

S. Fria, A. Timonova - 11 kews frygii, T2

Liczby elektronów n_{Ak} , które dochodzą do anody, będą nieco różne od wartości średniej \bar{n}_{Ak} :

$$\begin{aligned} n_{A1} &= \bar{n}_{A1} + \delta_1 n; \\ n_{A2} &= \bar{n}_{A2} + \delta_2 n; \\ &\dots\dots\dots \\ n_{Ak} &= \bar{n}_{Ak} + \delta_k n; \\ &\dots\dots\dots \end{aligned} \quad (9)$$

Zgodnie z tym, natężenia prądów $I_k = n_{Ak} \frac{e}{\Delta t}$ (gdzie e jest to ładunek elektronu), obserwowane jako średnie wartości natężenia prądu w ciągu danego odcinka czasu Δt_k , będą się nieco różniły:

$$\begin{aligned} I_1 &= \bar{I}_{A1} + \delta_1 I; \\ I_2 &= \bar{I}_{A2} + \delta_2 I; \\ &\dots\dots\dots \\ I_k &= \bar{I}_{Ak} + \delta_k I; \\ &\dots\dots\dots \end{aligned} \quad (10)$$

W równaniach tych $\bar{I}_{Ak} = \bar{n}_{Ak} \frac{e}{\Delta t}$ — to średnia wartość natężenia prądu w ciągu wszystkich odcinków czasu.

Odpowiednie obliczenie statystyczne wykazuje, że średni błąd kwadratowy natężenia prądu $\overline{\delta_k^2 I^2}$ równy jest

$$\overline{\delta_k^2 I^2} = \frac{\bar{I}_{Ak} e}{\Delta t} \quad (8)$$

Błąd ten staje się tym mniejszy, im dłuższy jest odcinek czasu Δt , w ciągu którego dokonywamy obserwacji: wynik ten jest oczywisty, ponieważ dla dłuższych odcinków czasu lepiej znoszą się nierównomierności natężenia prądu wywołane przypadkowymi zmianami liczby elektronów wylatujących z katody. Po drugie, błąd $\overline{\delta_k^2 I^2}$ zależy od wielkości ładunku elektronu e . Ten wynik teorii jest również zrozumiały: jeśli by, na przykład, ładunek elektronu e był większy aniżeli wielkość, którą ma w rzeczywistości, to przy tym samym natężeniu prądu liczba wylatujących elektronów byłaby mniejsza, a więc przypadkowe odchylenia od wartości średniego natężenia prądu stałyby się bardziej widoczne.

Wskazane „wahania” natężenia prądu noszą nazwę efektu „śrutowego” i wskazują na podobieństwo wiązki elektronów ze strumieniem śrucinek.

Wahania fluktuacyjne można rozłożyć na składowe harmoniczne. W wyniku ich nieuporządkowania można je jednak rozłożyć jedynie na nieskończoną ilość składowych harmonicznych o wszystkich możliwych częstotliwościach ν ; otrzymuje się wtedy widmo ciągłe (patrz t. I). Jeśli obserwujemy fluktuacje drgań za pomocą mikrofonu, to wywołują one szum; stąd pochodzi nazwa fluktuacyjnych drgań prądu — szumu elektrycznego.

Przy efekcie śrutowym, dla okresów do rzędu wielkości czasu przelotu elektronu przez lampę katodową ($\sim 10^{-8}$ sek.), amplituda drgań harmonicznych wszystkich składowych częstotliwości jest jednakowa. Jeżeli rozpatrujemy lampę katodową jako obwód

(patrz rys. 137), o oporze R i temperaturze T , to wartość średnia kwadratowa amplitudy fluktuacyjnej różnicy potencjałów, powstałych na elektrodach lampy, wynosi:

$$\overline{\delta V^2} = 4kTR\Delta\nu, \quad (9)$$

gdzie k — stała Boltzmann, $\Delta\nu$ — szerokość wydzielonego pasma częstotliwości. Średnia wartość kwadratowa amplitudy drgań fluktuacyjnych prądu anodowego w lampie $\overline{\delta I_a^2}$ wynosi

$$\overline{\delta I_a^2} = 4kT \frac{\Delta\nu}{R} \quad (10)$$

Przy pracy lampy w przypadku braku ładunków objętościowych, ten ostatni wzór można przedstawić w postaci:

$$\overline{\delta I_a^2} = 2eI_a \Delta\nu. \quad (10a)$$

Omówione drgania wywołane są tym, że liczba elektronów wylatujących z gorącej katody podlega w wyniku chaotycznego ruchu cieplnego nieustannym fluktuacjom. Amplituda tych drgań zależy od temperatury i można ją zmniejszyć jedynie przez obniżenie temperatury. Drgania fluktuacyjne natężenia prądu określają dokładność pomiarów elektrycznych. Wartość mierzonego prądu winna być większa od wielkości jego fluktuacji.

Obok wskazanych drgań fluktuacyjnych zachodzą w lampach katodowych zmiany prądu emisji w wyniku zmian aktywności poszczególnych części powierzchni katody. Tęgo typu zmiany, prowadzące do bardziej powolnych drgań natężenia prądu anodowego ($\nu = 10^{-3}$ sec $^{-1}$), zostały odkryte przez Johnsona i noszą nazwę „migania”.

Wydzielając za pomocą obwodu rezonansowego jedną ze składowych harmonicznych drgań fluktuacyjnych natężenia prądu, można zmierzyć średnie odchylenie kwadratowe jego amplitudy. Porównanie wartości zmierzonej $\overline{\delta I_a^2}$ z obliczoną na podstawie wzoru (10a) pozwala na wyznaczenie ładunku elektronu e . Pomiar wykonany tą metodą dał wartość e zgodną w granicach dokładności obserwacji ($\sim 1\%$) z wartością ładunku elektronu otrzymaną za pomocą innych metod.

Drgania fluktuacyjne natężenia prądu powstają nie tylko w lampach elektronowych, gdzie prąd powstaje w wyniku ruchu swobodnych elektronów, lecz i w dowolnych przewodnikach prądu (metalach, półprzewodnikach, elektrolitach).

§ 187. DŁUGOŚĆ DROGI SWOBODNEJ ELEKTRONÓW W GAZIE

Poruszając się w ośrodku gazowym elektron doznaje zderzeń z atomami i cząsteczkami. Średnią długość drogi swobodnej określić można stosując tę samą metodę rozważań, co w przypadku drogi swobodnej cząsteczek.

W tomie I § 53 stwierdziliśmy, że średnia droga swobodna cząsteczek

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 n_0}, \quad (1)$$

gdzie n_0 — to liczba cząsteczek w jednostce objętości, σ — średnica czynnika cząsteczek; mówiąc ścisłej, σ stanowi sumę promieni czynników r i r' zderzających się cząsteczek: $\sigma = r + r'$. Przypomnimy wreszcie, że $\sqrt{2}$ w mia-

nowilku pojawia się dlatego, żeśmy uwzględnili, iż poruszają się wszystkie cząsteczki — zarówno „uderzające”, jak i „uderzane”. By wyznaczyć długość drogi swobodnej $\bar{\lambda}$ elektronu, uwzględniliśmy dwa warunki: po pierwsze wymiary elektronów są znacznie mniejsze od wymiarów cząsteczek czy atomów, tak że w wyrażeniu na średnicę czynną $\sigma = r + r'$ można zaniedbać promień elektronu r' w porównaniu z promieniem cząsteczki r ; po drugie, prędkość elektronu dzięki jego małej masie jest znacznie większa od prędkości cząsteczek i dlatego nie ma potrzeby zachowywać we wzorze (1) $\sqrt{2}$ w mianowniku.

W wyniku tych uproszczeń otrzymujemy dla średniej drogi swobodnej elektronów

$$\bar{\lambda}_e = \frac{1}{\pi r^2 n_0} \quad (2)$$

gdzie r jest to promień czynnny cząsteczki tego gazu, w którym poruszają się elektrony.

Średnia długość drogi swobodnej elektronów $\bar{\lambda}_e$, podobnie jak średnia długość drogi swobodnej cząsteczek $\bar{\lambda}$, jest odwrotnie proporcjonalna do ciśnienia gazu p .

Ponieważ w równaniu (1) średnica czynna cząsteczek danego gazu (tj. gdy $r = r'$) $\sigma = 2r$, to z porównania wzorów (1) i (2) otrzymujemy

$$\bar{\lambda}_e = 4\sqrt{2}\bar{\lambda} \approx 5,6\bar{\lambda},$$

tj. średnia długość drogi swobodnej elektronu jest w przybliżeniu 5,6 raza większa od średniej długości drogi swobodnej cząsteczek gazu przy tym samym ciśnieniu.

Liczbowe wartości średnich dróg swobodnych elektronów $\bar{\lambda}_e$ dla różnych gazów przy różnych ciśnieniach podane są w tabeli XI.

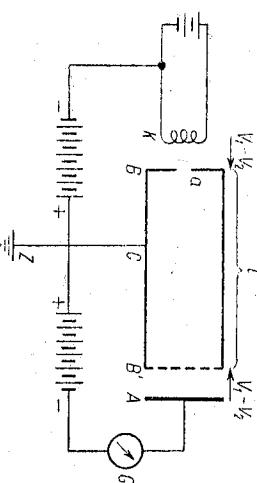
Tabela XI
Średnia długość drogi swobodnej elektronów $\bar{\lambda}_e$ (w cm) przy 0°C

Gaz	Ciśnienie		
	1 mm Hg	10 ⁻² mm Hg	10 ⁻⁴ mm Hg
He.....	7,4·10 ⁻³	7,4	740
Ne.....	6,6·10 ⁻³	6,6	660
Ar.....	4,4·10 ⁻³	4,4	440
H ₂	7,5·10 ⁻³	7,6	750
N ₂	3,6·10 ⁻³	3,6	360
O ₂	4,1·10 ⁻³	4,1	410

Jak widać z danych tabeli XI, przy ciśnieniu 10⁻⁴ mmHg, osiągalnym łatwo przy pomocy współczesnych pomp próżniowych, średnie długości dróg swobodnych elektronów osiągają kilka metrów. Tym się tłumaczy

fakt, że ostro ograniczone nie rozmaite wiązki elektronów można otrzymać bez trudności w naczyńkach o wymiarach kilkunastocentymetrowych.

Doświadczenie można wyznaczyć średnią drogę swobodną elektronów metodą, której idea jest w zasadzie identyczna z ideą doświadczenia służącego do wyznaczenia średniej drogi swobodnej cząsteczek gazowych przy pomocy wiązki cząsteczek (patrz t. I § 54). Schemat tej metody przedstawiony jest na rys. 161: K jest to gorąca katoda służąca jako źródło



Rys. 161. Schemat metody wyznaczenia średniej długości drogi swobodnej elektronów

elektronów; B — anoda z otworem a . Wszystkie części przyrządu znajdują się w naczyniu o zmniejszonym ciśnieniu. Anoda B jest umieszczona od katody K w odległości mniejszej aniżeli długość średniej drogi swobodnej elektronów. Między anodą i katodą wytwarza się różnicę potencjałów $V_1 - V_2$ przyspieszającą elektrony, wskutek czego elektronom nadawana jest określona prędkość. Przechodzące przez otwór a elektrony tworzą wiązkę poruszającą się wewnątrz cylindra metalowego C , który ma taki potencjał jak anoda B . Cylinder C zakończony jest siatką B' . W ten sposób we wnętrzu cylindra C pole nie istnieje i elektrony poruszają się ze stałą prędkością. Po przejściu przez siatkę B' dobiegną one do elektrody A i oddadzą jej swój ładunek. Długość cylindra C jest większa od długości średniej drogi swobodnej elektronów, elektroda zaś A jest znów w stosunku do siatki B' umieszczona w odległości znacznie mniejszej aniżeli $\bar{\lambda}_e$.

Niektóre elektrony wiązki zderzają się wewnątrz cylindra C z cząsteczkami gazu, w wyniku czego odchylają się one w bok i padają na część wewnętrzną cylindra C lub dolatują ściśnięte do siatki B . Między elektrodą A i siatką B' przykłada się zatrzymującą elektrony różnicę potencjałów $V_1 - V_2$, równą przyspieszającej różnicy potencjałów $V_1 - V_2$ przyłożonej między katodą K i anodą B . Wówczas jedynie te elektrony, które poruszają się prostopadle do ścianki B' , tj. te, które nie uległy zderzeniu, dojdą do elektrody A i dadzą prąd I , mierzony przy pomocy galwanometru G .

Elektroda A i siatka B' są ruchome, aby można było zmieniać ich odległość l od anody B .

Według wzoru podanego w tomie I § 54, liczba n cząstek w wiązce, które przeszły drogę l bez zderzeń, wynosi

$$n = n_0 e^{-l/\bar{\lambda}_e},$$

gdzie n_0 jest to pierwotna liczba cząstek w wiązce, a $\bar{\lambda}_e$ — ich średnia droga swobodna.

Wzór ten można zastosować do wiązki elektronowej: daje on liczbę n elektronów osiagających w ciągu jednostki czasu elektrodę A .

Ponieważ natężenie prądu I jest proporcjonalne do liczby n elektronów, to

$$I = I_0 e^{-l/\bar{\lambda}_e}.$$

Wykonamy obliczenie natężenia prądu I dla dwóch różnych wartości l przy jednakowym ciśnieniu gazu i jednakowym natężeniu pierwotnego prądu I_0 ; wówczas

$$I_1 = I_0 e^{-l_1/\bar{\lambda}_e}, \quad I_2 = I_0 e^{-l_2/\bar{\lambda}_e},$$

skąd

$$\frac{I_1}{I_2} = e^{-(l_1 - l_2)/\bar{\lambda}_e}.$$

Z tego ostatniego wzoru otrzymujemy dla średniej drogi swobodnej elektronu $\bar{\lambda}_e$ wzór

$$\bar{\lambda}_e = \frac{l_2 - l_1}{\ln \frac{I_1}{I_2}}.$$

Ponieważ odległości l_1 i l_2 oraz natężenia prądów I_1 i I_2 można zmierzyć bezpośrednio, zatem w ten sposób wyznaczyć można $\bar{\lambda}_e$.

Dane doświadczalne potwierdzają wartości teoretyczne średniej drogi swobodnej elektronów. Jednak należy zauważyć, że średnia długość drogi swobodnej elektronów zależy od prędkości elektronów; u większości gazów dla elektronów powolnych jest ona mniejsza od wartości obliczonej na podstawie kinetycznej teorii gazów według średniej długości drogi swobodnej cząstek. Przy dużych prędkościach jest ona zbliżona do wartości wynikającej z teorii kinetycznej gazów.

Mówiliśmy już nieraz, że wyobrazenie sobie oddziaływania cząstek gazowych jako sprężystych zderzeń kuleczek okazuje się zbyt prymitywne.

Cząsteczki stanowią złożone układy nakładanych cząstek, które działają na siebie nie tylko przy bezpośrednim zetknięciu, lecz również na odległość. W jeszcze silniejszym stopniu odnosi się to do zderzeń elektronów z cząsteczkami lub atomami. Elektron zaczyna wzaajemnie oddziaływać na cząsteczkę lub atom przy odległościach znacznie większych aniżeli wymiary rzeczywiste atomu czy cząsteczki i siły działania wzajemnego wzrastają w miarę zmniejszania się odległości. Stąd jasne jest, że średnica czynna

cząsteczki powinna zależeć od prędkości przelatującego elektronu i wartość wyznaczona na podstawie zderzeń z elektronami może okazać się różna od wartości średnicy czynnej wyznaczonej na podstawie wzajemnych zderzeń cząstek między sobą.

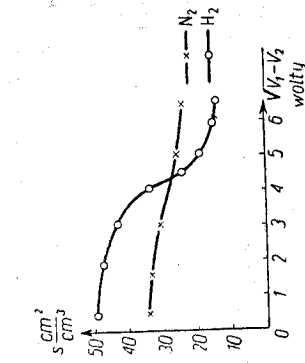
W teorii zderzeń elektronów z cząsteczkami rozpatruje się często całkowity przekrój wszystkich cząstek zawartych w 1 cm^3 przy 0°C i ciśnieniu 1 mm Hg . Ten przekrój całkowity S wynosi

$$S = \pi r^2 n_0,$$

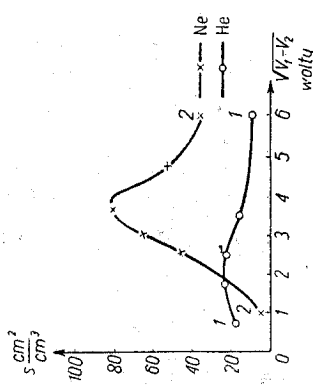
gdzie r jest promieniem cząsteczki, a n_0 — liczbą cząstek w 1 cm^3 przy 0°C i ciśnieniu 1 mm Hg .

Wyznaczając r na podstawie długości drogi swobodnej elektronów $\bar{\lambda}_e$ otrzymamy na przykład, że dla wodoru (H_2), przy potencjale przyspieszającym 25 V , $S = 20 \text{ cm}^2/\text{cm}^2$. Na podstawie tego, cośmy powiedzieli, S zależy od prędkości elektronów.

Na rys. 162 podajemy otrzymane doświadczalnie wartości S dla H_2 i N_2 . Na osi odciętych mamy pierwiastki kwadratowe potencjałów przyspieszających, tj. wielkości proporcjonalne do prędkości elektronów v . Z prawej strony podane są wartości S obliczone na podstawie teorii kinetycznej gazów według długości drogi swobodnej cząstek. Jak widać, w przypadku wodoru przy małych prędkościach elektronów przekroje czynne cząstek przewyższają więcej niż dwukrotnie przekroje obliczone na podstawie teorii kinetycznej gazów; przy dużych prędkościach cząstek — przekroje obliczone zarówno na podstawie długości drogi swobodnej elektronów, jak i na podstawie danych teorii kinetycznej gazów — są praktycznie identyczne.



Rys. 162. Zależność przekroju czynnego S cząstek H_2 i N_2 , znajdujących się w 1 cm^3 przy 0°C i ciśnieniu 1 mmHg , od prędkości elektronów



Rys. 163. Zależność przekroju czynnego S atomów He i Ne , znajdujących się w 1 cm^3 przy 0°C i ciśnieniu 1 mmHg , od prędkości elektronów

Dla gazów szlachetnych He , Ne , Ar , Kr , Xe stwierdzono, że przekroje czynne atomów tych gazów są bardzo małe wobec elektronów powolnych, następnie wzrastają i przy potencjałach przyspieszających rzędu kilkuset woltów osiagają maksimum, potem zaś zmniejszają się. Przy bardzo powolnych elektronach ($V_1 - V_2 \approx 1 \text{ V}$) przekroje czynne są znacznie mniejsze od wyznaczonych na podstawie teorii kinetycznej gazów. Okazuje się, że atomy są jak gdyby „przezroczyste” dla elektronów: elektrony przenikają przez nie nie odchyłając się. Efekt ten można wyjaśnić jedynie na podstawie mechaniki kwantowej.

Na rys. 163 podane są przekroje czynne S atomów He i Ne w zależności od prędkości zderzających się elektronów. Z prawej strony podane są jak poprzednio wartości przekrojów czynnych, obliczone na podstawie teorii kinetycznej gazów.

§ 188. ZDERZENIA ELEKTRONÓW Z ATOMAMI I CZĄSTECZKAMI

Przy niedużych prędkościach zderzenia elektronów z atomami i cząsteczkami mają charakter sprężysty. W wyniku tego, że masa elektronu m jest znacznie mniejsza od masy atomu czy cząsteczki M , elektron przy zderzeniu sprężystym nie zmienia prawie swojej prędkości pod względem wartości bezwzględnej, zmienia się jedynie kierunek prędkości. Elektron „odskakuje” sprężysto od atomu czy cząsteczki. Zgodnie z tym ilość energii przekazywanej cząsteczce przez elektron przy zderzeniu sprężystym — stanowi jedynie bardzo nieznaczną część jego pierwotnej energii kinetycznej.

Ponieważ prędkość elektronu v jest dużo większa od prędkości cząsteczek, to te ostatnie możemy uważać za nieruchome. Stosując wówczas do centralnego zderzenia elektronu wzory wyprowadzone w tomie I § 28 dla centralnego zderzenia kul sprężystych, stwierdzimy, że po zderzeniu cząsteczka zyskuje prędkość

$$v' = \frac{2mv}{m+M},$$

gdzie v jest to prędkość elektronu przed zderzeniem.

Zaniedbując w mianowniku masę elektronu m wobec masy atomu lub cząsteczki M , otrzymany w przybliżeniu

$$v' = \frac{2mv}{M}.$$

Stąd energia kinetyczna uzyskana przez atom lub cząsteczkę

$$\Delta E_k = \frac{Mv'^2}{2} = \frac{4m}{M} \frac{mv^2}{2}.$$

Taką samą ilość energii kinetycznej straci elektron. Skoro zauważamy, że $1mv^2$ stanowi pierwotną energię kinetyczną elektronu E_k , otrzymany

$$\Delta E_k = \frac{4m}{M} E_k.$$

Przy niecentralnym zderzeniu strata energii będzie mniejsza; średnio możemy więc przyjąć, że przy zderzeniu sprężystym z atomem lub cząsteczką elektron traci energię

$$\Delta E_k = \kappa E_k, \quad (1)$$

gdzie

$$\kappa = \frac{2m}{M}. \quad (1a)$$

Wielkość κ stanowi mały ułamek. Tak więc w przypadku zderzeń sprężystych elektronów z atomami neonu $\kappa = 5,45 \cdot 10^{-5}$, a przy zderzeniach z atomami argonu $\kappa = 2,76 \cdot 10^{-5}$.

Widzimy więc, że przy zderzeniu sprężystym z atomem lub cząsteczką elektron traci średnio kilka stutysięcznych części swojej pierwotnej energii.

Przy zwiększeniu prędkości elektronu zaczynają zachodzić zderzenia niesprężyste, przy których elektron może oddać całkowicie swą energię kinetyczną atomowi lub cząsteczce, z którą się zderza. Przekazana energia zużywa się albo na *wzbudzenie atomu (cząsteczki)*, albo na *jego jonizację*, tj. na *wywołanie z niego jednego lub kilku elektronów*. W przypadku kiedy energia zużywa się na wzbudzenie atomu, zmienia się ona następnie albo w energię promieniowania, albo w ciepło.

W tym rozdziale rozpatrywać będziemy jedynie te zderzenia niesprężyste, które prowadzą do jonizacji; założymy przy tym, że zachodzi jonizacja jednokrotna, tj. że atom lub cząsteczka tracą pod wpływem niesprężystego zderzenia z elektronem tylko jeden ze swych elektronów i przekształcają się w jednowartościowy jon dodatni.

Energję konieczną do jonizacji oznaczmy przez E_j . Aby więc elektron mógł zjonizować atom, jego energia kinetyczna powinna być nie mniejsza aniżeli E_j . Ponieważ energia kinetyczna elektronu

$$\frac{mv^2}{2} = e(V_1 - V_2),$$

gdzie $V_1 - V_2$ jest to różnica potencjałów przyspieszająca elektron, więc *najmniejsza konieczna do jonizacji różnica potencjałów pola przyspieszającego elektron określona będzie przez związek*

$$e(V_1 - V_2)_j = \frac{mv_j^2}{2} = E_j. \quad (2)$$

Różnica potencjałów ($V_1 - V_2$) nosi nazwę *potencjału jonizacyjnego* danego atomu lub cząsteczki.

Energję jonizacji E_j wyraża się zwykle w elektronowoltach (eV). Istnieją liczne metody doświadczalne wyznaczenia potencjałów jonizacyjnych. Pewną trudność w oznaczeniu tych potencjałów stanowi konieczność odróżnienia ich od tych różnic potencjałów, które prowadzą do wzbudzenia atomu lub cząsteczki. Rozpatrzmy tylko prostszą metodę, polegającą na następującym zjawisku: w lampie katodowej (rys. 137) powstaje między rozżarzoną katodą K i anodą A prąd elektronowy. W lampie tej istnieje w niewielkiej ilości gaz, tak że długość drogi swobodnej elektronów jest nieco mniejsza od odległości l między katodą i anodą.

Dopóki elektrony doznają jedynie zderzeń sprężystych z cząsteczkami gazu, prąd jest czysto elektronowy i jego natężenie I wyznacza się na podstawie wzoru Bogusławskiego—Langmuira (patrz § 186),

$$I = a(V_1 - V_2)^{3/2}.$$

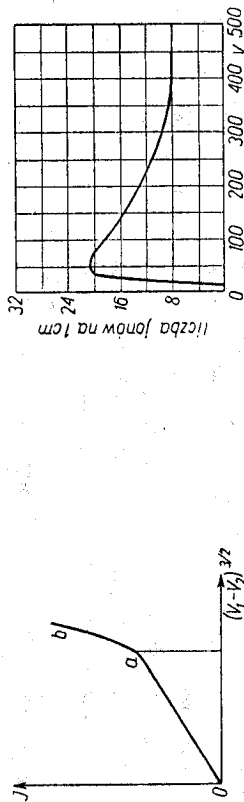
Dlatego jeśli na osi odciętych odłożymy $(V_1 - V_2)^{3/2}$, to zależność natężenia prądu I od $(V_1 - V_2)^{3/2}$ graficznie wyrażać się będzie prostą Oa na rys. 164. Jednak skoro tylko prędkości elektronów okazały się wystarczająco wielkie do zjonizowania gazu w lampie, w obszarze lampy pojawiają się dodatkowe elektrony oraz jony dodatnie i natężenie prądu I nagłe wzrośnie (gałąź ab krzywej na rys. 164). Różnica potencjałów, przy której zależność natężenia prądu I od $(V_1 - V_2)^{3/2}$ daje ostre załamanie, stanowi potencjał jonizacyjny.

W tabeli XII podane są potencjały jonizacyjne niektórych atomów i cząsteczek.

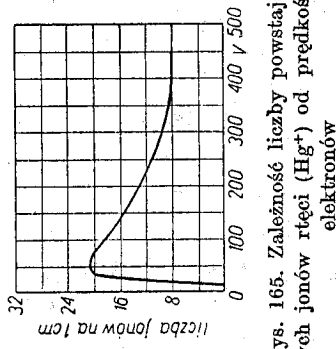
Tabela XII
Potencjały jonizacyjne w woltach

Atomy lub cząsteczki	$(V_1 - V_2)_j$	Atomy lub cząsteczki	$(V_1 - V_2)_j$
Wodór (H).....	13,54	Sód (Na).....	5,12
Hel (He).....	24,47	Potas (K).....	4,32
Neon (Ne).....	21,47	Cez (Cs).....	3,87
Argon (Ar).....	15,69	Wodór cząsteczkowy (H ₂).....	15,4
Rtęć (Hg).....	10,38	Azot cząsteczkowy (N ₂).....	15,8

Jeżeli prędkość elektronu jest większa aniżeli potrzeba do jonizacji, wówczas elektron oddaje przy zderzeniu tyle tylko energii, ile konieczne trzeba do jonizacji, sam zaś kontynuuje po zderzeniu ruch z pozostałą energią kinetyczną. Nie każde zderzenie prowadzi do jonizacji. Dla większych prędkości prawdopodobieństwo jonizacji staje się mniejsze, elektron „zdąży” przelecieć obok atomu, nie jonizując go. Na rys. 165 podana jest



Rys. 164. Załamanie na krzywej zależności natężenia prądu I od $(V_1 - V_2)^{3/2}$, wywołane jonizacją



Rys. 165. Zależność liczby powstających jonów rtęci (Hg^+) od prędkości elektronów

krzywa wskazująca liczbę dodatnich jonów rtęci (Hg^+), wytwarzanych przez elektrony o różnych prędkościach na drodze długości 1 cm przy ciśnieniu par rtęci równym 1 mmHg. Jak widać, prawdopodobieństwo jonizacji osiąga maksimum przy 50 V różnicy potencjałów pola przyspie-

szającego (potencjał jonizacji rtęci wynosi 10,4 V). Dla wyższych potencjałów przyspieszających prawdopodobieństwo jonizacji się zmniejsza. Z rys. 165 widać, że w maksimum krzywej elektron tworzy około 20 jonów Hg^+ na 1 cm drogi. Ponieważ na przykład w podanych warunkach doznaje on na drodze 1 cm około 57 zderzeń, wobec tego jedynie 20/57 zderzeń (tj. 35% ogólnej liczby zderzeń) prowadzi do jonizacji. Przy wszystkich innych prędkościach procent zderzeń prowadzących do jonizacji będzie mniejszy.

Dotychczas mówiliśmy tylko o jonizacji przez zderzenia elektronowe. Ale możliwa jest również jonizacja przy zderzeniu z jonami. Obecnie jednak stwierdzono, że jony wywołują dostrzegalną jonizację jedynie przy bardzo wielkich energiach, tak że we wszystkich interesujących nas przypadkach przewodnictwa gazowego jonizacja przy pomocy jonów ma tylko poboczne znaczenie.

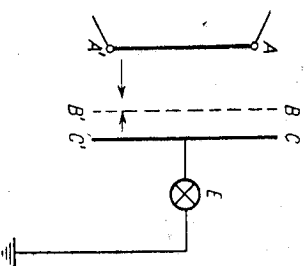
Oprócz układu opisanego na str. 271 do wyznaczenia potencjałów jonizacyjnych używa się również innych układów. Franck i Hertz urzeczywistnili po raz pierwszy w 1913 r. oznaczenie potencjałów jonizacyjnych przy pomocy następującego urządzenia (rys. 166): umieszczona w zamkniętym naczyniu żarzona nie platynowa AA' służyła jako źródło elektronów. Elektrometr E pozwalał na wykrywanie ładunków padających na elektrodę CC' . Między żarzoną nicią i elektrodą CC' umieszczano siatkę BB' . Elektroda CC' i siatka BB' wykonane były również z platyny, ażeby uniknąć powstawania kontaktowej różnicy potencjałów. Cały obszar wewnątrz naczynia wypełniano badanym gazem albo parą o niskim ciśnieniu. Między nicią AA' i siatką BB' wytwarzano różnicę potencjałów $V_A - V_B$ przyspieszającą elektrony. Między siatką BB' i elektrodą CC' wytwarzano różnicę potencjałów $V_B - V_C$ zatrzymującą elektrony. Jeżeli $V_B - V_C$ jest większe co do wartości liczbowej aniżeli $V_A - V_B$, to elektrony po przejściu przez siatkę zostaną odrzucone z powrotem i nie osiągną elektrody CC' . Lecz jeśli prędkość elektronów, którą nabrały pod wpływem różnicy potencjałów $V_A - V_B$, jest dostateczna na to, by powstaną jony dodatnie. Jony te będą przyspieszane pod wpływem różnicy potencjałów $V_B - V_C$ i skoro dobiegną do elektrody CC' , oddadzą jej ładunek dodatni, który zostanie oznaczony przy pomocy elektrometru E . W ten sposób można wyznaczyć różnicę potencjałów $V_A - V_B$, przy której po raz pierwszy pojawia się ładunek dodatni na elektrodzie CC' . Ta różnica potencjałów określa właśnie potencjał jonizacyjny badanych atomów.

Metoda Francka i Hertza wykazuje jedną zasadniczą wadę: ładunek dodatni na elektrodzie CC' może powstać nie tylko w przypadku jonizacji atomów przez elektrony, lecz również przy ich wzbudzeniu. Jak zobaczymy później (patrz t. III), przechodząc do swego stanu normalnego atom wzbudzony promieniuje światło. Jeżeli promieniowanie to zachodzi w obszarze ultrafioletowym widma, to padające na elektrodę CC' może z niej wyrwać elektrony (takie wyrwanie elektronów pod wpływem światła nosisie nazwę *fotofektu*; patrz t. III). W wyniku straty ujemnych elektronów elektroda CC' naladuje się dodatnio, co uwidoczni się na elektrometrze E .

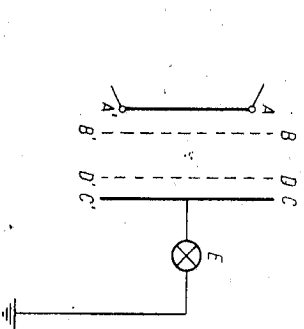
Ażeby oddzielić wzbudzenie atomów przy zderzeniu z elektronem od ich jonizacji, zastosowano następującą metodę: między rozżarzoną nicią AA' i elektrodą CC' umieszczono dwie siatki, BB' i DD' (rys. 167). Między nicią i siatką BB' przyłożono znów różnicę potencjałów $V_A - V_B$ przyspieszającą elektrony, a między siatkami BB' i DD' —

różnicę potencjałów $V_B - V_D$ hamującą elektrony. Wreszcie między siatką DD' i elektrodą CC' wytworzono słabe pole, którego kierunek można było dowolnie zmieniać. Jeśli elektrony, które wyleciały z rozladowanej nitki, wywołały jonizację w obszarze między siatkami BB' i DD' , to powstające jony dodatnie, z chwilą gdy osiągnęły elektrodę CC' , przekazywały jej ładunek dodatni, niezależnie od kierunku dodatkowego słabszego pola między siatką DD' i elektrodą CC' . Rzeczywiście, jeżeli pole to skierowane było zgodnie z polem między siatkami BB' i DD' , to przyspieszało ono jeszcze bardziej jony w kierunku elektrody CC' ; jeżeli zaś miało kierunek przeciwny, to powielał różnicę potencjałów między DD' i CC' była liczbowo znacznie mniejsza od $V_B - V_D$, pole nie wystarczało do zatrzymania jonów.

Rozpatrzmy teraz przypadek, gdy elektrony zderzające się z atomami w obszarze między siatkami BB' i DD' wywołują jedynie ich wzbudzenie. Wzbudzone atomy pro-



Rys. 166. Schemat metody Francka-Hertza, służącej do wyznaczania potencjałów jonizacyjnych



Rys. 167. Schemat metody wyznaczania potencjałów jonizacyjnych

mieniają światło, które wyrzyna elektrony z siatek BB' i DD' oraz z elektrody CC' . Jeśli kierunek dodatkowego pola między siatką DD' i elektrodą CC' jest taki jak między siatkami BB' i DD' (przy tym kierunku pola jony dodatnie zostają przyspieszone w kierunku CC'), to elektrony zostają odrzucone do elektrody CC' i elektrodą przybiera ładunek dodatni. Jeżeli jednak kierunek dodatkowego pola jest przeciwny, to fotoelektrony wyrwane z CC' spadają na nią z powrotem. Również dochodzą do niej elektrony z siatki DD' i elektrody CC' spadają na nią z powrotem. W ten sposób, zmieniając kierunek dodatkowego pola, można odróżnić przypadek jonizacji od przypadku wzbudzenia atomów.

Doświadczenia z parami rtęci dały możliwość ustalenia, iż istnieją trzy różnice potencjałów, przy których zachodzi zderzenia niesprężyste: 4,9, 6,7 i 10,4 V. Potencjały te otrzymały nazwę *krytycznych*. Pierwsze dwa prowadzą do wzbudzenia atomów rtęci, ostatni — do jonizacji.

§ 189. RUCHLIWOŚĆ ELEKTRONÓW W GAZIE PRZY NISKIM CIŚNIENIU

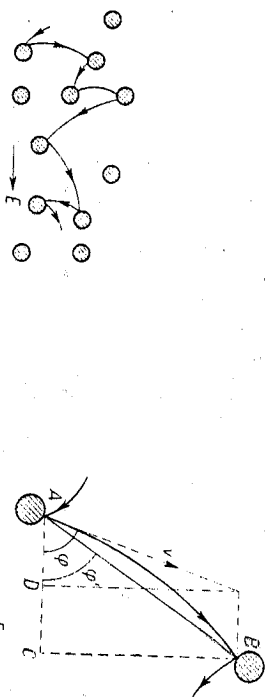
Rozpatrując ruchliwość jonów w elektrolitach i w gazach przy niezbyt małym ciśnieniu, zakładałmy działanie sił tarcia, proporcjonalnych do prędkości jonów. Założenie to jest możliwe dzięki małej wartości długości średniej drogi swobodnej jonów. W przypadku ruchu elektronów w gazie konieczne są rozważania bardziej szczegółowe.

Dla uproszczenia ograniczymy analizę do zderzeń sprężystych elektronów z atomami gazu. W tym przypadku, jak to wynika ze wzoru (1) § 188, wartość liczbowa prędkości elektronu prawie się nie zmienia w wyniku zderzenia, kierunek zaś prędkości może zmienić się w dowolny sposób: elektron może odchylić się w bok lub też odskoczyć w tył. Jeżeli natężenie pola wynosi E , to w odresach między zderzeniami elektron doznaje stałego przyspieszenia

$$a = \frac{eE}{m} \quad (1)$$

i porusza się po odcinku paraboli. Cała jego droga między atomami ma przy istnieniu pola elektrycznego przebieg przedstawiony na rys. 168.

Rozpatrzmy bardziej szczegółowo drogę elektronu między dwoma kolejnymi zderzeniami. Kierunek wektora natężenia pola E wskazany jest na rys. 169 strzałką. Niech prędkość elektronu v zaraz po zderzeniu z atomem A tworzy z E kąt φ . Zakładamy, że



Rys. 168. Droga elektronu między zderzeniami gazu

Rys. 169. Rysunek pomocniczy do obliczenia drogi elektronu między zderzeniami

dodatkowa prędkość nabyta przez elektron pod wpływem natężenia pola E podczas jego ruchu między dwoma zderzeniami jest mała w porównaniu z jego prędkością v . Wówczas droga elektronu, przedstawiona łukiem AB , nie różni się znacznie od długości drogi swobodnej $\lambda = AB$, którą by przeszedł elektron poruszający się między atomami A i B , gdyby pola elektrycznego nie było. Kąt między AB i kierunkiem wektora natężenia E oznaczamy przez φ' .

W czasie τ między dwoma zderzeniami siła elektryczna wykona pracę

$$dL = eE\lambda \cos \varphi'$$

Średnio dla wielu zderzeń praca ta będzie równa

$$\overline{dL} = eE\lambda \cos \varphi' \quad (2)$$

Przy zderzeniu elektron traci, według wzoru (1) § 188 energię $\frac{mv^2}{2}$.

Równowaga zostanie osiągnięta, gdy średnia praca \overline{dL} wykonywana przez siłę elektryczną między dwoma zderzeniami, będzie równa średniej stracie energii elektronu przy zderzeniu,

$$\overline{dL} = \frac{mv^2}{2}$$