesu predao hladnijem rezervoaru količinu toplote Q_1 .

Same vrednosti Q_1 i Q_2 mogu se lako izračunati. Pošto se gas pri drugom delimičnom procesu nije zagrevao, dovedena toplota potpuno je

pretvorena u spoljašnji rad $\int_{V_2 T_2}^{V_2' T_2} p dV$ a on iznosi, kao što je već gore

dokazano, $\frac{R}{M} T_2 \log \frac{V_2'}{V_2}$, tako da je $Q_2 = \frac{R}{M} T_2 \log \frac{V_2'}{V_2} = \frac{R}{M} T_2 \log \frac{V_1'}{V_1}$

Slična tome je Q_1 , toplota predata drugom rezervoaru, $Q_1 = \frac{R}{M} T_1 \log \frac{V_1'}{V_1}$.

Iz ovih relacija lako se opet dobija jednačina $A = Q_2 - Q_1$, koja samo izražava da važi princip energije. Jer, mehanički rad koga je gas izvršio mora biti jednak — pošto više energije nije ni dovedeno ni odvedeno — višku toplote koji je gas primio.

Vidimo, dakle, da moramo upotrebiti količinu toplote $Q_2 > A$ da bismo ovakvim ciklusom dobili mehanički rad A , i još, da je dobijanje mehaničkog rada skopčano sa prelaskom jednog dela Q_1 te toplote energije iz toplotnog rezervoara više temperature T_2 u drugi niže temperature T_1 . Mehaničko korisno dejstvo η tog procesa manje je, dakle, od 1; ono iznosi

$$\eta = \frac{A}{Q_2} = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = \frac{T_2 - T_1}{T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \quad (11)$$

Mehaničko korisno dejstvo η zavisi dakle samo od temperatura oba rezervoara, nezavisno je od pojedinosti zamišljenih delimičnih procesa

koji su doveli do vršenja mehaničkog rada *A*. Rezultat važi samo za idealne gasove. No stepen dejstva ne može se ni na kakav način poboljšati, nego samo pogoršati nepogodnim eksperimentalnim uslovima — trenjem, odavanjem toplote drugim telima u okolini itd.

Osnovu dosadašnjih rasmatranja čini, pored zakona idealnih gasova, još samo prvi princip. Ako se koristi i drugi princip, može se dokazati da zakon izražen jednačinom (11) važi i kada radna materija nije idealni gas, nego bilo koja realna materija. Tako dolazimo do važnog zaključka da pretvaranje toplote u mehanički rad pomoću ciklusa ima ograničen mehanički stepen dejstva. Ako se pri takvom procesu vrši mehanički rad na račun toplotne energije nekog toplotnog rezervoara, onda se uz to nužno vrši i prelaz određene količine toplote od toplijeg rezervoara hladnijem. Iz jednačine (11) se vidi da je stupanj dejstva takvog procesa utoliko veći ukoliko je manji odnos T_1/T_2 temperatura tih rezervoara, ukoliko je, dakle, viša temperatura toplog a niža temperatura hladnijeg rezervoara. Samo u idealnom graničnom slučaju $T_2 = 0^\circ K$ biva koeficijent mehaničkog dejstva jednak 1 ili 100%. No taj slučaj se praktično nikada ne može ni približno ostvariti.

Pri prethodnim rasmatranjima treba imati u vidu da je tu reč o dobijanju rada pomoću ciklusa, dakle pomoću procesa pri kome se upotrebljeni uređaj — sud sa gasom koji je u njemu zatvoren — na kraju procesa nalazi opet u istom stanju kao u početku, i gde se jedina promena sastoji u tome što je topliji rezervoar izgubio količinu toplote Q_1 , a hladniji primio količinu toplote Q_2 . Ograničeni stepen dejstva koga smo izračunali predstavlja osobenost takvog ciklusa. No ako ne zahtevamo da se upotrebljeni sistem vrati u prvobitno stanje, onda je potpuno pretvaranje toplote u rad pomoću idealnog gasa bar teorijski moguće. Takav slučaj imamo u drugom parcijalnom procesu Carnot-ovog ciklusa, pri kome je temperatura gasa konstantna, a dovedena količina toplote Q_2 potpuno se pretvara u izvršeni rad $\int pdV$, dakle u pokretanje klipa koji zatvara prostor sa gasom nasuprot spoljnoj sili koja drži ravnotežu naponu gasa.

Carnot-ov ciklus samo je jedan specijalan slučaj od beskrajno mnogo ciklusa koji se mogu izvršiti pomoću dva toplotna rezervoara različitih temperatura. No njihov stepen dejstva uvek je dat jednačinom (11).

Poseban značaj ima još Clapeyron-ov ciklus, kod koga se umesto adijabatskih parcijalnih procesa javljaju procesi pri konstantnoj zapremini. Na tome procesu zasniiva se današnja zakonska termodinamička skala temperature.

29. Pretvaranje toplote u mehanički rad. Za praktično pretvaranje toplote u rad mogu se upotrebiti samo uređaji koji rade periodički, u kojima se dakle vrše ciklusi. Ne može se zamisliti praktično upotrebljiva mašina koja bi se u toku vremena stalno menjala, koja se, dakle, ne bi periodično vraćala u prvobitno stanje. Za toplotne motore važi stoga jednačina (11) i to samo kao gornja granica stupnja dejstva koja se stvarno nikada ne može dostići. Količina rada koja se u željenom obliku dobija leži uvek ispod te granice. Često se osetan deo gubi trenjem delova mašine. Sem toga se toplota ne predaje samo hladnijem rezervoaru,

nego i drugim, toplijim telima u okolini, zbog čega se stepen dejstva dalje snižava.

U svakom slučaju sleduje iz jednačine (11) da se temperature T_1 i T_2 između kojih mašina radi moraju izabrati tako da T_2 bude što viša a T_1 što niža. Što se tiče T_1 , tu smo iz praktičnih razloga vezani za obične temperature naše okoline (hladjenje vodom ili vazduhom). Zato ostaje kao cilj: raditi sa što višom temperaturom T_2 .

Kod parnih mašina je rezervoar više temperature (T_2) kotao u kome se iz vrijuće vode dobija para. Njegova temperatura je veća od 100° , jer se radi povećanja stupnja dejstva voda dovodi do ključanja pod povišenim pritiskom (§ 14). Hladniji rezervoar toplote je kondenzator, sud hladjen vodom, u kome se para, pošto je izvršila rad, kondenzuje oslobađajući toplotu isparavanja.

Glavni deo parne mašine sa klipom, koju je izumeo James Watt (prethodnik, pored ostalih, Papin), jeste cilindar *P* (sl. 25) u kome se klip *T* sa klipnjačom *A* može kretati gore-dole. Ovo kretanje postiže se na taj način što para iz kotla pritiskuje klip čas is gornje, čas s donje strane. Na sl. 24/5 nacrtan je klip pri kretanju na više, para iz kotla struji kroz cev *x*, razvodnik pare *d* i cev *b* u donji deo cilindra. Gornji deo cilindra, koji se pri silaznom kretanju klipa bio napunio parom, vezan je pomoću cevi *a* i *O* (nacrtane u preseku) sa kondenzatorom. Zbog toga vlada u gornjem delu cilindra vrlo nizak pritisak, te pritisak u odnjem delu tera klipa naviše. Kretanjem klipa pokreće se i klipilo. On deluje na razdeljivač *y*, i čim je klip dospao do gornjeg kraja cilindra, pokreće ga naniže, te se pomoću *b* i *O* uspostavlja veza između donje polovine cilindra i kondenzatora, a pomoću *a* i *x* između gornje polovine i kotla. Zbog toga se sada menja pravac kretanja i čilava igra počinje iznova. Klipnjača prenosi izvršeni mehanički rad. Pri tome se skoro uvek njeno kretanje prvo pretvara u kružno. Kod izvesnih parnih mašina para ne struji odmah u kondenzator, nego prvo u neki drugi, a ponekad i u treći cilindar, pri čemu joj napon postepeno opada. Tada treba razlikovati cilindar visokog i cilindar niskog pritiska. Takva mašina zove se kombinovana (compound) mašina.

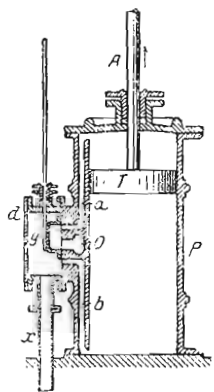
Prednost parnih turbina nad parnim mašinama sa klipom sastoji se u tome, što se kod njih ne stvara prvo progresivno kretanje nego odmah obrtno. Kod parne turbine para struji na mnogobrojne 10-patice točka (sl. 25). Prostor u koji para ulazi posle strujanja kroz točak opet je u vezi sa kondenzatorom, tako da u njemu vlada veoma nizak pritisak. Na taj način se točak kreće zbog pritiska pare koja struji na njega (tačnije: zbog impulsa koji se predaje pri promeni pravca strujanja pare).

Broj obrtaja parne turbine veoma je veliki. Ako se ona upotrebljava kao brodska mašina, onda se između nje i broskog vijka mora uključiti prenos, jer broj obrtaja elise u vodi ne sme da premaši određenu vrednost. No pri pogonu dinamomašina predstavlja veliki broj obrtaja naročitu prednost.

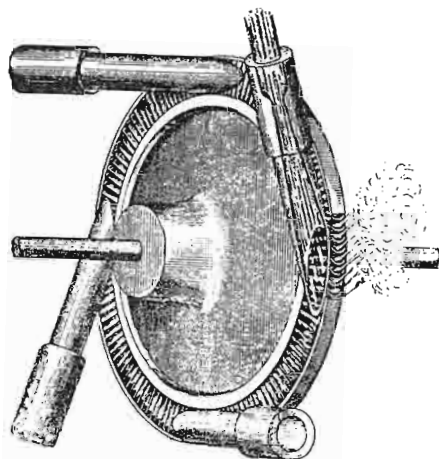
Kod parnih mašina već se išlo do pritiska od 200 atmosfera. Temperatura ključanja vode iznosi tada $265^\circ C = 538 \text{ abs}$. Uz povoljnu pretpostavku da temperatura kondenzatora iznosi 40° , dakle 313° abs .

biće po § 28, jednačini (11) najpovoljniji teorijski stepen dejstva $235/538 = 0.44 = 44\%$. No tako veliki stepen dejstva se stvarno nikada ne postiže. Kod parnih mašina, dakle, najveći deo dovedene toplotne energije prelazi u kondenzator. U novije vreme se ta toplota kod većih uređaja sa parnim mašinama koristi za grejanje.

Daleko je povoljniji stupanj dejstva eksplozivnih motora. Oni počivaju na kretanju klipa u cilindru pod dejstvom sagorelih gasova isparenog goriva koje se meša sa vazduhom. Zbog velikog toplotnog efekta koji nastaje pri eksploziji ovi gasovi imaju veliku moć ekspan-



Sl. 22. Cilindar parne mašine



Sl. 23. Parna turbina

zije. Rad se vrši samo pri kretanju klipa u jednom pravcu, i to kod dvotaktnih motora po jedanput pri svakom hodu tamo i natrag, a kod četvortaktnih po jedanput pri svakom drugom hodu napred i natrag. Temperature izmedju kojih radi eksplozivni motor — i to temperatura sagorevanja gasova s jedne strane i spoljašnjeg vazduha s druge — razlikuju se daleko više no kod parne mašine. Zato je teorijski i praktični stupanj dejstva tih motora daleko veći no kod parnih mašina. U pojedinosti na ovom mestu ne možemo ulaziti.

Alko princip toplotnih mašina u neku ruku obrnemo, dođićemo do mašina za hladjenje. I to su mašine u kojima se toplota pretvara u rad ali ne da bi se dobio rad, nego da bi se neko telo rashladilo pretvaranjem njegove toplotne energije u rad. Takve mašine služe na pr. za dobijanje leda. *Linde*-ova mašina za dobijanje tečnog vazduha (§ 16) primer je takve mašine.

30. *Izvori toplote. Termohemija.* Za nas je Sunce najvažniji izvor termičke energije. Ono zrači u 1 sec oko 10^{26} cal. To odgovara efektu od oko $0.4 \cdot 10^{22}$ kilovata. Da Zemlja nema atmosfere, padalo bi, pri vertikalnoj incideniji, na 1 cm^2 Zemljine površine oko $1.94 \text{ cal} \cdot \text{min}^{-1}$ (Solarna konstanta). No zbog asorpcije sunčevog zračenja u atmosferi biće količina zračenja koje dospeva do zemljine površine manja.

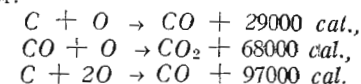
Tehnički je danas još uvek uglj najvažniji izvor toplote. Pored njega se stalno povećava značaj električnog dobijanja toplote i to, gde je moguće, korišćenjem vodenih padova, no to na žalost sprečavaju veliki troškovi. Svi ti izvori toplote potiču, na kraju krajeva, od sunčeve energije; jer su energiju, nagomilanu u uglju, iz sunčevog zračenja primile biljke iz kojih je postao uglj. I vodene sile vode poreklo od sunčevog zračenja, koje izaziva atmosferske pojave što podižu vodu na viši nivo.

Proizvodjenje toplote sagorevanjem uglja samo je jedan od mnogih procesa pri kojima se oslobadja toplota. Razlikujemo endotermne i egzotermne hemiske procese. Endotermni procesi se vrše samo ako se materijama koje u njima učestvuju spolja dovodi toplota, — dakle samo uz vezivanje toplote. Pri egzotermnim procesima se međjutim predaje toplota spoljašnjoj sredini. Ovim spadaju sva obična sagorevanja uz učešće kiseonika iz vazduha.

Toplotni bilans neke hemiske reakcije možemo pretstaviti jednačinom. Tako na pr. jednačina



znači da se pri hemiskom vezivanju 1 gram-atoma sumpora i 2 gram-atoma (1 gram-molekul) kiseonika u sumpordioksid oslobadja 71800 cal. Ta količina toplote naziva se toplotni efekt datog hemiskog procesa. On je kod egzotermnih procesa pozitivan, a kod endotermnih negativan i ne zavisi od načina na koji hemisko jedinjenje nastaje od svojih sastavnih delova. Tako je na pr.



Poslednja jednačina može se očevidno dobiti sabirajući dve prve. Stoga je, kao što to princip energije (I princip) i zahteva, u energetskom pogledu svejedno da li će se prvo od ugljenika i kiseonika izgraditi ugljenmonoksid, a od njega i kiseonika ugljendioksid, ili će se odmah od ugljenika i kiseonika izgraditi ugljendioksid.

Sve hemiske transformacije koje se vrše same od sebe ireverzibilne su, jer se uvek vrše uz povećavanje entropije materija što u njima učestvuju. Tri principa termodinamike predstavljaju najvažnije osnove teorijske hemije.

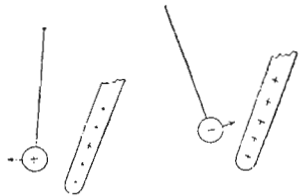
ELEKTROSTATIKA

Elektrostatika je nauka o dejstvovanju sila između količina elektriciteta (punjenja, šarži) u miru i o uslovima ravnoteže pod dejstvom tih sila.

31. *Pozitivni i negativni elektricitet. Količina elektriciteta.* Za izvođenje oglada najzgodnije je primeniti trenje i njime proizvoditi elektricitet. Na suv svileni konac obesimo nešto lako telo (valjak od hartije, lopaticu od zovine srži ili slično, sl. 25).

Protrljajmo šipku od tvrde gume ili sumpora mekom, najbolje mačjom kožom i prinesimo je obešenom telu.

Zapaža se sledeće: 1. Šipka privlači telo.



Sl. 25. Osnovni ogled iz elektrostatike

2. Pošto je telo dodirnuo šipku, naročito ako je telo očešalo šipku, privlačenje prelazi u odbijanje.

Ako preko tela predjemo rukom (ispraznjavanje) i ponovimo ogled sa staklenom šipkom koju smo pre toga protrljali amalgamsanom kožom ili svilenom krpom, primećićemo iste pojave kao kod šipke od tvrde gume.

3. Telo koje je došlo u dodir sa staklenim štapiom od ovoga se odbija, a približava se protrljanom štapi od tvrde gume. Ako telo prvo dodirne gumenim štapiom dešava se obrnuto.

Stanje u kome se nalazi šipka posle trenja naziva se *električno stanje*, a ono što se javlja na protrljanim telima zove se *elektricitet*. Ovo ime potiče od Gilberta iz 1600 g. O njegovoj prirodi biće docnije govora. Za sada možemo samo reći da ćemo elektricitet posmatrati kao jednu vrstu supstancije. Ako gornje ogleda ponovimo i sa drugim telima, videćemo da se sva tela, ukoliko je na njima moguće dobiti elektricitet, ponašaju ili kao protrljano staklo, ili kao protrljana guma. *Treće vrste tela nema.*

Obešeno telo dodirne prvo protrljanom gumenom, pa zatim ne prazneći ga, staklenom šipkom, ili obrnuto. Zapaža se,

4. da se dejstva elektriciteta na staklu i na gumi mogu uzajamno poništiti. Dejstvo jedne vrste elektriciteta može se prinošenjem novih količina elektriciteta smanjiti, povisiti ili pretvoriti u suprotan elektricitet prema tome u kome su odnosu obe vrste elektriciteta prenete na telo.

Već odavno je uobičajeno da se elektricitet na staklu zove *pozitivni* a elektricitet na tvrdoj gumi *negativni*. Treće vrste elektriciteta nema. Gornji izbor je potpuno proizvoljan i slučajan. Moglo se je isto tako postupiti i obrnuto, što bi prema današnjim shvatanjima bilo čak i bolje. Razliku između obe vrste elektriciteta otkrio je Dufay 1734.

Pošto je već naglašeno da ćemo elektricitet smatrati kao jednu supstancu — a to ćemo shvatanje docnije objasniti — to smo u pravu da govorimo o količini elektriciteta koja se nalazi na jednom telu, da uvedemo dakle pojam *količine elektriciteta*. Količina elektriciteta koja se nalazi na jednome telu zove se *električno punjenje* tela (šarža).

Smatraćemo da su dve količine elektriciteta jednake, ako na istom mestu i pod istim uslovima imaju ista dejstva spram druge određene količine elektriciteta, i to kako po pravcu tako i po veličini. Dve količine elektriciteta su jednake ali suprotnog znaka, kad na treću određenu količinu elektriciteta vrše po veličini ista, a po pravcu suprotna dejstva.

Telo koje je napunjeno istim količinama pozitivnog i negativnog elektriciteta, ako su ove ravnomerno po celom telu rasporedjene, ponaša se kao da nije naelektrisano. Tela koja ne pokazuju nikakva električna dejstva označavamo kao *električno neutralna*.

Prostorna gustina jeste količina elektriciteta koja se nalazi u jednom cm^3 prostora. Ona je punjenje jedinice zapremine. Često se električno punjenje nalazi samo u sasvim tankom sloju na površini tela. U tom slučaju se količina elektriciteta koja dolazi na jedan cm^2 površine naziva *površinska gustina*.

32 *Kulonov zakon.* Rezultati drugog i trećeg oglada prethodnog paragrafa dovode do sledećeg zaključka:

Tela naelektrisana istom vrstom elektriciteta se odbijaju, a privlače se ako su naelektrisana jedno pozitivno a drugo negativno. Ovaj stav je još tačnije precizirao Kulon svojim zakonom koji kaže:

Sila kojom dve količine elektriciteta dejstvuju jedna na drugu srazmerna je proizvodu količina elektriciteta a obrnuto srazmerna kvadratu njihove razdaljine.

$$K = \text{const} \frac{ee'}{r^2} \quad (1)$$

Pri ovome se pretpostavlja da su količine elektriciteta skupljene u dvema tačkama čija je razdaljina r .

Sila deluje prema trećem Njutnovom aksiomu u pravcu linije koja spaja oba punjenja. Vidi se da se prema ovom zakonu dobijaju isti rezultati koje smo dobili i ogledima tj. ako su e i e' pozitivni imamo odbijanje (k je pozitivno), kod šarži suprotnog znaka imamo privlačenje, ako smo konstantu uzeli sa pozitivnim znakom.

Tačnost ovih zakona, koje je dao još ranije Kevenđiš na osnovu drugih posmatranja, potvrdio je Kulon tačnim ogledima pomoću električne vage (Coulomb-ova vaga, sl. 26). Tanki horizontalno obešena poluga ima na jednom kraju kuglicu od zovine srži. Na istoj visini nalazi se druga jedna ista takva kugla čija se razdaljina od prve može menjati. Obe kugle se naelektrisu a veličina privlačne ili odbojne sile između njih određuje se iz obrtanja poluge (torzija konca). Između Coulomb-ovog i Newton-ovog zakona gravitacije postoji velika formalna sličnost. Opadanje sile sa kvadratom razdaljine ima za posledicu, da se dva tela naelektrisana



Sl. 26. Coulomb-ova vaga

raznoimenim elektricitetima kreću ako su slobodna po istim zakonima, koji važe i za dve mase koje se privlače. Znači da će za naelektrisana tela važiti i 1 i 2 Kepler-ov zakon. Treći Kepler-ov zakon važiće samo u tom slučaju ako za više tela (»planeta«) koja kruže oko zajedničkog centra privlačenja (»Sunca«) postoji isti odnos e/m između njihove šarže i njihove mase. Količnik e/m odgovara odnosu između teške i inerte mase. Ovaj poslednji odnos je za sva tela isti, i to je jednak 1, dok količnik e/m može imati vrlo različite vrednosti.

Kod Coulomb-ovog zakona u gornjem obliku ostala je neodređena još jedna konstanta. To dolazi otuda što dosada još nismo izabrali jedinicu za količinu elektriciteta. Ako ovu jedinicu izaberemo tako da iz zakona ispada konstanta, odnosno da je ona jednaka jedinici dobijamo *elektrostatički sistem mera*. Docnije ćemo upoznati i druge sisteme mera. Kod Coulomb-ovog zakona je moguće staviti da je konstanta jednaka jedinici, i to je i iz praktičnih razloga zgodno. Newton-ov zakon ne može se pisati u sistemu *C G S bez* gravitacione konstante G , jer je tamo jedinica mase drugačije definisana.

Dakle Coulomb-ov zakon odsada ćemo pisati u sledećem prostom obliku

$$K = \frac{ee'}{r^2} \text{ dina} \quad (2)$$

Ako silu K merimo u dinima a rastojanje u santimetrima, tada je jedinica količine elektriciteta u elektrostatičkom sistemu definisana na sledeći način:

Količina elektriciteta jednaka je (elektrostatičkoj) jedinici kad ona na istu toliku količinu elektriciteta na razdaljini od 1 sm. deluje silom od jednog dina.

Elektrostatička jedinica količine elektriciteta (e. s. j.) nije pogodna za tehnička merenja jer je i suviše mala (tako na pr. kroz jednu običnu sijalicu u sekundi proteče 10^6 do 10^9 e. s. j.). Usled toga je za praktičnu jedinicu količine elektriciteta izabran *Coulomb (Kulon)*

$$1 \text{ Coulomb} = 3.10^9 \text{ e. s. j.}$$

Sa gledišta elektrostatike kulon je vrlo velika količina elektriciteta. Ako njegovu vrednost umetnemo u Coulomb-ov zakon lako ćemo izračunati da kad se dve količine elektriciteta svaka od po 1 kulona nalaze jedna od druge udaljene za čitav kilometar, one međusobno deluju silom od 9.10^9 dina, što odgovara od prilike teretu od 900 kilograma.

I kod električnih zakona mora biti ispunjen uslov da obe strane jednačina imaju iste dimenzije. Tako na pr. jednačina (2) mora za proizvode ee' i kr^2 imati iste dimenzije. Dimenzija ovog poslednjeg proizvoda izražena u C. G. S. sistemu iznosi (m^3t^{-2}). Dimenzija količine elektriciteta u elektrostatičkom sistemu mora biti jednaka kvadratnom korenu iz gornjeg izraza i iznosi prema tome $[e] = [m^{\frac{1}{2}} |^{\frac{1}{2}} t^{-1}]$.

33 *Nekoliko prethodnih napomena o strukturi materije.* Dosad smo govorili o elektricitetu kao o jednoj vrsti supstancije, koja se nalazi u unutrašnjosti ili na površini tela, i koja pod izvesnim uslovima kroz njih može i da teče. Danas znamo da svaki atom iz koga je materija sastavlj-

na nosi *na sebi* izvesno električno punjenje. Da materija za nas izgleda obično nanaelektrisana, dolazi otuda što se spoljašnja dejstva njenog pozitivnog i negativnog punjenja medju sobom potiru. Ali ako se materija razloži na svoje najmanje sastavne delove, na njima se pokazuje da su električna punjenja isto tako osnovne osobine materije kao inercija i težina. O sklopu atoma za sad ćemo kazati samo sledeće. Svaki atom se sastoji iz t. zv. jezgra koje je pozitivno naelektrisano i u kome je skoncentrisana glavna masa atoma. Ispitivanja su pokazala da je veličina punjenja jezgra, uvek ceo multipl jedne određene količine elektriciteta, koja se označava kao *električni elementarni kvantum*. Jezgro atoma ima uvek onoliki broj pozitivnih električnih kvanta, koliki je i njegov redni broj u periodskom sistemu elemenata — dakle vodonikovo jezgro ima jedan, helijumovo dva, litijumovo tri, uranovo 92, pozitivna elementarna kvanta itd.

Oko atomskog jezgra nalazi se omotač sa *elektronima*. Naziv elektron uveo je Stoney 1881. Elektroni imaju malu masu, koja iznosi svega $1/1840$ deo mase vodonikovog atoma. Elektroni nose negativno električno punjenje koje je uvek jednako jednom elementarnom električnom kvantu. Sem ovih negativno naelektrisanih elektrona postoje i pozitivno naelektrisani: *pozitoni*, o kojima će docnije biti govora. Električno neutralni atom ima uvek onoliko elektrona koliko iznosi broj pozitivnih električnih kvanta vezanih za njegovo jezgro. Može se desiti da atom ili molekul izgubi jedan odnosno više elektrona, on u tom slučaju ostaje pozitivno naelektrisan. pošto se na njemu nalazi izvestan višak pozitivnog punjenja. Može se takodje desiti da neutralni atom (molekul) dobije jedan ili više elektrona. on je tada negativno naelektrisan. Električno napunjeni atomi ili molekuli nazivaju se *ioni*.

Električni elementarni kvantum je vrlo mala količina elektriciteta. Ona iznosi samo

$$e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ e. s. j.} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Kulona} \quad (3a)$$

Masa elektrona iznosi

$$\mu = 0,9108 \cdot 10^{-27} \text{ gr} \quad (3b)$$

Iz napred rečenog izlazi da se elektricitet uvek javlja u obliku jona ili elektrona. Ove ćemo u buduće često zvat *nosiocima električnih punjenja*. Kretanje ili strujanje elektriciteta je uvek vezano sa kretanjem nosilaca električnih punjenja, tj. naelektrisanih delića.

Često se govori da se npr. trenjem proizvodi elektricitet. U stvari u svima slučajevima elektrizovanja jednog tela na njemu se izvrši nova raspodela električnih punjenja tako, da se njihovo dejstvo ne poništava. Nikada se ne može stvoriti električno punjenje samo jednog znaka, već se iste količine elektriciteta jedna od druge *odvajaju*. U tom smislu važi za elektricitet stav o održanju (konservaciji).

34 *Težište električnih punjenja. Električni dipol.* Električna punjenja su opšte uzet na telima prostorno rasporedjena. Isto kao što se kod tela ili sistema tela može definisati težište ako ona zauzimaju izvestan prostor, tako se može odrediti električno težište punjenja rasporedjenih u prostoru, ako ona imaju isti znak. Ako se istovremeno nalaze pozitivna i nega-

tivna punjenja, onda se za svako od njih zasebno određuje težište. Analogno kao u slučaju masa možemo zameniti jedno proizvoljno raspoređeno električno punjenje određenog znaka, punjenjem koje se nalazi u tački težišta a koje je po veličini isto sa ovim prvim. Kada u buduću bude bilo govora o mestu na kome se punjenje nalazi, prečutno ćemo podrazumevati da je to mesto težište.

Za određivanje težišta električnog punjenja važe isti zakoni, kao i za nalaženje težišta prostornih tela. Težište punjenja koje je ravnomerno raspoređeno po površini lopte, nalazi se u središtu lopte.

Dve električne šarže jednake a suprotnog znaka, $+e$ i $-e$ koje se nalaze na rastojanju l (sl. 27) označavamo kao *električni dipol*, a proizvod $el = M$ kao *električni moment* dipola. Linija koja spaja oba punjenja zove se *električna osa* dipola.

35 *Provodnici i izolatori*. Pomenuti osnovni elektrostatički ogled, neće nam poći za rukom, ako je svileni konac o koji smo obesili telo vlažan, ili ako umesto svilenog konca upotrebimo običan ili metalni konac, ili još ako obešeno telo za vreme dodira sa protrljanom šipkom, držimo u ruci. U svima ovim slučajevima zapaža se da telo nije u stanju, da ostane duže vremena naelektrisano. Bliža ispitivanja pokazuju da preneti elektricitet preko pomenutih tela prelazi u zemlju.

Tela koja imaju osobinu da provode električno punjenje zovu se *provodnici*, a ona koja sprečavaju oticanje punjenja ili ga dozvoljavaju u vrlo slaboj meri, zovu se *izolatori* ili *dielektrici*.

Osobinu provodjenja elektriciteta imaju tela u vrlo različitoj meri. Usled toga između provodnika i izolatora ne postoji oštra granica, i u prirodi se nalaze svi mogući prelazi između vrlo dobrih provodnika i skoro savršenih izolatora. Tela koja imaju malu ali ipak приметnu provodnu moć, dakle koja čine prelaz između provodnika i izolatora zovu se *poluprovodnici*.



Sl. 27. Električni dipol

Najbolji provodnici su metali, a među ovima naročito srebro i bakar. Vrlo dobri izolatori su kvarc, mika, čilibar, kaučuk, crveni vosak, svila, petroleum, dalje gasovi u svome normalnom stanju. Poluprovodnik je n. pr. suvo drvo. Prema ovome što je sada kazano a i iz svakidnjeg iskustva izlazi da se pri proticanju elektriciteta kroz dobre poznate provodnike, kroz metale, pozitivan elektricitet ne kreće. Sa tokom pozitivnog elektriciteta bio bi nužno skopčan i prenos atoma za koje je on vezan. To bi se pak moralo приметiti n. pr. kod žica u svima električnim instalacijama. Tako bi se n. pr. morao pomerati duž žice kalaj kojim su zavareni pojedini spojevi, ili bi se menjala debljina žice u električnim sijalicama itd. što međutim nikad nije zapaženo. Znači da se kod toka električne struje u čvrstim metalnim provodnicima, bar pod običnim okolnostima, kreću samo elektroni, dakle negativan elektricitet, dok pozitivna punjenja ostaju na svojim mestima.

Elektroni se u metalnim provodnicima slobodno kreću. Ovo kretanje nastaje pod dejstvom ma i najmanje električne sile.

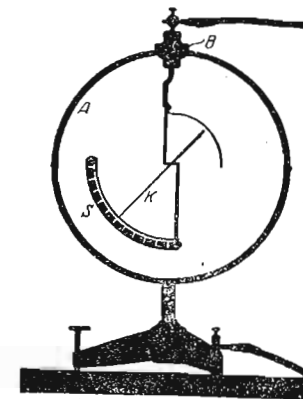
pozitivno naelektrisan provodnik treba shvatiti tako, kao da su mu oduzeti elektroni i da je na njemu ostao izvestan višak pozitivnog pu-

mjenja koji se manifestuje i spoljašnjim dejstvom. Isprazniti jedan pozitivno naelektrisan električni provodnik znači dovesti na provodnik toliki broj elektrona, koji su u stanju da kompenzuju u njemu višak pozitivnih šarži.

36 *Nekoliko ogleda sa elektroskopom*. Elektroskop služi za dokazivanje naelektrisanosti nekog tela. Najprostiji je elektroskop sa listićima (sl. 28). U metalnoj kutiji A (kod prostijih instrumenata u staklenom sudu), izolovano je utvrđena metalna šipka, koja na gornjem kraju ima kuglicu, ploču ili zavrtanj za stezanje žica, a na donjem kraju, od prilike u sredini kutije, dva tanka listića od aluminijuma ili zlata, koji kad nisu naelektrisani leže vertikalno jedan pored drugog dodirujući se. Ako na kuglicu prenesemo izvesnu količinu elektriciteta, ona se raspodeli preko šipke i na listiće. Ovi će se dakle naelektrisati istom vrstom elektriciteta i usled



Sl. 28. Elektroskop sa listićima



Sl. 29. Braun-ov elektrometar

toga će se odbijati (nešto tačnije objašnjenje vidi u § 41). Ovo rastavljanje listića biće utoliko veće, ukoliko je veće i električno punjenje. Kod nekih elektroskopa šipka se na donjem kraju svršava uzdužnom pločicom pored koje visi jedan jedini list i on se pri elektrisanju odvađa od pločice. Umesto listića može se namestiti i laka aluminijumska igla obrtna oko horizontalne osovine. (sl. 29) Braun-ov elektrometar, K igla, A oklop, S skala, B izolator od čilibara.

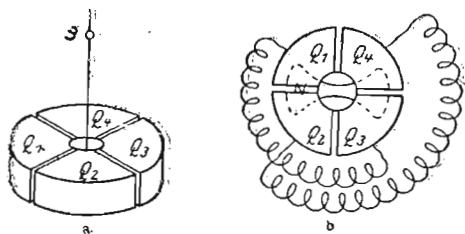
Ako je elektroskop snabdeven skalom da se veličina dejstva može meriti, onda se on zove *elektrometar*. Za tačna merenja količine elektriciteta može se elektrometar upotrebiti samo pod izvesnim uslovima.

Mnogo osetljiviji od elektrometra sa listićima su elektrometri sa strunom (žicom) i kvadrantni elektrometar.

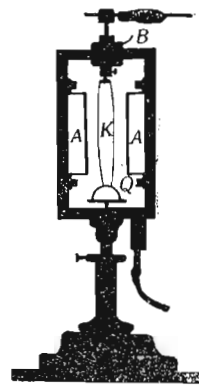
Kvadrantni elektrometar (sl. 30) se sastoji od četiri ravna metalna kvadranta ili jedne kružne kutije podeljene na četiri kvadranta Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 , koji su izolovani i jedan od drugog odvojeni uzanim međuprostorima. Između kvadranta, u metalnoj kutiji, visi na vrlo tankom metalnom kon-

cu, metalnoj pantljici ili metalizovanom kvarcnom koncu pokretni deo instrumenta N , koji se naziva takodje i igla. Ta igla je napravljena od tan-kog aluminijumskog lima ili metalizovanog papira, a ima oblik lemniskate ili znaka ∞ . Sve je to zatvoreno u metalnom oklopu. Kvadranti su po dva ukršteno medju sobom, metalno spojeni. Ako je jedan par kvadranta naelektrisan pozitivno a drugi negativno, i ako je igla takodje naelektrisana, ona se pokrece iz svog ravnoteznog položaja i približava se, već prema znaku svoga punjenja, pozitivnom ili negativnom paru kvadranta. Obrtanje igle je srazmerno veličini punjenja. Obrtanje se najčešće čita pomoću ogledala i durbina. Ogledalo se nalazi pričvršćeno na koncu od kome visi igla. Postoji još veliki broj sličnih konstrukcija.

Kod elektrometara sa strunom ili vlaknom (žicom), pokretni deo sačinjavaju jedna ili dve vrlo tanke platinske žice. Slika 31 pokazuje šemu jednog elektrometra sa dve žice. Obe žice K radi regulisanja osetljivosti vezane su dole za pokretni luk od kvarca Q . Spram njih se



Sl. 30. a — v. Kvadratni elektrometar



Sl. 31. Šema jednog elektrometra sa dva vlakna

nalaze dva metalna dela spojena sa oklopom elektrometra. Pri punjenju konci se razmaknu. Njihovo rastojanje se meri pomoću mikroskopa sa okularnim mikrometrom. Sa elektroskopom se mogu izvesti sledeći vrlo poučni ogledi.

1. Lopti odnosno ploči elektroskopa se približi protrljana šipka od tvrde gume ili stakla ne dodirujući je. Listovi elektroskopa se razmaknu, a kad udaljimo šipku oni ponovo spadnu.

2. Elektroskop se dodirne protrljanom šipkom od gume. Ako se listići suviše razmaknu onda se jedan deo punjenja šipke prenese na metalnu loptu prečnika 1—2 cm, koja je izolovano utvrđena na staklenoj ili ebonitnoj šipci pa se punjenje te kugle prenese na elektroskop. Listići ovoga se razmaknu i ostanu razmaknuti i kad se kugla odnosno šipka udalji. Elektroskop je napunjen negativno. Na isti način može se on pomoću protrljane staklene šipke naelektrisati pozitivno.

3. Već pozitivno (negativno) napunjenom elektroskopu doda se negativnog (pozitivnog) elektriciteta. Razdaljina izmedju listića elektroskopa postaje manja, iščezava ili se ponovo uspostavlja pošto prodje kroz nulti položaj.

4. Pozitivno napunjenom elektroskopu približi se protrljana staklena šipka *ne dodirujući ga*. Razmak izmedju listića postaje veći sve dok se staklena šipka nalazi u blizini, a kad se ona udalji on pada na svoju prvobitnu vrednost. Ako se približi protrljana gumena šipka, razmak postaje manji sve dok se ona nalazi u blizini elektroskopa. Ako se ploči elektroskopa približi krzno kojim smo trljali šipku od gume, razmak postaje veći. Znači da je krzno naelektrisano pozitivno jer deluje kao protrljana staklena šipka. Na isti način dokazuje se da je svileni krpa kojom je protrljana staklena šipka negativno naelektrisana.

5. Lopta (ploča) elektroskopa lako se udari suvom svilenom krpom. Listići se razmaknu i približivanjem staklene šipke dokazujemo da je elektroskop negativno naelektrisan.

Ogled 1 i 4 možemo tek dočnije rastumačiti (§ 41). Drugi deo ogleda 4 pokazuje da se materija kojom trljamo šipku naelektriše drugim znakom nego sama šipka, jer suprotno deluju na elektroskop.

Ogledi 2 i 3 su prema onome što je kazano u ranijim stavovima sami po sebi razumljivi.

Ogled 5 dokazuje da se i metalna ploča elektroskopa može naelektrisati trenjem. Ovo elektrizovanje moglo se ovde zapaziti što je metal izolovan pa izazvano punjenje nije moglo oteći kao što bi to bio slučaj da smo metal držali u ruci. Na ovaj ili sličan način može se dokazati da se sva tela mogu trenjem naelektrisati.

37 *Električno polje. Jačina polja.* U prostoru oko naelektrisanog tela svako drugo punjenje podloženo je prema Coulomb-ovom zakonu izvesnoj sili. Oko električnih punjenja postoji dakle polje sile koje se zove *električno polje*. Električno polje je vektorska veličina, jer pored veličine ima i svoj pravac.

Električno polje oko jednog punjenja prostire se isto toliko koliko i samo dejstvo sile punjenja. Iz Coulomb-ovog zakona izlazi da se električno polje oko svake šarže prostire kroz celu vasionu, jer je tek za beskonačnu razdaljinu od punjenja sila jednaka nuli. Ono se može otkloniti, tj. može se učiniti neaktivnim dejstvom druge neke šarže suprotnoga znaka. Razume se već da dejstvo svake šarže na izvesnom rastojanju postaje zanemarljivo malo.

Veličina električne sile kojoj je podložena jedinica punjenja u nekoj tački električnog polja, naziva se *jačina električnog polja* u toj tački prostora. Jačina električnog polja je električna sila koja deluje na punjenje $+1$. Pravac jačine polja se poklapa sa pravcem sila koja deluje na pozitivno punjenje e . Naprotiv, sila koja deluje na *negativno* punjenje, ima pravac suprotan od pravca polja. Ako neko punjenje u prostoru stoji pod dejstvom više šarži, onda se dejstva ovih polja superponiraju, i električna jačina polja je rezultanta pojedinačnih jačina polja koja se nalazi po zakonima o sabiranju vektora.

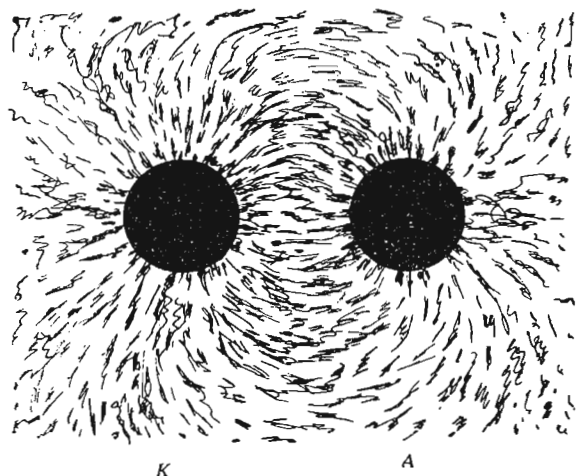
Sila koja djeluje na punjenje veličine e jednaka je, prema definiciji jačine polja, proizvodu iz jačine polja \vec{E} i veličine punjenja e .

$$\vec{K} = \vec{E} \cdot e \quad (4)$$

Jačina polja u prostoru koji opkoljava punjenje e jednaka je prema jed. 2, s pretpostavkom da u blizini nema drugih šarži

$$E = \frac{e}{r^2} \quad (5)$$

Što se uvidja odmah čim se u jednačinu (2) umete $e' = 1$.



Sl. 32. Slika linija polja između dva punjenja iste veličine a suprotnog znaka

Homogeno električno polje je takvo polje u kome električna jačina polja ima svuda istu veličinu i isti pravac.

Za očigledno prestavljanje polja služimo se po Faraday-u (1852) pojmom *linija sile* ili *linija polja*. To su zamišljene linije za koje važe sledeća pravila:

1. Pravac linija polja ili tačnije pravac njihovih tangenti u pojedinim tačkama prostora, pokazuje pravac vektora polja \vec{E} .

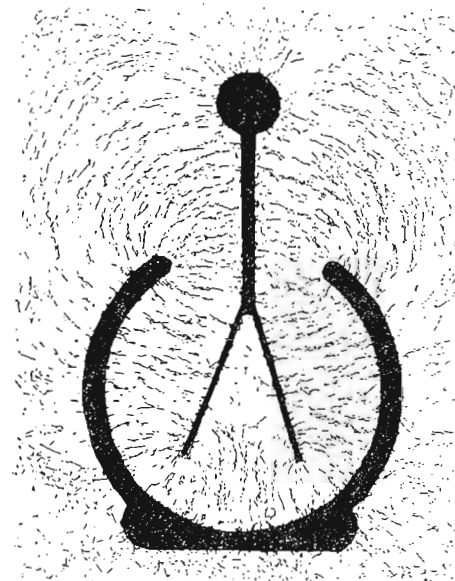
2. Ako u svima tačkama električnog polja zamislimo površine koje stoje upravno na pravac polja onda kroz svaki kvadratni santimetar te površine prolazi toliko linija sile, koliki je merni broj jačine polja u toj površini. Ako dakle na 1 cm^2 takve površine dodje svega jedna linija polja, to znači da je tamo jačina polja jednaka 1. Ako je jačina polja E onda je broj linija polja na jedinici površine, ili tzv. gustina linija $n = E$.

Pošto linije polja imaju pravac jačine polja to su one upravljene od pozitivnih ka negativnim punjenjima. U prostoru oko jedne jedine šarže one teku radijalno, ako u blizini nema drugih šarži.

Kad smo utvrdili broj linija polja na jedinicu površine, ili gustinu linija sile, to s obzirom na jednačinu (5) broj linija polja koje prolaze kroz površinu lopte opisane oko punjenja e na razdaljini r iznosi:

$$4 \pi r^2 \cdot \frac{e}{r^2} = 4 \pi e \quad (6)$$

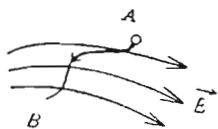
Broj linija polja koje prolaze kroz ma koju površinu koja obavi neku šaržu, nezavisan je od razdaljine te površine od šarže. Broj linija polja ostaje isti bilo da se površina približava ili udaljava od punjenja. Početak jedne linije polja je uvek u pozitivnom, a njen kraj u negativnom punjenju. Docnije ćemo upoznati linije koje nemaju ni početka ni kraja.



Sl. 33. Linije polja u elektroskopu sa listićima

Pravac električne sile, dakle tok linija polja može se učiniti vidljivim, kad se staklena ploča koja se nalazi u električnom polju pospe kristalima gipsa. Ako je jačina polja dovoljno velika kristalji se porđaju (kao i opilci gvoždja u magnetnom polju) u pravcu linija polja. Sl. 32 pokazuje tok linija sile u polju pozitivnog punjenja A i njemu jednakog negativnog punjenja K. Zapaža se da se početak i kraj svake linije nalaze na punjenjima. Sam pravac linije ne može se odrediti jednim ovakvim ogledom.

35. *Električni potencijal. Električni napon.* Električno polje je tačno određeno ako se zna veličina i pravac polja u njegovim pojedinim tačkama. Ali se polje može i drugačije opisati i to pomoću *potencijala* u pojedinim tačkama prostora. *Električni potencijal* u jednoj tački prostora je potencijalna energija koju ima u toj tački polja materijalna tačka napunjena jedinicom pozitivnog elektriciteta. Kao što smo više puta napomenuli, izbor nulte tačke za potencijalnu energiju je potpuno proizvoljan i bez nekog fizičkog značenja, jer u fizičke zakone ulaze samo potencijalske razlike, a ove ne zavise od izbora nulte tačke. Prema tome smemo pripisati potencijal nula ma kojoj tački u prostoru ili makom delu prostora konstantnog potencijala. Pri izboru te tačke ili dela prostora, rukovodimo se praktičnim razlozima. Pri eksperimentima i u tehnici obično Zemlji pripisujemo potencijal nulu, da bi potencijale u električnim poljima odredili u odnosu na Zemlju. Potencijalsku razliku između dve tačke u električnom polju zovemo *napon*. Napon ćemo obe-



Sl. 34. Uz pojam napona

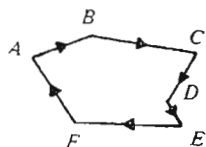
ležavati sa U , i on je jednak razlici potencijalnih energija koje imaju jedinice pozitivnog punjenja u tim dvema tačkama. Ako se pozitivno punjenje e pomeri iz tačke A u tačku B (sl. 34), onda je potrebno izvršiti rad, odnosno može se dobiti rad, prema tome da li pravac pomeranja sklapa tup ili oštar ugao sa pravcem sile polja. Pošto na punjenje deluje sila polja $e \vec{E}$, onda je za pomeranje punjenja potrebna sila $-e \vec{E}$. Ako su $d\vec{r}$ elementi puta onda je rad potreban za pomeranje od A do B jednak

$$A = -e \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{r} = \Delta P = eU \quad (7)$$

Sa ΔP je označena promena potencijalne energije punjenja, jer se ova energija kod rada pri pomeranju menja za veličinu izvršenog rada. Zato napon između tačaka A i B ili tačnije rečeno napon B spram A iznosi

$$U = - \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{r} \quad (8)$$

Napon B spram A je pozitivan kad se pomeranje pretežno vrši na suprot pravca polja, u drugom slučaju je negativan.



Sl. 35. Zbir delimičnih napona duž zatvorene putanje u bezvrtložnom polju je

U poljima koja postaju usled prisustva električnih punjenja nema, kao što je pomenuto, zatvorenih linija, tj. linija koje se vraćaju unazad i zatvaraju. Takva polja su *bez vrtloga*. U njima ne zavisi vrednost integrala iz jedn. (8) od puta duž koga je pomerana jedinica punjenja od A do B . Napon između dve tačke u bezvrtložnom polju je dakle jednoznačno određen. U vrtložnim poljima to nije slučaj. Ako u bezvrtložnom polju pomeramo punjenje iz tačke A proizvoljnim putem, npr. preko B, C, D, E, F (sl. 35), i vratimo ga u A , onda je njegova potencijalna energija ista kao i u početku. Zbir izvršenih radova prilikom pomeranja je jednak nuli. Zato mora biti i zbir delimičnih napona duž zatvorenog puta jednak nuli: $U_{AB} + U_{BC} + \dots = 0$. Prema jedn. (8) u bezvrtložnom polju je

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{r} = 0 \quad (9)$$

pri čemu se integracija izvodi duž ma koje zatvorene krive do polazne tačke u nazad.

Sve tačke u polju u kojima je isti potencijal tj. između kojih je napon jednak nuli, leže na jednoj ili na više zatvorenih površina koje obavijaju punjenja od kojih je postalo polje. To su *površine istog potencijala, ekvipotencijalne površine* ili *površine istog nivoa*. Pošto se potencijalna energija jednog naelektrisanog tela pri pomeranju duž tih površina ne menja, to se onda pri tome pomeranju ne vrši rad, analogo pomeranju mase na horizontalnoj podlozi bez trenja. Pošto je na ma kome malom putu $d\vec{r}$ duž ekvipotencijalne površine $dU = 0$, onda je i skalarni proizvod $\vec{E} \cdot d\vec{r} = 0$. To znači, prema opštoj jednačini za rad, da jačina polja \vec{E} i elementarni put $d\vec{r}$, dakle takodje ekvipotencijalna površina, stoje jedno na drugom normalno. *Ekvipotencijalne površine stoje svuda normalno na pravac polja*, linije polja prolaze upravno kroz ove površine.

Ako se hoće da izračuna napon između dve proizvoljno uzete tačke A i B , pošto izbor puta ne utiče na račun, onda se može ovako postupiti. Zamisli se da se jedinica punjenja iz A kreće duž linije polja sve do one ekvipotencijalne površine na kojoj leži tačka B , a zatim je po toj površini pomeramo do B . Pošto ovaj drugi deo pomeranja ne utiče na veličinu rada, to samo onaj prvi deo daje traženi napon. Uopšte, već iz definicije ekvipotencijalnih površina izlazi da je napon između A i B jednak naponu između ma kojih tačaka na odgovarajućim površinama.

Uočimo dve bliske tačke u polju. Neka su vrednosti (iznosi) komponenti polja \vec{E} u pravcu osa pravouglog koordinatnog sistema E_x, E_y, E_z . Da bi izračunali napon dU između tih tačaka, izabraćemo sledeći način. Prvo ćemo pomeriti jedinicu punjenja za dx u pravcu x ose, zatim za dy duž y pravca i najzad za dz u z pravcu. Izvršeni rad se sastoji iz tri dela.

$$-E_x dx, -E_y dy \text{ i } -E_z dz \quad (10a)$$

Pri tome pomeranju se menja potencijalna energija jedinice punjenja, dakle napon U , za zbir ovih radova:

$$dU = -(E_x dx + E_y dy + E_z dz) \quad (10b)$$

Odatle izlazi parcijalnim diferencijaljenjem

$$E_x = - \frac{\partial U}{\partial x}, E_y = - \frac{\partial U}{\partial y}, E_z = - \frac{\partial U}{\partial z} \quad (11a)$$

Ove tri jednačine se pišu u vektorskom obliku kao jedna:

$$\vec{E} = - \text{grad } U \quad (11b)$$

Pošto je izbor koordinatnih pravaca slobodan, to imamo za neki proizvoljni pravac $E_s = - \partial U / \partial s$. Ako se ovaj pravac poklapa sa pravcem polja, onda je

$$dU = - E ds \text{ a } E = - \frac{dU}{ds} \quad (12)$$

Kad imamo homogeno polje, tj. polje u kome su jačina polja E i pravac svuda isti, onda na krajevima duži s koja leži u pravcu polja vlada napon

$$U = - Es \quad (13)$$

što se vidi iz jedn. (12).

Merni broj jačine polja (u homogenom polju) jednak je mernom broju pada napona na dužini od 1 cm u pravcu polja. Zato se jačina polja zove još i *pad napona*.

Posmatračemo jedan prost ali važan slučaj polja oko pozitivnog punjenja e . Jačina polja na daljini r od punjenja iznosi e/r^2 . Kod električne tačke zgodno je staviti da se potencijal nula nalazi u beskrajinosti ($r = \infty$). Prema jed. (12) menja se potencijal pri pomeranju u radialnom pravcu za dužinu dr , za vrednost $dU = - E dr$, ili prema jedn. (5)

$dU = - \frac{e}{r^2} dr$. Prema tome, da bi našli potencijal na daljini r od punjenja e treba izračunati rad potreban da se pozitivna jedinica punjenja prenese iz beskrajinosti na daljinu r od punjenja.

$$U = - e \int_{\infty}^r \frac{dr}{r^2} = \frac{e}{r} \quad (14)$$

Potencijal u polju oko pozitivnog punjenja je svuda pozitivan, u polju negativnog punjenja ($-e$) negativan. Na sl. 36 vidi se niz ekvipotencijalnih površina u polju oko električne tačke, izmedju kojih postoji ista potencijalska razlika (napon). Jasno je da su te površine prema jedn. (14) površine lopti u ovom slučaju. Pri konstantnoj potencijalnoj razlici izmedju dveju uzastopnih površina, razdaljina izmedju njih je utoliko manja ukoliko je veća jačina polja. To izlazi iz jedn. (12).

Pošto se potencijal i napon mere radom koji se izvrši pri pomeranju jedinice punjenja, to je njihova jedinica u elektrostatičkom sistemu mera:

1 erg/elektrostatička jed. punjenja = 1 elektrostatička jed. napona. Kao *internacionalna jedinica napona, uzima se volt*.

1 volt = 1/300 elektrostatičkih jedinica napona.

Internacionalna jedinica za jačinu polja je 1 volt. cm⁻¹ (volt na cm),

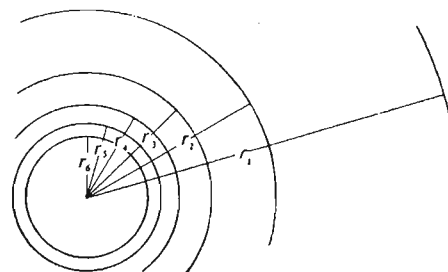
Homogeno polje ima jačinu 1 kad je napon izmedju krajeva duži od 1 cm koja leži u pravcu polja, jednak jedan volt.

Slobodno pokretno punjenje u elektrostatičnom polju dobija ubrzanje. *Pozitivno* punjenje se kreće u pravcu polja, dakle u pravcu opadajućeg napona. *Negativno* punjenje se kreće u suprotnom pravcu. Pri raštaj kinetične energije ide na račun potencijalne energije punjenja. Ako je naelektrisan delić pomezan spram napona U , ako je dakle izgubio potencijalnu energiju u iznosu eU , onda je njegova kinetička energija za isto toliko porasla. Neka je ona iznosila u početku $\frac{1}{2} m v_0^2$, na kraju je njena vrednost

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m v_0^2 + eU \quad (15)$$

39. Jačina polja, potencijal i raspored elektriciteta u provodnicima.

Pošto se elektroni u provodnicima kreću pod dejstvom ma i najmanje sile koja na njih deluje, to u metalnim provodnicima ne može biti



Sl. 36. Ekvipotencijalne površine u polju oko električne tačke



Sl. 37. Uz potencijal na provodniku

električne ravnoteže tj. mirovanja električnih punjenja, dokle god u njima deluje neka električna sila. Neka se na pr. nalazi izvesna količina elektriciteta koja se sastoji iz velikog broja elektrona (e) na mestu provodnika naznačenom na sl. 37. Ovi elektroni deluju jedan na drugog odbojnim silama. Znači da postoji u unutrašnjosti provodnika električno polje koje kreće elektrone. Elektroni će pod dejstvom ovoga polja dospeti na površinu tela. Njihovo kretanje je utoliko ograničeno, što sa površine tela ne mogu otići dalje. Ali se zato mogu kretati duž površine sve dok postoji, od jačine polja jedna komponenta koja je paralelna sa površinom, a ne upravna na nju. Kretanje elektrona prestaje tek onda kad

1. jačina polja u unutrašnjosti provodnika bude jednaka nuli, i kad
2. jačina polja stoji upravno na površinu provodnika.

Ovo stanje uspostavi se samo po sebi u provodnicima koji ne stoje u vezi sa nekim električnim izvorom, npr. polovima jednog akumulatora, i to na taj način što se elektroni kreću i tako se rasporede na provodniku da se usled superponiranja polja koja potiču od svakog elektrona posebice prvo, u svakoj tački u unutrašnjosti provodnika stvori polje

jačine nula, drugo, da pravac spoljašnjih linija polja stoji upravno na površini provodnika. Ako se ma na kojem mestu provodnika nalazi višak pozitivnog punjenja (usled manjka elektrona na tome mestu), to ono privlači elektrone, a takodje dejstvuje i na pozitivne šarže, samo što se ove ne mogu kretati u metalu. To dovodi do promene u rasporedu punjenja, pa se uspostavlja raspored koji ispunjava gornje uslove. Raspored punjenja je na kraju isti kao i kad se na provodniku nalazi višak elektrona samo sa suprotnim znakom. Dakle:

U unutrašnjosti provodnika koji se nalazi u električnoj ravnoteži, jačina polja je jednaka nuli.

Ako je ravnotežno stanje već postignuto, može se neko zamišljeno punjenje kretati u unutrašnjosti provodnika bez utroška rada, jer je proizvod sile i puta uvek jednak nuli. Pri tome zamišljamo da je ovo punjenje toliko malo da ne remeti ravnotežu na provodniku. Šarža koja se nalazi u unutrašnjosti provodnika ima dakle u svima njegovim tačkama istu potencijalnu energiju, kad je taj provodnik u električnoj ravnoteži. Drugim rečima to znači, da je potencijal u unutrašnjosti jednog provodnika na svim mestima isti. Isto tako se može kazati:

Unutrašnjost provodnika koji se nalazi u električnoj ravnoteži je prostor konstantnog potencijala.

Prema tome važi i sledeći stav:

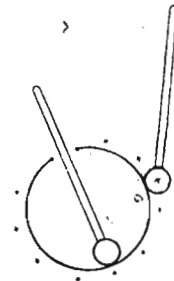
Površina provodnika koji se nalazi u električnoj ravnoteži jeste uvek površina stalnog potencijala (ekvipotencijalna površina). Za kretanje jedne šarže duž površine nije potrebno utrošiti nikakav rad jer se to kretanje vrši upravo na linije sile.

Ako je jačina polja u unutrašnjosti jednoga provodnika svuda nula to znači da linije polja koje bi polazile od neke šarže koja se nalazi na površini provodnika idu sve van provodnika a ne i u provodnik. I to stoje, kao što je već kazano, normalno na površinu provodnika. U ovom stanju ništa se ne bi promenilo ni kad bi unutrašnjost provodnika bila šuplja tj. kad bi taj provodnik bio na pr. u obliku lopte od lima. U njegovoj unutrašnjosti je i tada, usled toga što ne postoje linije sile, jačina polja jednaka nuli, pa prema tome i potencijal je isti kao i na površini tela. Ova činjenica ima važnu praktičnu primenu. Osetljivi aparati se mogu zaštititi od dejstva spoljašnjih električnih sila kad se preko njih namesti metalni oklop, eventualno sa malim rezrezom za posmatranje aparata ili za dovodjenje struje, i taj se oklop provodno veže sa zemljom. Ovaj se oklop zove Faradejev kavez. Linije sile nekog spoljašnjeg polja ne mogu u tom slučaju da prođu kroz unutrašnjost oklopa i da dospeju do aparata koji se nalazi u njemu. U mnogim slučajevima je dovoljno mesto neprovodnog oklopa upotrebiti mrežu od žice koja nije suviše retko izatkana. U tom slučaju izvestan broj linija sile može istina da prodje kroz otvore mreže, ali se odmah zatim vraća ponova na mrežu, tako da u unutrašnjosti ovoga kaveza nema linija sile pa dakle ni električnog polja.

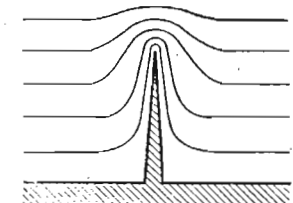
Kad se u unutrašnjosti jednog naelektrisanog provodnika u ravnoteži ne nalaze linije sile već iste teku od površine provodnika u polje, to znači da se punjenje ili tačnije višak jedne šarže spram šarže sup-

rotnog znaka, nalazi isključivo na površini toga provodnika. Jer, ako bi se višak šarže jednog znaka nalazio u unutrašnjosti onda bi i linije sile morale prolaziti takodje kroz unutrašnjost.

Za dokaz da se električno punjenje nalazi jedino na površini provodnika, služi jedna šuplja lopta sa otvorom kroz koji se može uneti izolovana metalna kuglica. Ivice toga suda ne smeju biti oštre jer inače pri umoenju kuglice elektricitet sa ove usled dejstva šiljaka prelazi na ivice (sl. 38). Ovaj se sud izoluje i naelektriše. Ako se on spolja dodirne metalnom izolovanom kuglicom koja se posle toga prinесе elektroskopu, vidi se da je ona naelektrisana. Ako se kuglica unese u unutrašnjost suda i njome dodirne unutrašnji zid pa onda dovede u vezu sa elektroskopom, vidi se da je ona nanaelektrisana.



Sl. 38. Dokaz da se punjenje jednog provodnika nalazi na njegovoj površini



Sl. 39. Ekvipotencijalne površine oko šiljka

Orbuto, ako naelektrišemo metalnu kuglicu a telo ostavimo ne-napunjeno, pa spolja telo dodirujemo, vidi se da sav elektricitet sa kuglice nije prešao na telo, jer kuglica dodje u dodir samo sa jednim delom površine tela pa na njega predje samo jedan deo šarže. Da se kuglica potpuno razelektriše treba je uneti u unutrašnjost tela i ovo dodirnuti.

Elektroskop sa listićima unese se u jedan izolovan kavez od žice i listići se metalno spoje sa kavezom. Ma kako jako kavez bio naelektrisan listići elektroskopa ostaju u miru. Isto tako napunjeni i izolovani elektroskop vezan svojim listićima za metalni kavez ne daje nikakvo skretanje. U oba slučaja makoliko jako naelektrisali ceo sistem, elektricitet ne prelazi na listiće elektroskopa.

Ako se na napunjenom telu nalaze oštre ivice ili šiljci, onda će se električna punjenja na takvim mestima u većoj meri skupiti (pošto teže da se što više razmaknu i udalje od svoga zajedničkog električnog težišta). Površinska gustina na ispučenim delovima provodnika je veća nego na ravnim, a ovde opet veća nego na izdubljenim delovima. Pošto linije polja idu van provodnika, to je jačina polja u blizini provodnika utoliko veća, ukoliko je veća gustina elektriciteta na njegovoj površini. Ona je dakle naročito velika na oštrim ivicama i šiljcima, pa može postati i tako velika da nastupi preko tih mesta pražnjenje tela kroz vaz-

naponu, sa izolatorom ϵ puta veće nego bez izolatora, a to isto važi i za njegov kapacitet. On sa izolatorom iznosi

$$C = \epsilon C_0 \quad (28)$$

Izolator u kondenzatoru povećava njegov kapacitet ϵ puta.

Ovaj način povećavanja kapaciteta kondenzatora ima mnogobrojne primene. Kod najstarijeg kondenzatora, *Laidenske boce*, nalazi se već između obloga čvrst izolator (staklo). Veliki tehnički kondenzatori su napunjeni izolatorskim uljem. Izolator dalje sprečava tako preskakanje varnica između obloga, koje se može dočnije javiti na višem naponu. Pošto u svakom telu ima bar izvesnih tragova provodljivosti, a pošto, dalje, u većini tela zaostaje jedan deo prethodne polarizacije, to se svi izolatori ne mogu upotrebiti u kondenzatorima. Punjenje koje dobija kondenzator sa izolatorom pri određenom naponu, veće je ϵ puta nego bez izolatora. Zato je i energija napunjenog kondenzatora ϵ puta veća. Na mesto jednačine (22) treba staviti opštniju jednačinu za gustinu električne energije.

$$\rho_v = \frac{\epsilon}{8\pi} E^2 = \frac{1}{8\pi\epsilon} D^2 \text{ erg. cm}^{-3} \quad (29)$$

Neka se izvesno telo sa punjenjem e nalazi potpuno okruženo izolatorom dielektrične konstante ϵ . Isto kao kod kondenzatora (jedn. 28) javlja se na površini naelektrisanog tela usled polarizacije punjenje ploča. Povećajmo ga sada za iznos dx . Utrošeni rad pri tome je $dA = Kdx$.

$-e \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right)$ čije se polje u izolatoru slaže sa poljem punjenja e i slabi ga. Polje u izolatoru je dakle jednako polju punjenja $e - e \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right) = \frac{e^2}{\epsilon}$. Zato jedn. (2) predstavlja samo specijalan slučaj Coulomb-ovog zakona za vakuum. Ovaj zakon treba da glasi

$$K = \frac{1}{\epsilon} \frac{ee'}{r^2} \quad (30)$$

ako se punjenja e i e' nalaze u sredini čija je dielektrična konstanta ϵ .

Kad se neko dielektrično telo nalazi u električnom polju, onda ono usled dielektrične polarizacije postaje električni dipol. Usled toga, kad se nalazi u vakuumu, na njega deluju sile, koje kvalitativno odgovaraju onima koje smo već opisali u § 41. Ali ako se telo nalazi u sredini koja ima drugu dielektričnu konstantu nego ono samo, onda dejstvo sila u polju zavisi od toga da li je dielektrična konstanta sredine veća ili manja od njegove sopstvene konstante. Ako je manja, kao u vakuumu, onda će telo u nehomogenom polju ići u pravcu rastuće jačine polja. Ako je veća, onda će se u nehomogenom polju kretati u pravcu opadajuće jačine polja. U homogenom polju su odnosi složeniji. Sem toga polja velike homogenosti koja su potrebna za ogledne ove vrste, nemogu se iako ni ostvariti, pa zato radije prelazimo preko pojava u homogenom polju.

Lako se uvidja da dielektrična konstanta kod onih tela čiji su molekuli po prirodi dipoli, mora da opada pri zagrevanju, ukoliko je temperatura viša, utoliko više molekularno kretanje ometa postavljanje dipola u pravcu polja. Za polarizaciju su od značaja samo komponente električnih momenata koje se nalaze u pravcu polja, dok su na njih upravne komponente prosečno podjednako rasporedjene u svima mogućim pravcima, pa se uzajamno poništavaju.

Dielektrične konstante.

Parafinsko ulje	2,2	Liskun	4—8
Petroleum	2,0	Tvrda guma	2,7
Voda	81	Vazduh	1,0006
Činčbar	2,8	Vakuum	1,0000
Staklo	2—16		

48. *Piezoelektrični kvarc.* Kao što ćemo dočnije videti kristali su sastavljeni od atoma ili jona različitog znaka koji su pravilno rasporedjeni u vidu rešetki u prostoru. Kod dielektrične polarizacije smo videli da ako neka električna sila izazove pomeranje pozitivnih i negativnih punjenja u takvoj rešetki, onda se javlja površinsko punjenje na telu. To se isto može postići i mehaničkim dejstvom. Ima kristala, kao što je npr. kvarc, na čijim se površinama javlja polarizacija, ako se pritiskom deformišu. Polarizacija je srazmerna pritisku. Ova pojava se naziva *piezoelektricitet*. Slično dejstvo se može dobiti i zagrevanjem kristala (*pireoelektricitet*). Da je kristal naelektrisan, može se dokazati npr. ako se on pospe smešom praška od sumpora i olova oksida. U toj smeši usled dodira (trenja) je sumpor naelektrisan negativno, a olova oksid (meniga) pozitivno. Zato se žuti sumporni prah hvata na pozitivno naelektrisanim, a crveni oksid olova na negativnim mestima kristalne površine.

Kod piezoelektričnih tela, elastična deformacija izazove polarizaciju, ali i obrnuto ako se stavi izvestan napon na telo pa se time izazove polarizacija, onda se telo deformiše, i ta se pojava javlja kod svih čvrstih dielektrika (elektrostrikoija).

Ova je pojava u toku poslednjih godina dobila naročiti značaj. Ako se na pogodno isečen kvarc, u obliku štapića ili pločice, stavi pozitivno promenljiv napon, onda se električne deformacije javljaju sa frekvencijom toga napona. Kad se ta frekvencija poklapa sa longitudinalnom elastičnom osnovnom oscilacijom kvarca, ili sa jednom od njegovih gornjih harmonijskih oscilacija, onda nastupa rezonancija. Na taj način se mogu od kvarca dobiti elastične oscilacije velike energije i tačno određene frekvencije. Ako se upotrebe za promenljiv napon visokofrekventne električne oscilacije (kratki talasi), mogu se u kvarcu izazvati vrlo visoke gornje harmonijske oscilacije. Na taj način se dobijaju *normale za frekvenciju*, vrlo visoke i tačno određene frekvencije. Ove normale se mogu koristiti u razne svrhe, npr. za vrlo tačno mere-

nje ili upoređivanje vremena. I kod običnog časovnika postoji takodje normala za frekvenciju koja reguliše njegov hod (klatno). Ali konstantnost ove normale uprkos razvijenoj časovničarskoj tehnici nije zadovoljavajuća, a izgleda da se današnji časovnici sa klatnom uopšte i ne mogu više poboljšati. U oscilujućem kvarcu imamo mnogo savršeniju normalu frekvencije. Današnja tehnika pojačavanja (amplifikacije) omogućava da se rad časovnika reguliše i vodi pomoću oscilujućeg kvarca (kvarcni sat). Schelbe i Adelsberger upotrebili su I. longitudinalnu gornju oscilaciju kvarcnog štapića dužine 9,1 cm, čija je frekvencija 60 000 herca. Sraivujući 4 časovnika sa kvarcom koji nisu bili potpuno čistog tipa konstatovali su u toku od više meseca kod njih tačnost od 0,001 do 0,002 sec. Kvarcni časovnici imaju značaja već i za svakidanje tačno vreme (služba vremena). Pomoću njih je konstatovano da u dužini dana ima malih periodskih odstupanja reda veličine + 0,004 sec. Druga važna primena oscilujućeg kvarca je u održavanju tačne talasne dužine radio stanica. Zatim se upotrebljavaju i za proizvodnju ultrazvuka.

49. *Najvažnije jednačine elektrostatike u internacionalnom sistemu mera.* Dosad smo se služili elektrostatičkim sistemom mera, čije se jedinice dobijaju iz Coulomb-ovog zakona, kad se u njemu stavi da je konstanta jednaka 1 a sila se meri dinamama. Pri upotrebi ovoga sistema obrasci su pregledniji i prostiji, pa se zato on najčešće upotrebljava i u teoretskoj fizici. U praksi se uvek uzima *internationalni sistem mera* čije su jedinice kulon (amper- sekunda), volt, amper, farad (ili mikrofarad) itd. Zato ćemo najvažnije jednačine iz elektrostatike izraziti još jedanput u internacionalnom sistemu mera. Između jedinica ova dva sistema postoje sledeći odnosi.

Tabela elektrostatičkih i internacionalnih jedinica.

Količina elektriciteta	$1 \text{ e s j} = \frac{1}{3} \cdot 10^9 \text{ kulona (amper-sek)}$
Jačina struje (v. § 52)	$\text{„} = \frac{1}{3} \cdot 10^9 \text{ ampera}$
Napon	$\text{„} = 300 \text{ volti}$
Jačina polja	$\text{„} = 300 \text{ volti} \cdot \text{cm}^{-1}$
Kapacitet	$\text{„} = \frac{1}{9} \cdot 10^{11} \text{ farada} = \frac{1}{9} \cdot 10^5 \text{ mikro- [farada]}$
Otpor (v. § 54)	$\text{„} = 9 \cdot 10^{11} \text{ oma}$

Kao jedinica energije u internacionalnom sistemu uzima se 1 džaul $= 10^7$ erga, i zbog toga je jedinica sile 10^7 dina. Jedinica jačine polja je tako definisana, da na telo sa punjenjem 1 kulona u polju $E = 1 \text{ volt} \cdot \text{cm}^{-1}$ deluje sila od 10^7 dina.

Kad se upotrebi internacionalni sistem mera, korisno je radi uprošćavanja načina pisanja, uvesti konstantu

$$K = \frac{1}{4 \pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} = 8,84 \cdot 10^{14}$$

Najvažnije jednačine elektrostatike u internacionalnom sistemu mogu se onda pisati na sledeći način

§ 32 jed. (2)	$k = \frac{1}{4 \pi K} \frac{e_1 e_2}{r^2} \cdot 10^7 \text{ dina}$
§ 37 » (±)	$k = e E \cdot 10^7 \text{ dina}$
» » (5)	$E = \frac{1}{4 \pi K} \frac{e}{r^2} \text{ volt} \cdot \text{cm}^{-1}$
» » (6)	Od punjenja $e = 1$ kulon polaze e/K linija. Pri tome na jačinu polja $1 \text{ volt} \cdot \text{cm}^{-1}$ dolazi po 1 linija na 1 cm^2 .
§ 38 » (7)	$A = eU \cdot 10^7 \text{ erga} = eU \text{ džaula}$.
» » (8)	važi takodje i u internacionalnom sistemu.
» » (14)	$U = \frac{1}{4 \pi K} \frac{e}{r} \text{ volti}$.
§ 44 » (17a, b)	važe takodje i u internacionalnom sistemu mera.
» » (19)	$C = K \frac{F}{d} \text{ farada}$
§ 46 » (20) »	$A = \frac{1}{2} eU \cdot 10^7 \text{ erga} = \frac{1}{2} eU \text{ džaula}$
» » (21b)	$k = \frac{e^2}{FK} \cdot 10^7 \text{ dina} = \frac{1}{2} \frac{C^2 U^2}{FK} \cdot 10^7 \text{ dina} = \frac{1}{2} FK \frac{U^2}{x^2} \cdot 10^7 \text{ dina} = \frac{1}{2} FK E^2 \cdot 10^7 \text{ dina}$.
§ 47 » (24 i 28)	važe i u internacionalnom sistemu.
» » (26)	$D = K \epsilon E$.
» » (30)	$k = \frac{1}{4 \pi K \epsilon} \frac{e_1 e_2}{r^2} \cdot 10^7 \text{ dina}$.

Konstanta K se zove takodje *apsolutna dielektrična konstanta vakuuma*, a proizvod $K\epsilon$ je *apsolutna dielektrična konstanta tela* (sравни jed. 26)

Dimenzije električnih veličina u elektrostatičkom sistemu mera. Pogodnim izborom elektrostatičkih jedinica povezane su one sa osnovnim jedinicama CGS sistema, pa u tome sistemu imaju ove jedinice i svoje dimenzije.

Pošto veličina $e_1 e_2 / r^2$ odnosno e^2/r^2 ima dimenzije sile ($m \ l \ t^{-2}$), to izlazi da su dimenzije količine elektriciteta e ($m^{\frac{1}{2}} \ l^{\frac{3}{2}} \ t^{-1}$). Proizvod Ue napona i količine elektriciteta je rad, pa zato ima dimenzije ($m \ l^2 \ t^{-2}$), odnosno dimenzije samog napona su ($m^{\frac{1}{2}} \ l^{\frac{1}{2}} \ t^{-1}$). Kapacitet C ima kao što smo već pomenuli u ovome sistemu dimenzije dužine (l). Radi preglednosti uzimimo u obzir još jačinu struje i otpor, o kojima ćemo odmah za ovim govoriti. Jačina struje i ima za dimenziju količina elektriciteta vreme, dakle ($m^{\frac{1}{2}} \ l^{\frac{5}{2}} \ t^{-2}$). Otpor je odnos iz napona i jačine struje, pa su njegove dimenzije ($l^{-1} \ t$).

Sledeća tabela daje još jedanput pregled ovih dimenzija.

Tabela dimenzija u elektrostatičkom sistemu mera.

Količina elektriciteta	$\left(m^{\frac{1}{2}} \ l^{\frac{3}{2}} \ t^{-1} \right)$	Kapacitet	(l)
Napon	$\left(m^{\frac{1}{2}} \ l^{\frac{1}{2}} \ t^{-1} \right)$	Jačina struje	$\left(m^{\frac{1}{2}} \ l^{\frac{5}{2}} \ t^{-2} \right)$
Jačina polja	$\left(m^{\frac{1}{2}} \ l^{-\frac{1}{2}} \ t^{-1} \right)$	Otpor	($l^{-1} \ t$).

ELEKTRIČNE STRUJE

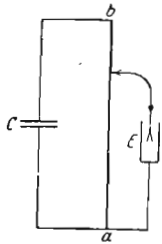
I. ELEKTRIČNE STRUJE U ČVRSTIM PROVODNICIMA.

50 *Izvori struje.* Moramo zasad pretpostaviti kao poznato da postoje sprave za merenje struje koje pokazuju količinu elektriciteta koja kroz njih proteče u 1 sec, a to je jačina struje. Ovi instrumenti se zovu *ampermetri*. Jedan od instrumenata za merenje napona upoznali smo već kod raznih tipova elektromotora. — Za merenje napona kojim ćemo se sada baviti, najčešće se upotrebljavaju *voltmetri* koji su zasnovani na istom principu kao i ampermetri. O tim spravama ćemo docnije opširnije govoriti.

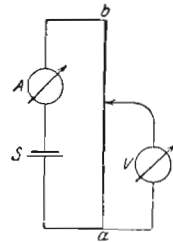
Dalje moramo pretpostaviti da postoje *izvori struje* pomoću kojih se u jednom povezanom sistemu provodnika može stalno održavati kretanje elektriciteta. Ovde dolaze na prvom mestu galvanski elementi, akumulatori i generatori o kojima ćemo govoriti u § 75 i 146. Izvor struje ima dva pola koji se završavaju zavrtnjima ili stezalnicama, i između njih postoji stalan napon. To dolazi otuda što električni izvor na svome pozitivnom polju teži da uvlači elektrone, dok preko svog negativnog pola teži iz sebe te elektrone da izbacii. Izvor struje možemo uporediti sa cirkulacionom pumpom koja na jednom mestu upija vodu a na drugom mestu je izbacuje, a voda se stalno kreće u cevima. Ovo kretanje vode u cevima dolazi usled toga što na krajevima cevi postoji razlika pritiska, dakle u samim cevima se održava pad pritiska, koji pokreće vodu. Slično tome i kod električnog izvora imamo na krajevima provodnika vezanog za izvor izvestan napon (napon na polovima) a u samom provodniku pad napona, dakle električno polje, usled koga se električna punjenja kreću. Kaže se da električni izvor ima izvesnu *elektromotornu silu* (skraćeno *e.m.s*) koja održava stalno kretanje jona i elektrona. Elektromotornu silu ćemo obeležavati sa \mathcal{E} . Napon na polovima ima najveću vrednost kad nema kretanja elektrona tj. kad polovi nisu spojeni preko nekog provodnika. Kaže se u tom slučaju da je element *otvoren* (§ 63). Iz tog razloga je napon na polovima otvorenog elementa neposredno i mera njegove elektromotorne sile \mathcal{E} koja se kao i napon u internacionalnom sistemu mera izražava u *voltima* (V).

51 *Električna struja.* Napunjen kondenzator C velikog kapaciteta — npr. baterija od nekoliko paralelno vezanih ladjenskih boca — spojen je bakarnom žicom sa krajevima a , b jednog svog štapa dužine 1—2 m, koji pretstavlja rdjav provodnik (sl. 57). Kraj a je vezan sa oklopom elektrometra E . Druga žica vezana je za listiće elektrometra i može se pomerati duž štapa. Na ovaj način se elektrometrom može izmeriti napon između a i neke druge tačke na štapu. Kad se podje od a idući u pravcu ka b , onda skretanje elektrometarskih listića postaje sve veće,

tj. napon spram a se povećava. Duž štapa dakle postoji pad napona, a u samom štapu postoji električno polje. Pošto se punjenja na kondenzatoru u toku vremena kroz štap neutrališu, to njegov napon pada na nulu postepeno, pa razume se onda i napon duž štapa. U ovom ogledu nema ničeg naročito novog. On je samo jedan primer za to, da naponi koji postoje u jednome sistemu provodnika teže da se izjednače usled kretanja električnih punjenja u sistemu. Nas baš interesuje ovo kretanje. Izabrali smo drvo kao rdjav provodnik da bi kretanje punjenja u njemu što duže trajalo, tj. da bi se duže vremena moglo posmatrati. Ako je npr. na sl. 57 kondenzator bio u početku naelektrisan, tako da mu je donja obloga bila pozitivna a gornja negativna, onda bi se moglo pretpostaviti da se izjednačenje punjenja može vršiti bilo kretanjem pozitivnih jona u pravcu od a do b ili kretanjem negativnih punjenja u suprotnom prav-



Sl. 57. Pad napona u štapu kroz koji protiče struja



Sl. 58. Pad napona na metalnoj žici kroz koju protiče struja

cu, ili najzad istovremenim kretanjem obe vrste punjenja. Dejstvo bilo uvek isto, jer se u svakom slučaju kroz štap kreću električna punjenja. Ovaj proces kretanja zove se *električna struja*.

Gornji ogled ćemo ponoviti na nešto drukčiji način. Umesto napunjenog kondenzatora uzećemo električni izvor S , umesto štapa tanku gvozdenu žicu dužine oko 2 m, a elektrometar ćemo zameniti voltmetrom V (sl. 58). Uz to ćemo staviti u vezu i ampermetar A za merenje jačine struje. Ako je npr. kraj a vezan sa pozitivnim a b sa negativnim polom izvora, onda voltmetar pokazuje kad se pokretni kontakt pomera od a ka b sve veći pad napona. Ovaj ogled se u suštini ne razlikuje od prethodnog, jer izvor struje u sistemu provodnika ima isto dejstvo kao napunjeni kondenzator. Izvor stvara na krajevima sistema izvestan napon, samo ovaj napon sada ostaje konstantan, blagodareći elektromotornoj sili izvora struje. U ovome slučaju električna struja teče kroz žicu i duž žice postoji pad napona. Pošto ovde imamo metalni provodnik kod koga se kreću samo elektroni, to se struja u ovom slučaju sastoji samo od elektrona koji se kroz žicu kreću u pravcu od negativnog ka pozitivnom polu izvora struje. *Uobičajeno je da se za pravac električne struje uzima onaj pravac u kome bi se kretao pozitivan elektricitet*, dakle pravac struje od pozitivnog ka negativnom polu izvora. U metalima je tako definisan pravac struje tačno suprotan sa pravcem kretanja elektrona.

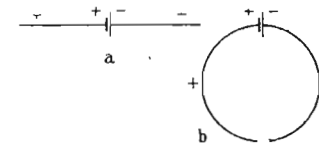
U provodniku kroz koji protiče struja postoji dakle pad napona, postoji električno polje. Usled polja se u provodniku kreću električna punjenja i usled polja je nastupilo u našem prvome ogledu izjednačenje napona. Ako u elementu provodnika dužine dl postoji polje jačine E onda između krajeva provodnika vlada napon prema § 38

$$dU = E dl \quad (1)$$

O znaku ovde ne vodimo računa. Ako je U napon između krajeva homogene žice svuda istoga preseka dužine l a jačina polje E onda je

$$U = El \quad (2)$$

Korisno je pažljivije rasмотрiti na koji način nastaje raspored napona i električno polje u provodniku kroz koji protiče struja. Prvo pretpostavimo da su za polove električnog izvora S (sl. 59a) vezane prave žice. Ove će imati napon samih polova i jedna žica će dobiti pozitivno, druga negativno punjenje. Sada uzmimo da su krajevi žica sasvim pri-



Sl. 59. Postanak rasporeda napona u provodniku kroz koji teče struja

bližnji ali da se ne dodiruju sl. 59a. U pogledu napona se nije ništa promenulo. Između krajeva žica postoji pun napon jednak elektromotornoj sili električnog izvora, a u prostoru između krajeva postoji električno polje koje odgovara tome naponu. U samim žicama međjutim nema polja. Veza kao na sl. 59b, predstavlja *otvoreno električno kolo*. Uzmimo sada da su oba slobodna kraja žice vezane za *prekidač* ili *ključ* pomoću koga krajeve žica možemo spojiti. Kad spojimo žice i time *zatvorimo kolo*, onda napon između krajeva ne može više postojati, a takodje nestaje i malopredjašnje jako električno polje između njih. Umesto ovoga, pad napona koji je ranije postojao samo između krajeva žice, sad se javlja ravnomerno raspoređen u celom kolu od jednog pola izvora do drugog. Prema jednačini (1) javlja se i u celom kolu električno polje. Elektromotorna sila izvora održava polje, a polje sa svoje strane održava kretanje elektriciteta — električnu struju.

Valja primetiti da metalni provodnik kroz koji protiče struja nije naelektrisan. Usled kretanja električnih punjenja njihov broj u svakom cm^3 provodnika ostaje nepromenjen. Koliko elektrona za vreme dt udje iz provodnika u pozitivan pol izvora, isto toliko elektrona izadje iz negativnog pola u provodnik, tako da se gustina elektrona u provodniku ne menja iako oni u njemu stalno kruže. Ovo se može uporediti sa kruženjem vode u kružno zatvorenoj vodovodnoj cevi koja se pomoću šrnka održava u kretanju. U nemetalnim provodnicima, odnosi nisu tako prosti.

Međjutim viškovi punjenja na provodnicima mogu se javiti tamo gde delovi kola koji se nalaze na različitim naponima stoje na malim rasto-

janjima, npr. kod paralelno postavljenih odvodnih i dovodnih žica mreže struje. Tada ovi delovi provodnika dejstvuju kao ploče napunjenog kondenzatora. Ova kapacitativna dejstva su čisto elektrostatičke prirode i ne menjaју prethodna izvodenja.

52 Jačina električne struje. Kao mera za jačinu električne struje i služi količina elektriciteta koja u sekundi prodje kroz ma koji presek provodnika. Ova količina elektriciteta u stacionarnom stanju je uvek ista u svima presecima provodnika bez obzira na to da li ti preseki imaju iste površine, jer se u provodniku kroz koji teče struja elektricitet nigde ne može nagomilavati, tj. provodniku se ne može stalno povećavati punjenje. Ako na provodniku uočimo jedan deo između dva preseka 2_1 i 2_2 onda kroz jedan presek mora u deo provodnika ući onoliko količina elektriciteta, koliko za isto vreme kroz drugi presek izađe.

Ako kroz presek q normalan na pravac struje protiče struja jačine i onda na jedan cm^2 preseka dolazi struja

$$j = \frac{i}{q} \quad (3)$$

Veličina j se zove *gustina struje*.

Neka je de količina elektriciteta koja za vreme dt prodje kroz presek provodnika. Tada je prema prethodnoj definiciji jačina struje

$$i = \frac{de}{dt}, \quad (4)$$

ona količina elektriciteta koja proteče u 1 sec. kroz presek provodnika. Za vreme t kroz provodnik proteče

$$e = \int_0^t i dt \quad (5)$$

ili, pri konstantnoj jačini struje i , proteče za vreme t količina elektriciteta

$$e = i t \quad (6)$$

kroz svaki presek provodnika.

Prema tome da li ćemo za merenje jačine struje počti od elektrostatičke ili internacionalne jedinice količine elektriciteta (kulona), imaćemo elektrostatičku ili internacionalnu *jedinicu za jačinu struje*. Elektrostatičku jedinicu jačine struje ima ona struja kod koje u 1 sec. kroz presek provodnika proteče elektrostatička jedinica količine elektriciteta. Ako u 1 sec. proteče kroz presek provodnika 1 kulon, onda imamo internacionalnu jedinicu jačine struje koja se zove *amper* (skraćeno *A*). Pošto je 1 kulon = $3 \cdot 10^9$ e s j to je 1 amper = $3 \cdot 10^9$ e s j jačine struje. *Mili-amper* je jedinica izvedena od ampera koja se vrlo mnogo upotrebljava (skraćeno mA). 1 mA = 10^{-3} A.

Pošto struja od i ampera u t sekundi prenese količinu elektriciteta $e = it$ kroz svaki presek provodnika, to se kulon, tj. količina elektrici-

teta koja sa strujom od 1A prodje u 1 sec. kroz svaki presek provodnika, zove još i *amper-sekunda*. Kao veća jedinica služi još i amper-čas (Ah). 1Ah = 3600 Amper-sekundi ili kulona.

53 Kretanje elektriciteta u metalima. Videli smo da se u metalnim provodnicima prenošenje elektriciteta vrši isključivo preko elektrona. Elektroni se kreću kroz metal pod dejstvom polja, od prilike kao što se kreću sitna tela pod dejstvom teže u vazduhu. Takva tela posle kratkog vremena dobiju brzinu v za koju je sila trenja αv jednaka po jačini pokretnoj sili ali je suprotnog smera. Obe ove sile se znači utoliko je veća i brzina elektrona v , pri istoj jačini polja. U stvari se elektrone jednaka je proizvodu iz jačine polja E i punjenja elektrona e dakle Ee , stoga je

$$Ee = \alpha v \text{ ili } v = \frac{Ee}{\alpha}. \quad (7)$$

Veličina e/α zove se pokretljivost elektrona, jer ukoliko je ona veća, utoliko je veća i brzina elektrona v , pri istoj jačini polja. U stvari se elektron ne kreće stalno pravolinijski u metalu, već usled sudara sa atomima odnosno jonima u metalu ide po cikcak liniji. Ovde dolazi u obzir samo komponenta brzina koja se poklapa sa pravcem polja, i njena vrednost se stalno menja, ali će u toku dužeg vremena uzeta srednja brzina imati stalnu vrednost.



Sl. 60. Uz mehanizam električne struje

Posmatraćemo jedan deo provodnika sa strujom (sl. 60). Neka je l njegova dužina, q presek i pretpostavimo da se u svakom cm^3 nalazi n elektrona koji se kreću sa strujom. Elektroni se kreću s desna na levo. Kroz levi presek q izađu za vreme dt na levo toliko elektrona, koliko ih desno od njega ima u provodniku dužine vdt , dakle $nqvdt$, jer je vdt put koji elektroni predju za vreme dt . Prema tome kroz presek q za vreme dt prodje količina elektriciteta

$$de = n e q v dt,$$

ili prema jednačini (4)

$$i = n e q v. \quad (8)$$

Između krajeva provodnika dužine l vlada napon. U . Tada je prema jedn. (2) jačina polja u provodniku

$$E = \frac{U}{l}. \quad (8)$$

Iz jedn. (7), (8), i (9) dobija se

$$i = \frac{n e^2}{\alpha} \cdot \frac{q}{l} U. \quad (10)$$

Ako se na krajeve provodnika postavi izvestan napon, onda će se polje koje kreće elektrone uspostaviti duž provodnika približno brzinom sve-

tlosti. Znači da struja praktično počinje da teče odmah u svima delovima čim se kolo zatvori. Ali brzina elektrona u provodniku, brzina njihovog strujanja je vrlo mala (sravni § 152). Pojam o redu veličine njihove brzine dobićemo sledećim približnim računom. U bakarnoj žici preseka 1 mm^2 teče struja od $1 \text{ A} = 1 \text{ kulon}$ u sekundi. Pretpostavićemo što je po redu veličine ispravno, da na svaki atom bakra dolazi po jedan slobodan elektron. Tada je broj tih elektrona u 1 cm^3 okruglo $n = 8,52 \cdot 10^{22}$ jer toliki je broj atoma u 1 cm^3 bakra. Stavljajući $e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ e s}$ i $j = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ kulona}$ u jednačinu (8) izlazi da je $v = 0,739 \cdot 10^{-2} \text{ cm sec}^{-1}$ ili okruglo $0,01 \text{ cm. sec}^{-1}$.

54 *Električni otpor. Omov zakon.* U jednačinu (10) unećemo veličinu

$$\frac{\alpha}{n e^2} \cdot \frac{1}{q} = \rho \frac{1}{q} = R \quad (11)$$

tako da ćemo (10) dobiti u novom obliku

$$i = \frac{U}{R} \text{ ili } U = i R \text{ ili } R = \frac{U}{i}. \quad (12)$$

Ovom poslednjem jednačinom definisana veličina R zove se *Električni otpor* provodnika jer je pri datom naponu U jačina struje i utoliko manja, ukoliko je veće R . Internacionalna jedinica otpora zove se *Om* (Ω). Prema jedn. (12) provodnik ima otpor od 1 oma kad pri naponu od 1 volta kroz njega protiče struja jačine 1 ampere. Prema jedn. (11) otpor R zavisi pored geometrijskih uslova (dužine i preseka) još i od faktora $\rho = \alpha/n e^2$ koji se zove *specifični otpor*, jer zavisi od prirode tela i može imati vrlo različite vrednosti. Jedinica specifičnog otpora je $1 \Omega \text{ cm}$. Njegova recipročna vrednost $\kappa = 1/\rho$ zove se *provodljivost* tela.

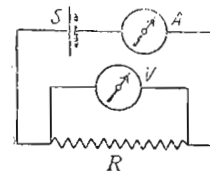
Ukoliko je specifični otpor, a time i otpor R , jednoga provodnika nezavisan od jačine struje, prema jedn. (12) jačina struje i je srazmerna naponu U . U tome slučaju se kaže da za uočeni provodnik važi Omov zakon, pa se tada za $R = \text{const.}$ odnos izražen jedn. (12) zove *Omov zakon*. On važi strogo samo u slučaju kada se provodnik usled protaska struje ne menja, naročito ako mu se ne menja temperatura (§ 59). Ova poslednja naročito utiče na veličinu α dakle na pokretljivost e/α nosilaca šarži. Ali se može desiti da je broj nosilaca šarži n funkcija jačine struje. Tada se, doista, prema jedn. (12) može definisati jedan odredjen otpor R koji je funkcija struje (§ 62), ali tada ne važi Omov zakon.

Tabela specifičnih otpora u *Om. cm.*

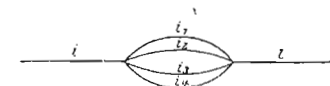
Metali	$\rho \cdot 10^4$	$\alpha \cdot 10^3$	λ	$\rho \lambda \cdot 10^4$	Vrlo rdjavi provodnici	ρ
Srebro	0,016	+4,1	1,01	0,0162	Škriljac	10^8
Bakar	0,017	4,3	0,90	0,0153	Mermer	10^{10}
Cink	0,060	4,2	0,27	0,0162	Staklo	$3 \cdot 10^{12}$
Gvoždje	0,086	6,6	0,16	0,0155	Kvarc li osi	10^{14}
Platina	0,107	3,92	0,17	0,0228	Crveni vosak	$8 \cdot 10^{15}$
Bizmut	1,2	4,5	0,019	0,0182	Kvarc na osu	$3 \cdot 10^{16}$
Manganin	0,43	$\pm 0,02$	—	—	Mika (liskun)	$5 \cdot 10^{16}$
Konstantan	0,50	$\pm 0,03$	0,027	0,0270	Kvarc staklo	$< 5 \cdot 10^{18}$

U gornjoj tabeli su dati specifični otpori ρ nekih metala na 0° C i neki drugi podaci o kojima će malo dalje biti govora. Dalje se nalaze specifični otpori, naročito rdjavih provodnika, koji se praktično uzimaju kao izolatori. (O daljim podacima vidi § 59). Interesantno je da otpor kvarca zavisi od pravca struje. To isto važi za sve kristale izuzev onih kubičnog sistema. Vrednosti $\rho \cdot 10^4$ date za metale predstavljaju otpor žice dužine 1 m i preseka 1 mm^2 .

Za proveravanje Omovog zakona, odnosno za merenje otpora može poslužiti šema veze predstavljena na sl. 61¹⁾. Iz napona U koji se pročitava na voltmetru V i jačine struje i koju pokazuje ampermetar A nalazi se otpor $R = U/i$. Napon se meri na krajevima provodnika R . Ako se vodi računa o tome da temperatura provodnika ostane nepromenjena, naročito da struja ne zagreva provodnik, nalazi se za različite napone da je R uvek konstantno. Znači da važi Omov zakon. Kad se kroz otpor propusti jača struja tako da se on zagreva, primećuje se da otpor zavisi od jačine struje (§ 59)



Sl. 61. Proveravanje Omovog zakona, odnosno merenje otpora. S izvor struje, A ampermetar; V voltmetar R otpor



Sl. 62. Grananje struje

Kod metala zavisi ne samo električna provodljivost $\kappa = 1/\rho$ već i toplotna provodljivost λ od kretanja elektrona. I toplotna provodljivost je određena brojem i pokretljivošću elektrona. Teoriski se za odnos ovih dveju provodljivosti nalazi da je

$$\frac{\lambda}{\kappa} = \rho \lambda = \frac{\pi}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (13)$$

U obrascu k označava Boltzmanovu konstantu, e elementarni električni kvantum, T apsolutnu temperaturu. Odnos obe provodljivosti treba na istoj temperaturi da bude jednak za sve metale (*Wiedemann-Franz-ov zakon*). Iz vrednosti datih u prethodnoj tabeli se vidi za navedene meta-

¹⁾ Na skicama koje predstavljaju električna kola, upotrebljavamo sledeće oznake:

⌚ za volt — ili ampermetar

— za provodnik sa malim otporom koji se može zanemariti (obične bakarne žice za vezivanje).

⌚ za provodnik sa otporom —

| | za akumulator ili drugi konstantan el. izvor.

le, da ovo ne važi potpuno tačno, ali je red veličine isti i ako su same provodljivosti vrlo različite (kolona $\rho \cdot \lambda$).

Kod nemetala između električne i toplotne provodljivosti ne postoji takav prost odnos. Obično su rđjavi električni provodnici i rđjave toplinoše, što predstavlja priličnu nezgodu kod izolovanih električnih kablova. Usled toga je nemoguće brzo odvođenje toplote koja se u kablovima razvija pri prolasku struje, a ovo povlači za sobom štetno povećanje otpora provodnika. Zato se postavlja važan zadatak da se nađu dobri izolatori koji bi imali slabu toplotnu izolaciju.

55 *Kirchhoffjeva pravila.* Za izračunavanje jačine struje i napona u složenom, *razgranatom kolu*, važe sledeća dva Kirchhoff-ljeva pravila

I. Kirchhoff-ljevo pravilo. *U svakoj tački sistema provodnika je zbir jačina struja koje priliču, jednak zbiru jačina struja koje otiču.* Ovaj je slučaj naročito važan kod grananja struje, tj. kad iz jedne tačke polazi više grana provodnika. Jedan primer imamo na sl. 62. U ovom slučaju je $i = i_1 + i_2 + i_3 + i_4$. Ako se struji koja utiče u tačku računavanja da pozitivan znak a struji koja otiče negativan, onda se I Kirchhoff-ljevo pravilo može napisati u obliku

$$\sum i_k = 0 \quad (14)$$

gde i_k označava struje koje teku u pojedinim granama.

I. Kirchhoff-ljevo pravilo sleduje iz činjenice da se nigde u provodniku kroz koji protiče struja električna punjenja ne mogu trajno nagomilavati. Zato mora iz svake tačke provodnog sistema otići ista količina elektriciteta, koliko za isto vreme u tu tačku priliče.

II. *Kirchhoff-ljevo pravilo.* Neka su R_k otpori pojedinih delova kola. i_k jačine struje u tim otporima. U svakom proizvoljno uzetom zatvorenom delu provodnog sistema kao i u sistemu kao celini zbir svih delimičnih napona $U_k = i_k R_k$ jednak je zbiru elektromotornih sila \mathcal{E} koje se nalaze u tom delu sistema,

$$\sum \mathcal{E} = \sum i_k R_k = \sum U_k \quad (15)$$

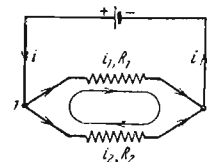
Kad se traži zbir delimičnih napona treba poći iz ma koje tačke kola, pa se po zatvorenoj putanji vratiti u tu tačku. Kod grananja struje može se uzeti koji bilo put, može se takodje isti deo više puta preći. Proizvod $i_k R_k$ označava se pozitivno kad se duž provodnika ide u pravcu struje, a u suprotnom pravcu se obeležava negativno.

Još ovde ćemo napomenuti da Kirchhoff-ljeva pravila važe i za naimeničnu struju i da u tome slučaju u zbir delimičnih napona pored proizvoda $i_k R_k$ ulaze i naponi na kondenzatorima koji se nalaze u kolu.

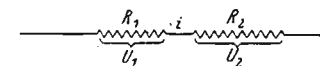
Za nerazgranato kolo koje spaja polove električnog izvora II Kirchhoff-ljevo pravilo izlazi iz same definicije elektromotorne sile. Ono važi za svako zatvoreno kolo koje je deo razgranatog kola. U slučaju kad u tom prostom kolu nema elektromotorne sile ($\mathcal{E} = 0$), pravilo iskazuje da je zbir delimičnih napona jednak nuli. Jedan primer imamo na sl. 63. Posmatraćemo zatvoreno kolo između tačaka 1 i 2 sa otporima R_1 i R_2 . U samom kolu nema elektromotorne sile, ona se nalazi izvan toga kola. Ako predjemo celo kolo, počevši od 1, u smislu kretanja kazaljke na satu, onda duž R_1 idemo u smislu struje i_1 a duž R_2 suprotno smislu struje i_2 , onda je

$$i_1 R_1 - i_2 R_2 = 0 \text{ ili } i_1 R_1 = i_2 R_2.$$

Isti ćemo rezultat dobiti kada primenimo II Kirchhoff-ljevo pravilo na celo razgranato kolo sa sl. 63. Pošto možemo ići počev od 1 do 2 bilo preko otpora R_1 ili preko R_2 , to ćemo dobiti $\mathcal{E} = i_1 R_1$ i $\mathcal{E} = i_2 R_2$ idući počev od 1 preko R_1 odnosno R_2 još i preko dela kola u kome se nalazi elektromotorna sila \mathcal{E} i vraćajući se ponovo u tačku 1.



Sl. 63. Uz II Kirchhoffljevo pravilo



Sl. 64. Vezivanje u nizu (u seriji)

56. *Serisko i paralelno vezivanje otpora. Potencimetri.* Neka su dva otpora R_1 i R_2 vezani jedan za drugim. Takvo vezivanje zovemo vezom *u nizu* ili *seriji* (sl. 65). Ako između njihovih krajeva postoji izvestan napon U , onda će prema I Kirchhoff-ljevom pravilo kroz oba otpora teći struja iste jačine i . Neka je zajednički otpor R a delimični naponi na krajevima otpora R_1 i R_2 neka su U_1 i U_2 . Ako primenimo Omov zakon, jednom na ceo sistem a zatim pojedinačno na otpore, dobijamo

$$U = i R, U_1 = i R_1, U_2 = i R_2$$

Dalje je $U = U_1 + U_2$. Prostim računom nalazimo dalje

$$R = R_1 + R_2 \quad (16)$$

$$U_1 : U_2 = R_1 : R_2 \quad (17)$$

Ili dalje

$$U_1 = U \frac{R_1}{R_1 + R_2} = U \frac{R_1}{R} \text{ i } U_2 = U \frac{R_2}{R_1 + R_2} = U \frac{R_2}{R} \quad (18)$$

Prema tome je otpor dva u nizu vezana provodnika jednak zbiru njihovih otpora. Delimični naponi na krajevima pojedinih otpora srazmerni su ovim otporima. Oni se dalje odnose prema ukupnom naponu U kao delimični otpori prema ukupnom otporu R . Lako se može uvideti da ovo važi i ako je u seriji vezano više od dva otpora. U opšte je kod seriskog vezivanja

$$R = \sum R_k, U_k = U \frac{R_k}{R} \quad (19) \text{ i } (20)$$

Posmatraćemo sada kolo u kome su otpori R_1 i R_2 vezani *paralelno* (sl. 65). Na njihovim krajevima neka postoji napon U a u provodnicima do tačaka računavanja neka teče struja jačine i . U granama teku struje jačine i_1 i i_2 . Tada je prema I. Kirchhoff-ljevom pravilu

$$i = i_1 + i_2$$

Neka R označava ukupan otpor između tačaka račvanja za obe grane. Ako primenimo Omov zakon prvo na celo kolo, zatim pojedinačno na grane, dobićemo

$$U = i R = (i_1 + i_2) R, \quad U = i_1 R_1 = i_2 R_2$$

Odavde izlazi

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \text{ odnosno } R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (21)$$

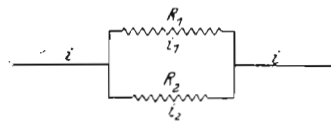
$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{R_2}{R_1} \quad (22)$$

Recipročna vrednost otpora dva paralelno vezana provodnika jednaka je zbiru recipročnih vrednosti njihovih pojedinačnih otpora. Ovo važi ako imamo i više, R_k , paralelno vezanih otpora.

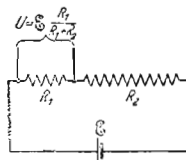
Takda je

$$\frac{1}{R} = \sum \frac{1}{R_k} \quad (23)$$

Jednačina (22) iskazuje da su jačine struje u dvema granama dva paralelno vezana otpora, obrnuto srazmerne veličinama tih otpora.

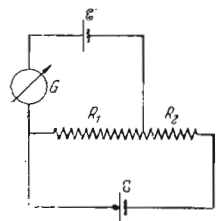


Sl. 65. Paralelna veza

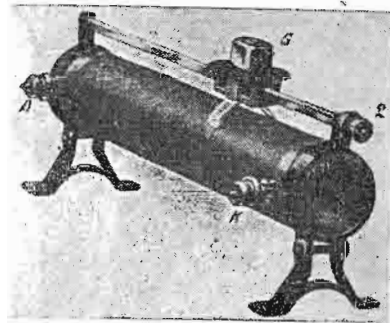


Sl. 66. Potenciometarska veza

Jednačina (18) ukazuje na mogućnost *podele napona* ili *potenciometričkog vezivanja* koje ima važne tehničke primene. Često se dešava da je potreban niži napon od onoga što ga neposredno daje izvor struje.



Sl. 67. Metod kompenzacije



Sl. 68. Reostat sa pokretnim kontaktom

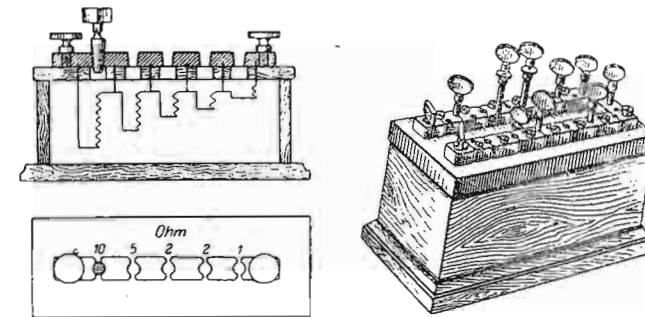
je. Npr. nema nijednog pogodnog izvora konstantne elektromotorne sile ispod 1 volta. U tom slučaju primenjuje se veza predstavljena na sl. 66; otpori R_1 i R_2 se tako izaberu, da napon na krajevima R_1 ima

željenu vrednost. Taj se napon odvodi sada od R_1 čiji krajevi služe kao neka vrsta polova izvora sa pogodnom elektromotornom silom.

Ako se za krajeve otpora R_1 veže drugi izvor struje sa elektromotornom silom \mathcal{E}' i to tako da je njegov napon upravljen na suprot naponu koji postoji na krajevima R_1 , tada u kolu sa izvorom ne teče struja jedino kad je

$$\mathcal{E}' = U = \mathcal{E} \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

Kad je $\mathcal{E}' < \mathcal{E}$ pogodnim izborom otpora R_1 i R_2 možemo naći napon U koji je jednak elektromotornoj sili \mathcal{E}' . Da u kolu ne teče struja konstatuje se pomoću naročito osetljivog instrumenta — galvanometra (sl. 67). Pogendorff-ova *metoda kompenzacije* za određivanje e m s. Na ovaj način se mogu uporediti elektromotorne sile \mathcal{E} i \mathcal{E}' odnosno jedna od njih izmeriti, ako je druga poznata. Za tačnija merenja ove vrste uzimaju se naročiti kompenzacioni aparati.



Sl. 69. Reostati s čepovima

57. *Otpornici (reostati)*. Otpornici ili reostati su sprave koje se upotrebljavaju zbog svoga otpora, koji se često može da menja i to nekač i na merljiv način. Oni se uzimaju prvenstveno:

1. Za regulisanje jačine struje u kolu, menjajući njihov otpor dok se ne postigne tražena jačina.
2. Za merenja, npr. kao normale sa kojima se porede drugi nepoznati otpori.

Za regulisanje jačine struje upotrebljavaju se pre svega reostati sa pokretnim kontaktom (sl. 68). Kontakt G klizi duž spiralno namotane žice koja služi kao otpor, i pomoću njega se kraći ili duži kraj žice uvodi u kolo struje. Ovakvi otpori prave se najčešće od manganske žice. Jedan kraj žice A ili K i šina L po kojoj klizi kontakt vežu se u kolo. Prema položaju kontakta, u kolo je uključen veći ili manji broj navojaka žice. Ako se izvestan napon U veže za krajeve A i K , onda se npr. između A i L može uzeti prema položaju kontakta G samo jedan deo napona (potenciometar).

Za precizna merenja se uzimaju *reostati s čepovima* (sl. 69). Kod njih je otpor obično na kaleni namotana manganska žica, smeštena u

sanduče ispod poklopca od tvrde gume. Veličine ovih otpora izabrane su kao težine sloga tagova za merenje (Npr. 0,1; 0,2; 0,2; 0,5; 1, 2, 2,5; 10, 20, 20, 50; 100, 200, 200, 500 oma itd.). Krajevi svakog kalema otpora su pričvršćeni za debele mesingane šipke na poklopcu i to za svaki komad šipke po jedan kraj dva susedna otora. Šipka nije iz jednog komada već je isečena ali se može provodno spojiti pomoću mesinganih čepova koji se stavljaju u okrugle otvore između delova šipke. Ako se propusti struja da sa jednog kraja šipke ulazi a na drugom kraju izlazi i ako čepovi nisu umetnuti, onda ona mora da prodje kroz sve pojedinačne otpore. Ako se dva susedna dela šipke spoje mesinganim čepom, onda praktično sva struja protiče kroz čep koji usled velikog preseka ima neznatan otpor, pa kroz otpor na kalemu ispod tog mesta struja i ne prolazi. Taj otpor je tada »kratko spojen«. Struja prolazi praktično samo kroz one otpore čiji su čepovi izvadjeni.

58. *Merenje otpora i kapaciteta Wheatstone — ovim mostom.* Jedna od metoda za merenja otpora provodnika, sastoji se u neposrednoj primeni Omovog zakona, mereći jednom sa ampermetrom jačinu struje koja protiče kroz otpor, a zatim voltmetrom napon između krajeva toga provodnika. Otpor se zatim izračuna iz jednačine $R = U/i$. Ta je veza data na sl. 61.

Najčešće upotrebljen način za određivanje otpora je merenje otpora pomoću *Wheatstone-ovog mosta*. Neka su R_1, R_2, R_3, R_4 , četiri otpora vezana u kolo kao što pokazuje sl. 70a. Bar jedan od tih otpora mora biti reostat čiji otpor na merljiv način možemo da menjamo. Dve naspramne tačke II i III u kolu spojene su preko osetljivog galvanometra. Za druge dve tačke (I i IV) vezan je akumulator ili element A. U grani sa galvanometrom — u »mostu« — vezan je i jedan taster T, tj. prekidač pomoću koga se za vrlo kratko vreme može propustiti struja kroz galvanometar. Ako je most zatvoren, onda u opštem slučaju i kroz galvanometar protiče struja što se vidi po skretanju kazaljke, izuzev samo ako su tačke II i III istog napona. Menjajući otpore, najmanje jedan od njih, može se uvek postići da kroz galvanometar ne teče struja i on prilikom uključivanja tastera ne skreće. Kaže se da u ovom slučaju galvanometar služi kao »multi instrument«.

Ako kroz most, i kad je pritisnut taster, ne protiče struja, onda iz I Kirchoff-ljevog pravila izlazi da je $i_1 = i_2, i_3 = i_4$, gde su i_1, i_2, i_3 i i_4 struje u granama sa otporima R_1, R_2, R_3 i R_4 . Ako uzmemo zatvoreno kolo I, II, III, I onda za njega po II Kirchoff-ljevom pravilu važi $i_1 R_1 - i_3 R_3 = 0$. Isto tako, ako uzmemo kolo II, III, IV, II dobijamo: $i_2 R_2 - i_4 R_4 = 0$. Ili

$$i_1 R_1 = i_3 R_3, \quad i_2 R_2 = i_4 R_4.$$

Ako ove dve jednačine podelimo jednu drugom dobijemo

$$R_1 : R_2 = R_3 : R_4, \text{ odnosno } R_1 : R_3 = R_2 : R_4. \quad (24)$$

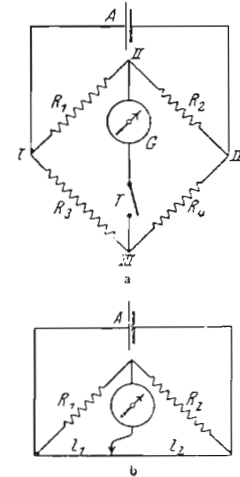
Ako su tri otpora poznata četvrti se može izračunati. Da bi se odredio otpor R_1 dovoljna je tačno znati jedan njegov susedan otpor, na pr. R_2 i odnos R_3/R_4 .

Za precizna merenja se upotrebljavaju reostati sa čepovima. Pri merenjima kod kojih se ne traži naročita tačnost, umesto otpora R_3

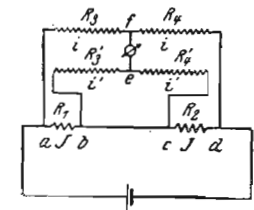
i R_4 uzima se manganinska žica zategnuta duž milimetarske skale, od koje pokretni kontakt ide za galvanometar (sl. 70b). Delovi žice l_1 i l_2 predstavljaju otpore R_3 i R_4 . Ovde je R_1 nepoznati otpor koji se meri, a R_2 reostat sa čepovima. Kad se izjednače naponi između tačaka u kojima je spojen galvanometar (pomerajući kontakt duž žice), onda je $R_1 = R_2 \cdot R_3/R_4$. Odnos R_3/R_4 jednak je odnosu dužina žice l_1 i l_2 pod pretpostavkom da je žica na celoj svojoj dužini istog preseka i istih svojstava, te je $R_1 = R_2 \frac{l_1}{l_2}$.

Kod Wheatstone-ovog mosta galvanometar i element mogu izmeniti mesta. Tada se u opštem slučaju menja i osetljivost metode. Koja će se veza primeniti, zavisi od vrste merenja. Veliko preimućstvo ove metode sastoji se u tome, što nije potrebno imati instrumente za merenje sa proverenom skalom, i što je dovoljan svega jedan reostat sa čepovima.

Proste šeme na sl. 70 mogu se primeniti samo onda ako su svi otpori koji se upoređuju veliki spram otpora spojitih žica, tako da se otpori žica mogu da zanemare u kolu. Za merenje vrlo malih otpora



Sl. 70. Merenje otpora pomoću Wheatstone-ovog mosta



Sl. 71. Thomson-ov most

upotrebljava se *Tomsonov most* (Thomson) (sl. 71). Sa krajeva vrlo malih otpora R_1 i R_2 koji se poredе, grana se struja iz tačaka a, b, i c, d. Otpori R_3 i R_4 kao i R'_3 i R'_4 menjaju se sve dotle dok se istovremeno ne postigne da je prvo $R_3 : R'_3 = R_1 : R'_1$ i drugo, da galvanometar u mostu e—f ne pokazuje struju. Ako je ovo poslednje postignuto, onda su struje koje teku kroz otpore R_1 i R_2 , kroz R_3 i R_4 i kroz R'_3 i R'_4 koje ćemo označiti sa J, i i i' , međusobom po dve i dve jednake.

Ako uzmemo levu granu kola počev od a iduću preko b, e i f natrag ka a, onda II Kirchoff-ljevo pravilo iskazuje da je $i R_1 + i' R'_3 -$

-- $IR_3 = \varrho$. Isto tako za desnu granu nalazimo da je $I R_2 + i' R'_4 = I R_4 = \varrho$ ili prostom transformacijom

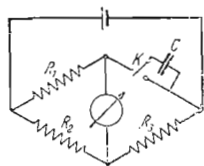
$$I R_1 = R_3 \left(1 - i' \frac{R'_3}{R_3} \right), \quad I R_2 = R_4 \left(1 - i' \frac{R'_4}{R_4} \right).$$

Pošto se uvek vodi računa da je $\frac{R_3}{R'_3} = \frac{R_4}{R'_4}$ to su izrazi u zagradama međusobom jednaki. Ako se prva jednačina podeli drugom izlazi

$$R_1 : R_2 = R_3 : R_4,$$

dakle isto kao i kod Wheatstone-ovog mosta. Otpor spojnih žica između b i c koji ponekad može da bude i mnogo veći od otpora R_1 i R_2 ne ulazi u račun. Otpori za upoređivanje R_3 , R'_3 , R_4 , R'_4 uzmu se tako veliki, da se može zanemariti otpor njihovih dovodnih žica.

Metoda mosta se može upotrebiti još i za merenje kapaciteta. Postoji više modifikacija ove metode od kojih ćemo ovdje pomenuti samo Maxwell-ovu. Jedan od četiri otpora u granama zameni se oscilujućim kontaktom K i kapacitetom koji se meri C , oba u paralelnoj vezi (sl. 72). Kontakt izvrši n poluoscilaciju u sekundi. Neka u toj grani postoji napon U . Tada se kondenzator napuni n puta u sekundi na napon U , dakle n puta dobije količinu elektriciteta $e = CU$ i posle svakog punjenja se isprazni kratkim spojem. Ukupno u 1 sec. primij količinu elektriciteta $ne = nCU$ koja mu pritiče kroz dovodne žice. To međutim odgovara prosečnoj jačini struje $i = ne = nCU$ u toj grani. Vidi se da ako se i formalno stavi $InC = R$, taj odnos između i i U odgovara Ohmovom zakonu. Kondenzator kapaciteta C po svome dejstvu, pri n punjenja i pražnjenja u sekundi odgovara otporu veličine InC . Zato se može, ako je poznato n izračunati C iz drugih otpora, $C = R_2/n R_1 R_3$.



Sl. 72. Merenje kapaciteta po Maxwell-u

59. *Temperaturski koeficijent otpora.* Ako se pomoću mosta izmeri neki otpor, npr. otpor gvozdene žice, pa taj otpor zagrejemo Bunzenovim plamenom ili na neki drugi način, primećuje se da se otpor žice promenio (Lenc, 1835). Otpor metalnih provodnika zavisi od temperature i raste kad se temperatura povišava. Za bakar npr. je otpor na 100° 1,43 puta veći nego na 0° , na -190° iznosi svega 1/7 otpora na 0° .

Vrlo lepo se vidi promena otpora sa temperaturom, kad se veže u kolo nekoliko akumulatora, jedna sijalica sa metalnim vlaknom i pogodan ampermetar za tu jačinu struje. Kad se zatvori kolo, u početku je skretanje ampermetra veće i zatim postaje znatno manje, jer je u početku otpor metalnog vlakna bio manji pa se posle usled zagrevanja povećao (§ 64). Kod sijalica sa ugljenim vlaknom, dešava se baš obrnuto. Otpor ugljenog vlakna opada kad mu se temperatura povišava. Otuda dolazi da sijalice sa metalnim vlaknom čim se uključe u kolo odmah sjajno svetle, dok sijalice sa ugljenim koncem punu svetlosnu jačinu dobijaju tek oko 1 sec. posle uključivanja. Ovo se dobro

zapaža kad se paralelno vežu dve sijalice iste jačine jedna sa ugljenim a druga sa metalnim vlaknom, pa se zajedno uključe.

Za obične oblasti temperature T , otpor čistih metala menja se približno po obrascu

$$R = R_0 (1 + a t)$$

gde R označava otpor na $0^\circ C$, a je koeficijent skoro konstantan ako razmak temperature nije isuviše veliki. Njegova brojna vrednost (vidi tabelu (§ 54)) za čiste metale u običnim temperaturnim intervalima je po redu, veličina $4.10^{-3} = 1/250$ dakle približno isto toliko velika koliko i koeficijent širenja gasova 1/273. Otpor čistih metala na običnoj temperaturi je skoro proporcionalan apsolutnoj temperaturi, a se zove *temperaturski koeficijent otpora*. Ima takodje tela i sa negativnim temperaturnim koeficijentom otpora. Kod njih dakle otpor opada kad se temperatura povišava, kao što je to već pomenuto kod sijalica sa ugljenim vlaknom.

Povećanje otpora čistih metala sa temperaturom može se bar kvalitativno objasniti pretpostavkom, iznetom u § 53. Pojmijivo je da elektroni pri svome kretanju nailaze na veći otpor kad je termičko kretanje u metalu živije.

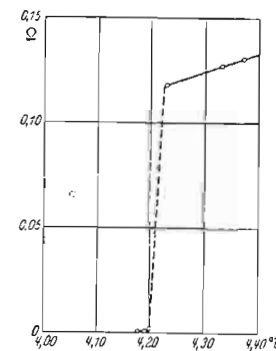
Za veće temperaturske intervale ne može se primeniti jed. (25) već se moraju uzeti u obzir i viši stepeni temperature:

$$R = R_0 (1 + at + bt^2 + \dots)$$

U izvesnim slučajevima, a specijalno kod nekih legura je član b negativan. Tada izvod $dR/dt = R_0(a + 2bt + \dots)$ može biti na jednoj određenoj temperaturi jednak nuli, a pri daljem povišenju temperature postati negativan. Na toj temperaturi R tada ima maksimalnu vrednost



Sl. 73. Platinski termometar



Sl. 74. Promena otpora žive na niskoj temperaturi. Po Kamerlingh Onnesu

i menja se, kao što je to već slučaj kod maksimuma, relativno sporo s jedne i s druge strane te vrednosti kad se temperatura menja. Usled ovoga izvesne legure na sobnoj temperaturi skoro i ne menjaju otpor sa temperaturom (manganin, konstantan, novokonstant, izabelin itd). Naročitim procesom veštačkog starenja (zagrevanjem na određenu temperaturu i bržim ili sporijim hladjenjem) kod njih se može postići da ovaj maksimum pada u oblast sobne temperature. Ovalkve legure ima-

ju veliku primenu kod proizvodnje preciznih reostata, gde je naročito važno da se otpor ne menja sa temperaturom. Promena otpora sa temperaturom se koristi za merenje temperature. Tanika platinska žica pogodne dužine, smeštena je u cev od kvarca (Sl. 73). Kad se zna temperaturni koeficijent otpora platine, može se merenjem otpora žice naći temperatura na kojoj se žica nalazi.

60. *Supraprovodnici.* Na vrlo niskim temperaturama je otpor metala neobično mali. Kod nekoliko metala u blizini apsolutne nule se otpor potpuno gubi. Ova pojava se zove *supraprovodljivost* (Kamerlingh Onnes 1911). Prelaz u stanje supraprovodljivosti se vrši *naglo*, u *skoku*, na određenoj i za jedan metal karakterističnoj temperaturi.

U donjoj tabeli date su te temperature nagle promene otpora. Verovatno je da supraprovodljivost nije opšta osobina svih metala. Sva tela navedena u tabeli leže u jednoj određenoj oblasti periodskog sistema elemenata. Sem njih i izvesna metalna jedinjenja takodje mogu da postanu supraprovodnici. Na sl. 74 prikazana je promena otpora žive na niskim temperaturama. Otpor žive je na $0^{\circ}\text{C} = 273,16^{\circ}\text{K}$ iznosio $60\ \Omega$ i stalno opadao do oko $4,23^{\circ}\text{K}$ na kojoj temperaturi iznosi $0,12\ \text{oma}$. Tada u intervalu od najviše $0,04^{\circ}$ pada na nepromenljivo malu vrednost.

Supraprovodnici i temperature nagle promene njihovog otpora.

Nb	Pb	La	Ta	V	Hg	Sn	In	Tl	$^{\circ}\text{K}$
9,22	7,26	4,71	4,38	4,30	4,12	3,69	3,37	2,38	
Ti	Th	Al	Ga	Zn	Zr	Cd	Hf	Re	$^{\circ}\text{K}$
1,82	1,32	1,14	1,07	0,79	$\sim 0,7$	$\sim 0,54$	$\sim 0,35$	0,95	

Supraprovodljivost nije čisto atomska osobina već zavisi od veze atoma u telu. Beli kalaj postaje na $3,69^{\circ}\text{K}$ supraprovodnik, dok sivi kalaj i na $1,8^{\circ}\text{K}$ još normalno provodi. Između pojedinih izotopa jednoga tela ne postoji razlika.

Ako se telo nalazi u magnetnom polju, njegova temperatura promene otpora utoliko je niža utoliko je polje jače. Dalje, temperatura promene otpora se snižava sa jačinom struje u supraprovodniku što verovatno dolazi od magnetnog dejstva struje. I elastične deformacije utiču na temperaturu promene. Temperaturni interval u kome se dešava nagla promena otpora je najmanji kod *monokristala* i tu iznosi manje od $0,0005^{\circ}$. Vrlo tanki listići ($< 0,2\ \mu$) ni do 2°K ne postaju supraprovodnici.

Početak supraprovodljivosti se poznaje po tome, što jednom uvedena struja ostaje u supraprovodniku nepromenjenjem jačine sve dok on ostaje supraprovodnik. To se može dokazati po dejstvu magnetnog polja koje struja proizvodi oko supraprovodnika. Struje se proizvode npr. u jednom prstenastom supraprovodniku pomoću indukcije (§ 115). Da za vreme merenja ne bi smetalo polje koje izaziva indukciju, po-

stupa se na sledeći način. Prsten se u početku drži na nešto malo višoj temperaturi od tačke promene i u njemu se proizvede aksijalno magnetno polje. Ovo indukuje u prstenu struju koja usled još postojećeg otpora prelazi u Džaulovu toplotu (§ 64) i vrlo brzo pada na nulu. Sad se prsten dalje hladi u prisustvu magnetnog polja ispod tačke promene. Ako se zatim polje otkloni, onda se ponovo javlja indukovana struja u prstenu koja ostaje, jer je prsten sada supraprovodnik. Jačina struje je potpuno nezavisna od materijala (§ 122). Tanki slojevi metala mogu se ispitivati kad se natalože na žicama koje nisu supraprovodnici. Ako sloj postane supraprovodnik, onda sva struja prolazi kroz njega a ne kroz žice koje se ponašaju potpuno kao izolatori. U poslednje vreme su pronašli Justi i Kramer da i izvesni poluprovodnici mogu postati supraprovodni i to već na temperaturi od $15-20^{\circ}\text{K}$. Ta temperatura može se dobiti i pomoću tečnog vodonika.

Do danas ne postoji zadovoljavajuća teorija o supraprovodnosti. Ova oblast predstavlja jedan od najinteresantnijih problema današnje eksperimentalne i teorijske fizike.

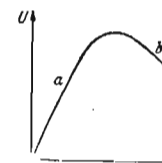
61. *Elektrolitičko provodjenje u čvrstim telima.* Dok provodljivost metala dolazi od kretanja elektrona, u izvesnim drugim čvrstim telima, pre svega u mnogim solima, nosioci električnih punjenja su *pozitivni i negativni joni*, dakle atomi maelektrisani sa jednim ili više elementarnih kvanta e . Ovakva vrsta provodjenja kad se kreću i sami atomi zove se *elektrolitičko provodjenje*. (§ 68).

Primer za ovakvo provodjenje imamo kod stakla na visokoj temperaturi. Za komad staklene cevi vežu se dve dovodne bakarne žice na taj način što se, obaviju nekoliko puta oko cevi, tako da razdaljina između njih bude oko $\frac{1}{2}$ santimetra. Zatim se žice preko obične sijalice vežu sa mrežom za osvetljenje, najbolje sa naizmeničnom strujom. Ako se staklo između žica zagreva pomoću plamena primećuje se posle kratkog vremena, još pre nego što se staklo usijalo, da skaču sitne varnice na žicama a istovremeno počinje i lampa da svetli, u početku slabo, docnije sve jače. I staklena cev se usijala usled struje koja kroz plamen udaljiti a struja i dalje teče. Posle izvesnog vremena cev se istopi i prekine.

Natrijum se može elektrolitičkim putem provesti kroz staklo pa se tako za izvesne električne i optičke ogledne može čist natrijum nataložiti u unutrašnjosti evakuisanih staklenih sudova.

Kad su vrlo jakke struje primećeno je i kod metala vrlo slabo elektrolitičko provodjenje.

62. *Karakteristika provodnika.* Neka je U napon na krajevima provodnika, i jačina struje u njemu. Ako se uzme U kao funkcija od i ili i kao funkcija od U , dobija se kriva koja se zove *karakteristika provodnika*. Ako je R konstantno, onda je karakteristika prema Ohmovom zakonu prava. U stvari to nikad nije potpuno tačno jer već sa-



Sl. 75 Karakteristika jednog provodnika koji pri slabij struji ima rastuću (a) a pri jakoj struji opadajuću karakteristiku (b)

mim prolaskom struje otpor se menja usled zagrevanja, pa je tako posredno otpor izvesna funkcija jačine struje i , $R = R(i)$. Kod mnogih provodnika je otpor već po sebi funkcija struje, i to u onom slučaju kad broj naelektrisanih pokretnih delića zavisi od jačine struje. Takav slučaj ćemo sresti kod jonizovanih gasova.

Na mesto Ohmovog zakona važi tada jednačina

$$U = i R(i). \quad (26)$$

Govori se o *rastućoj* ili *opadajućoj* karakteristici, prema tome da li je diferencijalni količnik dU/di pozitivan ili negativan. Uopšte je

$$\frac{dU}{id} + R(i) + i \frac{dR(i)}{di}. \quad (27)$$

Ima slučajeva kad funkcija $R(i)$ ima takav oblik, da dU/di pri dovoljno jakoj struji postaje negativno (sl. 75).

Kad je karakteristika negativna nastupa u provodniku labilno stanje. Svako slučajno povišenje jačine struje izaziva smanjivanje otpora, s tim u vezi dolazi dalje povećanje intenziteta struje, zatim dalje smanjenje otpora itd. tako da jačina struje raste sve više i više, ukoliko to dopuštaju drugi otpori u kolu.

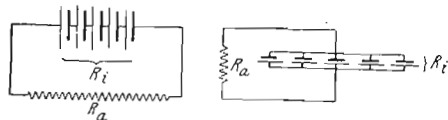
63. Unutrašnji otpor. Vezivanje elemenata. U zatvorenom kolu sa izvorom struje (akumulatom, galvanskim elementom itd.), struja ne prolazi samo kroz provodnike spojene sa izvorom, već i kroz sam izvor. U samom izvoru ona teče od negativnog ka pozitivnom a van izvora od pozitivnog ka negativnom polu (pravac pozitivne struje! § 51). Kad se izračunava struja u kolu ne dolazi u obzir samo otpor R_0 spoljašnjeg kola, već i unutrašnji otpor izvora R_i . Ako je elektromotorna sila izvora \mathcal{E} i ako kroz kolo teče struja jačine i , onda je po II Kirchhoff-ljevom pravilu

$$\mathcal{E} = i (R_0 + R_i) = U_0 + U_i \text{ odnosno} \\ i = \frac{\mathcal{E}}{R_0 + R_i} \quad (28)$$

Dalje sleduje

$$U_0 = \mathcal{E} \frac{R_0}{R_0 + R_i} \text{ i } U_i = \mathcal{E} \frac{R_i}{R_0 + R_i} \quad (29)$$

Napon U_0 na krajevima spoljašnjeg otpora je u stvari manji od elektromotorne sile \mathcal{E} ali joj se utoliko više približava, ukoliko je R_i



Sl. 76. a) Vezivanje elemenata po naponu, b) Paralelno vezivanje

manje spram R_0 . Ako je $R_i \ll R_0$ onda je $U_0 \approx \mathcal{E}$. Dakle, kad je spoljašnji otpor u kolu veliki, onda je napon na njegovim krajevima

jednak elektromotornoj sili elementa. Zato se elektromotorna sila može meriti neposredno na polovima voltmetrom dovoljno velikog otpora. Inače je napon elementa u zatvorenom kolu uvek manji od elektromotorne sile. Pri zatvorenom kolu se uvek jedan deo napona U_i nalazi u samom izvoru. Vidi se da je bolje ako izvor struje ima što manji unutrašnji otpor. I u ovom pogledu su akumulatori mnogo bolji od ostalih galvanskih elemenata.

Ako se polovi izvora struje vežu provodnikom vrlo malog otpora ($R_0 \ll R_i$), onda nastupa *kratak spoj*. Iz jednačine (28) izlazi da je u tom slučaju jačina struje $i \approx \frac{\mathcal{E}}{R_i}$. Jaču struju izvor ne može dati.

Po pravilu, izvori se ne smeju opteretiti strujom te jačine, inače će se oštetiti. Npr. akumulator kod koga je predviđena maksimalna jačina struje do 3 ampera, ima unutrašnji otpor oko 0,02 oma. Znači da bi pri kratkom spoju dao struju jačine od oko 100 ampera ($\mathcal{E} = 2$) koja bi potpuno upropastila element.

Ako imamo na raspoloženju više jednakih izvora struje svaki sa elektromotornom silom \mathcal{E} i unutrašnjim otporom R_i , onda njihovo vezivanje u cilju dobijanja što jače struje zavisi još i od spoljašnjeg otpora u kolu R_0 .

Elementi se mogu svi vezati *po naponu* (u seriji) (sl. 76a). Tada je elektromotorna sila baterije $n\mathcal{E}$, ako n označava broj jednakih elemenata. Ukupan unutrašnji otpor baterije je nR_i pa je jačina struje u kolu

$$i = \frac{n\mathcal{E}}{R_0 + nR_i}$$

Ako je $R_0 \ll nR_i$, onda je jačina struje približno jednaka $n\mathcal{E}/R_0$. Sa n elemenata po naponu vezanih dobija se približno n puta jače dejstvo nego sa jednim elementom. Ako je $R_0 \ll nR_i$ onda je skoro nezavisno od n jačina struje vrlo približno $i \approx \mathcal{E}/R_0$. U ovom slučaju se vezivanjem elemenata po naponu ništa naročito ne dobija. Vezivanje po naponu je korisno, kad je spoljašnji otpor veliki spram unutrašnjeg.

Kod paralelnog vezivanja n jednakih elemenata (sl. 76b) baterija ima istu elektromotornu silu \mathcal{E} kao i jedan element, a ukupan unutrašnji otpor iznosi R_i/n . Jačina struje u tom slučaju je:

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R_0 + \frac{R_i}{n}}$$

Ako je $R_0 \gg R_i/n$, onda je vrlo približno $i \approx \mathcal{E}/R_0$, dakle nezavisno od broja elemenata. Ali ako je $R_0 \ll R_i/n$ onda je $i \approx \mathcal{E} R_i$ nezavisno od R_0 i srazmerno broju paralelno vezanih elemenata. Paralelno vezivanje se preporučuje kad je pri malom spoljašnjem otporu potrebno imati što jaču struju.

Moguće je elemente vezivati u bateriju i na drugi način delimično po naponu, delimično paralelno. Prost račun pokazuje da se pri spoljašnjem otporu, broju i vrsti izvora, dobija najjača struja, kad je unutrašnji otpor baterija jednak spoljašnjem otporu kola.

64. Rad i efekat struje. Toplotno dejstvo struje. Ako količina elektriciteta ϵ vezana za delić mase μ predje slobodno tj. bez trenja u električnom polju izvestan put pod dejstvom napona U , ona će dobiti kinetičku energiju $\frac{1}{2} \mu v^2 = \epsilon U$. Ako zatim udari na neku prepreku

na kojoj će potpuno izgubiti svoju brzinu, onda će ona izgubiti svoju kinetičku energiju koja će preći na prepreku u obliku toplote. To isto važi i za struju nosilaca električnih punjenja. Neka je presek strujine putanje q , a brzina koju su delići dobili pod dejstvom napona U neka je v , i neka se nalaze n delića u 1 cm^3 toka struje. Tada naelektrisani delići za vreme dt predju put vdt , a do prepreke za to vreme dodje onoliko delića koliko ih ima u zapremini $qvdt$, njihov broj iznosi $nqvdt$. Svaki delić ima kinetičku energiju ϵU , a vrednost njihove ukupne kinetičke energije iznosi $n \epsilon qvUdt$. Medjutim je $n \epsilon qv = i$ jačina struje, pa je zato ukupna kinetička energija koja za vreme dt dospe do prepreke $U i dt$. Ova se energija prilikom zaustavljenja delića oslobodi na prepenci i ona se označava kao rad struje. Označivši rad sa A imamo

$$dA = Uidt \quad (30)$$

Ako se napon i jačina struje u toku vremena ne menjaju već su konstantni onda je rad struje za konačno vreme t

$$A = Uit. \quad (31)$$

Pošto je efekat rad u 1 sekundi, to je efekat struje

$$L = \frac{dA}{dt} = Ui \quad (32)$$

gde su U i i trenutni napon i trenutna jačina struje. Ako se napon i jačina struje sa vremenom menjaju, onda je rad struje za vreme t prema jedn. (30)

$$A = \int_0^t U i dt. \quad (33)$$

Ako se naelektrisani delići ne kreću u polju slobodno, već se kreću kroz neku sredinu savladjujući pritom silu otpora (trenje) kao što je to slučaj u provodnicima, oni i tada dobijaju ubrzanje ali na vrlo kratkim putanjama. Dejstvjući na elementarne sastojke provodnika oni im predaju energiju koju su na tom putu dobili i na taj način povećavaju kinetičku energiju ovih sastojaka. Pri tome se provodnik zagreva i u njemu se javlja Džaulova toplota (Joule) isto tako kao kad delići udare na neku prepreku pošto su slobodno prešli neki duži put. Jedina, istina praktično vrlo važna razlika je u tome, što se sada toplota ne razvija samo trenutno na kraju putanje posle dužeg puta, već u unutrašnjosti provodnika celom njegovom dužinom. Ako je pri tome ukupan napon spram koga su se delići kretali U , onda je svaki naelektrisan delić dobio ukupnu energiju ϵU i istu predao provodniku. Zato gornje jednačine potpuno važe i za toplotu razvijenu u jednom provodniku kroz koji teče struja jačine i a na čijim krajevima postoji napon U . U ovome

slučaju možemo gornjim jednačinama dati pomoću Omovog zakona i sledeće oblike:

$$dA = Uidt = \frac{U^2}{R} dt = i^2 R dt \quad (34)$$

odnosno

$$A = Uit = \frac{U^2}{R} t = i^2 t \quad (35)$$

$$L = Ui = \frac{U^2}{R} = i^2 R \quad (36)$$

$$A = \int_0^t U i dt = \int_0^t \frac{U^2}{R} dt = \int_0^t i^2 R dt \quad (37)$$

Ako se U , i i R mere u C G S sitemu tj. u elektrostatičkim ili elektromagnetnim jedinicama, onda je u gornjim jednačinama jedinica za rad struje 1 erg, odnosno jedinica za efekat 1 erg, sec⁻¹. Medjutim ako se U , i i R računaju u internacionalnim jedinicama, onda je jedinica za rad struje 1 V. A. sec. = 1 Vat-sekunda (W sec) ili Džaul (Joule) = 10⁷ erga, a jedinica efekta je 1 V. A. = 1 vat (W) = 10⁷ erg. sec⁻¹. Ako se medjutim rad struje javlja u obliku toplote, onda se on izražava u kalorijama, pa pošto je 1 W sec = 1 Džaul = 0,239 cal to je prema jedn. (34) i (35) razvijena količina toplote

$$dQ = 0,239 U i dt \text{ cal} \quad (38) \text{ ili } Q = 0,239 U i t \text{ cal.} \quad (39)$$

Koeficijent 0,239 zove se električni ekvivalent toplote.

U zatvorenom kolu sa elektromotornom silom \mathcal{E} ukupan rad struje biće, uzimajući u obzir II Kirchhoff-ljevo pravilo

$$dA = \sum U_k i dt = \mathcal{E} i dt. \quad (40)$$

U tehnici se za merenje efekta kao veća jedinica od vata upotrebljava još češće kilovat (kW) = 1000 vata; kao tehničku jedinicu rada služi kilovat-sat (kWh) tj. rad jednog kilovata u toku od 1 sata

$$1 \text{ kWh} = 1000 \cdot 60 \cdot 60 \text{ vat sekundi} = 3.600.000 \text{ vat sekundi} \\ = 3,6 \cdot 10^{13} \text{ erga} = 3,67 \cdot 10^5 \text{ mkg} = 8,6 \cdot 10^5 \text{ cal.}$$

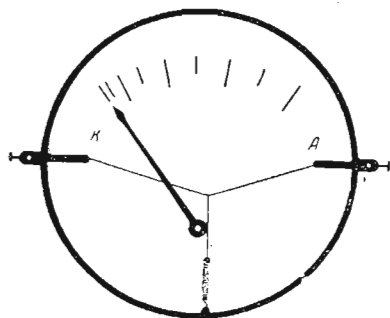
$$1 \text{ kilovat} = 1,36 \text{ HP} \text{ ili okruglo } 4/3 \text{ konjske snage.}$$

U električnim sijalicama struja zagreva do belog usijanja tanku volframovu žicu. Žica se nalazi u sudu iz koga je vazduh izvučen ili u sudu sa čistim azotom pod pritiskom oko 1/2 atmosfere. Sijalice sa azotom se mogu jače opteretiti strujom nego one bez vazduha i na taj način se njihovo korisno dejstvo oko dvaput povećava. Azot sprečava isparavanje volframa na visokoj temperaturi. Potrošnja normalne sijalice sa metalnim vlaknom iznosi između 0,5 i 1 vata po sveći.

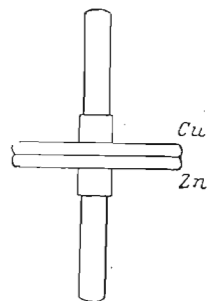
Džaulova toplota se iskorišćuje i za zagrevanje. Osigurači u električnim instalacijama su tanke metalne žice koje se rastope (pregore) kad struja u kolu predje izvesnu dozvoljenu jačinu i na taj način prekinu kolo.

Izuzimajući slučaj iskorišćavanja Džaulove toplote (električno grejanje itd.) ona je većinom štetna jer predstavlja gubitak energije.

Dalju primenu Džaulove toplote imamo kod *električnih instrumenata sa žicom za zagrevanje*. Pri prolasku struje kroz provodnik on se zagreva i izdužuje i time stavlja u pokret kazaljku koja pokazuje jačinu struje (sl. 77). Zagrevanje žice prema jedn. (33) srazmerno je kvadratu jačine struje. Promena dužine ne zavisi od pravca struje tj. od znaka i . Zato ovakav instrument može da posluži kako za jednosmislenu, tako i za naizmeničnu struju (§ 140). Skretanja ovakvog instrumenta su srazmerna sa i^2 . Uopšte svi instrumenti (ampermetri) kod kojih je skretanje srazmerno sa *kvadratom* jačine struje mogu se upotrebiti i za jed-



Sl. 77. Šema instrumenta sa žicom za zagrevanje

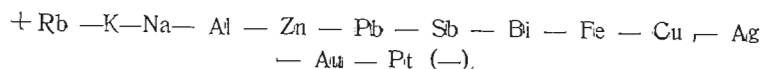


Sl. 78. Za dokaz kontaktnog napona između metala

nosmislenu i za naizmeničnu struju, dok oni kod kojih je skretanje srazmerno jačini struje neposredno služe samo za jednosmislenu struju.

65. Kontaktni napon. Elektricitet trenja. Lenard-ov efekat. Između dva različita metala koji se dodiruju postoji izvestan napon. Ako se dve dobro uglačane ploče od cinka i bakra sa izolovanim drškama stave jedna na drugu (sl. 78) one grade kondenzator velikog kapaciteta, zbog toga što je razdaljina između njih vrlo mala, pa se usled napona koji postoji između cinka i bakra ploče znatno napune. Kad se ploče brzo razmaknu bez naginjanja, može se elektrometrom konstatovati da su suprotno naelektrisanе. Ovu pojavu (*kontaktni napon, Voltin efekat*) otkrio je Volta 1793.

Metali se mogu poredjati u niz tako da pri dodiru između dva metala jedan od njih postaje negativno naelektrisan ako je došao u dodir sa metalom koji stoji levo od njega, a pozitivno se naelektriše ako je u dodiru sa jednim od metala desno u nizu. Npr.



Ako se u zatvorenom kolu nalazi više različitih metala, onda kontaktni naponi koji postoje između njih deluju kao elektromotorne sile u kolu. S pretpostavkom da se svi delovi kola nalaze na istoj temperaturi,

zbir svih ovih elektromotornih sila je jednak nuli i kroz kolo ne teče struja. Npr.

$$\mathcal{E}(\text{Cu} - \text{Al}) + \mathcal{E}(\text{Al} - \text{Cu}) = 0 \text{ odnosno } \mathcal{E}(\text{Cu} - \text{Al}) = - \mathcal{E}(\text{Al} - \text{Cu}); \text{ ili } \mathcal{E}(\text{Al} - \text{Sn}) + \mathcal{E}(\text{Sn} - \text{Cu}) + \mathcal{E}(\text{Cu} - \text{Al}) = 0$$

Težnja naelektrisanih čestica da pri dodiru prellaze sa jednog na drugo hemijski različito telo, ne postoji samo kod metala već i kod svih tela pa i kod neprovodnika. Kod poslednjih često nije dovoljan prost dodir da izazove prelaz čestica koje su u njima vrlo čvrsto vezane. Potreban je tešnji kontakt koji se najbolje postiže uzajamnim trenjem tela. To je uzrok takozvanog *elektriciteta trenjem* o kome smo govorili u prošlom odeljku.

Elektricitet trenja je najstarija i do kraja 18 veka jedina poznata električna pojava. Još je iz davnina poznato da protrljani ćilibar ($\kappa\lambda\epsilon\kappa\rho\upsilon\nu$) može da privlači laka tela. Tek je Gilbert oko 1600 otkrio da istu osobinu imaju i mnoga druga tela. On je pojavu i nazvao elektricitet. Prvu upotrebljivu električnu mašinu sagradio je u 17 veku Otto von Guericke. Kvantitativno je ostalo još vrlo mnogo nepoznatog iz elektriciteta trenja. Telo sa većom dielektričnom konstantom naelektriše se pozitivno spram tela sa manjom konstantom.

Izvesnu srodnost sa kontaktnim elektricitetom ima i sledeća pojava. U okolini vodopada, vazduh je negativno naelektrisan (Balto — elektricitet, Lenard-ov efekat). Kao što je Lenard pokazao, vodene kapi su usled molekularnih sila između vode i okolnog vazduha uvek polarizovane, pri čemu im je površina negativno, a unutrašnjost pozitivno naelektrisana. Ako se pri udaru površina otkine, ona gradi u vazduhu negativno naelektrisanu lopticu koja lebdi, dok je voda koja otiče naelektrisana pozitivno. Rastvorena tela smanjuju dejstvo pa mu čak mogu i znak da promene. Moguće je da usled velike turbulencije vazduha ovaj Lenardov efekat proizveden na kišnim kaplima ima veze sa atmosferskim pražnjenjima. Lenardov efekat se javlja takodje i na drugim tečnostima.

66. Termoelektrične pojave. Kontaktni napon između dva metala zavisi od temperature njihovog mesta dodira. Ako dva metala grade zatvoreno kolo pa im se spojevi održavaju na različitim temperaturama, onda je napon na jednom mestu kontakta različit od kontaktnog napona na drugom spoju, pa se u kolu javlja elektromotorna sila koja se naziva *termoelektričnom silom (termoelektrični efekat)*. Seebeck 1821). Termoelektrična sila je naročito velika kod spoja bizmut/antimon gde izlazi $1 \cdot 10^{-4}$ volta na stepen zagrevanja. Od drugih kombinacija se često upotrebljavaju konstantan — bakar $0,42 \cdot 10^{-4}$ volt/stepen i platina — platina-rodijum $(0,06 \cdot 10^{-4}$ volt/stepen. Kod suprovodnika mestaje termoelektrične sile. Za merenje termoelektromotorne sile uzimamo voltmetar čije obe spajalice moraju biti na istoj temperaturi, da se ne bi tamo javile nove termoelektrične sile koje bi uticale na tačnost merenja.

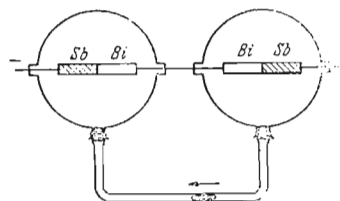
Na sl. 79 je predstavljen jedan *termoelemenat*, kolo od dva različita metala čiji se spojevi nalaze na temperaturama t_1 i t_2 . U tome slučaju ovaj elemenat postaje izvor struje.

Veliku primenu termoelementi imaju kod merenja temperatura jer se iz poznate termoelektromotorne sile i temperature jednog spoja može izračunati temperatura drugog spoja. Zbog velike preciznosti sa kojom se električna merenja uopšte mogu vršiti, ova merenja su mnogo tačnija od merenja temperature običnim termometrima. Sem toga, termoelementi se mogu napraviti od tankih žica i uvući u uske otvore. Pošto uz to imaju i mnogo manji toplotni kapacitet od živinih termometara to ne izazivaju toliko promene u temperaturi tela koje se ispituje. Termoelementi imaju zato mnogobrojne primene i u fiziologiji a ne samo u fizici.

Pri električnim merenjima može termoelektrični efekat da bude uzrok grešaka. U većem kolu uvek ima različitih metala, a često su dovoljne različite osobine delova istog metala pa da se pri malim temperaturnim razlikama javi termoelektrične sile. Ti se izvori grešaka mogu izbeći ako se izvrše dva merenja sa suprotnim pravcima struje u kolu, pa se uzme njihova srednja vrednost.



Sl. 79. Termoelement



Sl. 80. Dokaz Peltier-ovog efekta

67. *Peltijeov efekat* je obrnuti termoelektrični efekat. Ako kroz dva metala protiče struja onda se njihovo mesto dodira zagreva ili hladi prema pravcu struje. To je lako razumljivo. Ako struja ima takav pravac da se pri prenosu elektrona iz jednog metala u drugi treba da vrši rad, ako dakle drugi metal spram prvoga ima negativan kontaktni napon, onda se elektroni usporavaju a u obrnutom slučaju ubrzavaju. Sa usporavanjem elektrona nastupa i smanjivanje njihove termičke energije, odnosno sa ubrzavanjem nastupa povećanje ove energije. U prvom slučaju npr. pri prelazu elektrona iz antimona (Sb) u bizmut (Bi) nastupa hladjenje, pri suprotnom pravcu struje nastupa zagrevanje mesta kontakta. Pošto je pravac kretanja elektrona suprotan sa pozitivnim pravcem struje, to se spojno mesto antimona i bizmuta zagreva kad struja ide u pravcu antimon-bizmut, a hladi se kad je pravac suprotan. Sl. 80 pokazuje udvojeni vazdušni termometar za dokaz Peltier-ovog efekta. Ako struja teče s desna na levo, onda se tečni cilindar u spojnoj cevi kreće takodje s desna na levo, što je dokaz da se desni spoj zagreva a levi hladi.

II ELEKTRIČNE STRUJE U TEČNIM PROVODNICIMA.

68. *Provodljivost tečnosti. Elektroliza.* Izuzev metale u tečnom stanju i rastopljene soli, većina tečnosti su vrlo rdjavi provodnici, velikim delom čak i odlični izolatori, pod pretpostavkom da su hemiski čiste. U mnogim slučajevima, kad se kod čistih tečnosti zapazi slaba provodljivost, nije sigurno da ona ne potiče od tragova nečistoće. Tako je hemiski čista voda izvanredno rdjav provodnik. Na osnovu ranije iznetog jasno je da provodljivost jedne tečnosti zavisi od toga, da li se u tečnosti nalaze slobodno pokretni naelektrisani deli: joni i elektroni.

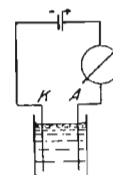
U čist sud se uspe destilisana voda i u nju potope dve platinske pločice koje se preko osetljivog ampermetra vežu za polove akumulatorske baterije (4—10 volti, sl. 81) Ampermetar pokazuje slabu struju, što je dokaz da voda koja nije potpuno hemiski čista, slabo provodi. Ako se sada vodi doda nekoliko kapi neke kiseline ili malo rastvora ma koje soli, struja odmah postaje jača i raste sa koncentracijom. Provodljivost vode potiče isključivo od tela koja su u njoj rastvorena. Ali sva rastvorena tela ne povećavaju provodljivost, tu osobinu imaju samo soli, baze i kiseline.

Slične pojave kao kod vode, samo u slabijoj meri, zapažaju se i kod drugih tečnosti. Specifična provodljivost tečnosti ne dostiže nikada provodljivost metala.

Metalne pločice potopljene u tečnosti a koje služe za dovoz struje, zovu se *elektrode*. Ona koja je vezana sa pozitivnim polom baterije zove se *anoda*, a sa negativnim polom spojena: *katoda*. Struja teče u tečnosti od anode ka katodi. Tečnost koja provodi struju zove se *elektrolit*, a pojave koje prate prolaz struje kroz elektrolit nazivaju se *elektroliza*.

Sem vodenih rastvora, izrazito elektrolitičko provodjenje imamo kod izvesnih rastopljenih soli. To je sasvim razumljivo kod onih soli čiji su kristali već sastavljeni od jona i koji u rastopu kao takvi ostaju a još postaju slobodno pokretni. Ali ima takvih kristala čiji se joni u rastopljenom stanju svedinjuju u neutralne molekule. Dakle, sve soli čiji su kristali sastavljeni od jona, ne provode elektrolitički u rastopljenom stanju.

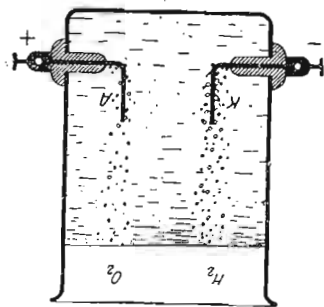
69. *Pojave na elektrodama.* Ako se preko platinskih elektroda propusti struja kroz vodu zakišeljenu, npr. pomoću sumporne kiseline, na elektrodama se zapaža živo razvijanje gasova (sl. 82). Za tačnije ispitivanje ove pojave služimo se *voltametrom* (razlikovati od voltmetra!) kod koga se gasovi razvijeni na elektrodama skupljaju u zasebne cevi. Pokazuje se da se na katodi razvija dvaput više gasa nego na anodi. Kad se



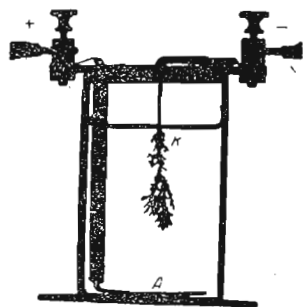
Sl. 81. Provodljivost vode

ti gasovi ispituju, konstatuje se da se na anodi razvio kiseonik (zapali ili živo sagori užareno parče drveta), a na katodi vodonik (sagoreva plavičastim plamenom). Kiseonika nema tačno dvaputa manje od vodonika, jer se jedan deo kiseonika rastvori u vodi. Ako se gasovi zajedno uhvate i ponešaju dobija se *praskavi gas* koji sadrži 2 dela vodonika i 1 deo kiseonika. Ovo se može konstatovati po eksploziji smeše koja se hvata u epruveti pod vodom ili se propušta kroz sapunicu pa se mehuri upale (predostrožnost!!)

Vrlo čpa pojava se zapaža kad se propušta struja kroz vodeni rastvor olova acetata, pri čemu je anoda olovna ploča a katoda parče olovne žice.



Sl. 82. Elektroliza vode



Sl. 83. Olovno drvo

Na katodi se hvata olovo u kristalnom obliku i gradi lepo razgranato drvo (olovno drvo sl. 83).

79. Elektrolitička disocijacija. Gde god ima kretanja električnih punjenja, gde god teče električna struja, mora uvek biti i pokretnih nosilaca ovih punjenja, kao što su to elektroni u metalima. Kod elektrolita prilikom prolaska struje ovi nosioci su delovi atoma rastvorenog tela. Ovi nosioci se nalaze uvek u svakom elektrolitu i ne postaju tek usled napona na elektrodama u tečnosti. Ako je npr. u vodi rastvorena kuhinjska so, ona se ne nalazi u vodi u molekularnom obliku, kao molekuli $NaCl$, već su Na — atomi, ako koncentracija nije i suviše velika, odvojeni od atoma Cl , a sem toga su Na — atomi naelektrisani pozitivno a Cl atomi negativno. U takvom stanju se atomi, a i svi naelektrisani atomski i molekularni deli, zovu *ioni*. Raspadanje molekula ili kristalnoga tela na ione prilikom rastvaranja, zove se *elektrolitička disocijacija*. Prilikom rastvaranja sumporne kiseline, H_2SO_4 , od svakog molekula H_2SO_4 postaju dva pozitivna H jona (ne jedan H_2 jon!) i jedan negativan SO_4 jon, kod rastvora bakra sulfata, $CuSO_4$, po jedan pozitivan Cu i jedan negativan SO_4 jon. Pošto su ovde u pitanju atomi, to količina elektriciteta na jonima može biti samo mali ceo umnožak elementarnog električnog kvantuma. Pokazalo se da je broj ovih elementarnih kvantuma jednak valentnosti koju atom ili atomska grupa ima u uočenom hemiskom jedinjenju. Od elemenata, koji stoje u levim grupama periodskog sistema, dakle vodonik i metali, naelektrisani su pozitivno, elementi u desnim grupama su skoro uvek negativni. Ostaci kiseline (radikali) kao SO_4 imaju negativno punjenje i to

od onoliko elementarnih kvanta, koliko odgovara njihovoj hemskoj valentnosti, SO_4 jon ima npr. dva negativna elementarna kvanta. Što voda ima na rastvorena tela naročito jako disocirajuće dejstvo, dolazi zbog naročito velikog električnog momenta njenih molekula. Ovi momenti obrazuju na vrlo maloj daljini oko pojedinih molekula veoma jaka lokalna električna polja koja su neposredan uzrok disocijacije. Od velikih električnih momenata molekula vode, dolazi i njena neobično velika dielektrična konstanta ($\epsilon = 81$).

71. Mehanizam provodjenja kod elektrolita. Faraday-evi zakoni. Ako se između elektroda koje su potopljene u elektrolit uspostavi napon, onda se i u elektrolitu isto kao i u metalu javlja električno polje usled koga se počinju kretati nosioci električnih šarži i to pozitivni joni u pravcu polja ka katodi K , a negativni nasuprot ka anodi A (sl. 84). Na kretanje jona može se primeniti isto rezonovanje koje je u § 53. izneto za elektrone u metalima i to još sa većim pravom, jer u ovom slučaju više odgovara stvarnosti. Zato i za elektrolite na stalnoj temperaturi važi Ohmov zakon.

Sile koje se opiru kretanju jona su različite veličine jer su i joni različite vrste. Na jon hlora dejstvuje pet puta veća sila otpora nego na jon vodonika. Zbog toga su brzine jona u elektrolitu različite. Brzina koju ima jedan jon pri jačini polja od 1 volta na cm., zove se njegova *pokretljivost* (sравни § 53).

Pošto pozitivni joni idu na katodu a negativni na anodu, to se pozitivni joni zovu još i *katjoni* a negativni *anjoni*.

Pošto su u elektrolitu električna punjenja vezana za ione, to pri prolazu struje i joni sa šaržama dospevaju na elektrode. U mnogim slučajevima se ovo *taloženje* ili *izdvajanje* na elektrodama vidi, a nekad joni hemiski reaguju sa elektrodama (§ 72.)

Neka je n broj jona nataloženih u 1 sec. (naelektrisanih atoma ili atomskih grupa) na jednoj od elektroda, μ masa jednog atoma, z njegova hemiska valentnost, ϵ električni elementarni kvantum, dakle $z\epsilon$ količina elektriciteta na jednom jonu. Svaki jon kao, što je pomenuto, nosi onoliko elementarnih šarži koliko iznosi njegova valentnost. Jačina struje tj. količina elektriciteta koji dospe u 1 sec. do elektrode iznosi

$$i = n z \epsilon. \quad (1)$$

Masa nataložena na elektrodi u 1 sec. iznosi $n\mu$, a za vreme t

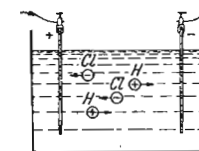
$$m = n\mu t. \quad (2)$$

Iz jednačine (1) i (2) izlazi da je masa m koju struja i nataloži za vreme t

$$m = \frac{\mu}{z\epsilon} it = Ait = A e \quad (3)$$

gdje je

$$A = \frac{\mu}{z\epsilon} \quad (4)$$



Sl. 84. Shema kretanja jona u rastvoru hlorovodenične kiseline

a $e = i \cdot t$ količina elektriciteta vezana sa masom m (§ 52). Jednačina (3) predstavlja I Faraday-ev zakon elektrolize (1833) koji iskazuje: *Nataložene količine (mase) m su srazmerne jačini struje i , vremenu proticanja t , dakle količini elektriciteta e , i jednoj konstanti A .* Konstanta A zove se *elektrohemiski ekvivalent* a zavisi od vrste jona, jer ona prema jedn. (4) sadrži masu jona μ i njegovu valentnost z . Ako sa desne strane jednačine (4) pomnožimo brojičitelj i imeničitelj sa brojem atoma u atom gramu, sa Avogadrovim brojem N , onda je brojičitelj $N \mu$ jednak atomskoj težini jona α , odnosno, ako se jon sastoji iz više atoma (npr. SO_4) jednak zbiru atomskih težina sastavnih delova. Zato možemo napisati:

$$A = \frac{n \mu}{z N \epsilon} = \frac{\alpha}{z F} \quad (5)$$

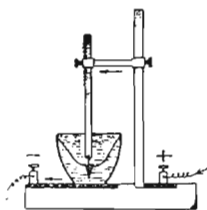
gde je

$$F = N \epsilon \quad (6)$$

Faraday-eva konstanta. Jednačina (5) sadrži drugi Faraday-ev zakon: *Elektrohemiski ekvivalenti jona stoje u odnosu količnika njihovih atomskih težina α i valentnosti z tj. kao njihove hemijske ekvivalentne težine.* Na mesto atomskih težina dolaze kod grupa koje se sastoje iz više atoma npr. SO_4 , zbirovi atomskih težina njihovih sastavnih delova. Elektrohemiski ekvivalent A je prema jedn. (3) broj grama odgovarajućih jona koji dodju na elektrodu sa količinom elektriciteta $e = 1$ kulon, tj. pri jačini struje od 1 ampera, za vreme od 1 sekunde. Faraday-eva konstanta F je proizvod dvaju univerzalnih konstanti pa s toga ni ona ne zavisi od vrste tela tj. od vrste jona niti od spoljašnjih uslova. Njena najverovatnija vrednost (za srebro) iznosi

$$F = N \epsilon = 96481 \text{ kulon/gramatom odnosno mol.} \quad (7)$$

Kad se uzme $\epsilon = 1,6020 \cdot 10^{-19}$ kulona, nalazi se da je Avogadrov broj $N = F/\epsilon = 6,0225 \cdot 10^{23}$, što se dobro slaže sa rezultatima nadjenerim na drugi način.



Sl. 85. Srebrni voltametar

Količina elektriciteta koju sobom nosi gram atom ili mol z -valentnih jona, iznosi prema tome $z N \epsilon$. Na primer kod dvovalentnog bakra ili dvovalentne grupe SO_4 ona iznosi $2 N \epsilon$. U priloženoj tabeli dati su neki elektrohemiski ekvivalenti A , zatim atomske težine α tih elemenata i njihova valentnost z . Vrednosti za Faraday-ovu konstantu izračunate iz odnosa $F = N \epsilon = \alpha / zA$ pokazuju da se one medju sobom dobro slažu i njihova srednja vrednost $F = 96480$ odgovara računskom rezultatu koji se dobija polazeći od vrednosti za N i ϵ .

Kad je elektrohemiski ekvivalent nekog tela poznat, može se prema jedn. (3) iz nataložene količine m toga tela izračunati jačina struje i . Pošto se m i t mogu vrlo tačno da mere, to ovo, mešto zametno merenje jačine struje, daje veoma tačne vrednosti. Za ova merenja služimo se srebrnim ili bakarnim voltametrom (sl. 85) kod koga se srebro, odnosno bakar, talože na platinjskoj katodi.

Elektrohemiski ekvivalenti

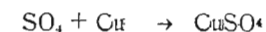
	A. 10 ³	α	Z	Z. A. 10 ³	F
H	0,0 045	1,008	1	0,01045	96469
Ag	1,11815	107,880	1	1,11815	96481
O	0,0829	16,000	2	0,1658	96502
Cu	0,3294	63,57	2	0,6588	96493
N	0,0484	14,008	3	0,1452	96473
Al	0,0936	26,97	3	0,2808	96047
Sn	0,3683	118,70	4	1,2332	96254
V	0,1057	50,95	5	0,5285	96405
U	0,4119	238,07	6	2,4714	96330

72. Hemiske reakcije na elektrodama. Vrlo često se pri elektrolizi vodenih rastvora ne talože na elektrodama sastojci rastvorenih tela, već sastojci vode vodonik i kiseonik. Ove pojave se objašnjavaju hemiskim reakcijama koje se vrše na elektrodama (Danielli, 1839). Posmatraćemo slučaj razblažene sumporne kiseline H_2SO_4 , u kojoj se na svaka dva pozitivna H jona nalazi jedan negativan SO_4 jon. H joni idu na katodu na koju s druge strane dospevaju kroz provodnik i elektroni sa izvora struje. Na površini katode se svaki H jon jedini sa jednim elektronom i pretvara u neutralni atom vodonika. (Treba obratiti pažnju na sledeće: U smislu naše definicije pravca struja, pozitivnu struju u elektrolitu sačinjavaju pozitivni joni koji idu ka katodi, s druge strane katode — u žici, negativno naelektrisanu elektroni koji dolaze na katodu iz suprotnog pravca). Po dva H atoma sjedinjuju se i grade jedan H_2 molekul. Tako se na katodama javlja u mehurima vodonik koji se penje i može se hvatati. Ovde se dakle neposredno izdvaja jedan od sastojaka rastvorenog tela. Drugo se dešava na anodi. Tu svaki dvovalentni SO_4 jon predaje dva elektrona elektrodi i usled toga postaje električno neutralan. U ovome stanju on može da reaguje sa vodom, pod pretpostavkom da ne stupa u reakciju sa elektrodom (vidi niže). Zašto jedan jon stupa u hemisku reakciju tek pošto izgubi svoju šaržu, biće objašnjeno u § 73. Gornja reakcija ide po sledećoj shemi



Oslobadaju se, dakle, atomi kiseonika koji daju molekule na anodi. Sumporna kiselina koja pri ovome postaje ponovo se disocira u rastvoru. Pošto na jedan SO_4 jon dolaze dva vodonična jona to na jedan izdvojen O molekul dolaze dva H_2 molekula. Tako se sastojci vode razlažu u tačnom odnosu i rezultat elektrolize je razlaganje vode.

Ako je anoda od bakra ili nekog drugog neplemenitog metala, onda SO_4 jon ne reaguje sa vodom već sa tim metalom. Gradi se npr.

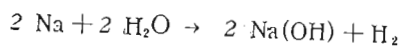


sulfat bakra koji prelazi u rastvor i disocira se na Cu i SO_4 i nema izdvajanja na anodi. Na katodi se kao i ranije razvija vodonik. Za taj gubitak rastvor dobija sa anode po jedan dvostruko naelektrisan Cu jon na dva nataložena jednostruko naelektrisanu H jona. Pri tome se

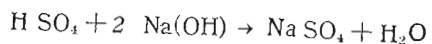
anoda postepeno rastvara. Na mesto rastvora sumporne kiseline postepeno postaje rastvor bakra sulfata iz koga se tada bakar taloži na katodu.

Ako smo od početka elektrolize već imali rastvor CuSO_4 , onda se odmah Cu taloži iz rastvora na katodu a sa anode bakar prelazi u rastvor, tako da rastvor ostaje nepromenjen. Dakle bakar sa anode prelazi kroz rastvor na katodu.

Pri prolasku struje preko platinskih elektroda kroz rastvor natrijum sulfata, Na_2SO_4 , natrijumovi joni idu na katodu, dobivaju tamo po jedan elektron i time postaju sposobni da hemijski reaguju. Stvarno stupaju u reakciju sa vodom i daju natrijum hidroksid uz oslobađanje vodonika iz vode

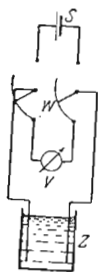


SO_4 joni idu na anodu i tamo kao što je već opisano sa vodom reaguju dajući kiseonik koji se oslobađa i sumpornu kiselinu koja ostaje u rastvoru. Sumporna kiselina i natrijum hidroksid difuzijom se mešaju u rastvoru i tamo reaguju. Ponovo postaju natrijum sulfat i voda prema jednačini:



Rastvor dakle ostaje hemijski nepromenjen i rezultat je ponovo razlaganje vode. Koncentracija rastvora usled toga postepeno postaje sve veća.

73. Elektrolitička polarizacija. Ako se kroz elektrolit propušta struja preko dve jednake elektrode, pa se zatim iz kola isključiti izvor i prekinu struja, zapaža se da između elektroda postoji izvestan napon, *polarizacioni napon*, suprotan naponu koji je postojao na elektrodama za vreme prolaska struje. Kad se sada elektrode spoje onda kroz kolo duže ili kraće vreme protiče struja, i ćelija Z u kojoj se nalaze elektrode, postala je sada i sama električni izvor i ima izvesnu elektromotornu silu koja se po sle izvesnog vremena u zatvorenom kolu gubi. Da bi dokazali ovu *elektromotornu silu polarizacije* služimo se platinskim elektrodama koje su potopljene u sud Z sa elektrolitom i prethodno pustimo da kroz ćeliju izvesno vreme teče struja iz izvora S . Zatim se pomoću komutatora W iz kola isključiti izvor S a elektrode spoje sa voltmetrom V . (Sl. 87).



Sl. 86. Dokaz polarizacionog napona

ta različitost je proizišla otuda što su se prilikom prolaska struje na elektrodama nataložila različita tela.

Ako je elektrolit npr. sumporna kiselina, onda će anoda biti pokrivena kiseonikom a katoda vodonikom. Isti polarizacioni napon se može postići, ne propuštajući prethodno električnu struju, ako se pusti da oko

anode struji kiseonik, a oko katode vodonik. Polarizacioni napon se javlja i onda, ako su elektrode od različitih metala potopljene u istu tečnost, ili ako su one od istog metala ali je tečnost na mestu gde su elektrode nešto različita, bilo da je nejednaka koncentracija jednog rastvorenog tela ili da se u tečnosti nalazi više rastvorenih tela. Ovo se može postići na taj način što se ćelija koja sadrži tečnost podeli na 2 dela stavljajući u nju zemljani negledjosan sud, kroz čije se pore tečnosti teško mešaju, a struja može da protiče.

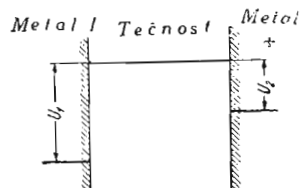
Postanak polarizacionog napona objašnjava Nernst na sledeći način. Ako se neki metal nalazi u tečnosti, onda se na metalu javlja proces koji potpuno odgovara isparavanju. Kao što sa površine tečnosti odlaze molekuli sve dotle dok njena gasovita faza iznad tečnosti ne dostigne određenu gustinu tj. dok ne bude zasićena, tako iz metala u tečnost prelaze pozitivni metalni joni i to dotle, dok se i u ovom slučaju ne dodje do određenog zasićenja. Isparavanje metala u tečnostima je mnogo življe od isparavanja u vakuumu (koje se najčešće praktično ne može ni da dokaže) ili u nekom gasu. To dolazi otuda što između tečnosti i metalnih jona deluju sile, koje neobično mnogo olakšavaju izlazak metalnih jona sa površine metala. Ovo se označava kao afinitet između metalnih jona i tečnosti.

Pretpostavićemo prvo da sa metala ne prelaze u rastvor pozitivni joni nego neutralni atomi metala. Ovaj će proces trajati sve dotle dok se ne dostigne ona gustina atoma u rastvoru kada je broj atoma koji u jedinici vremena usled difuzije ponovo ulaze u metal jednak broju atoma koji izlaze iz metala dakle isto kao pri isparavanju tečnosti. Toj gustini bi odgovarao određen osmotski pritisak rastvorenih atoma metala, koji ćemo nazvati njihovim *rastvornim pritiskom*. Ali u stvari mi imamo jone metala. Usled njihovog prelaska u rastvor metal se naelektriše negativno a tečnost pozitivno, pa na graničnom sloju između metala i tečnosti postaje električno polje koje teži da pozitivne jone vrati u metal i to utoliko jače, ukoliko je veća gustina jona u tečnosti. Polje dakle ubrzava difuziju jona ka metalu i čini da se uspostavi stacionarno stanje već pri manjoj gustini jona u tečnosti, nego što bi to bio slučaj kad bi imali neutralne atome metala. Stacionarno stanje je dakle onda dostignuto, kada je broj jona metala koji u jedinici vremena predju u rastvor jednak broju onih jona koji pod dejstvom difuzije i polja u graničnom sloju ponovo ulaze u metal. Ovo stanje je dostignuto, kada napon između tečnosti i metala koji je posledica njihove naelektrisanosti dostigne izvesnu vrednost. Ovo zavisi od temperature. U graničnom sloju između metala i tečnosti se javlja dakle *skok potencijala*. Ti skokovi su uzrok elektrolitičke polarizacije.

Ako se u tečnosti nalaze dve elektrode od različitih metala, ili od istog metala u različitim tečnostima ili najzad ako su i elektrode i tečnosti različite, skok potencijala na njima nije isti. Ako na jednoj elektrodi on iznosi U_1 , na drugoj $U_2 < U_1$ (sl. 87), onda druga elektroda spram prve ima pozitivan napon. Ona postaje anoda a prva elektroda katoda tako formiranog elementa. U otvorenom kolu ovaj element ima napon $U_1 - U_2$ između elektroda prema tome i elektromotornu silu $E = U_1 - U_2$. Kad se elektrode spolja spoje onda u spoljašnjem kolu teče struja od anode ka katodi, a u elementu od katode ka anodi. Ova

struja pokreće pozitivne jone metala od katode ka anodi. Joni sa katode prelaze u rastvor, dok se iz rastvora talože na anodi. Struja teče sve dotle dok cela katoda ne pređe u rastvor, ili, dok se cela anoda ne prevuče materijalom od koga je katoda, tako da više ne postoji razlika između elektroda.

Jasno je kako nastupa polarizacija elektroda koje su u početku bile jednake. Talozjenje na elektrodama izaziva izvesnu različitost na njihovim graničnim površinama. Isto tako je razumljivo da elektromotorna sila polarizacije postepeno iščezava, kad se polarizovana ćelija upotrebi kao električni izvor. Struja koju taj izvor daje uvek ima takav pravac,



Sl. 87. Uz elektrolitičnu polarizaciju

pri kome teži da otkloni nejednakost površina. Kod jednoga voltmetra sa platinskim elektrodama u razblaženoj sumpornoj kiselini, polarizacija nastupa usled toga što se elektrode prevuku slojem vodonika i kiseonika. Potencijalska razlika između elektroda nestaje, čim se ovi slojevi mehaničkim putem uklone.

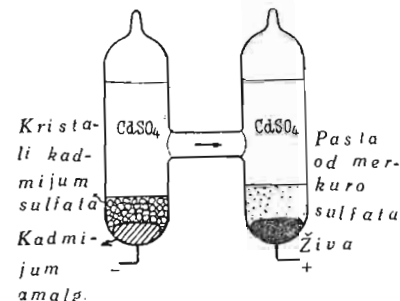
74. Otpor elektrolita. Za elektrolite pri stalnoj temperaturi važi Ohmov zakon. Kao što je već napomenuto to dolazi otuda, što je brzina jona srazmerna električnoj sili koja na njih deluje, a broj jona ne zavisi od jačine struje. Otpor elektrolita zavisi od pokretljivosti jona, od njihovog broja (koncentracije) i od njihovog električnog punjenja (valencije). Sem toga otpor naravno zavisi i od geometrijskog oblika zapremine tečnosti kroz koju protiče struja i od temperature. Elektroliti imaju *negativan temperaturni koeficijent otpora*, njihov otpor opada kad temperatura raste.

Zbog polarizacije elektroda ne može se otpor elektrolita neposredno meriti pomoću jednosmislene struje. Zbog polarizacije, čija elektromotorna sila deluje nasuprot stavljenom naponu, dobijaju se prividno veći otpori. Ali da se elektrode polarizuju potrebno je izvesno vreme. Zato se za merenje otpora uzima naizmenična struja čiji se pravac brzo menja, tako da elektromotorna sila polarizacije nema vremena da dostigne neku primetnu vrednost. Od metoda za merenje najčešće se upotrebljava Wheatston-ov most, samo što se u mesto galvanometra u most stavlja telefon u kome se čuje zujanje kad struja prolazi kroz most. Ovo zujanje prestaje kad se otpori izjednače kao što je to ranije izvedeno. Kao izvor naizmenične struje, najčešće se uzima mali induktor.

75. Galvanski elementi, Akumulatori. Izvori struje kod kojih elektromotorna sila i struja dolazi usled elektrolitične polarizacije, nazivaju se *elementi*. Prost element načinićemo npr. ako u razblažen rastvor sumporne kiseline potopimo dve elektrode od cinka i bakra. Rđjava strana ovih jednostavnih elemenata je u tome, što se njihova elektromotorna sila smanjuje kad se iz njih uzima struja, i to usled toga, što baš ta struja izaziva novu polarizaciju, koja je suprotna prvobitnoj polarizaciji. Od praktičnog značaja su danas još jedino tzv. *suvi elementi*, jedna vrsta *Leclanché-ovih elemenata*. Njihova anoda je ugali okružen piruluzitom, koji oksidacijom odstranjuje razvijeni vodonik, i na

taj način sprečava polarizaciju. Katoda je od cinka, a elektrolit je koncentrovan rastvor nišadora, kome se iz praktičnih razloga doda izvesna supstanca koja ga upija.

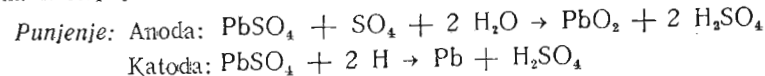
Za precizna fizička merenja važni su *normalni elementi* koji su tako načinjeni, da imaju konstantnu elektromotornu silu. Kod *Weston-ovog elementa* jedna elektroda je živa, pokrivena pastom od merkuro-sulfata (Hg_2SO_4). Elektrolit je rastvor kadmijum sulfata, a druga elektroda je od kadmijuma ili od kadmijum-amalgama. U elektrolitu se nalaze kristali kadmijum sulfata te je on uvek zasićen (Sl. 88). Elektromotorna sila Weston-ovog elementa iznosi na $20^\circ C$ 1,01830 Volti. Iz normalnih ele-



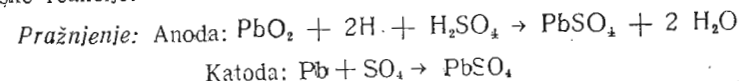
Sl. 88. Weston-ov element

menata ne sme se uzimati struja, nego ih kod kompenzacionih metoda treba staviti u granu kroz koju ne protiče struja. (§ 56) U protivnom slučaju njihov napon se menja i ne može se kontrolisati sa dovoljnom tačnošću. (§ 63).

Kod *akumulatora* se u razblaženom rastvoru sumporne kiseline (H_2SO_4) nalaze dve ploče od olova, koje se u rastvoru prevuku slojem olova sulfata ($PbSO_4$). Ako se kroz takvu ćeliju propusti struja pri naponu od oko 6 V, onda se elektrode polarizuju. Negativni SO_4 joni iz rastvora prelaze na anodu, pozitivni H joni idu na katodu. Na elektrodama nastupaju sledeće reakcije:



Na anodi se dakle gradi superoksid olova (PbO_2) a na katodi ostaje čisto olovo. Istovremeno voda iz rastvora ulazi u sastav sumporne kiseli, tako da elektrolit postaje koncentrovatiji. Ako se posle izvesnog vremena prekine struja, onda elektrode koje su sada postale hemijski različite, daju elektromotornu silu nešto veću od 2 volta. Akumulator je »napunjen« pa se može upoređiti kao izvor struje. Kod pražnjenja struja teče u suprotnom smislu od struje pri punjenju. Iz rastvora negativni joni SO_4 idu na katodu (čisto olovo) a pozitivni H joni idu na PbO_2 elektrodu (anodu). Pri tome se dešavaju sledeće hemijske reakcije:



Elektrode prelaze dakle u svoje prvobitno stanje. Sumporna kiselina, koja je postala za vreme punjenja, iščezava i gradi se voda. Sve promene koje su se javile pri punjenju iščezavaju ako struja pražnjenja traje dovoljno dugo.

Ovde je opisan prost olovni akumulator. Za praktične ciljeve se on može na razne načine unekoliko izmeniti. Količina elektriciteta (proizvod i t koji se izražava u amper-časovima i zove kapacitet akumulatora) utoliko je veća ukoliko je veća količina hemijski transportovanih tela prilikom punjenja. Zato se upotrebljavaju rešetkaste olovne elektrode u koje je upresovan olova superoksid odnosno olovo u poroznom stanju. Hemiske reakcije sa takvim elektrodama ne vrše se samo na njihovoj spoljašnjoj površini, već i na površini mnogobrojnih pora u unutrašnjosti samih elektroda.

Ako se pusti da struja teče duže no što je potrebno za završetak hemiske reakcije, onda se na katodi razvija vodonik što je znak da je punjenje završeno.

Minimalni napon potreban za potpuno punjenje akumulatora iznosi 2,6 volti. Elektromotorna sila posle punjenja iznosi oko 2,05 volti. Koristan efekat struje, tj. odnos količina elektriciteta koje prodju kroz akumulator za vreme pražnjenja i punjenja, iznosi oko 95%. Ali energija koja se može iskoristiti pri pražnjenju iznosi svega 85% od energije utrošene za punjenje. To dolazi usled toga što akumulator ima svoj unutarnji otpor, i prilikom pražnjenja jedan deo energije odlazi na Džaulovu toplotu.

Znatna mana olovnog akumulatora je njegova velika težina. Zato postoji čitav niz drugih akumulatora sa lakšim metalima. Na prvom mestu treba pomenuti *Edison-ov akumulator*. Njegove elektrode u nenapunjenom stanju su $Fe(OH)_2$ i $Ni(OH)_2$. Pri punjenju se pretvaraju u Fe i Ni_2O_3 . Elektrolit je kalijum hidroksid. Elektromotorna sila ovog akumulatora iznosi oko 1,25 volti.

Pojavljivanje električne energije u elementima ili akumulatorima dolazi, kao što smo videli, od hemiskih procesa koji menjaju elektrode. Po principu održanja energije električna energija je morala postati na račun neke druge energije i njen izvor treba tražiti u hemiskim promenama. Ove promene su stvarno uvek egzotermne, tj. takve kod kojih se oslobadja energija, kao što je npr. zagrevanje prilikom rastvaranja cinka u sumpornoj kiselini. Moglo bi se pretpostaviti da ova hemiska energija u elementima ili akumulatorima potpuno prelazi u električnu energiju. To se samo ponekad dešava. U većini slučajeva jedan deo hemiske energije prelazi u toplotu i element se zagreva pri prolazu struje. Može se desiti da je proizvedena električna energija veća od hemiske energije. U tom slučaju element se pri opterećenju strujom hladi i jedan deo električne energije dolazi od toplote koju element uzima od svoje okoline.

76. Lokalne struje. Sasvim čisti metali, npr. cink i gvozdje, kao što je poznato, teško reaguju sa kiselinama, dok hemijski nečisti reaguju lako. Ovde je u pitanju elektroliza. Ako se u nekom metalu nalaze sitni delovi drugih metala ili zardjala mesta, onda izmedju tih raznih delova postoji potencijalska razlika; oni čine sa kiselinom male, kratko spojene galvanske elemente. Ako se u cinku npr. nalazi nešto

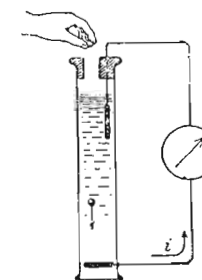
bakra, onda u razblaženoj sumpornoj kiselini izmedju bakra i cinka teku struje nazvane *lokalne struje*, koje stalno prenose jone SO_4 sa cink, tako da se može javiti živa reakcija $Zn + SO_4 \rightarrow ZnSO_4$. Bez lokalnih struja joni SO_4 bi, doista dolazili na cink, ali vrlo sporo putem difuzije.

Slične pojave se javljaju uvek kada se različiti metali dodiruju u kiselinama ili solnim rastvorima. Zato se na ladjama, naročito u morskoj vodi, ne smeju ostavljati na spoljašnjoj strani u dodiru neprevučeni, goli metali, jer usled lokalnih struja brzo može da propadne onaj metal, koji se spram drugog naelektriše negativno.

77. Elektroliza u tehnici. Elektroliza ima mnogo tehnički važnih primena. U velikim razmerama, u *elektrometalurgiji*, putem elektrolize se dobijaju vrlo čisti metali. Pri tome je važno da su polarizacioni naponi za jone različitih metala nejednaki. Zato se pogodnim izborom napona pri elektrolizi može podesiti, da se iz rastvora izdvaja samo željeni metal a ne i nečistoće čiji je polarizacioni napon viši od upotrebljenog napona. Od velikog značaja je dobijanje *elektrolitičkog bakra*; više od polovine svetske proizvodnje bakra dobija se tim putem. Kao anoda ovde se uzima nečist sirov bakar, kao elektrolit rastvor bakra sulfata zakiseljen sumpornom kiselinom. Elektrolitički bakar je vrlo čist i sadrži 0,1—0,2% primesa. Od sve većeg značaja postaje dobijanje *elektrolitičkog gvozdja*, koje ima sličan stepen čistoće kao i bakar. Ovo gvozdje ima veliki magnetni permeabilitet i malu histereziju (§ 105 i 109), pa je zbog toga važan faktor u elektrotehnici. *Aluminijum* se na veliko dobija elektrolizom ilovače sa dodatkom natrijum fluorida, na temperaturi od oko 950°. Na odgovarajući način dobijaju se na veliko i drugi laki metali. *Vodonik*, koji se upotrebljuje u hemiskoj industriji, pri autogenom zavarivanju, pri sečenju metala pomoću duvaljke za praskavi gas, za punjenje vazдушnih balona itd. dobija se najčešće elektrolizom natrijum hidroksida ili natrijum karbonata izmedju gvozdenih elektroda.

Prevlačenje jednog metala drugim (posrebljivanje, niklovanje itd.) *galvanostegija*, vrši se pretežno elektrolizom. Dobijanje otisaka, *galvanoplastika*, jeste taloženje debljeg sloja metala na obliku (kalupu) koji služi kao katoda, a koji se može učiniti provodnikom ako to već nije, posipajući ga ugljenim prahom.

78. Elektrokinetičke pojave. Ako se u neku tečnost unese neki čvrst izolator, onda se njegova površina naelektriše spram tečnosti. Tako se na primer lopta od parafina u vodi naelektriše negativno a molekuli vode oko nje pozitivno. Ova pojava dolazi usled tesnog dodira izmedju površine izolatora i vode i ima isti uzrok kao i elektricitet trenja (§ 65). Ako se ovako naelektrisano telo nalazi izmedju dveju elektroda izmedju kojih postoji potencijalska razlika, onda se ono kreće u električnom polju prema jednoj od elektroda, kao što se kreću joni u *elektrolitu*. Ova pojava se naziva *elektroforeza*. Ona se često javlja



Sl. 89. Dokaz konvekcione struje

kod koloidalnih delića koji lebde u tečnosti. Naelektrisani molekuli tečnosti koji se nalaze na delićima, kreću se u suprotnom pravcu od delića. I na izvesnim poroznim površinama koje predstavljaju pregradni zid u nekoj tečnosti može nastupiti naelektrisavanje. U tom slučaju pri prolazu struje tečnost se kreće samo u jednom smislu, pa sa jedne strane pregradnog zida stoji na višem nivou nego sa druge (elektroosmoza). Ako se staklene loptice puste da padaju u sud sa vodom u kome se pri dnu i pri vrhu nalazi po jedna elektroda (sl. 89) koje su spojene sa galvanometrom, onda za vreme pada galvanometar skreće. Usled toga što se naelektrišu, loptice predstavljaju pokretne nosioce elektriciteta i njihovo kretanje daje električnu struju koja spolja teče kroz galvanometar. Ovakve struje se zovu *konvekcione*, a cela oblast pojava *elektrokinetika*.

III Električne struje u gasovima

79. *Mehanizam provodjenja struje u gasovima.* Gasovi su u običnom stanju sastavljeni iz molekula koji su električno neutralni, pa prema tome u njima nema slobodnih prenosilaca elektriciteta. Zato je, na pr. atmosferski vazduh odličan izolator. Gas počinje da provodi tek kada se u njemu proizvedu ili u njega unesu pokretni naelektrisani delići. Ako se između elektroda koje se nalaze u gasu uspostavi napon, onda se pozitivno naelektrisani delići kreću ka negativnoj elektrodi, katodi, a negativno naelektrisani idu na anodu, pozitivnu elektrodu. Kroz gas tada protiče struja, koja se zove *gasno pražnjenje*.

Razlikuju se dve vrste pražnjenja: *zavisno* i *samostalno* ili *nezavisno pražnjenje*. Kod zavisnog pražnjenja prenosioци električnih punjenja nalaze se u gasu usled nekog uzroka, koji sa samim prolazom struje nema nikakve veze. Kod nezavisnog pražnjenja većina naelektrisanih delića postaje usled samog mehanizma pražnjenja, i to usled *jonizacije sudarom*. Ova jonizacija sastoji se u tome da već naelektrisani delići koji se nalaze u gasu od električnog polja dobijaju tako veliko ubrzanje da su u stanju pri sudaru sa molekulima da ih razdvoje na pozitivne i negativne jone (odnosno elektrone), dakle da *jonizuju gas*. No joni koji su postali na ovaj način dobijaju takodje ubrzanje u polju, pa su i oni u stanju da izazovu novu jonizaciju sudarom. Ali da bi nezavisno pražnjenje moglo uopšte da otpočne, potrebno je da se u gasu već nalazi izvestan broj jona. To je uvek slučaj, jer se svuda nalaze tragovi radioaktivnih tela, koja stvaraju jone. Pražnjenje u gasu uvek počinje slabim zavisnim pražnjenjem, takozvanom *Townsend-ovom* strujom i prelazi u nezavisno pražnjenje tek kada je usled jonizacije sudarom proizveden dovoljan broj jona.

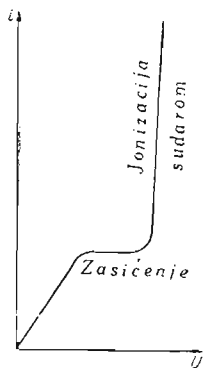
Za ovo obično nije dovoljan broj jona koji postaju pri sudaru molekula sa primarnim jonima. Većinom je potrebno, da bi pražnjenje prešlo u nezavisno, da i novi joni sa svoje strane sudarom prouzrokuju dalju jonizaciju. Sposobnost za jonizaciju stiču joni usled ubrzanja koje dobijaju u polju između elektroda. Potrebno je da energiju potrebnu za jonizaciju dobiju za vreme između dva sudara, a to znači da jačina polja u gasu mora biti tolika, da joni na putu između dva sudara (dužina slobodnog puta) predju minimalni napon ΔU , jer energija potrebna za jonizaciju iznosi $\epsilon \cdot \Delta U$ (ϵ punjenje jona). Ukoliko je veća dužina slobodnog puta, ukoliko je dakle manja gasna gustina, utoliko je potreban niži napon da pražnjenje predje u nezavisno. U trenutku *paljenja*, to jest prelaza u nezavisno pražnjenje, jačina struje naglo poraste (sl. 90).

89. *Zavisno pražnjenje.* Jonizacija koja je potrebna kod zavisnog pražnjenja može se proizvesti na više načina. Kod *zapreminske jonizacije* joni postaju usled nekog dejstva koje deluje jonizujući na same gasne molekule. Kod *površinske jonizacije* joni se unose u gas i najčešće polaze sa površine jedne elektrode.

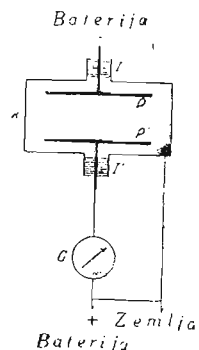
Zapreminska jonizacija se dakle sastoji u raspadanju ili cepanju gasnih molekula na pozitivne i negativne jone (odnosno elektrone). Ovo raspadanje može nastupiti usled dejstva Rentgenovih zrakova, ili usled zračenja radio-aktivnih tela, ili na dovoljno visokoj gasnoj temperaturi (§ 82). Pošto joni nastaju uvek usled raspadanja električno neutralnih molekula, to je zbir pozitivnih punjenja jednak zbiru negativnih punjenja, i struja u tako jonizovanom gasu predstavlja uvek istovremeno kretanje pozitivnih jona ka katodi, a negativnih ka anodi.

Površinska jonizacija se dobija na prvom mestu kada se katoda osvetli zracima malih talasnih dužina (fotoelektrični efekat — v. dalje), ili usijavanjem katode. U ta dva slučaja imamo samo kretanje elektroda, sem ako se ne javi jonizacija usled sudara.

Ako u gasu nema električnog polja, pa se vrši zapreminska jonizacija, onda se uspostavlja ravnoteža između jona koji se stvaraju usled nekog spoljašnjeg uzroka i jona koji se ponovo spajaju u neutralne molekule (*rekombinacija*). U tom slučaju koliko se u jedinici vremena proizvede novih jona, toliko isto iščezava usled rekombinacije pozitivnih i negativnih jona u neutralne molekule. I pri niskim naponima rekombinacija ima važnu ulogu. Brzina jona je tada tako mala da se veliki broj na putu ka elektrodama ponovo sjedini, a to smanjuje jačinu struje. Ukoliko je napon viši, utoliko je manji broj tih iščezlih jona. Zato se u početku struja pojačava sa povećanjem napona (sl. 90). Pri-



Sl. 90. Promena jačine struje u gasu sa naponom



Sl. 91. Uredjaj za ispitivanje pražnjenja u gasovima

čava. To se međutim može desiti i pre no što nastupi zasićenje. U tom slučaju na krivoj nema horizontalnog dela (sl. 90). Naglo pojačanje struje označava početak samostalnog pražnjenja.

Nešto slično imamo i kod površinske jonizacije. Razume se da ovdje ne može biti rekombinacije, pošto imamo samo elektrone. Ali usled njihovog termičkog kretanja izvestan broj se vraća na elektrodu. Ukoliko je napon viši, utoliko je i broj ovih elektrona koji ponovo difunduju u elektrodu manji, a struja jača. I ovdje najzad nastupa jonizacija sudarom kao i struja zasićenja. Izvesnu ulogu igraju i takozvana *prostorna punjenja* (§ 83), koja se javljaju u gasu, jer se u njemu nalaze samo naelektrisani delići jednog znaka.

Na sl. 92 imamo prost uredjaj za ispitivanje struje u gasovima. Gas se nalazi u metalnom sudu *K*, koji je spojen sa zemljom, te služi istovremeno i kao Faradejev kavez. U gasu se nalaze dve izolovane elektrode *P* i *P'*, između kojih se uspostavlja napon. Pomoću galvanometra može se ispitivati kako zavisi jačina struje od napona kada se gas jonizuje.

51. *Termojonske pojave.* Ako se napunjenom elektroskopu približi neki usijani metal, elektroskop se dosta brzo isprazni, što je dokaz da je okolni vazduh usled prisustva usijanog metala postao provodnik. Prenosioci elektriciteta koji se javljaju tom prilikom u vazduhu potiču iz usijanog metala i sastoje se najvećim delom od elektrona. Ako se metal jako usija, pa se upotrebi kao anoda, jačina struje u gasu naročito se ne menja, jer elektroni koji izlaze iz anode usled električnog polja opet se vraćaju na anodu. Ako se međutim usija katoda, onda usled toga što elektroni idu ka anodi i neionizovan gas provodi struju. Ovdje imamo slučaj da struja u jednom pravcu prolazi mnogo lakše no u drugom, čak praktično može da prolazi samo u jednom pravcu (*unipolarno provodjenje*). Izvesni usijani oksidi (*Wehnelt*-ova katoda) emituju naročito mnogo elektrona.

Gustina elektronske struje *j* koja polazi od usijane katode na temperaturi *T* po *Richardson-ovom zakonu* iznosi

$$j = AT^2 e^{-\frac{b}{T}}$$

gde je *A* univerzalna konstanta, koja prema teoriji ima vrednost 60,2 amp. cm². grad². Druga konstanta *b* zavisi od materijala i vezana je sa radom koji je potrebno izvršiti da jedan elektron izidje van površine metala.

Izlaženje elektrona iz metala može da se uporedi sa isparavanjem vode iz nekog zagrejanog sudjera. Iz hladnog metala elektroni ne mogu da izlaze, jer se slobodni elektroni u njemu nalaze zatvoreni kao gas u nekom sudu, a na površini metala deluju sile koje sprečavaju izlazak, kao što površinski napon deluje na molekule tečnosti. Sa povišenjem temperature raste i termička brzina elektrona. Na posletku njihova kinetička energija postaje tolika da mogu da izvrše rad potreban za izlazak iz metala, slično molekulima tečnosti pri isparavanju. Broj takvih elektrona raste sa temperaturom.

Iz metala koji nisu sasvim čisti na višim temperaturama izlaze takodje i joni (*termojoni*). Na to naročito utiču tragovi alkalnih metala.

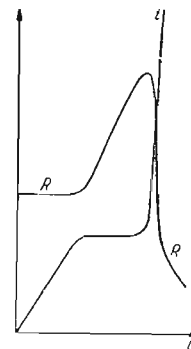
82. *Temperaturska jonizacija.* Na visokim temperaturama postaje termičko kretanje molekula toliko živo da se molekuli pri sudarima cepaju na jone. Na dovoljno visokim temperaturama nisu, prema tome, postojani višeatomi molekuli. Zato se spektri molekula javljaju samo na površinama najhladnijih zvezda, a ne vide se više na pr. na Suncu. U unutrašnjosti zvezda gde vladaju temperature do 20 miliona stepeni, čak su i atomi dalje raspadnuti, te im nedostaje veći ili manji deo njihovog elektronskog omotača. Atomi su, dakle, jako jonizovani. Jaka jonizacija materije na Suncu sleduje iz posmatranja po kojima u sunčevim pegama postoje jaka magnetna polja. To potiče otuda što su sunčeve pege vrtlozi jonizovanih gasova, koji predstavljaju električne kruzne struje (§ 94).

Gasovi se mogu jonizovati i plamenom. Usled toga je plamen provodnik. Ako se žica koja je vezana sa listićima napunjenog elektroskopa unese u plamen gasa za osvetljenje (koji je vezan sa zemljom), elektroskop se odmah isprazni. Najbolje sredstvo da se naelektrisana staklena šipka ili drugi izolatori brzo isprazne sastoji se u tome što se nekoliko puta provuku kroz plamen gasa za osvetljenje.

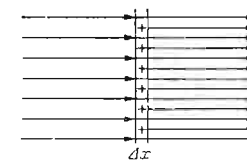
83. *Otpor i karakteristika gasa koji provodi. Prostorna punjenja.* I kod gasa koji provodi može se, kao kod čvrstih i tečnih provodnika, definisati otpor kao veličina $R = U/i$. No dok je kod čvrstih i tečnih provodnika ova veličina na stalnoj temperaturi konstantna, i ne zavisi od jačine struje i napona, kod gasova to nije slučaj. Na sl. 92 data je još jednom kriva koja odgovara sl. 90, takozvana *karakteristika gasa* koji provodi, a u isto vreme pokazuje kako se $R = U/i$ menja kao funkcija napona. Na prvom rastećem pravolinijskom delu je R konstantno, zatim raste u oblasti zasićenja, a zatim, u oblasti jonizacije sudarom, opet opada. Prema tome, Omov zakon važi za jonizovan gas samo pri niskom naponu, no iz drugih razloga nego kod čvrstih i tečnih tela. Kod ovih poslednjih je broj nosilaca punjenja u jedinici zapremine stalan. Linearno povećavanje jačine struje s povećanjem napona dolazi otuda što je kod njih prosečna brzina ovih delića srazmerna naponu. Medjutim kod jonizovanog gasa u svakoj sekundi i u svakoj jedinici zapremine *iznova nastaje* isti broj nosilaca punjenja, odnosno u svakoj sekundi se, pri površinskoj jonizaciji, unosi nov, ali isti broj nosilaca punjenja. Jačina struje morala bi u stacionarnom stanju, nezavisno od napona, biti jednaka zbiru novo proizvedenih jonskih punjenja u 1 sekundi — kad se oslobodjena punjenja ne bi udaljavala iz gasa, bilo rekombinacijom vraćanjem na elektrode (difuzijom) itd. Pri niskom naponu od pretežnog dejstva su ove poslednje pojave. Ali ukoliko se pri povećanju napona nosioc brže dovode na elektrode, utoliko je veći broj onih koji izbegnu rekombinaciju i povratnu difuziju u elektrode, dakle u toliko je veći broj nosilaca punjenja koji preostaju za struju. Stoga je u jonizovanom gasu jačina struje isprva srazmerna naponu, jer je broj nosilaca punjenja koji učestvuju u struji srazmeran naponu.

Ako je medjutim dostignuto zasićenje, taj broj ne može više da raste, i pri povećanju napona jačina struje ostaje bez promene. Ona postaje jača tek kada se usled jonizacije sudarom javi novi nosioc punjenja.

Od čvrstih i tečnih provodnika se gasovi razlikuju i po tome, što podjednako dugi delovi homogenog gasnog stuba, čiji je presek konstantan, ne moraju imati isti otpor, ako se ovaj izračunava kao količnik U/i delimičnog napona i jačine struje, koja je svuda ista. To potiče otuda što se u jonizovanim gasovima javljaju *prostorna punjenja*, što nije slučaj kod čvrstih i tečnih provodnika. Kod gasova broj pozitivnih i negativnih punjenja u jedinici zapremine nije isti, i usled toga prostornog punjenja ni jačina polja u gasu nije svugde ista. Takvo prostorno punjenje postoji na pr. pri površinskoj jonizaciji s termoelektronima, pri kojoj se javljaju samo negativna punjenja. Pri pravoj zapreminskoj jonizaciji prostorna punjenja nastaju pored ostlog i otuda što se pozitivni i negativni nosioc punjenja, koji nastaju u čitavom prostoru, kreću prema katodi odn. anodi i usled toga u jednom delu nastaje višak pozitivnih, a u drugom negativnih punjenja. Prostorno punjenje može dakle



Sl. 92. Karakteristika i otpor gasa pri provodjenju



Sl. 93. Uz izvođenje Poisson-ove jednačine

postati i usled nosilaca punjenja koji miruju i usled onih koji se kreću. U slučaju stacionarnog pražnjenja i prostorna punjenja su konstantna, jer tada u jednoj sekundi u svaki element zapremine gasa ulazi istonoliko nosilaca punjenja koliko iz njega izadje.

Na slici 93 pretstavljen je presek površine 1 cm^2 pozitivnog prostornog punjenja, normalan na električno polje, a debljine Δx . Vrednost jačine polja normalnog na taj sloj levo od njega iznosi E . Prema Taylor-ovom obrascu njegova vrednost s desne strane biće $E + \Delta x \frac{dE}{dx}$. Ako je ρ gustina prostornog punjenja, dakle količina punjenja na 1 cm^3 sloja, onda desno iz sloja, prema § 37 jedn. (6), izlazi $4\pi\rho\Delta x$ linija sile više, pa je za tu vrednost jačina polja s desne strane veća. Prema to-

$$\text{tj. je } E + \Delta x \cdot \frac{dE}{dx} = E + 4\pi\rho \Delta x \text{ ili}$$

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{d^2U}{dx^2} 4\pi\rho \quad (1)$$

(Poisson-ova jednačina), jer je prema ranijem $E = -dU/dx$, ako U označava napon u pojedinim tačkama polja. Napon U ne menja se dakle linearno s razdaljinom od elektroda. ρ je prema znaku prostornog punjenja pozitivno ili negativno.

Naročito su složeni odnosi ako imamo razredjene gasove u kojima je slobodna putanja jona i elektrona velika, te oni izmedju dva sudara sa molekulima, dostižu znatna ubrzanja u električnom polju. Odnosi se još više komplikuju pojavom jonizacije sudarom. Pri dovoljno velikoj jačini polja mogu onda i ovi joni dobiti dovoljnu brzinu da se osposobe za jonizaciju sudarom, itd. Na taj način broj jona koji može da učestvuje u pražnjenju raste kao lavina. Karakteristika gasa tada opada (§ 62), i, ukoliko to nije sprečeno dovoljno velikim zaštitnim otporom, nastupa kratak spoj kroz gas.

84. *Oblici samostalnog pražnjenja na višim pritiscima.* Videli smo da se u blizini napunjenog provodnika na onim mestima gde površina njegova ima mali poluprečnik krivine, ili gde prelazi u šiljak, vlada naročito velika jačina polja. Usled ove velike jačine, može da se javi u okolnom gasu jonizacija usled sudara i da na taj način otpočne pražnjenje kroz gas. Pri ovakvom pražnjenju, u vazduhu se vidi crvenkasto-ljubičasta svetlost. Oblik pražnjenja je pramenast i unekoliko se razlikuje prema tome da li je punjenje na provodniku pozitivno ili negativno. Ova vrsta pražnjenja se zove venac (korona) a kod šiljaka *pražnjenje kroz šiljkove*.

Ovakvo pražnjenje se može zapaziti ponekad na vodovima visokog napona od više hiljada volti, i ono predstavlja neželjeni gubitak energije. Pošto se ono javlja utoliko pre ukoliko je prečnik provodnika manji, to se često za visok napon umesto običnih žica, upotrebljavaju šuplji provodnici većeg prečnika. Na šiljcima počinje pražnjenje već pri naponu od 1000—1500 volti. Pri tome rastojanje druge elektrode relativno nema velikog uticaja, jer se glavni pad napona nalazi u neposrednoj blizini šiljka. Napon napunjenog elektroskopa brzo spada na 1000—1500 volti, kad se na njega stavi igla (na deo u vezi sa listićima). U mraku, pražnjenje kroz šiljkove, može se jasno videti pri radu indukcionog kalema ili influentne mašine. Ovakvo se pražnjenje može videti na metalnim i drugim šiljcima, kada u atmosferi pred početak nepogode, vlada naročito jako električno polje.

Dok se kod gornjeg pražnjenja kreću relativno male količine elektriciteta, kod *varničnog pražnjenja* dolaze u obzir velike količine, dakle jake struje. Varnično pražnjenje se javlja u obliku udara pri visokom naponu. U opštem slučaju i ono se javlja kao i pražnjenje kroz šiljkove, kad je gasni pritisak približno jednak ili veći od atmosferskog pritiska. Veličanstven primer ove vrste pražnjenja imamo kod munje, koja se javlja izmedju dva oblaka ili izmedju oblaka i zemlje, kad napon izme-

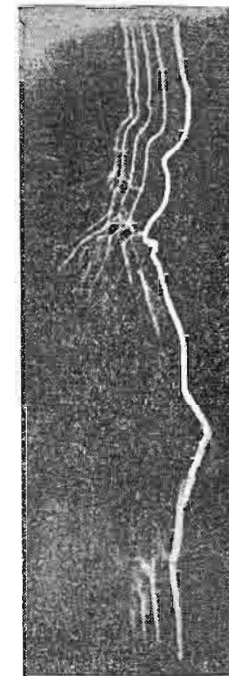
dju njih iznosi nekoliko miliona volti. Pri svakoj varnici čuje se i oštar pucanj, koji postaje usled toga, što se za vrlo kratko vreme pražnjenja razvije velika količina Joule-ove toplote, koja naglo poveća pritisak gasa na putanji varnice. Izjednačenje pritiska u gasu se čuje kao pucanj. Na taj način se objašnjava i grmljavina. Ovakva vrsta pražnjenja se može dobiti, kad se na pr. dve metalne lopte (varničnik) spoje sa polovima influentne mašine snabdevene lajdenskim flašama, ili sa indukcionim kalemom. Iz transformatora za visok napon, mogu se dobiti varnice duge po nekoliko metara. Boja varnice u vazduhu je crvenkasto-ljubičasta, ali zavisi jako i od vrsta elektroda koje prilikom pražnjenja malo isparavaju. Napon pri kome se varnica javlja, zavisi od oblika i rastojanja elektroda, a sem toga od vrste i pritiska gasa. Iz merenja su poznati naponi pri kojima se javlja varnica izmedju lopti ili izmedju ploče i šiljka. Zato se dužina varnice može upotrebiti za merenje napona. Dalje se pomoću varnice može udesiti, da napon izmedju dva provodnika ne predje izvesnu određenu granicu. Namesti se varničnik izmedju provodnika i razmak izmedju njegovih elektroda se tako odmeri, da varnica skoči kad se dostigne u provodnicima predviđen napon. Razume se da se ovaj način regulisanja napona može primeniti samo za visok napon.

Na sl. 94 se vidi snimak varnice na fotoagrafskoj ploči koja se brzo kreće. Početak je na levoj strani slike. Vidi se kako se varnica postepeno formira i takoreći traži svoj put. Slične pojave se mogu zapaziti i na munjama.

Kad se na putu varnice nalazi tečan ili čvrst izolator, pri dovoljno visokom naponu varnica može da ga probije. Čvrsto telo je tada probušeno. Inače varnica može da sklizne duž površine izolatora.

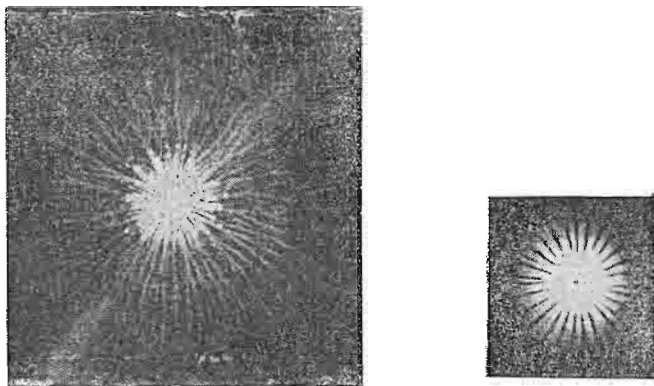
Prilikom pražnjenja kroz šiljkove, kao i pri varničnom pražnjenju, u vazduhu nastupaju hemiske promene. Od vazdušnog kiseonika (O_2) stvara se ozon (O_3), a kiseonik sa azotom gradi okside azota. Usled ovih gasova se oseća karakterističan miris u blizini električnih mašina za visok napon. Oni su štetni kad se udišu u većoj količini.

Gromobran (Franklin) ne dejstvuje kao što se često pretpostavlja, na taj način što sprečava udar groma slabeći dejstvom šiljaka visok napon u atmosferi. Za tako šta su količine elektriciteta koje dolaze u pitanje i suviše velike. Oni pre služe tome, da prilikom udara groma osiguraju elektricitetu put koji nije opasan po zgradu. Velika jačina polja koja se javlja na šiljku gromobrana, upravo potpomaže da do pražnjenja dodje baš na tom mestu i to utoliko pre ako na šiljku već nastupi pražnjenje.



Sl. 94. Snimak varnice na pokretnoj fotoagrafskoj ploči.

Ako prilikom varničnog pražnjenja ili pražnjenja kroz šiljkove ovo naidje na prepreku od čvrstog neprovodnika, na pr. na staklenu ploču, ono se na njemu širi na svojstven način. Putanje pražnjenja se mogu učiniti vidljivim na razne načine, na pr. naknadnim posipanjem sumpornog cveta, koji jače prijanja na tim putanjama nego na drugim mestima ili dejstvom pražnjenja na fotografsku ploču. Ove pojave se nazivaju *električne* ili *Lichtenbergove figure*. Putanje imaju različit izgled prema tome da li je elektroda koja ih proizvodi pozitivna ili negativna (sl. 95).

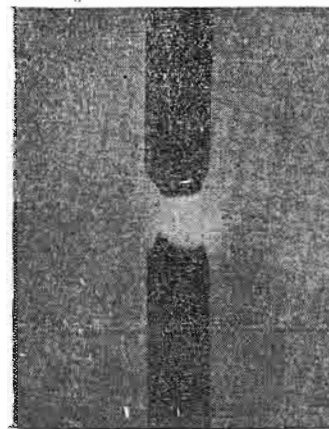


Sl. 95. a) pozitivna, b) negativna Lichtenbergova figura na fotografskoj ploči

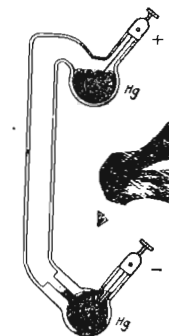
Ako se između dve šipke od ugljena uspostavi napon od najmanje 60 volti, i one posle dodirivanja razmaknu (pri čemu treba uključiti otpor, da ne bi došlo do kratkog spoja), onda se između njih u vazduhu, a takodje i u drugim gasovima, javlja svetlosni luk (*Voltin luk*), ako pritisak nije mnogo manji od 1 atmosfere. Dok se šipke dodiruju, pri čemu mesto dodira pretstavlja vrlo veliki otpor, jer je površina mala, ugljenovi se na tom mestu usijaju, te negativni ugali emituje elektrone (kao usijani metal, § 81). Ovo dalje omogućava samostalno pražnjenje i pošto se šipke razmaknu. Prilikom daljeg pražnjenja ugali se takodje zagreva, i to pozitivna šipka daleko više od negativne. Na pozitivnom polu stvara se udubljenje, krater, koji zrači intenzivnu belu svetlost (sl. 96). I gas između elektroda zrači beličastu svetlost, jer sadrži usijane čestice ugljena, koje je pražnjenje povuklo sa sobom. Pri pražnjenju se vidi plavičast plamen, koji potiče od sagorevanja ugljena. Kroz voltin luk mogu proticati struje od mnogo ampera. Pod povoljnim uslovima u njemu vlada temperatura od oko 4000 stepeni. Voltin luk se u tehnici široko primenjuje bilo kao izvor svetlosti, ili pri zavarivanju odnosno sečenju metala.

Važan je dalje luk koji se javlja pri pražnjenju između živinih elektroda u živinnoj pari (sl. 97). Pri pražnjenju se živine elektrode jako zagreju, tako da je napon živine pare u cevi relativno visok, a luk prolazi kroz živinu paru kao kroz vazduh između ugljenih elektroda. Sam luk svetli intenzivno, a naročito je bogat ultraljubičastim zracima, koji

moгу da izadju iz cevi, ako je ona načinjena od kvarca ili naročitoг stakla koje propušta ultraljubičaste zrake. Takve lampe (živine kvarc-lampe) primenjuju se u medicini zbog jakog fiziološkog dejstva ultraljubičastog zračenja. Živine lampe upotrebljavaju se i za osvetljavanje ulica.



Sl. 96. Voltin luk



Sl. 97. Živina lampa

Da bi živina lampа počela da svetli, obično se mora nagnuti, tako da kroz živu nastupi kratak spoj između elektroda. Odmah zatim treba lampu vratiti u normalan položaj gorenja. Pri prekidanju kontakta između elektroda javlja se pražnjenje. Cev u kojoj se pražnjenje vrši može se napuniti nekim plemenitim gasom pod niskim pritiskom. U njoj se javlja pražnjenje već pri naponu koji daje mreža za osvetljenje. Ovo pražnjenje izaziva zagrevanje i isparavanje živinih elektroda, čija para posle izvesnog vremena postaje jedini nosilac pražnjenja.

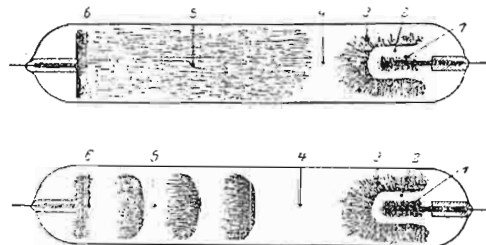
Između živine i gvozdene elektrode može doći do pražnjenja samo kada je živa katoda, a gvoždje anoda. Ako se na takvu cev stavi naizmenični napon, struja će kroz nju teći samo za vreme one poluperiode kada su ispunjeni gornji uslovi. Za vreme druge poluperiode struja neće proticati. Ovaj način ispravljanja naizmenične struje, koji se može primeniti i kod struja vrlo velike jačine, koristi se u elektrotehnici kod *živinih ispravljača*, na primer za napajanje električnih vozova.

Lučno pražnjenje ima padajuću karakteristiku (§ 83). Zato je uvek potrebno u kolo staviti otpor, da bi se jačina struje održala u željenim granicama, i time sprečio kratak spoj kroz luk.

55. Tinjavo pražnjenje. Katodni zraci. Kanalski zraci. Ako se između elektroda cevi za pražnjenje na sl. 99 stavi napon od nekoliko stotina volti, u njoj se ne javlja pražnjenje kad je pritisak gasa jednak atmosferskom pritisku. Ali kad se šmirkom gasni pritisak u cevi smanji, do nekoliko cm. žive, onda između elektroda, čija razdaljina može da iznosi od 10—100 cm., počinje pražnjenje koje je vrlo slično varničnom pražnjenju. Između anode i katode vidi se vijugava svetla traka. Kad

se gasni pritisak i dalje smanjuje, ova se traka širi dok postepeno ne ispunji celu cev. Pri tome se zapažaju jasno različita svetla i tamna mesta (sl. 98 i 99). Katoda (desno), koja može biti u obliku ploče ili šiljka, obavijena je tankim slojem crvenkasto-žute svetlosti, ako se u cevi nalazi vazduh. To je prvi katodni sloj (1). Zatim dolazi prostor bez svetlosti (2), *Crookes-ov ili Hittorf-ov tamni prostor*. Ovaj prostor je oštro ograničen negativnom tinjavom svetlošću (3), koja je u vazduhu plavičasta. Zatim dolazi *Faraday-ev tamni prostor* (4), a iza njega ostatak cevi je ispunjen pozitivnim stubom (5), čija je boja u vazduhu crvenkasto-ljubičasta i koji može izgledati bilo neprekidan (sl. 98) ili izdjeljen na svetle i tamne pojaseve (sl. 99). Površina anode (levo) često je prekrivena tinjavom svetlošću koja u vazduhu ima crvenkastu boju.

Ova vrsta opisanog pražnjenja (*tinjavo pražnjenje*) javlja se kad je pritisak gasa u cevi oko 1 mm Hg. Ako se pritisak i dalje smanjuje, onda se povećavaju prvo delovi oko katode (2 i 3) i Faraday-ev tamni prostor obrnuto srazmerno sa pritiskom. Pozitivan stub se sve više skraćuje i povlači ka anodi dok sasvim ne iščezne. Pozitivan se stub gubi i



Sl. 99. Pražnjenje u cevima pri raznim pritiscima

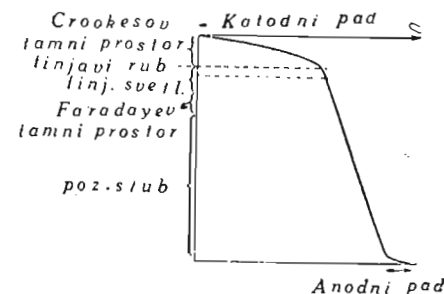
onda, kada se pri stalnom pritisku u cevi sa pokretnim elektrodama, sve više i više smanjuje razmak između anode i katode. Katodni delovi koji prate pražnjenje se pri tome ne menjaju. Ako se pritisak toliko smanji, ili ako se razdaljina između elektroda toliko smanji, da anoda udje u negativnu svetlost (3), onda se pražnjenje gasi, sem ako se napon između elektroda ne povisi. Iz ovoga se vidi da su za pražnjenje najvažniji delovi Crookes-ov tamni prostor i negativna tinjava svetlost.

Kad se napon odražava dovoljno visok da pražnjenje ne prestaje i pri daljem razredjenju gasa, onda svetlosne pojave postaju sve slabije dok ih na pritisku od 10^{-3} do 10^{-4} mm Hg sasvim ne nestane. Tada se na zidu cevi naspram katode, javi zelenkasta ili ljubičasta svetlost fluorescencije stakla.

Za razumevanje tinjavog pražnjenja, zamislimo da se u cevi kao na sl. nalazi gas pod pritiskom od nekoliko mm Hg, i da stalno povećavamo napon između elektroda. Videli smo već ranije da usled tragova zapreminske jonizacije, već pri sasvim niskom naponu počinje da teče, istina vrlo slaba, struja (sl. 91). Pojačanje struje posle zasićenja, dolazi usled jonizacije sudarom. Ona nastupa na taj način što naelektrisani delići koji imaju veliku brzinu, razdvajaju pritiskom sudara sa neutralnim molekulima ove na dva suprotno naelektrisana dela. Tako sa

povišenjem napona raste i broj naelektrisanih delića i sve veći broj negativnih jona ide na anodu, odnosno pozitivnih na katodu. Kada brzi pozitivni joni udaraju u katodu, oni su u stanju da iz nje oslobode elektrone. Oslobodjeni elektroni sa velikom brzinom idu ka anodi, pa i sami mogu da proizvode nove jone duž svoga puta, tako da struja u početku naglo raste. Pri datom dovoljno visokom naponu se brzo uspostavlja stacionarno stanje, pri čemu je broj elektrona koji u jedinici vremena oslobadaju pozitivni joni sa katode upravo dovoljan, da bi oni sa svoje strane u jedinici vremena proizveli za to potreban broj pozitivnih jona. Tada prolaz struje kroz gas postaje nezavisan od svake spoljašnje jonizacije, koja je bila potrebna samo za početno paljenje. U tom slučaju imamo *samostalno pražnjenje*. Najniži napon koji je potreban pa da takvo pražnjenje otpočne, zove se *napon paljenja*.

Pražnjenje ima tada oblik predstavljen na sl. 98 i 99. Posmatraćemo sada raspodelu potencijala pri ovakvim pražnjenjima. Ona se može odrediti pomoću jedne tanke žice koja se unosi u razne delove cevi kao sonda i meri njen napon spram katode elektrometrom. Na sl. 100 je predstavljen tok potencijala u cevi sa neprekidnim pozitivnim stubom. Neposredno od katode do početka negativne tinjave svetlosti (3), potencijal se naglo penje. Napon između katode i negativne svetlosti se zove *pad na katodi*. U negativnoj tinjavoju svetlosti se napon umereno penje, a zatim strmi je u pozitivnoj svetlosti. Kad je pozitivan stub izdjeljen na zone (sl. 99) napon se stepenasto menja. Na anodi najzad postoji kratak ali strm uspon napona t. zv. *pad na anodi*.



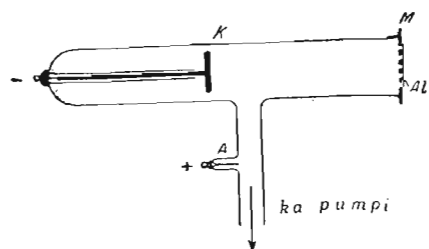
Sl. 100. Tok potencijala pri tinjavom pražnjenju

Već smo videli da su delovi pražnjenja oko katode od pretežne važnosti za održavanje tinjavog pražnjenja. To je sada razumljivo. Pozitivni joni koji udaraju u katodu, najveći deo svoje energije dobijaju usled katodnog pada, a to isto važi i za elektrone koji napuštaju katodu. Velicina pada napona na katodi je dakle merodavna za održavanje stacionarnog pražnjenja. U pozitivnom stubu ni pozitivni ni negativni joni nemaju tako velike brzine, pa se zato tu vrši rekombinacija i eksitacija (§ 80). U svaki element prostora za isto vreme udje onoliko naelektrisanih delića jednog znaka koliko iz njega izadje, pa jačina polja — gradijent potencijala — ne mora biti veća nego što je potrebno za održavanje ovoga kretanja. Na anodi, usled stalnog odlaska pozitivnih jona, javio bi se izvestan manjak u ovima da nema dovoljno velike jačine polja usled koje se javlja jonizacija sudara.

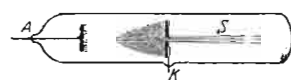
Negativna tinjava svetlost obuhvata pri maloj jačini struje, samo manji deo katode. Kad jačina struje raste, ova svetlost se širi srazmerno jačini, tako da gustina struje ostaje konstantna. Pri tome se pad na katodi ne menja (*normalni pad*). Ali ako usled povišenja napona poraste jačina struje, kad je već cela katoda pokrivena, onda raste i pad na katodi (*nenormalan pad*). Normalni pad na katodi zavisi od vrste gasa i od metala elektroda. On je najmanji za plemenite gasove i elektropozitivne metale i iznosi na pr. za natrijumovu katodu u neonu 75 volti U neonskim lampama iz trgovine (»glimlampama«) su elektrode najčešće od gvoždja. Katodni pad tada iznosi oko 150 volti, tako da one svetle pod naponom mreže za osvetljenje (220 V). Kod ostalih metala i gasova normalni katodni pad iznosi od 200 do 450 volti. No on se može veoma sniziti upotrebom usijanih katoda. To je jasno, jer takva katoda već i sama emituje elektrone, te se i pri manjoj kinetičkoj energiji pozitivnih jona uspostavlja stacionarno pražnjenje.

Pri udaru pozitivnih jona o katodu može ova izbacivati atome metala koji se talože na zidovima cevi (*katodno rasprašivanje*). To se koristi pri pravljenju tankih metalnih slojeva (poluprovodna ogledala i td.).

Sada možemo razumeti i pojave koje se javljaju pri sasvim niskim pritiscima u cevi. I sada kao i ranije — iako u mnogo manjem broju — udaraju pozitivni joni o katodu i iz nje izbijaju elektrone. No ukoliko pritisak opada i slobodna putanja elektrona raste te postaje približno jednaka ili čak i veća od dužine cevi, utoliko će biti manji broj elektrona



Sl. 101. Lenardova cev



Sl. 102. Kanalski zraci

koji sudarom jonizuju molekule gasa. Većina elektrona protiče kroz celu cev bez sudara i udara sa punom energijom o suprotan zid cevi gde izaziva fluorescenciju. Ti elektroni koji odleću upravo sa katode zovu se *katodni zraci*. Njih je otkrio *Plücker* (1858) a prvi bliže ispitivao *Hittorf*. Pod dejstvom katodnih gasova fluorescencija ne samo staklo, već i veliki broj drugih tela, naročito minerali i soli.

Katodni zraci i pored svoje male mase imaju, zbog velike brzine, znatnu kinetičku energiju. Pri udaru o neki zasklon na kome izgube svoju brzinu, u stanju su da ga zagreju pa čak i usijaju (peći s katodnim zracima.)

Katodni zraci u mnogim slučajevima izazivaju i hemiske promene. Tako na pr. dejstvuju na fotografsku ploču. Ako takvu fotografsku ploču razvijemo, videćemo da su izložena mesta pocrnela.

U gasovima pod niskim pritiskom mogu katodni zraci da predju putanje od više metara. No oni prolaze i kroz tanke slojeve čvrstih i tečnih tela (*H. Hertz*). Lenard je to koristio da izvede katodne zrake van cevi za pražnjenje (sl. 101). On je na zidu cevi napravio katode *K* načinio metalno sito *M* koje je prevukao tankim aluminijumskim listom *Al*. Cev je na taj način zatvorena jer list preko mreže izdržava spoljnji pritisak. Kroz list mogu katodni zraci da prodju u spoljašnji prostor. Katodni zraci koji su na taj način izišli iz cevi za pražnjenje, zovu se *Lenardovi zraci* (O skretanju katodnih zraka u električnom i magnetnom polju v. § 97).

Ako se upotrebi izbušena katoda, primetiće se iza nje i kako iz »kanala« izlaze fini svetli snopovi (S). — Kanalski zraci, koje je otkrio *Goldstein* (1886), [Sl. 102]. To su pozitivni joni, koji lete ka katodi i proleću kroz njene kanale. Masa ovih pozitivnih jona jednaka je masi molekula ili atoma gasa u cevi. Njihovo specifično punjenje (§ 97) može se, kao i kod katodnih zrakova, odrediti iz skretanja u električnom i magnetnom polju. (*W. Wien* 1897/98). Za ove ogledne potrebna su mnogo jača polja no kod katodnih zrakova, jer je masa kanalskih zrakova znatno veća. Kanalski zraci nisu duž svoje putanje stalno pozitivno naelektrisani, jer usled sudara sa drugim molekulama mogu nastupiti promene znaka punjenja. Tako oni mogu biti negativno naelektrisani pa i neutralni. Njihovo punjenje može biti umnožak električnog elementarnog kvantuma. Električna i optička ispitivanja kanalskih zrakova, izvanredno su važna za atomsku fiziku.

Ako se na anodu koja se može zagrevati, stave izvesne metalne soli, posebno soli alkalnih metala, onda ona na temperaturi od 1000 do 1500 stepeni emituje u malim količinama pozitivne jone onih metala, koji ulaze u sastav soli (Anodni zraci). Emisija pozitivnih delića koju smo pomenuli u § 81 potiče uglavnom otuda, što se u datom metalu nalaze tragovi takvih tela.

56. Atmosferski elektricitet. Pomenuli smo već u § 44 da Zemlja ima negativno punjenje od oko $6 \cdot 10^5$ kulona, a da usled toga u atmosferi postoji električno polje upravljeno ka Zemlji, čija jačina u blizini zemljine površine iznosi oko 1,3 Volt/cm, a opada sa visinom. No u zemljinoj atmosferi uvek ima jona oba znaka koji potiču od različitih uzroka (radioaktivno zračenje, kosmički zraci, dejstvo ultraljubičaste sunčeve svetlosti). Broj tih jona nije neznan. Usled zemljinog električnog polja, ovi joni se kreću, i pozitivni idu ka Zemlji, a negativni uvis. Ovo ustvari predstavlja električnu struju, čija je jačina, uzeta za celu zemljinu površinu, oko 1500 ampera. Usled ove struje trebalo bi punjenje Zemlje da nestane u toku od nekoliko minuta, i da električno polje Zemlje iščezne, kada ne bi postojali drugi procesi koji ih stalno održavaju. Ove procese treba tražiti u nepogodama, koje stalno snabdevaju Zemlju novim negativnim punjenjima. Iako su nepogode većinom lokalnog karaktera, one su ipak daleko češće no što se to obično misli, pri njima se pretvaraju ogromne količine energije. Ceni se da se godišnje dogodi oko 16 miliona nepogoda, i prosečno 100 munja u svakoj sekundi. Napon pri kome se munja javlja iznosi oko 10^9 volti, a jačina polja oko 10^4 Volt/cm. Jačina struje u munji, čije trajanje iz-

nosi 10^{-3} sec. ceni se na $2 \cdot 10^4$ ampera. Dakle, količina elektriciteta pri tome iznosi samo $2 \cdot 10^4 \cdot 10^{-3} = 20$ kulona, no energija dostiže $2 \cdot 10^4 \cdot 10^9 \cdot 10^{-3} = 2 \cdot 10^{10}$ Joule-a, ili okruglo 5000 kWh. (Prema današnjoj ceni električne energije to bi iznelo oko 5000 dinara). Postoje teorije koje visoke napone između oblaka i održavanje normalnog električnog polja objašnjavaju nepogodama.

Jonizacija atmosfere se menja naročito usled promena atmosferskog pritiska. Kada pritisak opada, iz zemlje izlaze radioaktivne emanacije i povećavaju jonizaciju.

Električno polje Zemlje i njegov pravac mogu se lako dokazati sledećim ogledom. Na kraj duže žice koja je vezana za elektrometar, priveže se komad vate natopljen spiritusom, i zapaljen isturi kroz zvor na 2 metra daljine. Elektrometar tada pokazuje pozitivan napon spram Zemlje. Ekvipotencijalne površine zemljinog polja savijaju se u blizini zgrade, jer one imaju potencijal Zemlje. Stoga one u blizini zidova leže paralelno zidovima. Dakle, napon raste ukoliko se udaljimo od Zemlje, tj. normalno zemljinu polje, upravljeno je ožgo na niže.

MAGNETIZAM I ELEKTRODINAMIKA

I. Magnetna polja u praznom prostoru.

Primerba. Slično elektrostatickim dejstvima i magnetna dejstva u vakuumu, veoma se malo razlikuju od dejstva u vazduhu. U ovome odeljku pretpostavićemo da se uočene pojave dešavaju u praznom prostoru. Ogledi koje ćemo opisati, mogli bi se izvesti i u vazduhu bez neke primetne razlike. Dejstvo sredine koja ispunjava prostor je u opštem slučaju sasvim malo, ali u suštini vrlo važno; njega ćemo ispitivati u II delu.

57. *Magneti. Magnetni dipoli.* Magnet je, kao što je poznato, komad gvoždja koji ima dve naročite osobine. On privlači gvoždje i teži da u prostoru zauzme jedan određen pravac. Privlačno dejstvo na gvoždje potiče sa krajeva magneta koji se nazivaju njegovi *polovi*. Magnetna šipka koja je slobodno pokretna, postavlja se približno u pravcu sever-jug. Otuda upotreba magneta kao *kompassa*. *Magnetizam* kao osobina zapažen je još u staro doba na izvesnim rudama gvoždja, i takvi prirodni magneti su još davno upotrebljeni u moreplovstvu.

Polovi jednoga magneta ne ponašaju se potpuno na isti način. Pri ispitivanju dva magneta nalazi se, da pol jednoga magneta koji je upravljen ka severu, odbija pol drugog magneta koji pokazuje isti pravac, a da privlači onaj pol koji je upravljen na jug, i obrnuto. Postoji dakle izvesna spoljašnja analogija sa pozitivnim i negativnim električnim punjenjem. Pol magneta koji pokazuje sever zove se *severni pol* ili *pozitivni pol*, pol koji pokazuje jug je *južni pol* ili *negativan pol*. U pogledu privlačnog dejstva na nemagnetično gvoždje, ne razlikuje se severni od južnog pola, kao što se ne razlikuju pozitivna i negativna električna punjenja u pogledu svog privlačnog dejstva na nenaelektrisana tela.

Jedan magnet pretstavlja dakle *magnetni dipol*, slično električnom dipolu (§ 34). Ali u tome pogledu postoji samo spoljašnja sličnost. Između obe vrste dipola postoji u jednom pogledu bitna razlika. Ako se električni dipol razloži, tako da mu na jednom kraju ostane pozitivan a na drugom negativan električni pol, onda je dipol uništen i ostaju *dva slobodna električna punjenja* $+e$ i $-e$. Odgovarajući ogled se može izvesti sa krto okaljenom pa zatim namagnetisanom pletećom iglom, koja se prelomi na sredini da bi na taj način prvobitne polove razdvojili. Rezultat je međutim drugi. Umesto dva slobodna magnetna pola $+m$ i $-m$ dobijamo ponovo *dva magnetna dipola*. Na delu igle gde je bio severni pol postaće na novom kraju južni pol iste jačine, a na delu gde je bio južni pol, na mestu preloma javiće se novi severni pol. Makoliko dalje prelamali iglu uvek postaju samo magnetni dipoli a ni-

kad slobodni polovi magneta. Nemoguće je odvojiti pozitivan od negativnog magnetizma. Pozitivni i negativni magnetni polovi javljaju se u prirodi samo kao parovi. *Nema slobodnog magnetizma niti magnetnih punjenja koja odgovaraju deljivim električnim punjenjima.* U ovome je bitna razlika između magnetizma i električnosti.

Jačinu pola magneta označavaćemo sa m (onjegovoj jedinici v. sledeći §). Jačine pozitivnog i negativnog pola ($+m$ i $-m$) po vrednosti su uvek iste. Analogno sa električnim dipolom definiše se kao *magnetni moment* magnetnog dipola

$$M = m l \quad (1)$$

gde je l rastojanje između polova. Ako se magnetni momenat uzme kao vektor, onda se ovo rastojanje računa od negativnog ka pozitivnom polu, a magnetni momenat ima isti smisao kao i l . Rastojanje između polova kod jedne magnetne šipke je uvek nešto manje od dužine te šipke.

Pojedinačni magnetni polovi dakle stvarno ne postoje već postoje jedino magnetni dipoli. Ali je često korisno zamisliti usamljene magnetne polove. Oni se dosta približno mogu ostvariti na taj način, što se uzimaju vrlo dugi i tanki magneti, tako da se u blizini jednoga pola, slabo zapaža dejstvo drugog pola. Pri teoriskim rasmatranjima može se u graničnom slučaju uzeti beskrajno dug magnet, tako da dejstvo drugog pola ne dolazi u obzir. Podrazumevamo ovaj slučaj kad u buduću budemo govorili o pojedinačnim magnetnim polovima.

§8 Coulomb-ov zakon za magnetne polove. Kad se upotrebe, kao što je gore pomenuto, dugački magneti, mogu se meriti sile koje dejstvuju između dva magnetna pola. Može se npr. obesiti jedan magnet o terazije i približavati mu ozdo drugi magnet sa istoimenim polom, pa kompenzovati tegovima međusobno odbijanje. Može se na primer ma koji pol uzeti kao privremeni jedinični pol, i meriti sila kojom na njega dejstvuje na određenom rastojanju ma koji drugi pol. Svakom daljem polu treba tada pripisati jačinu m srazmernu sili kojom na istom rastojanju dejstvuje na njega onaj drugi pol. Pošto se na ovaj način bar dva pola izmere u privremenim jedinicama, može se meriti između njih sila kao funkcija rastojanja. Neka su m i m' jačine dva magnetna pola, njihovo rastojanje neka je r . Tada se iz tih merenja može naći *Kulonov zakon* koji pokazuje kolika sila f dejstvuje između polova

$$f = \text{const} \frac{m m'}{r^2} \quad (2)$$

Ova jednačina formalno odgovara *Coulomb-ovom zakonu* za električna punjenja (§ 32). Konstanta zavisi od izbora jedinica za jačinu pola i za silu. Jedinica sile u fizici je *1-din*. Jedinica jačine pola se tako bira da je konstanta neimenovan broj i jednaka 1, tako da je ne treba pisati (isto kao u elektrostatici). Tada *Coulomb-ov zakon* glasi

$$f = \frac{m m'}{r^2} \text{ dina} \quad (3)$$

Ova sila je pozitivna (odbijajuća, repulzivna) kad su m i m' istog znaka. Ona je negativna (privlačna, atraktivna) ako su polovi raznoimeni. Iz jednačine (3) može se definisati *jedinica magnetnog pola (jedinični pol)*. Jedan pol ima jačinu jedan, ako na isto toliko jak pol na rastojanju od 1 cm dejstvuje silom od 1 dina. Kao što se iz jednačine (3) može videti, dimenzije magnetnoga pola moraju biti iste kao i dimenzije količine električnosti u elektrostatičkom sistemu mera tj.

$$\left(m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{3}{2}} t^{-1} \right)$$

§9. Magnetno polje. Magnetni fluks. Pošto u okolini nekog magnetnog tela na svaki drugi pol dejstvuje izvesna sila, kaže se da u tom prostoru postoji *magnetno polje*. Sila zavisi u ovom slučaju od jačine magnetnog pola m pa stavljamo da je jednaka

$$f = m B \text{ dina} \quad (4)$$

U ovoj jednačini B označava silu koja dejstvuje u polju na jedinicu pozitivnog magnetnog pola, odnosno B označava *jačinu magnetnog polja* u prostoru. Pošto je sila vektor, to je i jačina polja vektorska veličina.

U nekoj tački prostora postoji prema (4) *jedinica jačine magnetnog polja* ako u toj tački dejstvuje na jedinični pol sila jačine od 1 dina. Ova jedinica prema Gauss-u, jednom od najvećih ispitivača magnetizma nosi ime *gaus*¹⁾

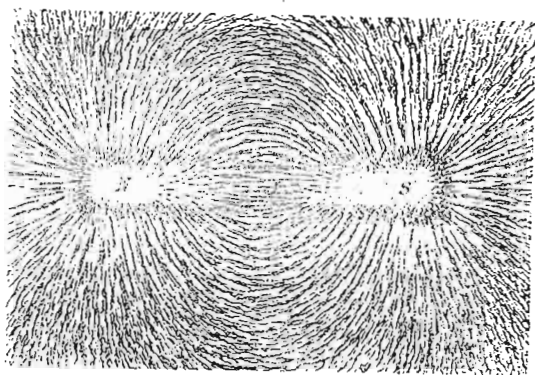
Ako u jednačini (3) za m' uzmemo pozitivan jedinični pol onda je s obzirom na (4) jačina polja oko jednog magnetnog pola m jačine

$$B = \frac{m}{r^2} \quad (5)$$

Isto tako kao što smo u električnom polju definisali električne linije sile ili linije polja, možemo definisati i *linije magnetnog polja* koje je uvek svojim pravcem označavaju pravac polja, a svojom gustoćom jačinu polja. Zato kroz svaki kvadratni santimetar površine upravne na linije polja prolazi onoliko linija, koliko iznosi jačina polja. *Magnetne linije sile nikad ne počinju niti se završavaju u slobodnom prostoru.* Kod magnetnog dipola, one uvek izlaze iz njegovog pozitivnog pola i ulaze u negativan pol. Docnije ćemo videti da se one — za razliku od linija kod električnog dipola — produžuju u unutrašnjosti dipola od negativnog ka pozitivnom polu, dakle zatvorene su. Još sad ćemo naglasiti da su *linije magnetnog polja uvek u sebi zatvorene tj. nemaju ni početka ni kraja.* U ovome leži osnovna razlika između magnetnog i električnog polja. U električnom polju linije polaze iz pozitivnog punjenja a završavaju se u negativnom. One su otvorene, tj. imaju početak i svršetak.

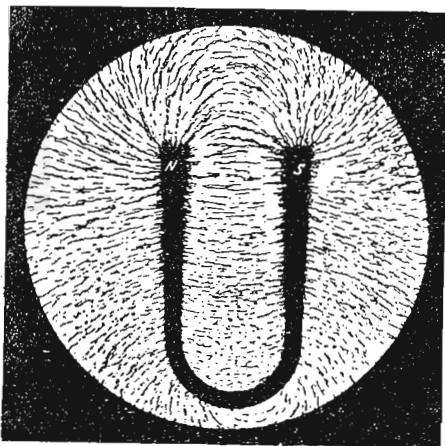
¹⁾ U drugim novijim udžbenicima umesto *gausa* se jačina polja izražava u crstedlima. Pri tome je promenjeno samo ime jedinice. Isto tako se češće za polje uzima oznaka H a ne B . — Prev.

Tok linija polja može se tako videti pomoću gvozdениh opiljaka. Ako se iznad magneta stavi okvir sa zategnutom hartijom ili komad kartona, onda se posuti opiljci, kad se u hartiju tako udara, rasporede u pravcu linija polja (sl. 103 i 104).



Sl. 103. Linije polja jedne magnetne šipke

Lepo se vidi kako linije idu od jednog pola ka drugom. Isto tako se zapaža da polovi nisu neke tačno određene tačke već šire oblasti iz kojih potiču linije. Objašnjenje zašto se opiljci redjaju na uočeni način, daćemo u jednom od donjih paragrafa.



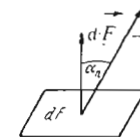
Sl. 104. Linije polja potkovičastog magneta

Jačina magnetnog polja Zemlje iznosi nekoliko desetih delova gausa. Pomoću vrlo jakih elektromagneta koji se hlade vodom, mogu se dobiti polja jačine od nekoliko desetina hiljada gausa. Za vrlo kratko

vreme i sa moćnim sredstvima dobijaju se polja od preko milion gausa (Kapica).

Magnetno polje se zove *homogeno*, ako u određenom prostoru ima svuda isti pravac i istu jačinu. U tom slučaju su linije polja paralelne i jednako razmaknute. Skoro homogeno polje se javlja između polova potkovičastog magneta i to u njihovoj blizini. (s. 105). Naprotiv, na većem rastojanju od polova, a naročito kod magnetne šipke, polje je veoma *nehomogeno*. Linije su krive i njihova gustina na raznim mestima je vrlo različita.

99. *Pojam upravljenog elementa površine.* Neka ravna površina F , odnosno element površine dF , može biti različito orijentisano u prostoru, tj. njena normala može zauzimati različite pravce. U tom smislu neka površina nije određena samo svojom veličinom već i svojom orijentacijom, koju predstavlja pravac normale na tu površinu. Na taj način površina dobija vektorski karakter. Takav jedan vektor se zove *upravljeni površinski element*. On svojom vrednošću F odnosno dF predstavlja veličinu površine, a svojim pravcem pravac normale, pa je time površina u oba slučaja potpuno određena. Ostaje otvoreno pitanje na koju stranu treba povući normalu na površinu. To se, ako je potrebno, naročito određuje u pojedinačnim slučajevima.



Sl. 105. Uz definiciju magnetnog fluksa

Na sl. 105 nalazi se element površine dF u magnetnom polju B . Površinski vektor (normala na površinu) upravljeno je tako, da sa pravcem polja gradi oštar ugao α_n . Tada projekcija elementa površine na ravan normalnu na pravac polja iznosi $dF \cos \alpha_n$, a broj linija magnetnog polja koje prolaze kroz dF prema definiciji iznosi $B dF \cos \alpha_n$. Pošto su B i dF apsolutne vrednosti (intenziteti) vektora B i dF to je taj broj linija

$$d\Phi = B dF \cos \alpha_n = \vec{B} \cdot \vec{dF} \text{ gausa} \cdot \text{cm}^2 \quad (6)$$

a on je identičan sa skalarnim proizvodom vektora B i dF . Veličina $d\Phi$, dakle broj linija polja koje prolaze kroz površinu dF zove se *magnetni fluks* ili *magnetni tok* kroz element površine dF . Prema tome vrednost magnetnog fluksa kroz konačnu površinu iznosi

$$\Phi = \int B dF \cos \alpha_n = \int \vec{B} \cdot \vec{dF} \text{ gausa} \cdot \text{cm}^2 \quad (7)$$

pri čemu se integral odnosi na celu površinu. Ako je u celoj površini polje homogeno a površina ravna i upravna na pravac polja ($\cos \alpha_n = 1$, onda je prosto

$$\Phi = B F \text{ gausa} \cdot \text{cm}^2 \quad (8)$$

Umesto 1 gaus. cm^2 uzima se često za fluks oznaka 1 *maksvel* (Maxwell).

Izračunaćemo magnetni fluks kroz površinu lopte koja obavlja jedan magnetni pol. U tome slučaju je $k = 4\pi r^2$, $\cos\alpha_n = 1$, a pošto je svuda na površini $B = \frac{m}{r^2}$ (jedn. 5), to je

$$\Phi = \frac{m}{r^2} 4\pi r^2 = 4\pi m \quad (9)$$

Magnetni fluks je dakle, kao što se moglo i očekivati, nezavisan od poluprečnika lopte. On je jednak broju linija polja koje prolaze kroz površinu, dakle jednak broju linija koje polaze od pola m , i iznosi $4\pi m$, što je potpuno analogo sa slučajem električnih punjenja.

91. *Dejstvo sile magnetnoga polja na magnetne dipole.* Pošto u pogledu uzajamnog dejstva između magnetnog polja i magnetnog dipola, ovaj poslednji formalno odgovara električnom dipolu u električnom polju, to ćemo preneti ono što je rečeno za taj slučaj u elektrostatici. Treba samo zameniti punjenje sa jačinom pola, jačinu električnog polja sa jačinom magnetnog polja, a električni momenat sa magnetnim momentom. U homogenom polju dejstvuje na magnetni dipol obrtni momenat u pravcu polja

$$N = M B \sin \varphi \quad (10)$$

gde φ označava ugao između magnetnog momenta M dipola i pravca polja B . Ako je ovaj ugao sasvim mali te je $\sin \varphi \approx \varphi$ onda je

$$N = M B \varphi = D \varphi \quad \text{gde je } D = MB \quad (11)$$

D je direkcionalna sila (direkcioni momenat) dipola u polju B . Ako je poznat magnetni momenat M i momenat inercije magnetna I , može se iz vremena oscilovanja magnetna izračunati jačina magnetnog polja

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{I}{D}} = 2\pi \sqrt{\frac{I}{MB}} \quad (12)$$

U nehomogenom polju dejstvuje na dipol koji se sa svojom osom već nalazi u pravcu polja, pokretna sila u pravcu rasteće jačine polja

$$f = M \frac{dB}{dx} \quad \text{dina.} \quad (13)$$

Kao što se vidi, za dejstvo obrtnog momenta kao i dejstvo sile na dipol, nije merodavna jačina pola, već uvek njegov magnetni momenat, a to odgovara činjenici da nema pojedinačnih polova već samo dipola.

92. *Zemljini magnetizam.* Činjenica da na Zemlji postoji magnetno polje koje se kreće zajedno sa njome, dokazuje da se Zemlja ponaša kao magnet, da je ona magnetni dipol. Moguće je, a čak je i verovatno da to dolazi otuda, što je Zemlja sastavljena najvećim delom od gvoždja. Uostalom poreklo magnetizma Zemlje je još uvek obavijeno tamom. Pokušavalo se da se ovaj magnetizam dovede u vezu sa zemljinom rotacijom oko ose. U tom pogledu je interesantno da takodje i Sunce pokazuje magnetizovanje čiji se polovi poklapaju sa krajevima sunčeve ose obrtanja (sravnj § 110). Zemljini magnetni polovi se nalaze, kao što je poznato, u blizini geografskih polova i to severni pol kod Melvill-skih ostrva na $70^{\circ}5' S. S.$, $96^{\circ}46' z. d.$, a magnetni južni pol na antarktičnom kon-

tinentu na $72^{\circ}25' j. š.$, $154^{\circ} i. d.$ Nazivi polova nisu opravdani. Pošto pol na severu privlači severni pol magnetne igle, to je on sam u magnetskom smislu južni pol i obrnuto. Iz ovog razloga, nazivi polova magnetna u svima zemljama nisu isti.

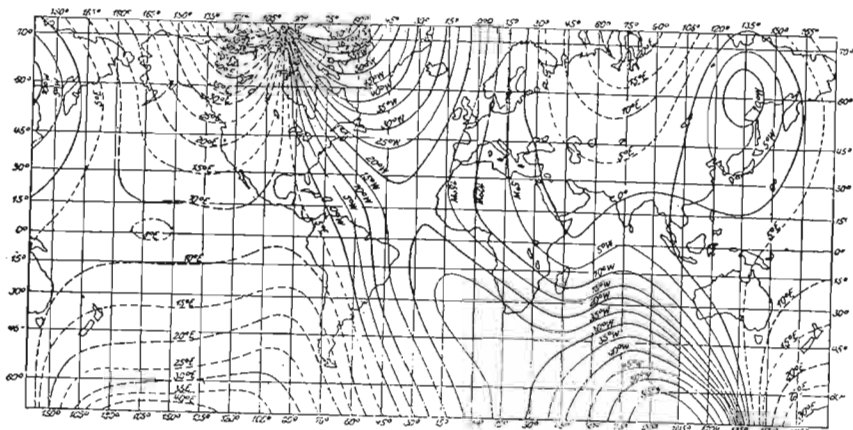
Samim tim što se magnetni polovi Zemlje ne poklapaju sa njenim geografskim polovima, ni magnetna igla ne pokazuje tačno pravac sever—jug. Na pojedinim mestima Zemljine površine, npr. kod Kurska u SSSR i u istočnoj Pruskoj, postoje vrlo velike anomalije zemnomagnetnog polja. koje na tim mestima potpuno menjaju pravac magnetne igle. Ove mestimične anomalije se mogu objasniti velikim masama gvoždja, koje se nalaze na maloj dubini u spoljašnjoj zemljinoj kori. Kod Kurska se na taj način došlo do otkrića velikih naslaga gvoždja. Odstupanje magnetne igle od tačnog geografskog pravca sever—jug zove se *deklinacija*. Sl. 106 pokazuje linije iste deklinacije za godinu 1922. Označeni stepeni pokazuju odstupanje od geografskog pravca sever—jug. Zemnomagnetni polovi se stalno pomeraju. Zato se i deklinacija u toku vremena polagano menja.

Sila koja dejstvuje na svaki od polova magnetna, potiče od oba zemnomagnetna pola i slaže se po paralelogramu sila, pa je stoga pravac zemnomagnetnog polja manje ili više nagnut spram Zemljine površine. Na samim magnetnim polovima Zemlje, magnetna igla bi bila upravljena vertikalno, oko ekvatora stoji tangencijalno na zemljinu površinu. Nagibni ugao spram horizontalne ravni zove se *inklinacija*. Magnetne igle kod kompasu itd. uvek se prave tako, da se nagib usled inklinacije kompenzuje na drugom kraju malim pretegom. Na severnoj polulopti mora dakle biti južni pol nešto teži. Na ovaj način ne dejstvuje zemnomagnetna sila u punoj svojoj jačini već na iglu dejstvuje samo *horizontalna komponenta* (horizontalni intenzitet) jačine polja. Ona za našu širinu iznosi oko 0,2 gausa. Komponenta koja dejstvuje vertikalno na zemljinoj površini zove se *vertikalna komponenta*.

Zemnomagnetno polje usled raznih uzroka nije stalno. S jedne strane, kao što je već pomenuto, položaj polova nije uvek isti. Sem toga postoje i izvesne dnevne, godišnje i još duže periodske promene. Zatim dolaze poremećaji, koji kao kod polarne svetlosti stoje u vezi sa aktivnošću sunčanih pega (magnetske oluje).

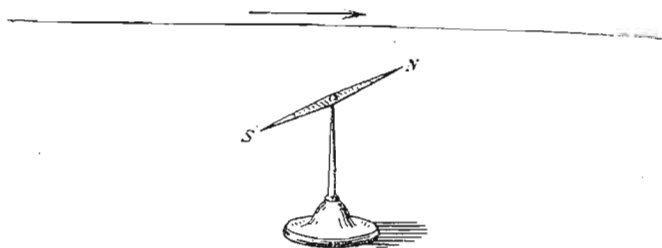
Zemnomagnetno polje magnetišući utiče na gvozdene predmete na zemljinoj površini. Zapaža se, da su čelični predmeti, naročito alfatke, turpije, čekići itd, koji se upotrebljavaju u određenom pravcu, npr. severo—južnom ili vertikalnom, a pri tome su izloženi potresima, uvek namagnetisani na isti način. Na severnoj polulopti kod čekića je skoro uvek severni pol na onom kraju koji udara, kod turpije je severni pol onaj koji je pri radu najčešće upravljen na sever, na gvozdenim šipkama kod amrela severni pol je na donjem kraju. Izvesne gvozdene šipke (sa priličnom remanencijom — vidi dalje) mogu se namagnetisati ako se drže koso u pravcu zemnomagnetnog polja, sa nižim krajem okrenutim severu, i nekoliko puta se jako udare čekićem na jednom kraju. Na donjem kraju tada postaje severni pol. Ako se ogled ponovi obrćući šipku, onda se promene i polovi. U svima tim slučajevima, potresi potpomazu magnetizovanje. Gvozdene ladje se u zemnomagnetnom polju namagne-

tišu usled stalnih potresa u toku njihove izrade. Da bi se to dejstvo približno pomislilo, one se, kad protekne polovine vremena potrebnog za izradu, obrnu za 180° .



Sl. 106. Linije iste deklinacije (izogone) za 1922 god.

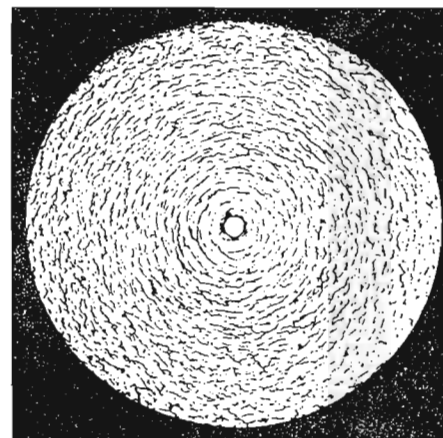
93. *Magnetno polje struje.* Kroz horizontalno zategnutu žicu (sl. 107), protiče jednomislena struja jačine nekoliko ampera. Ako se blizu žice postavi magnetna igla, zapaža se da ona skreće od pravca sever — jug dok kroz žicu teče struja, i da se pravac skretanja menja kad se promeni pravac struje (Oersted 1820). Ogled pokazuje prvo, da u okolini provodnika struje postoji magnetno polje. Tačnija ispitivanja pokazuju da su



Sl. 107. Oersted-ov ogled

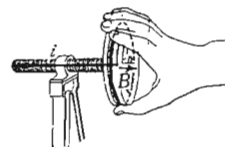
magnetne linije polja oko pravog provodnika sa strujom, krugovi čiji se centri nalaze na provodniku. Slobodno pokretna magnetna igla postavlja se svuda upravno na normalu spuštenu iz njene sredine na provodnik. Ako se ona po krugu jednom obnese oko žice, ona se pri tome jednom obrne oko sebe. Pri tome se pretpostavlja da je struja u provodniku toliko jaka, da se dejstvo zemnomagnetnog polja može zanemariti spram dejstva magnetnog polja struje.

Kao i svako drugo magnetno polje, i magnetno polje struje može se učiniti vidljivim pomoću gvozdениh opiljaka. Kod prave žice, opiljci se redjaju jasno po krugovima čije se središte nalazi na žici (sl. 108)

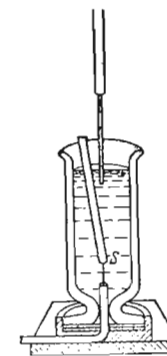


Sl. 108. Magnetno polje pravolinijskog provodnika sa strujom

žicu treba zamisliti provučenu normalno kroz sredinu slike). Obratite pažnju, da su *magnetne linije zatvorene* i da ne počinju niti se završavaju u »polovima«.



Sl. 109. Pravič zavrtanja za magnetno polje struje



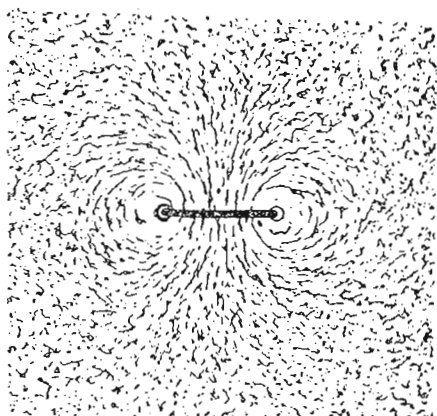
Sl. 110. Magnetni pol po krugu obilazi oko provodnika

Pravac vektora magnetnog polja može se u svakom pojedinačnom slučaju odrediti iz položaja magnetne igle, jer njen severni pol pokazuje pozitivni pravac polja. Iz ogleda izlazi: ako se gleda u pravcu (pozitivne) struje, onda linije magnetnog polja okružuju provodnik u smislu obrtanja kazaljke na satu.

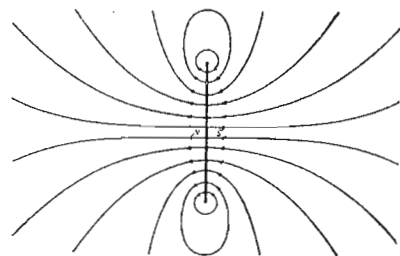
Najprostije se određuje pravac polja po *pravilu zavrtnaja*: *Magnetne linije polja okružuju struju u onome pravcu u kome se mora obrtati (desni) zavrtnaj da bi se pomerao u pozitivnom pravcu struje* (sl. 109).

Da provodnik sa strujom kružno opkoljava magnetno polje, pokazuje vrlo lepo sledeći Amperov ogled (sl. 110).

U sudu se nalazi živa, kroz koju se pomoću gornje i donje dovodne žice propušta struja. Na dnu suda namešten je magnet, koji se može obrtati u svima pravcima, a severni pol mu je iznad žive. Kad se struja uključi, severni pol magneta kruži po prstenastim magnetnim linijama sile. Kad se promeni pravac struje, menja se i smisao obrtnanja magneta.



Sl. 111. Magnetno polje oko kružno savijenog provodnika

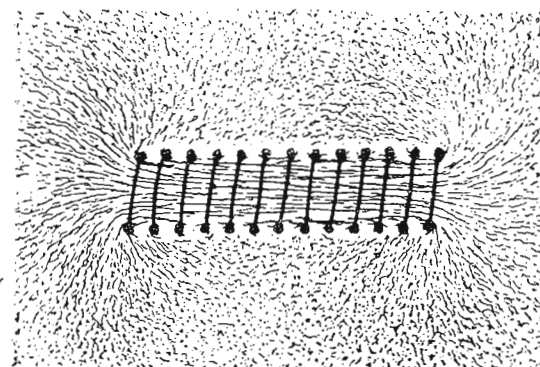


Sl. 112. Magnetno polje magnetnog lista

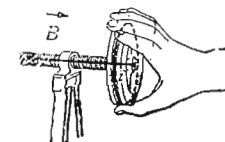
Oko žica savijenih u obliku kruga, pravougaonika itd. kroz koje se propušta struja, grade magnetne linije zatvorene krive oko provodnika, ali te krive nisu krugovi. Na sl. 111 vidimo opiljke gvoždja poredjane po linijama polja oko kružno savijene žice sa strujom, u ravni upravnoj na provodnik. Slika linija polja je ista kao kod nekog gvozdenog lista koji bi bio tako namagnetisan, da mu se s jedne strane nalazi severni, a s druge južni pol. (sl. 112). Kružni provodnik sa strujom se ponaša

kao *magnetni list*. Neka je F površina koju ograničava kružna struja. Ako tu površinu F ista struja obavija sa n navojaka (n puta), onda je obvijena površina nF .

Magnetnu šipku možemo zamisliti sastavljenu od velikog broja naslaganih magnetnih listova. Analogno tome možemo čisto električnim pu-

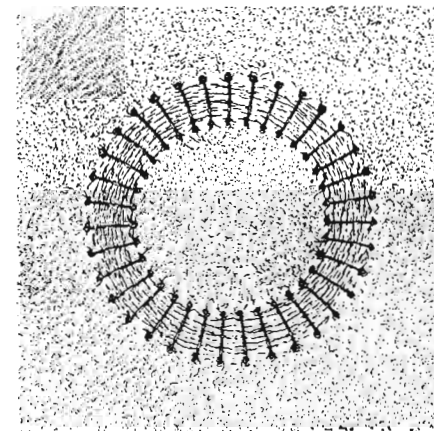


Sl. 113. Magnetno polje solencida



Sl. 114. Pravilo zavrtnja za magnetno polje u solenoidu

tem napraviti model koji u pogledu magnetnog polja tačno odgovara magnetnoj šipki. To je najlakše postići kad se žica navije u obliku kalema tako da ista struja protiče kroz sve navojke. Takav kalem nazivamo još i *solenoid*. U samom solenoidu linije polja idu paralelno sa njegovom dužinom osom, a van solenoida se vraćaju unazad, i zatva-



Sl. 115. Magnetno polje prstenasto navijenog provodnika

raju (sl. 113). Spoljašnje polje solenoida slično je dakle polju magnetne šipke (sl. 104), pri čemu krajevi solenoida odgovaraju magnetnim polovima. Pravac magnetnog polja kod kružnog provodnika i kod solenoida

nalazi se po pravilu zavrtaња (sl. 109). Pomoću njega se lako izvodi sledeće novo pravilo zavrtaња:

Pravac magnetnog polja u kružnom provodniku ili solenoidu je onaj, u kome napređuje desni zavrtaњ kad se obrće u onom smislu u kome teče struja kroz kružni provodnik ili solenoid (sl. 114).

Naročito važan slučaj imamo na sl. 115 koja predstavlja prstenasto zatvoren solenoid. Tada magnetne linije idu potpuno kroz unutrašnjost kalema. Ako su navojci dosta gusto namotani, onda se spolja uopšte ne zapaža dejstvo polja.

94. Osnovni zakon elektrodinamike. Magnetno polje struje može se uzeti kao zbir dejstava pojedinačnih električnih punjenja koje se kreću u struji. Zato ćemo u prvi mah posmatrati magnetno polje jednog električnog punjenja sa količinom elektriciteta ϵ i brzinom v . Neka je na sl. 116. P proizvoljna tačka u prostoru, r razdaljina izmedju šarže i te tačke, a B jačina magnetnog polja koje pokretna šaržna proizvodi u P . Tada je

$$B = \text{const} \frac{\epsilon v}{r^2} \sin(v, r) \text{ gausa} \quad (14)$$

gde je (v, r) ugao izmedju radius vektora r i pravca brzine v .

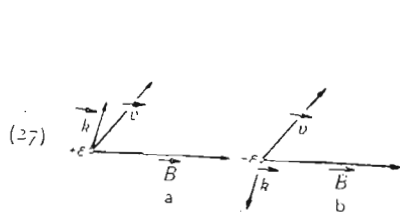
Ako se količina elektriciteta ϵ meri u elektrostatičkim jedinicama, onda konstantna ima dimenzije recipročne vrednosti brzine ($1/c$) i jednačina (14) piše se u obliku.

$$B = \frac{1}{c} \frac{\epsilon v}{r^2} \sin(v, r) \quad (15)$$

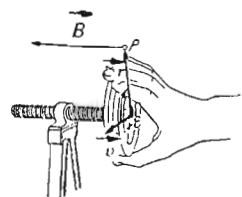
Brojna vrednost konstante c je vrlo približno jednaka $3 \cdot 10^{10}$, tako da je konstanta u stvari identična sa brzinom svetlosti. Kad se jednačina piše bez konstante (15)

$$B = \frac{\epsilon v}{r^2} \sin(v, r) \quad (16)$$

onda se za ϵ mora uzeti $1/c$ puta manji merni broj, tj. $3 \cdot 10^{10}$, puta veća jedinica za količinu elektriciteta. Na ovaj način se dolazi do jednog novog sistema električnih mera, *elektromagnetnog sistema*. Činje-



Sl. 116. Uz osnovni zakon elektrodinamike (a). Uz Laplace-ov zakon (b)



Sl. 117. Pravilo zavrtaња za osnovni zakon elektrodinamike

nica da je u jednačini (15) $c = 3 \cdot 10^{10}$ i da ima dimenzije brzine, ukazuje takodje na to da je svetlost elektromagnetni proces (§ 131). O sa-

mom elektromagnetnom sistemu mera koji ćemo u ovoj glavi isključivo upotrebljavati, zasad ćemo pomenuti samo da je u njemu jedinica količine elektriciteta 10 kulona, jedinica jačine struje je jednaka 10 ampera, jedinica za napon 10^8 volti, a jedinica za otpor 10^9 oma.

Iz jednačine (16) možemo izračunati dejstvo elementa dužine dl preseka q , kroz koji protiče struja jačine i . Na mesto jedne šarže, uzećemo sve šarže koje se kreću u elementu. Ako se u 1 cm^3 nalazi n nosilaca šarži (jona, elektrona) onda ih u elementu dl ima $n q dl$ a ukupna količina elektriciteta koji se u njemu kreće je $\epsilon n q dl$. Pošto je $n \epsilon q v = i$ jačina struje u elementu, dobijamo da je deo polja dB koj element dl proizvode u tački P (sl. 117).

$$dB = \frac{idl}{r^2} \sin(i, r) \text{ gausa} \quad (17)$$

(i, r) je došlo umesto (v, r) jer je pravac struje identičan sa pravcem kretanja pozitivnih šarži. Jednačina (17) predstavlja *Laplace-ov zakon* (1821). Magnetno polje celog zatvorenog kola struje nalazi se kad se dejstva pojedinih njegovih elemenata dužine saberu po pravilu za vektorsko sabiranje (integrale). Izračunaćemo npr. jačinu polja u sredini jednog kružnog provodnika poluprečnika r . U ovom slučaju je r konstantno, $(i, r) = 90^\circ$, $\sin(i, r) = 1$, pravac svih dB je isti, a zbir svih elemenata dl jednak je obimu kruga $2\pi r$. Onda se dobija *Biot-Savart-ov zakon* (1820).

$$B = \frac{2 \pi i}{r} \text{ gausa} \quad (18)$$

Prostom integracijom se nalazi da je jačina polja na rastojanju r od *beskrajno dugačkog pravog provodnika*

$$B = \frac{2 i}{r} \text{ gausa} \quad (19)$$

Magnetno polje pokretnih punjenja zavisi samo od njihovog kretanja a ne i od načina na koji je to kretanje izazvano. Zbog dočnije upotrebe izračunaćemo rad potreban da se pozitivan magnetni pol m jedanput obnese po krugu poluprečnika r oko beskrajno dugačkog pravolinijskog provodnika sa jačinom struje i , a nasuprot pravca polja. Po jednačini (19) sila koja na pol dejstvuje je $f = m B = \frac{m 2 i}{r}$. Kako je dužina puta $2\pi r$ to izvršeni rad iznosi

$$A = m \cdot \frac{2 i}{r} \cdot 2 \pi r = m \cdot 4 \pi i \quad (20)$$

i on ne zavisi od poluprečnika putanje. To znači da jed. (20) važi za ma koju vrstu putanje koja jedanput obavija provodnik.

95. *Magnetno polje solenoida.* Važan slučaj magnetnog polja imamo kod kalema žice kroz koji protiče struja. *Pretpostavimo uvek da je dužina kalema znatno veća od prečnika njegovog preseka.* Jednačina (17) se u tome slučaju ne može integraliti na elementaran način, zato ćemo ovde dati samo rezultate. Polje u unutrašnjosti kalema (solenoida) je u celom preseku i do blizu njegovih krajeva homogeno (sl. 113) a pravac mu se nalazi po pravilu zavrtnja (sl. 114). Neka dužina kalema iznosi l cm; broj navojaka na kalemu neka je n tako da na svaki cm njegove dužine dolazi n/l navojaka. Kroz navojke teče struja jačine i merena u elektromagnetnim jedinicama (= 10 ampera). Tada je jačina polja u unutrašnjosti kalema

$$B = 4 \pi \frac{ni}{l} \text{ gausa} \quad (21)$$

Ako jačinu struje merimo u amperima onda je $B = 0,4 \pi ni/l$ gausa. Obratiti pažnju na važnu činjenicu, da je jačina polja *nezavisna od preseka kalema*. Pri datoj dužini kalema, jačina polja zavisi samo od proizvoda ni . (Broj navojaka puta jačina struje u amperima naziva se broj amper-navojaka kalema). Ako sa j označimo broj navojaka \times jačina struje na jedinicu dužine kalema, dakle

$$j = \frac{in}{l}, \quad (22)$$

$$B = 4 \pi j \text{ gausa} \quad (23)$$

Veličina $j = \frac{in}{l}$ naziva se specifično proticanje.

Magnetni fluks Φ koji postoji u unutrašnjosti kalema izlazeći na jednom kraju a ulazeći na drugom (sl. 114) iznosi

$$\Phi = B F = 4 \pi j F \quad (24)$$

ako F označava presek kalema. Ranije smo imali (jedn. 9) da je fluks oko jednog magnetnog pola $\Phi = 4 \pi m$. Upoređujući ovu jednačinu sa (24) izlazi da je

$$m = j F \quad (25)$$

U prostoru van kalema (spolja), jačina magnetnog polja vrlo brzo opada jer se magnetne linije unaokolo rasturaju da duž kraćeg ili dužeg luka ponova udju u kalem s druge strane. Ako je kalem dovoljno dugačak spram svoga prečnika, onda se linije polja jako rasturaju u prostoru pa je njihova gustina vrlo mala. Često puta se može uzeti kao da polje u spoljašnjem delu oko kalema i ne postoji.

Sada ćemo izračunati rad potreban da se pozitivan magnetni pol m pomeri spram pravca polja tako, da se vrati u svoju polaznu tačku prolazeći jedanput kroz kalem. Ako je kalem dovoljno dugačak a uzan, onda je spoljašnje polje tako slabo da se može i zanemariti, te je potrebno vršiti rad samo za pomeranje pola u unutrašnjosti kalema. Sila koja dej-

stvuje na pol iznosi $mB = m \cdot 4 \pi ni/l$, a put na kome sila dejstvuje je dužina kalema l . Prema tome izvršeni rad iznosi,

$$A = m \cdot 4 \pi \frac{ni}{l} \cdot l = m \cdot 4 \pi ni \quad (26)$$

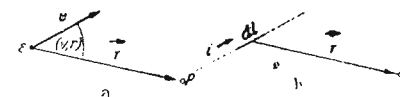
Ovaj rad je n puta veći od rada koji smo izračunali za dug pravolinijski provodnik; stvarno je magnetni pol kod kalema po jedanput obišao oko svakog od n navojaka sa strujom i , ukupno dakle obišao je tu struju n puta. Zato se i naša jednačina (26) sadržajno slaže sa jednačinom (20), a otuda se izvlači zaključak: pošto ovo važi za dve toliko različite putanje struje, u svima slučajevima biće potreban isti rad za jedno obnošenje pola oko struje u provodniku proizvoljnog oblika, dakle nezavisan od putanje pomeranja i uvek $A = m \cdot 4 \pi i$.

96. *Dejstvo magnetnog polja na naelektrisane deliće u kretanju.* Pošto je svaka električna struja sastavljena iz punjenja koja se kreću, to ćemo odrediti dejstvo sile magnetnog polja na struju, prvo u slučaju jednog, u prostoru potpuno slobodno pokretnog naelektrisanog delića. Neka se ta čestica (jon, elektron) čije je punjenje ϵ kreće brzinom v . Njeno magnetno polje na rastojanju r iznosi $B = \epsilon v \sin(\nu, r) r^2$ gausa. Prema tome na jedan magnetni pol jačine m na tome mestu dejstvuje sila

$$f = \frac{\epsilon v m}{r^2} \sin(\nu, r) \text{ dina} \quad (27)$$

Po zakonu akcije i reakcije su sila (akcija) i protiv sila (reakcija) uvek jednake a suprotnog smisla. Prema tome jedn. (27) nije samo izraz za veličinu sile kojom naelektrisana čestica pri kretanju dejstvuje na magnetni pol m , već i za silu kojom pol, tj. njegovo magnetno polje, dejstvuje na pokretnu česticu. Pošto je jačina polja oko jednog usamljenog magnetnog pola $B = \frac{m}{r^2}$ dobijamo pomoću jedn. (27) vrednost za silu koja dejstvuje u tom polju na česticu

$$f = \epsilon v B \sin(\nu, B) \text{ dina} \quad (28)$$



Sl. 118. Dejstvo sile magnetnog polja a na pozitivno, b na negativno, naelektrisanu česticu. Vektor sile (R) upravljen je u a normalno unazad, u b normalno unapred

Ovde smo označili sa (ν, B) ugao izmedju pravca brzine i polja. Jednačina (28) važi u svakom magnetnom polju, jer za dejstvo sile polja na pokretnu naelektrisanu česticu važni su jačina i pravac polja, a ne način na koji je ono postalo. Na sl. 118 vidi se pravac dejstva sile spram pravca polja i brzine. Ako v i B leže u jednoj ravni (ravni crte-

ža), onda je sila upravljena upravo unazad za pozitivnu šaržu $+\epsilon$, a za negativnu šaržu $-\epsilon$ upravljena je normalno unapred.

Pošto sila f stoji normalno na brzini v , to ona ne proizvodi nikakvo ubrzanje u pravcu kretanja delića. Zato brzina delića ostaje po veličini konstantna, samo se po pravcu stalno menja. Sila f deluje ovde kao centripetalna sila i izaziva promenu (krivljenje) putanje. *Magnetno polje nikad ne vrši rad na jednom pokretnom naelektrisanom deliću.* Zamislimo brzinu v na sl. 118 razloženu da dve komponente i to paralelno i upravno na polje B . Prva ostaje nepromenjena a poslednja kruži u ravni normalnoj na pravac polja. Ako je brzina v već bila normalna na polje B , onda delić opisuje kružnu putanju oko ose koja leži u pravcu polja. Kad to nije slučaj onda se tome kretanju dodaje progresivno kretanje u pravcu ili nasuprot pravca polja (prema pravcu brzine v). Delić tada opisuje spiralnu putanju, čija osa leži u pravcu polja. Vrednost komponente upravne na pravac polja iznosi $v_1 = v \sin(\nu, B)$; centripetalna sila koja održava kružno kretanje je $\mu v_1^2 / r$ ako μ označava masu delića a r poluprečnik njegove kružne putanje. Ovu silu daje magnetno polje a njenu vrednost nalazimo iz jednačine $f = \epsilon v B \sin(\nu, B)$. Prema tome je

$$\frac{\mu v_1^2}{r} = \mu v^2 \sin^2(\nu, B) = \epsilon v B \sin(\nu, B) \quad (29)$$

ili

$$r = \frac{\mu v \sin(\nu, B)}{\epsilon B} \text{ cm} \quad (30)$$

pri čemu se ϵ meri u elektromagnetnim jedinicama. Ako brzina v stoji normalno na pravac polja B , tj, ako je $\sin(\nu, B) = 1$ onda je

$$r = \frac{\mu v}{\epsilon B} \text{ cm.} \quad (31)$$

Prema gornjoj jednačini biće uglovna brzina u jednog delića čija putanja stoji normalno na pravac polja

$$u = \frac{v}{r} = \frac{\epsilon}{\mu} B \quad (32)$$

Iz poslednje jednačine se vidi da uglovna brzina u zavisi samo od odnosa ϵ/μ punjenja i mase delića, dakle od njegovog *specifičnog punjenja*, i jačine polja B , a ne i od brzine samog delića. Zato delić opkružuje linije magnetnog polja uvek za isto vreme, nezavisno od svoje brzine. Od brzine zavisi samo poluprečnik kružne putanje, koji je utoliko veći ukoliko je veća ova brzina. Ova činjenica je našla važnu primenu kod ciklotrona.

97. *Skretanje katodnih zrakova. Braunova cev.* Savijanje putanje naelektrisanih pokretnih delića, njihovo *skretanje* od pravolinijske putanje u magnetnom polju, može se najlakše zapaziti kod katodnih zrakova, jer je njihova masa, masa elektrona μ mala, dakle savijanje veliko, pošto

je poluprečnik r po jednačini (31) srazmeran masi delića. Na sl. 119 vidimo uzak snop katodnih zrakova koji polaze sa jednog mesta usijane katode. U sredini je neskretnut snop. Ako se sada uspostavi magnetno polje, upravno na pravac snopa, onda će snop prema pravcu polja, skretati na levo ili na desno.

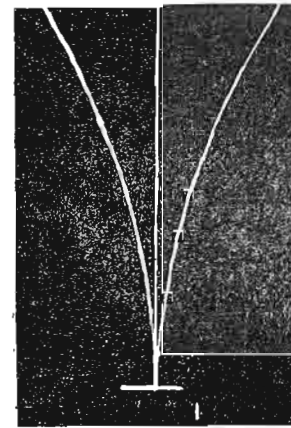
Zbog svoga električnog punjenja, skreće elektron kao svaki drugi električni delić i u električnom polju (sl. 120). Kad se elektron ili katodni zrak koji se sastoji iz velikog broja elektrona, kreće kroz napunjen kondenzator u kome je jačina električnog polja E , i to u početku paralelno sa oblogama, onda u kondenzatoru svaki elektron skreće prema pravcu polja, na jednu ili na drugu stranu od svoje pravolinijske putanje. Sila koja deluje na elektron iznosi $\epsilon E = \mu b$ (b = ubrzanje koje saopštava polje, ϵ i E punjenje elektrona i jačina polja, obe veličine merene u elektrostatičkim ili elektromagnetnim jedinicama) a samo

ubrzanje $b = \frac{\epsilon E}{\mu}$. Za vreme t će elektron preći put x normalan na svoju pravolinijsku putanju $x = \frac{1}{2} b t^2 = \frac{1}{2} \frac{\epsilon}{\mu} E t^2$. Ako je prvobitna brzina elektrona v paralelna sa pločama kondenzatora, a dužina puta u polju između kondenzatorskih ploča, onda je $t = y/v$ ili

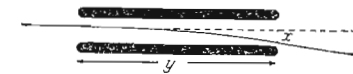
$$x = \frac{\epsilon E y^2}{2 \mu v^2} \quad (33)$$

ili

$$\frac{\mu v^2}{\epsilon} = \frac{E y^2}{2 x} \quad (34)$$



Sl. 119. Skretanje katodnog zrakova u magnetnom polju



Sl. 120. Skretanje katodnog zrakova u električnom polju

Ovaj slučaj je potpuno analog sa horizontalno bačenim telom u polju zemljine teže. Kao što takvo telo pada po krivoj putanji na zemlju, tako i elektron u kondenzatoru po krivoj putanji pada na pozitivno naelektrisanu ploču. Iz jednačina (31) i (34) može se izračunati odnos ϵ/μ i brzina elektrona v , dakle ove dve veličine se mogu odrediti iz kretanja u magnetnom i u električnom polju. Na mesto skretanja u električnom (ne u magnetnom) polju može se izmeriti napon U usled kojega elektron dobija svoju brzinu v . Tada je na elektronu izvršen

rad ϵU erga (ϵ i U mereno ili u elektrostatičkim ili oboje u elektromagnetnim jedinicama) koji se pretvara u kinetičku energiju elektrona

$\frac{1}{2} \mu v^2$. Otuda imamo

$$\frac{1}{2} \mu v^2 = \epsilon U \text{ ili } \frac{\mu v^2}{\epsilon} = 2U \quad (35)$$

Ova jednačina može da zameni jedn. 34 jer u obema jednačinama se nalaze kao nepoznate veličine ϵ, μ i v^2 .

Brzina v je naravno različita od slučaja do slučaja. Veličina ϵ/μ je za elektron *karakteristična konstanta: specifično punjenje elektrona*. Najbolja merenja su dala

$$\frac{\epsilon}{\mu} = 5,273 \cdot 10^{17} \text{ e.s.j.g}^{-1} = 1,759 \cdot 10^8 \text{ kulona. g}^{-1}$$

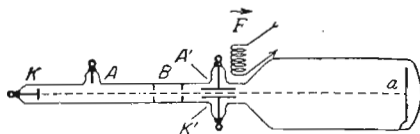
Pomoću poznate vrednosti punjenja elektrona i gornjeg odnosa izračunava se da je masa elektrona

$$\mu = 0,9108 \cdot 10^{-27} \text{ g}$$

Na opisani način mogu se iz skretanja u električnom i magnetnom polju naći specifična punjenja i ostalih naelektrisanih brzih delića, naročito kanalskih zrakova, zatim α i β zrakova radioaktivnih tela.

Skretanje katodnih zrakova pod dejstvom magneta, može se lako poznati iz promene slike pražnjenja u pogodnoj cevi za katodne zrake. Da se dokaže i skretanje u električnom polju, mora se u cevi postaviti kondenzator kroz koji prolaze zraci, a na čije se obloge stavi visok napon.

Skretanje se vidi ako se na kraju cevi kod a nalazi fluorescentan zaklon (Braunova cev, sl. 121) a upotrebi se što uži snop katodnih zrakova. Katodni zraci na zaklonu proizvode fini svetao trag koji se pomera kad zraci skreću, Braunova cev se može upotrebiti za ispitavanja promene napona i jačine kod naizmjenične struje i kod brzih oscilacija. Za ispitavnije struje, ova se propusti kroz kalem malog otpora, F postav-



Sl. 121. Braun-ova cev

ljen upravo na pravac zrakova. I magnetno polje kalema skreće katodne zrake. Oni sledeju i najbržu promenu polja. Kod brzih promena, svetla mrlja na zaklonu izgleda razvučena u liniju. Ako se ova posmatra u rotirajućem ogledu, vidi se jedna kriva koja predstavlja promenu jačine struje u funkciji vremena. Za merenje napona, može se ispitivati napon staviti na ploče kondenzatora u cevi, ili se napon stavi na krajeve kalema F velikog otpora i postupa se kao pri merenju jačine struje. Veliko preimućstvo Braunove cevi spram drugih aparata koji su namenjeni istoj svrsi (oscilografa zasnovanih na drugom principu), sastoji se u tome, što zbog male mase elektrona kod katodnih zrakova praktično nema inercije.

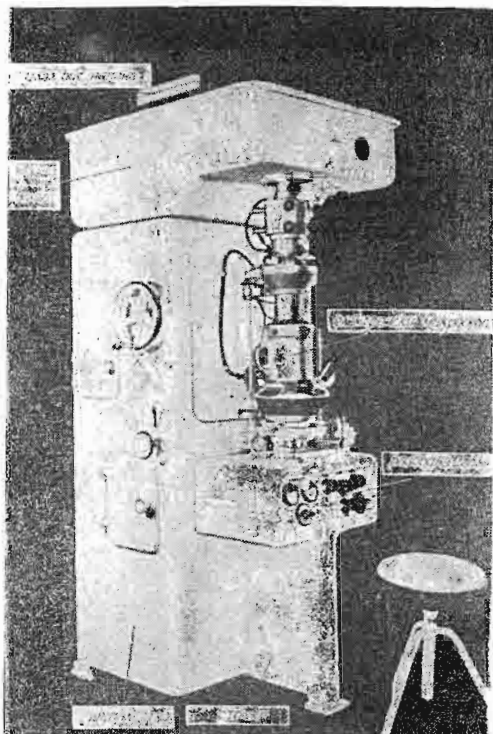
Naročito važnu ulogu ima Braunova cev kod televizijskih aparata. Kod njih imamo Braunovu cev naročite konstrukcije i vrlo velikih dimenzija, na čijem fluorescentnom zaklonu posmatrač vidi sliku koja se prenosi. Slika se proizvodi na taj način što vrlo fini katodni zrak pada na zaklon i izaziva na njemu svetljenje prema poznatom principu rastera iz štamparske tehnike. Intenzitet katodnih zrakova se tako reguliše da sjajnost pojedinih tačaka rastera odgovara sjajnosti tih tačaka na predmetu.

Pošto se naelektrisani delići kreću po liniji zavrtnja oko magnetnih linija sila, oni prate, ako im je brzina dosta mala, i sam pravac tih linija. Takvom dejstvu podložni su elektroni koji dolaze sa sunčevih pega, naročito u doba povišene aktivnosti tih pega. Kad ti elektroni dodju u blizinu zemlje u područje zemnomagnetnog polja, oni skreću najvećim delom ka polovima. Pri padu na gornje slojeve atmosfere oni izazivaju svetljenje vazduha i *polarnu svetlost*. Što se ova svetlost javlja samo na krajnjem severu ili jugu dolazi od dejstva zemnomagnetnog polja. Odgovarajući efekat te vrste, samo u slabijoj meri, zapazila se kod kosmičkih zrakova.

95. *Elektronska optika. Elektronski mikroskop.* 1926 godine, pokazao je Busch, da magnetno polje jednoga solenoida dejstvuje na katodne zrake koji se kreću skoro paralelno sa osom kalema, kao što optičko sočivo dejstvuje na svetlost. Elektronski zraci koji polaze iz jedne tačke i divergentno padaju u solenoid, iza solenoida se skupljaju u jednoj tački. Busch je docnije mogao pokazati, da se kod takvog jednog *magnetnog sočiva*, može definisati žižna daljina kao i kod optičkog sočiva, i da se magnetno sočivo može upotrebiti za dobijanje stvarnih likova pomoću elektronskih zrakova. Razume se da žižna daljina zavisi od jačine magnetnog polja; ona je utoliko manja, ukoliko je jača struja koja prolazi kroz kalem. Ovo magnetno sočivo ima izvesno preimućstvo nad optičkim sočivom u tome, što može da mu se menja žižna daljina. Iz tih Busch-ovih podataka se razvila *elektronska optika*, koja je do danas veoma usavršena, i dovela je do konstrukcije *elektronskog mikroskopa*. U pogledu sposobnosti razlaganja, elektronski mikroskop znatno premašuje obični mikroskop. Običan mikroskop ne razlaže više strukture koje su reda veličine talasne dužine (okruglo uzev 0,5 mikrona) ili još manje. Kod elektronskog mikroskopa umesto talasne dužine svetlosti dolazi u obzir talasi materije elektrona koji su mnogo kraći. Tako se dobijaju mnogo veća uvećanja, koja iskorišćuju još i optičko uvećanje elektronski dobijene slike, danas već dostižu red veličine 500000:1, dok je ovaj odnos kod običnog mikroskopa oko 2000:1. Elektronsko-optička slika, može se posmatrati bilo neposredno na fluorescentnom zaklonu koji leži u ravni slike, ili se može snimiti na fotografskoj ploči.

Docnije se pokazalo da se kao sočiva za elektronske zrake mogu upotrebiti ne samo rotaciono — simetrična magnetna polja, već i sva rotaciono — simetrična električna polja. Zato su se pored magnetnih, pojavili i električni elektronski mikroskopi.

Na sl. 122 je prikazan jedan savremen magnetni elektronski mikroskop, čiju konstrukciju i hod zrakova vidimo na sl. 123. On sadrži tri gvozdjem oklopljena kalema koji odgovaraju kondenzoru, objektivu i okularu običnog mikroskopa. Prvi kalem skuplja na objekti snop zrakova koji polaze od usijane katode.



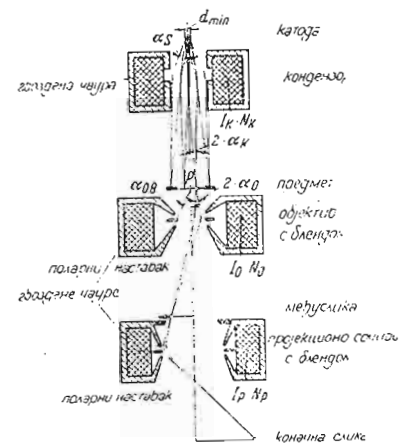
Sl. 122. Magnetni elektronski mikroskop (Siemens & Halske)

Predmet se nalazi na neobično tankom listiću koji služi kao podloga. Drugi kalem koji služi kao objektiv, daje stvarnu sliku predmeta. Treći kalem, kao okular običnog mikroskopa pri mikrofotografiji, daje još više uvećan slik. Kod električnog elektronskog mikroskopa, na mesto kalema dolaze odgovarajuća električna sočiva, u obliku naelektrisanih sistema dijafragma.

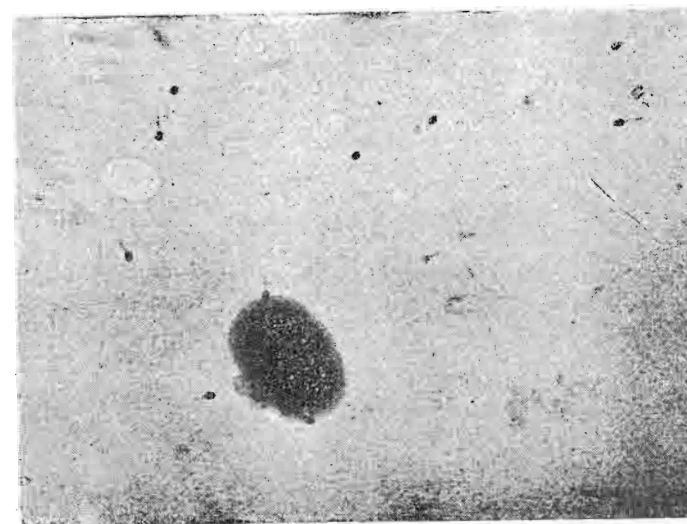
Elektronski mikroskop se pokazao već odmah kao neobično važno i moćno sredstvo za istraživanja, jer je njime moguće posmatrati sada i 1000 puta manje objekte nego ranije. Moguće je već danas videti pojedine naročito velike molekule kao i izvestan broj virusa. Virusi su izazivači bolesti, sastoje se iz pojedinih velikih molekula i zbog njih nastupaju mnogobrojne ljudske životinjske i biljne infektivne bolesti.

U biologiji i bakteriologiji, elektronski mikroskop nam otkriva nov svet. Na sl. 124 kao primer dat je snimak klice srdobolje.

Elektronsko optičko uvećanje je ovde iznosilo 10 000 : 1. Dobiće se umekoliko tačna slika o tome uvećanju, ako zamislimo da bi čovek visine 1,70 m uvećan 10 000 puta, izgledao visok 17 kilometara.



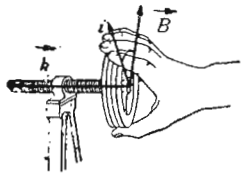
Sl. 123. Shema hoda zrakova u magnetnom elektronskom mikroskopu



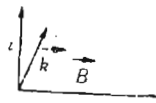
Sl. 124. Bakterijum srdobolje i bakteriofagi

99. Dejstvo magnetnog polja na struju. Zakone koje smo izveli za pojedinačne naelektrisane deliće, možemo sada tako primeniti i na

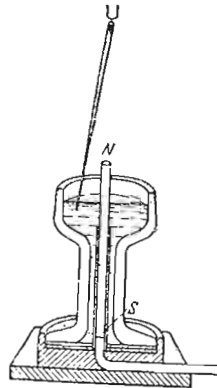
ukupan broj svih delića koji sačinjavaju struju. Pošto naelektrisani delići ne mogu da napuste provodnik, to oni prenose sile koje na njima deluju i na sam provodnik. Zato magnetno polje deluje izvesnom silom na provodnike sa strujom. Pri tome je svedeno da li se određena struja i sastoji od pozitivnih ili negativnih delića, čiji je pravac kretanja suprotan.



Sl. 125. Pravilo zavrtnja za dejstvo sile na provodnik u magnetnom polju



Sl. 126. Dejstvo sile na provodnik upravan na pravac magnetnog polja



Sl. 127. Kretanje provodnika sa strujom u magnetnom polju

Neka je n broj nosilaca električnih šarži u struji u 1 cm^3 provodnika, e punjenje pojedinih prenosilaca, q presek elementa provodnika dl . Pokretno punjenje u ovome elementu iznosi onda $neqdl$. Sila koja deluje na takav jedan element provodnika u polju B iznosi prema jed. 28) $df = neqdlv \sin(\nu, B)$. Ali je $neqv = i$ jačine struje u elementu provodnika. Stavimo još da se pravac brzine v pokretnih delića poklapa sa pravcem struje, $(\nu, B) = (i, B)$ tada je

$$df = idlB \sin(i, B) \text{ dina} \quad (36a)$$

Pri ovome treba voditi računa da se jačina struje meri u elektromagnetnim jedinicama (jedinica 10 ampera). Sila df stoji upravno na ravan koju grade elementi provodnika dl i polje B , ona dakle teži da pokreće element provodnika upravno na pravac struje. Najveća vrednost sile biće kad je $\sin(i, B) = 1$ tj. kad struja i i pravac polja stoje normalno jedno na drugom, a iščezava kad su paralelni.

Prema jedn. (36a) iznosi sila f koja u homogenom polju B deluje na pravolinijski provodnik dužine l ako ovaj stoji normalno na pravac polja

$$f = i l B \text{ dina} \quad (36b)$$

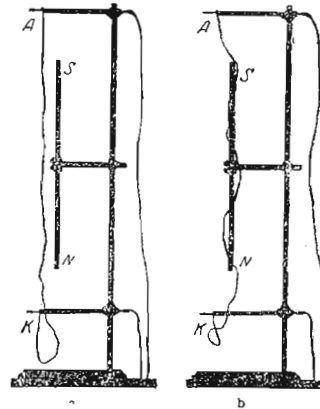
gde se i opet meri u elektromagnetskim jedinicama (sl. 126). Iz ove jednačine se može definisati elektromagnetna jedinica jačine struje kao ona

struja na koju na 1 cm dužine u magnetnom polju jačine 1 gauss upravnom na struju, deluje struja od 1 dina .

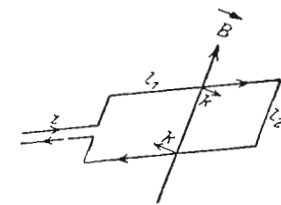
Pravilo zavrtnja u ovom slučaju glasi: Sila deluje u onom pravcu u kome se pokreće desni zavrtnaj ako se obrće u smislu koji odgovara obrtanju (pozitivnog) pravca struje u pravcu polja (sl. 125). Naročito važan slučaj kad pravac struje i polje stoje pod pravim uglom, prestatvijen je još jedanput na drugi način pomoću sl. 126.

Da bi se našlo dejstvo na konačan deo provodnika sa strujom ili na celo zatvoreno kolo struje, mora se obrazovati vektorski zbir od svih sila df koje deluju na pojedine elemente struje dl . Kod zatvorenog kola struje u homogenom polju nikad se kao rezultanta ne dobija jedna sila, već uvek spreg sila. To znači da u homogenom magnetnom polju na zatvoreno kolo struje deluje samo obrtni moment a ne i sila koja saopštava ubrzanje, dakle isto kao na magnet.

Dejstvo sile u magnetnom polju na provodnik sa strujom u najprostijem obliku pokazuje Amperov ogled (sl. 127). U sudu napunjenom živom iznad žive se nalazi severni pol N jedne magnetne šipke koja stoji vertikalno u sudu. Živi se dovodi ozdo struja preko magneta, a odvodi kroz gornju, slobodno pokretnu žicu. Odvodna žica kruži oko magneta pod dejstvom sile polja. Smisao obrtanja menja se sa pravcem struje. Ovaj ogled je, kao što se vidi obrnut ogled sa sl. 111, na kome je magnet pokretan, a provodnik nepokretan.



Sl. 128. Provodnik sa strujom se spiravno uvija oko magnetne šipke



Sl. 129. Uz izvođenje magnetnog momenta kola struje

Težnja pokretnih naelektrisanih delića da se oko linija sile magnetnog polja kreću po spirali, može se pokazati i kod delića u provodniku kad je provodnik vitak, ako je to npr. tanka metalna traka AK (sl. 128). Traka u početku visi pored vertikalno nameštene magnetne šipke. Čim se propusti kroz traku struja ona se spiravno navije oko magneta. Kad se promeni pravac struje, traka se razmota a zatim obavije magnet u suprotnom smislu.

160. *Magnetni momenat kola struje i solenoida.* Sl. 129 predstavlja kolo struje u obliku pravougaonika čije su strane l_1 i l_2 cm. Strane l_1 stoje upravno na homogenom magnetnom polju B , a strane l_2 su sa poljem paralelne. Sila deluje samo na prve, i to prema jedn. (36b) na svaku deluje sila $f = i l_1 B$ dina. Ove sile su upravljene u suprotnim pravcima jer struja kroz strane l_1 prolazi u suprotnom smislu. Usled toga na provodnik deluje momenat obrtanja čija je vrednost

$$N = f l_2 = i l_1 l_2 B = i F B \text{ din. cm.} \quad (37)$$

gde f predstavlja površinu pravougaonika l_1, l_2 .

Vidi se da ovaj momenat obrtanja teži da obrne provodnik tako da njegova površina stoji upravno na pravac polja B . Zatim, primenjujući pravilo zavrtanja sl. 115 § 93 lako se uviđa da je u ovom položaju magnetno polje struje u kolu u unutrašnjosti površine koju provodnik okružuje istoga pravca sa spoljašnjim poljem.

Kad u pravcu ovoga sopstvenog polja normala povučena na površinu sklapa ugao α_n sa pravcem spoljašnjeg polja, onda je obrtni momenat na kolo manji za činilac $\sin \alpha_n$ od ranije izračunatog i iznosi

$$N = - i F B \sin \alpha_n = - M B \sin \alpha_n \quad (38)$$

Ovde smo stavili negativan znak da bi smo naznačili da momenat obrtanja teži da smanji ugao α_n . Dalje smo stavili

$$i F = M \quad (39)$$

i to stoga, što veličina $i F$ ovde ima ulogu *magnetnog momenta* (§ 91 jedn. 10). Kolo struje sa jednim navojkom koji opkoljava površinu F , ima magnetni momenat $i F$ ako i označava jačinu struje u kolu.

I jedan naelektrisan delić koji se kreće po krugu poluprečnika r , predstavlja kružnu struju. Neka mu je ϵ punjenje a $u = 2 \pi n$ uglovna brzina. Tada delić kroz svaki presek svoje putanje u 1 sekundi prodje n puta, tako da u 1 sek. kroz svaki presek prodje količina elektriciteta $n\epsilon$, te njegovo kretanje prema definiciji jačine struje predstavlja struju jačine $i = \frac{\epsilon U}{2 \pi}$. Prema tome je magnetni momenat takve elementarne kružne struje

$$M = \pi r^2 \frac{\epsilon U}{2 \pi} = \frac{1}{2} \epsilon u r^2 \quad (40)$$

Ako imamo kalem sa n navojaka, svaki od njih ima po veličini i po pravcu isti magnetni momenat. Algebarski zbir ovih momenata daje magnetni momenat celog kalema

$$M = n i F = \frac{n i}{l} F l = j V \quad (41)$$

Količnik $ni/l = j$ je broj navojaka \times jačina struje na jedinicu dužine. $F l = V$ predstavlja zapreminu kalema. Na taj način veličina j dobija interesantno novo značenje. Pošto je

$$j = \frac{M}{V} \quad (42)$$

to je broj navojaka \times (puta) jačina struje na jedinicu dužine jednak delu magnetnog momenta koji pripada jedinici unutrašnje zapremine kalema.

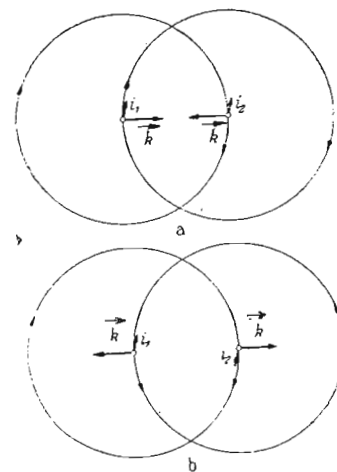
Pri tome smo još dalje otišli u analogiji izmedju solenoida i magnetne šipke. I solenoid ima magnetni momenat kao svaka magnetna šipka. Može mu se izračunati i jačina pola $m = \frac{M}{l}$ a ova je prema jedn. (41)

$$m = j F \quad (43)$$

dakle ista kao što je već izračunata u § 95 prema veličini magnetnog fluksa u solenoidu.

Napominjemo još jedanput da svi ovde izvedeni odnosi *strogo* važe samo za onaj kalem čija je dužina tolika velika prema prečniku njegovog preseka, da se može zanemariti što magnetno polje struje kalema nije homogeno u neposrednoj blizini njegovih krajeva (sl. 113).

161. *Dejstvo struje na struju.* Pošto električna struja s jedne strane nosi sobom magnetno polje, a s druge strane pošto je izložena u magnetnom polju deluje sila, to i izmedju dve struje usled toga što svaka od njih stvara magnetno polje, mora postojati dejstvo sile. Neka su i_1, i_2 dve paralelne struje istog smisla, normalne na ravan crteža i upravljene unazad (sl. 130a). Krugovi su linije sile polja. Pošto su struje istog pravca, a polja u obema tačkama suprotno upravljena, to na provodnike deluju sile suprotnog smisla k i $-k$. Po pravilu o zavrtanju nalazi se da provodnici u ovom slučaju teže da se približe. Isto tako se može lako utvrditi da *obe* sile menjaju svoj pravac kad se promeni pravac samo *jedne* struje npr. i_1 (sl. 130b). Time se istovremno na mestu i_1 promeni pravac polja. Dobijamo dakle važan zakon: *Paralelne struje istog smisla se privlače, paralelne struje suprotnog smisla se odbijaju.* Za dokaz ovoga može poslužiti Amperova aparatura na sl. 131. Na sl. 132 Roguet-ova spirala donjim krajem je potopljena u živu. Čim se kroz nju propusti teče paralelno, spirala se skuplja, prekida struju, zatim se otpušta, ponovo uspostavlja itd. U ovom slučaju spirala je vrlo prost samostalno prekidač struje.



Sl. 130. a) Privlačenje paralelnih, b) Odbijanje antiparalelnih struja

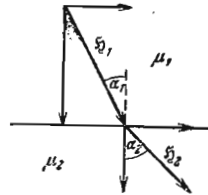
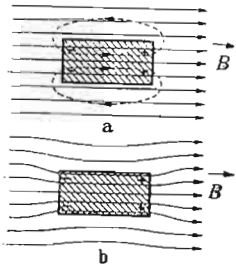
Na sl. 133 je i_1 opet struja koja od ravni crteža normalno ide u nazad (iza crteža), i_2 struja koja teče u ravni crteža. Na ovoj ćemo uzeti dve tačke koje leže na istoj liniji polja koje stvara struja i_1 . Pomoću pra-

$$\mu_1 H_1 \cos \alpha_1 = \mu_2 H_2 \cos \alpha_2 \text{ i } H_1 \sin \alpha_1 = H_2 \sin \alpha_2$$

odavde sleduje

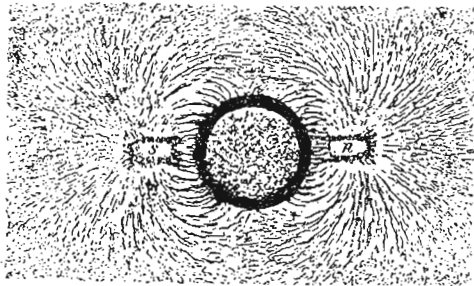
$$\operatorname{tg} \alpha_1 : \operatorname{tg} \alpha_2 = \mu_1 : \mu_2 \quad (7)$$

Pravac linija sile se dakle menja (*prelamanje linija sile*), i to se one prelamaју od upadne normale, ako je permeabilitet drugog tela veći od permeabiliteta prvog. Razume se da je to dejstvo osetno samo kod feromagnetičnih tela.

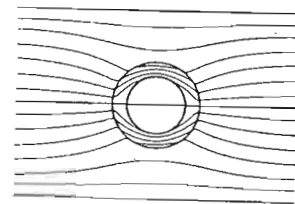


Sl. 142 a i b. Objašnjenje uz sl. 141. Sl. 143. Prelamanje magnetnih linija sile

Sl. 144 i odgovarajući shematski crtež sl. 145 pokazuju, kao primer, dejstvo prelamanja magnetnih linija sile u gvozdenu prstenu. Linije sile koje ulaze s jedne strane teku dalje kroz prsten i izlaze na suprotnom njegovom kraju. U unutrašnjosti prstena nema polja. Što smo



Sl. 144. Zaštitno dejstvo mekog gvoždja



Sl. 145. Prelamanje magnetnih linija sile u gvozdenu prstenu

ovde pokazali na dvodimenzionalnom primeru važi i u prostoru. U unutrašnjosti šuplje lopte od mekog gvoždja, koja se nalazi u magnetnom polju, magnetnog polja nema. Ovo se koristi kada je potrebno zaštititi delove instrumenata za merenje od dejstva spoljašnjih magnetnih polja, na pr. od dejstva zemljinog magnetnog polja (*zaštitno dejstvo gvoždja*).

112. *Opšti Kulonov zakon za magnetne polove.* Kulonov zakon u obliku u kome smo ga dali važio je za polove koji se nalaze u vakuumu ($\mu = 1$) ili, što je približno isto, u vazduhu, no taj zakon strogo važi samo u prvom slučaju. No ako je $\mu < 1$, ili je $\mu > 1$, važe odnosi slični onima koje smo izveli za slučaj električnih punjenja u dielektrikum. Pod uticajem dejstva magnetnog polja koje potiče od polova okolina se magnetno polarizuje, pa se na površini polova javlja magnetizovanje J i njegovo se dejstvo superponira sa dejstvom prvog pola. Znak magnetizovanja je kod para- i feromagnetnih tela suprotan znaku samog pola, dok je kod diamagnetnih njemu jednak. Stoga će privlačenje polova u para- i feromagnetnoj sredini biti manje no u vakuumu, a u diamagnetnoj veće. Rasuđivanjem sličnim onome koje smo izveli uz Kulonov zakon za električna punjenja (§ 47, jedn. 30) može se doći do zaključka da opšti Kulonov zakon za magnetne polove glasi

$$k = \frac{1}{\mu} \frac{m m'}{r^2} \quad (8)$$

Sila koja između dva pola deluje u para- i feromagnetnoj sredini manja je no u vakuumu, a u diamagnetnoj veća od ove.

113. *Magnetni potencijal. Magnetni napon. Magnetni otpor.* Razumljivo je da se zbog analogije između električnih i magnetnih polja može i u magnetnom polju definisati *potencijal*, kao i u električnom (§ 38). On bi odgovarao radu koji treba izvršiti da se pozitivni magnetni jedinični pol od proizvoljno izabranog mesta multog potencijala, pomeri do drugog određenog mesta u magnetnom polju. U električnom polju, gde se nalaze električna punjenja, nema zatvorenih linija sile, i rad pri pomeranju punjenja je nezavisan od puta. U magnetnom polju je stvar komplikovanija, jer su magnetne linije polja zatvorene, i rad koji se vrši pri pomeranju magnetnog polja od jedne tačke do druge, može imati različite vrednosti. To dovodi do pojma *mnogoznačnosti* magnetnog potencijala. Pretpostavimo da smo na ma koji način odredili rad potreban za pomeranje jediničnog pola od nulte tačke O potencijala do tačke P u polju. Drugi put mogli bismo to pomeranje prekinuti u ma kojoj tački i počev od nje izvršiti pomeranje za ceo obrt duž jedne magnetne linije. Pri tome se, već prema pravcu pomeranja, rad može ili utrošiti ili dobiti, i prema tome se ukupan iznos rada menja. Ako moćena linija polja obavlja struju i , onda je taj naknadni rad prema § 94 za $m = 1$ jednak $\pm 4\pi i$, prema smislu pomeranja. Ako se ovo kruženje izvrši više puta, onda je mnogoznačnost još veća. Ako u polju teče više struja, mnogoznačnost se još više penje. Ako najzad imamo prostorno razgranate struje — kao npr., kod pražnjenja u gasovima, onda može postojati proizvoljan broj puteva oko delova struje, pa i rad zavisi od svega toga. Zbog toga što su mu linije zatvorene, magnetno polje se naziva *vrtložno polje*, pa kao i kod svih ostalih vrtložnih polja ni u njemu u opštem slučaju nije moguće jednoznačno definisati potencijal.

Korisno je međjutim definisati pojam *magnetnog napona*. Ali se on ne izvodí kao u električnom polju iz polja B , već iz polja ekscitacije H ,

no potpuno analogo sa elektrostatičkim izvodjenjem. Magnetni napon neke tačke D spram tačke C iznosi

$$U_m = - \int_C^D \vec{H} \, d\vec{r} \quad (9)$$

Pri tome $d\vec{r}$ i ovde označava elemente puta duž kojih se integriše. Može se i U_m definisati kao rad potreban da se jedinični magnetni pol pomeri od C do D , jer ovaj pol ne reaguje na polje B , već na eksitaciju H . Mnogoznačnost koja je skopčana sa magnetnim naponom kao i sa magnetnim potencijalom, odstranjuje se time, što se utvrdi da putanja pola (integracioni put) ne sme nigde da obavi neku struju.

Fosmatrajmo cilindar dužine l , preseka q i permeabiliteta μ . Neka u pravcu ose cilindra vlada homogeno magnetno polje B , dakle eksitacija $H = B/\mu$. Zamislimo da se integracija iz jedn. (9) izvodi duž ose između osnova cilindra i nasuprot polju, onda je eksitacija H svuda konstantna i put integracije jednak je dužini cilindra l . Tada jednačina (9) dobija prostiji oblik

$$U_m = Hl = \frac{1}{\mu} Bl = \frac{l}{\mu} \cdot \frac{l}{q} = \Phi = \Phi R_m \quad (10)$$

gde je Φ magnetni fluks u cilindru i iznosi Bq . Uz to smo stavili.

$$R_m = \frac{l}{\mu} \cdot \frac{l}{q} \quad (11)$$

Jednačina (10) odgovara formalno omovom zakonu, ako se zameni električni napon U sa magnetnim naponom U_m , jačina struje i sa fluksom Φ , električni otpor R sa magnetnim otporom R_m . Magnetni otpor

R_m zavisi od konstante materijala $\frac{1}{\mu}$ i od dimenzije l/q , dakle slično kao kod električnog otpora. Konstanta μ (permeabilitet) igra ulogu sličnu električnoj provodljivosti $1/\delta$ (§ 54).

Razuma se da je analogija između ova dva zakona samo formalna. Magnetni fluks nije kao električna struja kretanje nekih delića. Ipak, pojam magnetnog napona je veoma koristan u tehnici. U mnogim slučajevima može se smatrati da je magnetni otpor jednog niza tela približno jednak zbiru parcijalnih magnetnih otpora, pa se onda može prilično tačno oceniti magnetni fluks u celom nizu.

Integral uzet za pun obrt oko struje i u pravcu eksitacije

$$H, u_m = \int \vec{H} \, d\vec{r} \quad \text{zove se napon opticanja struje } i. \text{ On je jednak radu}$$

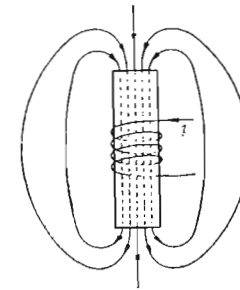
koji se dobija ako se pozitivni jedinični magnetni pol u vakuumu ($B = H$) obnese jedanput oko struje u pravcu polja i zato prema § 94 jedn. (20) iznosi

$$u_m = \int \vec{H} \, d\vec{r} = 4\pi i \quad (12)$$

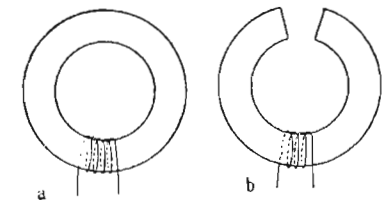
114. *Dejstvo gvođenog jezgra u kalemima. Elektromagneti.* Videli smo ranije da je kalem kroz koji protiče struja ekvivalentan magnetnoj šipki. Krajevi kalema odgovaraju polovima magneta, a linije sile i kod kalema i magneta na jednom kraju izlaze, a na drugom kraju ulaze. Medjutim magnetno dejstvo van jednog kalema sa strujom je relativno vrlo slabo. Ono se može neobično pojačati, ako se šupljina kalema ispuni nekim feromagnetnim telom, a naročito gvoždjem. Broj linija polja koje u tom slučaju ističu iz kraja kalema povećan je otprilike μ puta. Gvozdено jezgro u kalemu kroz koji prolazi struja postaje veoma jak magnet — *elektromagnet*. Značaj i primena elektromagneta su ogromni.

Na sl. 146 imamo cilindrično gvozdено jezgro i oko njega namotamo n navojaka žice kroz koje teče struja i . Navojci, koji sačinjavaju kalem, pokrivaju samo jedan deo jezgra. Između kalema magnetne linije izlaze neposredno iz njegovih krajeva u prostor u svima pravcima. Jezgro medjutim drži magnetne linije skupljene i ove skoro sve izlaze u vazduh samo na krajevima jezgra (sравни sl. 113 § 93 sa sl. 146). Gvozdено jezgro dejstvuje dakle na spoljašnjost kao kalem koji ima dužinu celog jezgra.

Svaki pojedinačni navojak namotaja doprinosi ukupnom fluksu Φ jednak deo Φ_1 , a svi ti delovi se sabiraju i sačinjavaju ukupan fluks u gvoždju $\Phi = n\Phi_1$, i to potpuno nezavisno od načina na koji su navojci raspoređeni na jezgru. Sama dužina kalema nema naročitog značaja za ukupan fluks, pa prema tome ni za magnetizovanje jezgra. Važan je samo broj navojaka i jačina struje, dakle proizvod ni .



Sl. 146. Gvozdено jezgro sa navojcima



Sl. 147. a) Prstenasto zatvoreno gvozdено jezgro, b) Otvoreno gvozdено jezgro

Naročito su prosti odnosi kod prstenastog zatvorenog gvođenog jezgra (sl. 147, a). Neka je njegov presek q , njegova dužina, tj. njegov srednji obim, neka je l . Da bi smo izračunali fluks u njemu, zamislimo da je stvarni namotaj zamenjen jednim prostijim, ali koji proizvodi isti efekat. Pretpostavimo da je gvozdено jezgro celom dužinom l obavijeno limom koji pretstavlja »kalem« sa samo jednim navojkom. Da bi

se dobilo isto dejstvo kao sa stvarnim namotajem, mora kroz ovaj jedan navojak teći struja $i = n i$ koja proizvodi eksitaciju $H = \frac{4 \pi i}{l}$
 $= \frac{4 \pi n i}{l}$ i magnetno polje $B = \mu \cdot 4 \pi n i l$. Pri tome l nije sada dužina stvarnog kalema, već dužina jezgra. Tada magnetni fluks u jezgru iznosi

$$\Phi = Bq = \frac{\mu q}{l} \cdot 4 \pi n i = 4 \pi \frac{n i}{R_m}, \quad (13)$$

gde R_m označava magnetni otpor gvođenog jezgra. Ako jezgro nije svuda istog preseka, onda se R_m približno računa kao zbir magnetnih otpora pojedinih njegovih delova.

Ako gvozdено jezgro nije zatvoreno, ako se dakle između njegovih krajeva nalazi vazdušni prostor koji treba da premoste linije polja (sl. 147, b), onda takodje važi jedn. (13). Samo se otpor R_m sastoji sada iz dva dela: gvođenog dela R_m^g i vazdušnog dela R_m^v pa je

$$\Phi = \frac{4 \pi n i}{R_m^g + R_m^v} \quad (14)$$

U opštem slučaju je $R_m = l/\mu q$. Kod mekog gvoždja, koje se zbog svoje male remanencije jedino upotrebljava, μ je po redu veličine 100 pa i više, za vazduh je međutim $\mu \approx 1$. Usled ovoga je magnetni otpor vazdušnog dela mnogo veći od magnetnog otpora u gvoždju iste dužine. Ako se stoga umete na put linija polja ma i mala vazdušna putanja, to povlači za sobom veliko povećanje ukupnog magnetnog otpora i znatno smanjenje fluksa, a time i jačine polja $B = \Phi/q$. Ako imamo pravo gvozdено jezgro (sl. 146), onda je ovo smanjenje znatno. Put linija polja kroz vazduh od jednog pola do drugog doduše je duži od puta kroz jezgro. No presek mu je velik i spram preseka puta kroz jezgro. Ali ova razlika u presecima samo delimično kompenzira rdjavo djestvo vazdušnog puta i to utoliko manje, ukoliko je jezgro kraće.

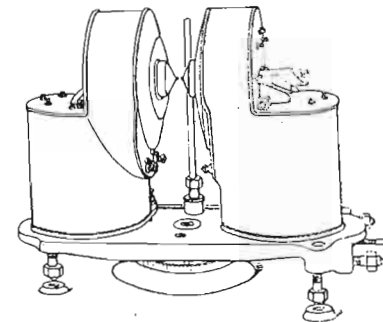
Neka je prstenasto savijeno gvozdено jezgro presečeno tako da su površine presečenih krajeva paralelne i upravne na fluks (polovi jezgra). Fluks ide i kroz vazdušni prostor. Ako je razdaljina polova mala spram prečnika njihovog preseka tako da možemo zanemariti rasturanje linija polja koje se inače javlja, onda fluksu Φ odgovara u vazduhu računa polja

$$B = \frac{\Phi}{q} = \frac{1}{q} \frac{4 \pi n i}{R_m^g + R_m^v} \quad (15)$$

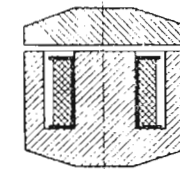
gde q označava presek polova.

Kad hoćemo da dobijemo jako homogeno magnetno polje, moramo voditi računa o tome da magnetni otpor, naročito njegov vazdušni deo bude što manji, tj. treba izabrati što manje rastojanje polova. Za homogeno polje, presek polova q ne sme biti suviše mali. Ako nam je više stalo do jačine nego do homogenosti polja, onda se može izabrati

presek q što manji uzimajući *konične nastavke* za polove, kao što je to predstavljeno na slici 148 kod velikog elektromagneta. Glavni deo fluksa izlazi tada iz vrlo kupe i u osi nastaje veoma jako polje, no ono bočno vrlo brzo opada. Uz primenu vazdušnog hladjenja mogu se propuštanjem vrlo jake struje kroz navojke elektromagneta dobiti polja prostorno mala, ali jačine od mnogo hiljada gausa. Sl. 149 prikazuje jedan »lončasti« elektromagnet, kod koga se namotaj nalazi u cilindričnom izdubljenju jezgra od mekog gvoždja. Anker je takodje od mekog gvoždja i vrlo dobro je uglačen po površini prema jezgru. Kad anker naleže, onda se između njega i magneta nalazi samo vrlo tanak vazdušni



Sl. 148. Veliki elektromagnet



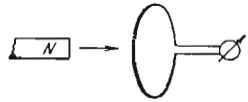
Sl. 149. Lončasti magnet

sloj, tako da to skupa čini dobro zatvoreno gvozdено kolo, sa veoma jakim fluksom kada kroz namotaj protiče struja. Ovakav elektromagnet u stanju je da privuče i nosi velike terete. Jasno je da se ovde može upotrebiti samo meko gvoždje, tj. male remanencije, jer bi inače i kad se isključi struja iz elektromagneta, zaostalo mnogo (remanentnog) magnetizma, pa se magnet i anker ne bi razdvojili. Uopšte, u svima slučajevima je potrebno, kad se uzimaju gvozdена jezgra, da se jezgro pri prekidu struje vrati po mogućstvu u nemagnetično stanje.

ELEKTROMAGNETNA INDUKCIJA

115. *Osnovne činjenice.* Ako se zatvorenom kolu u koje je vezan galvanometar približava pol jednoga magneta (sl. 150), zapaža se da galvanometar skreće i da kroz kolo teče struja za *vreme kretanja magneta*. Ako se magnet zatim udaljuje, onda kroz kolo teče struja u suprotnom pravcu. Iste pojave se mogu zapaziti kad magnet miruje a kolo pomeramo spram magneta. Umesto magneta za ovaj ogled možemo uzeti kalem kroz koji protiče struja (sl. 151) i čiji krajevi prema tome odgovaraju magnetnim polovima.

Ova pojava koju je otkrio Faradej 1831 g. zove se *elektromagnetna indukcija* ili kraće *indukcija*, a struja koja se javlja usled indukcije, zove se *indukovana struja*. Kad kroz kolo teče struja i ako u njemu nema nekog električnog izvora nema dosad poznate vrste, onda moramo pretpostaviti da se u kolu javlja neka *indukovana elektromotorna sila*, sa kojom se dosad nismo susretali.



Sl. 150. Indukcija u polju magnetne šipke.



Sl. 151. Indukcija u polju kalema.

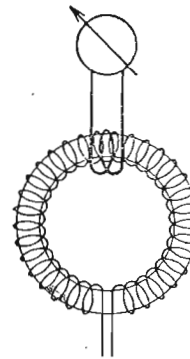
Pri likom kretanja magneta spram provodnika, u okolini ovog poslednjeg samo se *vremenski menja jačina magnetnog polja*. U uzrok pojave indukovane elektromotorne sile, može se pripisati samo toj vremenskoj promeni polja. Prema tome u ogledu na sl. 151 nije potrebno pomerati kalem ili kolo. Indukcijsna dejstva će se zapaziti u kolu i kad oba dela miruju, ako se u kalemu menja jačina struje a sa njom i jačina magnetnog polja, ili kad se kalem obrne. Pojačavanje struje odgovara približavanju kalema, slabljenje struje njegovom udalžavanju. Pri zatvaranju kola u kome se nalazi kalem, javlja se isto skretanje galvanometra kao i kad se kolo prekine, samo su u ta dva slučaja pravci struje različiti.

Indukcija se može zapaziti i na sledeći način. Kroz kalem koji je vezan sa galvanometrom propušta se slaba struja, tako da galvanometar sasvim malo skreće. Ako se sada u kalem uvuče nemagnetično gvozdено jezgro, galvanometar za vreme uvlačenja jezgra pokazuje veliko skretanje, pri izvlačenju jezgra skreće na drugu stranu. Ovde u stvari imamo istu pojavu kao pri približavanju magneta, jer gvozdено jezgro pri uvlačenju u kalem kroz koji protiče struja, postaje namagnetisano i dejstvuje kao permanentan magnet. Ovde se dakle javlja indukcija usled promene permeabilneta u unutrašnjosti kalema.

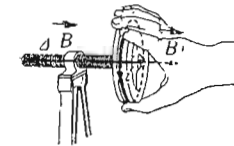
Kod svih dosad opisanih ogleda, nalazilo se kolo u kome se javlja indukovana struja uvek u magnetnom polju koje se menja u toku vremena. Od magnetnog pola ili kalema sa strujom, polaze linije polja, koje ispunjavaju ceo okolni prostor. Sad ćemo se upoznati sa jednim ogledom pri kome se kolo nalazi u oblasti, u kojoj po našem dosadašnjem znanju nema magnetnog polja. Na sl. 153 je pretstavljen prstenasti kalem (toroid), kroz koji protiče struja čija se jačina menja. Polje u unutrašnjosti ovoga kalema možemo izračunati prema jedn. (21) § 95. I ono se u toku vremena menja kao i sama jačina struje. Prema našem dosadašnjem znanju, spolja oko kalema nema magnetnog polja. Ali i u ovom slučaju se pri svakoj promeni jačine ili pravca struje javlja indukovana struja u jednom kalemu koji je spolja namotan oko prstena. Na prvi pogled izgleda kao da ovde imamo neko neposredno dejstvo na daljinu koje potiče od vremenski promenljivog magnetnog polja. To medjutim nije slučaj, kao što ćemo videti u § 124.

Pored pomenutih slučajeva, ima još načina da se dobije indukovana struja. Tako se ona javlja ako se menja veličina površine koju ograničava provodno kolo i kad se nalazi u vremenski nepromenljivom magnetnom polju, ili ako se kolo obrće u magnetnom polju. Oba ova slučaja ćemo proučiti detaljnije u § 118.

116. *Lencov zakon.* Pravac indukovane elektromotorne sile nalazi se po *Lencovom zakonu*, koji glasi: *Indukovana elektromotorna sila uvek je tako upravljena, da magnetno polje struje postale od indukovane e. m. s. dejstvuje na suprot uzroku indukcije.*



Sl. 152. Indukcija oko prstenastog kalema



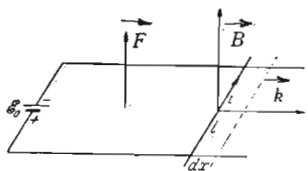
Sl. 153. Određivanje pravca indukovane struje pomoću pravila zavrtnja i Lencovog zakona

Ako indukcija nastaje usled kretanja provodnika u polju nekog magneta ili kalema kroz koji protiče struja, onda magnetno polje indukovane struje ima takav pravac, koji koči ovo kretanje. Ako se magnetni pol približava provodniku, onda je magnetno polje indukovane struje tako upravljeno, da provodnik odbija magnet, dakle koči kretanje magneta. Obrnuto, ako se pol udaljuje od provodnika, onda ga polje indukovane struje privlači, dakle opet ga koči u kretanju. Zato indukovana elektromotorna sila ima jedan pravac pri približavanju magneta, a

suprotan pravac kad se magnet udaljuje. Pošto se na taj način odredi pravac magnetnog polja, može se iz obrnutog pravila zavrtnja (§ 93 sl. 114) naći i pravac indukovane struje.

Ako je uzrok indukcije vremenska promena magnetnog polja na površini koja je ograničena provodnikom, onda je magnetno polje indukovane struje uvek tako upravljeno, da usporava ovu vremensku promenu. Ako se magnetno polje koje izaziva indukciju pojačava, ili ako se uključivanjem struje u kalemu tek stvara, onda je polje indukovane struje suprotnog pravca sa indukujućim poljem; ako indukujće polje postaje slabije, onda je polje indukovane struje istog pravca kao i indukujće, tako da se opet usporava vremenska promena.

Lenz-ovo pravilo je posledica zakona o konservaciji energije. Dok teče indukovana struja, u provodniku se oslobadja toplota i ova energija može dolaziti samo od izvora koji stvara indukciju. Ako indukcija potiče usled kretanja nekog tela (magneta, kalema), onda telo mora da gubi kinetičku energiju, dakle njegovo kretanje se usporava. Ako indukcija nastupa samo usled vremenske promene jačine magnetnog polja, onda energija, kao što ćemo docnije videti, potiče iz samog polja (§ 128), jer svako magnetno polje ima i svoju magnetnu energiju. Da se stvori magnetno polje, mora se utrošiti energija, koja se ponovo oslobadja kad magnetno polje iščezne. Kad se magnetno polje stvara, npr. propuštajući struju kroz kalem, onda ako se u prostoru nalazi neki provodnik u kome može da se indukuje struja električna energija u kalemu ne ide samo na stvaranje polja, već se jedan deo od nje troši posredno preko polja i za izazivanje indukovane struje. Ona se dakle oduzima od polja, čija jačina usled toga sporije raste nego u slučaju kad ne izaziva indukciju. Kad se struja u kalemu prekine, onda jedan deo energije koja se pri nestanku polja oslobadja, prelazi na okolni provodnik i daje energiju za indukovanu struju.



Sl. 154. Indukcija pri promeni površine

Sl. 153 pokazuje primenu pravila zavrtnja na Lenzov zakon. Ako je ΔB priraštaj jačine magnetnog polja za vreme Δt , onda kroz provodnik koji obavlja linije sile teče struja i , čiji je pravac takav, da je polje struje B suprotno priraštaju polja ΔB . Tada iz pravila zavrtnja (sl. 115), dobijamo na sl. 154 pretstavljen pravac indukovane struje.

Iz Lenz-ovog pravila dalje sleduje da se prilikom uključivanja ili pojačavanja struje u provodniku indukuje struja suprotnog smisla u drugom provodniku koji sa njime ide paralelno, a pri slabljenju ili prekidanju struje indukovana i indukujća struja imaju isti smisao.

117. *Zakon indukcije.* I pored velikog broja različitih pojava indukcije, svi se oni bez izuzetka mogu opisati jednim jedinim sasvim prostim, *Faradajevim zakonom indukcije.* On glasi: U jednom navojku, indukovana elektromotorna sila iznosi

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (1)$$

Dakle, ona je jednaka negativnoj vremenskoj promeni magnetnog fluksa Φ (§ 89) kroz površinu koja je ograničena provodnikom. Pri tome se elektromotorna sila \mathcal{E} meri *elektromagnetnom jedinicom potencijala.* Slično elektrostatičkoj jedinici ova jedinica potencijala definisana je jednačinom $A = e U$, u kojoj se rad A opet izražava u ergovima, ali se količina elektriciteta e meri elektromagnetnom jedinicom količine elektriciteta, koja iznosi 10 kulona. Elektromagnetna jedinica potencijala je dakle onaj potencijal, koji na elektromagnetnoj jedinici količine elektriciteta izvrši rad od 1 erga. Prema tome 1 elektromagnetna jedinica potencijala iznosi 10^8 volta $= \frac{1}{C}$ elektrostatičkih jedinica potencijala ($C =$ brzina svetlosti).

Prema § 89 jedr. (7) i (8) magnetni tok (fluks) $d\Phi$ je broj linija polja koje prolaze kroz element površine dF i on iznosi

$$d\Phi = B dF \cos \alpha_n \text{ ili u konačnoj površini}$$

$$\Phi = B dF \cos \alpha_n \quad (2)$$

Prema istim jednačinama može se takodje pisati i

$$\mathcal{E} = - \frac{d}{dt} \int B \cos \alpha_n dF = - \int \mu H \cos \alpha_n dF \quad (2a)$$

gde α_n označava ugao između normale na površinu i pravca polja.

Ako imamo kalem sa n jednakih navojaka u kome postoji homogeno ali vremenski promenljivo polje, onda se u svakom navojku indukuje elektromotorna sila data jedr. (1), a ukupna elektromotorna sila celog kalema iznosi

$$\mathcal{E} = - n \frac{d\Phi}{dt} \quad (3)$$

Ako je presek kalema F , i ako je polje B upravljeno duž ose kalema, onda je $\Phi = B F = \mu H F$, pa indukovana elektromotorna sila iznosi

$$\mathcal{E} = - n F \frac{dB}{dt} = - n F \frac{d(\mu H)}{dt} \quad (4)$$

Veličina $n F$ zove se *navojna površina kalema.*

Iz jednačine (2) izlazi, da postoje četiri razne mogućnosti da se u jednom navojku indukuje elektromotorna sila. Vremenski može biti promenljivo 1° magnetno polje B odnosno magnetna eksitacija H , 2° permeabilitet μ okolne sredine, 3° ugao α_n , 4° veličina površine F .

115. Indukcija pri kretanju provodnika u vremenski konstantnom homogenom magnetnom polju. Prvo ćemo posmatrati nekoliko specijalnih slučajeva.

1) slučaj. Menja se površina F . Kolo sa izvorom struje čija je elektromotorna sila \mathcal{E}_0 leži u ravni i jedna njegova strana — poprečno postavljena šipka — je pokretna, njena dužina iznosi l . Kroz ravan provodnika, normalno, protiču linije polja B , koje je vremenski konstantno. Ugao između normale na ravan i pravac a polja je 0° i $\cos \alpha_n = 1$. Jačina struje u kolu neka bude i . Prema § 99 jed. (36 b) na pokretni provodnik sa strujom deluje sila $k = iBl$, koja je prema pravilu zavrtnja (§ 99, sl. 125) upravljena na desno, kao što je označeno na slici 154. Ova sila pokreće provodnik, koji za vreme dt predje put dx na desno, i izvršen rad pri tome iznosi $dA = kdx = iBl dx = iBdF$, pošto je $l dx = dF$ promena površine koju ograničava kolo. Kako se pri ovome samo polje B ne menja (magnetna energija polja, § 128), to utrošeni rad može da ide samo na račun izvora struje, koji sem toga daje i potrebnu energiju za razvijenu Joule-ovu toplotu u kolu, čiji je otpor R , dakle energiju $i^2 R dt$. Efekat ovoga izvora iznosi $\mathcal{E}_0 i$, i zato je ukupna energija koju izvor daje za vreme dt

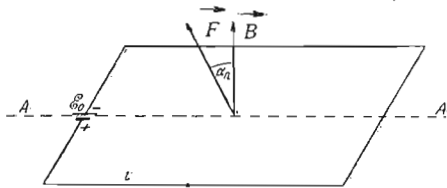
$$\mathcal{E}_0 i dt = i^2 R dt + dA = i^2 R dt + iBdF$$

Jačina struje u kolu iznosi dakle:

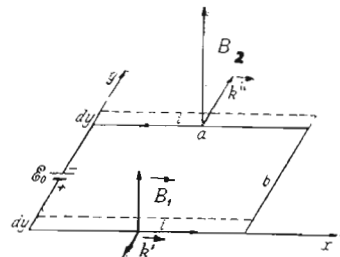
$$i = \frac{1}{R} \left(\mathcal{E}_0 - B \frac{dF}{dt} \right),$$

dok bi u kolu sa nepokretnom stranom, dakle sa nepromenljivom površinom, jačina struje bila $i = \mathcal{E}_0/R$. Ona je u ovom poslednjem slučaju veća, jer kod promenljive površine, nasuprot elektromotornoj sili \mathcal{E}_0 deluje indukovana elektromotorna sila:

$$\mathcal{E} = - B \frac{dF}{dt} \text{ el. mag. jed.} \quad (5)$$



Sl. 155. Indukcija pri obrtanju zatvorenog provodnika



Sl. 156. Indukcija usled kretanja u nehomogenom magnetnom polju

Ova elektromotorna sila je nezavisna od \mathcal{E}_0 i postojala bi pri kretanju provodnika čak i ako je $\mathcal{E}_0 = 0$, a provodnik se kreće usled neke druge spoljašnje sile. Potpuno je u skladu sa Lenz-ovim zakonom da in-

dukovana elektromotorna sila \mathcal{E} deluje na suprot uzroku indukcije, elektromotornoj sili \mathcal{E}_0 .

Pošto je u našem slučaju $B = \text{const.}$ a $\cos \alpha_n = 1$, to je prema jedn. (2) $\Phi = B \int dF = BF$, tako da je $d\Phi/dt = B \frac{dF}{dt}$. Jednačina (5) je dakle u saglasnosti sa jedn. (1) tj. sa zakonom indukcije.

2) slučaj; menja se ugao α_n . Kolo u obliku pravougaonika u kome se nalazi izvor struje sa elektromotornom silom, \mathcal{E}_0 može da se obrće oko ose AA' (sl. 155). Homogeno magnetno polje B stoji normalno na osi AA' . Nacrtani vektor \vec{F} (normala), zaklapa trenutno sa pravcem ugao α_n . Magnetni momenat kola iznosi $M = iF$ (§ 100). Usled toga na kolo deluje obrtni momenat $N = -iBF \sin \alpha_n$ (§ 91), koji teži da smanji ugao α_n . Pri obrtanju za ugao $d\alpha_n$ za vreme dt utroši se na to rad $dA = Nd \alpha_n = -iBF \sin \alpha_n d\alpha_n = iFBd \cos \alpha_n$. Ovaj rad opet ide na račun izvora \mathcal{E}_0 , pa kao i u prethodnom slučaju dobijamo $\mathcal{E} i dt = i^2 R dt + dA = i^2 R dt + iFBd \cos \alpha_n$. Jačina struje u kolu iznosi

$$i = \frac{1}{R} \left(\mathcal{E}_0 - FB \frac{d \cos \alpha_n}{dt} \right) \quad (6)$$

a sama indukovana elektromotorna sila je

$$\mathcal{E} = - FB \frac{d \cos \alpha_n}{dt}$$

Pošto se F i B ne menjaju i pošto ugao α_n u isto vreme na celoj površini ima istu vrednost, to je ovaj izraz u saglasnosti sa jedn. (2).

119. Indukcija u pokretnim provodnicima u vremenski konstantnom ali nehomogenom polju. Pravougaoni provodnik sa električnim izvorom \mathcal{E}_0 nalazi se u magnetnom polju, koje stoji upravno na površinu kola, ali koje nije homogeno, već mu se jačina menja idući od jednog mesta ka drugom. Pravougaonik se nalazi u xy ravni koordinatnog sistema i to tako da mu strane a leže u pravcu x , a strane b , u pravcu y ose (sl. 156). Pretpostavimo, da bi izvodjenje bilo lakše, da se polje B menja samo prema položaju u pravcu y ose, dok je u pravcu x ose konstantno. Znači da duž cele prednje strane a postoji jačina polja B_1 , a na zadnjoj strani a jačina polja je B_2 , i to $B_2 > B_1$. Kroz provodnik teče struja jačine i . Na prednju stranu a prema pravilu zavrtnja (§ 99, sl. 125) deluje napred upravljena sila $K' = B_1 ia$, a na zadnju stranu sila $K'' = B_2 ia$, upravljena u suprotnom pravcu, pri čemu je $K'' > K'$. Na kolo ukupno deluje sila $K = K'' - K' = (B_2 - B_1) ia$, u pravcu y ose. Ova sila pomeri provodnik za vreme dt za duž dy (u y pravcu) i pri tome izvrši rad $dA = K dy = (B_2 - B_1) ia dy$. Isto kao i ranijim primerima, ovaj rad ide na račun izvora struje, na zato imamo:

$$\mathcal{E}_0 i dt = i^2 R dt + dA = i^2 R dt + (B_2 - B_1) ia dy$$

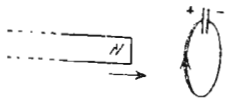
$$i = \frac{1}{R} \left[\mathcal{E}_0 - (B_2 - B_1) a \frac{dy}{dt} \right] = \frac{1}{R} (\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}),$$

a indukovana elektromotorna sila iznosi, kao što se vidi

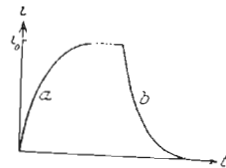
$$\mathcal{E} = - (B_2 - B_1) a \frac{dy}{dt} \quad (7)$$

Ova jednačina je opet u skladu sa jedn. (2), kad je $\cos \alpha_n = 1$, kao što je ovde slučaj. Kad se površina kola pomeri za duž dy , onda fluks kroz zadnju stranu a iznosi $B_2 a dy$, a kroz prednju stranu $B_1 a dy$. Promena fluksa iznosi dakle $d\Phi = (B_2 - B_1) a dy$, pa je $\mathcal{E} = - d\Phi/dt$

120. *Indukcija u nepokretnim provodnicima koji se nalaze u vremenski promenljivoj polju.* Pojave indukcije koje smo sada posmatrali, odnose se na one slučajeve gde se kolo ili jedan njegov deo kreću u vremenski nepromenljivoj, homogenom ili nehomogenom magnetnom polju. Ali smo u § 115 već videli da se indukcija javlja i u onom slučaju ako je provodnik u miru, a oko njega se magnetno polje u toku vremena menja (*vremenski promenljivo polje*). Tamo je već rečeno da se pomeranjem magnetnog pola naspram provodnika u ovome izaziva isto dejstvo, kao kad se provodnik pokreće a magnet miruje. Odavde zaključujemo da jedn. (1) važi, ne samo kad se provodnik kreće u mag-



Sl. 157. Indukcija u otvorenom kolu



Sl. 158. Dejstvo samoindukcije

netnom polju, kao što je to uzeto u § 119, već i onda kad je provodnik u miru, a kreće se magnetni pol ili drugi provodnik sa strujom, tako da se dešava u odnosu na provodnik ista vremenska promena polja a sa njom i promena fluksa kroz površinu provodnika, kao i prilikom kretanja provodnika. Možemo otići čak i korak dalje. Da se izazove promena fluksa kroz provodnik, nije potrebno čak ni relativno kretanje primarnog kabela sa strujom i provodnika, već oba mogu mirovati a promena fluksa nastupa usled promene jačine struje u primarnom kalemu. I u tom slučaju važi jednačina (1).

121. *Indukcija u otvorenom kolu.* Do sada smo posmatrali slučajeve indukcije u zatvorenom kolu provodnika, kroz koje usled indukovane elektromotorne sile, može da teče struja za sve vreme dok traje indukcionni proces. Ali se indukcija može javiti i u otvorenom kolu. Na sl. 157 su kondenzatorske obloge spojene kružnim provodnikom i kolo je otvoreno. Ako mu približimo pol jednoga magneta, onda se i ovdje javlja dejstvo sile na pojedine nosioce punjenja u provodniku. Dakle, javlja se

elektromotorna sila, pa teče indukovana struja, što ima za posledicu da kondenzator počinje da se puni. Punjenje traje sve dotle dok napon između obloga kondenzatora ne postane po veličini jednak ali po pravcu suprotan indukovanoj elektromotornoj sili. Indukovana struja tada prestaje da teče, ali kondenzator ostaje napunjen sve dok traje i vremenska promena magnetnog polja. Ako ova prestane, onda se i kondenzator prazni i kroz kolo teče struja u obrnutom pravcu. Ova činjenica je osnova za dejstvo električnog oscilatornog kola.

122. *Uzajamna indukcija i samoindukcija.* Ako kroz kolo sa jednim ili više navojaka teče struja i_1 , ono u svojoj okolini stvara magnetno polje B , koje je srazmerno toj jačini struje. Ako se u tom polju nalazi drugo kolo, opet sa jednim ili više navojaka, onda kroz svaki navojak protiče fluks Φ , koji potiče od polja, a koji je takodje srazmerno jačini struje i_1 . Za n -ti navojak važi odnos $\Phi_n = c_n i_1$. Konstanta c_n zavisi prvo, čisto geometrijski od položaja n -tog navojka spram pojedinih navojaka prvog kola i od oblika pojedinih navojaka, drugo, od permeabilizeta sredine. Ako se i_1 vremenski menja, onda se u n -tom navojku indukuje elektromotorna sila $- d\Phi_n/dt$. Ukupna elektromotorna sila koja se indukuje u svima navojcima drugog kola iznosi

$$E_2 = - \sum d\Phi_n/dt = - \sum c_n \frac{d i_1}{dt}$$

Ako podjemo obrnuto, od drugog kola i posmatramo dejstvo na prvo kolo vremenski promenljive struje i_2 , koja protiče kroz drugo, onda se dobija opet odnos koji odgovara gornjem i veličina $\sum c_n$ koju ćemo obeležiti sa M ima istu vrednost kao u prvom slučaju. U oba slučaja je prema tome indukovana elektromotorna sila

$$\mathcal{E}_2 = - M \frac{d i_1}{dt}, \quad \mathcal{E}_1 = - M \frac{d i_2}{dt} \quad (8)$$

Koeficijent M zove se *koeficijent uzajamne indukcije* za dva kola. On se u izvesnim prostijim slučajevima može da izračuna.

Ako imamo npr. dva kalema sa brojem navojaka n_1 i n_2 , koji su tesno jedan u drugom namotani na istom preseku F i istoj dužini, onda je u unutrašnjosti oba kalema jačina polja $B = \mu 4\pi n_1 i_1/l$, a fluks kroz svaki pojedini navojak drugog kabela iznosi $\Phi = \mu \cdot 4\pi n_1 i_1 F/l$ (u elektromagnetnim jedinicama). Prema tome će u n_2 navojaka drugog kabela biti ukupna indukovana elektromotorna sila

$$E_2 = - n_2 \frac{d\Phi}{dt} = - \mu \frac{4\pi n_1 n_2 F}{l} \cdot \frac{d i_1}{dt}$$

Iz poslednje jednačine i iz jed. (8) izlazi da je

$$M = \frac{4\pi n_1 n_2 F}{l} \quad (9)$$

u elektromagnetnim jedinicama.

Internacionalna jedinica za uzajamnu indukciju je $1 \text{ Henry} = 10^9$ elektromagnetnih jedinica. Ona se javlja, kad ravnomerna promena jačine struje u jednom kalemu od 1 ampera u sekundi, izaziva u drugom kalemu indukovanu elektromotornu silu od 1 volta.

Ako je drugo kolo zatvoreno, onda indukovana elektromotorna sila izaziva u njemu indukovanu struju. Iz Lenz-ovog zakona lako se izvodi da ta struja ima suprotan pravac sa strujom u prvom kolu kad se u njemu struja pojačava, a pravac struje u oba kola je isti kad u primarnom kolu jačina struje opada. Indukovana struja ima takav pravac, da usporava promenu magnetnog polja primarne struje.

Prema veličini uzajamne indukcije između dva kola, govori se o *tesnoj* ili *labavoj sprezi* tih kola, npr. dvaju kaleмова. Sprega je utoliko *tešnja*, ukoliko su kalemovi bliži, ukoliko veći deo fluksa jednog kalema prolazi kroz drugi.

U površini F jednog kola, čak i kad se ono sastoji iz jednog jedinog navojka, struja koja kroz to kolo teče, ako je vremenski promenljiva, proizvodi vremenski promenljivo polje B i vremenski promenljiv fluks Φ . Razume se da ovaj promenljiv fluks ima indukujuće dejstvo na samo kolo. Ukoliko je veći broj navojaka kola n , npr. jednog kalema, utoliko je to dejstvo jače, jer prvo, srazmerno broju navojaka raste jačina polja B i sa njom i fluks Φ , a drugo, indukovana elektromotorna sila, koju izaziva dati vremenski promenljiv fluks, srazmerna je takođe broju navojaka n , tako da je indukovana elektromotorna sila \mathcal{E}_i ukupno srazmerna kvadratu broja navojaka. Takvo induktivno reakciono dejstvo jedne struje na svoje sopstveno kolo, naziva se *samoindukcija* (Faraday, 1835).

Sličnim rasmatranjem kao u slučaju uzajamne indukcije dolazi se do odnosa

$$\mathcal{E}_i = -L \frac{di}{dt} \quad (10)$$

Veličina L , koja kao i veličina M kod uzajamne indukcije zavisi samo od geometrijskih odnosa kola i permeabiliteta sredine koja ispunjava prostor, zove se *koeficijent samoindukcije* dotičnog kola. I za ovaj koeficijent je jedinica u internacionalnom sistemu mera 1 Henry . Koeficijent samoindukcije od 1 henria ima kolo, u kome promena jačine struje od 1 A. u sekundi izaziva elektromotornu silu od 1 volta.

Upoređujući jed. (10) sa jed. (3) § 117 izlazi da je

$$L \frac{di}{dt} = n \frac{d\Phi}{dt}$$

ako n označava broj navojaka kalema. Integracijom dobijamo

$$L i = n \Phi. \quad (11)$$

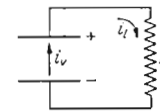
Prema tome je koeficijent samoindukcije L identičan sa n puta većim fluksom Φ koji struja od 1 ampera izaziva u navojcima kalema.

U izvesnim prostim slučajevima može se izračunati samoindukcija u jednom kolu. Za kalem dužine l , preseka F sa n navojaka, možemo je neposredno izračunati iz jedn. (9). Kod samoindukcije, postaju prvi i drugi kalem uzajamne indukcije jedan sa drugim identični, tako da je $n_1 = n_2 = n$ pa dobijamo za koeficijent samoindukcije.

$$L = \mu \frac{4\pi n^2 F}{l} e . m . j. \quad (12)$$

Isto to se dobija i iz jedn. (11).

Usled samoindukcije, u nekom kolu sa otporom R u koje je uključena elektromotorna sila \mathcal{E} , jačina struje ne dostiže odmah čim se kolo zatvori, onu jačinu struje koja sleduje iz Omovog zakona $i = \mathcal{E}/R$. Može se staviti po drugom Kirnhofljevom pravilu



$$\mathcal{E} + \mathcal{E}_i = \mathcal{E} - L \frac{di}{dt} = iR \quad (13)$$

Rešenje ove jednačine glasi pri konstantnom

Sl. 159. Uz pojam struje pomeranja

\mathcal{E} , kad stavimo za $t=0$, $i=0$

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right) = i_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right). \quad (14)$$

U samom početku kad zatvorimo kolo ($t=0$) jačina struje je jednaka nuli, a zatim raste, obično vrlo brzo za vremenom, dok ne dostigne krajnju vrednost $i = \mathcal{E}/R$ koja odgovara Omovom zakonu (sl. 158a).

Isto tako i ne prestaje momentalno struja i_0 kad se isključi elektromotorna sila \mathcal{E} , a kolo ostane zatvoreno. Jačina struje opada tada po jednačini

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R} e^{-\frac{R}{L}t} = i_0 e^{-\frac{R}{L}t} \quad (15)$$

u kojoj se vreme t računa od isključenja elektromotorne sile \mathcal{E} (sl. 158 b).

Usled pojava samoindukcije, reostati za precizna merenja namotavaju se *bifilarno*, presavijajući jednu žicu na sredini i namotavajući dalje zajedno obe polovine. Tada magnetno polje jedne polovine žice poraštava polje u drugoj polovini, jer struja u njima ima suprotne pravce. Tamo gde nema magnetnog polja nema ni magnetnog fluksa, pa ne može biti ni indukcije. Kad se na ovaj način namotaju reostati sa klizećim kontaktom, oni imaju ne samo to preimućstvo što su bez samoindukcije, već od njih ne polazi nikakvo magnetno polje, koje može da smeta pri izvesnim merenjima.

Na crtežima kojima su pretstavljena električna kola, provodnik sa samoindukcijom crtamo kao spiralu, dok običan otpor bez samoindukcije (omski otpor) označavamo cikcak linijom. Provodnike koji imaju i

samoindukciju i omksi otpor crtamo kao samoindukciju u seriji sa otporom.

Kod supraprovodnika navijenih u kalem, otpor R je jednak nuli. Ako kalem ima n navojaka, pa u njemu promenljiv fluks koji aksijalno prolazi izaziva prema jed. (3) elektromotornu silu $\mathcal{E} = -nd\Phi/dt$, onda kroz kalem protiče indukovana struja i , koja sa svoje strane stvara nov fluks, koji ćemo ovde označiti na Φ_1 . Po jedn. (11) za njega važi odnos $n\Phi_1 = Li$. Od ovoga fluksa nova indukovana elektromotorna sila je $\mathcal{E}_1 = -nd\Phi_1/dt = -Ldi/dt$. Prema Omovom zakonu je $\mathcal{E} + \mathcal{E}_1 = iR$, prema tome je u ovom slučaju

$$\mathcal{E} + \mathcal{E}_1 = -nd\Phi/dt - nd\Phi_1/dt = 0, \text{ dakle } i \Phi + \Phi_1 = \text{const.} \quad (16)$$

Ako je npr. u početku $\Phi = 0$ i $i = 0$, dakle $i\Phi = 0$, onda opet važi $\Phi + \Phi_1 = 0$ ili $\Phi_1 = -\Phi$. To znači da je indukovana struja uvek takve jačine, da fluks koji ona izaziva Φ_1 upravo poništava spoljašnji fluks Φ . To je predvideo Maxwell još 1873, dakle nekoliko decenija pre otkrića supraprovodnosti. Pošto je $n\Phi_1 = Li = -n\Phi$, to je indukovana struja $i = -n\Phi/L$ nezavisna od materijala supraprovodnika.

Treba imati u vidu činjenicu, da je magnetno polje indukovane struje i , homogeno samo kod dugačkih kalemova sa velikim brojem navojaka i da zato takodje samo u ovom slučaju iz jednačine $\Phi_1 = -\Phi$ izlazi, da se odgovarajuća polja u unutrašnjosti kalema potpuno svuda poništavaju. Kod jednog jedinog navojka važi istina takodje $\Phi_1 = -\Phi$ ali zbog nehomogenosti polja indukovane struje i (sравни sl. 111) postoji u osi navojka slabo polje upravljeno u istom smislu sa indukujućim poljem, a u spoljašnjim oblastima polje je suprotnog smisla. Ova polja su međjutim uvek takva da je ukupan fluks koji ona izazivaju $\Phi + \Phi_1 = 0$, ukoliko u unutrašnjosti kalema pre izazivanja fluksa Φ , nije bilo polja.

123. *Struja provodjenja i struja pomeranja.* Uzećemo jedan kondenzator koji je napunjen količinom električnosti e i spojimo mu ploče preko otpora R . Tada se dešavaju dve stvari: Kondenzator se prazni preko otpora kroz koji *teče* struja. Ovu struju označićemo kao *struju provodjenja* sa i . U isto vreme se menja električno polje E u kondenzatoru. Struja provodjenja nije zatvorena, već ima svoj kraj i početak na pločama kondenzatora. Prema definiciji jačine struje je $i_0 = dQ/dt$. Kod pločastog kondenzatora, čija je površina F , kapacitet iznosi $C = \epsilon F/4\pi d$. Punjenje pri naponu $U = Ed$ iznosi dakle

$$e = Cu = \frac{\epsilon F}{4\pi} E \text{ ako je } E \text{ jačina polja u kondenzatoru. Otuda je}$$

$$i_0 = \frac{\epsilon F}{4\pi} \cdot \frac{dE}{dt} \text{ elektrostatičkih jedinica.}$$

Vremenska promena jačine polja u kondenzatoru, dE/dt je srazmerna struji provodjenja van kondenzatora, koja je u kondenzatoru prekinuta. Ova činjenica dala je povoda Maksvelu da uvede pojam *struje pomeranja* i_v :

$$i_v = i_0 = \frac{\epsilon F}{4\pi} \frac{dE}{dt} \text{ e. s. j.} \quad (17)$$

Na taj način se zamišlja da je struja provodjenja i_0 koju kondenzator prekida, nastavljena u kondenzatoru strujom pomeranja, koja je iste jačine; tako je struja zatvorena i nema nezatvorene struje. Videćemo docnije da ovakav način posmatranja ne predstavlja samo formalno preimućstvo, već ima mnogo dublji značaj i prevazilazi samo formalnu analogiju između struje provodjenja i struje pomeranja.

Pojam struje pomeranja prema jed. (17) ne odnosi se samo na kondenzator, već se primenjuje u svima slučajevima gde postoji vremenski promenljivo električno polje, dakle i onda kada linije toga polja nemaju kao u kondenzatoru kraj i početak, već i kad su prstenasto zatvorene kao kod indukcije. U tome slučaju postoji kružno zatvorena struja pomeranja.

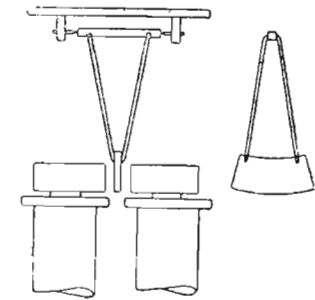
U jed. (17) jačina struje i električno polje su izraženi u elektrostatičkim jedinicama. Ako ih merimo u elektromagnetnim jedinicama, onda se na osnovu odnosa iznetih u

§ 49 i 130 može umesto jed. (17) napisati (c = brzina svetlosti)

$$i_v = \frac{\epsilon F}{4\pi c^2} \cdot \frac{dE}{dt} \text{ e. m. j.} \quad (18)$$

Umesto jačine polja E može se prema § 47 uneti dielektrično pomeranje $D = \epsilon E$, pa dobijamo

$$i_v = \frac{F}{4\pi c^2} \cdot \frac{dD}{dt} \text{ e. m. j.} \quad (19)$$



Sl. 163. Waltenhofen-o

Kao *gustina struje pomeranja* označava se onaj deo od i_v koji protiče kroz 1 cm^2 površine upravne na njen pravac, dakle $i_v = i_v/F$ tako da je

$$j_v = \frac{\epsilon}{4\pi c^2} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{4\pi c^2} \frac{dD}{dt} \text{ e. m. j/cm}^2 \quad (20)$$

124. *Opšti pogled na pojave indukcije. Elektromagnetno polje.* I ako Faradajev zakon važi za sve pojave indukcije, ipak ne smemo zaboraviti da postoje dve u suštini različite vrste indukcionih pojava.

1) *Kolo ili delovi kola kreću se na pogodan način u vremenski nepromenljivom, homogenom ili nehomogenom magnetnom polju.* Ova vrsta indukcije može se bez daljih pretpostavki objasniti pomoću osnovnog zakona elektrodinamike.

2) *Kroz kolo koje se ne kreće, protiču linije vremenski promenljivog magnetnog polja.* I ako smo pojavu indukcije ove vrste mogli u jednom specijalnom slučaju objasniti pomoću pojava prve vrste (§ 120), ipak opšte svodjenje ovih pojava na nama dosada poznate činjenice nije moguće, jer se ovde srećemo sa sasvim novim fizičkim činjenicama. To će nam biti najjasnije ako posmatramo ogled na sl. 152 sa prste-

nastim kalemom. Primarni uzrok indukcije u sekundarnom kalemu oko prstena, jeste vremenska promena jačine struje u primarnim navojcima prstena i vremenska promena magnetnog polja koje postaje neposredno od te struje. Ovo polje međutim prostire se samo u unutrašnjem delu prstena. Spolja oko prstena, gde se nalazi sekundarni kalem, nema linija polja. Ipak se međutim i u ovom delu prostora javlja indukcija u saglasnosti sa Faradajevim zakonom. Prema ovome, da bi se pojavila indukovana elektromotorna sila, potrebna je promena magnetnog fluksa kroz površinu koja je ograničena provodnikom, a moguće je pri tome pretpostaviti i slučaj da se sam provodnik nalazi u prostoru bez polja.

Vidimo dakle da dejstvo vremenski promenljivog magnetnog polja nije ograničeno samo na prostor u kome postoji samo polje, već se ono takodje prostire i na okolne delove prostora.

Kad kažemo da se javlja indukovana elektromotorna sila to smo samo drugim rečima iskazali činjenicu da su nosioci električnih punjenja prilikom indukcije dobili izvesno ubrzanje od neke sile koja na njih dejstvuje. Uzrok takvog ubrzanja je već poznato *električno polje* (§ 37). Polazeći od činjenice da se od istih uzroka mogu očekivati i ista dejstva, možemo da zaključimo da se prilikom indukcije u uočenom provodniku javlja *indukovano električno polje*. Ovo električno polje se međutim u izvesnom pogledu bitno razlikuje od elektrostatičkih polja koja smo dosad upoznali. Linije elektrostatičkog polja počinju na pozitivnim, a završavaju se na negativnim punjenjima, one dakle nisu zatvorene i imaju svoj početak i kraj. Međutim u kolu u kome postaje indukovana elektromotorna sila, linije električnog polja nemaju ni početka ni svršetka, one su zatvorene. Linije indukovano električnog polja su *kružno zatvorene* i uz to obavijaju linije vremenski promenljivog magnetnog polja. Pojave elektromagnetne indukcije dovode do sledećeg opšteg zaključka, koji je prvi put jasno iskazao Maxwell:

Zatvorene linije električnog polja, UVEK OBAVIJAJU LINIJE VREMENSKI PROMENLJIVOG MAGNETNOG POLJA.

Ovaj stav ima opštu važnost i nije ograničen samo na slučaj kad polje možemo da zapazimo po tome što u provodniku teče indukovana struja. Linije električnog polja postoje uvek u izolatorima i u vakuumu. Time se objašnjava i ogled na sl. 152 sa prstenastim kalemom. Vremenski promenljivo magnetno polje struje u kalemu je, istina, ograničeno samo na unutrašnjost kalema, ali okolina kalema takodje nije bez polja. Ona je ispunjena linijama električnog polja, koje obavijaju promenljivo magnetno polje, i ove linije električnog polja su neposredan uzrok indukcionog dejstva u prostoru oko prstena.

U § 123 uveli smo prema Maxwell-u pojam struje pomeranja, koja se može smatrati kao produženje prekinute struje provodjenja, npr. u unutrašnjosti pločastog kondenzatora. Znamo već da je ova provodna struja van kondenzatora opkoljena magnetnim linijama, da struja oko sebe stvara magnetno polje. Jasno je da se ovo polje ne prekida naglo na pločama kondenzatora, već da se produžuje i kroz unutrašnjost kondenzatora. Maxwell je dalje zaključio da je produženje magnetnog polja u kondenzatoru upravo takvo, kakvo bi proizvela ona struja pro-

vođenja koja po svojoj jačini i prostornoj raspodeli odgovara struji pomeranja u kondenzatoru. Dakle i *struja pomeranja*, tj. *vremenski promenljivo električno polje*, *proizvodi magnetno polje koje ga okružuje, i to po istim zakonima kao i odgovarajuća struja provodjenja*. Zato prema Maxwell-u na osnovu gornjeg stava, važi i obrnuto:

Linije vremenski promenljivog električnog polja su uvek obavijene zatvorenim linijama magnetnog polja.

Prema ovome, između električnih i magnetnih polja postoji vrlo prosta veza i jednostavno uzajamno dejstvo. Drugi od gornjih stavova nije ništa drugo do zakon indukcije u kome je magnetno polje zamenjeno električnim poljem. Ako se analoško sa električnim strujama pomeranja, koje odgovaraju vremenskim električnim poljima, uvedu vremenski promenljiva magnetna polja koja se mogu označiti *kao magnetne struje pomeranja*, onda se može reći:

Magnetne struje pomeranja indukuju zatvorene električne linije polja, a električne struje pomeranja indukuju zatvorene magnetne linije polja.

Ako posmatramo vremenski promenljivu električnu struju sa svojim vremenski promenljivim magnetnim poljem i zatvorenim električnim linijama polja koje ovo magnetno polje obavijaju, onda će po pravilu i ovo električno polje biti vremenski promenljivo, dakle moći će da stvara novo promenljivo magnetno polje itd. Vremenski promenljiva struja proizvodi dakle u svojoj okolini, vremenski promenljivo električno i magnetno polje, jedno *elektromagnetno polje*, čije električne i magnetne komponente uzajamno dejstvuju jedna na drugu (§ 129).

Kad se ma gde u prostoru menja električno ili magnetno polje, reći ćemo da tu postoji *elektromagnetni poremećaj*. Kao što smo videli, takav poremećaj se zapaža i van prvobitnog dela prostora u kome je proizveden, i strogo uzet prostire se na ceo okolni prostor, iako jačina njegovog dejstva opada sa rastojanjem. Od centra poremećaja prostire se *elektromagnetno polje*, koje se sastoji od linija električnog i magnetnog polja koje se uzajamno okružuju. Ono se prostire kroz prostor *konačnom brzinom*. *Brzina prostiranja elektromagnetnih poremećaja iznosi u vakuumu skoro tačno 3.10^{10} cm. sec⁻¹*; ona je identična sa konstantom *c* iz § 94 koja označava *brzinu svetlosti* ili *kritičnu brzinu*. Iz ove identičnosti sa brzinom svetlosti, Maxwell je prvi izveo zaključak, da svetlost nije ništa drugo, do prostiranje nekog elektromagnetnog poremećaja.

Nasuprot elektrostatičkim poljima, koja su bez vrtloga, električna polja sa zatvorenim linijama *nisu bezvrtložna*. Zato u ovom slučaju važi ono što je rečeno za potencijal u magnetnom polju (§ 113). *Električni potencijal u tačkama električnog polja, koje nije bez vrtloga, nije jednoznačno definisan*.

Svaka struja, pa prema tome i svaka struja pomeranja ima izvestan određen magnetni napon opticanja: $u_m = 4\pi i = \Phi \rightarrow \text{Hdr}$ (§ 113). Analoško tome i svaka magnetna struja pomeranja, tj. svaki deo prostora kroz koji prolaze vremenski promenljive magnetne linije, ima svoj

električni napon opticanja u_e . On je definisan kao i magnetni i iznos

$$u_e = \oint \vec{E} \cdot d\vec{r} \text{ e. m. j.} \quad (21)$$

Integral se odnosi na zatvorenu putanju koja jedanput obavi uočenim deo prostora.

Ako zamislimo da se na integracionoj putanji nalazi provodnik, onda napon opticanja nije ništa drugo do indukovana elektromotorna sila \mathcal{E} koju u provodniku izaziva vremenski promenljiv magnetni fluks. Prema zakonu indukcije je onda

$$u_e = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (22a)$$

Prema jedn. (17) iznosi magnetni napon opticanja struje pomeranja i , $U_m = 4\pi i_e = \epsilon F \cdot dE/dt = F \cdot dD/dt$, gde $\epsilon E = D$ označava dielektrično pomeranje. Ako se analogo magnetnom flukusu $\Phi = F B$ definiše električni fluks sa $\Phi_e = F D$, može se staviti

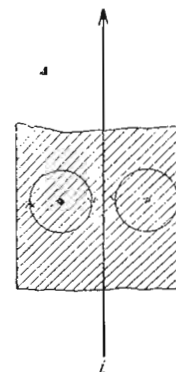
$$u_m = + \frac{d\Phi_e}{dt} \quad (22b)$$

Tako postoji, ne vodeći računa o znaku, potpuna analogija između električnog napona opticanja u vremenski promenljivom magnetnom polju, i magnetnog napona opticanja u vremenski promenljivom električnom polju.

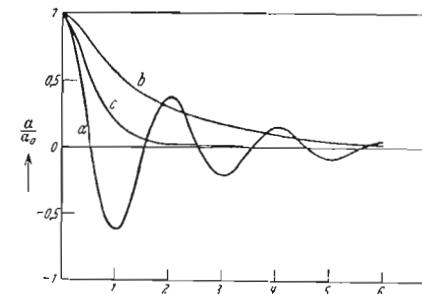
125. Vrtložne struje. Površinski (Skine) efekat. Pod vrtložnim strujama podrazumevaju se struje indukovane u većim metalnim provodnicima pod dejstvom promenljivih magnetnih polja. Ove indukovane struje mogu, npr. u gvozdanim delovima električnih mašina, da dostignu veliku jačinu. Za dokaz vrtložnih struja pogodno je Waltenhofen-ovo klatno (sl. 160). Debeli bakarna ploča obešena je tako da može slobodno da oscilira između polova jakog elektromagneta. Ako se propusti struja kroz elektromagnet, ploča se pod uticajem indukovane struje, koja je nastupila usled promena u magnetnom polju, zaustavlja kao u nekoj viskoznoj tečnosti (sprečavanje kretanja shodno principu o održanju energije). Kinetička energija klatna pretvara se u toplotu u bakarnoj ploči. Ako se pusti da jedna okrugla bakarna ploča rotira ispod magnetne igle obrtne u horizontalnoj ravni, rotiraće i igla u istom smislu u kome rotira i ploča pod dejstvom vrtložnih struja, koje postaju usled kretanja ploče u magnetnom polju igle, tj. pod uticajem magnetnog polja, koje proizvodi vrtložne struje.

Vrlo važan tehnički problem predstavlja uklanjanje ovog uzaludnog trošenja energije u velikim gvozdanim delovima kod električnih mašina. On se delimično rešava na taj način što se gvozdeni delovi ne prave iz jednog komada, već iz više izolovanih pantlička lima, koje leže tako da vrtložne struje teku po mogućstvu normalno na površinu ovih pantlička. Ali se vrtložne struje kod električnih mašina ne daju potpuno ukloniti.

Vrlo brze električne oscilacije proizvode takodje u provodnicima, kroz koje prolaze znatne vrtložne struje. Zamislimo da je struja koja protiče kroz žicu rastavljena na više pojedinih paralelnih struja (vlakana). Svako takvo vlakno kroz koje teče struja opkoljeno je prstenastim magnetnim linijama sile, koje se takodje nalaze i u unutrašnjosti provodnika. Takvo jedno vlakno predstavljeno je pravom strelom na slici 161, a mesta kroz koja prolazi jedna od njegovih kružnih linija sile kroz ravan crteža označena su dvema tačkama. Ako struja menja svoju veličinu i pravac, menja se takodje veličina i pravac njenog magnetnog polja. Prema tome svaka magnetna linija je opkoljena indukovanim električnim linijama sile (§ 124), koje u provodniku izazivaju kružne



Sl. 161. Uz teoriju površinskog efekta



Sl. 162. Oscilovanje galvanometra, a prigušeno periodično, b aperiodično, c granični slučaj aperiodičnog oscilovanja

struje oko linija sile. Smisao toka tih struja dobija se na osnovu ranije pomenutih zakona i taj smisao je naznačen na slici 161. One teku na površini provodnika u istom smislu kao i primarna struja, a u unutrašnjosti imaju suprotan smisao. Usled toga gustina struje u provodniku nije kao kod jednodimenzionalne struje svuda ista, već je na osi provodnika manja, a na njegovoj površini veća. Kod tehničkih naizmeničnih struja je ovo dejstvo sasvim malo, ali je zato vrlo znatno kod brzih električnih oscilacija. Kod njih se struja praktično prenosi skoro isključivo po površini provodnika, otkuda i dolazi naziv *površinski ili Skin-efekat*. Unutrašnji delovi provodnika skoro i ne služe za provodjenje struje, i zato njihov otpor izgleda neobično povećan (kao kod svake vrste samoindukcije, jer se na kraju i ovde sve svodi na samoindukciju). Ovaj efekat je nekoristan u svakom pogledu. Njegovo dejstvo u praksi se ograničava na taj način što se teži pri maloj zapremini velikoj površini provodnika. Tako se npr. sastoji provodnik za visoke frekvencije od vrlo tankih žica, međusobno izolovanih slojem laka. Ove zajedno imaju mnogo veću površinu nego jedna jedina žica, koja bi imala isti presek kao sve tanke žice zajedno (npr. antenske žice).

126. Oscilovanje galvanometara. Pokretni kalem jednoga galvanometra, udaljimo ma na koji način iz njegovog ravnotežnog položaja.

Ako krajevi kalena nisu međusobno vezani, kalem osciluje samo pod uticajem mehaničkih sila i trpi otpor vazduha. Ako je kalem vezan u neko spoljašnje zatvoreno kolo, onda se i u njemu i u spoljašnjem kolu javlja indukovana struja, jer se kalem kreće u polju jednog permanentnog magneta, i indukovana struja po Lenzovom zakonu teži da zaustavi oscilovanje kalema. Pri tome energija kretanja kalema prelazi u energiju indukovane struje, dakle najzad u toplotu. Kretanje usled ovoga gubitka energije postepeno slabi i oscilacije su amortizovane. Ovo amortizovanje dolazi još i od otpora vazduha, koji deluje u istom smislu kao i indukcija.

Način prelaza u krajnji ravnotežni položaj zavisi sasvim od spoljašnjeg otpora. Ako je on veliki, onda je indukovana struja koja postaje usled obrtanja kalema sasvim slaba. Elektromagnetna amortizacija oscilovanja je utoliko veća, ukoliko je manji otpor u spoljašnjem kolu sa kojim je galvanometar vezan, dakle ukoliko je jača indukovana struja. Amortizovanje oscilacija galvanometra raste kad spoljašnji otpor opada.

To amortizovanje oscilacija pri velikom spoljašnjem otporu pokazuje sl. 162a. Kod malog spoljašnjeg otpora, kalem se *kreće aperiodično* i polako »mileći« se vraća u ravnotežni položaj (sl. 162b). Obe ove vrste oscilovanja se stapaju u jedno pri određenom spoljašnjem tzv. *graničnom otporu* (sl. 162 c). Kod periodskih amortizovanih oscilacija ima galvanometar svoj *logaritamski dekrement* λ koji se definiše kao razlika prirodnih logaritama dvaju uzastopnih amplituda sa iste strane ravnotežnog položaja.

$$\lambda = \ln \alpha_n - \ln \alpha_{n+1} = \ln \frac{\alpha_n}{\alpha_{n+1}}.$$

Napred rečeno ne važi samo u slučaju kad se pokretni deo galvanometra vraća u prirodni ravnotežni položaj, već i pri prelazu u neki drugi novi ravnotežni položaj, kad se npr. kroz galvanometar propusti struja stalne jačine. U nov ravnotežni položaj kalem dospeva najbrže u slučaju graničnog otpora. Zato se pri radu sa galvanometrom teži da izabere upravo takav spoljašnji otpor. Kad je spoljašnji otpor suviše veliki, tako da imamo periodične oscilacije, onda se *paralelno* sa galvanometrom veže podesan otpor. Ako je spoljašnji otpor mali, tako da kalem »mili«, onda se dodaje otpor. U oba slučaja se, istina, smanjuje osetljivost, ali je zato povećana sigurnost merenja.

127. *Merenje jačine magnetnog polja.* Pomoću indukcije smo u stanju da izmerimo jačinu nekog homogenog magnetnog polja. U tu svrhu unese se u polje indukciono kalem sa n navojaka tako da njegova površina navojaka nF stoji upravno na linije polja. Kalem koji je u kolu sa balističkim galvanometrom (§ 134), brzo se izvuče iz polja. Galvanometar tada pokazuje skretanje koje je srazmerno jačini polja B , na onom mestu gde se kalem u početku nalazio.

Za ovaj slučaj važi jed. (4) § 117. Kad integralimo tu jednačinu, dobijamo

$$\int_0^t \mathcal{E} dt = - n F \int_B^0 dB = n F B. \quad (23)$$

Neka je otpor galvanometra i kalema R . Trenutna jačina struje u kolu neka je $i = de/dt$, gde de označava količinu elektriciteta koje za vreme dt prodje kroz svaki presek provodnika. Tada je $\mathcal{E} = i R$, a

$$n F B = \int_0^t \mathcal{E} dt = R \int i dt = R \int de = e R,$$

ili

$$B = \frac{e R}{n F}. \quad (24)$$

U poslednjem izrazu e označava celokupnu količinu elektriciteta koja je za vreme procesa indukcije t protekla kroz galvanometar. Ova količina elektriciteta je srazmerna skretanju galvanometra (§ 134), pa se posle određivanja konstante galvanometra može da izračuna. Ako sa $n F$ i R poznati, onda se iz jed. (24) može izračunati jačina polja B u Gausima, kada je e i R izraženo u elektromagnetnim jedinicama.

128. *Energija magnetnog i elektromagnetnog polja.* Već ranije smo pomenuli da magnetno polje sadrži magnetnu energiju. Da bismo tu energiju izračunali počincemo od polja u unutrašnjosti prstenastog kalema. Rad koji se izvrši za vreme dt biće, ako sa \mathcal{E} označimo elektromotornu silu izvora struje, a sa $\mathcal{E}_i = - L di/dt$ indukovanu elektromotornu silu,

$$dA = (\mathcal{E} + \mathcal{E}_i) idt = \left(\mathcal{E} - L \frac{di}{dt} \right) idt = \mathcal{E} idt - L i di \quad (25)$$

(§ 64). U provodniku koji praktično nema samoindukcije, dakle čije je magnetno polje veoma slabo (na pr. u pravoj žici), rad struje, a to je Joule-ova toplota, jednak je $dA = \mathcal{E} i dt$, dakle veći je za vrednost $Li di$. No izvor struje daje pri struji i uvek istu energiju $\mathcal{E} i dt$. Razlika $Li di$ ne javlja se u našem slučaju kao Joule-ova toplota u provodniku, nego se troši na *stvaranje magnetnog polja*. Drugim rečima energija polja poraste za vreme dt za vrednost

$$dA_m = Li di \text{ erg} \quad (26)$$

Izvršimo li integraciju počev od trenutka uključivanja struje u kalem ($i=0$) do trenutka kada je struja postala praktično konstantna ($i = \mathcal{E}/R$), dobićemo:

$$A_m = \frac{1}{2} Li^2 \text{ erg} \quad (27)$$

Ako još ovde uvedemo izraz za koeficient samoindukcije kalema i pri-

metimo da je jačina magnetnog polja u kalemu $B = \mu H = 4 \pi n i r / l$, dobićemo

$$A_m = \frac{1}{8\pi\mu} B^2 F \cdot l = \frac{\mu}{8\pi} H^2 F \cdot l \text{ erg} \quad (28)$$

Polje se nalazi samo u unutrašnjosti prstenastog kalema, a njegova zapremina iznosi $F \cdot l$. Prema tome na jedinicu zapremina dolazi energija

$$\varphi_m = \frac{1}{8\pi\mu} B^2 = \frac{\mu}{8\pi} H^2 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (29)$$

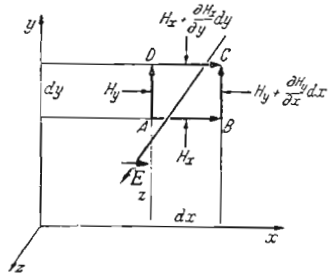
To je gustina energije u magnetnom polju. Jednačina (29) važi za svako magnetno polje pod pretpostavkom da su B i H proporcionalni, dakle, da je μ konstantno. Ona dakle važi u para- i diamagnetičnim telima. U feromagnetičnim telima zavisi μ od magnetne predistorije datog tela, te se φ_m uopšte ne može dati kao jednoznačna funkcija od B i H .

Prema tome je ukupna energija *elektromagnetnog* polja [§ 47, jedn. (29)], data izrazom

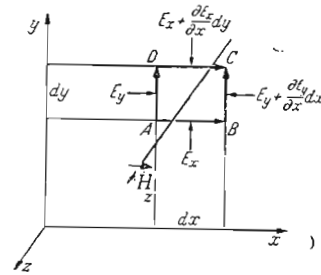
$$\varphi = \varphi_e + \varphi_m = \frac{1}{8\pi} (\epsilon E^2 + \mu H^2) \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (30)$$

Ovde je E dato u elektrostatičkom sistemu mera a H u gausima.

129. *Maxwell-ove jednačine.* Posmatrajmo jedno elektromagnetno polje i u njemu beskrajno mali elemenat površine $ABCD$, sa stranama



Sl. 163. Uz izvodišene I Maxwell-ove jednačine



Sl. 164. Uz izvodišene II Maxwell-ove jednačine

dx i dy , koji leži u xy ravni pravouglog koordinatnog sistema (x, y, z) . Komponente magnetne eksitacije duž AB i AD (sl. 164) neka budu H_x i H_y . Tada odgovarajuće komponente duž DC i BC iznose po Taylor-ovom obrascu $H_x + \frac{\partial H_x}{\partial y} dy$ i $H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx$. Upravno na $ABCD$ stoji vremenski promenljiva komponenta električnog polja, E_z . Kroz element površine protiče dakle prema § 123 struja pomeranja

$$I_v = \frac{\epsilon}{4\pi c^2} \frac{\partial E_z}{\partial t} dx dy \quad (31)$$

(Moramo uzeti svuda parcijalne diferencijalne količnike, jer jačine polja zavise od četiri promenljive x, y, z i t).

Izračunaćemo sada magnetni napon opticanja u_m tog elementa. Radi toga prema § 113 moramo obići oko elementa u pravcu $A-B-C-D-A$ i naći integral $\oint \vec{H} \cdot d\vec{r}$. U ovome slučaju on izlazi prosto jednak zbiru duž četiri strane, pri čemu se oni delovi u kojima put ide u pravcu polja uzimaju kao pozitivni, a oni u kojima u suprotnom pravcu kao negativni. Tada dobijamo:

$$U_m = H_x dx + \left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx \right) dy - \left(H_x + \frac{\partial H_x}{\partial y} dy \right) dx - H_y dy = \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) dx dy \quad (32)$$

U pojedinim komponentama eksitacije se nalaze delovi, koji potiču od srtuja pomeranja koje prolaze kroz susedne elemente površine. Ali njih ne obuhvata integraciona putanja, pa oni prema tome ne menjaju magnetni napon opticanja. Ovaj napon dolazi dakle samo od struje pomeranja i kroz $ABCD$ i iznosi $U_m = 4 \pi i_v$ (§ 113, jed. 19). Iz jed. (31) i (32) dobija se tada

$$I \text{ Maxwell-ova jednačina: } \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (33)$$

Sada ćemo sasvim slično postupiti i sa komponentama električnog polja E_x, E_y i sa komponentom eksitacije H_z (sl. 165). H_z proizvodi u elementu površine $ABCD$ magnetni fluks

$$\Phi = \mu H_z dx dy \quad (34)$$

čija vremenska promena u elementu stvara prema § 124 električni napon opticanja $U_e = \oint \vec{E} \cdot d\vec{r} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}$. Pojedine komponente jačine polja nalaze se kao i gore prema Taylor-ovom obrascu (sl. 165). Integral od E dr nalazimo opet kao zbir preko četiri strane, pri čemu oko elementa treba obići po pravilu naglašenom u § 124, u pravcu $A-B-C-D-A$, ako pretpostavimo da H_z dobija pozitivan vremenski priraštaj. Delovi na kojima put leži u pravcu polja su pozitivni, oni koji idu spram pravca polja su negativni. Dobijamo dakle

$$U_e = E_x dx + \left(E_y + \frac{\partial E_y}{\partial x} dx \right) dy - \left(E_x + \frac{\partial E_x}{\partial y} dy \right) dx - E_y dy = \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) dx dy \quad (35)$$

S druge strane je prema jedn. (34)

$$u_e = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} dx dy \quad (36)$$

Iz jednačina (35) i (36) dobija se tada

II Maxwell-ova jednačina: $\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = - \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right)$ (37)

Jednačinama (33) i (37) odgovaraju druge jednačine, koje važe takođe za ostale koordinate, a dobijaju se iz (33) i (37) cikličnom zamjenom promenljivih x, y, z. Na taj način se dobija šest jednačina, koje se vektorski izražene mogu napisati kao dve

$$\epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = c^2 \text{rot } \vec{H} \quad (38a) \quad \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = - \text{rot } \vec{E} \quad (38b)$$

$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ je dielektrično pomeranje (§ 47). Sve veličine su izražene u elektromagnetnom sistemu. Ako se \vec{E} i \vec{D} mere u elektrostatičkom sistemu, dobija se

$$\epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = c \text{rot } \vec{H} \quad (39a) \quad \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = - c \text{rot } \vec{E} \quad (39b)$$

Ako kroz posmatranu površinu protiče još i provodna struja guštine j onda, što se lako može izvesti, s leve strane jed. (38a) treba dodati još $4\pi c^2 j_s$, a sa leve strane jed. (39a) dodati $4\pi j_s$.

Maxwell-ove jednačine su osnovne jednačine u elektrodinamici, a važe isto tako i za talasnu teoriju svetlosti.

130. *Elektromagnetni i internacionalni sistem mera.* U §§ 94, 117 već je naglašeno da ako se u osnovnom zakonu elektrodinamike stavi da je konstanta koja tamo figuriše prost broj jednak jedinici, onda se moraju uvesti i nove jedinice, pa se tako dolazi do novog, *elektromagnetnog sistema mera* i do elektromagnetnih jedinica. Pored toga električne veličine u ovome novom sistemu nemaju iste dimenzije kao u elektrostatičkom sistemu mera (§ 49).

Da bi našli nove dimenzije poći ćemo od Amperovog zakona (§ 101). U jednačini

$$dk = - \frac{i_1 dl_1 i_2 dl_2}{r^2} \left(\cos(i_1, i_2) - \frac{3}{2} \cos(i_1, r) \cos i_2 r \right)$$

dužine koje se javljaju na desnoj strani potiru se u pogledu dimenzija pa ostaje da proizvod dveju jačina struje, dakle kvadrat jačine struje ima di-

menziju sile. Jednačina dimenzija onda glasi $|i| = |\sqrt{K}| = \left| m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} t^1 \right|$

Za dimenzije količine elektriciteta e dobijamo

$$|e| = |i \cdot t| = \left| m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} t^1 \right|$$

Proizvod Ue napona i količine elektriciteta je rad, tako da su dimenzije $|Ue| = |m l^2 t^2|$, a same dimenzije napona

$$|U| = \left| m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} t^2 \right|$$

Naizad iz Omovog zakona dobijamo za dimenzije otpora

$$|R| = |U/i| = |l t^1|$$

Tabela dimenzija električnih veličina u elektromagnetnom sistemu

Jačina struje $ i $	$\left m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} t^1 \right $	Samoindukcija $ L $	$ l $
Količina elektriciteta $ e $	$\left m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} \right $	Otpor $ R $	$ l t^1 $
Napon $ U $	$\left m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} t^2 \right $	Kapacitet $ C $	$ l^{-1} t^2 $
Jačina električnog polja $ E $	$\left m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} t^2 \right $		

Označimo sa e_s izvesnu količinu elektriciteta u elektrostatičkim jedinicama. Prema § 94 je $e_s = c \cdot e_m$, gde je $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm. sec⁻¹. Pošto se jačina struje uvek definiše kao količina elektriciteta u jedinici vremena to *merni brojevi* jačina struje u oba sistema mera stoje u istom odnosu kao i ove količine elektriciteta: $i_s = c i_m$. Iz prostih veza električnih veličina može se naći da postoje u oba sistema i sledeći odnosi:

$$i_s = c \cdot i_m; e_s = c \cdot e_m; U_s = U_m / c; E_s = E_m / c; R = R_m / c^2; C_s = C_m \cdot c^2$$

Konstanta $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm. sec⁻¹ označava se kao *brzina svetlosti*, a zove se takođe i *kritična brzina*. Ona pored ostalog pokazuje da je i svetlost izvesna elektromagnetska pojava. *Weber* je zapazio 1843 da je ova konstanta identična sa brzinom svetlosti.

Internationalni sistem električnih jedinica prvobitno se razlikovao od elektromagnetnih za izvestan faktor između jedinica jednog i drugog sistema, koji je stepen broja 10. Tako je 1A = 0,1 elektromagnetne jedinice jačine struje; 1V = 10⁹ elektromagnetnih jedinica napona. Sledeća tabela daje odnos električnih veličina u oba sistema:

U elektromagnetnom sistemu iznosi:

jačina struje	10 ampere
količina elektriciteta	10 kulona
napon	10 ⁹ volta
otpor	10 ⁹ oma
kapacitet	10 ⁻⁹ farada
samoindukcija	10 ⁻⁹ henria

131. *Električno merenje brzine svetlosti.* Brzina svetlosti (kritična brzina) se može odrediti iz čisto električnih merenja. Dovoljno je za to da se odredi merni broj iste električne veličine jedanput u elektrostatičkom a zatim u elektromagnetnom sistemu mera. Može se izračunati c iz jednog od odnosa u prethodnom paragrafu. Po jednoj metodi uzima se odnos $C_s = C_m \cdot c^2$ i upotrebljava se loptasti, pločasti ili cilindrični kondenzator, čiji se kapacitet prema njegovim dimenzijama može tačno da izračuna u elektrostatičkim jedinicama. To nam daje c_s . Zatim se kapacitet kondenzatora izmeri na pr. po Maxwell-ovoj metodi (§ 58) i dobija se u internacionalnim faradima, jer se obračunava prema otporu izraženom u omima. Odavde se dobija kapacitet C_m u elektromagnetnim jedinicama, množeći ga sa 10^9 prema poslednjoj tabeli. Tada je

$$c = \sqrt{C_s / C_m}$$

Najbolja merenja ove vrste daju $c = 2,9978 \cdot 10^{10}$ cm. sec⁻¹, što se odlično slaže sa najboljim rezultatima koji se dobijaju optičkim putem.

132. *Sistem magnetnih mera.* Mi smo već naveli u § 88 da magnetna jačina pola u sistemu koji smo upotrebili, a koja se zasniva na sistemu CGS ima iste dimenzije kao i količina elektriciteta u elektrostatičkom sistemu. Usled toga magnetna jačina polja i magnetna indukcija imaju iste dimenzije kao električna jačina polja i dielektrično pomeranje u elektrostatičkom sistemu. Isto se onda dobija za magnetni i električni napon, za magnetni i električni momenat. Magnetizovanje J ima iste dimenzije kao i jačina polja. Dimenzije magnetnog fluksa i magnetnog otpora mogu se na osnovu njihovih definicija lako izračunati. Permeabilitet i susceptibilitet su prosti brojevi, dakle bez dimenzija. Magnetne veličine i njihove dimenzije daje sledeća tabela:

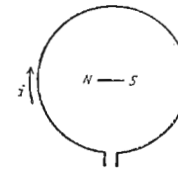
Dimenzije magnetnih veličina

Jačina pola	m	$(m^{1/2} I^{3/2} t^{-1})$
magnetni moment	M	$(m^{1/2} I^{5/2} t^{-1})$
Jačina polja B , indukcija H , magnetizovanje J		$(m^{1/2} I^{-1/2} t^{-1})$
Magnetni napon U_m		$(m^{1/2} I^{1/2} t^{-1})$
Magnetni fluks Φ		$(m^{1/2} I^{3/2} t^{-1})$
Magnetni otpor R_m		$(m^{-1} I^{-1} t^0)$
Permeabilitet μ , susceptibilitet χ		$(m^0 I^0 t^0)$

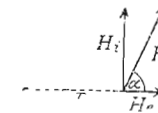
Definicije i veličine koje smo dosada upotrebljavali za magnetne veličine najčešće se upotrebljavaju u fizici, a naročito u teoretskoj fizici. U tehnici su ove veličine definisane polazeći od sasvim drugih principa.

IV. ELEKTROMAGNETNI INSTRUMENTI

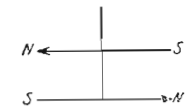
133. *Tangentna busola.* Galvanometar sa pokretnom magnetnom iglom. Tangentna busola se sastoji iz kružnog, vertikalno postavljenog provodnika u čijoj sredini oko vertikalne osovine može da osciluje mala magnetna igla. Njen položaj se čita na kružnoj skali izdelfenoj na stepene. Tangentna busola se postavlja tako, da ravan provodnika leži u pravcu horizontalne komponente zemnomagnetnog polja i igla leži u toj ravni kad kroz provodnik ne protiče struja (sl. 165). Kad se propusti struja kroz provodnik, onda se javlja i magnetno polje struje upravno na ravan provodnika, pa igla skreće iz svog ravnotežnog položaja. Jačina polja u sredini provodnika iznosi prema jed. (18) § 94 $H_i = 2\pi i / r$ ili za n navojaka $H_i = 2\pi ni / r$ izraženo u elektromagnetnim jedinicama. Neka je vrednost horizontalne komponente zemnomagnetnog polja H_e . Tada se oba polja koja stoje jedno na drugom upravno vektorski sa-



Sl. 165. Shema tangentne busole



Sl. 166. Uz tangentnu busolu



Sl. 167. Astaticki par igala

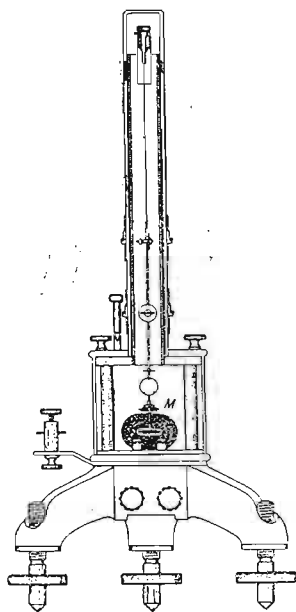
biraju i daju polje H (sl. 166) Magnetna igla se postavlja u pravcu ovoga polja. Iz slike se vidi da je ugao skretanja igle dat izrazom

$$\operatorname{tg} \alpha = H_i : H_e = 2\pi ni / r H_e$$

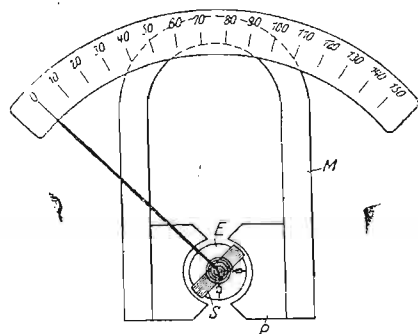
Ako je poznata jačina zemnomagnetnog polja, prečnik kruga provodnika i broj navojaka, može se izračunati jačina struja koja protiče kroz provodnik. Magnetna busola znači može da posluži za merenje jačine struje, ali ona nije dovoljno osetljiva. Nezgodno je njome rukovati i izložena je uticaju spoljašnjih slučajnih magnetnih polja. Zato se skoro isključivo primenjuje za određivanje horizontalne komponente zemnomagnetnog polja,

Galvanometar sa magnetnom iglom (multiplikator) razlikuje se od tangentne busole uglavnom 1) u pogledu osetljivosti koja je znatno veća i 2) otklanjanjem poremećaja koji potiču usled promena u zemnomagnetnom polju. Osetljivost je povećana na taj način, što se umesto jednog

provodnika sa jednim ili relativno malim brojem navojaka, upotrebljavaju kalemi sa velikim brojem navojaka. Igla je obešena o kokonski ili kvarčni končić i vraća se u ravnotežni položaj usled torzije ovoga, a ne usled dejstva zemnomagnetnog polja. Da se otkloni dejstvo zemnomagnetnog polja koje je ovde nepotrebno, upotrebljava se *astatični par igala*. Obrtni sistem u tom slučaju predstavlja jednu već dve magnetne igle po mogućstvu jednake, čiji se raznoimeni polovi nalaze jedan iznad drugog (sl. 167). Donja magnetna igla leži između dva pljosnata paralelna kalema sa horizontalnim osama i to tako, da je u ravnotežnom položaju normalna na ose kalemova. Gornja igla se nalazi iznad kalema. Kad kroz kaleme protiče struja, donja igla teži da se postavi u pravcu ose kalema. I na gornju iglu dejstvuje izvestan obrtni momenat i to u istom smislu, jer je magnetno polje van kalema koje je mnogo slabije, suprotnog smisla sa poljem u kalemovima. Na iglama



Sl. 168. Galvanometar sa iglom po Nernstu



Sl. 169. Galvanometar sa pokretnim kalemom sa skazaljkom

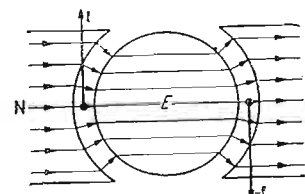
je pričvršćeno i lako ogledalo za čitanje skretanja. Obrtni sistem je u ravnoteži kada obrtni momenat vlakna o kome je sistem obešen, kompenzira obrtni momenat koji potiče od polja struje. Galvanometre ove vrste, prvi je dao Thomson. Na sl. 168 imamo Nernst-ov tip takvog galvanometra. Dva mala magnetna predstavljaju par astatičnih igala. Jedan se nalazi u samome kalemu, a drugi odmah iznad njega.

Da se otkloni uticaj štetnih dejstava zemnomagnetnog polja i drugih magnetnih polja na iglu, može se ova staviti u pogodan oklop od gvo-

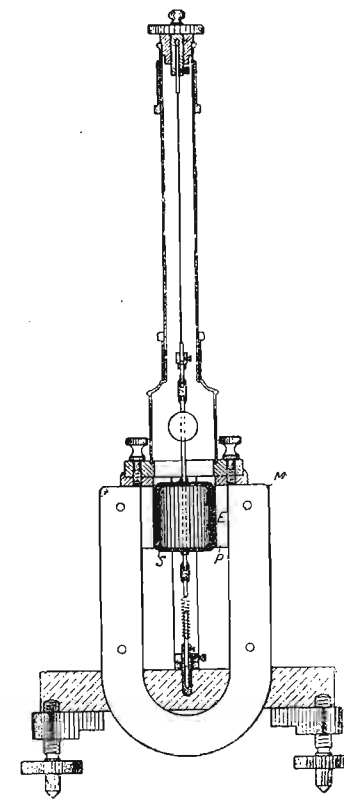
žđja, koji zadržava dejstvo spoljašnjih polja (*oklopljeni galvanometri*). Kod njih nema astatičkog para igala, već je magnet opkoljen trostrukom omotačem od oko 1 cm. debelog mekog gvožđja. Sa najboljim galvanometrima sa pokretnom iglom, mogu se meriti struje jačine 10^{-12} ampera.

Galvanometri sa iglom se upotrebljavaju samo u slučaju gde je potrebna naročita osetljivost, dakle za merenje najslabijih struja. U Današnjoj tehnici merenja se inače retko upotrebljavaju.

134. *Instrumenti sa pokretnim kalemom za jednosmislenu struju.* Današnji precizni instrumenti za struju i napon su uglavnom sa pokretnim kalemom (Déprez-D'Arsonval, 1881) a ne sa pokretnim magnetom. Između polova jakog potkovičastog magneta, nalazi se kalem *S* kroz koji protiče struja. Između cilindrično izbušenih polnih nastavaka *P* nalazi se utvrđeno cilindrično jezgro od mekog gvožđja *E*, koje se ne okreće sa kalemom. Između njega i nastavaka nalazi se uzan prostor ostavljen za obrtanje kalema (sl. 170). Usled ovoga, u vazдушnom medijprostoru postoji radialno upravljeno magnetno polje svuda iste jačine



Sl. 170. Uz galvanometar sa pokretnim kalemom



Sl. 171. Galvanometar sa pokretnim kalemom i ogledalom

i gradi sa magnetom magnetno kolo koje je prekinuto slojem vazduha. Na taj način su otklonjeni svi magnetni štetni uticaji spoljašnjih polja, jer je magnetno polje u sloju između magneta i jezgra mnogo jače od zemnomagnetnog polja i drugih polja koja bi mogla da smetaju, tako da smetnje ove vrste ne dolaze u obzir.

Kod instrumenata koji su manje osetljivi, pokretni kalem je poduprt sa dva šiljka oko kojih se okreće i na njemu je utvrđena skazaljka

koja na skali pokazuje skretanje. Spiralna opruga drži kalem u ravnotežnom položaju. Kod osetljivih instrumenata (galvanometara), kalem visi na vrlo tankom metalnom provodniku. Struja se dovodi kalemu bilo preko tankih metalnih traka ili opruga, a ponekad i preko žice o kojoj visi kalem. Za čitanje skretanja, sa kalemom je spojeno i lako ogledalo (sl. 171, M magnet, P nastavci polova, E gvozdjeno jezgro, S kalem).

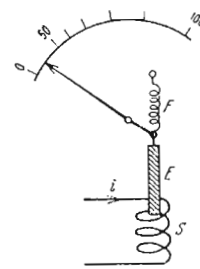
Pri prolazu struje na obe strane kalema koje stoje upravno na pravac polja a u kojima je suprotan pravac struje, dejstvuju dve sile k i $-k$ (sl. 170) koje grade spreg. On je srazmeran jačini struje, a svoj pravac menja sa pravcem struje. Zato su ovi instrumenti upotrebljivi *jedino za jednosmislenu struju*.

Ovi galvanometri se mogu upotrebiti za merenje *količine elektriciteta* koja se za vrlo krako vreme isprazni kroz galvanometar. Važno je da trajanje pražnjenja bude vrlo kratko spram vremena oscilovanja galvanometra. Kalem tada dobija jedan udar i skreće srazmerno jačini struje i vremenu — srazmerno integralu idt , dakle srazmerno protekloj količini elektriciteta. Za ove svrhe specijalno izradjeni instrumenti, zovu se *balistički galvanometri*.

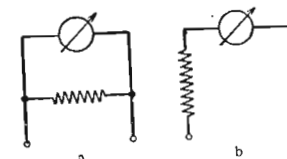
135. *Instrumenti sa mekim gvoždjem*. Pored prilično skupih instrumenata sa pokretnim kalemom, za tehničke svrhe, tj. za ona merenja gde se ne traži krajnja tačnost, upotrebljavaju se *instrumenti sa mekim gvoždjem* (sl. 172). Struja koja se meri protiče kroz kalem S , na čijem se gornjem kraju nalazi komad mekog gvoždja E . Magnetno polje struje je na krajevima kalema nehomogeno i jačina mu van kalema opada. Zato gvoždje, koje u ravnotežnom položaju drži spirala F , ide u pravcu rasteće jačine polja, tj. ulazi u kalem. *Pravac ovoga kretanja je nezavisan od pravca struje*. Zato se ovi instrumenti mogu upotebiti i za *naizmjeničnu* kao i za jednosmislenu struju. Magnetno polje je srazmerno jačini struje. Sila koja dejstvuje na gvoždje dolazi otuda, što gvoždje u magnetnom polju postaje dipol, čiji je magnetni momenat približno srazmeran jačini polja. Ova sila je međjutim proizvod iz jačine polja i magnetnog momenta, dakle srazmerna kvadratu jačine polja i najzad srazmerna kvadratu jačine struje u kalemu. Skala ovakvog jednog instrumenta nije zato podeljena na podeoke sa istim razmacima.

136. *O instrumentima za merenje struje i napona uopšte*. Svaki od opisanih instrumenata može da posluži kako za merenje jačine struje, tako i za merenje napona. Pošto je njihov otpor R_g stalna veličina, to je prema Ohmovom zakonu i odnos U/i za jedan odredjen instrumentat takodje konstantan. Skretanje pokretnog sistema ne odgovara samo odredjenoj jačini struje već i odredjenom naponu $U = iR$ na stezalicama instrumenta. Zato skretanje može da posluži kao mera i za struju i za napon. Praktično se instrumenti za struju i za napon razlikuju. Kod obe vrste instrumenata važno je razume se, da oni troše u kožu što manje energije. Instrumenti za merenje jačine se vazuju u seriji i kroz njih protiče struja i pa je efekat struje u instrumentu $i^2 R_g$ ako R_g označava

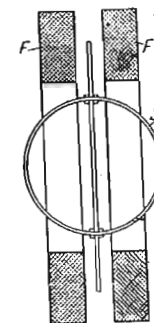
otpor samog instrumenta. Kod primene instrumenta za merenje napona, mora se prilikom obračunavanja početi od napona U , pa tada efekat struje iznosi U^2/R_g . Da bi se u svakom od ovih slučajeva sveo efekat na minimum, mora pri merenju jačine otpor da bude što manji, a pri merenju napona otpor da bude što veći, (otpor R_g). Kod ampermetara i voltmetara to se postiže na sledeći način: Sam instrumentat je jedan



Sl. 172. Shema dejstva instrumenta sa mekim gvoždjem



Sl. 173. a veza shunta, b veza balast otpora



Sl. 174. Princip diferencijalnometra $L = U$

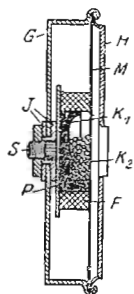
prilično osetljiv galvanometar sa skazaljkom. Njegov otpor neka je R_1 , a jačina struje za koju skrene preko cele skale neka iznosi i_1 , odgovarajući napon neka je $U_1 = i_1 R_1$. Ako instrumentat treba da služi kao ampermetar i da meri struju do i ampera, onda se paralelno sa njim vezuje otpor R_2 (*shunt*) koji se tako izabere, da kroz instrumentat u stvari i dalje protiče samo struja jačine i (sl. 173), i ako kroz ceo sistem protiče struja i . Prema § 56 jed. (22) je $R_1 : R_2 = i_2 : i_1 = (i - i_1) : i_1$, dakle $R_2 = R_1 i_1 / (i - i_1)$. — Otpor samog instrumenta i shunta može se izračunati iz jed. (21) § 56 i iznosi $R_x = R_1 i_1 / i$. Otpor pa i osetljivost instrumenata sa ovom kombinacijom, sad je smanjen u odnosu $i : i_1$. Ako ovaj instrument treba da se upotrebi za merenje napona, tako da pri najvećem skretanju pokazuje napon U , onda se sa njim u seriji veže *balast otpor* R_2 (sl. 173b) tako izabran, da je $U : U_1 = (R_1 + R_2) : R_1$ (§ 56). Tada je $R_2 = R_1 (U - U_1) / U_1$, a otpor celog sistema $R_g = R_1 + R_2 = R_1 U / U_1$. Otpor instrumenta potpao je veći a njegova osetljivost u istom odnosu manja, nego bez balast otpora, tako da se sa istim instrumentom mogu meriti struje i naponi vrlo različitih vrednosti.

137. *Instrumenti sa pokretnim kalemom za naizmjeničnu struju. Voltmetri*. Instrumenti na principu sa pokretnim kalemom, mogu se upotrebiti i za naizmjeničnu struju, ali u tom slučaju se mora udesiti da se sa promenom pravca struje u pokretnom kalemu takodje menja i pravac magnetnog polja. To se postiže na taj način, što umesto permanentnog magneta, polje proizvodi sama struja koja se meri pomoću jednog ili dva stalna kalema. Pokretni kalem se postavlja u sredinu jednog nepokretnog kalema, ili između dva kalema (F) malog otpora, na

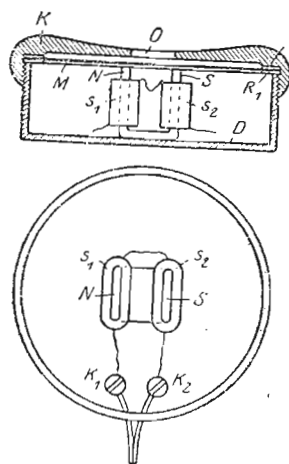
koje je priključen isti napon kao i na pokretni kalem (S). Pokretni kalem i nepokretni kalemi su vezani paralelno (princip dinamometra, sl. 174). Skretanja takvog instrumenta su nezavisna od pravca struje a srazmerna su kvadratu jačine struje.

Na isti način može se ovaj instrument upotrebiti i kao vatmetar za merenje efekta $L = Uj$ struje čiji otpor mora biti mali. Tada se nepokretni kalem vežu u seriji sa otporom u kolu. Pokretni kalem, kome se obično dodaje veliki balast otpor, vezuje se sa krajevima provodnika u kome se meri efekat. Tada je jačina struje koja protiče kroz nepokretne kaleme, jednaka jačini struje u provodniku, i magnetno polje u njima je takodje srazmerno toj jačini struje. Struja koja protiče kroz pokretni kalem je, prema Ohmovom zakonu, srazmerna naponu U na njenim krajevima. Obrtni momenat koji se javlja, srazmeran je dakle proizvodu Uj , tj. efektu u provodniku.

138. *Telegrafija i telefonija.* Telegrafija, u svom prvobitnom obliku, služi za prenošenje dužih i kraćih signala, koji poredjani po izvesnom redu odgovaraju slovima i znacima iz kojih se sklapaju rečenice (Morse-ove azbuka). Ona je zasnovana na primeni *relea*. U principu osetljiv rele koji se nalazi na prijemnoj stanici, otvara i zatvara kolo, prema udarima struje koji se kroz provodnik šalju sa otpremne stanice. Ovi



Sl. 175. Mikrofon sa ugljenim zrcima



Sl. 176. Slušalica

udari struje koji se šalju sa otpremne stanice, odgovaraju Morse-ovim znacima, i dobijaju se na taj način, što se kolo pomoću naročitog prekidača (tastera), duže ili kraće vreme drži zatvoreno. Na prijemnoj stanici se ovi znaci pomoću elektromagneta pogodnom pisaljkom upisuju na traku od hartije, tako da se mogu čitati. Savremeni telegrafi su složeniji i često umesto Morse-ovih znakova direktno upisuju slova.

Kod običnog telefona, gde su dve stanice vezane preko žičanih provodnika, zvuk se prenosi električnim putem. Promene pritiska u vazdu-

hu koje nastupaju usled zvuka, pretvaraju se u promene jačine struje koja teče između otpremne i prijemne stanice. Promena jačine struje tačno odgovara promeni pritiska. Ovaj postupak se zove *modulacija*. Na otpremnoj stanici se nalaze aparati koji promene pritiska usled zvuka preobraćaju u promenu električne energije. Na prijemnoj stanici drugi aparati opet ovu energiju pretvaraju u zvučne talase.

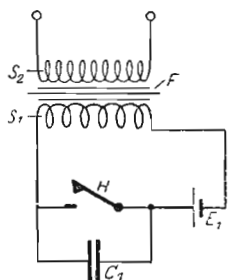
Kod obične kao i kod bežične telefonije, kao otpremnik služi mikrofon, a kao prijemnik telefon. Mikrofon je sprava koja menja jačinu struje u kolu što spaja dve stanice, na taj način, što menja svoj otpor pri promeni pritiska u ritmu zvuka. Jedan od mnogih različitih tipova mikrofona je predstavljen na sl. 175. U metalnom oklopu G nalazi se metalna ploča P sa zavrtnjem S , izolovana umetkom J . Na ploči P je učvršćen ugljeni sud K_1 obavijen filcom F . Na ovaj naleže membrana od uglja M koju poklopac H pritiska uz oklop G i na taj način su M i G u kontaktu. Između M i K_1 nalazi se ugljeno zrnevlje K_2 . Struja ide preko zavrtnja S i oklopa, pa mora prema tome da prođe i kroz ugljena zrna. Kad se govori ispred membrane M , onda se zrna potresaju u frekvenciji zvučnog talasa. Onda se menja i prelazni otpor između pojedinih zrna, pa se menja i ukupan otpor mikrofona, dosta slično promeni zvučnog talasa. U istoj frekvenciji se menja i struja koja protiče kroz mikrofon.

Na mestu prijema, ta modulirana struja protiče kroz telefon (slušalicu). Na sl. 176 imamo model slušalice, gde D označava oklop u kome se nalazi permanentni magnet sa polovima N i S i dva navučena kalema s_1 i s_2 . Kroz ove kaleme protiče modulirana struja. Između prstenova R_1 i R_2 sasvim blizu polova se nalazi učvršćena gvozdена membrana. Na oklopu iznad membrane se nalazi poklopac K sa otvorom kroz koji prolazi zvuk. Dovod struje ide preko stazalica K_1 i K_2 . Usled modulacije struje menja se jačina polova, pa se prema tom ugiba i membrana i na taj način proizvodi zvuk. Kad se za jezgro kalemove ne bi upotrebio permanentan magnet već meko gvozdje, onda bi se ono za vreme jedne pune oscilacije struje, dva puta magnetizovalo, po jedanput u svakom pravcu. Približavanje membrane od mekog gvozdja, ne zavisi međutim od pravca magnetizovanja, pa bi membrana za vreme jedne pune oscilacije struje, izvršila dve cele oscilacije, i davala bi za oktavu viši ton. Kod permanentnog magneta se periodično pojačava i slabije njegovo magnetizovanje, ali se ne menja pravac. Zato oscilacija membrane traje isto vreme, koliko i oscilacija struje. Kod zvučnika za radio, za oscilujući deo se danas uzima najčešće lak kalem kroz koji protiče struja i on osciluje između polova magneta (dinamički zvučnik). Oscilacije kalema se prenose na naročito savijenu membranu, koja proizvodi zvuk.

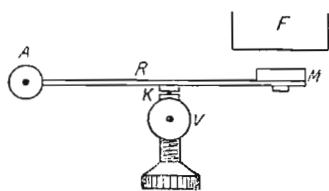
139. *Induktor.* Induktor se upotrebljava za to, da se od izvora jednosmislene struje niskog napona dobije visok napon. Njegovi delovi su: primarni kalem S_1 , od deblje žice sa malim brojem navojaka (najviše nekoliko stotina), i na njega navučeni sekundarni kalem S_2 sa vrlo velikim brojem navojaka tanke žice (do 100 000). Na sl. 177 radi preglednosti, ova dva kalema su nacrtana jedan pored drugog. U primarnom kalemu se nalazi gvozdено jezgro radi pojačavanja indukcije. Ono nije

iz jednog komada gvozdja, već od parčadi gvozdene žice koja su prevučena lakom i time izolovana jedno od drugog. Na taj način se smanjuje dejstvo vrtložnih struja.

Da bi induktor mogao da radi, potreban je naročiti prekidač (H), koji velik broj puta u sekundi prekida i spaja primarno kolo struje. Najprostiji prekidač je Wagner-ov čekić (sl. 178) koji odgovara čekiću kod električnog zvonceta. Kao elektromagnet služi gvozdeno jezgro F u primarnom kalemu. U drvenom sandučetu, na kome se nalaze kalemi, smešten je lisnati kondenzator C_1 koji je vezan paralelno sa prekidačem. Ako se na krajevima primarnog kalema nalazi izvestan napon jednosmislene struje, onda kroz kalem protiče struja i_1 , čiji tok usled samoindukcije izgleda kao na sl. 158, § 121. Usled ovoga se u sekundarnom kalemu indukuje elektromotorna sila E koja je srazmerna sa brzinom promene struje i_1 , dakle srazmerna sa di_1/dt , a suprot-



Sl. 177. Sheme veze induktora. S_1 primarni, S_2 sekundarni kalem; F gvozdeno jezgro, H prekidač, E_1 izvor jednosmislene struje, C_1 kondenzator. Primarni kalem se nalazi ustvari u sekundarnom.

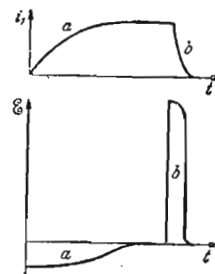


Sl. 178. Princip Wagner-ovog čekića, F gvozdeno jezgro induktora, M gvozdena pločica, R čelično pero, K platinski kontakt (mesto gde se struja prekida), A i V dovodi struje za prekidač.

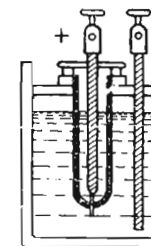
nog znaka sa naponom u primarnom kalemu (sl. 179). Posle vrlo kratkog vremena se primarna struja prekida. Kad bi se to trenutno desilo, onda bi di_1/dt bilo beskrajno veliko, pa bi u sekundarnom kalemu za beskrajno kratko vreme nastala beskrajno velika indukovana elektromotorna sila. Ali prekid nije trenutni, jer se na mestu prekida uvek javlja varnica, koja neko kratko vreme provodi struju kroz vazduh, pošto se metalni kontakti već razmaknu. Kondenzator se umeće baš zato da se skрати trajanje ove varnice i da bi time di_1/dt postalo što veće. Pre početka prekidanja kondenzator je kratko spojen, dakle napunjen. U trenutku kada kontakt K počinje da se rastavlja, na oblogama kondenzatora se nalazi skoro ceo pogonski napon U induktora. On uzima iz kola struje količinu elektriciteta $e = CU$. Čim se kontakti ponova spoje, kondenzator se isprazni usled kratkog spoja. Tok elektromotorne sile koja se javlja pri prekidu struje, izgleda kao na sl. 179. b (dole). Vidi se da elektromotorna sila pri prekidanju struje traje kraće vreme nego pri zatvaranju, ali da je ona znatno veća od ove

poslednje. Ako krajevi sekundarnog kalema nisu spojeni, onda elektromotorna sila uspostavlja između njih isto toliko veliki napon. Ako se veza između krajeva sekundarnog kalema dovoljno približi, onda može da se javi pramenasto ili varnično pražnjenje u vazduhu. Dužina varnice kod velikih induktora može da predje 1 metar. Proizvedeni napon je utoliko viši, ukoliko je odnos broja navojaka oba kalema veći.

Površine a i b na sl. 179 (dole), jednake su integralu $\int E dt$ uzetom za vreme zatvaranja i otvaranja primarne struje. Ovaj je međutim prema § 117 srazmeran ukupnoj promeni magnetnog fluksa Φ koji prolazi kroz sekundarni kalem. Pošto pri prekidanju iščezava isti toliki fluks koliko se stvara pri zatvaranju, to obe ove površine moraju biti jednake. To znači da i elektromotorna sila mora biti utoliko veća, ukoliko kraće traje prekidanje i zatvaranje kola. Usled samoindukcije primarnog kalema, trajanje zatvaranja kola uvek je znatno duže od prekidanja, pa je i elektromotorna sila koja se indukuje znatno veća pri prekidanju nego pri spajanju.



Sl. 179. Primarna struja i_1 (gore) i indukovana elektromotorna sila E (dole) kod induktora, a pri spajanju, b pri prekidanju struje.



Sl. 180. Wehnelt-ov prekidač.

Kod velikih induktora se umesto Wagner-ovog čekića upotrebljavaju drugi prekidači. Kod rotirajućih prekidača, naročiti motor naizmenično spaja i rastavlja kontakte. Kod Wehnelt-ovog prekidača (sl. 180) u razblaženoj sumpornoj kiselini nalazi se veća olovna ploča (katoda) i šiljak od platine koji samo malo izlazi iz porcelanske cevi (anoda). Ove elektrode se nalaze sa izvorom struje u primarnom kolu, pa pošto je površina šiljka mala, to je na njemu vrlo velika gustina struje. Usled Joule-ove toplote se šiljak jako zagreva, pa se oko njega iz tečnosti stvara mehur pare, koji prekida struju. Ali elektroda se vrlo brzo ohladi, mehur prsne i struja ponovo protiče. Ovaj prekidač daje veliki broj kratkotrajnih prekida, pa se zato pomoću njega dobijaju jaka indukciona dejstva.

V. NAIZMENIČNA STRUJA. ELEKTRIČNE MAŠINE. ELEKTRIČNE OSCILACIJE I TALASI.

140. *Naizmjenična struja.* Pod naizmjeničnom strujom razume se u širem smislu takva struja čija je jačina periodična funkcija vremena. Mi ćemo ovdje posmatrati samo tzv. jednotalasnu naizmjeničnu struju, kod koje je ta funkcija harmonijska. Naizmjenična struja koja se upotrebljava u tehnici uvek je skoro jednotalasna.

Jednotalasna naizmjenična struja postaje kad na krajevima provodnika vlada napon U koji se menja po jednačini

$$U = U_0 \sin(\omega t + \gamma) \quad (1)$$

Napon varira, dakle, periodično između vrednosti $+U_0$ i $-U_0$. Konstanta γ , *fazna konstanta*, zavisi samo od izbora početne tačke vremena i može se pogodnim izborom vremena izostaviti. ω se zove *kružna frekvencija* naizmjenične struje. Kad se stavi $\omega = 2\pi\tau$, τ je perioda naizmjenične struje, tj. vreme za koje struja prodje kroz sve svoje faze. $\nu = 1/\tau$ je *frekvencija* naizmjenične struje. Ona je ravna broju perioda u sekundi.

Broj promena je broj koji označava koliko se puta menja pravac struje u sekundi; on je ravan dvostrukoj frekvenciji. Obična tehnička naizmjenična struja ima najčešće frekvenciju $\nu = 50$, dakle broj promena 100. Kao jedinica za frekvenciju upotrebljava se i ovde *herz* (Hz). Tako tehnička naizmjenična struja ima frekvenciju $\nu = 50$ Hz.

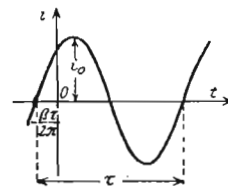
Ako je promena napona na krajevima provodnika data jednačinom (1), onda kroz provodnik protiče struja i izražena jednačinom

$$i = i_0 \sin(\omega t + \beta) \quad (2)$$

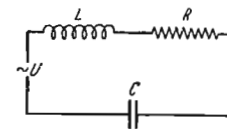
Sl. 181 pretstavlja promenu jedne takve struje u funkciji vremena. Fazne konstante γ i β napona i struje po pravilu su različite. Između napona i jačine postoji obično fazna razlika $\beta - \gamma = \varphi$. To znači da struja i i napon ne dostižu istovremeno svoje maksimalne vrednosti, tj. ne prolaze istovremeno kroz vrednost nula.

Treba uočiti da jednačina koja pretstavlja naizmjeničnu struju potpuno odgovara jednačini oscilatornog kretanja, na pr. jednačini klatna. Ustvari i ovde imamo jednu vrstu oscilatornog kretanja, i to *električne oscilacije*. Struja koja periodično menja svoju jačinu i pravac, nije ništa drugo do periodično kretanje elektrona u provodnom sistemu, dakle oscilovanje elektrona. Ali je uobičajeno da se električnim oscilacijama zovu samo naizmjenične struje vrlo visoke frekvencije, ma da za to ne postoji nikakav fizički razlog. U praksi se razlikuje niska frekvencija (frekvencija tehničke naizmjenične struje do $\nu = 1000 \text{ sec}^{-1}$ približno), i visoka frekvencija (naročito primenjena u bežičnoj telegrafiji i telefoniji otprilike $\nu = 10^7$ do 10^9 Hz).

Ako se u kolu jednosmislene struje nalazi vezan neki kondenzator, jednosmisljena struja kroz to kolo ne protiče, jer kondenzator za nju pretstavlja beskonačno veliki otpor. U tom slučaju kondenzator odmah dobije napon, koji je po visini jednak priključenom naponu ali suprotnog znaka. Ako se kroz kolo ne vezuje jednosmisljena, već naizmjenična struja, onda se menja i napon na kondenzatoru, pa prema tome se stalno menja i njegovo punjenje. Kondenzator se naizmjenično puni i prazni, pa zato ne zaustavlja proticanje naizmjenične struje. Može se reći da je kolo naizmjenične struje zatvoreno strujom pomeranja kroz kondenzator.



Sl. 181. Promena naizmjenične struje u toku vremena.



Sl. 182. Otpor, samoindukcija i kapacitet vezani u nizu.

141. *Otpor naizmjenične struje.* Uzećemo kolo u kome su spojeni u nizu otpor R , kalem sa samoindukcijom L i kondenzator kapaciteta C (sl. 182). Otpor R označava otpor kalema i eventualno druge otpore koji se nalaze u kolu. Na krajevima kola uspostavljen je naizmjeničan napon

$$U = U_0 \sin \omega t \quad (3)$$

tako da kroz kolo protiče naizmjenična struja

$$i = i_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (4)$$

gde φ označava faznu razliku struje spram napona. Pošto struja i stalno menja i jačinu i pravac, to se usled samoindukcije (§ 122) javlja elektromotorna sila $\mathcal{E} = -L \frac{di}{dt}$ koja deluje na suprot naponu U .

Ako se na kondenzatoru nalazi količina elektriciteta e , onda njegov napon iznosi e/C . Tada imamo

$$U_0 \sin \omega t - L \frac{di}{dt} = iR + \frac{e}{C}$$

Ovu ćemo jednačinu diferencijaliti po vremenu t , imajući u vidu da je d/dt vremenska promena punjenja kondenzatora i da ona pretstavlja jačinu struje $i = de/dt$ (§ 52). Na taj način dobijamo

$$U_0 \omega \cos \omega t = L \frac{d^2i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + i \quad (5)$$

Ako u ovu jednačinu unesemo vrednost za i iz jed. (4), možemo izračunati veličine i_0 i φ , pa dobijamo

$$i_0 = \frac{U_0}{Z} \quad (6)$$

gde je $Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2} = \sqrt{R^2 + X^2}$ (7)

stavljajući $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ (8)

$$\varphi = - \operatorname{arctg} \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} = - \operatorname{arctg} \frac{X}{R}$$
 (9)

tako da je $i = \frac{U_0 \sin(\omega t + \varphi)}{Z}$ (10)

Onda je prema jed. (9)

$$\sin \varphi = - \frac{X}{Z}, \cos \varphi = \frac{R}{Z}, \operatorname{tg} \varphi = - \frac{X}{R} \quad (11)$$

* Stavimo li u ovu jednačinu vrednost od i iz jednačine (4), dobićemo $U_0 \omega \cos \omega t = -L i_0 \omega^2 \sin(\omega t + \varphi) + R i_0 \omega \cos(\omega t + \varphi) + \frac{1}{C} i_0 \sin(\omega t + \varphi)$

Razvijemo li gornje izraze i uredimo po $\cos \omega t$ i $\sin \omega t$, biće $(U_0 \omega + L i_0 \omega^2 \sin \varphi) \cos \omega t + L i_0 \omega^2 \cos \varphi \sin \omega t = (R i_0 \omega \cos \varphi + \frac{i_0}{C} \sin \varphi) \cos \omega t + (\frac{i_0}{C} \cos \varphi - R i_0 \omega \sin \varphi) \sin \omega t$

Da bi oba jednačina bila identički zadovoljena za svako t , moraju koeficijenti uz $\cos \omega t$ s leve i s desne strane da budu jednaki, a tako isto i koeficijenti uz $\sin \omega t$:

$$U_0 \omega + L i_0 \omega^2 \sin \varphi = R i_0 \omega \cos \varphi + \frac{i_0}{C} \sin \varphi$$

$$L i_0 \omega^2 \cos \varphi = \frac{i_0}{C} \cos \varphi - R i_0 \omega \sin \varphi$$

Iz druge jednačine nalazimo φ :

$$\operatorname{tg} \varphi = - \frac{L \omega - \frac{1}{C \omega}}{R} = - \frac{X}{R}$$

ako stavimo

$$X = L \omega - \frac{1}{C \omega}$$

ili

$$\varphi = - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{L \omega - \frac{1}{C \omega}}{R} = - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{X}{R}$$

Pošto je

$$\sin \varphi = - \frac{X}{\sqrt{R^2 + X^2}} = - \frac{X}{Z}, \cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + X^2}} = \frac{R}{Z}$$

gde je $Z = \sqrt{R^2 + X^2} = \sqrt{R^2 + (L \omega - \frac{1}{C \omega})^2}$,

iz prve jednačine nalazimo i_0 :

$$i_0 = \frac{U_0}{Z} = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + (L \omega - \frac{1}{C \omega})^2}}$$

Kao što se iz jedn. (6) vidi, Z je odnos između maksimalnih vrednosti napona i struje i ima isti značaj kao prost otpor R kod jednosmislene struje. Zato se Z zove *otpor naizmenične struje*, odnosno *prividni otpor* ili *impedanca* sistema. Ovaj otpor zavisi od kružne frekvencije struje ω , a sastoji se iz dva dela: prostog ili *omskog otpora* R i otpora X [jed. (7)], ali se ovi otpori ne sabiraju algebarski, već geometrijski, Z označava hipotenuzu, a X i R katete pravouglog trougla.

Fazna razlika φ između struje i napona je negativna ako je $\omega L > 1/\omega C$. U tome slučaju struja zaostaje u fazi iza napona, a ide ispred njega kad je $\omega L < 1/\omega C$.

Ako u kolu ne postoji kapacitet, onda iz jed. (5) otpada član $1/C$, a to isto važi ako je $C = \infty$. Tada umesto jednačina (7), (8) i (9) dobijamo

$$Z = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}, \quad X = \omega L, \quad (12)$$

$$\varphi = - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\omega L}{R}, \quad (13)$$

U ovome slučaju struja uvek zaostaje u fazi iza napona.

Ako u kolu nema samoindukcije ($L=0$), onda je

$$Z = \sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}, \quad X = \frac{1}{\omega C}, \quad (14)$$

$$\varphi = + \operatorname{arctg} \frac{1}{R \omega C} \quad (15)$$

Ovde struja ide ispred napona.

Na kraju, ako je otpor R zanemarljivo mali ($R^2 \ll X^2$) onda je

$$Z = X = \omega L - \frac{1}{\omega C}, \quad \varphi = \pm \frac{\pi}{2}$$

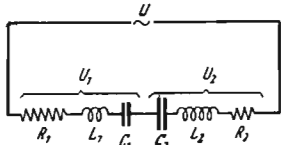
Struja zaostaje iza napona za $1/4$ periode kad je $\omega L > 1/\omega C$, a ide isto toliko ispred napona, ako je $\omega L < 1/\omega C$.

Iz jed. (7) izlazi da dejstvo samoindukcije na otpor naizmenične struje raste kad se povećava frekvencija, a naprotiv, u tom slučaju dejstvo kapaciteta opada. Za vrlo visoku frekvenciju kondenzator dejstvuje skoro kao kratak spoj.

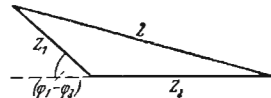
Ako kroz otpor sa velikom samoindukcijom teku istovremeno i jednosmisljena i naizmenična struja, onda je jednosmisljena struja mnogo manje oslabljena nego naizmenična. Na taj način se može, umetanjem kalema sa velikom samoindukcijom u kolo, znatno smanjiti komponenta naizmenične struje. Da bi se dejstvo indukcije povećalo, u takve se kalemove umeće još i gvozdено jezgro (pnižušni kalemovi). Oni služe još i zato, da se iz smeše naizmeničnih struja različite frekvencije, izdvoje komponente sa visokom frekvencijom, jer ukoliko je ω veće, utoliko je veći otpor kalema sa samoindukcijom za naizmeničnu struju.

Kod naizmjenične struje, omski otpor R nije bezuslovno jednak otporu koji je prema Ohmovom zakonu definisan za jednosmislenu struju. Za dati provodnik može se pri visokoj frekvenciji javiti zhatan površinski efekat (§ 125), pa je R veće od čisto omskog otpora.

Treba primetiti da jed. (10) nije opšte rešenje jed. (5), već predstavlja stacionarno stanje, koje se uspostavlja za vrlo kratko vreme posle isključenja napona U .



Sl. 183. Serijsko vezivanje otpora naizmjenične struje



Sl. 184. Diagram otpora naizmjenične struje pri serijskom vezivanju

Posmatraćemo dva u nizu vezana otpora naizmjenične struje Z_1 i Z_2 (sl. 183). Sistem sadrži 1) omski otpor $R = R_1 + R_2$, 2) samoindukciju $L = L_1 + L_2$ i 3) kapacitet $1/C = 1/C_1 + 1/C_2$ (§ 44). Zato otpor sistema iznosi

$$Z = \sqrt{(R_1 + R_2)^2 + (X_1 + X_2)^2}$$

Pomoću jed. (11) ovaj se izraz može napisati u obliku

$$Z = \sqrt{Z_1^2 + Z_2^2 + 2 Z_1 Z_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}. \quad (17)$$

Ova jednačina odgovara kosinusnoj teoriji za strane trougla. Ukupan otpor naizmjenične struje, jednak je jednoj strani trougla čije druge dve strane predstavljaju oba dela otpora a zaklapaju medju sobom ugao $\pi - (\varphi_1 - \varphi_2)$, sl. 184. Može se reći da za zbir otpora naizmjenične struje važe pravila vektorskog sabiranja.

Na sličan način kao za otpore vezane u nizu, može se izračunati i otpor paralelno vezanih provodnika kod naizmjenične struje (sl. 185). Daćemo samo krajnji obrazac, zadržavajući malopredjašnje oznake.

$$\frac{1}{Z} = \sqrt{\frac{1}{Z_1^2} + \frac{1}{Z_2^2} + \frac{2}{Z_1 Z_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (18)$$

Recipročna vrednost $1/Z$ otpora je u paralelnoj vezi manja od zbira $1/Z_1 + 1/Z_2$ recipročnih vrednosti pojedinih otpora. Samo u slučaju kad je $\varphi_1 = \varphi_2$ biće $1/Z = 1/Z_1 + 1/Z_2$.

Otpor naizmjenične struje Z za dati omski otpor R , ima prema jed. (7) najmanju vrednost kad je otpor X jednak nuli, dakle

$$X = \omega L - \frac{1}{\omega C} = 0 \quad (19)$$

Ovaj slučaj nastupa ako je frekvencija naizmjenične struje

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \omega_0 \quad (20)$$

Maksimalna jačina struje prema jed. (6) iznosi pri datom maksimalnom naponu U_0 : $i_0 = U_0/R$. U mehanici smo videli, da rezonancija nastupa kad na telo koje može da osciluje, deluje periodična sila čija je frekvencija jednaka sopstvenoj frekvenciji tela. Ovde imamo slučaj *električne rezonancije* i frekvencija $\omega_0 = \omega_0/2\pi$ zove se *električna sopstvena frekvencija sistema*. Ako se u sistemu nalazi kondenzator promenljivog kapaciteta (§ 44) ili promenljiva samoindukcija, onda se sistem promenom kapaciteta ili samoindukcije može dovesti u rezonanciju sa frekvencijom stavljenog naizmjeničnog napona, kao što se to čini kod radio-aparata.

142. Efekat naizmjenične struje. Efektivna jačina i napon. Efekat naizmjenične, kao i jednosmislene struje, dat je u svakom momentu proizvodom Ui . Kod naizmjenične struje on stalno menja i svoju veličinu i svoj znak. Stvarni efekat struje je prema tome srednja vrednost trenutnih efekata. Pošto se po isteku vremena τ jedne periode sve pojave tačno pojavljaju, to se srednja vrednost L dobija izrazom

$$\begin{aligned} \bar{L} &= \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} U i dt = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} U_0 i_0 \sin \omega t \sin (\omega t + \varphi) dt = \\ &= \frac{1}{2} U_0 i_0 \cos \varphi \end{aligned} \quad (21)$$

gde je φ , fazna razlika između U i i , a U_0 i i_0 odgovarajuće maksimalne vrednosti struje i napona. Vidi se da je srednji efekat ravan nuli za $\varphi = 90^\circ$. Ovaj slučaj je skoro potpuno ostvaren ako u kolu imamo samoindukciju čiji je omski otpor neznan. Tada se dobijaju takozvane *bezvalne struje*.

Iz jednačina (6) i (11) može se izračunati da je $U_0 = i_0 R / \cos \varphi$ te se mesto jednačine (21) može napisati

$$\bar{L} = \frac{1}{2} i_0^2 R \quad (22)$$

Sravnjujući ovu jednačinu sa jednačinom (36), § 64, vidimo da naizmjenična struja sa amplitudom i_0 ima isti efekat kao i jednosmislenu struju jačine $i = i_0/\sqrt{2}$. Ova jačina zove se *efektivna jačina* naizmjenične struje

$$i_{\text{eff}} = \frac{i_0}{\sqrt{2}} = 0,707 i_0 \quad (23)$$

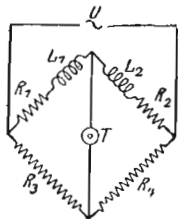
Efektivna jačina je koren iz srednje vrednosti kvadrata jačine struje za vreme jedne periode. Sličan izraz nalazi se i za efektivni napon:

$$U_{\text{eff}} = 0,707 U_0 \quad (24)$$

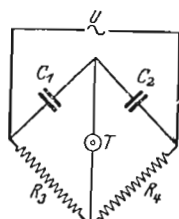
Iz jed. (22) izlazi

$$I = i_{\text{eff}}^2 R \quad (25)$$

143. *Merenje samoindukcije i kapaciteta pomoću Vitstonova mostu.* Kad se mesto jednosmislene struje upotrebi naizmjenična, mogu se sa Vitstonovim mostom uporedjivati samoindukcije, iako što su uporedjivani obični otpori. U mesto galvanometra, u mostu se upotrebljava tele-



Sl. 186. Uporedjivanje samoindukcija u mostu



Sl. 187. Uporedjivanje kapaciteta u mostu

fon T ili neki drugi instrument za naizmjeničnu struju. Neka je L (sl. 187) samoindukcija koju treba odrediti, L_2 poznata samoindukcija, R_3 i R_4 promenljivi otpori bez samoindukcije, na pr. žice.

Otpori R_1 i R_2 sastoje se prvo iz Omskog otpora provodnika koji se ispituju, i drugo iz promenljivih otpora. Ako se ovi otpori tako podese, da kroz most ne protiče struja pri istim otporima R_3 i R_4 , kako pri merenju sa jednosmislenom tako i sa naizmjeničnom strujom, onda postoji odnos

$$\sqrt{R_1^2 + L_1^2 \omega^2} : \sqrt{R_2^2 + L_2^2 \omega^2} = R_3 : R_4 \quad \text{i} \quad Z_1 : Z_2 = Z_3 : Z_4 \quad (26)$$

a odavde sleduje

$$L_1 : L_2 = R_1 : R_2 = R_3 : R_4 \quad (27/a)$$

Nepoznata samoindukcija je onda $L_1 = L_2 R_3 / R_4$. Ova jednačina je nezavisna od frekvencije naizmjenične struje. Prema tome za ova merenja nisu potrebne čiste sinusne struje, već se može upotrebiti i struja koju daje neki mali induktor.

Na sličan način mogu se međusobno uporedjivati i kapaciteti. Neka su C_1 i C_2 (sl. 187) dva kapaciteta, a R_3 i R_4 omski otpori. Kad u mostu nema struje, postoji odnos

$$C_1 : C_2 = R_4 : R_3 \quad (27/b)$$

zanemarujući provodljivost dielektrikuma u kondenzatoru.

Kako kapacitet kondenzatora zavisi od dielektrične konstante izolatora između obloga, to se sa ovom metodom mogu odredjivati i dielektrične konstante, mereći jednom kapacitet kondenzatora bez izolatora, a zatim sa izolatorom.

144. *Trofazna struja.* Danas se u tehnici sve više upotrebljava trofazna struja, koja je specijalan slučaj *polifaznih* ili *višetaznih struja*. Ona se prenosi na tri provodnika koji spram četvrtog provodnika vezanog za zemlju (nulti provodnik) imaju napon,

$$U_1 = U_0 \sin \omega t; U_2 = U_0 \sin (\omega t + 120^\circ); U_3 = U_0 \sin (\omega t + 240^\circ) \quad (28)$$

Ako se u kolo vežu samo dva provodnika, dobija se obična naizmjenična struja. Tako dobijeni naponi $U_1 - U_2$, $U_2 - U_3$, $U_3 - U_1$, imaju, kao i naponi spram Zemlje, međusobnu faznu razliku od po 120° ali su od ovih poslednjih veći za faktor $\sqrt{3}$. Tako je na pr. $U_2 - U_1 = U_0 [\sin (\omega t + 120^\circ) - \sin \omega t] = 2U_0 \cos(\omega t + 60^\circ)$, $\sin 60^\circ = U_0 \sqrt{3} \cos (\omega t + 60^\circ) = 1,73 U_0 \cos (\omega t + 60^\circ)$.

Ako kod trofazne struje pojedine komponente (faze) spram nultog provodnika (zemlje) imaju efektivan napon od 220 V, onda se za obične potrebe, na pr. za osvetljenje i za domaću upotrebu uzima samo *jedna* od faza i nulti provodnik i onda imamo efektivniji napon od 220 volti. Za mnoge tehničke svrhe, pogodniji je napon od 380 volti i on se dobija uzimajući dve faze.

Kada treba iskoristiti sve tri faze, upotrebljava se veza »na zvezdu« ili veza u trouglu (sl. 188). Sva tri otpora Z naizmjenične struje, jednaka su međusobom. Veza na zvezdu ima to preimućstvo, da joj je u sredini 0, napon uvek jednak nuli, i ta se tačka može vezati sa zemljom (nulta linija). Ona se takođe vezuje i sa metalnim delovima električne mašine kroz koje ne prolazi struja, da bi se u njima uništili naponi spram zemlje koji se javljaju kao posledica indukcije (vrtložne struje).

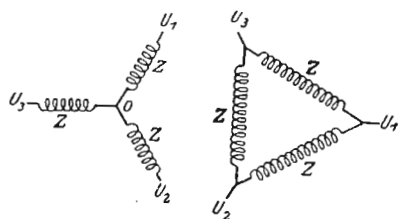
Ako se tri jednaka kalema nameste jedan spram drugog pod uglovima od 120° i u jednome uspostavi napon $U_1 - U_2$, u drugom $U_2 - U_3$ a u trećem $U_3 - U_1$, onda se u sredini između kalemova superponiraju magnetna polja sva tri kola tako, da rezultuje magnetno polje konstantne jačine no čiji se pravac za vreme jedne periode struje obrne uniformnom uglovnom brzinom za 360° (*obrotno magnetno polje*).

Na ovome dejstvu obrtnog magnetnog polja rade konstruktivno vrlo prosti električni motori (*»dneštroni motori.«**) Između kalemova sa gvozdanim jezgrom nalazi se anker, koji je u najprostijem slučaju napravljen u obliku kaveza od bakarne žice opet sa gvozdenim jezgrom, ili ima jedan odnosno više zatvorenih navojaka preko jezgra. Pod dejstvom obrtnog polja, javljaju se u ankeru vrtložne struje. Usled ovoga se javlja od obrtnog polja obrtni momenat koji pokreće anker u smislu rotacije polja. Menjajući pravac struje u jednome od triju kalemova, menja se i smisao rotacije.

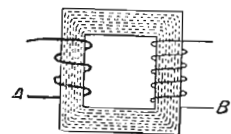
145. *Transformatori.* Naizmjenična struja ima veliko tehničko preimućstvo nad jednosmislenom strujom, koje se sastoji u tome, što se od naizmjenične struje preko transformatora može dobiti svaki željeni napon. Na mestu gde se struja koristi, po pravilu se radi sa niskim naponima

*) Ove motore je prvi konstruisao Nikola Tesla. Pr. pr.

koji nisu naročito opasni po život. Taj napon, napon mreže, iznosi najčešće 220 volti. Naprotiv, od mesta gde se struja proizvodi pa do mesta potrošnje električne energije se prenosi pri višem naponu (220.000 pa čak i 380.000 volti, v. niže). Mašine koje proizvode struju rade najekonomičnije pri srednjem naponu od nekoliko hiljada volti. U svakoj električnoj mreži potrebna je prema tome promena — transformacije napona.



Sl. 188. a Veza »na zvezdu«, b Veza u trouglu



Sl. 189. Shema transformatora

Transformator se sastoji iz zatvorenog gvođenog jezgra od mekog gvođenog lima, (radi smanjenja gubitaka energije usled vrtložnih struja), na kome se nalaze primarni i sekundarni kalem (A i B sl. 189). Posmatraćemo prvo slučaj kad je sekundarni kalem B otvoren tj. kad kroz njega ne protiče struja. Primarni kalem A spojen je sa naizmeničnim naponom $U_1 = U_0 \sin \omega t$, koji u njemu proizvodi struju (magnetizovanja) i_m . Ova struja izaziva u gvođenom jezgru magnetni fluks $\Phi = U_m / R_m = 4 \pi n_1 i_m / R_m$, ako n_1 označava broj navojaka a R_m magnetni otpor gvođenog jezgra [§ 113 jed. (10) i (11)].

Pošto je i_m promenljivo, to je promenljiv i fluks Φ , a vremenski promenljiv fluks izaziva u svakome od n_1 navojaka primarnog kalema elektromotornu silu $-d\Phi/dt$, odnosno ukupnu elektromotornu silu $\mathcal{E} = -n_1 d\Phi/dt$. Ako je R_1 otpor primarnog kalema, onda je $U_1 + \mathcal{E} = R_1 i_m$. Ali je kod primarnog kalema otpor obično tako mali, da se može staviti $R_1 = 0$, pa je stoga $U_1 + \mathcal{E} = 0$, ili

$$U_0 \sin \omega t = n_1 \frac{d\Phi}{dt} \quad (29)$$

Integraleći ovu jednačinu dobijamo

$$\Phi = -\frac{U_0}{\omega n_1} \cos \omega t = \frac{U_0}{\omega n_1} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (30)$$

Magnetni fluks u gvođenom jezgru se dakle isto tako sinusno menja kao i primarni napon U_1 , ali za njim zaostaje u fazi za $\pi/2$. Odnos između fluksa Φ i primarnog napona U_1 koji daje jed. (30), uspostavlja se uvek na primarnom kalem, čak i kad je sekundarni kalem zatvoren, jer on proizilazi iz jednačine $U_1 + \mathcal{E} = 0$ koja uvek važi.

Posmatraćemo sada struju magnetizovanja i_m , koja proizvodi fluks Φ . Prema jed. $\Phi = 4 \pi n_1 i_m / R_m$, fluks i struja zavise jedno od drugog.

Magnetski otpor R_m zavisi od permeabiliteta μ gvođenog jezgra, koje je izloženo stalnom cikličnom magnetizovanju (§ 109). Permeabilitet opet zavisi od magnetne indukcije, dakle najzad opet od i_m , tako da je R_m izvesna funkcija od i_m . Prema tome i_m zavisi na prilično složen način od Φ i zbog toga ova struja nije sinusna već dosta izobličena, dok je Φ čisto sinusnog oblika. Ali ovo je poslednje baš i važno. Valja primetiti da i_m ima konačnu vrednost, iako se stavlja $U + \mathcal{E} = 0$. Ovo dolazi usled pretpostavke da je $R = 0$. To je potpuno analogan slučaj sa indukovanom strujom u supra-provodniku.

Fluks Φ prolazi kroz celo jezgro, pa dakle i kroz sekundarni kalem. Označimo broj navojaka sekundarnog kalema sa n_2 i pretpostavimo opet da je otvoren, da kroz njega ne protiče struja. Vremenski promenljiv fluks Φ indukuje u kalem elektromotornu silu $\mathcal{E}_2 = -n_2 d\Phi/dt$, pa je zato prema jed. (29).

$$E_2 = -\frac{n_2}{n_1} U_0 \sin \omega t = -\frac{n_2}{n_1} U_1 = \frac{n_2}{n_1} U_0 \sin (\omega t - \pi). \quad (31)$$

Indukovana elektromotorna sila u sekundarnom kalem, E_2 , koja se pri otvorenom kolu javlja kao napon na polovima, veća je ili manja u odnosu n_2/n_1 od primarnog napona U_1 . I ona se čisto sinusno menja kao i U_1 , a zaostaje za ovom u fazi za π , tj. za pola periode.

Ako se sada sekundarni kalem zatvori u kolo, tako da kroz njega protiče struja i_2 onda ova proizvodi u jezgru nov fluks Φ_2 , koji prolazi i kroz primarne navojke. Ali usled toga bi ravnoteža na primarnom kalem, koju uslovljava jednačina $U + \mathcal{E} = 0$, bila poremećena. Ona se međutim trenutno uspostavlja, zato što iz izvora struje spojenog sa primarnim kalemom, pored struje magnetizovanja i_m dolazi tada i struja i_1 , koja je toliko jaka, da fluks Φ_1 koji ona u jezgru proizvodi, potpuno poništava fluks Φ_2 koji potiče od struje i_2 . Prema tome u gvođenom jezgru postoji nezavisno od opterećenja samo fluks Φ koji potiče od struje i_m , a ona zavisi od primarnog napona.

Fluks Φ_2 iznosi $\Phi_2 = 4 \pi n_2 i_2 / R_m$ fluks Φ_1 iznosi $= 4 \pi n_1 i_1 / R_m$. Prema tome je $n_1 i_1 = -n_2 i_2$, odnosno

$$i_1 = -\frac{n_2}{n_1} i_2. \quad (32)$$

Efekat sekundarne struje iznosi $L_2 = E_2 i_2 = -(n_2/n_1) U_1 i_2$

Efekat struje i_1 je $L_1 = U_1 i_1 = -(n_2/n_1) U_1 i_2$. Prema tome je $L_1 = L_2$. Rad koji izvrši struja i_1 u primarnom kalem, javlja se ponovo u obliku rada u sekundarnom kalem. Izuzimajući struju i_m transformator, dakle, bez gubitka preobraća jedan napon u drugi.

Kad u gvođenom jezgru ne bi postojala histerezija, tj. kad ne bi kod jezgra postojalo ciklično magnetizovanje za vreme svake periode naizmenične struje, onda struja i_m srednje uzet u toku jedne periode, ne bi vršila rad. Ali za ciklično magnetizovanje je potrebno izvršiti rad koji je srazmeran površini krive histerezije (§ 109), i ovaj rad mora da vr-

Ši struja i_m . Praktično uzev, i_m je malo spram struje i , kod normalnog opterećenja primarnog kalema, tako da je efekat struje i_m samo mali deo od ukupnog primarnog efekta. Ali ima i drugih gubitaka. Na uglovima jezgra uvek postoji slabo rasipanje linija polja u vazduhu, zatim mali broj linija polja fluksa Φ_1 i Φ_2 obavija primarni i sekundarni kalem spolja kroz vazduh i najzad otpori oba kalema ne mogu se potpuno zanemariti. Ali ipak su svi ti gubici sasvim mali. Kod dobrih transformatora je koristan efekat skoro 100%.

Kao što smo videli, sekundarna elektromotorna sila E_2 dolazi od promenljivog fluksa koji proizvodi struja magnetizovanja i_m . Zato nije moguće napraviti ekonomičan transformator bez gvoždja, čak ni ako su oba kalema smeštena jedan u drugi. Fluks je srazmeran permeabilitetu μ , pa je zato i_m utoliko veće, utoliko je manje μ . U vazduhu bi bilo i_m oko μ puta, dakle nekoliko stotina puta veće nego u gvoždju. Transformator u tom slučaju ne bi više bio ekonomičan.

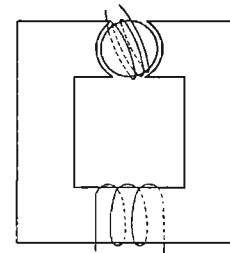
Zašto se kod dalekih vodova uzima visok napon, pokazaće sledeći primer. Neka je otpor voda R a jačina struje u njemu i . Tada je utrošeni efekat u vodu $\Delta L = i^2 R$. Ako je ϵ elektromotorna sila u vodu uključujući ulazni i izlazni transformator, dakle napon koji se prenosi, onda celokupan efekat u mreži i u dalekovodu iznosi $L = \epsilon i$. Na sam vod otpada dakle deo $\Delta L/L = iR/\epsilon$ koji se nekorisno troši. Ukoliko je veće ϵ , utoliko je pri istom efektu $L = \epsilon i$ manji i . Relativan gubitak je dakle utoliko manji, ukoliko je veće ϵ .

146. *Električne mašine.* Kod transformatora, se napon u nepokretnom, sekundarnom kalem, izaziva promenljivim magnetnim fluksom Φ . U principu se može izazvati isto dejstvo, ako se primarni kalem napaja jednosmislenu strujom, tako da kroz jezgro prolazi vremenski promenljiv fluks, pa se na mestu gde se nalazi sekundarni kalem jezgro iseče tako, da se ovaj kalem zajedno sa osovinom od mekog gvoždja na koju je namotan, može da obrće (sl. 190). Ako se osovina sa navojcima (anker) ne obrće, i ako površina navojaka stoji upravno na fluks, onda je ovo, u slučaju kad kroz primar protiče naizmenična struja, pravi transformator, samo što mu je usled presečenog jezgra koristan efekat nešto manji. Ako kroz primarni kalem protiče pak jednosmislenu struju onda se fluks koji protiče kroz sekundarni kalem, može menjati ako se anker *obrne*. Ako je φ ugao koji površina kalema gradi sa fluksom Φ , i ako sa Φ_0 obeležimo fluks koji prolazi kroz kalem kad mu površina stoji normalno na fluksu, onda je $\Phi = \Phi_0 \sin \varphi$. Ako se anker obrće sa uglovnom brzinom $\omega = d\varphi/dt$, onda je $\varphi = \omega t$, $\Phi = \Phi_0 \sin \omega t$. U sekundarnom kalemu se tada indukuje elektromotorna sila.

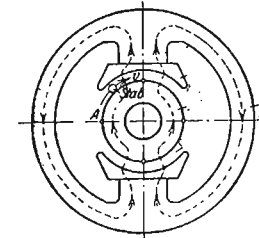
$$\mathcal{E} = \frac{d\Phi}{dt} = -\omega \Phi_0 \cos \omega t = \omega \Phi_0 \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right). \quad (33)$$

Kružna frekvencija ω ove elektromotorne sile, jednaka je uglovnoj brzini kojom se obrće anker, i sve se dešava kao kad bi se primar napajao naizmeničnom strujom iste frekvencije ω . Ovo je osnovni princip *generatora (dinamomašine)*, koji se danas upotrebljava za dobijanje električne struje pri većoj potrošnji.

Sl. 191 po Vidmaru, pokazuje model dinamomašine koji je nešto bliži stvarnosti. Oko spoljašnjeg prstena namotani su primarni navojci, kroz koje protiče jednosmislenu struju. Može se zamisliti i da je to permanentan magnet, sa stalnim fluksom koji je označen strelicama. Ako bi se kroz primarni kalem propuštala naizmenična struja, a anker bio nepokretan, imali bi opet jedan transformator sa presečenim jezgrom.



Sl. 190. Transformator kao generator



Sl. 191. Šema generatora (elektromotora) po Vidmaru

Ako se sekundarni navojci preko pogodnih kontakta (četkice, bakarni prstenovi ili segmenti na osovinu ankera) vežu sa jednim kolom, tako da kroz njih protiče struja i , ona će u tom kolu vršiti rad $\mathcal{E} i dt$. Kad je kolo navojaka otvoreno, onda za uniformno obrtanje ankera — ne uzimajući u obzir trenje — nije potrebno trošiti rad. Ali kad kroz sekundarni kalem teče struja, onda na njega dejstvuje u suprotnom smislu rotacije obrtni momenat $N = -n i F B \sin \alpha_n$, jer se kalem nalazi u magnetnom polju B (F je navojna površina, n broj navojaka kalema α_n , ugao koji normala na površinu zaklapa sa pravcem polja). Zato se pri obrtanju za ugao $d\alpha_n$ za vreme dt u ankeru izvrši rad

$$dA = -N d\alpha_n = -n i F B \sin \alpha_n d\alpha_n = -n i F B \frac{d \cos \alpha_n}{dt} dt \quad (34a)$$

Prema § 116, sl. 154, može se lako utvrditi pravac struje u navojcima pri obrtanju ankera. Već i prema Lencovom zakonu izlazi da na ceo anker dejstvuje obrtni momenat u suprotnom smislu od njegove rotacije, i taj momenat teži da ukoči obrtanje ankera u smislu skazaljke na satu. Da se savlada dejstvo kočenja obrtnog momenta, treba utrošiti rad koji smo izračunali. Na ankeru se dakle mora vršiti mehanički rad. S druge strane, u kolu u koje je vezan anker sa navojcima, *anker vrši rad*,

koji za vreme dt iznosi $dA' = \mathcal{E} i dt$. Ali pošto je $\mathcal{E} = -n \frac{d\Phi}{dt} =$

$$-n F B \frac{d \cos \alpha_n}{dt} \quad (\text{§ 117, jed. 2 i 3}), \text{ to je } dA' = -n i F B \frac{d \cos \alpha_n}{dt} dt = dA. \quad (34b)$$

Koliko se rada izvrši na ankeru, toliko isto rada se dobija od ankera. Rad koji je izvršen za ravnomerno obrtanje ankera — izuzimajući gubitke usled trenja itd. — potpuno se pretvori u rad električne struje. Tako smo i kod transformatora videli, da je efekat struje opterećenja i_1 u primarnom kalemu jednak efektu iskorišćene struje i_2 u sekundarnom kalemu.

Pretpostavićemo sada da na anker generatora (sl. 191) ne deluje spolja obrtni momenat koji ga pokreće, već da kroz njegove navojke iz nekog električnog izvora propuštamo struju, koja ima isti pravac kao i indukovana struja pri obrtanju ankera u smislu kazaljke na satu. Videli smo da se usled struje u navojcima javlja obrtni momenat koji teži da ukoči obrtanje u smislu kretanja kazaljki na satu, koji dakle teži da izazove obrtanje u suprotnom smislu. I sada imamo struju, ali na anker više ne deluje spoljašnji obrtni momenat koji ga je kretao u smislu kazaljke na satu. Zato sada može da deluje onaj suprotni obrtni momenat, i on obrće anker u smislu suprotnom od kretanja kazaljki na satu. Na ovaj način smo došli do principa rada *elektromotora*. Generator i elektromotori su u *osnovi isti*. Generator može da radi kao motor, ako se kroz njega na pogodan način propusti struja, a motor da posluži kao generator, ako na anker spolja deluje neka sila koja ga obrće. Ista mašina može dakle da pretvara mehaničku energiju u električnu, ili električnu energiju u mehanički rad.

Ali ako naša mašina treba da se upotrebi kao motor, ne možemo je napajati jednosmislenu strujom, jer se anker ne bi stalno obrtao. Upotrebljena struja mora da ima bar istu osnovnu karakteristiku sa indukovanom strujom koju mašina daje kao generator. To dakle mora biti naizmjenična struja, i njena frekvencija mora tačno da odgovara uglovnoj brzini ankera. To je razumljivo, jer struja u navojcima za svaku polovinu obrta mora da promeni svoj pravac da bi obrtni momenat zadržao nepromenjen smisao obrtanja. Potrebna je dakle naizmjenična struja, čija frekvencija odgovara uglovnoj brzini ankera, i tada se anker obrće u istom smislu.

Ali se može udesiti da se anker obrće u istom smislu i ako se napaja jednosmislenu strujom. Isto se tako može postići da generator daje jednosmislenu struju, iako se u njegovim navojcima javljaju naizmjenični naponi. Oba rešenja su postignuta pogodnim nameštanjem ključa kontakta, preko kojih se generator vezuje za spoljašnje kolo, a motor sa spoljašnjim izvorom struje.

Mi u detaljnije opisanje tehničkih pojedinosti raznih motora i generatora za jednosmislenu i naizmjeničnu struju, principijelno ne želimo da ulazimo, jer prema obimu ove knjige, to bi ipak bio samo površan pregled. Izvanredan opis, takodje i sa fizičke tačke gledišta, nalazi se u knjizi *Milana Vidmara* »Wirkungsweise elektrischer Maschinen«.

147. Oscilacije u električnom kolu. Kondenzator kapaciteta C vezan je u kolo u kome se nalaze otpor R i kalem samoindukcije L (sl. 192). Kondenzator je u jednom trenutku napunjen, tako da se pri izvesnom naponu na njegovim oblogama nalaze iste količine pozitivnog i negativnog elektriciteta. Punjenja kondenzatora teže da se izjednače kroz otpor i kalem, te tako postaje struja promenljive jačine, a istovremeno

opada i napon kondenzatora. U vremenu t neka je taj napon U , jačina struje i , u punjenje kondenzatora $e = C U$. Usled toga što se jačina struje sa vremenom menja, javlja se u sistemu elektromotorna sila samoindukcije $e = -L di/dt$, suprotna naponu.

Prema Omovom zakonu je

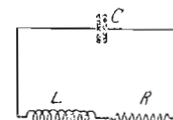
$$U - L \frac{di}{dt} = iR \quad (35)$$

Struja i postaje usled toga, što se punjenje kondenzatora e smanjuje za $-d e$. Zato u ovom slučaju stavljamo $i = -d e/dt = -C dU/dt$. Ako ovo umesemo u jed. (35), dobijamo deleći je sa $L C$

$$\frac{d^2 U}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dU}{dt} + \frac{U}{LC} = 0. \quad (36)$$

Stavićemo

$$\frac{R}{L} = 2\beta, \quad \frac{1}{LC} = \omega_0^2 \quad (37)$$



Sl. 192. Oscilatorno kolo

pa jed. (35) možemo napisati u obliku

$$\frac{d^2 U}{dt^2} + 2\beta \frac{dU}{dt} + \omega_0^2 U = 0 \quad (38)$$

Ovo je jednačina *amortizovanih oscilacija* pri naponu U . U momentu $t = 0$ neka je $U = U_0$ a $i = 0$. Tada je rešenje gornje jednačine (38)

$$U = U_0 e^{-\beta t} \cos \omega t. \quad (39)$$

Kružna frekvencija je u ovom slučaju, analogo sa amortizovanim mehaničkim oscilacijama, $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$. Dalje sledeju

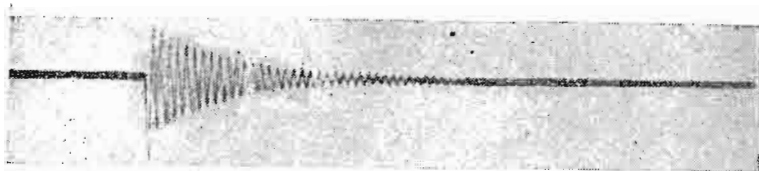
$$i = -C \frac{dU}{dt} = CU_0 e^{-\beta t} (\omega \sin \omega t + \beta \cos \omega t).$$

Ako još stavimo da je $\omega/\omega_0 = \sin \varphi$, $\beta/\omega_0 = \cos \varphi$, što je prema gornjoj definiciji kružne frekvencije ω dopušteno, dobićemo posle prostih transformacija:

$$i = U_0 \sqrt{\frac{C}{L}} e^{-\beta t} \cos (\omega t - \varphi). \quad (40)$$

Struja je dakle pomerena u fazi spram napona, izmiče ispred ovoga za fazni ugao φ . Pošto je u svima praktično najvažnijim slučajevima $\beta \ll \omega_0$, to izlazi da je φ skoro tačno jednako $\pi/2$. Kroz oscilatorno kolo protiče naizmjenična struja kod koje se skoro potpuno poklapa mak-

simuln napona, sa minimumom jačine struje i obrnuto. Ova pojava se naziva električna oscilacija. Uz maksimalne vrednosti struje i napona, stoji faktor $e^{-\beta t}$. To znači da je ovo *amortizovano (prigušeno) oscilovanje*. Amortizacija je utoliko manja, ukoliko je manje β , dakle ukoliko je manji otpor R . Ovo je razumljivo kad se uzme u obzir, da amortizovanje nastupa usled gubitka oscilatorne energije, dakle usled rada naizmenične struje, a ovaj rad je srazmeran otporu R . Kružna frekvencija oscilacija ω je približno jednaka ω_0 kad je β malo, U § 141 smo videli da je $\omega_0 = 2\pi \nu_0$ gde ν_0 označava sopstvenu frekvenciju sistema.



Sl. 193. Amortizovane električne oscilacije

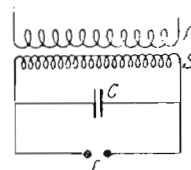
Maksimalni jačine struje odgovaraju maksimumima energije magnetnog polja u samoindukciji, maksimumi napona se poklapaju sa maksimumima energije električnog polja u kondenzatoru. Pošto su ova dva maksimuma u fazi pomerena jedan spram drugog za skoro $\pi/2$, to energija polja osciluje periodično između magnetnog i električnog polja, i postepeno se pretvara u Joule-ovu toplotu. Može se takodje reći, da se za vreme maksimuma napona, energija kola nalazi u obliku potencijalne energije elektrona u napunjenom kondenzatoru, a za vreme maksimuma struje, u obliku kinetičke energije elektrona u kolu. Ovo je slično sa klatnom koje osciluje sa trenjem u nekoj sredini. I ovde se stalno potencijalna energija pretvara u kinetičku, a pri tome se i postepeno smanjuje usled trenja. Na sl. 193 je prikazan tok jedne amortizovane električne oscilacije, snimljen pomoću Braunove cevi (§ 97).

Iz jed. (37) dobija se vreme oscilovanja i broj treptaja za neamortizovanu oscilaciju

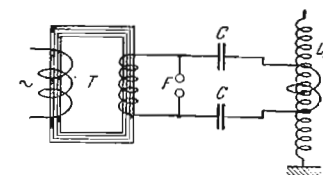
$$\tau = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{LC}, \quad \nu = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}. \quad (41)$$

Za dobijanje električnih oscilacija, može se upotrebiti oscilatorno kolo (sl. 194) koje se sastoji iz sekundarnog kabela S induktora, baterije lajdenskih boca koje predstavljaju kondenzator C i varničnika F (varnična razdaljina između metalnih lopti). Kad induktor radi, pri svakom otvaranju i zatvaranju kola primarne struje, javlja se u sekundarnom kalemu indukovana elektromotorna sila, koja puni kondenzator. Ovaj se prazni u pauzi između dva indukciona procesa kroz sekundarni kalem ili preko varničnika. Između lopti skače varnica svaki put kad je kondenzator napunjen do dovoljno visokog napona. Ako se varnica posmatra u ogledalu koje se obrće, vidi se da je svaka varnica, koja izgleda kao jedna, sastavljena od pojedinačnih varnica, koje se brzo nižu jedna za drugom. Obrtno ogledalo omogućava da se pojave, koje se na jednom

mestu vremenski jedna za drugom dešavaju, vide i prostorno razdvojene. Oscilacije su u ovakvom kolu jako amortizovane, jer se u varnici mnogo energije pretvara u toplotu.



Sl. 194. Dobijanje električnih oscilacija



Sl. 195. Dobijanje Teslinih struja

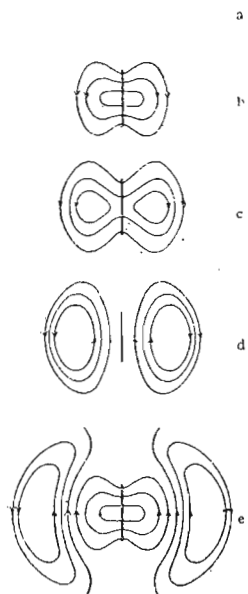
148. *Tesline struje*. Električne oscilacije visoke frekvencije i napona mogu se dobiti ako se oscilacije koje se dobijaju u kolu na sl. 194, pomoću *Teslinog* transformatora (sl. 195) preobrate na još viši napon. Primarni kalem Teslinog transformatora sa samoindukcijom L_1 , ima mali broj navojaka. Sekundarni kalem, L_2 , ima mnogo veći broj navojaka i jednim krajem je vezan sa zemljom. U primarnom kolu nalaze se jedan ili dva kondenzatora C , sa kojima je paralelno vezan varničnik F . Oscilatorno kolo je vezano za transformator visokog napona T , ili za sekundarni kalem induktora.

Transformator puni kondenzatore u kolu, dok ne skoči varnica u varničniku. Tada se oscilatorno kolo prazni amortizovanim oscilacijama, kao na sl. 195. Zbog velikog odnosa između brojeva navojaka kod kabela Teslinog transformatora, kao i zbog visoke frekvencije oscilacija, u sekundarnom kalemu se indukuju vrlo visoki naponi i visokofrekventne struje. Ove u okolini transformatora izazivaju jaka indukciona dejstva. Cevi bez elektroda svetle i na daljini od nekoliko metara. Ako se gornji kraj sekundarnog kalema dodirne jednom dovodnom žicom obične sijalice, dok se druga žica drži u ruci, cijalica svetli. Ovdje uglavnom dolaze u obzir struje punjenja i pražnjenja između sekundarnog kalema i čovečjeg tela, koje dejstvuje kao kapacitet.

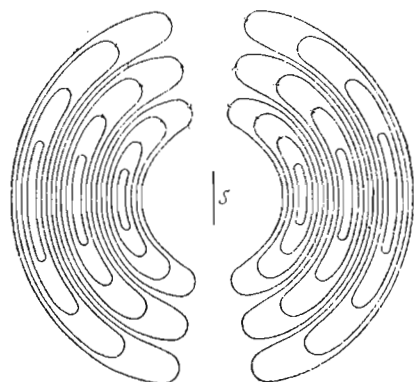
Interesantno je da iake struje visokog napona ne škode čovečjem telu, koje inače ne podnosi jednosmislenu struju od oko 5mA. Prema Nernst-u, ovo se objašnjava visokom frekvencijom struje. Štetno dejstvo jednosmislene struje dolazi otuda, što telo elektrolitički provodi, dakle nastupa kretanje jona. Ako joni u velikom broju prolaze kroz zidove ćelije, onda nastupa oštećenje ćelija, čiji se tečni sastojci pri tome hemijski menjaju. Kod visokofrekventnih struja, brzina promene pravca struje je tako velika, da se joni vrlo malo pomeraju iz svog ravnotežnog položaja i ne izlaze van ćelije.

149. *Električni talasi*. Posmatraćemo jednu pravu žicu, kao najprostije oscilatorno električno kolo. Videćemo odmah da su i u ovakvoj žici moguće oscilacije. Pretpostavimo da je žica u jednom momentu, usled nekog razloga polarizovana, tj. da se na jednom njenom kraju nalazi u tom trenutku višak pozitivnih, a na drugom kraju višak negativnih punjenja, tako da žica predstavlja električni dipol. Čim prestane uzrok polarizacije,

napr. spoljašnje električno polje, onda viškovi punjenja teže da se izjednače pri čemu elektroni krenu ka drugom kraju žice. U žici se dakle javlja električna struja koja traje dok se ne izvrši izjednačenje punjenja na pozitivnom kraju žice. Ali struju prati i magnetno polje, čije linije kružno obavijaju žicu. Magnetno polje djeluje induktivno na žicu, i prema Lencovom zakonu slabi dejstvo elektronske struje u žici, sve dok jačina ove raste. U trenutku kad je završeno izjednačavanje punjenja, i kada je primarni uzrok za kretanje elektrona u žici nestao (električno polje), počinje da iščezava i magnetno polje i to izaziva, opet prema Lencovom zakonu, dalji tok struje u prvobitnom pravcu. Dakle i dalje teku novi elektroni ka kraju koji je u početku bio pozitivno naelektrisan, pa se žica sada na ovom delu negativno naelektriše. Čim magnetno polje potpuno iščezne, ceo proces počinje ispočetka, u obrnutom smeru. U žici se dakle javljaju električne oscilacije, ona je *oscilujući električni dipol, oscilator*. Da vidimo sada kako izgledaju električno i magnetno polje u okolini oscilatora. U početku, i svaki put kad se menja pravac struje, u neposrednoj okolini oscilatora postoji samo električno polje, čije



Sl. 196. Električno polje oko oscilujućeg dipola

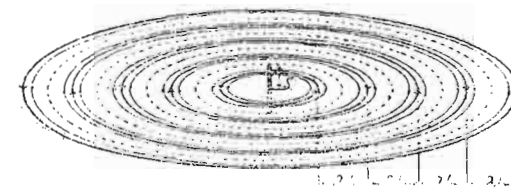


Sl. 197. Električno polje oscilujućeg dipola

je linije idu od pozitivnog ka negativnom polu dipola. To se ponavlja sa svakom promenom pravca polja, u vremenskim razmacima trajanja jedne polovine oscilacije. U vremenskom razmaku za četvrt oscilacije od ovih stanja, kada je završeno izjednačavanje punjenja, u neposrednom prostoru oko oscilatora nema električnog polja. U tim trenucima je međutim jačina struje u oscilatoru najveća, a i njegovo magnetno polje najjače. U vremenu koje se nalazi između ovih stanja, u neposred-

noj okolini oscilatora postoje istovremeno i električno i magnetno polje, od kojih jedno raste a drugo opada. Postoji dakle isto oscilovanje električne i magnetne energije polja koje smo već upoznali kod oscilatornog koila.

Sada ćemo posmatrati šta se dešava u prostoru na većoj daljini od oscilatora. Stalnu promenu električnog i magnetnog polja u neposrednoj okolini, nazvali smo u § 124 *elektromagnetni poremećaj*, i tamo smo videli da se takvi poremećaji prostiru kroz prostor brzinom svetlosti. Pri tome su linije vremenski promenljivih magnetnih polja obavijene od kružnih linija električnog polja, a linije vremenski promenljivih električnih polja su kružno obavijene magnetnim linijama. Prema tome je prostor oko oscilatora ispunjen vremenski i prostorno promenljivim elektromagnetnim poljem, čija energija ide od oscilatora. *Oscilator zrači u prostor elektromagnetnu energiju*. Na sl. 196 dat je osovinski (aksijalni) presek kroz električno polje oscilatora S, i to počev od električno neutralnog stanja oscilatora (a). Posle četvrt oscilacije nastupilo je maksimalno punjenje krajeva, broj linija električnog polja koje polaze od dipola je najveći (b). Posle toga broj linija polja ponovo opada, a istovremeno one počinju da se šire po prostoru i grade se kružne zatvorene električne linije oko vremenski promenljivih magnetnih linija polja (c). Linije polja se odvajaju (takoreći oceppljuju) od dipola, i kao samostalne



Sl. 198. Magnetno polje oscilujućeg dipola

grupe udaljuju se od njega. Po isteku jedne poluoscilacije sve električne linije su se odvojile od dipola i od njega se udaljuju (d). I tako se stalno ponavlja isti proces (e). Sl. 197 pokazuje još jedanput linije polja na većem rastojanju od oscilatora. Na sl. 198 imamo ekvatorijalni presek kroz magnetne linije polja. Ako se one zamisle unete pod uglom od 90° na sl. 197 vidi se kako se vremenski promenljive električne i magnetne linije uzajamno okružuju.

Oscilacije našeg dipola su jako amortizovane iz dva razloga. Prvo jedan deo energije u njemu prelazi u Joule-ovu toplotu. Drugo, oscilator daje energiju koja izlazi u obliku polja u prostor. Ovaj deo amortizovanja se zove *amortizovanje usled zračenja*.

Periodična oscilovanja elektromagnetne energije polja zovu se *elektromagnetni talasi* ili Hercovi talasi (Heinrich Hertz 1888) ili kratko *električni talasi*. Naš oscilator je najprostiji oblik *otpremnika elektromagnetnih talasa*. Videćemo da Maxwell-ove jednačine (§ 129) imaju rešenja koja stvarno odgovaraju elektromagnetnim talasima koji se šire u prostoru. Pretpostavićemo da takav jedan talas ima jednu komponentu električnog polja samo u x pravcu, i jednu komponentu magnetnog po-

lja samo u y pravcu. Te komponente ćemo obeležiti sa E_x i H_y . Iz jednačina (33) i (37) § 129 cikličnom zamenom izlazi

$$\frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{\partial H_y}{\partial z} \quad \text{i} \quad \mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (42)$$

Ovde smo stavili c umesto c da bi označili brzinu prostiranja u vakuumu. Sa c označavamo sada brzinu prostiranja svetlosti u sredini čija je dielektrična konstanta ϵ a permeabilitet μ . Jedno rešenje ove jednačine glasi

$$E_x = E_0 \sin \omega \left(t - \frac{z}{c} \right), \quad H_y = H_0 \sin \omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \quad (43)$$

gde je

$$c = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c_0}{n} \quad (44) \quad \text{a} \quad n = \sqrt{\epsilon \mu} \quad (45)$$

Jednačina (43) predstavlja stvarno jedini transverzalan talas koji se prostire u z-pravcu, kao što smo to imali prilike da vidimo kod talasnog kretanja. Ona se odnosi kako na jačinu električnog polja tako i na magnetsku indukciju H , dakle i na jačinu magnetnog polja. Brzina prostiranja toga talasa je c . Odnos $c_0/c = n$ je *indeks prelamanja dotične sredine*.

Ne treba zaboraviti da naš oscilator, kao i ranije opisano oscilatorno kolo, ima sasvim mali kapacitet i samoindukciju, koji prema jed. (41) određuju njegovu sopstvenu frekvenciju ν . Svakom višku punjenja e na njegovim krajevima, odgovara izvestan napon U između tih krajeva, tako da je $eU = C$. Ali usled samoindukcije L pri svakoj promeni jačine struje javlja se i elektromotorna sila $-L \frac{di}{dt}$.

Kao i mehanički, tako i elektromagnetni talasi imaju svoju *irekvenciju* ν koja je određena frekvencijom oscilatora, i imaju određenu talasnu dužinu λ . Vežu između brzine prostiranja, irekvencije i talasne dužine daje jednačina $c = \nu \lambda$. Prema jed. (41) je kod neamortizovanih talasa $\lambda = c/\nu = 2\pi c \sqrt{LC}$ (sl. 197, 198), ako L i C označavaju samoindukciju i kapacitet oscilatora. Talasna dužina je dakle toliko veća, ukoliko su veći kapacitet i samoindukcija oscilatora.

Treba dobro zapaziti, da naziv talasi koji se daje ovom elektromagnetnom prostiranjem, ne znači niukom slučaju da su oni po prirodi isti sa mehaničkim talasima. Time se samo kaže, da se matematički pojmovi i jednačine koji važe za mehaničke talase, mogu primeniti i na elektromagnetno prostiranje. Za elektromagnetne talase se dalje kaže da su *transverzalni*. Ali to ne treba shvatiti, kao kod mehaničkih talasa, da se neki delić u takvom talasu kreću periodski upravno na pravac prostiranja. To pre znači da u svakoj tački prostora u koju dospeva talas, postoji električno i magnetno polje koje, kao što se vidi iz jed. (43) i slika 197 i 198, stoji upravno na pravac prostiranja, i te polje »osciluje« tj. električni i magnetni vektor polja, u toj tački periodično menjaju svoju vrednost i svoj pravac.

156. Otvoreno i zatvoreno oscilatorno kolo. Oscilator koji smo sada opisali je primer *otvorenog oscilatornog kola*, a u § 147 opisani oscilator je opet jedan primer *zatvorenog oscilatornog kola*. Zatvoreno oscilatorno kolo je ono, kod koga energija magnetnog polja u samoindukciji pri raspadanju polja najvećim delom induktivnim putem ponovo prelazi u oscilatorno kolo i služi za uspostavljanje električnog polja kondenzatora, a samo jedan mali deo te energije ide van kola kao elektromagnetni talas. Zatvoreno kolo ima prema tome neznatnu amortizaciju zračenjem. Otvoreno kolo naprotiv veliki deo energije polja emituje u prostor u obliku elektromagnetnih talasa. Induktivno reakciono dejstvo magnetnog polja na kolo je malo, a amortizacija zračenjem velika.

Za odašiljanje (emisiju) elektromagnetnih talasa, potrebno je prema tome otvoreno oscilatorno kolo. *Antene* emisionih stanica predstavljaju takva otvorena oscilatorna kola. Da se postigne trajno zračenje, jedno zatvoreno oscilatorno kolo u kome se stalnim dovodjenjem energije održavaju oscilacije spreže se sa otvorenim kolom, u kome zatvoreno kolo izaziva prinudne oscilacije. Ovo drugo oscilatorno kolo zrači tada u prostor energiju koju je primilo od prvog kola.

Kad se upotrebe antene naročitog oblika, ili kad se upotrebi više antena, može se kod kratkih talasa postići naročito jako zračenje samo u ograničenom prostornom uglu, dok se talasi koji polaze u drugim pravcima gase usled interferencije.

U svakoj tački prostora gde dospeva elektromagnetni talas usled promenljive jačine električnog polja, nastaju struje pomeranja. Ako se u polju nalazi neki provodnik, onda se u njemu javlja provodna struja koja sa istom frekvencijom menja jačinu i pravac. U njemu se dakle javljaju *prinudne električne oscilacije* koje po svome vremenskom toku odgovaraju oscilacijama otpremnika. Provodnik dejstvuje kao *prijemnik električnih talasa* (prijemna antena). Umesto pravog provodnika može se upotrebiti tzv. *ram-antena* koja se namešta tako, da ravan navojaka leži u pravcu dolazećih talasa. U ovom slučaju dejstvuju i magnetna polja talasa. Kad kroz ram-antenu, koju možemo smatrati kao pljosnat kalem, protiče magnetni fluks koji stalno menja svoju jačinu i pravac, onda se u anteni indukuje elektromotorna sila, čiji tok odgovara emitovanom talasu.

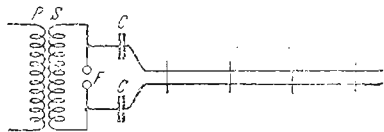
Ako se prijemna antena spregne sa zatvorenim oscilatornim kolom koje je podešeno na frekvenciju dolazećih talasa, onda i ovo kolo usled rezonancije osciluje. Na ovome se zasniva prijem radio talasa.

151. Hercovi ogledi. Heinrich Hertz (1858) pri svome otkriću električnih talasa upotrebljavao je male oscilatore koji su se sastojali iz prave žice prekinute na sredini varničnim razmakom. Obe polovine žice bile su u vezi sa polovima jednoga varničnog induktora. Takav jedan oscilator emituje talase kada je induktor u pogonu i kada između obeju njegovih polovina skače varnica isto kao u dipolu opisanom u § 149, samo što su ovde oscilacije jako amortizovane. Za dokaz ovih oscilacija upotrebio je Hertz sasvim slične rezonatore, koji su se sastojali iz pravih ili savijenih žica presečenih varničnim razmakom. Ako se žica postavi u pravac električnih linija sila izvora, u njoj se pod uticajem

električnih sila javljaju naponi, koji se poznaju po tome; što između obeju polovina žica skaču varnice.

Potstrek za Hercove oglede dala je Meksvelova elektromagnetna teorija svetlosti, prema kojoj je i svetlost elektromagnetni proces. Ako je to tačno, onda i električni talasi koje dobijamo sa grubim aparatima, moraju imati iste osobine kao i svetlost, naročito moraju pokazivati pojave odbijanja, prelamanja, savijanja itd. I zbilja je Herc mogao da dokaže da te očekivane pojave postoje kod električnih talasa. Time je elektromagnetnoj teoriji svetlosti udaren čvrst temelj.

152. *Stojeći elektromagnetni talasi.* Na sl. 199 imamo jedno oscilatorno kolo, čiju samoindukciju pretstavlja sekundarni kalem induktora. U kolu se nalaze dva kondenzatora C i varničnik F , koji je vezan za krajeve induktora. Ova veza (Lecher) je vrlo slična vezi na sl. 195 ali je kolo produženo sa dve dugačke paralelne žice. Kad induktor radi, kondenzatori se pune dok ne skoči varnica u varničniku i pri tome se duž žica, na pogodnim rastojanjima zapažaju sledeće pojave. Ako se preko žica, kao most, stavi i pomera cev bez elektroda napunjenja neonom, ona na izvesnim mestima jasno svetli, na nekim mestima svetli slabije, zatim se gasi, ponovo počinje da svetli itd. Zapaža se, da se mesta gde cev najjače svetli nalaze na podjednakim razma-



Sl. 199. Lecher-ov sistem

cima, i da se mesta gde se cev gasi nalaze na sredini između dva položaja maksimalnog svetljenja. Na mestima gde se cev gasi, mogu se obe žice spojiti trećom, pa da se dalji tok pojave ne promeni.

Za razumevanje ovih pojava, moramo se još jedanput vratiti našem oscilatoru na sl. 196 (§ 149). Električne oscilacije u našem oscilatoru možemo smatrati kao stojeći talas struje, čiji se čvorovi nalaze na krajevima, a trbusi na sredini. Oni odgovaraju čvorovima i trbusima pri oscilovanju vazdušnog stuba u svirali zatvorenoj na oba kraja; kad svirala daje osnovni ton. Čvoru i trbusima pritiska u takvom vazdušnom stubu odgovaraju kod oscilatora čvor napona na sredini, i trbusi napona na njegovim krajevima. (vidi u akustici).

Ali u takvom jednom oscilatoru mogu se izazvati ne samo osnovni ton, nego i gornji, harmonijski tonovi. I u tom slučaju na njegovim krajevima se nalaze uvek trbusi napona, između kojih se na podjednakim rastojanjima nalaze dalji trbusi napona. U sredini između dva trbusa napona nalazi se čvor napona. Trbusima napona odgovaraju čvorovi struje, čvorovima napona trbusi struje. Periodično promenljivi naponi na oba kraja imaju u svakom trenutku suprotne znake a to isto važi za svaka dva susedna trbusa napona. U svima čvorovima napona, u svakom trenutku je napon jednak nuli.

Ovaj sistem žica možemo smatrati kao oscilator koji je na sredini savijen, a obe polovine, u kojima su izazvane gornje oscilacije, stoje

paralelno. Usled periodično promenljivih napona između njegovih naspramnih delova, postoji u prostoru između žica periodično promenljivo električno polje. Amplituda vektora električnog polja je najveća u trbusima napona. U čvorovima napona iščezava naizmenično električno polje. Cev sa razredjenim gasom postavljena između žica najjače će svetleti na trbusima napona. Kad se metalno spoje dva naspramna čvora napona, svetljenje se ne menja u trbusima, pošto spajanje tačaka istog napona, ne remeti električne pojave u žicama (sravni na pr. Vitstonov most). Na ovaj način se mogu lako utvrditi čvorovi napona duž žica.

Oscilacije električnog polja, koje uvek prati i promena magnetnog polja, mogu se potpuno opisati kao *stojeći elektromagnetni talasi* u prostoru između žica. One postaju na taj način što se jedan talas prostire u pravcu kraja žice, na kraju se odbija kao da je kraj utvrdjen. i interferuje sa samim sobom. Tada postaju opisani čvorovi i trbusi oscilacija polja, kao što postaju stojeći talasi u *Kundt*-ovoj cevi. Razdaljina između dva čvora ili dva trbusa i ovde je jednaka polovini talasne dužine λ . Ako je poznata frekvencija oscilacija u sistemu može se izračunati brzina talasa $c = \lambda \nu$. Za dovoljno kratke talase, izlazi da je ova brzina tačno jednaka brzini svetlosti. Kod sporijih oscilacija, otpor žica znatno smanjuje ovu brzinu.

Kad je brzina talasa jednaka brzini svetlosti, onda to isto mora da važi i za talas struje u žici, koja ide paralelno sa prvim. Ovo razume se, ne treba shvatiti kao da se elektroni u žici kreću brzinom svetlosti. Brzina elektrona je ustvari vrlo mala (§ 53), ali se periodički poremećaji u rasporedu punjenja prostiru brzinom svetlosti.

153. *Prostiranje elektromagnetnih talasa na Zemlji.* Električni talasi u praksi se dele na dugačke, srednje, kratke i ultrakratke. *Dugi talasi* ($\lambda > 2000$ m) se upotrebljavaju isključivo u telegrafiji na vrlo velika rastojanja. *Srednji talasi* ($\lambda = 2000-200$ m) i *kratki talasi* ($\lambda = 200-10$ m) služe za obične radio emisije, a *ultrakratki* ($\lambda < 10$ m) pored ostalog su primenjeni kod televizije.

U pogledu načina prostiranja, ove grupe talasa se vrlo različito ponašaju. Talasi koji od emisione stanice polaze u svima pravcima podleže prema svojoj talasnoj dužini dvostrukom uticaju. Duži talasi se savijaju prema Zemljinoj površini, i to utoliko jače, ukoliko su duži. Oni se zato, ako su dovoljno jaki, mogu primati na svima rastojanjima, pa se okružujući Zemlju, mogu vraćati do otpremne stanice. Kod ovih talasa postoje pored *prostornih* još i *površinski* talasi. S druge strane, u atmosferi se talasi odbijaju, ili, tačnije, prelamaju, pa se posle toga na manjim ili većim rastojanjima ponovo vraćaju ka Zemlji. Ovo prelamanje se vrši u takozvanoj *ionosferi* (Heavisideov ili Kenelly-ev sloj). To je sloj vazduha, jonizovan usled dejstva ultraljubičastog zračenja Sunca, pa je prema tome provodnik, a sastavljen je iz više superponiranih slojeva, čiji se glavni deo nalazi na visini od 100 do 150 km iznad Zemlje. Usled dejstva ionosfere se uglavnom srednji i kratki talasi prenose na velike daljine. Na ultrakratke talase ne deluje ni jedan od pomenutih uticaja u znatnoj meri. Oni se prostiru skoro kao

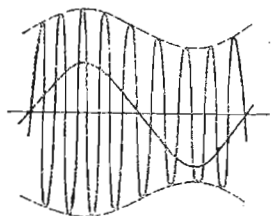
svetlost. Zato se stanice za televiziju moraju postavljati visoko, ako se želi da im se da veći prečnik dejstva.

154. *Bežična telegrafija.* U prvo vreme u bežičnoj telegrafiji za dobijanje talasa upotrebljavali su oscilatorna kola slična onima opisanim u § 147, vezana sa antenom. Takvo oscilatorno kolo pri svakom preskakanju varnice emituje po jedan talas, koji se usled velike amortizacije u varnici vrlo brzo gasi. U kratkom vremenu izmedju dve varnice, talas je potpuno ugašen. Pomoću tastera se spaja i prekida struja u primarnom kalemu indukcionog aparata, i to u tempu potrebnom za prenos Morzeovih znakova. U tom istom tempu polaze i talasi iz sistema, tako da oni potpuno odgovaraju tim znacima. Narocitim podešavanjem na mestu prijema mogli su se ovi znaci učiniti čujnim, ili su se primali na neki drugi način.

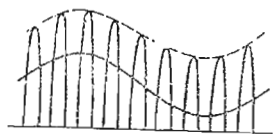
Telegrafija sa amortizovanim talasima ima pored ostalih i tu nezgodu da ne izaziva oscilacije samo u onim kolima koja su podešena za taj talas već i u kolima podešenim za druge, susedne talase. Ova nezgoda postajala je sve veća, ukoliko je i gustina mreže za telegrafiju postajala veća i izazivala je smetnje pri prijemu znakova. Danas se odašiljanje talasa na taj način uopšte ne vrši, iako su na tim sistemima izvršena znatna poboljšanja. Danas se koriste *neamortizovani* talasi.

Postoji jedna metoda dobijanja neamortizovanih talasa pomoću naročitih motora, koji šalju talase kao naizmeničnu struju visoke frekvencije. Pronadjene su dalje mogućnosti da se frekvencije na taj način dobijenih talasa udvostruče ili učetrostruče. Ova metoda upotrebljena je jedino u telegrafiji na velikim rastojanjima, sa vrlo dugim talasima. U ostalim slučajevima se neamortizovani talasi proizvode isključivo pomoću *elektronskih cevi*.

Princip bežične telefonije. U § 138 je izloženo, da je za ciljeve telefonije potrebno modulirati intenzitet električne energije, koja se prenosi od izvora do mesta prijema, i to moduliranje se vrši prema zvuku koji



Sl. 200. Modulirane električne oscilacije



Sl. 201. Ispravljene modulirane oscilacije

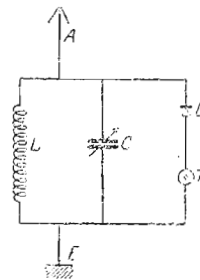
se prenosi. Isto kao kod telefona sa žicama, tako se i kod bežične telefonije modulira amplituda električnog talasa zvukom koji se prenosi. Način na koji se to dešava opisaćemo niže. Tok intenziteta na taj način moduliranog električnog talasa pretstavlja sl. 200. Ustvari na svaki udar (lebdenje), jer je ovaj proces tome sličan, dolazi mnogo veći broj pojedinih treptaja, koji pri radio prenosu iznosi otprilike izmedju 100 i

20.000). Takvo moduliranje je naravno moguće samo kod neamortizovanih talasa, jer se intenzitet amortizovanih i sam po sebi menja.

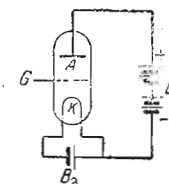
Pri prijemu treba promene intenziteta električne energije koja dolazi pretvoriti u odgovarajuće treptaje telefonske membrane. Ali to se ne može postići propuštajući prosto talase koji ulaze u prijemno kolo kroz telefon. On bi samo sledovao pojedinačnim oscilacijama električnih talasa, kada ne bi bio suviše inertan da vrši tako brze oscilacije. On bi dakle ostao praktično u miru i iz njega ne bi izlazio nikakav ton. Da bi telefon reagovao moraju se oscilacije koje postaju u prijemnom kolu prvo »ispraviti« tj. mora se izmedju telefona i oscilatornog kola umetnuti neka naprava koja propušta oscilacije struje samo u jednom pravcu. Sl. 201 pokazuje takvu jednu ispravljenu moduliranu oscilaciju. Na takve oscilacije reaguje telefon na sledeći način. Usled inercije membrane ova ne sleduje svakom pojedinačnom treptaju, već srednjoj vrednosti jednoga većeg broja već ispravljenih oscilacija. Ova srednja vrednost odgovara pak modulaciji talasa. Membrana treperi promenljivom jačinom u tempu zvučnih oscilacija i sila koja dejstvuje na nju usled ispravljanja struje ima uvek isti pravac. Kretanje membrane može se pretstaviti krivom na sl. 201 koja pretstavlja ispravljene modulirane treptaje.

Da bi se treptaji ispravili, potrebna nam je naprava koja struju propušta u jednom pravcu, dakle koja dejstvuje kao ventil otvoren s jedne strane kod pulzirajućeg toka vode. Takve naprave se zato i zovu *električni ventili*. U bežičnoj telefoniji se upotrebljavaju skoro isključivo dve vrste ovih aparata, kristalni detektor i elektronska cev.

Kristalni detektor sastoji se od pogodnog kristala (molibdenov ili olovni sulfid, cink-blenda, pirit) koga na jednom mestu dodiruje vrh tanke žice. Dodirno mesto ima osobinu da u jednom pravcu struju propušta dobro a u drugom pravcu sasvim loše. Ta se osobina kristala



Sl. 202. Prijem detektorom



Sl. 203. Shema elektronske cevi

može lako dokazati u kolu koje pored akumulatora, galvanometra ima i jedan podesan otpor. Skretanje galvanometra u jednom pravcu je mnogo veće nego u drugom, i pogodnim izborom tačke na kristalu provodjenje u ovom drugom pravcu može se sasvim sprečiti, ili bar svesti na najmanju meru. Sl. 202 daje shemu prijemnog aparata sa detektorom. Kolo koje se sastoji iz samoindukcije L i kondenzatora C može se promenom kapaciteta kondenzatora dovesti da osciluje pod uticajem pri-

jemnih talasa. Promena napona na kondenzatoru proizvodi u telefonu naizmennu struju i to u tempu modularnih oscilacija za vreme jedno polovine periode. Kondenzator sa strelicom označava na sledećim šemama obrtni kondenzator, dakle promenljiv kapacitet. E je veza sa zemljom, u prostim slučajevima žica vezana sa vodovodnom ili gasnom cevi.

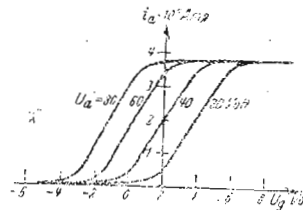
Pošto kretanje membrane izaziva ona mala količina energije koju antena uzima od dolazećih talasa, to se detektorom može primati na relativno malom rastojanju, što naravno zavisi i od jačine emisione stanice.

Mnogo savršeniji prijemni aparat je elektronska cev koja energiju primljenu iz antene upotrebljava samo za upravljanje znatno veće energije koju daje baterija ili ureža za osvetljenje. Ona se sastoji od staklenog balona u obliku obične sijalice iz koga je do krajnjih granica izvučen vazduh. U cevi se nalaze: prvo, jedna tanka žica K koja emituje elektrone i koja je kod izvesnih cevi još prevučena zemnoalkalnim oksidima. Ona pretstavlja katodu koja se može spoljašnjom strujom dovesti do usijanja. Drugo, rešetkasta elektroda (rešetka) G i, treće, anoda A (sl. 203). Cevi su (sl. 204) obično napravljene tako da je žica za usijavanje prvo opkoljena rešetkom, a ova obavijena cilindričnom anodom.

Između katode i anode uspostavi se pomoću baterije B_1 napon od 100 do 200 volti. Baterija B_2 služi za zagrevanje katode. Kad ne bi bilo rešetke, onda bi elektroni koji izlaze iz usijane žice pod dejstvom napona išli nesmetano na anodu. Ako se sada uspostavi napon i na rešetki, kroz čije otvore inače najveći deo elektrona može da prodje, zavisi samo od napona na rešetki da li elektroni i sad mogu ili ne da dospeju do anode. Ako je napon rešetke U_g dovoljno negativan spram napona katode, onda rešetka odbija elektrone koji dolaze sa izvesnom početnom



Sl. 204. Elektronska cev



Sl. 205. Karakteristika rešetke elektronske cevi pri različitim naponima anode U

brzinom, i, ako je napon dovoljno visok, oni uopšte ne dospevaju na anodu, tako da je anodna struja $i_a = 0$. Ali počev od izvesnog određenog negativnog napona rešetke javlja se anodna struja, a taj negativan napon opet zavisi od napona anode U_a . Na sl. 205 predstavljena je kriva karakteristike rešetke jedne elektronske cevi i to pri različitim

naponima U_a anode. Vidi se da anodna struja raste počev od izvesnog napona rešetke U_g i dobija na kraju konstantnu vrednost zasićenja. Dalje se vidi da se karakteristika pomera u levo, kada se anodni napon povećava. Izgleda na prvi pogled čudnovato, da anodna struja teče i kad je napon rešetke spram katode negativan. Pojava dolazi otuda, što već prema konstrukciji rešetke, manji ili veći broj linija polja ide neposredno od anode ka katodi, i duž tih linija može da teče elektronska struja od katode ka anodi. Broj ovih linija je utoliko veći, ukoliko je viši napon anode. Zato se struja zasićenja anode javlja pri sve nižim naponima rešetke, ukoliko je viši napon anode. Ova pojava se naziva prohvrat. Pored prohvata, osobine jedne cevi određuju još: strmina karakteristike rešetke, unutrašnji otpor cevi i emisija elektrona (struja zasićenja, katode). Podaci za strminu S , prohvrat D , i otpor R odnose se uvek na prav deo karakteristike koji se penje. Prema Bärkhousenu, ove veličine se mogu definisati sledećim jednačinama:

$$S = \frac{\partial i_a}{\partial U_g}, U_a = \text{const.} \quad (46a) \quad R = \frac{\partial U_g}{\partial i_a}, U_g = \text{const.} \quad (46b)$$

$$D = \frac{\partial U_g}{\partial U_a}, i_a = \text{const.} \quad (46c)$$

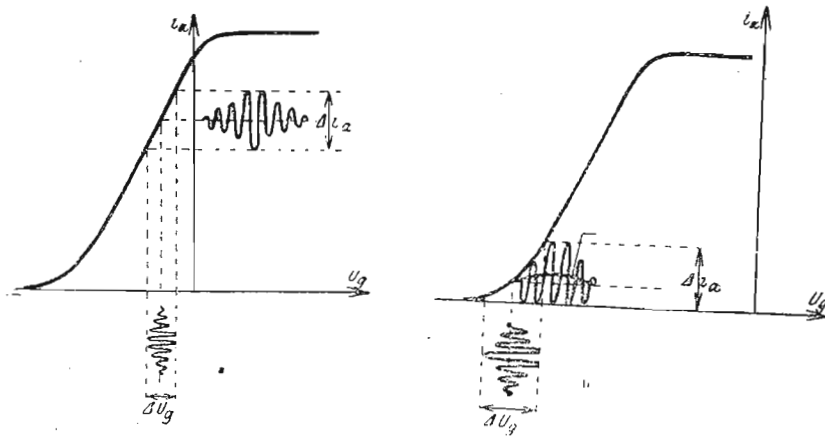
Strmina je dakle prosto data nagibom pravog dela karakteristike. Otpor se nalazi kada, penjući se uz normalu na U_g — osu, promenu anodnog napona U_a pri prelazu s jedne krive na drugu, podelimo odgovarajućom promenom jačine anodne struje i_a . D se nalazi kada se, idući paralelno sa U_g — osom, promena napona rešetke koja se javlja pri prelazu s jedne krive na drugu, podeli odgovarajućom promenom napona na anodi.

Elektronska cev se može upotrebiti kako za ispravljanje tako i za pojačavanje modularnih oscilacija. Posmatraćemo prvo njeno dejstvo pri pojačavanju. Pri tome se anodni napon U_a i napon rešetke U_g izaberu tako da poslednji odgovara jednoj tački koja se nalazi oko sredine pravog dela karakteristike i to na delu koji se nalazi u oblasti negativnog napona rešetke. Ovome naponu rešetke se superponiraju promene napona ΔU_g modularnih oscilacija koje treba pojačati (sl. 206a). Napon rešetke osciluje dakle sa frekvencijom i amplitudom superponiranog napona. Pošto je sa svakom promenom napona rešetke skopčana i promena anodne struje, to se takodje menja i anodna struja i_a sa istom frekvencijom i sa amplitudom koja je srazmerna promeni napona rešetke ΔU_g .

Promene anodne struje Δi_a su mnogo jače od promena slabih struja koje dolaze od primljenih oscilacija i koje izazivaju periodične promene napona rešetke. Oscilacije su dakle znatno pojačane. Promena jačine anodne struje se može dalje koristiti, da se u drugoj cevi proizvedu promene napona rešetke, i da se na ovaj način oscilacije još više pojačaju.

Ima više načina da se elektronska cev upotrebi za ispravljanje oscilacija. Mi ćemo se zadržati na načinu koji je lako razumljiv. U ovom

slučaju se napon rešetke izabere tako, da odgovara donjem savijenom delu karakteristike (sl. 206 b). Oscilacije koje treba da se ispravi, opet se superponiraju sa naponom rešetke, pa se ova promena napona ΔU_x kreće sa frekvencijom i amplitudom oscilacije koja treba da se ispravi. Anodna struja i_a i u ovom slučaju se menja sa frekvencijom oscilacije. Ali pošto sada nismo na pravom delu karakteristike, to promena anodne struje Δi_a nije srazmerna promeni napona rešetke ΔU_x što se vidi iz sl. 206 b, već promenama napona rešetke u pozitivnom smislu odgovara veća promena anodne struje i_a , nego promenama koje idu u negativnom smislu. Oscilovanje anodne struje vrši se



Sl. 206. Dejstvo elektronske lampe, a pri pojačavanju, b pri ispravljanju

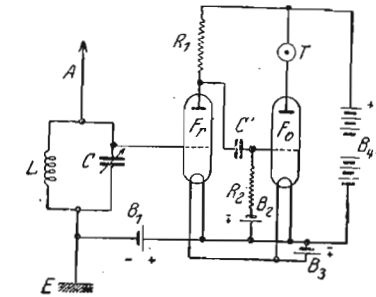
u većoj ili manjoj meri jednostrano, srednja anodna struja za vreme jednog oscilovanja modulacije vrši oscilacije samo u jednom pravcu a trajanje te oscilacije tačno odgovara trajanju modulacione oscilacije. Oscilacije su dakle ispravljene, a sem toga su i pojačane. Postignuto ispravljene anodne struje se ne menja, ako se oscilacije pomoću druge cevi dalje pojačavaju — oscilacije ostaju ispravljene.

Na sl. 207 vidimo shemu prostog prijemnika sa ispravljačkom cevju F_r i cevju za pojačavanje F_v (lokalni prijemnik). Oscilacije koje prima antena A , izazivaju oscilovanje u kolu sa samoindukcijom L i promenljivim kapacitetom C . Kolo je jednim krajem vezano za zemlju. Promene napona na kondenzatoru, neposredno se prenose na rešetku ispravljačke cevi F_r . Rešetki se preko L daje izvestan negativan napon iz baterije B_1 , da bi se ostvarilo ispravljanje, kao što je označeno na sl. 206 b. Anoda cevi F_r je preko velikog otpora R_1 (nekoliko megoma) spojena sa pozitivnim polom baterije B_4 od 100 do 200 volti, a negativni pol te baterije je vezan za katodu F_r . Od anode, jedna veza ide na kondenzator C' . Ako je U napon baterije B_4 , U_n anodni napon, i_a anodna struja, onda je $U = U_n + i_a R_1$ ili $U_n = U - i_a R_1$. Anodni napon, a s njim i napon na kondenzatoru C' , osciluje sa istom frek-

vencijom kao i ispravljena i pojačana anodna struja i_a , a ove promene napona se preko kondenzatora C' prenose na rešetku cevi za pojačavanje F_v , koja ih dalje pojačava.

Rešetki cevi F_v daje se preko baterije B_2 i otpora R_2 takav negativan napon, da se dobiju odnosi predstavljeni na sl. 206 a. Anoda je preko telefona T (ili zvučnika) spojena sa pozitivnim polom baterije B_4 . Baterija B_3 služi za zagrevanje katode. Kroz telefon protiče pojačana i ispravljena anodna struja. Njegova je membrana isuviše inertna da bi mogla sledovati pojedinačnim oscilacijama moduliranog i ispravljeneog talasa. Ona sleduje samo promenama srednje anodne struje (sl. 206 b) a ova odgovara, ako se pojačavanje verno vrši, tačno akustičnim oscilacijama, kojima se primljene oscilacije moduliraju. Telefon reprodukuje zvuk koji izaziva modulaciju.

U ovoj knjizi se moramo ograničiti samo na kratko izlaganje osnova, i nećemo se upuštati u opisivanje cevi sa više rešetki, koje se danas mnogo upotrebljavaju u tehnici. Današnja radio tehnika je i suviše složena da bi se ovde mogla izneti na zadovoljavajući način niti i u sažetom obliku.

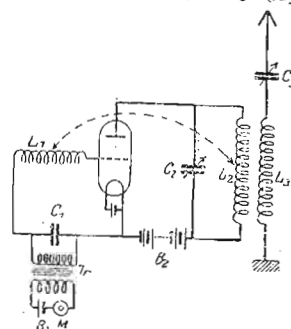


Sl. 207. Prost prijemnik sa dve cevi

Pomenućemo još da se elektronske cevi ne upotrebljavaju samo za električne talase, već se uzimaju kao pojačavala (*amplifikatori*) pri merenjima, dalje kod izvesnih električnih muzičkih instrumenata itd.

156. *Dobijanje oscilacija pomoću elektronskih cevi.* Danas se za potrebe bežične telegrafije, kao i za potrebe bežične telefonije upotrebljavaju elektronske cevi, koje su u principu iste kao i one koje služe za prijem, samo su većih dimenzija. Jednu prostu emisionu stanicu pokazuje sl. 208. Rešetka elektronske cevi vezana je sa katodom, preko samoindukcije L_1 i sekundarnog kalema transformatora Tr sa kojim je paralelno spojen kondenzator C_1 . Sa anodom je vezano oscilatorno kolo koje se sastoji iz samoindukcije L_2 i kapaciteta C_2 koje stoji u vezi sa pozitivnim polom baterije B_2 . Sa samoindukcijom L_2 je induktivno spojena samoindukcija L_3 oscilatornog kola antene (na slici samo šematički naznačeno) u kojoj se nalazi još kondenzator C_3 i veza sa zemljom. Kalem L_2 je spregnut takođe sa kalemom L_1 i stoji dakle odmah spram njega (na slici naznačeno strelicom a nacrtano odvojeno radi veće preglednosti slike). Primarni kalem transformatora u kolu rešetke vezan je preko mikrofona M i baterije B_1 . Ovakvo kolo već samo počinje da osciluje. Od katode teče struja elektrona ka anodi. Takva struja uvek je podložna malim promenama, usled čega napon na oblogama kondenzatora C_2 , koji se nalazi u oscilatornom kolu, prelazi iznad ili pada ispod svoje normalne vrednosti. Po prestanku prvih proizvodnih oscilacija teži kondenzator da uspostavi svoje ranije stanje. To se de-

šava, kao što znamo, ako je amortizovanje dovoljno malo, uvek uz oscilovanje oscilatornog kola. Ove u prvi mah male oscilacije prenose se induktivno od L_2 preko L_1 na rešetku, čije promene napona odašilju struju elektrona u tempu oscilacija. Usled toga oscilatorno kolo (L_2 C_2) kroz koje sada ova struja protiče, počinje jače da osciluje. Ukoliko ono jače osciluje, utoliko je jače i dejstvo koje se prenosi na rešetku. Granica pojačavanja nastupa kad energija koju oscilatorno kolo troši na zračenje postane jednaka energiji koja mu dolazi kroz struju elektrona, odnosno kad se amplituda promene napona na rešetki, približi anodnom naponu. U anodnom kolu postaju neamortizovani talasi koji se induktivno prenose od L_2 na L_3 i na kolo antene koja ih zrači.



Sl. 208. Shema jednostavnog otpremnika

Za moduliranje talasa služi mikrofon M . Promena struje koja nastupa u primarnom kolu transformatora kada zvuk padne na mikrofon indukuje u sekundarnom klemu, pa prema tome i na rešetki, promene napona. Usled toga elektronska struja cevi, a sa njom i amplituda talasa u oscilatornom kolu, trpi promene u tempu zvučnih oscilacija. Emitovani talasi su time modulirani na željeni način.

Data shema predstavlja samo princip rada emisione stanice. Sheme emisionih stanica za bežičnu telefoniju su ustvari znatno komplikovanije.

P O G O V O R

Vestfalova Fizika za nepunih 20 godina doživela je 12 izdanja, što je siguran znak da je pisac dobro pogodilo obim, izbor materijala i način izlaganja u svome udžbeniku namenjenom prvim godinama studija ovoga predmeta. O prevodu na naš jezik, smatram da sam dužan da dam izvesna obaveštenja.

Poznato je pod kakvim smo teškim uslovima počeli u Beogradu rad na Univerzitetu krajem 1945 godine. Pored mnogobrojnih drugih univerzitetskih zavoda i laboratorija, izgoreli su i fizički zavod i njegova biblioteka, tako da su se i nastavnici i studenti koji slušaju fiziku našli pod neobično nepovoljnim okolnostima za rad. Broj studenata se uzto znatno povećao, a za udžbenikom fizike se osećala potreba još iz ranije. Da bi se što pre studentima dao bar privremeni udžbenik, odlučeno je 1946 da se štampa moj prevod Vestfalove »Fizike« od koga sam u to vreme već imao delimično gotov rukopis — koji nije bio spreman za štampanje — izrađen prema predratnim izdanjima. Nedostajala je toplota i poslednje tri glave. Tako je došlo do toga da se Vestfalov udžbenik koji u originalu predstavlja jednu celinu, pojavi kod nas u prevodu razdvojen. U prvu knjigu ušla je mehanika sa akustikom i optikom, ostali delovi trebalo je da izidju nešto docnije. Ova podela odgovara i našem današnjem planu nastave na Prirodno-matematičkom fakultetu po godinama studija. Kako se u prvom delu uglavnom izlaže klasična fizika, sa čisto naučnog gledišta nije smetalo ništa što je prevod bio sa starijih izdanja. Po načinu obrade smatrao sam da je to čak i bolje, jer je mehanika npr. u poslednjim izdanjima obradjena sa vektorskim računom koji se kod nas ne uči u I semestru.

Sa prevodom drugog dela na kome su pored mene saradivali još i docent Milan K. Jovanović (jedan deo atomske fizike) i asistent Ivan M. Atanasijević (toplota, teorija relativiteta) bili smo gotovi krajem 1947 i taj drugi deo preveden je uglavnom prema izdanju od 1941 i u poslednjem trenutku korigovan prema onome od 1943 godine. Usled nesređenih posleratnih prilika ni sva Vestfalova izdanja nismo imali pri ruci. Na primer, za izdanje od 1947 nismo ni znali pre nego što je rukopis prevoda predat za štampu. Tako ni ovaj II deo nije tačan prevod jednog izdanja Vestfalove fizike.

Kad se sravne tri izdanja na nemačkom jeziku (1941, 1943 i 1947), zapaža se da u poslednjim glavama gde su izložene savremene tekovine atomske fizike nema nikakvih naročitih promena u tekstu, dok su činjenice sasvim druge, pa zato ove partije nisu ušle u štampu.

Smatrajući ovaj prevod kao nepotpun i kao privremeni udžbenik, kao što je naglašeno i u predgovoru uz prvu knjigu, nisam se dvo-

imao u svojstvu redaktora da izostavi ni zaključke iz II stava termodinamike koji se odnosi na »toplotnu smrt« a koje prihvata samo izvestan broj fizičara, niti da stav o magnetizmu redigujem prema Vestfalu onako, kako mi je izgledalo da je najpristupačnije studentima. Očigledno je da ovaj prevod ne daje tačnu sliku Vestfalovog udžbenika.

Dr. Sreten Šljivić

S A D R Ž A J

NAUKA O TOPLOTI

I. Priroda toplote. Jednačine stanja. Toplotna energija.

	Strana
1. Temperatura	5
2. Kinezička teorija toplote	4
3. Širenje čvrstih i tečnih tela na toplotu	9
4. Opšta jednačina stanja idealnih gasova	11
5. Van der Waalsova jednačina stanja	13
6. Mjerenje temperature	14
7. Količina toplote. Toplotni kapacitet, specifična toplota. Atmosferska toplota	15
8. Specifične toplote gasova	18
9. Adiabatske promene stanja gasova	20

II. Promene agregatnog stanja. Rastvori.

10. Promene agregatnog stanja	22
11. Tačke pretvaranja. Toplote pretvaranja	25
12. Topljenje	26
13. Isparavanje. Gustina pare. Napon pare	27
14. Ključanje	32
15. Sublimacija	34
16. Prelaz gasova u tečno stanje	34
17. Najniže temperature	40
18. Zemljina atmosfera. Meteorološke pojave	41
19. Rastvori	42
20. Raoult-ov zakon. Tačka ključanja i smrzavanja rastvora	43
21. Osmoza	45
22. Adsorpcija i adsorpcija	46

III. Tri principa termodinamike. Toplota i rad

23. Prvi princip termodinamike	48
24. Pretvaranje mehaničkog rada u toplotu. Trenje	50
25. Reverzibilni i ireverzibilni procesi. II. princip termodinamike	51
26. Izjednačavanje temperatura	54
27. Treći princip termodinamike	57
28. Carnot-ov ciklus	58
29. Pretvaranje toplote u mehanički rad	60
30. Izvori toplote. Termohemija	62

ELEKTROSTATIKA

31. Pozitivni i negativni elektricitet	64
32. Kulonov zakon	65

	Strana
33. Nekoliko prethodnih napomena o strukturi materije	66
34. Težište električnih punjenja. Električni dipol	67
35. Provodnici i izolatori	68
36. Nekoliko pogleda sa elektroskopom	69
37. Električno polje. Jačina polja	71
38. Električni potencijal. Električni napon	74
39. Jačina polja, potencijal i raspored elektricneta u provodnicima	77
40. Dibijanje vrlo visokih napona elektrostatičkim putem	80
41. Električna influencija	80
42. Dejstvo električnog polja na dipole i nenapunjene provodnike	82
43. Elektrofor	84
44. Kapacitet Kondenzatori	85
45. Merenje napona elektrometrom	88
46. Energija napunjenog kondenzatora. Privlačenje kondenzatorskih ploča	90
47. Dielektrici. Dielektrična polarizacija	91
48. Piezoelektrični kvare	93
49. Najvažnije jednačine elektrostatike u internacionalnom sistemu mera	96

ELEKTRIČNE STRUJE

I. Električne struje u čvrstim provodnicima.

50. Izvori struje	99
51. Električna struja	99
52. Jačina električne struje	102
53. Kretanje elektricneta u metalima	103
54. Električni otpor. Ohmov zakon	104
55. Kirchhoffjeva pravila	106
56. Serisko i paralelno vezivanje otpora. Potenciometri	107
57. Otpornici (reostati)	109
58. Merenje otpora i kapaciteta Vinstonovim mostom	110
59. Temperaturski koeficijent otpora	112
60. Supraprovodnici	114
61. Elektroličko provodjenje u čvrstim telima	115
62. Karakteristika provodnika	115
63. Unutrašnji otpor. Vezivanje elemenata	116
64. Rad i efekat struje. Toplotno dejstvo struje	118
65. Kontaktni napon. Elektricitet trenja. Lenardov efekat	120
66. Termoelektrične pojave	121
67. Peltijev efekat	122

II. Električne struje u tečnim provodnicima.

68. Provodljivost tečnosti. Elektroлиза	123
69. Pojave na elektrodama	123
70. Elektrolička disocijacija	124
71. Mehanizam provodjenja kod elektrolita Faraday-ovi zakoni	125
72. Hemiske reakcije na elektrodama	127
73. Elektrolička polarizacija	128
74. Otpor elektroлита	130
75. Galvanski elementi. Akumulatori	130

	Strana
76. Lokalne struje	132
77. Elektroлиза u telnici	133
78. Elektrokinetičke pojave	133

III. Električne struje u gasovima.

79. Mehanizam provodjenja struje u gasovima	135
80. Zavisno pražnjenje	136
81. Termojonske pojave	137
82. Temperaturska jonizacija	138
83. Otpor i karakteristika gasa koji provodi. Prostorna punjenja	138
84. Oblici samostalnog pražnjenja na višim pritiscima	140
85. Tinjavo pražnjenje. Katodni zraci. Kanalski zraci	143
86. Atmosferski elektricitet	147

MAGNETIZAM I ELEKTRODINAMIKA

I. Magnetna polja u praznom prostoru.

87. Magneti, Magnetni dipoli	149
88. Kulonov zakon za magnetne pojave	150
89. Magnetno polje. Magnetni fluks	151
90. Pojam upravljenog elementa površine	153
91. Dejstvo sile magnetnog polja na magnetne dipole	154
92. Zemljin magnetizam	154
93. Magnetno polje struje	156
94. Osnovni zakon elektrodinamike	160
95. Magnetno polje solenoida	162
96. Dejstvo magnetnog polja na naelektrisane deliće u kretanju	163
97. Skretanje katodnih zrakova. Braunova cev	164
98. Elektronska optika. Elektronski mikroskop	167
99. Dejstvo magnetnog polja na struju	169
100. Magnetni momenat kola struje i solenoida	172
101. Dejstvo struje na struju	173
102. Galvanomagnetne i termomagnetne pojave	174

II. Magnetne osobine tela

103. Para — dia — i feromagnetizam	176
104. Tumačenje magnetnih osobina tela	177
105. Indukcija, permeabilitet i susceptibilitet	178
106. Magnetizovanje	180
107. Feromagnetizam	183
108. Dalje objašnjenje feromagnetizma. Kriva mule. Barkhausenov efekat	185
109. Histerezija. Remanencija. Koercitivna sila	188
110. Barnett-ov i Einstein-de Haas-ov efekat	188
111. Polje oko namagnetisanog tela	187
112. Opšti Kulonov zakon za magnetne polove	188
113. Magnetni potencijal, magnetni napon. Magnetni otpor	188
114. Dejstvo gvoždenog jezgra u kalemima. Elektromagnet	191

III. Elektromagnetna indukcija

Stranica

115. Osnovne činjenice	194
116. Lencov zakon	195
117. Zakon indukcije	196
118. Indukcija pri kretanju provodnika u homogenom polju	198
119. Indukcija u pokretnim provodnicima u nehomogenom polju	199
120. Indukcija u nepokretnim provodnicima u vremenski promenljivoj polju	200
121. Indukcija u otvorenom kolu	200
122. Uzajamna indukcija i samoindukcija	201
123. Struja prevodjenja i struja pomeranja	204
124. Opšti pogled na pojave indukcije. Elektromagnetao polje	205
125. Vrtložne struje. Površinski (skin) efekat	208
126. Oscilovanje galvanometra	209
127. Merenje jačine magnetnog polja	210
128. Energija magnetnog i elektromagnetnog polja	211
129. Maxwell-ove jednačine	212
130. Elektromagnetni i internacionalni sistem mera	214
131. Električno merenje brzine svetlosti	216
132. Sistem magnetnih mera	216

IV. Elektromagnetni instrumenti

133. Tangentna busola. Galvanometar sa pokretnom iglom	217
134. Instrumenti sa pokretnim kalemom za jednosmernu struju	219
135. Instrumenti sa mekim gvoždjem	220
136. O instrumentima za merenje struje i napona uopšte	220
137. Instrumenti sa pokretnim kalemom za naizmerničnu struju	221
138. Telegrafija i telefonija	222
139. Induktor	223

V. Naizmernična struja, Električne mašine, Električne oscilacije i talasi.

140. Naizmernična struja	226
141. Otpor naizmernične struje	227
142. Efekat naizmernične struje. Efektivna jačina i napon	231
143. Merenje samoindukcije i kapaciteta Witsstonovim mostom	232
144. Trofazna struja	233
145. Transformator	233
146. Električne mašine	236
147. Oscilacije u električnom polju	238
148. Tesline struje	241
149. Električni talasi	241
150. Otvoreno i zatvoreno oscilatorno kolo	245
151. Hercevi ogledi	245
152. Stojedi elektromagnetni talasi	246
153. Proširivanje talasa na zemlji	247
154. Bežična telegrafija	248
156. Bežična telefonija	248
156. Doštanje oscilacija pomoću elektronskih cevi	257