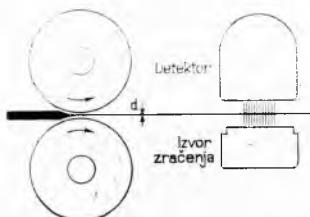


prirodnih pojava. Neravnomjerno raspoređene ekvipotencijalne linije ukazuju na prisustvo vodljivih slojeva. Pri elektromagnetskim mjerjenjima posebnim se odašiljačem stvara izmjenično magnetsko polje čija frekvencija iznosi ponekad i nekoliko kiloherca. Struje koje se zbog tog polja javljaju u tlu stvaraju sekundarno polje koje se registrira podesnim prijemnikom. Ako tlo nije homogeno, dolazi do poremećaja sekundarnog magnetskog polja, iz koga se može zaključivati o prisustvu minerala, vode itd.

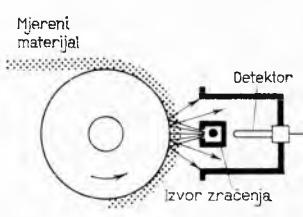
Z. Krulc

Električna mjerena nuklearnih zračenja

Dektori nuklearnog zračenja (v. *Detekcija nuklearnog zračenja*, str. 240) mogu se u kombinaciji s izotopima, koji služe kao izvor zračenja, primijeniti i za mjerjenje nekih nedelektičnih veličina. U tom slučaju se izvor α - i β -zračenja postavlja s jedne strane objekta na kome se nešto mjeri, a detektor kojim se utvrđuje slabljenje tog zračenja zbog prisustva tog objekta, s druge strane



Sl. 105. Mjerjenje debljine materijala detekcijom slabljenja zračenja radioaktivnog izvora



Sl. 106. Utvrđivanje debljine nekog materijala mjerjenjem slabljenja radioaktivnog zračenja na principu difuzne refleksije zračenja od transportnog valjka

(sl. 105). Moguće je i drugi raspored, pri kome su izvor i detektor na istoj strani (sl. 106). Pri tome se mjeri slabljenje β -zračenja reflektiranog od čeličnih valjaka ili ploča preko kojih prolazi mjereni materijal. Na ovom principu može se mjeriti gustoća materijala, debljina nemetalnih i metalnih traka i folija, debljina pokrivenih slojeva i namaza, razina tekućina i rasutih tereta u spremnicima, itd.

LIT.: M. B. Stout, Basic electrical measurements, New York 1950. — B. Obuhov, Električna mjerena, Zagreb 1950. — J. Spencer, Maintenance and servicing of electrical instruments, Pittsburgh 1951. — K. B. Карапанов, Методы электрических измерений, Москва-Ленинград, 1952. — F. K. Harris, Electrical measurements, New York 1952. — F. E. Terman, J. M. Reutt, Electronic measurements, New York 1952. — A. B. Фримен (ред.), Электрические измерения, Москва-Ленинград 1954. — И. Л. Казанов, Электронные и ионные преобразители, 2 ч., Москва-Ленинград 1955. — Р. M. Pfleider, Elektrische Messung mechanischer Größen, Berlin 1956. — M. Stöckl, Elektrische Meßtechnik, Stuttgart 1956. — I. F. Kinnard, Applied electric measurements, New York 1956. — M. Lapinski, Czujniki pomiarowe, Warszawa 1957. — H. F. Grave, Gleichrichter-Meßtechnik, Leipzig 1957. — А. М. Туричин, П. В. Новицкий, Проволочные преобразователи и их техническое применение, Москва-Ленинград 1957. — В. О. Артюнов, Электрические измерительные приборы и измерения, Москва-Ленинград 1958. — Z. Trnka, M. Dusek, Elektrické měřítko pfistroje, Praha 1958. — Н. П. Радевский, Датчики механических параметров, Москва 1959. — А. М. Тареев, Д. М. Казарновский, Испытания электроизоляционных материалов, Москва-Ленинград 1959. — Д. И. Агайкин, Е. Н. Костина, Н. Н. Кузнецова, Датчики систем автоматического контроля и регулирования, Москва 1959. — А. М. Туричин, Электрические измерения неэлектрических величин, Москва-Ленинград 1959. — R. Langbein, G. Werkmeister, Elektrische Meßgeräte, Leipzig 1959. — F. Mlakar, Optica električna mjerena, Ljubljana 1959. — M. A. Берлинер, Электрические методы и приборы для измерения и регулирования влажности, Москва-Ленинград 1960. — В. Т. Пряников, А. В. Талыцкий (ред.), Курс электрических измерений, 2 ч., Москва-Ленинград 1960. — H. Neumann, Das Messen mit elektrischen Geräten, Berlin 1960. — В. А. Акуловский, Емкостные дифференциальные датчики перемещения, Москва 1960. — Л. Ф. Куликовский, Индуктивные измерители перемещений, Москва 1961. — В. Н. Богомолов, Устройства с датчиками Холла и датчиками магнитосопротивления, Москва 1961. — И. И. Кифер, В. С. Пантошин, Испытания ферромагнитных материалов, (Магнитные измерения), Москва-Ленинград 1962. — H. F. Grave, Elektrische Messung nichtelektrischer Größen, Leipzig 1962. — J. Stanek, Technik elektrischer Meßgeräte, Berlin 1962. — W. Hunsinger, G. Mühlb, Palm, Elektrische Meßgeräte und Meßeinrichtungen, Berlin-Heidelberg-New York 1963. — C. C. Хризман, Цифровые измерительные приборы, Киев 1963. — Р. M. Pfleider, H. Jahn, Elektrische Meßgeräte und Meßverfahren, Berlin-Heidelberg-New York 1965. — J. Loncar, Električna mjerena, Zagreb 1965. — П. П. Орнатский, Автоматические измерительные приборы, Киев 1965. — R. Kautsch, Elektrische Meßtechnik zur Messung nichtelektrischer Größen, Berlin 1966. — H. Jüttmann, Elektrotechnische Grundlagen für das Messen und Regeln, Düsseldorf 1966. — V. Popović, Mjerena u telekomunikacijama i elektronici, Beograd 1967. — R. Drachsel, Grundlagen der elektrischen Meßtechnik, Berlin 1968. — V. Đ. Јовановић, Električna mjerena, Beograd 1968. — L. Merz, Grundkurs der Meßtechnik, Tl. I: Das Messen elektrischer Größen, München-Wien 1968; Tl. II: Das elektrische Messen nichtelektrischer Größen, München-Wien 1968. — V. Bego, Električna mjerena, Zagreb 1968. — E.-G. Woschni, Elektrische Informationsverarbeitung nichtelektrischer Größen, Leipzig 1969.

V. Bego D. Vujević V. Muljević

ELEKTRIČNA PRAŽNJENJA (IZBIJANJA) U PLINOVIMA, različiti načini prolaska elektriciteta kroz plinove na kojima, zbog sudarnih procesa, zbog stvaranja prostornih naboja i zbog difuzije dolazi do određenih popratnih pojava. Plinovi, ako su zaštićeni od ionizirajućeg zračenja, na temperaturama nižim od $\sim 1000^{\circ}\text{K}$ odlični su izolatori. Da bi neki plin postao električki vodljiv, u njemu moraju nastati slobodni nosioci elektriciteta (elektroni i ioni). Električna struja u plinovima je konvektivna; sastoji se od nosilaca elektriciteta koji izlaze iz elektroda odnosno nastaju u samom plinu, te se kreću kroz plin prema elektrodi suprotne predznaka.

Na osnovu uvjeta formiranja nosilaca elektriciteta dijele se izbijanja na *samoštala* i *nesamoštala*. U prvima se proces izbijanja odražava putem internih pojava u samom plinu, neovisno o djelovanju vanjskog ionizirajućeg zračenja; o nesamoštalom izbijanju se govori da proticanje struje kroz plin prestane čim se odstrane ili izoliraju vanjski izvori koji uzrokuju ionizaciju plina (X-zrake, β - ili γ -zrake).

Izbijanja se jedna od drugih razlikuju po svjetlosnim, toplim i akustičkim efektima koji ih prate i također po stepenu ionizacije i kemijskim ravnotežama koje se pri tome uspostavljaju. Električna izbijanja se klasificiraju na osnovu fenomena na elektrodama, gustoće struje u plinu i frekvenciji uzbudnog polja, te se razlikuju Townsendovo izbijanje, iskra, tinjavo izbijanje, korona, luk i radio-frekventno izbijanje.

Osnovni procesi u električnim izbijanjima

U ioniziranim plinovima pojavljuje se nekoliko osnovnih tipova sudarnih procesa: elastični sudari, neelastični sudari, interakcije praćene emisijom elektromagnetskog zračenja, superelastični sudari, interakcije uz apsorpciju elektromagnetskog zračenja i neradijativni rekombinacioni procesi.

Pod *elastičnim sudarima* se razumijevaju interakcije pri kojima ne dolazi do pretvorbe translacione energije u unutarnju energiju čestica. Brzina kojom se uspostavlja ravnotežna raspodjela kinetičke energije u plinu u znatnoj mjeri ovisi o efikasnosti elastičnih sudara.

Pri *neelastičnim sudarima* dolazi do povećanja unutarnje energije jedne čestice ili obiju čestica na račun njihove translacione energije. Ovamo idu različni ekscitacioni i ionizacioni sudarni procesi.

Sudari elektronâ (ili ionâ) s neutralnim česticama ili ionima može pratiti *emisiju elektromagnetskog zračenja*, čija energija odgovara energiji rekombinacije ili zahvata. Tipični su primjeri radioaktivni zahvat elektrona na atomima i radioaktivna rekombinacija elektrona u pozitivnih iona.

Superelastični sudari su suprotne neelastičnim, tj. unutarnja energija jedne čestice ili eventualno obiju čestica pretvara se u translacionu energiju tih čestica. Iz te grupe pojava ispitana je detaljnije jedino superelastični sraz elektrona s nekim metastabilnim atomima.

Sudari praćeni apsorpcijom elektromagnetskog zračenja dovode do povećanja kinetičke energije jedne čestice ili obiju čestica. Ti sudari su inverzni procesima s emisijom elektromagnetskog zračenja, a pojavljuju se pri interakcijama elektrona s ionima u vrlo gustoj plazmi.

Djelomično ili potpuno ionizirani plin u kojemu je broj pozitivnih i negativnih nosilaca elektriciteta jednak, a koji zauzima volumen veći od nekog kritičnog volumena ovisanog o temperaturi elektrona, zove se *plazma*. Zbog djelovanja kulonovih sila plazma ispoljava svojstva bitno različita od svojstava plinova, te se u novije vrijeme smatra četvrtim agregatnim stanjem (v. *Plazma*). Pretežni dio materije u svemiru u plazmatskom je stanju. U laboratoriju se plazma dobiva u različnim električnim izbijanjima i udarnim valovima.

Pri *neradijativnim rekombinacionim sudarima* predaje se energija spajanja elektrona (ili negativnih iona) s pozitivnim ionima (odnosno, kod spajanja neutralnih atoma, energija disocijacije molekule) trećoj čestici u obliku translacione energije.

Navedeni tipovi sudarnih procesa odnose se u osnovi također na metale i poluvodiče, koji se mogu shvatiti kao makroskopske molekularne tvorevine (v. *Struktura metala u članku Atom, TE 1*, str. 477).

Osim sudarnih procesa važnu ulogu u nekim električnim praznjnjima ima apsorpcija elektromagnetskog zračenja na atome i ionima uz ekscitaciju ili ionizaciju tih čestica. Uzbu-

dene čestice prelaze spontanim i induciranim prelazima u niža energetska stanja emitirajući elektromagnetsko zračenje. U gusoj plazmi je radijativna deekscitacija ometana sudarima s elektronima i ionima, te dolazi do skraćivanja poluživota uzbudenih stanja.

U nastavku će se razmotriti najvažniji procesi koji dovode do stvaranja i gubitaka nosilaca elektriciteta u električnim izbjajnjima.

Stvaranje nosilaca elektriciteta u plinovima. Električki nabijene čestice nastaju u plinovima putem različitih ionizacionih procesa, u prvom redu sudarima elektrona s atomima i molekulama, interakcijom uzbudenih atoma (molekula) među sobom ili s molekulama u osnovnom stanju i fotoionizacijom.

Ionizacija sudarima elektrona s atomima (ili molekulama) nastaje pri prolazu brzih elektrona kroz plinove. Uvjet je za ionizaciju da se brzi, primarni elektron približi elektronu vezanom u atomu toliko da odbojna električna sila između oba elektrona postane jednaka ionizacionom potencijalu ili veća od njega, tj. veća od sile kojom je vezan elektron u atomu. Prema tome, do ionizacije može doći ukoliko je kinetička energija primarnog elektrona veća od energije ionizacije, koja ima karakteristične vrijednosti za pojedinu vrstu atoma ili molekula. Energija potrebna za jednostruku ionizaciju plinova kreće se između 10 i 24 eV, a za pare metala između 4 i 10 eV.

Energiju od 1 eV (elektronvolt) prima elektron kada pređe put između dvije tačke električnog polja među kojima postoji razlika potencijala 1 V.

Kad se primarni elektron približava atomu, otklanja se oblak elektrona oko jezgre zbog električnih sile; gibanje jezgre pri tome nije promijenjeno zbog njene razmjerno velike mase i tako dolazi do polarizacije atoma. Vrijeme formiranja dipola zahtijeva određeno vrijeme. Osim toga, polarizabilnost ovisi o broju elektrona u atomu i ona raste s rednim brojem Z . Ukoliko se primarni elektron približava atomu relativno sporo u poređenju s vremenom potrebnim za polarizaciju atoma, elektronski se oblak ugiba pred elektronom što nadolazi i time se smanjuje vjerojatnost ionizacije.

Pri interakciji vrlo brzih elektrona s atomom, djelovanje je električnih sile između primarnih elektrona i atomske ljsuske kratkotrajno, te je i vjerojatnost da se preda energija ionizacije mala.

Iz gore rečenog slijedi da vjerojatnost ionizacije ovisi o brzini i smjeru primarnog elektrona, o broju elektrona u atomu i o njegovoj konfiguraciji. Vjerojatnost P_i izražava broj ionizirajućih sudara jednog elektrona na putu od 1 cm kroz plin pri tlaku od 1 mmHg i temperaturi plina 273 K. Vrijednost P_i kreće se za atome između 1 i 25 cm⁻¹.

Često se vjerojatnost ionizacije izražava efektivnim udarnim presjekom za ionizaciju jednog atoma, odn. molekule (q_i). Budući da je broj molekula u 1 cm³ idealnog plina pod tlakom od 1 mmHg jednak $26,9/760 \cdot 10^{23}/\text{cm}^3$, numerički je udarni presjek $q_i = P_i \cdot 760/26,9 \cdot 10^{-18} = 0,283 \cdot 10^{-18} P_i \text{ cm}^2$.

Može se pretpostaviti u dosta dobrom približenju da se elektron i atom uz energije primarnog elektrona 6...7 puta veće od energije ionizacije χ ponašaju kao čvrste elastične kugle, te se mogu primijeniti zakoni održanja impulsa i energije, s tim da atom pri neelastičnom sudaru povećava unutrašnju energiju za vrijednost χ . Na taj se način nalazi da je

$$q_i = 4 n \pi a_0^2 \frac{1}{\chi \epsilon} \left(1 - \frac{\chi}{\epsilon} \right), \quad (1)$$

gdje je ϵ kinetička energija primarnog elektrona, n broj elektrona u vanjskoj ljsuci atoma a a_0 Bohrov radijus ($a_0 = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m}$).

Uzimajući u obzir valnu prirodu elektrona dolazi se do tačnije relacije

$$q_i = n \pi a_0^2 \cdot \frac{1}{\chi \epsilon} \cdot F(Z, \epsilon/\chi), \quad (2)$$

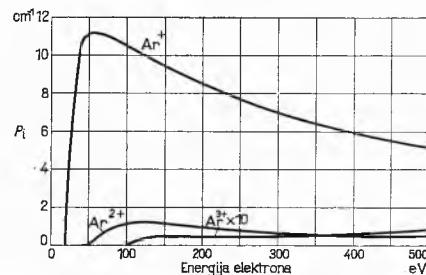
gdje je funkcija $F(Z, \epsilon/\chi)$ poznata za male vrijednosti Z sa zadovoljavajućom tačnošću.

Slika 1 prikazuje tzv. funkciju ionizacije, tj. ovisnost vjerojatnosti P_i o kinetičkoj energiji ϵ , za atom argona. Na slici se vidi da je vjerojatnost višestruke ionizacije mnogo manja od vjerojatnosti za otcjepljenje jednog elektrona.

Maksimumi funkcija ionizacije pojavljuju se kod $\epsilon \approx 4 \chi$ i iznose $q_{\max} \approx n \pi a_0^2 \chi^{-2}$.

Gornja razmatranja mogu se primijeniti i na ionizacije brzim protonima ili α -česticama. Međutim, ako do ionizacije neutralnih

čestica dolazi sudarima s nepotpuno ioniziranim teškim atomima, interakcione sile su složenije i teorija nailazi na znatne teškoće, pogotovo pri srednjim i nižim brzinama centra mase.



Sl. 1. Funkcija ionizacije atoma argona

Pri prolazu snopa monoenergetskih elektrona kroz plin, broj ionskih parova proizvedenih u jedinici vremena iznosi

$$\dot{n}_i = - n_a n_e q_i v_e, \quad (3)$$

gdje je n_a broj atoma u 1 cm³, n_e broj elektrona u 1 cm³, v_e brzina elektrona.

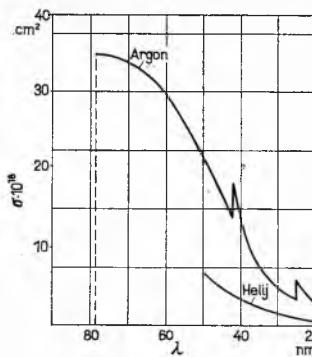
Ako snop sadrži elektrone čija je funkcija raspodjele energije $f(\epsilon)$, treba integrirati $q_i(\epsilon) \cdot v_e$ u intervalu od $\epsilon = \chi$ do $\epsilon = \infty$, te je \dot{n}_i dan jednadžbom

$$\dot{n}_i = - n_a n_e \int_{\chi}^{\infty} q(\epsilon) f(\epsilon) \left(\frac{2\epsilon}{m_e} \right)^{1/2} d\epsilon. \quad (4)$$

$f(\epsilon)$ je Maxwell-Boltzmannova ili ev. Druyvensteinova raspodjela, $(2\epsilon/m_e)^{1/2}$ je brzina elektrona. $q(\epsilon)$ ne može se izraziti analitičkom funkcijom, pa se rješenje jedn. (4) dobiva numeričkom integracijom.

Ionizacija plina zračenjem (fotoionizacija) nastaje pri prolazu fotona kroz plinove, ukoliko je energija fotona veća od ionizacione energije atoma, tj. $h\nu \geq \chi$. Pri apsorpciji kvanta svjetla elektron napušta atom s energijom koja u najjednostavnijem slučaju iznosi $\epsilon = h\nu - eV_1$ (gdje je V_1 ionizacioni potencijal atoma). Udarni presjek za fotoionizaciju, σ , dostiže maksimum kod energija fotona koje su za 0,1...1 eV veće od χ , te postepeno opada prema većim energijama. Maksimalni je udarni presjek za fotoionizaciju za jedan red veličine manji od maksimalne vrijednosti q_i .

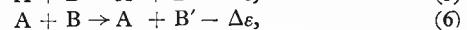
Na sl. 2 prikazana je ovisnost udarnog presjeka σ za fotoionizaciju argona i helijuma o valnoj dužini λ . Na osnovu mjerjenja apsorpcionog koeficijenta, odn. udarnog presjeka σ , bilo je ionizacioni potencijal mnogih elemenata i nekih molekula.



Sl. 2. Ovisnost udarnog presjeka σ za fotoionizaciju argona i helijuma o valnoj dužini λ

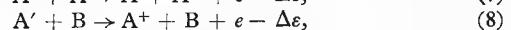
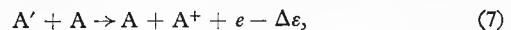
moguće veoma tačno odrediti ionizacioni potencijal mnogih elemenata i nekih molekula.

Ionizacija putem sudara neutralnih atoma (molekula) teče po pravilu preko intermedijskih uzbudenih čestica. Ove nastaju bilo sudarima brzih elektrona s atomima (v. Atom) ili sudarima brzih atoma među sobom, prema jednadžbama



gdje A i B znače atome u neuzbudenom, a A' i B' u električki uzbudenom stanju; $\Delta\epsilon$ označava promjenu translacione energije.

Analogno gornjim jednadžbama, do ionizacije dolazi pri *sudarima brzih uzbudenih atoma s atomima u osnovnom stanju*:



odnosno $A' + B \rightarrow A + B' + e - \Delta\epsilon$. (9)

A^+ i B^+ su pozitivni ioni. Ovdje kao i u procesima prema jednadžbama

ELEKTRIČNA PRAŽNjenja u plinovima

ma (5) i (6) dolazi do transformacije kinetičke u unutrašnju energiju.

Mehanizam procesa (5) do (9) odnosi se na sudare dvaju atoma. Slična razmatranja mogu se primijeniti na sudare jednostavnih molekula s time da se uz ekscitaciju i ionizaciju pojavljuju kombinacije tih procesa s disocijacijom i kemijskim izmjenama.

Pri sudaru atoma A i B dolazi do formiranja kratkotrajne dvoatomne kvazi-molekule. Tzv. krivulje potencijala u dijagramu sl. 3 prikazuju ovisnost privlačnih i odbojnih sila o međuatomskom razmaku r . Donja krivulja (I) odnosi se na dva atoma u osnovnom stanju, a gornja (II) prikazuje sile između atoma A u osnovnom stanju i uzbudjenog atoma B', kao funkcije razmaka r . Tokom približavanja atoma dolazi već kod većih razmaka do dinamičke polarizacije atoma i odatle do tzv. van der Waalsovih privlačnih sila koje djeluju potencijalom $V(r) \approx -C/r^6$. To je područje između tačaka a i b , odnosno a' i b' . Daljnjim približavanjem atoma sve jače dolaze do izražaja odbojne sile, koje se mogu često izraziti potencijalom $V(r) \approx A \cdot \exp(-r/a)$. Uslijed djelovanja tih odbojnih sila dolazi do razdvajanja kvazi-molekule i atomi pri udaljavanju prolaze najčešće kroz istu krivulju potencijala kao i tokom približavanja. Međutim, ako se potencijalne krivulje I i II sijeku (a do toga prema Neuman-Wignerovom pravilu može doći ako elektronska stanja u I i II nisu iste vrste), tokom približavanja i sabijanja elektronskih oblaka atomâ A i B postaje moguće pretvaranje njihove kinetičke energije $\frac{1}{2} \mu v^2_{\text{rel}}$ (μ je reducirana masa) u unutrašnju energiju atoma. U takvom slučaju, kad se atomi jedan od drugog udaljavaju, oni, vraćajući se kroz presjeku c potencijalnih krivulja, prolaze krivuljom potencijala II i nastaje uzbuden atom B' .

Da bi atomi dosegli tačku c , kinetička energija atoma ϵ mora biti znatno veća od ekscitacione energije atoma B. Samo u nekim slučajevima može uslijed tunel-efekta doći do prelaza kvazi-molekule $(A + B)$ u $(A + B')$ nešto malo ispod tačke c , tj. pri manjim kinetičkim energijama atoma.

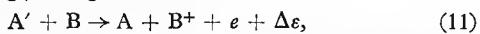
Daljnji uvjet za formiranje uzbudjenog atoma daje adijabatski kriterij, koji postulira da će udarni presjek za neelastični sraz dvaju atoma u osnovnom stanju biti zanemarljivo malen ukoliko je trajanje sudara duže od trajanja jednog titrira oscilatora energije ΔW , gdje je ΔW promjena unutrašnje energije atoma. Ako se naime dva atoma približavaju jedan drugome brzinama koje su male u poređenju s brzinom elektrona u atomu, postoji dovoljno vremena da se elektroni prostorno »prilagode« sporim vanjskim promjenama, te će proces teći gotovo adijabatski, tj. bez promjene unutrašnje energije. Trajanje sudara iznosi približno a/v (gdje je a radius atoma i v relativna brzina), a trajanje jedne oscilacije $1/\nu$. Uzimajući još u obzir da je $\Delta W = h\nu$, uvjet za adijabatski tok sudara može se formulirati nejednadžbom

$$\frac{a}{v} \gg \frac{h}{\Delta W}. \quad (10)$$

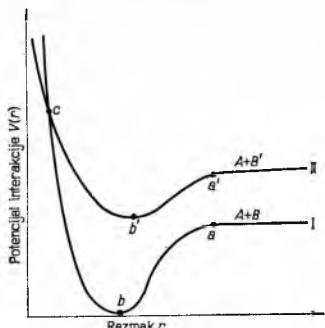
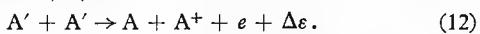
Taj kriterij omogućuje procjenu minimalne brzine atoma iznad koje još može doći do neelastičnih sudara.

Ionizacija prema jednadžbama (7) do (9) teče analogno procesu u dijagramu sl. 3 i predstavlja osnovni mehanizam formiranja plazme u udarnim valovima.

Osim sudsarima brzih atoma, do ionizacije dolazi i pri sudsarima sporih čestica ako je energija ionizacije jedne čestice manja od unutrašnje energije druge čestice:



ili ako je suma unutrašnjih energija čestica koje se sudsaraju veća od energije ionizacije jedne od čestica:



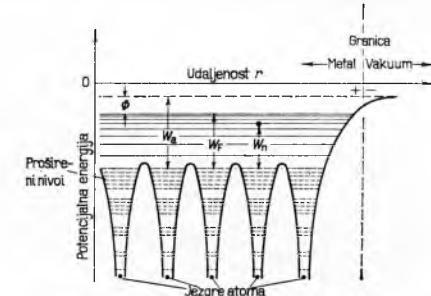
Sl. 3. Ovisnost privlačnih i odbojnih sila među atomima A i B o međuatomskom razmaku r

Udarni presjeci za procese jedn. (11) (tzv. Penningov proces) i jedn. (12) veoma su veliki, oko $(2\cdots 5) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, jer razliku između ionizacije i unutrašnje energije atoma preuzima elektron u obliku kinetičke energije. Na taj način ostvaruje se potpuna rezonancija te se vjerojatnost ionizacije po sudaru približava jedinici.

Imajući u vidu da brzina eksitacije i ionizacije ovisi o napučenosti uzbudjenih stanja, analogno jedn. (3), neposredno provlazi da su procesi (5)…(9), (11) i (12) brzi ako je uzbudena čestica dugog vijeka, tj. metastabilna (v. Atom) ili ako je zračenje zarobljeno uslijed rezonantne apsorpcije (podrazumijevajući da su energetski i adijabatski uvjet ispunjeni).

U ravnotežnom stanju procesi ionizacije u ravnoteži su s gubicima nosilaca elektriciteta koji nastaju rekombinacionim procesima, pa je stepen ionizacije plazme funkcija temperature, kinetičkog tlaka i sastava plina (v. Električni luk u ovom članku).

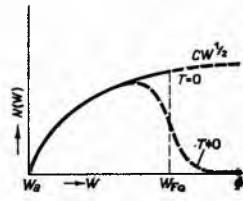
Emisija elektrona iz metala. Modificirani model slobodnih elektrona omogućuje da se na zadovoljavajući način opišu procesi koji dovode do emisije elektrona iz metala. Elektroni koji neutraliziraju pozitivni naboje jezgre atoma lokalizirani su uz jezgre, te ništa ne doprinose električnoj vodljivosti. Energetski nivoi elektrona u slabije vezanim elektronskim ljkusama znatno su prošireni uslijed gustog rasporeda atoma u kristalnoj rešeci metala. Najviše se proširuju nivoi elektrona u vanjskoj, tzv. valentnoj ljkusi; proširuju se toliko da se ti elektroni prostiru po cijeloj unutrašnjosti kristalne rešetke. Zahvaljujući prisutnosti tih »slobodnih«, delokaliziranih elektrona metali su dobri vodiči elektriciteta. Potencijal električki vodljivog pojasa konstantan je unutar cijelog kristala, a potencijalna energija elektrona u metalu manja je od potencijalne energije koju ima elektron kad izade iz kristalne



Sl. 4. Shematski dijagram elektronske strukture metala

rešetke. Na granici metal-vakuum potencijalna energija se asymptotski približava vrijednosti 0, koju dostiže nešto iznad površine metala. Slika 4 prikazuje shematski dijagram elektronske strukture metala.

Zbog Paulijevog principa (v. Atom), raspodjela potencijalne energije slobodnih elektrona pokriva se Fermi-Diracovom sta-



Sl. 5. Raspodjela potencijalne energije slobodnih elektrona u vodljivom pojusu



Sl. 6. Fermijeva funkcija raspodjele energije elektrona

tistici. Broj elektrona koji zauzimaju stanje između energije W' i $W + dW$, $N(W) dW$, jednak je

$$N(W) dW = Z(W) F(W) dW, \quad (13)$$

gdje $Z(W)$ označava broj mogućih elektronskih stanja u intervalu energije dW (sl. 5):

$$Z(W) = CW^{1/2} \cdot dW. \quad (14)$$

C je konstanta, a W energija elektrona.

Fermijeva funkcija $F(W)$ (sl. 6) izražava dio mogućih stanja koja su zaposjednuta u vodljivom pojusu:

$$F(W) = \frac{1}{\exp[(W - W_F)/kT] - 1}, \quad (15)$$

gdje je W_F tzv. Fermijev nivo:

$$W_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{1/3}. \quad (16)$$

n je u gornjoj jednadžbi broj elektrona u jedinici volumena. Na sl. 7 se vidi da su kod $T = 0$ sva stanja ispod Fermijevog nivoa W_{F0} zauzeta, sva stanja iznad W_{F0} slobodna. Uz $T \neq 0$, relativno vrlo mali broj elektrona ima energije veće od W_{F0} , a vjerojatnost da je neko stanje zaposrednuto kod energije W_F iznosi 1/2. Odstupanja W_F od W_{F0} sa porastom temperature kristalne rešetke praktički su zanemarljiva. Za energije $(W - W_F) \gg kT$ Fermijeva funkcija se pojednostavnjuje i prelazi u Boltzmannovu raspodjelu

$$F(W) \approx \exp[-(W - W_F)/kT]. \quad (17)$$

Svojstva vodljivoga pojasa su jedn. 15...17 potpunije opisana.

Elektroni s najvećom potencijalnom energijom W_a zauzimaju mjesta na dnu potencijalnog lonca vodljivoga pojasa. Najmanju potencijalnu energiju uz $T = 0$ imaju elektroni na Fermijevom nivou; njihov izlazak iz metala sprečava potencijalnu barijeru na granici metal-vakuum. Potencijalnu barijeru (dvosloj) čine elektroni koji iznad površine metala formiraju negativni prostorni naboј i višak pozitivnog naboja koji je tuk ispod površine.

Rad koji treba dovesti da se elektroni s najmanjom potencijalnom energijom udalje iz metala iznosi $W_a - W_F = \Phi$. Tzv. rad izlaženja Φ kreće se između 2,5 i 5,5 eV, a vanjski rad izlaženja W_a između 10 i 15 eV (v. Metali).

Termoionska emisija elektrona. Na visokim temperaturama metali i poluvodiči emitiraju elektrone. Proces se može shvatiti kao termička ionizacija metala (poluvodiča) i opisati klasičnim Sommerfeldovim modelom, koji pripisuje elektronima u vodljivom pojusu kinetičku energiju (jednaku smanjenju potencijalne energije W_a). Prema tome uvjet da elektron prodre kroz elektronsku barijeru i izade iz metala jest da komponenta kinetičke energije elektrona normalna na površinu (W_x) bude veća od vanjskog rada izlaženja W_a .

Broj elektrona koji stiže iz unutrašnjosti na površinu metala s energijom između W_x i $W_x + dW_x$ iznosi $v_x \cdot N(W_x) \cdot dW_x$, gdje je brzina $v_x = (2W_x/m)^{1/2}$. Gustoća je termoionske struje $j = N_e e v$ prema tome

$$j = \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} e \int_{W_a}^{\infty} W_x^{1/2} N(W_x) dW_x. \quad (18)$$

Broj elektrona s energijom $N(W_x)$ nalazi se integracijom jednadžbe analogne jedn. (13), s time da se za $F(W)$ uvrsti jedn. (17). Uvrštenjem rezultata za $N(W_x)$ u jedn. (18) i integracijom dolazi se do Dushman-Richardsonove jednadžbe

$$j = A T^2 \exp(-\Phi/kT), \quad (19)$$

gdje je $A = 120 \text{ A/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{K}^2$.

Djelovanjem električnih polja relativno male jakosti dolazi do sniženja potencijalne barijere na površini metala. To izražava uključivanje Schottkyjevog člana u jedn. (19):

$$\ln j' = \ln j + 0,044 \left(\frac{E}{T} \right)^{1/2}, \quad (20)$$

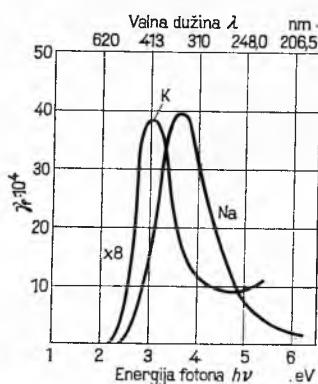
gdje je E jakost električnog polja koje djeluje na površinu. Korekcija koju unosi drugi član relativno je mala; uz $E = 10^5 \text{ V/m}$, sniženje rada izlaženja Φ iznosi $\sim 0,01 \text{ eV}$.

Kao termoionski izvori elektrona u tehnici upotrebljavaju se metali s visokim talištem, metali prekriveni oksidima, grafit i

različni karbidi ili oksidi. Termoionska svojstva nekih materijala, uz temperaturni interval u kojem se upotrebljavaju, prikazana su u tablici 1. Kao što se vidi, eksperimentalne vrijednosti konstante A često znatno odstupaju od teorijske vrijednosti.

Tablica 1
TERMOIONSKA SVOJSTVA NEKIH MATERIJALA

Materijal	Φ	A	Temperaturni interval upotrebe	
			$T_{\min} \text{ } ^\circ\text{K}$	$T_{\max} \text{ } ^\circ\text{K}$
W	4,5	70	1400	2400
W/Ba	2,0	15	1300	1700
W/Th	2,6	3	1200	2000
Mo	4,37	115	1300	2100
Pt	5,32	32	1700	2050
C	4,34	30	1300	2200
La/LaB	2,66	29	1100	1900
BaO-SrO	1,0	0,5	800	1200



Sl. 7. Ovisnost koeficijenta fotoelektrične emisije γ_f o energiji fotona

Emisija elektrona djelovanjem električnog polja. Ako se na površini metalne katode uspostave ekstremno jaka električna polja od $10^9 \dots 10^{10} \text{ V/m}$, dolazi do emisije elektronâ i na niskim temperaturama. Pojava se tumači tuneliranjem elektronâ kroz stijenu potencijalnog lonca. Gustoća struje je prema Fowler-Nordheimovoj teoriji

$$j = \int_0^{\infty} N(W_x) \Pi dW_x, \quad (21)$$

gdje je Π vjerojatnost tuneliranja;

$$\Pi = C \exp\left(-\frac{\frac{4}{3} K \Phi^{1/2}}{E}\right), \quad (22)$$

gdje je $K^2 = 8\pi^2 \cdot m/h^3$ i $C = f(W_a, \Phi)$. Vjerojatnost tuneliranja Π to je veća što je polje E jače.

$N(W_x)$ ima isto značenje kao u jedn. (18) i nalazi se gore opisanom metodom. Uvrštenjem vrijednosti za Π i $N(W_x)$ u jednadžbu (21) i integracijom nalazi se da je

$$j = B \frac{(W_a/\Phi)^{1/2}}{W_a + \Phi} E^2 \exp(-D \Phi^{1/2}/E), \quad (23)$$

gdje je $B = 6 \cdot 10^{-6}$, a $D = 6,8 \cdot 10^7$.

Kao što se vidi u gornjoj jednadžbi, polje ima isto djelovanje kao temperatura u jedn. (19). U skladu s očekivanjem prema teoriji »emisije polja«, na finim, mikroskopskim, metalnim šiljcima mogu se postići dosta velike gustoće struje; uz $5 \cdot 10^9 \text{ V/m}$ oko 10 A/cm^2 . Efekt nalazi primjenu u Millerovom mikroskopu.

Još uvijek nedovoljno razjašnjena emisija elektrona u električnom luku sa katoda niskog tališta obično se pripisuje djelovanju jakih električnih polja koja nastaju formiranjem pozitivnog prostornog naboja pred katodom. Međutim, jakost polja prema izmjerjenim gustoćama struje jedva premašuje 10^6 V/m , što prema Fowler-Nordheimovoj teoriji ni približno ne odgovara izmjerenim gustoćama elektronske emisije.

Fotoelektrična emisija elektrona nastaje uslijed apsorpcije svjetlosnih kvanata (dovoljne energije) u vodljivom pojusu metala. Fotoefekt se može predočiti kao sudar elektrona i fotona u polju potencijalne barijere uz površinu metala, s time da to polje uravnotežuje jednadžbu impulsa.

Samu aproksimaciju »slobodnih« elektrona (bez polja) nije zadovoljavajući model, jer je apsorpcija kvanta svjetla na slobodnom elektronu u suprotnosti sa zakonom o održanju impulsa.

Prema osnovnom energetskom uvjetu koji proizlazi neposredno iz sl. 5, izlaz elektrona iz metala moguć je ako je normalna komponenta kinetičke energije elektrona na površini metala bar jednaka vanjskom radu izlaženja W_a . U skladu s tim, elektron energije W_n (v. sl. 5) bit će izbačen iz metala ako apsorbira foton čija je energija dana izrazom

$$h\nu \geq W_a - W_n. \quad (24)$$

Budući da je najveća kinetička energija elektrona u vodljivom pojusu približno jednaka W_F , $h\nu$ mora biti prema gornjoj jednadžbi bar jednako $W_a - W_F = \Phi$, te je granična energija fotona pri kojoj još dolazi do fotoemisije

$$h\nu_g = \Phi. \quad (25)$$

Uz frekvencije $\nu < \nu_g$ ne dolazi do fotoefekta.

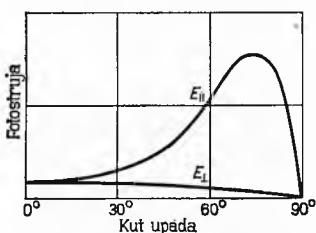
Vjerojatnost fotoemisije izražava se koeficijentom fotoelektrične emisije γ_f :

$$\gamma_t = \frac{\text{broj emitiranih elektrona}}{\text{broj kvanata}}.$$

Koeficijent γ_t određuje se mjeranjem jakosti struje elektrona u fotočljični čija je katoda osvijetljena snopom fotonata po kvantu, ovisno o energiji fotonata, stavu metala i prirodi površine (na koju znatno utječe adsorpcija plinova i tragovi nečistoća, pa se mjerena koeficijenta γ_t vrše u vakuumu $p \leq 10^{-3}$ mmHg).

Kada v raste iznad v_g , zbog raspodjele energije $N(W)$ (sl. 6), sve veći broj elektrona zadovoljava uvjet dan jednadžbom (24), te koeficijent fotoelektrične emisije raste. Međutim, zbog postepenog opadanja vjerojatnosti prijelaza, koeficijent γ_t dostiže maksimum i nakon toga opada s dalnjim porastom frekvencije (sl. 7).

Budući da izlaženje elektrona iz metala ovisi o normalnoj komponenti kinetičke energije elektrona na površinu metala, koeficijent γ_t u znatnoj mjeri ovisi i o ravnni polarizaciji svjetlosti, te o upadnom kutu. Ako je svjetlost polarizirana tako da je električni vektor paralelan s upadnom ravnninom, fotoefekt se znatno pojačava, i obratno, ako je vektor E okomit na tu ravnninu (tj. paralelan s površinom metala), fotoefekt slablji. Analogno djelovanje ima kui upada jer komponenta električnog vektora normalna na površinu metala to je veća što je upadni kut veći (sl. 8).



Sl. 8. Ovisnost fotoelektričnog efekta o ravnni polarizaciji i kutu upada svjetlosnih zraka

Raspodjela energije fotoelektrona iz metala ne ovisi o intenzitetu već samo o energiji svjetla, tj. o njegovoj valnoj dužini. U skladu s time, maksimalna je kinetička energija fotoelektrona e_m prema Einsteinovoj jednadžbi

$$e_m = h\nu - \Phi. \quad (26)$$

Jednadžba je analogna izrazu za energiju elektrona pri fotoionizaciji. U širem smislu, fotoefektom se može smatrati i emisija elektrona iz metala koja nastaje djelovanjem X-zrakâ na unutrašnje nivoje u atomima kristalne rešetke, tj. nivo čija je energija veća od W_a (v. Fotoionizacija u ovom članku).

Sekundarna emisija elektrona nastaje u električnim izbijanjima prvenstveno prenošenjem potencijalne energije iona i metastabilnih atoma na delokalizirane elektrone u metalu. Za vrijeme približavanja iona površini metala nastaje polje koje po djelovanju liči na impuls fotona. Sekundarni elektron može biti izbačen sa površine djelovanja iona ako je suma kinetičke i potencijalne energije čestica veća od dvostrukoga rada izlaženja:

$$\epsilon + \chi \geq 2\Phi. \quad (27)$$

To neposredno slijedi iz zakona o održanju energije i činjenice da je uz svaki elektron koji je izbačen sa površine potreban još jedan elektron za neutralizaciju pozitivnog iona.

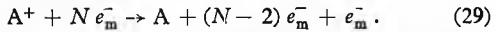
Pri sekundarnoj emisiji uzbudenom česticom, iz metala izlazi samo jedan elektron, te uvjet glasi:

$$\epsilon + eV_{uzb} \geq \Phi. \quad (28)$$

Ako je potencijalna energija čestice manja od Φ , treba da uz energetski uvjet bude zadovoljen i adijabatski kriterij, jedn. (11). Mehanizam emisije elektrona brzim ionima ili atomima, tzv. kinetička emisija, složen je i pojava je još uvijek relativno malo istražena; osim toga je proces od manje važnosti za pojave u električnim izbijanjima.

Mnogo važniju ulogu ima sekundarna emisija uz $\chi > 2\Phi$, odn. $eV_{uzb} > \Phi$; u tom slučaju procesi teku i uz termičke energije, i sekundarna emisija nastaje Augerovom neutralizacijom ili rezonantnom neutralizacijom praćenom Augerovom deekscitacijom.

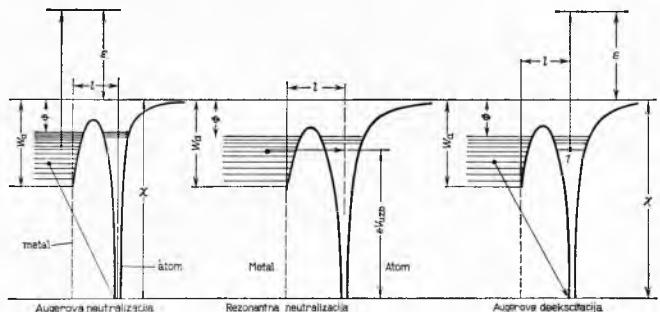
U Augerovoj neutralizaciji sudjeluju istovremeno dva elektrona; jedan elektron iz Fermijeve raspodjele prelazi u osnovno stanje atoma, a drugi prima energiju ionizacije atoma, koja se pri tome oslobađa i izlazi iz metala. Proces se može izraziti jednako:



N i $N-2$ označuju broj elektrona u metalu prije i nakon interakcije. Kao što se neposredno vidi u shemi na sl. 9, najveća ki-

netička energija elektrona iznosi $E_{max} = \chi - 2\Phi$, a najmanja $E_{min} = \chi - 2W_a$.

U dvostepenom procesu dolazi najprije do rezonantne neutralizacije; kad se ion dovoljno približi metalnoj površini, jedan elektron iz Fermijeve raspodjele tunelira kroz potencijalnu



Sl. 9. Sekundarna emisija elektrona iz metala uz $\chi > 2\Phi$ odn. $eV_{uzb} > \Phi$ u dijagramu potencijalne energije elektrona u vodljivom pojasu

barijeru na uzbudeni nivo u atomu koji je u sl. 9 c označen brojem 1. Proces teče prema jednadžbi



a energetski uvjet glasi $W > (\chi - eV_{uzb}) > \Phi$. Nakon neutralizacije atoma drugi elektron iz metala prelazi u osnovno stanje atoma, a elektron na nivou 1, primajući energiju ionizacije, izlazi iz metala:



Elektron pri izlazu iz metala ima energiju koja leži u intervalu $(eV_{uzb} - \Phi) \geq \epsilon \geq (eV_{uzb} - W_a)$, te je energetski uvjet za drugi stepen procesa $eV_{uzb} > \Phi$.

Kako pokazuju istraživanja H. D. Hagstruma, dvostepeni proces moguć je samo na određenom razmaku iona od atoma, te je direktna Augerova neutralizacija mnogo vjerojatniji proces.

Analogno koeficijentu fotoelektrične emisije γ_t , vjerojatnost sekundarne emisije elektrona djelovanjem iona izražava se koeficijentom γ_1 za ionu a koeficijentom γ_m za metastabilne atome. Vrijednosti koeficijenata γ_1 i γ_m kreću se između 10^{-3} i $5 \cdot 10^{-1}$ u ovisnosti o potencijalnoj energiji čestice i radu izlaženja Φ . Utjecaj kinetičke energije ispoljuje se postepenim povećanjem koeficijenta γ_1 s porastom brzine. Kad su brzine čestice veće od $\sim 10^6$ m/s, postaje vjerojatan i obrnut proces, tj. ionizacija neutralnih atoma (molekula) na površini metala, a vjerojatnost da će se ion reflektirati kao neutralna čestica opada.

Sekundarna emisija elektrona iz katode i fotoefekt od osnovnog su značenja za nastajanje i održavanje različnih oblika električnih izbijanja. Suma koeficijenata emisije označava se obično slovom ω :

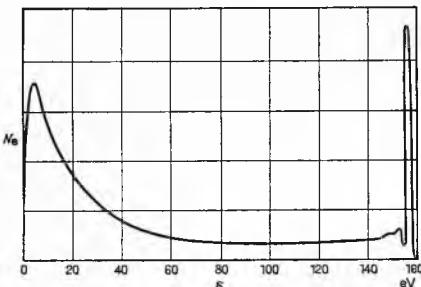
$$\gamma + \gamma_m + \gamma_t = \omega. \quad (32)$$

Zbog razmjerno velike vrijednosti koeficijenta γ_m , a v. Engel i A. Robson pretpostavljaju da emisija elektrona sa tzv. „hladne“ katode u luku (na kojoj gustoće struje dostižu $\sim 10^6$ A/cm²) potječe od deekscitacije uzbudenih atoma. Verifikacija teorije zasada nije moguća, ne samo zbog malih dimenzija katodne mrlje već i zbog teškoće da se procijeni utjecaj površinskih promjena (kemijskih i fizikalnih) na koeficijent γ_m za vrijeme trajanja lučnog izbijanja.

Asorpcija plinova na površini, a naročito kemijske promjene, mogu u znatnoj mjeri utjecati na efektivni rad izlaženja elektrona iz metala. Usljed polarizacije adsorbiranih atoma (molekula) mijenjaju se oblik i nivo potencijalne barijere. Promjena rada izlaženja Φ , koja ovisi prvenstveno o polarizabilnosti molekula (ali ne samo o njoj), može iznositi i do ~ 1 eV.

Sekundarna emisija elektrona djelovanjem elektrona. Pri bombardiranju metala ili izolatora sporim elektronima, elektroni se reflektiraju, ali za razliku od kuta refleksije svjetlosnih zraka, kut refleksije elektrona razlikuje se od kuta upada zbog ogiba na rešeci kristala. Ako je energija snopa elektrona dovoljno velika, jedan dio snopa prodire u kristalnu rešetku i dovodi do emisije sekundarnih elektrona. Proses je složen; u njemu sudjeluju, osim „slobodnih“ elektrona, također elektroni koji se fotoionizacijom, tj. unutrašnjim fotoefektom, izbacuju iz metala u X-zrake koje se pri tom emitiraju.

Emisija sekundarnih elektrona pojavljuje se ako je energija primarnih elektrona veća od 10...20 eV; energetski prag za sekundarnu emisiju je prema tome viši od rada izlaženja i ovisi o sastavu materijala. Sekundarni elektroni izravljaju sa površine vrlo kratko vrijeme nakon upada primarnoga elektrona; prema novijim mjerenjima to vrijeme je kraće od $\sim 5 \cdot 10^{-12}$ s. Energija sekundarnih elektrona manja je od energije primarnih. Na sl. 10 prikazana je



Sl. 10. Raspodjela energije e elektronâ koji su emitirani s površine srebrenih mete bombardiranih elektronima energije 157 eV. N_e struja emitiranih elektrona (u proizvođajnim jedinicama)

tipična raspodjela energije elektrona koji izravljaju sa površine metalne mete. Uz grupu brzih elektrona reflektiranih ili elastično raspršenih s praktički nepromijenjenom energijom, prisutna je skupina sekundarnih elektrona čija funkcija raspodjelje energije ima maksimum kod 5...7 eV. Elektroni sa srednjim energijama između 20 i 157 eV potječu vjerojatno od elektronâ koji su izgubili energiju u neelastičnim sudarima s lokaliziranim elektronima, te od sekundarnih elektrona nastalih fotoionizacijom.

Broj elektrona emitiranih sa površine po jednom primarnom elektronu, tzv. *koefficijent sekundarne emisije* δ , strmo raste s porastom energije primarnih elektrona do širokog maksimuma i nakon toga relativno sporo opada. To opadanje potječe od dubljeg prodiranja brzih elektrona u rešetku i smanjenja vjerojatnosti da će elektroni koji su primili dio energije upadnog elektrona proći iz dubljih predjela kristalne rešetke do površine.

Tablica 2
KARAKTERISTIKE SEKUNDARNE δ -EMISIJE NEKIH VODIČA IZOLATORA

Metal	Maksimalni koefficijent sek. emisije δ_{\max}	Kin. energija prim. elektr. uz max. δ e_{\max} , eV	Nemetalni vodiči izolatori	Maksimalni koefficijent sek. emisije δ_{\max}	Kin. energija prim. elektr. uz max. δ e_{\max} , eV
Li	0,5	85	Grafit	1,3	600
K	0,7	200	Čada	0,4...0,8	500
Cu	1,3	600	Staklo (Pyrex)	2,3	300...400
Ag, Au	1,5	800	Staklo (meko)	3	300
Pt	1,6	800	Kremen	2,1...2,9	400...440
W	1,5	800	BaO·SrO Tinjac	5...12 2,4	1400 300...380

Koefficijent δ ovisi nadalje o kutu upada primarnih elektrona; δ raste s porastom upadnog kuta. Zanimljivo je da je, suprotno očekivanju, koefficijent δ često manji na metalima koji imaju manji rad izlaženja. Tako je npr. δ_{\max} manji za K i Li nego za Au i Pt. Tablica 2 prikazuje maksimalne vrijednosti koefficijenta δ za neke metale i izolatore; u njoj su navedene i energije elektrona pri kojima se pojavljuje maksimum.

Niska vrijednost δ za čadu može se protumačiti mnogostrukim refleksijama elektrona u kanalima i razudenoj površini finodisperznog ugljika. Na izolatorima dostiže koefficijent δ relativno velike vrijednosti; to se može objasniti zonalnom teorijom.

Teorije sekundarne emisije elektronâ sa metala ne daju zadovoljavajuće tumačenje svih zapažanja. Uporedno tek u različiti procesi; jedni se mogu opisati modelom slobodnih elektrona, a drugi modelom djelomično slobodnih elektrona u vodljivom pojasu.

Koefficijent δ dostiže na nekim poluvodičima i legurama relativno visoke vrijednosti, od 10 do 20; ta se pojava koristi za pojačavanje primarne fotostruje u pojačivačima i pretvaračima slike, u fotomultiplikatorima i za pojačavanje signala u detektorima čestica (iona ili brzih atoma). Sekundarna emisija elektrona

povjeduje se u niskotlačnim izbijanjima uslijed bombardiranja površina brzim elektronima; tako nastaju nepoželjni efekti u triodama za mjerenje vakuuma i u različitim sistemima za dobivanje visokotemperaturne plazme.

Uhvata elektronâ atomima (stvaranje negativnih iona).

U prisustvu elektronegativnih atoma ili molekula jedan dio slobodnih elektrona u plazmi gubi se u hvatom (uz nastajanje negativnih iona). Halogeni elementi, sumpor, ugljik i vodik mogu dosta čvrsto vezati elektron. Osim toga, kao što je pokazao V. M. Dukelsky, još oko 50 elemenata tvore više ili manje stabilne negativne ione; ovamo spadaju elementi grupa periodnog sistema I, IV b, V b (izuzev dušika), VI b (osim Po) zatim neki elementi VIII grupe, kao Fe i Co. Od negativnih molekularnih iona vrlo su stabilne neke kombinacije ugljika i sumpora s halogenim elementima, zatim NO^- , NO_2^- , CN^- , CH^- , C_2^- , C_3^- itd.

Uhvata elektrona na atomima teče putem dva u osnovi različita reakciona mehanizma.

Pri *radijationom uhvatu* se energija vezivanja elektrona i njegova kinetička energija emitiraju kao elektromagnetsko zračenje, prema jednadžbi

$$\text{A} + e \rightarrow \text{A}^- + h\nu, \text{ gdje je } h\nu = eV_u + \epsilon. \quad (33)$$

Afinitetni spektar se prostire od $\lambda = h/c/eV_u$ prema kraćim valnim dužinama, a raspodjela intenziteta kontinuuma ovisi o raspodjeli kinetičke energije elektrona.

Radijativni prelaz elektrona u atomu traje $\sim 10^{-8}$ s, dok je prolet elektrona (energijski 1...10 eV) mnogo kraći, $\sim (3 \dots 10) \cdot 10^{-16}$ s. Usljed toga je vjerojatnost radijativnog uhvata elektrona atomima mala, a sniženje temperature elektronâ ne utječe mnogo na intenzitet kontinuuma.

Među procesima koji se odvijaju na Sunčevoj površini radijativni je uhvat od bitne važnosti; glavnina vidljivog svjetla koje emitira Sunce potječe od uhvata elektronâ atomima vodika.

Uhvata uz prenos energije na drugi atom odvija se prema jednadžbi

$$\text{A} + \text{B} + e \rightarrow [\text{AB}^-] \rightarrow \text{A}^- + \text{B}. \quad (34)$$

Proces se može shvatiti kao stvaranje kratkovjekog uzbudenog molekularnog iona $[\text{AB}]^-$, koji se nakon $\sim 10^{-18}$ s, tj. nakon jednog titraja molekule čije trajanje je h/kT , raspada zbog odbojnih sila. Višak energije pojavljuje se kao kinetička ili unutrašnja energija; u potonjem slučaju uhvat ima znatno veće udarne presjeke.

Postoji nekoliko vrsta *uhvatnih procesa na molekulama*, od kojih su najvažniji disocijativni uhvat i uhvat uz prenos energije afiniteta elektrona na treću česticu.

Disocijativni uhvat elektrona zbiva se prema jednadžbi

$$\text{AB} + e \rightarrow [\text{AB}^-] \rightarrow \text{A} + \text{B}^-. \quad (35)$$

Energija afiniteta transformira se intermedijarno u vibracionu energiju molekule i nakon $\sim 10^{-13}$ s molekula se raspada. Razlika između energije vezanja elektrona uz atom B i energije disocijacije predaje se atomu i negativnom ionu kao kinetička energija. Uhvat elektrona na molekulama kao što su npr. CO , CO_2 , J_2 , Br_2 , alifatski i aromatski halogenidi itd., praćen je disocijacijom.

Vezanje elektrona na molekulu uz prenos viške energije na treću česticu, koja stabilizira vibracionu uzbudenu ion prema jednadžbama

$$\begin{aligned} \text{AB} + e &\rightarrow [\text{AB}^-], \\ [\text{AB}^-] + \text{C} &\rightarrow [\text{AB}^-] + \text{C}, \end{aligned} \quad (36)$$

ima znatnu vjerojatnost ako se energija uzbude $[\text{AB}^-]$ nestabiliziranog iona može pretvoriti u unutrašnju energiju čestice C, dakle ukoliko postoji rezonancija ili bar približna jednakost unutrašnje energije nekog nivoa u čestici C i afinitetne energije molekule AB.

Za razliku od gore spomenutih procesa, interakcija tipa

$$\text{AB} + e \rightarrow \text{A}^+ + \text{B}^- + e \quad (37)$$

pojavljuje se tek pri većim energijama elektrona (na primjer u parama broma, joda, alkalnih halogenida).

Zanimljivo je da negativni ioni nemaju uzbudena stanja. Pri apsorpciji fotona energije veće od eV_u ili pri sudarima sa česticama koje imaju kinetičku energiju $\epsilon > eV_u$, atomarni negativni ioni se raspadaju dajući elektron i atom u osnovnom stanju.

Vjerojatnost uhvata elektrona ovisi o kinetičkoj energiji elektrona, energiji afiniteta i ostalim gore spomenutim faktorima; izražava se često koefficijentom a , koji je definiran jednadžbama

$$a = \frac{v_u}{v_e} = q_u/q_{e1}, \quad (38)$$

ELEKTRIČNA PRAŽNJENJA U PLINOVIMA

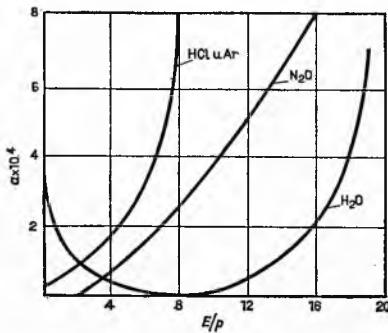
gdje su v_u i v_{el} učestalosti, a q_u i q_{el} udarni presjeci za uhvat odnosno elastični sraz. Intenzitet snopa elektrona na putu dx kroz elektronegativni plin smanjuje se uhvatnim procesima za iznos dn , ili, u odnosu na početni intenzitet n ,

$$\frac{dn}{n} = -\alpha \frac{v_{el}}{\kappa E} dx; \quad (39)$$

α je gibljivost elektrona (brzina po jedinicu jakosti polja) u polju jakosti E ; put dx podijeljen brzinom elektrona, αE , ima dimenziju vremena. Integracijom se dobiva

$$n = n_0 \exp [-(\alpha v_{el}/\kappa E) \cdot x], \quad (40)$$

gdje je n početni intenzitet snopa elektrona, a n intenzitet snopa nakon prevaljenog puta x kroz plin. Vrijednosti koeficijenta α kreću se između 10^{-6} i $5 \cdot 10^{-3}$. Sl. 11 prikazuje efikasnost uhvata



Sl. 11. Koeficijent uhvata elektrona α u nekim plinovima u ovisnosti o reduciranoj polju E/p

u nekim plinovima u ovisnosti o reduciranoj polju E/p . Vidi se utjecaj znatnih razlika u mehanizmima procesa.

Slobodni elektroni se u freonu ili SF_6 , pod atmosferskim tlakom, vezuju u molekule već nakon 10^{-7} do 10^{-8} s. Na tom se zasnivaju važne tehničke primjene: u elektrotehnički gašenje luka i visokonaponskim rasklopnim uredajima (prekidačima), u akceleratorskoj tehnici sprečavanje probroja pri vrlo visokim naponima (npr. van de Graaffov akcelerator od 12 MW). Osim toga, uhvatom elektrona gase se neki detektori zračenja; jedna od metoda mjerjenja prodišnosti na vakuumskim sistemima zasniva se na uhvat elektrona itd. U Zemljinoj atmosferi prisustvo kisika i vodenе pare (u oblacima) znatno smanjuje koncentraciju slobodnih elektrona, koji nastaju različitim ionizacionim procesima.

Strujanje nosilaca elektriciteta. Električno polje u plazmi ubrzava nosioce elektriciteta u smjeru silnica polja. Elektroni i ioni, ubrzan u polju, gube jedan dio primljene energije sudarima s okolnim česticama, te se energija pretvara u nesredeno, termičko, gibanje. Brzina usmjerenog kretanja nosilaca elektriciteta ovisi o jakosti električnog polja, o gustoći plina ili plazme i o vjerojatnostima sudara čestica.

Uz velike gustoće plazme i male vrijednosti reduciranih polja E/p , učestalost sudara je velika, te se praktički cijela energija koju primaju nosioci elektriciteta od polja pretvara u nesredeno gibanje; ioni, elektroni i neutralne čestice u termičkoj su ravnoteži. U tom slučaju, za kvantitativna razmatranja najjednostavnijem, porast je energije nosilaca elektriciteta između dva sudara malen u poređenju s veličinom termičkog gibanja, tj. $kT \gg eE\lambda$, gdje je λ srednji slobodni put čestice.

Vrijeme koje protekne između dva sudara, t , iznosi

$$t = \lambda/v, \quad (41)$$

gdje je v srednja brzina čestice. Tokom vremenskog intervala t nosioci elektriciteta ubrzavaju se u električnom polju; akceleracija iznosi eE/m , gdje je e naboј a m masa čestice. Prema tome, ako ion (elektron) krene iz stanja mirovanja, dostiže na kraju vremenskog intervala t brzinu $v = (eE/m)t$; uvrštenjem vrijednosti za t iz jedn. (41) dobiva se:

$$v = \left(\frac{e\lambda}{m v} \right) E = \alpha E, \quad (42)$$

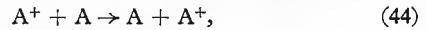
gdje je α gibljivost nosilaca elektriciteta. Srednji je slobodni put $\lambda = 1/\sum n q$, gdje je n broj čestica na jedinicu volumena, a q je udarni presjeci. Budući da je broj čestica na jedinicu volumena (n) proporcionalan tlaku p , srednji je slobodni put proporcionalan recipročnom tlaku $1/p$, a tome je, prema jedn. (42), proporcionalna i gibljivost α , tj. produkt αp je konstantan za danu vrstu nosioca elektriciteta i dani sastav plina.

Gibljivost iona procijenio je Langevin i kasnije J. J. Thomson. Uzimajući u obzir polarizaciju neutralnih čestica u blizini iona, oni su izračunali jakost polja koje djeluje na ione. Gibljivost iona je na osnovu toga modela dana izrazom

$$\alpha = A \cdot \frac{1 + m/m_i}{\varrho(D-1)}, \quad (43)$$

gdje su m i m_i mase molekule odnosno iona, A je konstanta ovisna o dielektričnoj konstanti D , a $\varrho = Nm$.

Gibljivosti dobivene na osnovu jedn. (43) relativno dobro se slažu sa zapažnjima, ali postoje veća ili manja odstupanja uslijed prijenosa naboja sa iona na neutralne molekule (atome) prema jednadžbama



Neutralne čestice nastale u gornjim procesima nastavljaju kretanje bez promjene smjera, zadržavajući prvotnu količinu gibanja koju su imale kao ioni, a novonastali ioni kreću se okomito na tu putanju, i to termičkom energijom. Prema tome se gibljivost iona uslijed gornjih procesa efektivno smanjuje.

Udarni presjeci za simetričan proces, jedn. (44), vrlo su veliki, kreću se, u ovisnosti o energiji e , između 10^{-14} i 10^{-16} cm²; vjerojatnost asimetričnih procesa znatno je manja: vrijednosti Q kreću se između 10^{-16} i 10^{-17} cm². Udarni presjeci za procese jedn. (44) i (45) ne mogu se izraziti jednostavnim analitičkim funkcijama, te se utječa prenosa naboja na gibljivost iona računa numeričkim metodama. U tablici 3 prikazane su neke vrijednosti koeficijenta α .

Kao što se vidi, u skladu s velikim udarnim presjecima za simetrični prenos naboja, gibljivost atomarnih iona He^+ i Ne^+ bitno je manja od gibljivosti odgovarajućih molekularnih iona He_2^+ i Ne_2^+ .

Zbog velike razlike mase, gibljivost elektrona je mnogo veća od gibljivosti iona i odstupanja energijā elektrona od termičkih nastaju već kod malih vrijednosti E/p . Ako se uzme u obzir da

Tablica 3
GIBLJIVOST IONA NEKIH PLINOVA U ELEKTRIČNOM POLJU

$Ion/plin$	Ne^+/Ne	Ne_2^+/Ne	He^+/He	He_2^+/He	H_2^+/H_2	Li^+/He	Na^+/Ne
$\alpha^+, m^2/Vs$	0,33	0,5	0,8	1,54	1,0	2,5	0,89

pri elastičnim sudarima s atomima elektron gubi neznatan dio svoje kinetičke energije, $\sim 2 m_e/m_a$ (gdje su m_e i m_a mase elektrona i atoma), te zanemarujući neelastične sudare, dolazi se jednostavnim argumentima do rezultata da je brzina strujanja elektrona kroz plin dana jednadžbom

$$v_s \approx [e^{1/2}/(m_a m_e)^{1/2}] (\lambda_e E)^{1/2}. \quad (46)$$

Gornji izraz daje zadovoljavajuće rezultate za male vrijednosti E/p ; uz $E/p > 1,5$ V m/N, odstupanja rastu sa porastom E/p zbog utjecaja neelastičnih sudara.

Difuzija. Razlike koncentracije u nekom plinu izjednačavaju se uslijed termičkog gibanja čestica. Analogno tome, nosioci elektriciteta u ioniziranim plinovima difundiraju iz područja veće koncentracije u područje manje koncentracije (v. *Difuzija*, str. 300). Tablica 4 prikazuje vrijednosti koeficijenta difuzije D_1 .

Tablica 4
KOEFICIJENT DIFUZIJE D_1 NEKIH IONA KROZ NEUTRALNI PLIN

$Ion/plin$	H_2^+/H_2	O_2^+/O_2	$Ion/plin$	N_2^+/N_2	CO_2^+/CO_2
$D_1, \text{cm}^2/\text{s eksperim.}$	98	21	$D_1, \text{cm}^2/\text{s eksperim.}$	23	18
$D_1, \text{cm}^2/\text{s izračunato}$	110	24	$D_1, \text{cm}^2/\text{s izračunato}$	24	18

za difuziju iona kroz neutralni plin. Prema kinetičkoj teoriji plina $D = v \lambda/3$, ako se ta jednadžba uporedi s jedn. (42), dolazi se do jednostavnog i važnog rezultata da omjer gibljivosti i konstante difuzije pozitivnih iona α^+/D^+ ovisi o srednjoj kinetičkoj energiji iona:

$$\kappa^+/D^+ = \frac{e\lambda}{m v} \cdot \frac{3}{v\lambda} = \frac{3e}{mv^2}, \quad (47)$$

a jer je $mv^2/2 = \frac{3}{2} k T$,

$$\kappa^+/D^+ = e/kT. \quad (48)$$

Jedn. (48) može se primijeniti na elektrone samo u iznimnim slučajevima, jer je gibljivost elektrona dana jedn. (46) koja se razlikuje od jedn. (42).

Uz male gustoće ionskih parova difuzija iona praktički ne ovisi o kretanju elektrona. Zbog toga se brzina difuzije u smjeru djelovanja električnog polja zbraja s brzinom strujanja, tj. $v = v_{\text{dif}} + v_{\text{str}}$. Uz koncentracije plazme veće od $\sim 5 \cdot 10^{14}$ ionskih parova u kubnom metru, kretanje iona i elektrona je međuzavisno zbog privlačnih električnih sila. Uz pojednostavujuće pretpostavke difuzioni koeficijent je u tom slučaju dan jednadžbom

$$D_a = \frac{D^+ \kappa^+ + D^- \kappa^-}{\kappa^+ + \kappa^-} \approx \frac{D^- \kappa^+}{\kappa^-} = \frac{k T_e}{e} \kappa^+. \quad (49)$$

D_a je koeficijent ambipolarne difuzije. Jednadžba (49) se može primijeniti za srednje gustoće ionskih parova. Kad je gustoća ionskih parova veća od $\sim 10^{20}/\text{m}^3$, plazma je u tolikoj mjeri ionizirana da je utjecaj sudara nosilaca elektriciteta s neutralnim česticama zanemarljiv i koeficijent difuzije se dalje smanjuje. Uz gustoće struje veće od $\sim 10^{23}/\text{m}^3$ privlačne sile tako su jake da se plazma ponaša kao viskozna tekućina, tj. kreće se kao cijelina.

Rekombinacija. Uporedno s formiranjem nosilaca elektriciteta, u ioniziranim plinovima nastaju gubici uslijed rekombinacionih procesa. Do rekombinacije dolazi zbog privlačnih električnih sila među nosiocima elektriciteta suprotnog naboja.

Osnovni uvjet koji mora biti ispunjen da bi moglo doći do rekombinacije jest da je kinetička energija relativnog gibanja nosilaca elektriciteta manja od elektrostaticke energije ionskog para, tj. da je $mv_{\text{rel}}^2/2 < e^2/r$, odnosno da se višak kinetičke energije ionskog para pred nekom trećem tijelu ili izgubi elektromagnetskim zračenjem. U vezi s potonjim uvjetom postoje zнатне razlike u mehanizmu rekombinacionih procesa. One ovise o termnoj strukturi i visini nivoa uzbudenih stanja atoma ili molekula, i također o veličini čestica i gustoći plazme.

Broj rekombinacija u jedinici volumena i jedinici vremena izražava se *rekombinacionim koeficijentom* α . Ako je brzina ionizacije u nekom sistemu zanemarljiva u poređenju s brzinom rekombinacije, promjena koncentracije nosilaca elektriciteta izražena je za dvokomponentni sistem jednadžbom

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -\alpha n^+ n^-. \quad (50)$$

Koeficijent α ovisi o udarnom presjeku za rekombinaciju q_r i relativnoj brzini nosilaca elektriciteta v :

$$\alpha = q_r \cdot v. \quad (51)$$

q_r i v su ovdje srednje vrijednosti. Uz poznatu funkciju raspodjele $f(\epsilon)$ i ovisnost udarnog presjeka Q_r o energiji ϵ , jednadžba (50) može se izraziti analogno jednadžbi (4).

Budući da je u plazmi $n^+ = n^- = n$, rješenje jedn. (50) glasi:

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \alpha t. \quad (52)$$

Ukoliko uporedno s rekombinacijom teče ionizacija uz formiranje m ionskih parova u jedinici vremena [m je zadan jednadžbom (3) odn. (4)], jedn. (50) dopunjaje se u jednadžbu

$$\frac{dn}{dt} = m - \alpha n^2, \quad (53)$$

čije rješenje glasi:

$$n = \left(\frac{m}{\alpha} \right)^{1/2} \frac{\exp(2\sqrt{\alpha m t}) - 1}{\exp(2\sqrt{\alpha m t}) + 1}. \quad (54)$$

Granična vrijednost od n za $t \rightarrow \infty$ jest $n = (m/\alpha)^{1/2}$.

Rekombinacija ionâ s ionima. Ionizacioni potencijal atoma V_i općenito je viši od elektronskog afiniteta atoma V_u , te unutrašnja energija pri rekombinaciji ionâ opada za $e(V_i - V_u)$. Otpuštanje te energije može uslijediti sudarima triju tijela prema jednadžbi



gdje neutralna čestica C prima energiju $e(V_i - V_u)$ u obliku

kinetičke energije, ili pak sudarima dvaju tijela prema jednadžbama



U procesu prema jedn. (56) razlika energije ionizacije i uhvata pretvara se u kinetičku energiju atomâ A i B. U procesima prema jedn. (57) i (58) ta se energija predaje kao energija elektronske uzbude neutraliziranim atomima, odnosno molekuli AB; uzbudene čestice emitiraju nakon toga unutrašnju energiju u obliku elektromagnetskog zračenja. Osim toga, moguća je i kombinacija procesa prema jedn. (56) s procesima prema jedn. (57) i (58), tj. jedan dio raspoložive energije može se predati uzbudenim česticama u obliku kinetičke energije.

Najdetaljnije je ispitana rekombinacija putem sudara triju tijela. Eksperimenti su pokazali da je u području nižih tlakova, $1,5 \cdot 10^4 < p < 1,5 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$, koeficijent trojne rekombinacije α proporcionalan tlaku i da znatno ovisi o temperaturi; s porastom temperature plazme (i ionâ neutralnih molekula) α_1 brzo opada. Naprotiv, u području visokih tlakova, $p > 5 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$, rekombinacioni koeficijent je praktički neovisan o temperaturi i gotovo linearno opada s porastom tlaka. Teoriju za niskotlačno područje postavio je J. J. Thomson na osnovu ovog modela: uslijed termičkog gibanja dolazi do sudara pozitivnih i negativnih iona; u sudarima dvaju tijela pozitivni i negativni ioni zadržavaju svoju kinetičku energiju i kreću se otvorenim putanjama u zajedničkom kulonskom polju. Međutim, ako su ioni u sudaru s neutralnom molekulom dovoljno usporeni, dolazi do kretanja po zatvorenoj putanji uz mogućnost rekombinacije. Prema tome α_1 raste s porastom tlaka i opada s porastom temperature. Relacija za rekombinacioni koeficijent koja dobro opisuje tu ovisnost kod nižih tlakova glasi:

$$\alpha_1 = C T^{-5/2} p. \quad (59)$$

Kod visokih tlakova broj stabilizirajućih sudara tako je velik da je prema P. Langevinu relativna brzina među ionima manja od termičke i rekombinacije ovisi jedino o kulonskim silama i gibljivosti iona. Budući da je jakost polja E između dvaиона jednaka e^2/r^2 , a usmjerena brzina iona, v , u tom polju prema jedn. (42) jednaka $(\kappa^+ + \kappa^-) e^2/r^2$, broj sudara u jedinici vremena jednog iona s ionima protivnog predznaka koji ga okružuju u kugli radijusa r iznosi $\nu = (\kappa^+ + \kappa^-) \cdot \frac{e^2}{r^4} \cdot 4\pi r^2 \cdot n^-$. Prema tome, uz pretpostavku da svaki sudar dovodi do rekombinacije, broj rekombinacija u jedinici vremena iznosi

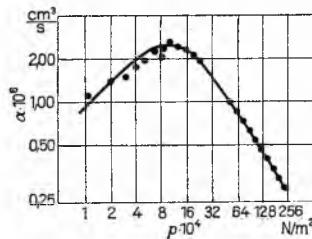
$$\frac{dn}{dt} = 4\pi e^2 (\kappa^+ + \kappa^-) \cdot n^+ \cdot n^-, \quad (60)$$

gdje je $4\pi e^2 (\kappa^+ + \kappa^-) = \alpha_1$.

Kako su gibljivosti obrnuto proporcionalne tlaku, i koeficijent α_1 je tlaku obrnuto proporcionalan, što je u skladu sa ponašanjem tog koeficijenta u predjelu visokih tlakova.

Jedinstvenu teoriju trojne rekombinacije koja je u odličnoj saglasnosti s ovisnošću koeficijenta α_1 o p i T dao je nedavno G. L.

Natanson. U sl. 12 tačke prikazuju eksperimentalne vrijednosti, a izvučena krivulja rezultate teorije, čiji prikaz se ovdje neće dati radi složenosti.



Sl. 12. Ovisnost koeficijenta rekombinacije α o tlaku p prema teoriji G. L. Natansona i prema eksperimentu

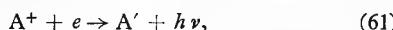
Vjerojatnosti rekombinacije sudarima dvaju tijela prema jednadžbama (56)–(58) neovisne su o tlaku. Proces prema jedn. (56) prema adijabatskom je kriteriju vjerojatan samo ako je razlika energije $e(V_i - V_u)$ mala, kao npr. za ionske parove $\text{Cs}^+ \text{Cl}^-$, $\text{U}^+ \text{Cl}^-$ itd. Međutim, o ovim procesima se zasada malo zna. Malo su istraženi i procesi prema jedn. (57) i (58). Prema G. Grevesu i H. J. Yeungu koeficijent rekombinacije parova za J^+ i J^- te Br^+ i Br^- iznosi $\sim 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$, što je za nekoliko redova veličine veće od očekivanja. Za sada teorijska razmatranja ovih

ELEKTRIČNA PRAŽNjenja u plinovima

procesa zahtijevaju drastične aproksimacije, a masenospektrometrijska ispitivanja suočena su s različnim ograničenjima. Stoga su u rješavanju tog problema, koji je vrlo zanimljiv zbog procesa u gornjoj Zemljinoj atmosferi, zabilježeni tek početni rezultati.

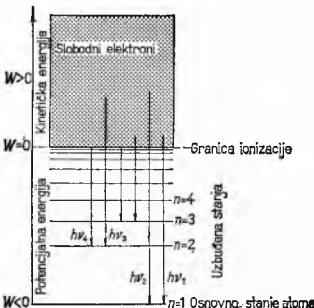
Rekombinacija iona s elektronima. Analogno gore spomenutim ionskim procesima, rekombinacija elektronā s ionima stabilizira se putem sudara s trećim tijelom, emisijom zračenja ili disocijacijom molekula.

Među sudarima dvaju tijela najjednostavniji proces je *radijativna rekombinacija* prema jednadžbi



gdje A' označava uzbudeni atom ili atom u osnovnom stanju.

Razlika početne i konačne unutrašnje energije čestica plus kinetička energija elektrona, $e(V_i - V_n) + \Delta\epsilon$, emitira se kao elektromagnetsko zračenje. Slika 13 prikazuje termnu shemu



Sl. 13. Rekombinacija iona s elektronima. Termna shema atoma i slobodnih elektrona

najveće energije elektrona je mala u poređenju s ionizacionim potencijalom, koeficijent rekombinacije za proces $H^+ + e \rightarrow H + h\nu$ obrnuto je proporcionalan glavnom kvantnom broju i $T^{-\frac{1}{2}}$,

$$\alpha(Z=1, T) \sim n^{-1} \cdot T^{-\frac{1}{2}}, \quad (62)$$

Ako je energija elektrona velika, postoji proporcionalnost

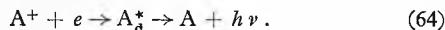
$$\alpha(Z=1, T) \sim n^{-3} \cdot T^{-\frac{3}{2}} \left[\ln \frac{n^2 T}{b} + C + f(T) \right], \quad (63)$$

gdje su b i C konstante, a $f(T)$ polinom u T .

Vrijednosti za α kreću se od $5 \cdot 10^{-16}$ (na temperaturi od $64\,000\text{ }^{\circ}\text{K}$ i $n = 12$) do $10^{-12}\text{ cm}^3/\text{s}$ (na sobnoj temperaturi i za $n = 1$).

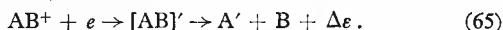
Za složenije ione se koeficijent α izračunava na osnovu Klein-Rosselandovog principa detaljnog uravnotežavanja, koji izriče da je u ravnoteži ukupni broj čestica koje napuštaju neko kvantno stanje u jedinici vremena jednak broju čestica koje to stanje napušaju inverznim procesom. Proses suprotan radijativnoj rekombinaciji je *fotoionizacija*; poznавajući udarni presjek za fotoionizaciju može se odrediti koeficijent α na osnovu navedene teorije.

Poseban tip radijativne rekombinacije je *dielektronska rekombinacija*. U tom se procesu formira atom A_d^* , u kojem su dva elektrona u uzbudenom stanju; ukupna energija takvog kratkovjekog uzbudenog atoma veća je od energije ionizacije i njegova deeksitacija može rezultirati u emisiji zračenja ili ponovnoj ionizaciji. Proces se može izraziti jednadžbom



Koeficijenti dielektronske rekombinacije redovito su mali.

Disocijativna rekombinacija. Rekombinacijom molekule i elektrona može nastati kratkovjeka uzbudena molekula, koja se nakon vrlo kratkog vremena raspada dajući jedan uzbuden atom i atom u osnovnom stanju:



Razlika energije ionizacije i sume energija uzbude atoma i disocijacije molekule predaje se atomima u obliku kinetičke energije, $\Delta\epsilon = e(V_i - V_{exc} - V_{dis})$.

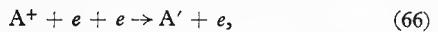
Vjerojatnost disocijativne rekombinacije redovito je vrlo velika. U tablici 5 prikazane su neke vrijednosti koeficijenta α za taj proces. Iz vrijednosti u toj tablici proizlazi da su udarni presjeci

za rekombinaciju reda veličine 10^{-14} do 10^{-15} cm^2 , dakle znatno veći od plinskokinetičkih.

Tablica 5
KOEFICIJENT DISOCIJATIVNE REKOMBINACIJE α ZA NEKE PLINOVE

Rekombinacija	$\text{He}_3^+ + e$	$\text{N}_2^+ + e$	$\text{O}_2^+ + e$	$\text{Ne}_2^+ + e$	$\text{Ar}_2^+ + e$	$\text{Kr}_2^+ + e$
$\alpha, \text{ cm}^3/\text{s} \cdot 10^8$	0,410	28	17	22	67	100

Rekombinacija triju tijela. Pri gustočama plazme većim od $\sim 10^{14}/\text{cm}^3$ osnovni mehanizam gubitaka nosilaca elektriciteta, u odsutnosti negativnih iona, jesu procesi prema jednadžbi



s koeficijentom rekombinacije $\alpha \approx 10^{-10}\text{ cm}^3/\text{s}$, i proces prema jednadžbi



čiji je koeficijent α procijenjen na bazi Thomsonove teorije na $10^{-11} \rho \text{ cm}^3/\text{s}$, gdje je ρ tlak plina u milimetrima živinog stupca.

U području srednjih gustoća plazme dolazi do složene kombinacije radijativnih i sudarnih rekombinacija, tzv. sudarno-radijativne rekombinacije.

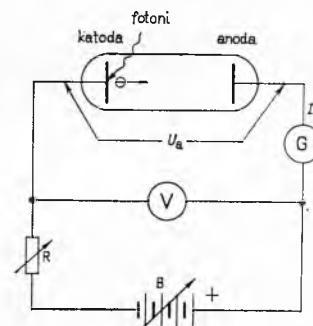
Koeficijenti rekombinacije mijere se u plinu ioniziranom kratkotrajnim intenzivnim impulsom X-zrak, na osnovu brzine opadanja gustoće nosilaca elektriciteta; to opadanje mjeri se na osnovu apsorpcije elektromagnetskih valova, valne dužine 8 mm do 10 cm, a osim toga masenospektrometrijski i elektročimski sondama. Za određivanje koeficijenata trojne rekombinacije potrebno je postići veće gustoće ioniskih parova, te se plin ionizira snažnim impulsnim izbijanjem kratkog trajanja. Kod mjerjenja koeficijenta α treba uzeti u obzir i gubitke nosilaca elektriciteta koji nastaju uslijed difuzije, te odatle slijedi potreba da se odredi koeficijenti difuzije i rješi difuziona jednadžba za datu eksperimentalnu geometriju. Tačnost ispitivanja je time dakako smanjena.

U najnovije vrijeme izvršena su mnoge tačnja mjerenja rekombinacionih koeficijenata na taj način što se plazma konfina u magnetskom polju (magnetska boča) i tako isključuje utjecaj difuzije za vrijeme mjerjenja. Takva ispitivanja vršena su na stelaratorima i nekim drugim uređajima za dobivanje visokotemperaturne plazme.

Oblici električnih izbijanja u plinovima

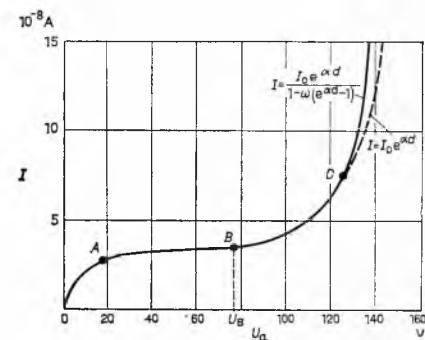
Townsendovo nesamostalno izbijanje je električno izbijanje u plinovima koje se pojavljuje između katode i anode (sl. 14) ako se katoda osvetlji ultravioletnim svjetlom ili nekim drugim izvorom elektromagnetskog zračenja. Ako

se jakosti struje koje se očitaju na galvanometru G nanesu kao ordinate a naponi koje pokazuju voltmeter V kao apscise, dobije se krivulja (sl. 15) koja pokazuje struju kao funkciju napona. Od tačke O do tačke A struja se povećava približno proporcionalno naponu. Kad svi fotoelektroni koje ioniziraju zračenje izbaciti iz katode stižu na anodu, struja ostaje usprkos daljnjem porastu anodnog napona U_a (u području A-B) praktički konstantna (struja zasićenja). Zbog malog anodnog



Sl. 14. Sklop za ispitivanje Townsendovog i tinjavog pražnjenja u plinovima

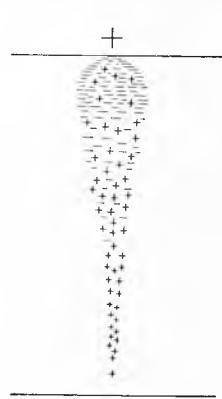
naponu električno polje u tom području još ne ubrzava elektrone do te mjerje da bi moglo doći do ionizacije neutralnih molekula, i tako do povećanja struje ($I \leq 10^{-10}\text{ A}$), pa zbog toga i ne dolazi



Sl. 15. Naponsko-stručna karakteristika Townsendovog pražnjenja

do deformacija polja gomilanjem nosilaca elektriciteta. Ovo se područje primjenjuje u ionizacionim komorama.

Povećava li se dalje anodni napon U_a , struja I počevši od tačke B počinje rasti, isprva sporo a zatim sve brže, jer raste ionizacija neutralnih molekula. Elektrone izbačene iz katode električno polje ubrzava toliko da dolazi do eksitacije i ionizacije molekula plina.



Sl. 16. Postanak elektronske lavine

Sekundarni elektroni oslobođeni pri ionizaciji molekula također su ubrzani u polju i tako dolazi do razvoja ionizacione lavine (sl. 16). Kvantitativni opis pojave dao je J. S. E. Townsend. Elektron ubrzan u dovoljno jakom polju dostiže energije veće od 10 eV i stvara na jedinici puta a novih elektrona i isto toliko pozitivnih iona. Porast broja ionskih parova po jednom elektronu na putu dx iznosi adx . Za N ionizirajućih elektrona porast daje jednadžbu

$$dN = N a dx.$$

Integriranjem te jednadžbe u granicama od $N = N_0$, kad je $x = 0$, do $N = N$, kad je $x = d$, nalazi se da je ukupni prirost novih elektrona

$$N = N_0 e^{ad}, \quad (68)$$

gdje N_0 znači broj primarnih iz katode izasljenih elektrona, a d razmak. Pomnože li se obje strane jednadžbe (68) s nabojem elektrona, dobiva se jakost struje elektrona na udaljenosti d od katode:

$$I = I_0 e^{ad}. \quad (69)$$

Koefficijent a , nazvan *prvi Townsendov koefficijent*, ovisi o raspodjeli energije elektrona i od udarnih presjeka za ionizaciju molekula putem elektronskih sudara. Ovisnost koefficijenta a o jakosti električnog polja E i tlaku plina p može se izraziti po luempirijskom relacijom

$$a = A p e^{-B p/E}, \quad (70)$$

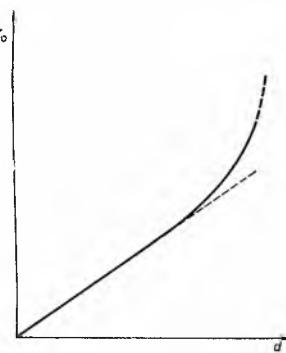
gdje su A i B konstante koje vrijede za dani sastav plina u ograničenom intervalu parametra E/p .

Lavina koja nastaje među elektrodama u homogenom polju, pri emisiji jednog fotoelektrona sa katode, sastoji se od praktički istog broja elektrona i pozitivnih iona. Budući da je masa elektrona za 3-4 reda veličine manja od mase pozitivnih iona, brzina kretanja elektrona u smjeru polja je za ~2 reda veličine veća od brzine usmjerjenog gibanja iona. Elektroni u lavini kreću se brzinom od $\sim 10^5$ m/s prema anodi, ostavljajući za sobom oblak pozitivnih iona, koji se relativno sporo gibaju prema katodi. Uslijed toga raspodjela gustoće iona i elektrona nije jednaka (sl. 16).

Dok je struja izbijanja mala, $< 10^{-8}$ A, izobličenje električnog polja uslijed prostornih naboja zanemarljivo je. U tom području rade fotočelije punjene plinom. Kod struja $> 5 \cdot 10^{-8}$ dolazi do nagomilavanja pozitivnih iona pred katodom i time do jačanja električnog polja u toj zoni. Sekundarni elektroni emitiraju se sa katode ionskim bombardiranjem i ubrzavaju u zoni pozitivnog prostornog naboja. Oni dakle povećavaju struju elektrona sa katode nastalu djelovanjem vanjskog ionizirajućeg zračenja.

Porastom gustoće prostornog naboja pred katodom izbijanje postaje sve manje, ovisno o vanjskom ionizirajućem zračenju.

Townsendovo samostalno izbijanje nastaje prelazom iz samostalnog kad su polja dovoljno jaka i ili međuelektrodni razmaci dovoljno veliki, te struja porastu na $\sim 10^{-7}$ A. To se očituje najčešće odstupanjem ovisnosti $\ln I/I_0 = f(d)$ od linearnosti (sl. 17). Struja Townsendovog izbijanja izražena je



Sl. 17. Povećanje struje pražnjenja pri povećanju udaljenosti elektroda

tada jednadžbom

$$I = I_0 \cdot \frac{e^{ad}}{1 - \omega(e^{ad} - 1)}, \quad (71)$$

gdje je koefficijent ω definiran jednadžbom (32). Odstupanja od jednadžbi (68) i (69) su veća što je ionizacija intenzivnija, dakle što je parametar E/p veći. Do porasta koefficijenta ionizacije može doći osim toga Penningovim efektom i fotoionizacijom (v. Stvaranje nosilaca elektriciteta u ovom članku).

Daljim jačanjem struje I dolazi do neke kritične vrijednosti ($\sim 10^{-6}$ A) pri kojoj samostalno Townsendovo izbijanje postaje nestabilno, te uz pojavu iskre naglo prelazi u subnormalno tinjavo izbijanje (koje se u engleskoj literaturi često naziva tamnim izbijanjem).

Kriterij nestabilnosti proizlazi neposredno iz jednadžbe (71). Kad nazivnik te jednadžbe teži nuli, dakle kad je

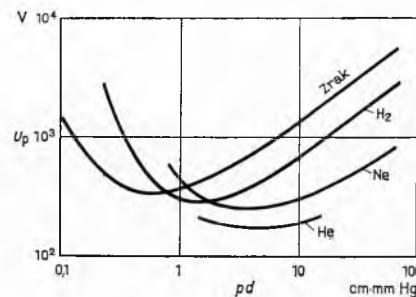
$$\omega(e^{ad} - 1) = 1, \quad (72)$$

struja naglo poraste. Samostalno Townsendovo izbijanje nalazi primjenu npr. u kemijskoj tehnologiji za proizvodnju ozona.

Električna iskra je nestabilna irreverzibilna pojava pri kojoj plin prelazi iz stanja loše električne vodljivosti u stanje dobre vodljivosti. Oblik i brzina formiranja iskre ovisi o tlaku plina p i o razmaku elektroda d ; vrijednost probognog napona, međutim, ne ovisi posebno o tlaku p plina i posebno o razmaku d između elektroda, već je za njega mjerodavan produkt ovih dviju veličina:

$$U_p = f(p d). \quad (73)$$

Sl. 18 pokazuje tu ovisnost za nekoliko različitih plinova (*Paschenove krivulje*); karakteristično je da za svaki plin postoji jedna vrijednost $p d$ pri kojoj je probogni napon najmanji.



Sl. 18. Ovisnost probognog napona U_p o produktu $p d$ (p tlak plina, d razmak elektroda)

Formiranje iskre pri manjim vrijednostima $p d$. Ako je vrijednost produkta $p d \lesssim 500$ cm · mmHg = 650 N/m, iskra ima difuzne oblike i razvija se putem lavina. Za formiranje iskre slijedom lavina potrebno je da broj ionskih parova koji nastaju pri prolazu jedne elektronske lavine bude dovoljno velik da izazove emisiju sekundarnih elektrona iz katode i time kumulativno sve veći broj novih lavina.

Uvjet za formiranje iskre u homogenom električkom polju dan je Townsendovim kriterijem nestabilnosti tamnog električnog izbijanja (jednadžba 72). Ako je homogenost polja narušena formiranjem prostornog naboja, kriterij se modificira u

$$\omega \int_0^d \exp[a(x) dx] - 1 = 1, \quad (74)$$

gdje je koefficijent ionizacije a funkcija od x , jer se i jakost električnog polja mijenja sa x . U jednadžbi (14) je $\omega \ll 1$, a eksponentijalni član u času proboga $\gg 1$, te se gornja jednadžba pojednostavljuje u

$$\omega \exp \int_0^d a(x) dx \geq 1, \quad (75)$$

odnosno u homogenom polju

$$\omega e^{ad} \geq 1. \quad (76)$$

Ispitivanja su pokazala da uz $p d \lesssim 500$ cm · mmHg = 650 N/m napon proboga U_p ovisi o sekundarnoj emisiji sa katode, u skladu s osnovnom pretpostavkom teorije Townsenda i Rogovskoga.

ELEKTRIČNA PRAŽNJENJA U PLINOVIMA

Poznавајући оvisnost veličina a/p i ω o omjeru E/p može se na osnovu jednadžbe (74), odnosno (75), izračunati U_p . Tako dobivene vrijednosti u dobroj su saglasnosti s eksperimentalnim podacima.

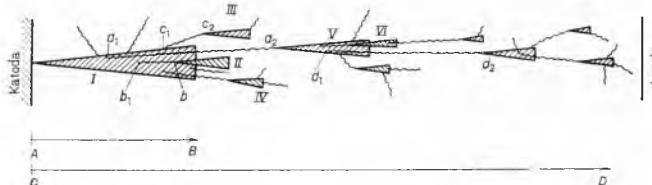
Formiranje iskre pri većim vrijednostima p/d . Kad se vrijednost p/d povećava, dolazi do pojave koje nisu u skladu s pretpostavkama u naprijed spomenutim jednadžbama (72) do (76). U području velikih vrijednosti p/d probajni napon U_p više nije ovisan o sekundarnoj emisiji elektrona s katode, niti o njegovim svojstvima, a formiranje iskre traje kraće nego prolaz jedne lavine kroz međuelektrodni prostor. Iskra se razvija duž jasno ocrtanih svjetlećih odlično vodljivih kanala, tzv. *strimer* (engl. streamer).

Istražujući mehanizam formiranja električne iskre u Wilsonovoj komori H. Raether je zamičio da lavina može u nekoj tački međuelektrodnog prostora iznenada preći u strimer, koji nastavlja kretanje brzinom od $\sim 10^8$ m/s, dakle 10 puta brže od lavine.

U teoriji koju su razvili 1940 T. M. Meek i L. B. Loeb polazi se od činjenice da je razvoj strimera ovisan isključivo o ionizacionim procesima u plinu i da sekundarni procesi na katodi nemaju utjecaja. Prema teoriji Meeka do pojave strimera dolazi u trenutku kad lokalna jakost polja E_v na čelu lavine dostigne jakost međuelektrodnog polja E . Lokalna jakost polja iznosi:

$$E_v = 5,3 \cdot 10^{-8} \frac{a \text{ exa}}{\sqrt{x/p}} [\text{V/m}]. \quad (77)$$

x je u gornjoj brojčanoj jednadžbi put koji prevali lavina prije pojave strimera. Kritična gustoća naboja u čelu lavine, iznad koje dolazi do formiranja strimera, iznosi $\sim 8 \cdot 10^{17}$ iona/m³.



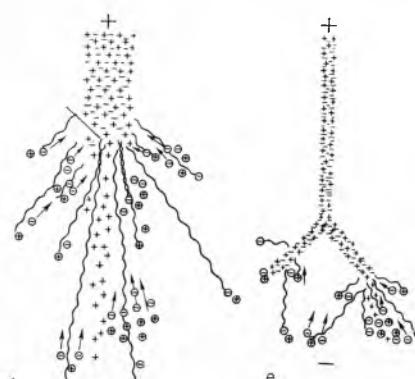
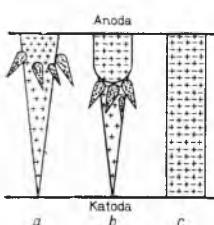
Sl. 19. Lavine u međuelektrodnom prostoru i postanak strimera. a_1, b_1, c_1, d_1 uzbudene molekule koje zrače fotone; a_2, b_2, c_2, d_2 elektroni stvoreni fotoionizacijom u plinu; I primarna lavina; II, III, IV, V, VI sekundarne lavine

Zbog razlike gibrljivosti iona i elektronu dolazi tokom razvoja lavine do njihovog postepenog razdvajanja i formiranja prostornih naboja. Vjerojatnost da će prostorni naboje imati gustoće dovoljne za razvoj strimera to je veća što su tlak i međuelektrodni razmak veći. Prostorni naboje praćeni pripadnim električnim poljem deformiraju početno polje, pojačavajući ga naročito u smjeru smerala lavine.

Molekule plina u lavini uzbudene su elektronskim sudarima te emitiraju spontanim prelazima, između ostalog, ultravioletne fotone znatne energije (između 10 i 50 eV). Uslijed toga dolazi do fotoionizacije molekula ispred i oko lavine. Elektroni nastali fotoionizacijom ubrzani su u okolnom polju lavine i čim dostignu dovoljnu energiju stvaraju nove sekundarne lavine.

U slučaju pozitivnog strimera te sekundarne lavine rastu prema vrhu osnovne lavine, slijevajući se u nju i izgradujući je (sl. 19). Na taj način formira se kanal pozitivnog strimera, koji se širi od anode prema katodi velikom brzinom (sl. 20). Za rast pozitivnog

Sl. 20. Postanak i formiranje pozitivnog strimera. a do c shematski prikaz događaja, d i e detaljni prikazi procesa



strimera efikasni su samo oni fotoelektroni koji nastaju u području gdje prevladava djelovanje polja E_v .

Kanali koji se formiraju na katodi i kreću prema anodi zovu se negativni strimeri. Negativni strimer se razvija putem sekundarnih lavina koje se udaljuju od vrha strimera. Te lavine mogu potjecati od ubrzanja fotoelektrona nastalih pred strimerom ili od elektrona emitiranih iz vrha negativnog strimera; negativni strimer se naime ponaša kao virtualna katoda.

Strimeri imaju oblik tankih grančica. Struktura pozitivnih strimera oštro se ocrta, a struktura negativnih strimera nešto je zamudena (sl. 21). Faze postanka iskre snimljene rotirajućom



Sl. 21. Strimeri; lijevo pozitivni, desno negativni

kamerom pokazuju sl. 22. Na slici se jasno vide pozitivni i negativni strimeri.

Razvoj strimera ima statistički karakter jer ovisi o vjerojatnosti fotoionizacije i vjerojatnosti rasta sekundarnih lavina. Fotoionizacija eksponencijalno raste s porastom gustoće plina i zato se izazvati, vrlo svjetli strimeri pojavljuju pri višim tlakovima. U skladu s gornjim predodžbama Loeb daje ovaj kriterij za formiranje strimera:

$$K f e^{\alpha x} = 1. \quad (78)$$

K je vjerojatnost da foton emitiran iz vrha strimera bude apsorbiran u plinu na udaljenost x od strimera; x je manji od doseg dјelovanja prostornog naboja nagomilanog u vrhu strimera i fotoelektroni koji nastaju unutar udaljenosti x od čela strimera formiraju lavine koje se stječu u vrhu strimera; f je omjer broja ionizirajućih kvantana emitiranih iz vrha strimera i broja iona koji nastaju u čelu strimera u jedinici vremena; α' je efektivna vrijednost koeficijenta ionizacije u nehomogenom polju koje nastaje vektorskim zbrajanjem jakosti polja E i E_v .

U području velikih vrijednosti parametra p/d probajni naponi proračunati prema Meekovoj teoriji u dobrom su skladu s eksperimentalnim zapažanjima, a teorija Townsenda i Rogovskoga dosta dobro opisuje fenomene probaja u homogenom ili neznatno deformiranom električnom polju. Izvjesne teškoće u potonjoj teoriji proističu iz primjene jednadžbi za stacionarnu struju na prelazne pojave.

Nakon ionizacije međuelektrodnog prostora, odnosno stvaranja dobro vodljivih kanala, jakost struje izbijanja ovisi o parametru pripadnog električnog kruga, tj. njegovoj impedanciji, o pogonskom naponu itd. Uz slabije struje u krugu izbijanja struja prelazi u tinjavo izbijanje, a uz jače struje nastaje električni luk.

Pojava iskre u tehnici ponekad je korisna, a ponekad štetna. U elektrotehnici iskra je npr. na kolektorima i prstenima električnih strojeva, na električnim kontaktima i drugdje nepoželjna pojava jer s vremenom oštećuje kontaktne plohe i stvara radio-smetnje. Stoga se moraju radi sprečavanja iskrenja primjenjivati posebne zaštitne mjere (v. *Radio-smetnje i njihovo blokiranje*). U drugu ruku iskra se između mjernih kugla može pri visokim naponima upotrijebiti za mjerjenje probajnog napona (v. *Električna mjerena*). Široko je i polje njezine primjene u eksplozionim motorima, gdje služi za paljenje gorive smjese. Na principu iskare rade također iskršta i odvodnici koji služe za zaštitu električnih postrojenja od udara groma i prenapona (v. *Razvodna postrojenja* i *Rasklopna postrojenja*). U visokoenergetskoj fizici čestice se velike energije detek-

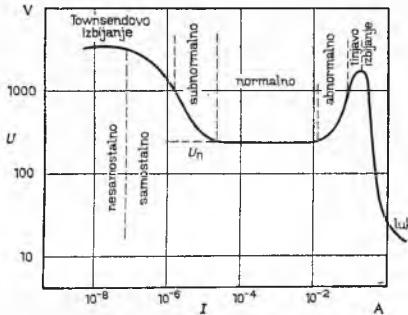


Sl. 22. Iskra snimljena rotirajućom kamerom

taraju u pločastim iskrištim; pri prolazu čestica kroz iskrište ionizira se plin i dolazi do probaja iskre. Takvih primjera korisne primjene iskre moglo bi se navesti još više.

Tinjavo pražnjenje je samostalno pražnjenje, obično u razrijedjenim plinovima, u kojem katoda emitira elektrone zbog kombiniranog djelovanja pozitivnih iona, uzbudenih atoma i fotona na površinu katode. Za održavanje jednom uspostavljenog tinjavog izbijanja nisu potrebni vanjski izvori ionizirajućeg zračenja. Jakost struje pri tinjavom izbijanju znatno je veća nego pri Townsendovom pražnjenju: kreće se između 10^{-4} i 1 A. U tipičnom slučaju tinjavo se izbijanje uspostavlja ako se dvije hladne elektrode, smještene u recipientu u kome tlak plina iznosi $10^{-2} \dots 10^2$ mm Hg ($= 1,3 \dots 1,3 \cdot 10^4$ N/m²), priključe na izvor električnog napona $\sim 200 \dots 400$ V preko serijskog otpornika R koji ograničava struju i stabilizira pražnjenje.

Vrste tinjavog izbijanja. Ako se u sklopu prema sl. 14 promjenljivim otpornikom postepeno povisuje struja, pojavljuje se nakon Townsendovog izbijanja (koje uvijek predstavlja uvod u tinjavo izbijanje) najprije *subnormalno područje tinjavog izbijanja*, koje je



Sl. 23. Strujno-naponska karakteristika tinjavog pražnjenja

slabo vidljivo. Iz sl. 23, koja pokazuje strujno-naponsku karakteristiku izbijanja u plinovima, vidi se da je karakteristika u tom području padajuća (negativna); na donjoj granici karakteristike j, V pojavljuje se nestabilnost i intermitencija izbijanja. Pri dalnjem povećanju struje dolazi se u *područje normalnog tinjanja*. U tom dijelu karakteristike može se struja mijenjati u širokim granicama a da se napon pri tome uopće ne mijenja. Zbog ove osobine tinjalice nalaze raširenu primjenu u elektronici kao elementi za stabilizaciju napona (v. Elektronika). Pri dalnjem povećanju jakosti struje nastupa *područje abnormalnog tinjavog izbijanja*. Ono se pojavljuje kad struja poraste toliko da prostorni naboј pozitivnih iona prekrije cijelu površinu katode. U ovom području napon izbijanja raste proporcionalno jakosti struje.

Katoda je pri normalnom tinjavom izbijanju hladna, pri većim gustoćama struje dolazi do zagrijavanja katode i do lokalnog porasta tenzije metalnih para. Iznad gustoća struje od 10^3 do $5 \cdot 10^8$ A/m² tinjavo izbijanje postaje nestabilno i prelazi u lučno izbijanje uz veliki pad napona među elektrodama. Gustoća struje pri kojoj se pojavljuje nestabilnost tinjavog izbijanja ovisi o sastavu i tlaku plina, a također o sastavu i dimenzijama katode. Uz neke posebne uvjete, na primjer u atmosferi vrlo čistog vodika, tinjavo izbijanje može se medu bakrenim elektrodama održati stabilnim i uz relativno velike struje, 10 i više ampera.

Prostorni naboji, jakost polja i padovi napona. Kao što se vidi iz slike 24 c, prilikom pražnjenja u plinu nastaje koncentracija pozitivnih iona (ρ^+) u blizini katode i elektrona (ρ^-) u blizini anode. Zbog toga se iskrivljuje osnovno električno polje, koje potječe od istosmjernog napona (U_a) priključenog između katode i anode, i električno polje u blizini katode i anode (sl. 24 b) postaje nehomogeno.

Zbog prostornog naboja pred katodom jakost polja E u tom predjelu jako naraste, a povećan je pad napona V . U zoni ovog tzv. katodnog pada napona elektroni emitirani s katode kako se ubrzavaju. U dalnjem dijelu prostora, koji je ispunjen plinom u stanju plazme, jakost polja je minimalna a pad napona linearan. Zbog koncentracije elektrona, ispred anode dolazi opet do pojačanja jakosti polja i povećanog pada napona, tzv. anodnog pada napona.

Katodno područje. U području između katode i negativnog tinjanja jakost polja \vec{E} opada približno linearno s porastom udaljenosti x od katode (sl. 24 b):

$$\vec{E} = \vec{E}_c \left(1 - \frac{x}{d}\right); \quad (79)$$

\vec{E}_c je jakost polja tik uz katodu ($\vec{E}_c = 2 V_c/d$), V_c predstavlja razliku potencijala između tačaka $x = 0$ i $x = d$, a d širinu katodnog pada. Veličina katodnog pada V_c ovisi o sastavu plina i materijalu katode. Diferenciranjem jednadžbe (79) i uvrštenjem diferencijalnog kvocijenta

$$\frac{d\vec{E}}{dx} = \frac{\vec{E}_c}{d} = \frac{2 V_c}{d^2}$$

u Poissonovu jednadžbu za prostorni naboј, $dE/dx = 4\pi\rho$, dobiva se da je gustoća prostornog naboja ρ unutar razmaka d od katode konstantna i da iznosi:

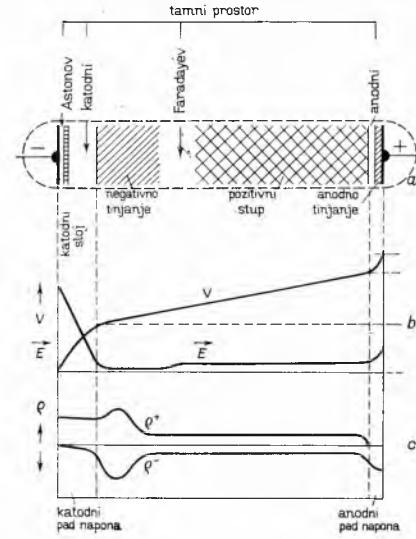
$$\rho = \frac{V_c}{2\pi d^2}. \quad (80)$$

Budući da je gibrivost elektrona mnogo veća od gibrivosti ionâ, a koeficijent sekundarne emisije elektrona sa katode $\gamma \ll 1$, gustoća je elektrona u poređenju s gustoćom pozitivnih iona N_1 zanemarljiva (sl. 24 c). Kako je $\rho^+ = j_1/v_i$, a $j_1 = N_1 e v_i$ (gdje j_1 znači gustoću struje iona a v_i brzinu iona), vrijedi jednadžba

$$N_1 = \frac{V_c}{2\pi e d^2}. \quad (81)$$

Gustoće ionâ u katodnom padu kreću se oko $10^{13} \dots 10^{17}$ / m³, a pad napona, koji znatno ovisi o radu izlaženja elektrona iz katode i efikasnosti njene elektronske emisije, iznosi $60 \dots 400$ V.

Gustoća struje na katodi proporcionalna je tlaku plina, a ovisi osim toga o geometriji elektrode. U šupljoj cilindričnoj katodi gustoća je struje znatno veća nego na planarnoj, uz isti tlak plina i pad napona. Do toga dolazi uslijed boljeg iskorištenja ultra-violetnih fotona putem foto-efekta na stijenkama šupljine; osim



Sl. 24. Tinjavo pražnjenje. a) Slojevi u međuelektrodnom prostoru pri tinjavom pražnjenju, b) jakost električnog polja (E) i potencijal (V) pri tinjavom pražnjenju, c) raspodjela gustoće ρ pozitivnog i negativnog naboja

toga, elektroni, ubrzani u katodnom padu, osciliraju u unutrašnjosti cilindra između zona prostornog naboja, te je plin u okolišu katode jače ioniziran.

Struja je elektrona emitiranih sa katode za $2 \dots 3$ reda veličine manja od struje pozitivnih iona koji stižu na katodu. Pri prolazu elektrona kroz katodni pad dolazi do kumulativne ionizacije i ujet za stabilnost tinjavog izbijanja može se izraziti jednadžbom analognom jednadžbi (72), s time da se uzme u obzir izvjesno dotjecanje pozitivnih iona iz zone negativnog tinjanja.

Tik uz katodu nalazi se *Astonov tamni prostor* (sl. 24 a) u kome elektroni još nemaju dovoljno energije da uzbude molekule plina. Tek u *svijetlosti katodnom sloju* elektroni su dovoljno ubrzani da mogu izazvati ekscitaciju i ionizaciju neutralnih molekula. Uzbudene čestice spontano prelaze u osnovno stanje emitirajući zračenje u vidljivom i ultravioletnom dijelu spektra. U *katodnom tamnom prostoru* elektroni se dalje ubrzavaju, zbog čega vjerovatnost uzbude neutralnih atoma i molekula opada, što ima za posljedicu relativno smanjenje intenziteta vidljivog svjetla u tom pojasu. Istovremeno, međutim, raste vjerovatnost ionizacije i uzbude atomarnih i molekularnih iona. Ekscitirani atomi i ioni intenzivno zrače u vakuum-ultravioletnom području spektra, i to zračenje bitno pridonosi fotoemisiji elektrona sa katode.

Elektroni dožive u katodnom padu, u prosjeku, jedan neelastični sudar s molekulama plina, te ulaze u zonu *negativnog tinjanja* s energijama bliskim eV_c . U toj zoni, koja je ispunjena plazmom, električno je polje slabo. Ovdje bivaju elektroni zakoćeni uslijed sudara s molekulama plina, pa dolazi do intenzivne eksitacije i svijetljenja plina. Spektroskopska i električna mjerjenja pokazuju da u negativnom tinjanju postoje dvije grupe elektrona, jedna brza sa srednjom energijom $5\cdots 20 \text{ eV}$ i jedna sporija s energijom $0,5\cdots 2 \text{ eV}$. Pozitivni ioni koji nastaju u toj zoni kreću se relativno sporo prema katodi i jedan dio ih se gubi rekombinacijom.

U *Faradayevom tamnom prostoru* elektroni su opet jače ubrzani. Polje najprije raste u smjeru anode a onda ostaje praktički konstantno duž cijele dužine pozitivnog stupa. *Pozitivni stup* predstavlja plazmu u kojoj se uz aksijalno električno polje, zbog difuzije ionskih parova i rekombinacije na stijenkama, formira i radikalno električno polje, čija jakost opada od osi pozitivnog stupa prema periferiji. U cilindričkoj geometriji polje se mijenja s udaljenošću od osi kao Besselova funkcija nultog reda.

Gustoća ionskih parova u pozitivnom stepu kreće se u ovisnosti o parametru E/p između 10^{14} i $10^{19}/\text{m}^3$. Temperatura neutralnih molekula i iona u pozitivnom stepu tinjalica za rasvjetu ili naponskih stabilizatorki malo se razlikuje od okolne temperature, dok je temperatura elektrona znatno viša, obično $2\cdot 10^4\cdots 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$.

U abnormalnom tinjavom izbijanju, pri višim tlakovima, temperature elektrona su niže i manje se razlikuju od temperature plina T_g . Pod atmosferskim tlakom T_g može dostići preko $2000 \text{ }^\circ\text{K}$.

Približavanjem elektroda pozitivni se stup može posve isključiti, a da se pri tome izbijanje ne poremeti. Analogni efekt daje sniženje tlaka na $(7\cdots 75)\cdot 10^{-4} \text{ mmHg} \approx 0,1\cdots 1 \text{ N/m}^2$. Katodna zona se tada proširuje na gotovo cijelu izbojnu cijev a pozitivni stup iščezava. To pokazuje da ta zona tinjavog izbijanja nije bitna za njegovo održavanje, ali kako ona pri većim gustoćama struje emitira intenzivno svjetlo uslijed elektronske uzbude molekula, tinjalice s velikim međuelektrodnim razmacima nalaze raširenu upotrebu u rasvjetnoj tehnici.

Između pozitivnog stupa i anode nalazi se zona negativnog prostornog naboja, tzv. *anodno tinjanje*. Ono je odvojeno od pozitivnog stupa vrlo uskim *anodnim tamnim prostorom*, koji se zapaža tek pri niskim tlakovima. Anodno tinjanje u elektropozitivnim plinovima odlikuje se obično malim padom napona. Međutim, ako je anoda malih dimenzija a struja izbijanja relativno velika, anodni pad poraste i može iznositi nekoliko desetaka volta. Dodatkom manjih koncentracija elektronegativnih plinova, kao što su halogeni elementi ili kisik, formiraju se u pražnjenju negativni ioni, a koncentracija slobodnih elektrona opada. Time opada gibrilnost negativnih nosača elektriciteta i zona anodnog tinjanja mnogo se bolje zamjećuje; anodni pad poraste a radikalno polje u pozitivnom stepu zbog istog razloga opada.

Porastom tlaka plina sve zone izbijanja komprimirane su prema katodi, te se pojedine katodne zone teže razaznaju. Sličan efekt ima i porast efikasnosti sekundarne emisije i ionizacije u šupljoj katodi.

Utjecaj magnetskog polja na tinjavu izbijanje sastoji se u tome da se elektroni kreću po spiralnim stazama oko magnetskih silnica. Na taj način raste vjerovatnost ionizacije putem sudara elektrona s molekulama, te je djelovanje magnetskog polja ekvivalentno porastu tlaka plina. Primjenom ove pojave mogu se mjeriti vrlo niski tlakovi (*Penningovo izbijanje*).

Svjetle i tamne pruge u pozitivnom stepu pojavljuju se često poprečno na cilindričnu os tinjalice. Uz male gustoće struje pruge su stacionarne, i to je naročito izrazito u vodiku i nekim inertnim plinovima. Za ovu pojavu, koja se pripisuje nečistoćama u plinu, zasad nema jednoznačnog tumačenja. Uz veće gustoće struje pruge se kreću od anode prema katodi brzinom od $10\cdots 100 \text{ m/s}$. L. Pekarek je pokazao da se radi o ionizacionim valovima i mehanizam pobude tih valova može se smatrati djelomično razjašnjениm.

Druge pojave na elektrodama pri tinjavom pražnjenju. Na katodama prekrivenim tankim izolirajućim slojem, npr. na oksidiranom aluminijumu, do emisije elektrona dolazi uslijed djelovanja jakog električnog polja, koje se obrazuje unutar izolatora; tipičnih zona katodnog pada u tom slučaju nema.

U smjesama plinova dolazi u okolišu katode do obogaćivanja smjese onom komponentom koja ima niži ionizacioni potencijal. Pojava nastaje uslijed kataforeze, a njome se koriste za razdvajanje, čišćenje i analizu inertnih plinova.

Uslijed ionskog bombardiranja katodni materijal se raspršuje. Sa površine katode su izbačeni atomi znatnom brzinom, te se površine u blizini katode prekrivaju slojem raspršenog metala. Pojava se primjenjuje pri metaliziranju površina i za čišćenje površine gorivnih elemenata prije upotrebe u nuklearnim reaktorima.

Kvantitativna teorija katodnih fenomena složena je te nailazi, zbog matematičkih komplikacija i pomanjkanja relevantnih podataka, na dosta teškoća. Teorija pozitivnog stupa u novije vrijeme znatno napredovala, proširilo se poznavanje elektronskih i ionskih oscilacija, a relacije za homogeni pozitivni stup u saglasnosti su s eksperimentima.

Primjena tinjavog pražnjenja u tehnici. Najvažnije su u tehnici različne primjene tinjalica.

Tinjalice su sijalice napunjene razrijedjenim neonom tlaka $\sim 10 \text{ mmHg} (= 1300 \text{ N/m}^2)$ s katodom velike površine i malom anodom, a služe kao svjetlosni indikatori. Njihov je potrošak malen, a mogu se priključiti izravno na mrežni napon. Stabilizatori napona su cijevi s više elektroda među kojima vlada konstantan napon jednak otprilike katodnom padu (npr. 90 V). On ostaje približno stalan i pri različnim jakostima struje sve dok ona ne prekoraci dozvoljenu granicu i ne nastupi abnormalno tinjavo izbijanje. Na principu tinjalica rade i različni pokazivači brojaka u električnim brojačima. Postoje i tinjalični brojači, (npr. dekatroni). Uz odgovarajući RC-sklop mogu tinjalice služiti kao generatori pilastog napona. One se u manjoj izvedbi upotrebljavaju i kao osigurači prepunapona, npr. u telefonskim instalacijama.

Svjetlo pozitivnog stupa iskorišćava se u visokonaponskim rasvjetnim cijevima koje služe prvenstveno za reklamne svrhe (neonska reklama).

Korona je samostalno pražnjenje između dvije elektrode od kojih jedna ili obje imaju tako mali radijus zakrivljenosti da je električno polje u neposrednom okolišu elektrode mnogo jače nego u ostalom dijelu međuelektrodnog prostora. Elektrodu na kojoj se pojavljuje korona obično okružuju snopovi tinjajućeg svjetla poput krune (lat. corona, odatle i ime pojave). Prilikom pražnjenja koronom čuje se obično karakteristično siktavo šustanje.

Korona se može smatrati posebnim oblikom tinjavog izbijanja u kojem nedostaju negativne ili pozitivne zone, već prema tome da li je elektroda malog radijusa zakrivljenosti pozitivnog ili negativnog predznaka. No za razliku od tinjavog izbijanja jakost struje u koroni ne ovisi o otporu u vanjskom strujnom krugu, već jedino o vodljivosti plina i prostornom naboju koji ograničuje struju izbijanja.

Korona se pojavljuje i pod niskim tlakovima, ali ona je izrazit tek pri relativno velikim gustoćama plina ($\gtrsim 10 \text{ mmHg} = 1333 \text{ N/m}^2$). Tada se u okolišu površine s jakim električkim poljem pojavljuje tinjanje. Izvan zone tinjanja, u tzv. vanjskom području korone, jakost polja je preslabla te ne dolazi do formiranja novih ionskih parova uslijed sudarnih procesa. Ako se tinjanje pojavljuje samo na jednoj od elektroda, u vanjskom području korone prisutni su praktički samo ioni onog predznaka koji ima koronirajuću elektrodu.

Do pražnjenja koronom dolazi zbog nehomogenosti električnog polja u blizini jedne ili obje elektrode. U blizini elektroda koje imaju jako mali radijus zakrivenosti, npr. ispred šiljaka, duž tanke žice ili oštih bridova, pojavljuje se, naime, u odnosu na preostali međuelektrondni prostor, zbijanje električnog polja i u vezi s time znatno povećanje njegove jakosti. Za pojavu korone mjerodavan je omjer između međuelektrondnog razmaka i radijusa zakrivenosti elektrode. Ako je taj omjer veći od neke karakteristične vrijednosti koja ovisi o konfiguraciji polja i gustoći plina, dolazi do korone, a ako je manji, do proboga iskrom s prelazom na tinjavo ili lučno izbijanje, u ovisnosti o parametrima kruga pražnjenja.

Korona se može pojaviti na negativnoj elektrodi (negativna korona) i na pozitivnoj elektrodi (pozitivna korona). Ove dvije pojave su i po izgledu i po svojim karakteristikama različite. Prema okolnostima i uslovima pod kojima se ona javlja, korona može biti stacionarna, tj. neprekidna pojava ili se zbog djelovanja prostornih naboja pojavljuje kao intermitentno, impulsno pražnjenje.

U pozitivnoj koroni bivaju elektroni iz međuprostora, gdje se stvaraju pretežno fotoionizacijom, privučeni prema pozitivnoj elektrodi. Oni tek u blizini elektrode, u polju veće jakosti, steknu dovoljnu kinetičku energiju za uzbudivanje i ionizaciju neutralnih molekula. Njihovo djelovanje raste s približavanjem elektrodi a s time raste i zračenje uzbudenih čestica u zoni tinjanja. Upravo emisija ovih čestica znatno pridonosi stvaranju novih elektrona u međuprostoru putem fotoionizacije. Elektroni se u pozitivnoj koroni koncentrično slijevaju u pozitivnu elektrodu, dok pozitivni ioni odlaze prema drugoj, tj. negativnoj elektrodi. Pri pozitivnoj koroni zapažaju se svjetleće niti koje ulaze u elektrodu (sl. 25).



Sl. 25. Pozitivna korona u argonu pri jakosti polja koja je neznatno manja od probognog napona

Pri negativnoj koroni elektroni se šire iz katode prema međuprostoru. Na prvom dijelu svog puta, čim dobiju dovoljnu brzinu, oni vrše kumulativnu udarnu ionizaciju plina, ali čim predu iz polja veće jakosti u međuelektrondno polje, ova pojava prestaje. Ovdje se oni djelomično uhvate na neutralnim molekulama stvarajući negativne ione koji putuju prema anodi. Svetlosne pojave su u negativnoj koroni više maglovita izgleda.

Korona se pojavljuje kad je jakost polja iznad kritične vrijednosti E_k , koja ovisi o obliku i dimenzijama elektroda i o gustoći plina. Za koaksialne cilindrične elektrode, u zraku, E_k je dan empirijskom jednadžbom F. W. Peeka:

$$E_k = 3,1 \cdot 10^3 \delta \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{\delta r}} \right) \left[\frac{kV}{m} \right], \quad (82)$$

gdje je δ relativna gustoća zraka u odnosu na njegovu gustoću pri standardnim uvjetima, a r je polumjer elektrode. Analogne jednadžbe mogu se postaviti i za druge geometrije.

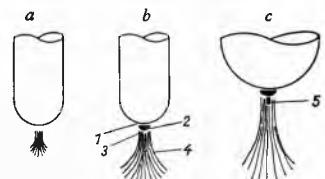
Izbijanje između pozitivnog metalnog šiljka i planarne elektrode detaljno je istraženo. Pokazalo se da se korona u zraku pojavljuje ako je reducirano polje E/p dovoljno kako da sprječi zahvat i pridruživanje elektrona neutralnim molekulama u neposrednoj blizini šiljka (tj. od njegove površine do udaljenosti 0,1 mm od njega). Pri pozitivnoj koroni na šiljku, u zraku, raste struja s naponom kako pokazuje karakteristika $U I$ na sl. 26. Nešto ispod kritične jakosti polja E_k i početnog napona U_k pojavljuju se slabe struje reda veličine $10^{-7} A$ koje potječu od ionizacije putem elektronskih sudara i nastajanja slabih lavina. Prolaz lavina može se razmjerno lako mjeriti osciloskopski. Broj elektrona u pojedinoj lavini iznosi $10^{4\cdots 10^8}$, a pojedini lavinski impulsi traju $\sim 10^{-3}$ sekundi; oni se sastoje od niza slabijih elektronskih lavina. Ti impulsi praćeni su mnogo kraćim impulsima veće amplitude, sa $\sim 10^{10}$ elektrona u impulsu, koji nastaju formiranjem strimera dužine $0,3\cdots 2$ cm. Iznad kritičnog potencijala V_k prestaje intermitencija i impulsna korona prelazi u stacionarnu. Daljnjim porastom napona struja raste a širina tinjave zone oko šiljaka se povećava. Kad napon na šiljku poraste iznad kritične vrijednosti U_s , ponovo se pojavljuju strimeri i konačno dolazi do probijanja iskre među elektrodama. Uz velike međuelektrondne razmake, šiljak se okružuje snopom sjajnih strimera koji izgledaju kao snop traka (trakasto izbijanje), ali strimeri ne sežu do katode.

Mehanizam pražnjenja pri negativnoj koroni. Procese u negativnoj koroni na metalnom šiljku u zraku detaljno je ispitao G. W. Trichel i predložio ovaj model: uz dovoljno jako polje slučajni pozitivni ion ubrzani na šiljak izaziva emisiju jednog elektrona i time počinje Townsendov mehanizam lavina. Formiranjem prostornog naboja polje oko šiljka postaje slabije i lavina se gasi. Elektroni gube energiju sudarima, formiraju negativne ione u hvatom na molekulama kisika i kreću se s nastalim ionima prema anodi. Pozitivni ioni kreću na katodu, ali ne uzrokuju emisiju elektrona sve dok se prostorni naboje ne razrijedi i jakost polja ne poraste na početnu vrijednost. Posljednji ion izaziva novu lavinu. Na taj način nastaju impulsi koji su dobili ime po G. W. Trichelu.

U negativnoj koroni pojavljuju se neke od karakterističnih katodnih zona tinjavog izbijanja, posebno negativno tinjanje i Faradayev tamni prostor; tamni katodni prostor mnogo je slabije izražen (sl. 27). Katodni pad lokaliziran je oko pojedinih tačaka katodne površine i gustoće struje na katodi su znatne. Pri vrlo jakim poljima sa šiljka se rasprostiru strimeri koji intenzivno svijetle. Izbijanje je intermitentno i odatle razni akustički efekti. Negativni ioni koji se kreću u vanjsko područje korone mogu izazvati zamjetljivu turbulenciju zraka, tzv. električni vjetar.

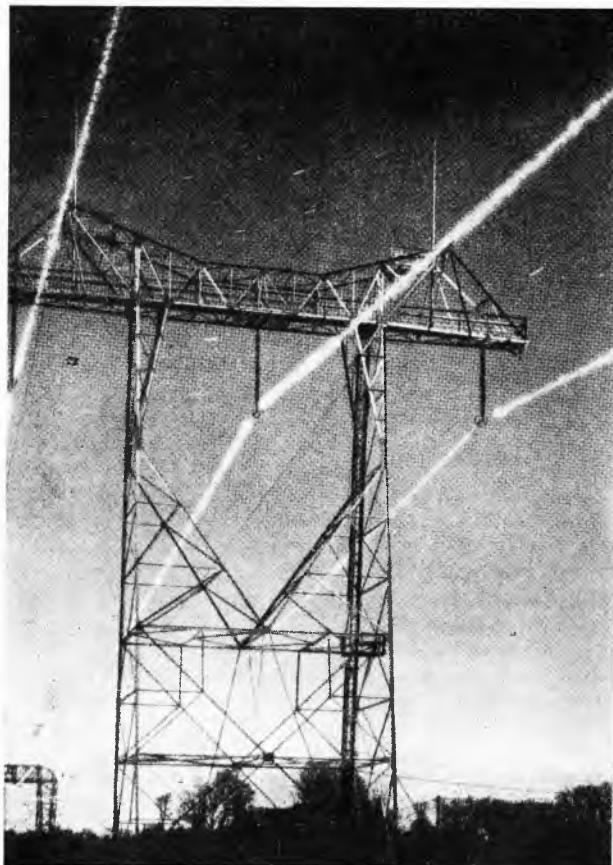
Pojave korone u prirodi i tehnici. Korona se zamjećuje za oluja na vrhovima gromobrana, na ivicama visokih željeznih tornjeva, na jarbolima brodova na moru i na drugim šiljastim predmetima u prirodi; ona ima izgled svijetlećih kruna ili traka. Nekada se korona na jarbolima brodova nazivala i vatrom sv. Elma. Kao

Sl. 27. Shematski prikaz negativne korone. a Početak stvaranja korone, b tipična pulzirajuća korona, c korona koja se javlja pri povišenju napona i povećanoj struci. 1 Katodni tamni prostor, 2 negativno tinjanje, 3 Faradayev tamni prostor, 4 pozitivni stup i 5 strimer



štetna pojava, korona se pojavljuje na dalekovodima najviših naponi. Ona za određen dalekovod ograničava najviši pogonski napon, jer gubici zbog korone mogu biti zнатни (i do 10% snage koja se prenosi). Izgled umjetno izazvane korone na eksperimentalnom dalekovodu prikazuje sl. 28. Radi suzbijanja korone na dale-

kovodima povećava se promjer vodiča ili se umjesto jednog vodiča upotrebljava više njih, koji se na odgovarajući način rasporede (v. Dalekovodi). Na principu korone rade elektrofiltrti (elektrostatički precipitatori) za čišćenje plinova (v. Čišćenje plinova).



Sl. 28. Korona na eksperimentalnom dalekovodu

Pojava korone iskorišćava se i u nekim stabilizatorima i djeliteljima visokih napona. Na principu impulsne korone rade Geiger-Müllerovi brojači.

Električni luk je samostalno izbijanje u plinovima koje nastaje između dvije elektrode, a odlikuje se malim katodnim padom napona (~ 10 V) i velikom gustoćom struje u zoni katodnog prostornog naboja. Po prirodi procesa koji se u njemu odvijaju, luk ima neke sličnosti s tinjavim izbijanjem, a razlikuje se od njega uglavnom po katodnim procesima i po visokim temperaturama koje se javljaju na elektrodama i u pozitivnom stupu.

Vrste električnog luka. Svi električni luki po svom sastavu i po procesima koji se u njima odvijaju nisu jednaki. Razlike se javljaju u ovisnosti o materijalu katode i o tlaku plinskog medija u kome luk gori. Prema materijalu katode oni se dijele na luke s vrućom katodom (npr. lukovi s katodama od ugljena ili volframa) i lukove s hladnom katodom (npr. s katodom od žive ili bakra). U prvom je slučaju materijal elektrode teško talijiv, pa se prilikom gorenja jako zagrije, u drugom se slučaju materijal katode tali na relativno niskim temperaturama i lako se isparava. Konačno treba spomenuti luke gdje se katoda grijanjem izvana užari i tako postiže termoionska emisija elektrona. Takav luk, međutim, ne predstavlja više samostalno pražnjenje.

Prema tlaku plinskog medija razlikuju se luki koji gore u razrijedenim plinovima i metalnim parama (npr. pod tlakom ~ 10 mmHg $\approx 1,0 \cdot 10^3$ N/m²), luki koji gore pod višim tlakovima (od ~ 1 atm $\approx 1,0 \cdot 10^5$ N/m²; živine sijalice, lučnica, lučne peći) i luki koji gore pod najvišim tlakovima (10..1000 atm = $= 10^6 \dots 10^8$ N/m²; npr. živine i ksenonske sijalice).

Dijelovi luka. U različnim vrstama luka svi njegovi dijelovi nisu uvijek jednako kako izraženi, a ponekad neki dio uopće ne postoji. U luku se razlikuju ova područja: katodna mrlja koja

predstavlja sloj pozitivnog prostornog naboja, tamni prostor koji odgovara Faradayevom prostoru pri tinjavom izbijanju, i pozitivni stup. Oko luka pojavljuju se ponekad i aureole sastavljene od užarenih plinova.

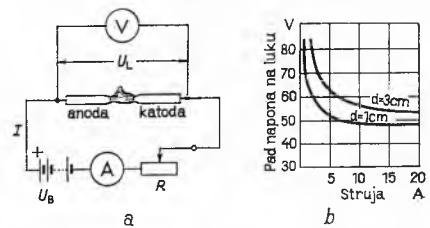
Katodna mrlja je svjetli oštros ograničeni dio površine katode koji predstavlja izvor elektrona. U vrućim lukovima ona miruje i praktički se ne zamjećuje, u hladnim lukovima ona je blještavo sjajna i stalno se premešta. U sloju prostornog naboja i neposredno iznad njega odigravaju se svi procesi koji uvjetuju održavanje luka. Poslije tamnog prostora, koji je izražen samo u niskotlačnim lukovima, slijedi pozitivni stup, čija plazma ispunjava sav prostor do anode.

Paljenje luka može se izvršiti na više načina: razdvajanjem kratkotrajno spojenih elektroda, preopterećenjem tinjavog izbijanja ili pomoću dodatnih pomoćnih elektroda kojima se privode izvana odgovarajući strujni impulsi.

Ako se dvije metalne ili ugljene elektrode, priključene na izvor struje i smještene u nekom fluidu (tekućini ili plinu), najprije dovedu u kratak doticaj, a onda razdvoje i jedna od druge postepeno odmiču, među njima će se obrazovati luk i kroz njih će teći struja od više ampera. Električni luk može nastati i pri povećanju struje ili tlaka u abnormalnom tinjavom izbijanju. Prijelaz je tinjavog u lučno izbijanje brz proces praćen velikim porastom gustoće struje i karakterističnim padom napona među elektrodama. Debljina katodnog i anodnog prostornog naboja smanjuje se pri tome na $\leq 10^{-3}$ cm, pa se pozitivni stup rasprostire duž praktički cijelog meduelektrodnog prostora. Porastom tlaka opadaju razlike među temperaturama pojedinih vrsta čestica; termička ravnoteža se uspostavlja (u odsutnosti vanjskog magnetskog polja) pri tlakovima od nekoliko stotina milimetara živinog stupca (desetaka hiljada njutna po metru), u ovisnosti o sastavu plina i jakosti struje. Temperature u pozitivnom stupu kreću se između 5000 i 40 000 °K, u ovisnosti o jakosti struje, o odvodenju topline i o sastavu i tlaku plina. Pri tim temperaturama dolazi do disocijacije, ekscitacije i ionizacije plina, koji intenzivno svijetli. Uslijed kondukcije i konvekcije temperatura u radijalnom smjeru opada, pa u perifernim dijelovima luka prevladavaju rekombinacioni procesi i kemijske interakcije.

Oko 70..80% raspršene energije odvodi se na elektrode; odatle lokalno taljenje i isparavanje metala. Užarene elektrode u atmosferi reaktivnih plinova burno reagiraju s uzbudjenim molekulama i atomima, nastalim disocijacijom, i to dovodi do brzog trošenja elektrodnog materijala. Isparavanjem metala sastav plazme postaje još složeniji i nejednoličniji. Sa elektroda se izbacuju mlazovi užarenih para, luk se nalazi u stalnom kretanju zbog djelovanja elektromagnetskih i hidrodinamičkih sila, tako da se lokalna temperatura i sastav plazme stalno mijenjaju.

Strujno-naponska karakteristika luka. Pad napona na električnom luku između dvije elektrode priključene na izvor struje, uz dati tlak i sastav plinskog medija i uz određeni materijal elektroda i razmak među njima, funkcija je struje koja teče kroz luk. Ako se



Sl. 29. Snimanje naponsko-strujne karakteristike luka. a) Sklop za snimanje; b) karakteristika

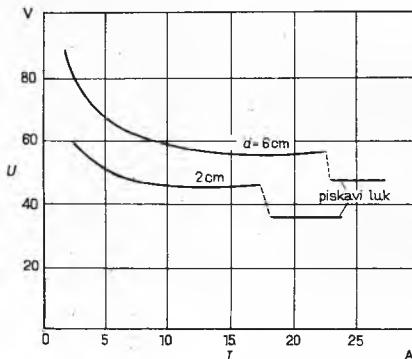
u sklopu prema sl. 29 a pomicanjem klizača na otporniku mijenja njegov otpor R , mijenja se time struja I koja teče kroz krug luka, a u vezi s time i pad napona na luku (U_L) prema jednadžbi:

$$U_L = U_B - IR, \quad (83)$$

gdje je U_B napon izvora struje (baterije). Ako se jakosti struje očitane na ampermtru A nanesu kao apscise, a padovi napona očitani na voltmetru V kao ordinate u pravokutnom koordinatnom sistemu (sl. 29 b), dobije se strujno-naponska karakteristika (I, U)

električnog luka, koja ima oblik hiperbole. Karakteristika pokazuje da povećanju struje odgovara smanjenje pada napona na luku, tj. da se električni luk sa svojom padajućom ili negativnom karakteristikom ne pokorava Ohmovom zakonom. Nadalje se iz karakteristike vidi da je pri manjem razmaku elektroda d i struja manja. Zbog tih svojstava luk može gorjeti mirno i stalno samo ako se u njegovom krugu nalazi predotpornik koji ograničava struju na dozvoljenu vrijednost.

Piskavi luk, tj. luk koji daje piskav ton, pojavljuje se čim gustoća struje na anodi prekorači određenu kritičnu veličinu (npr. $50\cdots70 \text{ A/cm}^2$). Taj je iznos to veći što je razmak d između elektroda veći. Prilikom ove promjene luk prolazi kroz zonu nemirnog gorenja, a sama pojava praćena je padom napona, kao što se to vidi na sl. 30. Ova pojava pripisuje se brzoj oksidaciji anode.



Sl. 30. Naponsko-strujska karakteristika luka između grafitnih elektroda; pojava piskavog luka

Uz jake struje plazma je potpuno ionizirana, te do porasta struje može doći jedino porastom jakosti polja. Time se tumači zapažanje da karakteristika električnog luka, u području vrlo jakih struja, ako je $I > 500\cdots1000 \text{ A}$, postaje pozitivna.

Emisija elektrona iz katode. Elektroni emitirani iz katode i ubrzani u katodnom padu prizvode na svom putu nove ionske parove. Električno polje, ionizacioni procesi i emisija elektrona iz katode međusobno su ovisni; uzajamnim djelovanjem ovih faktora uspostavlja se pred katodom pozitivni prostorni naboј čija gustoća odgovara efikasnosti emisije elektrona. Na taj način ispunjen je nuždan uvjet stabilnosti samostalnog lučnog izbijanja.

Mehanizam emisije elektrona ovisi o svojstvima katodnog materijala: katodni pad iznosi za sve materijale $7\cdots12 \text{ V}$.

Katode koje imaju visoko talište zagriju se uslijed ionskog bombardiranja na temperature pri kojima nastupa intenzivna termionska emisija elektrona. Tako se npr. površina ugljene katode uz struje iznad 5 A zagrije na $\sim 3500^\circ\text{K}$, a volframska na $\sim 3000^\circ\text{K}$.

Gustoća struje na grafitnoj elektrodi iznosi $4,7\cdot10^6 \text{ A/m}^2$, vrijednost bliska rezultatu koji se dobiva prema jednadžbi (19) za termoionsku emisiju elektrona. Stoga se sada smatra utvrđenim da je osnovni mehanizam elektronske emisije u gornjem slučaju termičke prirode.

Luk sa hladnom katodom pojavljuje se na metalima kao što su živa, bakar, željezo itd., koji imaju relativno nisko talište, odnosno vrelište. Na tim metalima se ni pod visokim tlakovima ne mogu postići temperature na kojima je termoionska emisija elektrona intenzivna. Katodna mrlja je veoma pomicna; to dokazuje da emisija elektrona ne ovisi o lokalnoj temperaturi površine katode. Ispitivanja metodama ultrabrze fotografije i mikroskopsko određivanje promjera traga katodnog kratera na tim metalima pokazala su da se gustoće struje kreću oko $10^9\cdots10^{10} \text{ A/m}^2$. Kontrakcija katodne mrlje i velika gustoća struje na »hladnoj« katodi može se protumačiti djelovanjem azimutalnog magnetskog polja na zonu prostornog naboja. Naime, magnetski tlak $p_m = B^2/8\pi$, u cilindričnoj konfiguraciji iznosi $I^2/(200 r^2\pi)$, gdje B znači magnetsku indukciju. Uz eksperimentalno određene polumjere katodne mrlje r , magnetski tlak izračunat prema gornjoj jednadžbi istoga je reda veličine kao kinetički tlak. Zbog malih dimenzija katodne mrlje ispitivanje procesa u toj zoni nailazi na znatne eksperimente.

talne tekoće i mehanizam elektronske emisije s »hladne« katode još nije razjašnjen.

Pozitivni stup luka. Zahvaljujući električnim i spektroskopskim mjerjenjima te interferometrijskim ispitivanjima, procesi u pozitivnom stupu električnog luka bolje su istraženi od katodnih. Jednako kao u tinjavom izbijanju, pozitivni stup sadrži plazmu; jakost polja E je konstantna, tako da je gustoća prostornog naboja jednaka nuli. Budući da su elektroni ~ 100 puta gibljiviji od iona, oni vode glavninu struje. Pri tome ne dolazi do nagomilavanja pozitivno nabijenih čestica u pozitivnom stupu, jer elektroni stalno priteže sa katode, odnosno iz katodnog pada, i otječu na anodu, a pozitivni ioni, nastali u anodnom padu, nadoknuđuju otjecanje iona na katodu.

Određivanja temperature čestica na osnovu intenziteta i proširenja spektralnih linija pokazala su da ion i neutralne čestice imaju već pri relativno niskim tlakovima i malim strujama maksvelovsku raspodjelu energije i približno jednake temperature; temperature elektrona su pri tom više od temperatura teških čestica. Pod višim tlakovima ($\gtrsim 250 \text{ mmHg} = 33000 \text{ N/m}^2$) i strujama od nekoliko ili više ampera, elektroni su efikasno termalizirani putem sudarnih procesa te im je temperatura praktički jednak temperatura teških čestica. Uvjet je za termičku ravnotežu da je energija koju primaju elektroni u polju E , na srednjem slobodnom putu λ , mnogo manja od srednje kinetičke energije molekula i iona, tj. $eE\lambda \ll kT_e$.

U inertnim se plinovima termička ravnoteža teže uspostavlja. Tako npr. u helijumu termička se ravnoteža uspostavlja pod atmosferskim tlakom tek pri strujama od $50\cdots80 \text{ A}$.

Ako plazma nije u termičkoj ravnoteži, njezin bi se sastav načelno mogao odrediti proračunom brzine svih elementarnih procesa koji dovode do ekscitacije i ionizacije i izjednačenjem brzine tih procesa sa sumom brzina deekscitacije i rekombinacije, odn. neutralizacije. Međutim, broj elementarnih procesa je obično velik, te se ova metoda može primijeniti samo na visokotemperaturnu plazmu male gustoće, kao što je npr. solarna korona. Tada su moguća znatna pojednostavljenja: razmatra se samo ravnoteža između ionizacije elektronskim sudarima i radijativne rekombinacije.

Polazna tačka teorije visokotlačnog pozitivnog stupa je stanje termičke ravnoteže. Raspodjela brzine čestica u izotermnoj plazmi je maksvelovska, a ekscitacija i ionizacija su termičke prirode. Napučenost atoma u uzbudenom stanju m , N_m , dana je Boltzmannovom jednadžbom

$$N_m = N_0 \frac{g_m}{g_0} \exp(-\Delta W_m/kT), \quad (84)$$

gdje je N_0 broj atoma u osnovnom stanju u jedinici volumena; g_m i g_0 su statističke težine uzbudenog i osnovnog stanja atoma, ΔW_m je potencijalna energija nivoa m , a koncentracija iona i elektrona izražena je Sahinom jednadžbom

$$\frac{N_1 N_e}{N_0} = C T^{3/2} g_e \frac{u_1}{u_a} \exp(-\Delta W_i/kT), \quad (85)$$

gdje je g_e tzv. statistička težina elektrona, tj. broj svih stanja elektrona u kojima je energija jednaka. Ona s obzirom na dvije mogućnosti smjera spina prema vanjskom polju iznosi 2; u_1 i u_a su »funkcije raspoređenja« (partition function) stanja iona i atomâ na temperaturi T :

$$u(T) = \sum_{m=0}^{\infty} g_m \exp(-\Delta W_m/kT);$$

ΔW_i je ionizacioni potencijal.

Ako su poznati temperatura i tlak, poznat je prema jedn. (84) i (85) sastav plazme, te se može izračunati energija koju zrači volumni element pozitivnog stupa, $S(T)$. Označi li se koeficijent toplinske vodljivosti plazme sa $\lambda(T)$, izraz za radikalni gubitak topline kondukcijom ΔL glasi

$$\Delta L = 2\pi R \lambda(T) \left(\frac{dT}{dr} \right)_R, \quad (86)$$

te je bilansa energije pozitivnog stupa u osnovnom obliku

$$I \cdot E = S(T) + \Delta L. \quad (87)$$

U gornjoj jednadžbi jakost polja E funkcija je temperature, te bi u principu bilo moguće proračunati teoretsku strujno-naponsku karakteristiku lučnog izbijanja. Zbog složene ovisnosti toplinske vodljivosti o temperaturi, radikalne nehomogenosti plazmatskog stupa i zbog međuovisnosti mnogih parametara, takav kvantitativni proračun do sada nije uspješno proveden.

Zona negativnog prostornog naboja formira se pred anodom s padom napona ~ 10 volta. Elektroni, ubrzani u anodnom padu, ioniziraju metalne pare, koje struje sa užarene površine u pozitivni stup. Gustoća struje na anodi iznosi pod višim tlakovima $\sim 10^6 \text{ A/m}^2$. Kontrakcija pozitivnog stupa pred anodom pripisuje se velikoj gustoći para, koja omogućuje efikasnu ionizaciju u anodnoj mrlji. Brzine mlazova para izbačenih sa elektroda u dobroj su saglasnosti sa predodžbom o termičkoj prirodi tih erupcija.

Gustoća ionskih parova u pozitivnom stupu iznosi $10^{20} \dots 10^{25} / \text{m}^3$. Pri gustoćama većim od nekih $10^{23} / \text{m}^3$ plazma emitira intenzivno kontinuirano zračenje u širokom spektralnom području; to potječe od zakočnog zračenja elektrona u polju iona i radijacije rekombinacije elektrona i iona. Ova se pojava iskorišćava u visokotlačnim živinim i drugim sijalicama.

Električni luk u tehniči. U rasvjetnoj tehniči upotrebljavaju se električne lučnice kao tačkasti izvor svjetla za projektore i velike reflektore. Pri tome služi kao izvor svjetla dobijela užarena ($\sim 4000 ^\circ\text{K}$) pozitivna ugljena elektroda, a ne plazmeni pozitivni stup. U visokotlačnim sijalicama u kojima se nalaze živine pare ili neki drugi plin, npr. ksenon, služi kao izvor svjetla plazmeni stup ugrijan ponekad i do $12\,000 ^\circ\text{K}$. U tehnologiji je značaj luka izvanredno velik pri električnom zavarivanju, ali se primjenjuje i u različne druge svrhe, npr. u metalurškim lučnim pećima za topljenje metala, za grijanje nekih kotlova i drugo. U električnoj sklopnoj tehniči luk se primjenjuje kao sklopni organ u velikim živinim ispravljačima, u ignitonima i drugim uređajima.

Električni luk je nepoželjan u učinskim sklopkama prilikom prekidanja vodova u kojima teku velike struje. Zbog toga se za ovu svrhu smiju upotrijebiti samo specijalne učinske sklopke u kojima se na različite načine (magnetskim poljem, strujom zraka, uljem itd.) prekida pozitivni plazmeni stup luka (v. *Rasklopna postrojenja*). Zbog svoje negativne karakteristike električni luk upotrebljava se početkom ovog stoljeća u odgovarajućem sklopu kao generator za stvaranje neprigušenih visokofrekventnih električnih oscilacija (*Poulsenov lučni radio-odašiljač*).

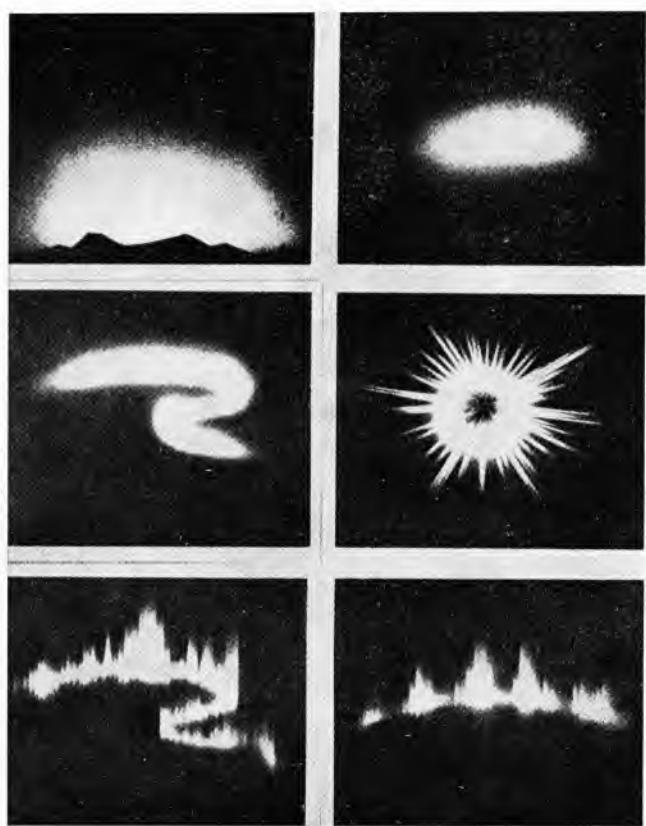
Električna pražnjenja u prirodi

U Zemljinoj atmosferi dolazi također do pojave električnog izbijanja. Među te se pojave ubrajaju: munja i grom, korona koja se javlja na šiljcima i oštrim ivicama objekata i polarno svjetlo.

O munji i gromu v. članak *Elektricitet, statički*, str. 586.

Polarno svjetlo (lat. *autora polaris*) povremeno je svijetljenje noćnog neba koje se pojavljuje u predjelima iznad sjeverne ili

svjetlo svih vrsta prikazuje sl. 31. Ono se javlja u obliku luka svijetlećih oblaka ili difuzno prekriva prostrane dijelove neba (sl. 32). Za vrijeme magnetskih oluja (v. *Magnetizam, zemaljski*) polarno svjetlo je pokretno i poprima oblike draperija ili lepeza.

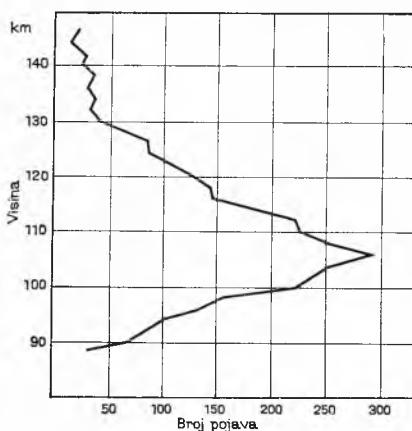


Sl. 32. Polarno svjetlo

U spektru polarnog svjetla ističu se linije dušika, a naročito zelena linija atomarnog kisika na 5577 Å ; povremeno se pojavljuju linije vodika, a rijetko helijuma.

Polarno svjetlo je posljedica aktivnosti sunčanih pjega. Ispitivanja satelitskim laboratorijima potvrđila su pretpostavku da je ono izazvano u prvom redu brzim elektronima koji stižu sa površine Sunca; atomi i molekule kisika, dušika i helijuma u gornjim dijelovima atmosfere ionizirani su i ekscitirani elektronskim sudarima. Na osnovu Dopplerovog proširenja Balmerovih linija u polarnom svjetlu utvrđena je brzina protona odnosno H-atoma koji prodire u Zemljinoj atmosferu sa Sunca; ona se kreće oko 10^7 m/s . Svijetljenje potječe od spontane deeksitacije i radijacione rekombinacije.

Historijska bilješka. 1746 sagradio je P. van Musschenbroek prve lajdenske boce; od pojava ispržnjavanja, tj. gubitka naboja tih kondenzatora putem električne iskre, potjeće naziv «električno pražnjenje» ili «izbijanje». Iskre uzrokovane atmosferskom elektricitetom ispitivao je B. Franklin 1751, a C. A. Coulomb je 1785 zamijetio da se nabijena metalna kugla izbijava odvođenjem elektriciteta kroz zrak. Električni luk je prvi proizveo V. V. Petrov 1802, a svojstva lučnog izbijanja detaljnije je ispitivala H. Ayrton stotinjak godina kasnije. Električna izbijanja pod niskim tlakovima prvi je ispitivao M. Faraday između 1831 i 1835. On je otkrio tinjavo izbijanje, a zamijetio je i takoder svijetle i tamne zone. (Čini se da je u to doba osim toga zamijetio i pojavu tamnog izbijanja.) N. Pflücker je 1857 otkrio da emisija spektralnih linija jednoznačno karakterizira sastav plina u izbojnoj cijevi, a 1858 zamijetio je i katodne zrake. J. W. Hittor je ispitivao otkon katodnih zraka u magnetskom polju, nešto kasnije ispitivali su ponasanje tih zraka u električnom polju E. Goldstein 1876 i H. R. Herz 1883. Već u to vrijeme iznosi W. Crookes mišljenje da materija u električnim izbijanjima predstavlja četvrtu agregatno stanje, a za katodne zrake pretpostavlja da se radi o fundamentalnim česticama, za koje N. Strong predlaže naziv elektron. E. Goldstein 1886 objavljuje rad o kanalnim zrakama, a 1897 J. J. Thomson, W. Kaufman i E. Wickeri neovisno jedan o drugome otkrivaju da je omjer mase i naboja katodnih zraka neovisan o kemijskoj prirodi i tlaku plina, te zaključuju da su elektroni zajednički svim elementima i da se razlikuju od iona u elektrofilitetu. 1885 T. T. Balmer otkriva zakonomjernosti u spektru vodika. Oko 1900 T. S. E. Townsend ispituje tamno električno izbijanje, a O. W. Richardson termičku emisiju elektrona iz metala. Time se nekako završava prvi, fenomenološki, period razvoja. I. Langmuir postavlja 1923 prvu teoriju električnih izbijanja i uvođi pojam plazme. Iste godine daje M. N. Saha kvantitativnu teoriju termičke ionizacije. Posljednjih decenija došlo je do ubrzanog razvoja ionske fizike, što je dovelo do mnogo boljeg razumijevanja procesa u električnim izbijanjima.



Sl. 31. Raspodjela visina na kojima se pojavljuje donja granica polarnog svjetla svih vrsta

južne obratnice, a samo rijetko u umjerenom pojusu. Donju granicu visine u zemaljskoj atmosferi na kojoj se stvara polarno

LIT.: A. v. Engel, M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen, 2 Bde, Berlin 1932/34. — J. D. Cobine, Gaseous conductors, New York 1941. — H. A. Kanopus, Коронный разряд и его применение в электрофильтрах, Москва-Ленинград 1947. — M. Laporte, Décharge électrique dans le gaz, Paris 1948. — H. A. Kanopus, Электрические явления в газах и вакууме, Москва 1950. — K. G. Emelius, Conduction of electricity through gases, London 1951. — J. M. Meek, J. D. Craggs, Electrical breakdown of gases, London 1953. — B. Gänger, Der elektrische Durchschlag von Gasen, Berlin 1953. — L. B. Loeb, Basic processes of gaseous electronics, Los Angeles 1955. — S. Flügge, Handbuch der Physik, Band 21,22, Berlin 1956. — H. S. W. Massey, E. H. S. Burhop, Electronic and ionic impact phenomena and the properties of gaseous ions, New York 1957. — S. C. Brown, Basic data of plasma physics, New York 1959. — C. De Witt, J. F. Detoeuf, The theory of neutral and ionized gases, New York 1960. — J. L. Delcroix, Introduction to the theory of ionized gases, New York 1960. — E. W. McDaniel, Collision phenomena in ionized gases, New York 1964. — J. B. Hasted, Physics of atomic collisions, London 1964. — H. Raether, Electron avalanches and breakdown in gases, London 1964. — A. v. Engel, Ionized gases, London 1965. — L. B. Loeb, Electrical coronas, Los Angeles 1965. — J. C. Polak, Кинетика и термодинамика химических реакций в низкотемпературной плазме, Москва 1965. — F. Llewellyn-Jones, The glow discharge and an introduction to plasma physics, London 1966. — F. Llewellyn-Jones, Ionization and breakdown in gases, London 1966. — S. C. Brown, Introduction to electrical discharges in gases, New York 1966. — A. J. Mac Donald, Microwave breakdown in gases, New York 1966.

Z. Šternberg

ELEKTRIČNA VUČA I ELEKTROMOTORNA VOZILA.

Primjena električno pogonjenih šinskih i cestovnih vozila za transport robe i putnika zove se električna vuča, ukoliko vučnu silu potrebnu za kretanje ovih vozila razvija elektromotor koji je izravno ugrađen u njih. Elektromotorna vozila konstruirana su tako da služe bilo izravno za prijenos putnika i robe (elektrokolica, tramvaji, trolejbusi, električni šinobusi i elektromotorne željezničke putničke kompozicije) bilo samo za vučenje vagonskih kompozicija (električne lokomotive). U elektromotorna vozila, međutim, ne idu samo vozila na kojima se električna energija pretvara u mehaničku energiju za svaladanje otpora vuče, nego i tzv. upravljačka vozila (bez elektromotora) na kojima se nalaze samo uredaji za upravljanje elektromotornim pogonom drugih vozila. Električna vuča predstavlja vrstu elektromotornog pogona s vrlo promjenljivim brzinama vrtnje i vrlo različitim zakretnim momentima. Osim toga je i mjesto potrošnje energije i njenog pretvaranja u stalnom pokretu.

Sredstva, tehnika i sistemi električne vuče dijele se prema mjestu izvora energije, prema podlozi po kojoj se vozila kreću, prema namjeni postrojenja za vuču i prema vrsti struje, frekvenciji i nazivnom naponu u kontaktnoj mreži napajanja.

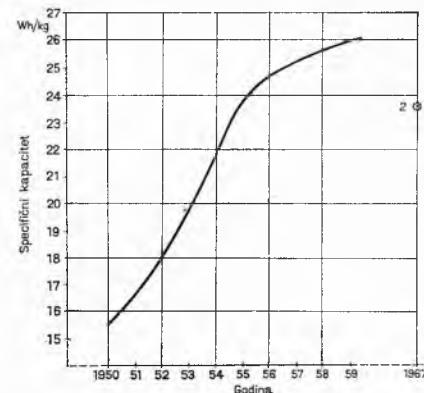
Podjela električne vuče prema mjestu izvora energije

Prema mjestu izvora energije električna se vuča dijeli na autonomnu (nezavisnu) vuču i zavisnu vuču. Pri autonomnoj vuči nalazi se izvor energije na samom elektromotornom vozilu; pri zavisnoj električnoj vuči izvor je energije izvan vozila u nepokretnom (fiksnom) postrojenju, a vozilu se električna energija dovodi postrojenjem za prijenos te energije.

Autonomna ili nezavisna vozila, budući da imaju vlastiti izvor energije, moraju povremeno, npr. na polaznoj stanicici, krcati energiju putem nosioca te energije i to: električnu energiju za nabijanje akumulatora, električnu energiju za pogon motora koji će dati ubrzanje zamašnjaku, kemijsku energiju u obliku goriva, npr. za dizelski pogon, a za budućnost dolazi u obzir gorivo za nuklearni reaktori i kemijska energija za pothranjivanje gorivnih elemenata. Ograničena udaljenost koju vozilo može preći pomoću jednog krcanja energije naziva se njegovim *acionim radijusom*.

Akumulatorska elektromotorna vozila. Akumulatori ovih vozila za vrijeme njihova mirovanja (npr. u toku noći) nabijaju se električnom energijom koja se troši u toku vožnje. Ova se vozila odlikuju mogućnošću velikih ubrzanja, tihim i čistim radom i jeftinom pogonskom energijom, naročito ako se akumulatori nabijaju jeftinom noćnom energijom. Upotreba im je ograničena relativno velikom težinom akumulatorske baterije i njenim relativno kratkim vijekom. U tim vozilima velik dio težine vozila ide na težinu akumulatora; stoga za konstrukciju i rentabilnost vozila ima značajnu ulogu specifični kapacitet akumulatora, tj. električna energija (Wh) akumulirana u 1 kg akumulatora (sl. 1). Danas se na vučnim vozi-

lima primjenjuju olovni i alkalni akumulatori. Olovni akumulatori su teži i kraće vijeka, ali su znatno jeftiniji od alkalnih, pa se u nas mnogo više upotrebljavaju.



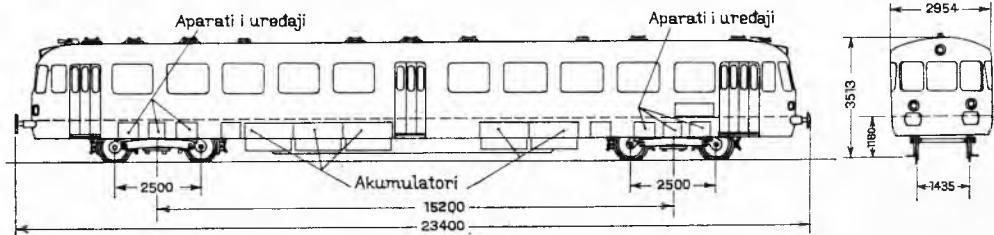
Sl. 1. Porast specifičnog kapaciteta olovnih akumulatora za vuču u toku posljednjih godina. I Podaci za inozemne akumulatore, 2 domaći akumulatori (Munja 6 Ky 225)

Akumulatorska se motorna vozila upotrebljavaju za unutarnji transport robe u radionicama i pogonima (radionička vozila, sl. 2), za cestovni saobraćaj na kraće udaljenosti kad su posrijedi mnoga pokretanja i zaustavljanja, za lokalni i prigradski šinski saobraćaj (akumulatorski šinobusi, sl. 3) i za manevar (rudničke lokomotive, manevarke).



Sl. 2. Akumulatorsko radioničko vozilo (Rade Končar, tip EKS 3). 1 Akumulatori, 2 pogonski motor

Giro- ili žiro-vozila. Kao izvor energije za pogon električnih vučnih motora primjenjuje se na ovim vozilima kinetička energija rotirajućeg zamašnjaka (zvrka). Takva vozila služe za prijevoz putnika (girobus) i robe (giro-traktor) itd. U stanicama se vozilo priključuje na izvor električne energije i pomoću ugradenog asinhronog elektromotora ubrzava se masa zamašnjaka na vozilu. Zatim se strujni priključci odvajaju, pa zamašnjak pomoću akumulirane kinetičke energije pogoni asinhroni stroj koji je s njime spojen; ovaj sada radi kao samouzbudeni asinhroni generator i napaja vučni motor te tako, kočeci zamašnjak, ubrzava vozilo. Na sl. 4 prikazan je takav zamašnjacički agregat s asinhronim strojem (elektrogiro) tvornice strojeva Oerlikon. Radi smanjivanja gubitaka uslijed trenja i radi što boljeg hlađenja, zamašnjak se vrti u atmosferi razrijedjena vodika.



Sl. 3. Željezničko akumulatorsko vozilo za lokalni i prigradski saobraćaj (DB-ETA 150)