

POMORSKA AKADEMIA PEDAGOGICZNA  
W SŁUPSKU

---

WYDZIAŁ MATEMETYCZNO-RZYRODNICZY

Dawid Maliczewski

# Wykładowania w gazach pod niskim ciśnieniem

Praca magisterska wykonana  
w Instytucie Fizyki pod kierunkiem  
**prof. dr hab. Grzegorza Karwasza**

Słupsk 2002

---

Składam serdeczne podziękowania  
**Panu prof. dr hab. Grzegorzowi Karwaszowi**  
za cenne uwagi i wskazówki pomocne  
przy napisaniu tej pracy.

## Spis treści

<b>1. Rys historyczny badań nad wyładowaniami w gazach.</b> .....	4
<b>2. Makroskopowe i molekularne podejście do wyładowań.</b> .....	7
<b>3. Podstawowe procesy towarzyszące wyładowaniom elektrycznym w gazach.</b> .....	10
3.1. Jonizacja zderzeniowa. ....	10
3.2. Fotojonizacja. ....	15
3.3. Dyfuzja jonów i elektronów. ....	16
3.4. Rekombinacja. ....	17
3.5. Wychwył elektronów przez cząsteczki gazu. ....	19
<b>4. Rodzaje wyładowania w gazach i ich charakterystyka.</b> .....	23
4.1. Wyładowanie jarzeniowe. ....	24
4.2. Wyładowanie iskrowe. ....	25
4.3. Wyładowanie łukowe. ....	26
<b>5. Prawo Paschena.</b> .....	28
<b>6. Wyładowania w gazach pod niskim ciśnieniem.</b> .....	33
6.1. Wyładowanie jarzeniowe. ....	33
6.2. Kula plazmowa. ....	36
<b>7. Aparatura badawcza.</b> .....	38
<b>8. Wyniki doświadczalne.</b> .....	44
<b>9. Podsumowanie.</b> .....	48
9.1. Omówienie wyników. ....	48
9.2. Wnioski .....	48
Bibliografia .....	50

# 1. Rys historyczny badań nad wyładowaniami w gazach.

Od niepamiętnych czasów człowiek jest świadkiem zjawisk świetlnych zachodzących w atmosferze pod wpływem wyładowań. Piękno zjawisk takich jak zorza północna, ogień świętego Elma, czy też piorun dopingowało uczonych do ich zbadania.

W 1663 roku zbudowano pierwszą maszynę elektryczną, która umożliwiła sztuczne odtwarzanie i badanie zjawisk elektrycznych. Podczas doświadczeń z tą maszyną zauważyć można było słabe jarzenie elektryzowanej powierzchni przy ciśnieniu atmosferycznym. Obserwowanie zjawisk świetlnych związanych z przepływem prądu elektrycznego przez rozrzedzony ośrodek gazowy towarzyszyło badaniom innych zjawisk elektrycznych. Stało się to możliwe po odkryciu w 1643 roku przez Torricellego sposobu otrzymywania próżni barometrycznej oraz dzięki wynalezieniu w 1650 r. pompy powietrznej.

Obserwacje iskry elektrycznej przeprowadził w 1700 r. Wall. W swoim doświadczeniu otrzymywał iskrę o długości powyżej 1 cm za pomocą dużego kawałka bursztynu elektryzowanego przez tarcie.

W 1750 r. uzyskano wyraźne jarzenie wstrząsanej rtęci. Badanie przeprowadzono wewnątrz szklanej obracającej się butli w opróżnionej z powietrza za pomocą pompy. Szybko obracającą się butlę elektryzowano przykładając do niej rękę, uzyskiwano wówczas bardzo silne jarzenie, a także jasne iskry o długości do 2,5 cm. Zjawisko jarzenia obserwowano również przy pocieraniu wełną bursztynu, siarki smoły i innych ciał. Powyższe doświadczenie powtórzono w 1740 r., kiedy to uzyskano jarzenie rozrzedzonego powietrza w szklanym naczyniu w kształcie jajka połączonym z maszyną elektryczną. Przyrząd ten, zwany jajkiem elektrycznym, w zestawieniu z maszyną elektryczną, używany był przez wielu fizyków do różnorodnych badań nad wyładowaniami w gazie. W tej postaci zjawisko jarzenia elektrycznego w gazie otrzymuje po raz pierwszy kształt lampy wyładowczej.

Badania potężniejszych wyładowań w gazie, wyładowań atmosferycznych, w latach 1752-1753 prowadzone przez M. Łomonosowa i G. Richmana doprowadziły do powstania teorii opisujących zjawiska elektryczne w atmosferze oraz do wynalezienia piorunochronu.

Doświadczenia przeprowadzone w roku 1785 przez Morgana doprowadziły go do wniosku, że barwa światła wyładowania zależy od ciśnienia.

Wynalezienie w 1800 r. ogniwa galwanicznego umożliwiło otrzymywanie prądu elektrycznego w sposób nieprzerwany i stworzyło tym samym bazę energetyczną dla doświadczeń naukowych. Dwa lata później Wasilij Pietrow, odkrył i zbadał zjawisko

świecącego łuku, które stanowi najsilniejsze sztuczne wyładowanie w gazie. Zjawisko iskry elektrycznej zaobserwował on przy zetknięciu metalowych i węglowych elektrod połączonych z biegunami baterii i zanurzonych w oleju roślinnym i alkoholu. Przy zetknięciu elektrod w wodzie iskry nie występowały, co fizyk słusznie wyjaśnił dobrą przewodnością elektryczną wody. Wasilij Pietrow bada także zjawiska jarzenia przy niższym (ok. 7,5-10 mm słupa rtęci) ciśnieniu powietrza. Doświadczenie to przeprowadza pod kloszem pompy powietrznej, jako elektrody używa dno srebrnego cylindra ustawionego do góry dnem na płycie owej pompy (anoda) i stalową zaostrzoną igłę (katoda), którą może przesuwac w kierunku pionowym. Obserwując zachodzące w tych warunkach zjawiska zwraca uwagę na wpływ, jaki ma zmiana ciśnienia powietrza na zachowanie się świecącego wyładowania, zaznacza, że można ułatwić jego zapłon przez obniżenie ciśnienia. Na występowanie zjawisk świetlnych, co zauważył Pietrow ma wpływ także materiał, z których wykonane są elektrody, ich kształt, a także biegunowość.

W latach 1810-1812 Davy posługując się wielką baterią skrzynkową, składającą się z 2000 par miedzianych i cynkowych płytek, rozdzielonych izolującymi przegródkami i zanurzonych w roztworze amoniaku, otrzymał przy połączeniu szeregowym wszystkich ogniów potężne wyładowanie łukowe, które nazwał łukiem Volty.

Ogromne znaczenie dla rozwoju badań nad wyładowaniami elektrycznymi w gazach miało odkrycie w 1831 r. zjawiska indukcji elektromagnetycznej, a także ulepszenie cewki indukcyjnej. Spory udział w tych badaniach miał Faraday, który przy użyciu maszyny elektrostatycznej wyróżnił poszczególne wyładowania (wyładowanie ciche, wyładowanie świetlące, iskra) i podał warunki ich powstawania. Zauważył on również różnicę w zjawiskach świetlnych na biegunie dodatnim i ujemnym rurki i istnienie ciemnej przestrzeni między nimi (ciemnia Faradaya).

Ważnym wydarzeniem dla fizyków zajmujących się wyładowaniami w gazach było w roku 1856 ulepszenie przez Geisslera metody sporządzania rurek świecących, wypełnionych różnymi gazami.

W roku 1859 Plucker za pomocą rurek geisslerowskich badał widma jarzących się gazów i na ich podstawie stwierdził, że dla tej samej materii w zależności od temperatury można otrzymać różne widma.

Crookes w 1879 r. doszedł do wniosku, że promienie katodowe mają korpuskularną budowę i stanowią one strumień naładowanych cząstek. Dzięki doświadczeniom Goldsteina, Hittorfa oraz wspomnianego Crookesa stwierdzono, że promienie katodowe wywołują

fluorescencję i poruszając się prostoliniowo dają cień ekranu ustawionego na drodze ich strumienia, wywołują silne działanie mechaniczne i ciepłe padając na powierzchnię ciał, a także ulegają odchyleniu pod wpływem magnesu. Najważniejszym czynnikiem powodującym zjawisko wyładowania, jak i towarzyszące mu wypromieniowywanie światła, jest poruszanie się tych naładowanych cząstek pod działaniem pola elektrycznego w ośrodku gazowym.

Duży wkład w dziedzinie wyładowań w gazach wniósł Lenard, który w 1893 r. przepuścił promienie katodowe przez cienką aluminiową blaszkę do otaczającego powietrza i wywnioskował, że mają one ładunek ujemny, a także Rentgen, który w 1896 r. odkrył nowy rodzaj promieni nazwanych promieniami rentgenowskimi.

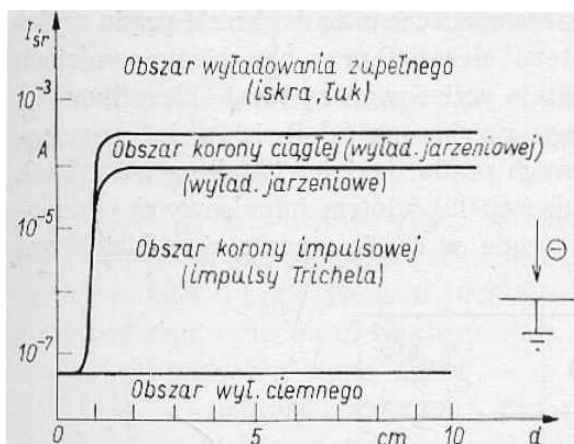
Powyższe odkrycia i badania doprowadziły do powstania współczesnych lamp wyładowczych.

## 2. Makroskopowe i molekularne podejście do wyładowań.

Wyładowania można rozpatrywać w ujęciu makroskopowym lub w molekularnym ujęciu.

Ujęcie makroskopowe polega na śledzeniu efektów wizualnych i akustycznych występujących podczas wyładowania, a także na pomiarze i rejestracji prądów tych wyładowań oraz na pomiarze napięć, przy których te prądy następują. Pomiarów te wykonuje się za pomocą układu zawierającego źródło wysokiego napięcia regulowanego w sposób ciągły, przyłączony do niego układ izolacyjny zawierający badany gaz oraz przyrządy pomiarowe do pomiaru napięcia i prądu wyładowań.

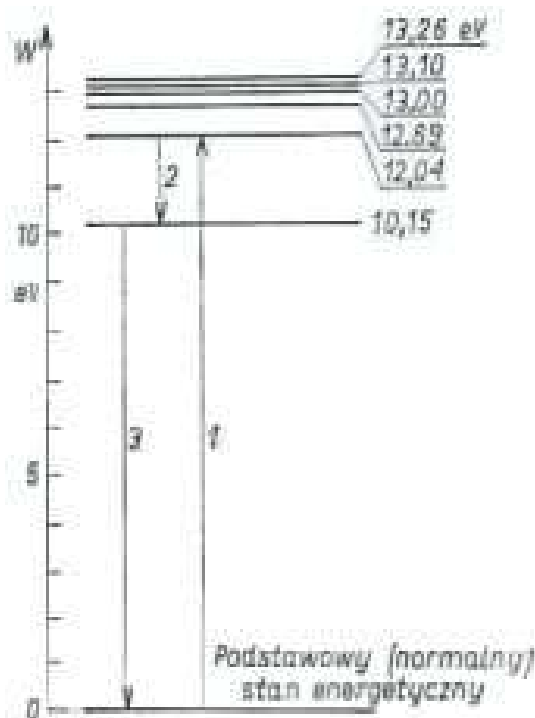
W wyniku tego typu pomiarów otrzymuje się liczne charakterystyki np. prądowo-napięciowe, prądowo-czasowe. Przedstawiają one w sposób ogólny różne rodzaje wyładowań i ich własności makroskopowe (rys.1).



Rys. 2.1. Obszary występowania różnych rodzajów wyładowań w powietrzu atmosferycznym. Zależność średniego prądu wyładowania  $I_{sr}$  od odległości elektrod  $d$

Z kolei ujęcie molekularne wyjaśnia nam jak zachowują się cząsteczki gazu podczas zjawisk makroskopowych. W celu przybliżenia tego zagadnienia zostanie omówiona budowa gazu w warunkach normalnych, w temperaturze  $20^{\circ}\text{C}$  i przy ciśnieniu  $1013\text{ hPa}$ , przy braku wyładowań elektrycznych. Zgodnie z kinetyczną teorią gazów, w  $1\text{ cm}^3$  gazu znajduje się ok.  $2,7 \cdot 10^{19}$  obojętnych cząsteczek będących w bezustannym ruchu cieplnym, w którym to cząsteczki zderzają się sprężysto (bez strat energii). Cząsteczki gazu składają się z dwóch (azot, tlen) lub kilku atomów. Natomiast atom zbudowany jest z dodatnio naładowanego jądra i krążących wokół niego elektronów. Dodatni ładunek jądra równy jest sumarycznemu ładunkowi ujemnych elektronów, przez co atom jest elektrycznie obojętny. Jądro oddziałuje na elektrony pewnymi siłami w ten sposób, że nie mogą się one swobodnie

przemieszczać, co uniemożliwia przewodzenie prądu elektrycznego. Jest jednak na to sposób, należy dostarczyć atomowi energię, aby elektron został uwolniony i stał się w ten sposób **elektronem swobodnym**, który może już uczestniczyć w przewodzeniu prądu elektrycznego. Atom może nie tylko przyjmować energię, ale również i ją oddawać, dlatego też określa się jego stany energetyczne. Zgodnie z teorią kwantów atom może znajdować się tylko w jednym ze ściśle określonych dozwolonych stanów równowagi energetycznej i nie może przybierać stanów pośrednich. Oznacza to, że może pobierać lub oddawać energię tylko w postaci określonych porcji (kwantów). W odróżnieniu od energii kinetycznej atomów związanej z prędkością ruchu, stany energetyczne atomów dotyczą ich energii potencjalnej. Stany energetyczne atomów na rysunku schematycznym zaznaczone są za pomocą linii poziomych, których wysokość odpowiada różnym wartościom energii. Najniższy z poziomów odpowiada oczywiście najmniejszej energii potencjalnej, jaką może mieć atom i zwany jest **poziomem podstawowym**, a odpowiadający mu stan **stanem podstawowym**. Atomy, które posiadają energię większą od energii stanu podstawowego nazywa się atomami wzbudzonymi, a poziomy, na których się one znajdują poziomami wzbudzenia.



Rys. 2.2. Poziomy energetyczne w atomie wodoru. 1,2,3- możliwe zmiany poziomów energetycznych. Poziom 13,26 eV- atom zjonizowany, poziomy niższe- atom wzbudzony i atom w stanie podstawowym



Wyróżnić można dwa rodzaje stanów wzbudzenia i odpowiadających im poziomów wzbudzenia: poziomy radiacyjny i poziomy metastabilny.

W radiacyjnym stanie wzbudzenia okres życia atomu jest bardzo krótki i wynosi 10-100 ns. Po tym czasie atom przechodzi do jednego z niższych poziomów energetycznych lub do poziomu podstawowego, co wiąże się z wypromieniowaniem energii:

$$E_1 - E_2 = h\nu \quad (1)$$

gdzie:  $h$ - stała Plancka;

$\nu$ - częstotliwość promieniowania.

Wysyłany przez to promieniowanie foton może swoją energię przekazać innej cząstce gazu, wywołując jej wzbudzenie lub jonizację.

Metastabilne stany i odpowiadające im poziomy metastabilny to takie, z których nie może nastąpić samodzielne przejście do stanu niższego energetycznie. Może to nastąpić jedynie w przypadku, gdy dostarczymy energię umożliwiając przejście atomu na wyższy poziom energetyczny, z którego już samodzielnie atom przechodzi do stanu podstawowego wypromieniowując energię. Czas życia atomu w tym stanie jest dość długi i zawiera się w granicach 100-10000  $\mu$ s.

### **3. Podstawowe procesy towarzyszące wyładowaniom elektrycznym w gazach.**

Podczas wyładowania elektrycznego zachodzą procesy prowadzące do emisji promieniowania elektromagnetycznego przez cząsteczki gazu — często w zakresie widzialnym (wzbudzenie cząsteczek, a następnie powrót do niższych stanów energetycznych., jonizacja i w konsekwencji rekombinacja jonów i elektronów).

Procesy jonizacyjne, które występują niezależnie od innych procesów jonizacyjnych nazywa się procesami pierwotnymi. Natomiast te, które dokonują się tylko pod warunkiem występowania innych procesów jonizacyjnych nazywa się procesami wtórnymi.

Duży wpływ na zjawisko wyładowań w gazie mają czynniki jonizacyjne, jak i czynniki osłabiające je zwane procesami dejonizacyjnymi.

#### 1. Procesy jonizacyjne:

- jonizacja zderzeniowa: elektronowa, jonowa, cieplna
- fotojonizacja

#### 2. Procesy dejonizacyjne:

- rekombinacja
- dyfuzja elektronów i jonów
- wychwytywanie elektronów przez cząsteczki gazu

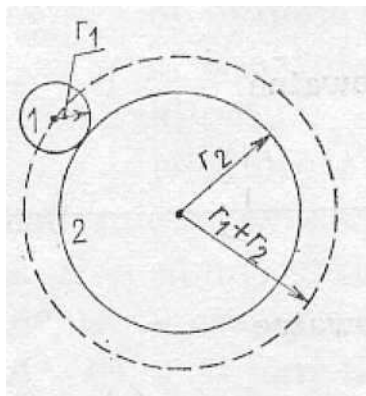
#### 3.1. Jonizacja zderzeniowa.

Jonizację najprościej można przedstawić jako zjawisko odrywania elektronów od atomów na skutek dostarczenia im energii poprzez: zderzenie z elektronami, zderzenie z jonami i atomami, a także przez ogrzanie do wysokich temperatur.

Podczas poruszania się w ośrodku gazowym elektron ulega wielu zderzeniom z atomami gazu, czemu towarzyszy przekazywanie energii elektronu atomom gazu.

Najprostszym przypadkiem przekazywania energii poruszającego się elektronu obojętnemu atomowi stanowi zderzenie sprężyste, przy którym nie następuje wymiana energii potencjalnej, a jedynie ich energii kinetycznej.

Zderzenie dwóch cząstek (cząsteczek atomów, elektronów lub jonów) można zobrazować za pomocą zderzenia kul bilardowych, przy którym następuje wzajemne przekazywanie energii, a także zmiana parametrów ruchu: prędkości i kierunku.



Rys. 3.1.1. Zderzenie między cząstkami 1 o promieniu  $r_1$  i 2 o promieniu  $r_2$ . Powierzchnia ich wzajemnego oddziaływania jest oznaczona linią przerywaną.

Zderzenie ma miejsce w przypadku, gdy odległość między środkami cząstek jest równa sumie ich promieni  $R = r_1 + r_2$ .

Powierzchnia koła o promieniu  $R$  zwana jest **przekrojem czynnym** danej cząstki na zderzenia i wynosi:

$$\sigma = \pi(r_1 + r_2)^2 \quad (2)$$

Zderzenia elektronów z cząsteczkami gazu mają największe znaczenie w wyładowaniach w polu elektrycznym. W wyniku przekazywania energii skutkiem tych zderzeń jest jonizacja cząstek gazu, a także wzbudzenie ich i zmiana energii kinetycznej. W czasie zderzenia energia kinetyczna elektronu wynosi:

$$E_{Ke} = \frac{m_e v_e^2}{2} \quad (3)$$

, gdzie:  $m_e$ - masa spoczynkowa elektronu;  
 $v_e$ - prędkość elektronu.

W przypadku, gdy nie zachodzi wymiana energii potencjalnej i nie ma pola elektrycznego, to średnia energia kinetyczna każdej cząstki uczestniczącej w ruchu cieplnym jest zgodna z kinetyczną teorią gazów i wynosi:

$$\langle E_{Kcz} \rangle = \frac{3}{2} kT \quad (4)$$

, gdzie: k- stała Boltzmannna;

T- temperatura bezwzględna.

Z powyższego równania wynika, że elektrony znajdujące się w gazie mają większą prędkość niż otaczające je cząstki dowolnego gazu.

Duże znaczenie dla jonizacji zderzeniowej ma **droga swobodna**, droga przebyta pomiędzy następującymi po sobie zderzeniami. Na drodze tej elektrony i jony są przyspieszane w polu elektrycznym, a ich energia kinetyczna zwiększa się kosztem tego pola i jest proporcjonalna do przebytej drogi swobodnej **l** w kierunku pola elektrycznego oraz do natężenia pola elektrycznego, panującego w gazie.

$$W \sim l \cdot E \quad (5)$$

Średnia droga swobodna cząstek w gazach rozrzedzonych może być tak duża, że elektron może przebyć całą drogę między elektrodami bez zderzenia. Przykładem może być powietrze o temperaturze 273 K i ciśnieniu  $1,33 \cdot 10^{-3}$  Pa, czyli tzw. wysokiej próżni, średnia droga swobodna elektronu  $l_e = 5,24$  m, tzn. jest  $10^7$  razy większa niż w warunkach normalnych.

Miłą intensywności jonizacji zderzeniowej elektronowej jest współczynnik jonizacji Townsenda  $\alpha$ , jest on liczbą zderzeń jonizacyjnych, a więc zderzeń elektronu z cząsteczkami obojętymi gazu, w wyniku czego następuje jonizacja tych cząsteczek wzdłuż linii pola elektrycznego.

Warunkiem koniecznym jonizacji zderzeniowej elektronowej jest spełnienie poniższej nierówności:

$$Eel_j \geq W_j \quad (6)$$

, gdzie: E- natężenie pola elektrycznego;

e- ładunek elektronu;

$l_j$ - droga swobodna elektronu przebyta przed zderzeniem jonizacyjnym;

$W_j$ - energia jonizacji cząstek gazu.

Liczba wszystkich zderzeń z cząsteczkami  $Z_e$  jakich doznaje jeden elektron wzdłuż linii pola elektrycznego na jednostkowej drodze jest równa odwrotności jego drogi swobodnej  $l_e$ .

$$Z_e = \frac{1}{l_e} \quad (7)$$

Z kolei prawdopodobieństwo przebycia drogi  $l_j$  przez każdy elektron bez zderzenia wynosi:

$$P = \exp\left(-\frac{l_j}{l_e}\right) \quad (8)$$

Townsend w swych badaniach ok. 1900 r. sugerował, że jony w gazie spełniają podobną rolę w jonizacji zderzeniowej co elektrony, jednak jego myślenie okazało się błędne. Jony ze względu na swą dużą masę mogą przy zderzeniach sprężystych tracić sporą część swej energii kinetycznej, w wyniku czego nie osiągną one energii znacznie przekraczającej energię cząstek obojętnych gazu, a liczba jonów o energii zbliżonej do energii jonizacji będzie zbyt mała w porównaniu do liczby wszystkich jonów.

Warunkiem niezbędnym do tego, aby proces **jonizacji zderzeniowej jonowej** miał miejsce jest to, że jon musi mieć energię kilkuset woltów, natomiast elektrony zaczynają jonizować przy energii równej energii jonizacji cząstek gazu.

Proces jonizowania się obojętnych cząsteczek gazu w wyniku przekazywania im podczas zderzeń wystarczająco dużo energii kinetycznej ruchu termicznego innych cząstek, nazywamy **jonizacją termiczną**. W temperaturze pokojowej średnia energia kinetyczna ruchu termicznego cząstek gazu przyjmuje wartość poniżej 0,04 eV, a więc znacznie poniżej energii jonizacji wszystkich gazów. Jonizacja termiczna, jak sama nazwa wskazuje, może zachodzić tylko w zakresie wysokich temperatur powyżej 5000 °C.

Ten typ jonizacji opisuje wzór Saha:

$$\frac{f^2}{1-f^2} p = 2,4 \cdot 10^{-4} T^{2,5} \exp\left(-\frac{eV_j}{kT}\right) \quad (9)$$

, gdzie: f- stosunek liczby zjonizowanych cząsteczek do liczby wszystkich cząsteczek

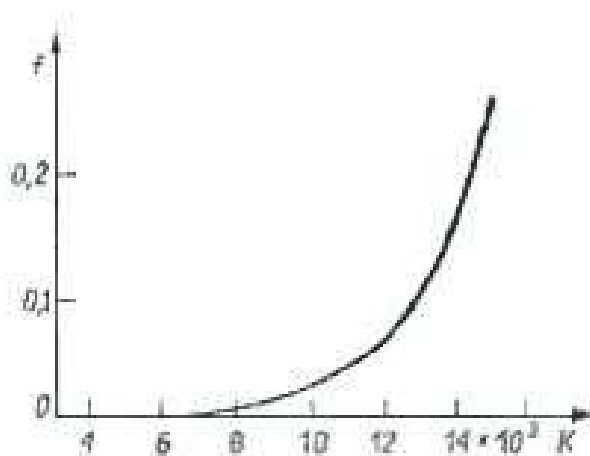
p- ciśnienie gazu [mm Hg];

T- temperatura bezwzględna [K];

$V_j$ - potencjał jonizacyjny gazu [V];

e- ładunek elementarny.

Wzór Saha graficznie można przedstawić za pomocą wykresu przedstawiającego krzywą f w funkcji T (rys. 4), przy założeniu, że  $V_j=15$  V i  $(1-f^2)=1$



Rys. 3.1.2. Stosunek liczby zjonizowanych cząsteczek do liczby wszystkich cząsteczek powietrza o ciśnieniu atmosferycznym przy jonizacji zderzeniowej termicznej w funkcji temperatury.

Na podstawie wykresu można dojść do wniosku, że poniżej 5000 K liczba cząstek zjonizowanych jest niewielka, natomiast powyżej 10000 K liczba ta zaczyna rosnąć w sposób gwałtowny. Udział jonizacji termicznej w wyładowaniu jest niezwykle trudny do określenia, ponieważ jonizacja ta może występować w zakresie temperatur 5000-10000 K, które trudno jest regulować.

### 3.2. Fotojonizacja.

Proces jonizacji może odbywać się kosztem energii dostarczanej przez fotony, mamy wówczas do czynienia z fotojonizacją. Fotojonizację w gazie można przedstawić za pomocą następującego wzoru:



, gdzie: A- atom gazu;

h- stała Plancka;

$\nu$ - częstotliwość promieniowania energii promienistej;

$A^+$ - jon dodatni;

e- elektron.

W przypadku, gdy energia promienista  $E=h\nu$  jest większa od energii jonizacji cząsteczki gazu  $W_j$ , to jej nadmiar nadaje pewną prędkość elektronowi swobodnemu.

Wówczas energia kinetyczna tego elektronu będzie wynosiła:

$$E_K = \frac{m_e v^2}{2} = h\nu - h\nu_j \quad (11)$$

, gdzie:  $h\nu_j = W_j$

Natężenie promieniowania nie ma wpływu na możliwość wystąpienia jonizacji. W przypadku, gdy spełniony zostanie warunek:  $h\nu \geq h\nu_j$ , wówczas zwiększa się liczba przypadków jonizacji ze wzrostem natężenia.

### 3.3. Dyfuzja jonów i elektronów.

Zjawisko zaliczające się do procesów dejonizacyjnych, które polega na przepływie jonów i elektronów z miejsc o ich dużej koncentracji do miejsc, w których jest ich mniej, na skutek chaotycznych ruchów cieplnych. W przypadku gazów pod wyższym ciśnieniem, np. pod ciśnieniem atmosferycznym, odpływ na skutek dyfuzji jest najważniejszą przyczyną odpływu jonów z obszaru wyładowania. Dla gazów pod niższym ciśnieniem odpływ jonów zachodzi obok dyfuzji na skutek oddziaływania pola elektrycznego. Zakładając, że  $\langle v \rangle$  oznacza średnią prędkość jonów biorących udział w dyfuzji, a  $\langle \lambda \rangle$  jest ich średnią drogą swobodną, można wyznaczyć ubytek jonów  $\Delta n$  w czasie  $\Delta t$ :

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \lambda \rangle \frac{dN}{dx} \quad (12)$$

, gdzie:  $\frac{dN}{dx}$  oznacza ubytek gęstości w kierunku  $x$ .

We wzorze (12) wyróżnić możemy **współczynnik dyfuzji D**:

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \lambda \rangle \quad (13)$$

Jest on proporcjonalny do średniej drogi swobodnej jonów i średniej prędkości ich ruchu cieplnego.

Po uwzględnieniu powyższego, wzór (12) będzie przedstawiał się następująco:

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = -D \frac{dN}{dx} \quad (14)$$

Współczynnik dyfuzji dla elektronów jest przynajmniej o 3 rzędy wielkości większy niż dla jonów ze względu na znacznie większą średnią drogę swobodną i średnią prędkość elektronów.

Powyższy przypadek stanowi tzw. **dyfuzja jednoskładnikowa**, w której bierze udział jeden składnik dyfundujący w gazie o znacznie większej koncentracji cząstek.

W wielu przypadkach w wyładowaniach występuje **dyfuzja dwuskładnikowa** zwana **ambipolarną**. Mamy z nią do czynienia w przypadku, gdy na skutek wyładowania nastąpi w pewnym obszarze gazu prawie jednakowa koncentracja elektronów i jonów dodatnich.



Dyfuzja ambipolarna prowadzi do rozdzielania ładunków, a więc do powstania pól elektrycznych hamujących cząstki szybsze i przyspieszających cząstki wolniejsze. Dwuskładnikowa dyfuzja dominuje przy dużej koncentracji elektronów i jonów, a przy koncentracji elektronów  $N_e \geq 10^{15} \text{ m}^{-3}$  dyfuzja staje się czystą dyfuzją ambipolarną. Współczynnik dyfuzji ambipolarnej  $D_a$  wyraża się wzorem:

$$D_a = \frac{2D_+D_-}{D_+ + D_-} \quad (15)$$

, gdzie:  $D_+$  jest współczynnikiem dyfuzji cząstek dodatnich;

$D_-$  oznacza współczynnik dyfuzji cząstek ujemnych,

### 3.4. Rekombinacja.

Rekombinacją nazywa się proces zubożniania się cząstek o różnoimiennym ładunku w wyniku przekazania sobie ładunku podczas zderzenia.

Rekombinację można wyrazić następująco:



, gdzie: A- atom gazu;

h- stała Plancka;

$\nu$ - częstotliwość promieniowania energii promienistej;

$A^+$ - jon dodatni;

e- elektron.

Zubożnianie cząstek o różnoimiennym ładunku może nastąpić podczas zderzenia elektronu z jonem dodatnim i zderzenia jonu ujemnego z jonem dodatnim. Następuje wówczas zmniejszenie energii wewnętrznej cząstek, a co za tym idzie wydziela się pewna porcja energii np. w postaci energii promienistej. W przypadku rekombinacji elektronu i jonu dodatniego, zwanej **rekombinacją elektronową**, przemianę energetyczną można zapisać następująco:

$$eE_j + \frac{1}{2}mv^2 = h\nu \quad (17)$$

, gdzie:  $E_j$  oznacza potencjał jonizacyjny cząsteczki danego gazu;

$m$ - masa elektronu;

$v$ - prędkość elektronu;

$\nu$ - częstotliwość widma promieniowania.

Przy zderzeniu jonu dodatniego z jonem ujemnym mamy do czynienia z **rekombinacją jonową**, w której jony ujemne mają prawie taką samą masę jak jony dodatnie, taką samą prędkość oraz ładunek, a także znacznie mniejsze prędkości niż elektrony. Przy zderzeniu sprężystym jony mogą utracić sporą część swojej energii, w wyniku czego po zderzeniu jon ma niewielką prędkość. Mała ich prędkość powoduje, że jony o różnoimiennym znaku przebywają obok siebie na tyle długo, że prawdopodobieństwo przejścia nadmiarowego elektronu z jonu ujemnego do jonu dodatniego, a tym samym wystąpienia zjawiska rekombinacji, jest duże. Można wyodrębnić jeszcze jeden przypadek, gdy prędkość jonów po zderzeniu jest zbyt duża, wówczas czas wzajemnego ich oddziaływania jest zbyt krótki by zaobserwować rekombinację.

Przy założeniu, że liczba dejonizacji, będących wynikiem rekombinacji, jest proporcjonalna do liczby zderzeń cząstek dodatnich  $n_+$  i ujemnych  $n_-$ , a co za tym idzie także do ich gęstości. Liczbę cząstek, które ulegają rekombinacji w czasie  $dt$  i o które zmniejszy się gęstość ładunków, można zapisać za pomocą wzoru:

$$dn = -\zeta n_+ n_- dt \quad (18)$$

, gdzie:  $\zeta$  oznacza **współczynnik rekombinacji jonowej**.

W przypadku, gdy  $n_+ = n_-$ , powyższy wzór przyjmuje postać:

$$dn = \zeta n^2 dt \quad (19)$$

Przyjmując, że w chwili początkowej  $t=0$  liczba cząstek  $n=n_0$ , otrzymać można:

$$-\zeta t = \int_{n_0}^n \frac{dn}{n^2} \quad (20)$$

W danej chwili  $t$  liczba cząstek przyjmuje wartość:

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \zeta t} \quad (21)$$

Powyższe równanie nazywa się **równaniem ubytku jonów** i przedstawia hiperboliczny spadek gęstości ładunków wraz z upływem czasu. Za jego pomocą można wyznaczyć współczynnik rekombinacji, który jest rzędu  $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$ .

Współczynnik rekombinacji jonowej maleje wraz z temperaturą gazu. Z kolei współczynnik rekombinacji elektronowej jest zazwyczaj o parę rzędów wielkości mniejszy niż współczynnik rekombinacji jonowej.

### 3.5. Wychwyty elektronów przez cząsteczki gazu.

Przy zaniku wolnych elektronów następuje proces tworzenia się jonów ujemnych, zwany **wychwytem elektronów** lub **wiązaniem elektronów**. Odbywa się to w następujący sposób: wolny elektron przyłączany jest do obojętnego atomu lub cząsteczki gazu w stanie podstawowym.

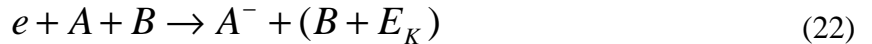
Tylko w przypadku atomów niektórych pierwiastków może zaistnieć zjawisko wiązania elektronów, zaliczają się do nich te, w których brak jest jednego lub dwóch elektronów w zewnętrznej powłoce elektronowej. Gazy, w których skład wchodzi atomy lub cząsteczki tych pierwiastków nazywa się **gazami elektroujemnymi**.

Zjawisko wiązania elektronów jest zjawiskiem odwracalnym, dzieje się to na skutek uwolnienia elektronu z jonu ujemnego. W wyniku wychwyty elektronu przez atom lub

cząsteczkę obojętną wydzielana jest pewna ilość energii równa różnicy energii atomu lub owej cząsteczki i energii jonu ujemnego. Z kolei przy uwolnieniu elektronu energia ta musi zostać dostarczona z zewnątrz.

Mając na uwadze to, w jaki sposób energia ta wydziela się lub jest dostarczana, można wyróżnić kilka przypadków wychwytu elektronów i tworzenia się jonów ujemnych lub uwalniania elektronów:

- zderzenie potrójne



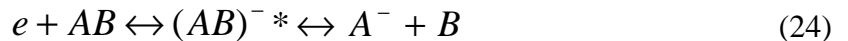
Atom B przejmuje wydzielającą się energię będącą różnicą energii atomu obojętnego A i energii jonu ujemnego, a także uzyskuje energię kinetyczną  $E_K$

- wydzielanie się energii promienistej



Proces tworzenia się jonu ujemnego nazywa się **wiązaniem radiacyjnym**, z kolei proces odwrotny nazywa się **fotouwolnieniem**.

- Rozłączenie dwu atomów cząsteczki na obojętny atom i jon ujemny



, gdzie indeks górny „\*” oznacza wzbudzenie.

Dla gazów o budowie cząsteczkowej dominującym procesem jest przyłączenie elektronu przez obojętną cząsteczkę gazu przy zużyciu różnicy energii na dysocjację. Przyłączenie to nazywane jest **wiązaniem dysocjatywnym**.

Intensywność wychwytu elektronów, określana jako **całkowity przekrój czynny na przyłączenie**  $N\sigma_{\text{przył}}$ , uzależniona jest od rodzaju gazu, ciśnienia i jego objętości. Całkowity przekrój czynny na przyłączenie jest liczbą zderzeń wiążących elektron na jednostkę długości drogi przebytej przez elektron. Wymienić tu należy jeszcze tzw. **prawdopodobieństwo przyłączenia**  $P_{\text{przył}}$ , czyli prawdopodobieństwo przyłączenia elektronu podczas jednego zderzenia.

Prawdopodobieństwo przyłączenia, zależne od ciśnienia i temperatury gazu, i całkowity przekrój na przyłączenie powiązać można za pomocą następującej zależności:

$$N\sigma_{\text{przył}} = \sigma NP_{\text{przył}} \quad (25)$$

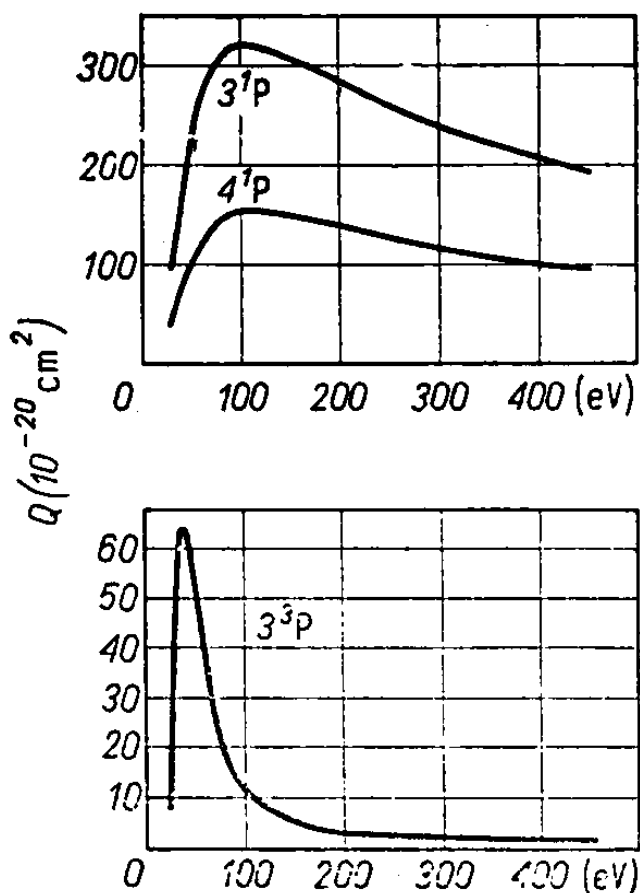
, gdzie: N jest liczbą cząstek gazu na jednostkę objętości w temperaturze  $T=273\text{K}$

i ciśnieniu  $p=133\text{ Pa}$ ;

$\sigma$  oznacza przekrój czynny na zderzenie;

$\sigma N$  to całkowity przekrój czynny na zderzenie.

Całkowity przekrój czynny na zderzenie elektronu z atomem jest sumą przekroju czynnego na zderzenie sprężyste oraz przekrojów czynnych na zderzenie niesprężyste związane z wzbudzeniem atomu do różnych poziomów energetycznych. Zderzenia niesprężyste decydują o wzbudzeniu stanów atomowych. Przekrój czynny na zderzenia elektronu z atomem zależy od rodzaju atomu, jego stanu energetycznego, a także od energii elektronów.



Rys. 3.5.1. Zależność przekroju czynnego na zderzenia niesprężyste elektronów z atomami od energii elektronów: a) helu z wzbudzeniem poziomów singletowych i tripletowych b) rtęci

Przekroje czynne na zderzenia atomów z elektronami przyjmują znaczne wartości dla energii od kilku do kilkunastu eV.

Średnia droga swobodna elektronów w gazach będących pod niskim ciśnieniem jest na tyle duża, że prawdopodobieństwo przyłączenia się elektronu do cząstki obojętnej jest niewielkie. W przypadku wysokich ciśnień gazów mamy do czynienia ze stosunkowo długim czasem życia elektronów, a także zmniejsza się prawdopodobieństwo tworzenia się jonów ujemnych.

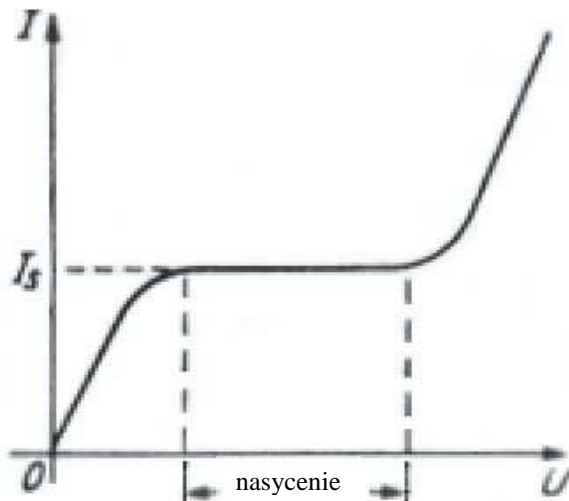
## 4. Rodzaje wyładowania w gazach i ich charakterystyka.

Wyładowania elektryczne w gazach to najprościej ujmując prąd płynący w dielektryku, a więc w materiale, w którym w zwykłych warunkach koncentracja nośników ładunku jest bardzo mała. Wyładowanie elektryczne w dielektrykach stałych i ciekłych zwane są przebicciem. Prądy płynące w gazie mogą stać się mierzalne dopiero wtedy, gdy w gazie znajduje się wystarczająco duża liczba nośników ładunku (elektronów i jonów). Nośniki te mogą pojawić się w gazie na dwa sposoby:

- pod wpływem jonizujących czynników zewnętrznych, nie związanych z przykładanym polem zewnętrznym, mamy wówczas do czynienia z **wyładowaniem niesamoistnym**
- na wskutek zjawisk zachodzących w wyniku przyłożenia pola elektrycznego zwanych **wyładowaniem samoistnym**

Warunkiem koniecznym do wystąpienia w gazach wyładowania niesamoistnego jest działanie czynnika jonizującego, takiego jak promieniowanie jonizujące lub wysoka temperatura. Do tego typu wyładowań należą wyładowania w lampach rentgenowskich i w lampach próżniowych, zachodzące dzięki emitowaniu elektronów przez katodę ogrzaną do wysokiej temperatury oraz zachodzące pod normalnym ciśnieniem wyładowania w gazach poddanych działaniu wysokiej temperatury, promieniowania rentgenowskiego, nadfioletowego lub kosmicznego.

Do grupy wyładowań samoistnych zaliczyć należy tzw. **wyładowania ciemne**, którym nie towarzyszą żadne zjawiska świetlne (są one odpowiedzialne m.in. za rozładowywanie się kondensatorów). Wyładowania samoistne występują dzięki wytwarzaniu przez czynnik jonizujący nośników prądu, a zależność natężenia prądu płynącego podczas takiego wyładowania od napięcia (rys.3) wykazuje zjawisko nasycenia, które polega na tym, że w pewnym zakresie zmienności napięcia natężenie prądu pozostaje stałe.



Rys. 4.1. Zależność natężenia prądu od napięcia przy wyładowaniu niesamoistnym.

Istnieje także rodzaj wyładowania łączący cechy wyładowań samoistnych i niesamoistnych, a jest nim mianowicie **wyładowanie pośrednie**, które obserwowane jest przy zakrzywieniach powierzchni i ostrzach przewodników naładowanych do wysokiego potencjału (piorunochrony). Przebiegają one w następujący sposób: wytworzone przez czynnik zewnętrzny jony, po rozpędzeniu w silnym polu elektrycznym, wywołują narastającą lawinę jonizacyjną (cecha wyładowania samoistnego), ale do wytworzenia jonu będącego początkiem lawiny jonizacyjnej niezbędne jest działanie czynnika zewnętrznego (cecha wyładowania niesamoistnego).

Do samoistnych wyładowań w gazie zalicza się:

- jarzeniowe
- iskrowe
- łukowe

#### 4.1. Wyładowanie jarzeniowe.

Występuje ono w gazach rozrzedzonych pod ciśnieniem od ok. 130 do ok. 1300 Pa. Wyładowanie to charakteryzuje duży spadek potencjału w pobliżu katody, silnie rozwinięta jonizacja zderzeniowa, emisja wtórna elektronów z katody oraz określony rozkład świecenia, który zależy od rodzaju i ciśnienia gazu. Wyładowania jarzeniowe są wykorzystywane m.in. w niektórych typach lamp oświetleniowych, stabilizatorach napięcia.

Wyładowaniem jarzeniowym jest także **wyładowanie koronowe zwane również wyładowaniem ulotowym**. Jest to wyładowanie elektryczne w gazie o ciśnieniu zbliżonym do atmosferycznego występujące w obszarze silnie niejednorodnego pola elektrycznego o dużym natężeniu (w pobliżu ostrzy, cienkich przewodów); przejawia się słabym świecenie

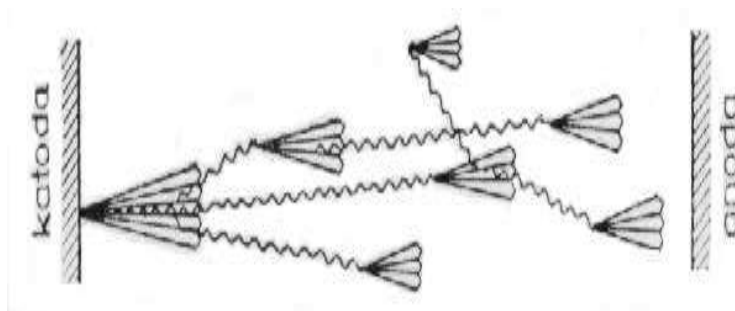


dookoła przewodnika, gdy natężenie pola elektrycznego wokół niego przekroczy określoną wartość; towarzyszy mu wytwarzanie w powietrzu ozonu i tlenków azotu.

Przebieg wyładowania w dużym stopniu zależy od biegunowości elektrody (dodatnia lub ujemna). Ulot jest zjawiskiem szkodliwym w aparatach oraz liniach elektrycznych wysokiego napięcia, w których wywołuje straty mocy dochodzące do setek kW na 1 km linii, jest źródłem dużych zakłóceń w odbiorze fal radiowych; wykorzystywany m.in. elektrofiltrach.

## 4.2. Wyładowanie iskrowe.

Jest to wyładowanie elektryczne występujące w gazie o ciśnieniu zbliżonym do atmosferycznego, które można zaobserwować między zimnymi elektrodami przy dużej różnicy potencjałów. W tym przypadku jonizacja przebiegająca w sposób impulsowy zachodzi nie jak mogłoby się wydawać w całej przestrzeni pomiędzy elektrodami, lecz wzdłuż rozgałęzionych, zygzakowatych jasno świecących kanałów, zwanych, strimerami, których postać zależy od przypadkowo nagromadzonych jonów. Powstawanie tych kanałów może zachodzić zarówno z elektrody dodatniej, jak również z elektrody ujemnej, a także możliwe jest w obszarze pomiędzy elektrodami. Kanały powstające na elektrodzie dodatniej są jaskrawe i mają wyraźnie określony kształt. W przypadku kanałów powstających na ujemnej elektrodzie zaobserwować można, że są one bardziej rozgałęzione i mają rozmyte brzegi. W owych kanałach zachodzi zjawisko zwane **jonizacją lawinową**, zachodzące na wskutek oddziaływania silnego pola elektrycznego, w którym jony i elektrony uzyskują na swej drodze swobodnej energię kinetyczną wystarczającą do jonizacji cząstek gazu. W powyższym zjawisku powstają nowe elektrony, które powodują dalszą jonizację, w efekcie czego w gazie narasta lawina elektronów. Powstające w kanałach iskrowych lawiny elektronowe i jonowe wywołują wzrost ciśnienia do kilkuset atmosfer, a także wzrost temperatury nawet do 10000 K, słyszalny jest wtedy charakterystyczny trzask (dosyć słabe wyładowanie) lub silny grzmot (piorun).



Rys. 4.2. Powstawanie strimeru (lawina elektronów).

Wyładowanie iskrowe stanowi fazę przejściową do wyładowania jarzeniowego lub łukowego. Wzrost mocy źródła wyładowania powoduje zwiększenie szerokości impulsów prądowych, a także rozszerzanie się kanałów wyładowania. W takiej sytuacji mamy do czynienia z zagęszczonym wyładowaniem iskrowym. Dalszy wzrost mocy źródła wyładowania spowoduje to, że wyładowanie iskrowe przekształci się w wyładowanie łukowe.

Różnica potencjałów powodująca przebicie zależy od rodzaju elektrod, odległości między nimi oraz od rodzaju i ciśnienia gazu. Przy zastosowaniu elektrod ostro zakończonych powodująca przebicie różnica potencjałów jest mniejsza.

W czasie przeskoku iskry opór obszaru, w którym następuje wyładowanie iskrowe znacząco maleje, zmniejsza się natężenie pola elektrycznego, co powoduje przerwanie wyładowania i cały proces zaczyna się od początku.

Jedną z form wyładowania iskrowego jest błyskawica, której długość może dochodzić do 10 km, średnica kanałów iskrowych może osiągać 40 cm, a natężenie prądu w tym wyładowaniu przyjmuje wartość nawet 100 tys. A.

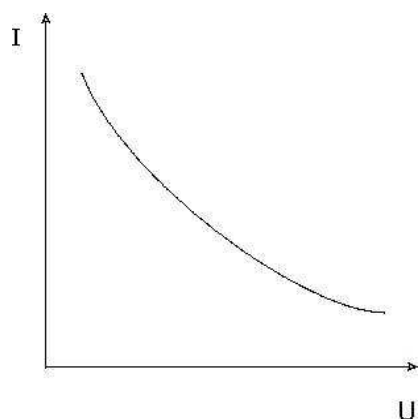
Zjawisko wyładowania iskrowego wykorzystywane jest w komorach iskrowych, lampach błyskowych, do inicjowania wybuchów lub zapłonów itp.

### 4.3. Wyładowanie łukowe.

Jest to wyładowanie elektryczne, nazwane przez Pietrowa **łukiem elektrycznym**, które charakteryzuje duża gęstość prądu elektrycznego (nawet do  $10^4$  kA/m<sup>2</sup>), a także mała różnica potencjału pomiędzy katodą i anodą. Katodowy spadek potencjału jest w przybliżeniu równy potencjałowi jonizacyjnemu gazu i wynosi ok. 10 V. Wyładowanie łukowe zachodzi przy niskim jak i przy wysokim ciśnieniu dochodzącym nawet do 1000 Atm. Do procesów podtrzymujących to wyładowanie zaliczyć można emisję termoelektronową z rozgrzanej powierzchni katody, a także termiczną jonizację cząstek związaną z wysoką temperaturą gazu w przestrzeni pomiędzy elektrodami. W przestrzeni międzyelektrodowej rolę przewodnika

pełni plazma wysokotemperaturowa (w łuku pod bardzo wysokim ciśnieniem osiąga temperaturę nawet do 10 tys. K), przez którą emitowane z katody elektrony przechodzą do anody. Temperatura katody na skutek bombardowania jonami dodatnimi dochodzi do 3500 K. Anoda osiąga jeszcze wyższą temperaturę dzięki temu, że jest bombardowana przez silny strumień elektronów. Proces ten prowadzi do intensywnego odparowywania anody, na jej powierzchni powstaje wgłębienie zwane kraterem, które jest najjaśniejszym obszarem łuku.

W wyładowaniu łukowym przy wzroście natężenia prądu zwiększa się emisja termoelektronowa z katody i rośnie stopień jonizacji gazu w przestrzeni pomiędzy elektrodami, co powoduje, że opór przestrzeni międzyelektrodowej maleje silniej niż wywołujący go wzrost prądu., co można zaobserwować na poniższym rysunku.



Rys. 4.3. Charakterystyka prądowo-napięciowa

W wyładowaniach łukowych obok łuku termoelektronowego istnieje także łuk z katodą chłodną, którą jest bardzo często rtęć wlana do bańki szklanej. Z bańki tej odpompowano powietrze, a samo wyładowanie zachodzi w parach rtęci. W wyniku autoemisji elektrony wychodzą z katody, co następuje na skutek wysokiego pola występującego w pobliżu powierzchni katody. Elektrony nie są emitowane przez całą powierzchnię katody, ale przez małą i jasno świecącą plamkę katodową. W tym przypadku temperatura gazu jest niewielka, a jonizacja cząstek zachodzi na skutek zderzeń elektronowych.

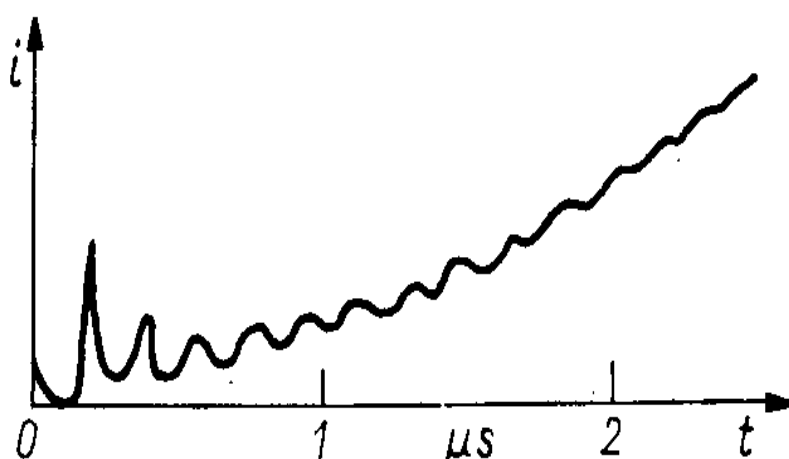
Wyładowanie łukowe wykorzystywane jest w lampach łukowych, w plazmotronach (łukowych generatorach plazmy), w gazotronach, tyratronach itp.

## 5. Prawo Paschena.

Mamy dwie elektrody: katodę i anodę. W wyniku naświetlania katody i wywołania fotojonizacji powierzchniowej pewna ilość elektronów  $n_0$  jest emitowana z powierzchni katody. Elektrony te przemieszczają się w stronę anody na wskutek oddziaływania pola elektrycznego  $E$  ulegając milionom zderzeń. Każdy z elektronów przemieszczając się wzdłuż linii pola elektrycznego wywołuje  $\alpha$  zderzeń zakończonych jonizacją, czyli powstaniem jednego jonu dodatniego i jednego elektronu, który bierze udział w zderzeniach z cząsteczkami gazu i wywołuje ich jonizację. Proces ten, zwany **lawiną elektronową**, trwa dopóki elektrony nie dotrą do anody. Po dojściu do anody lawina elektronowa ulega likwidacji, ponieważ elektrony zostają zobojętnione przez znajdujące się na niej ładunki dodatnie, także jony dodatnie po dojściu do katody zostają zobojętnione. W związku z powyższym w obwodzie zewnętrznym popłynie prąd elektryczny.

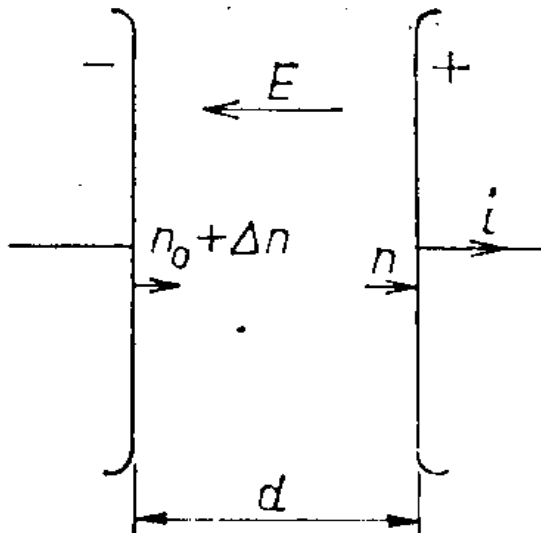
Warunkiem na to, aby w obwodzie prąd nie przestał płynąć i aby wyładowanie nie zanikło bez zewnętrznego źródła elektronów wtórnych, jest to, że każda lawina zapoczątkowana pierwszym elektronem musi wygenerować co najmniej jeden elektron wtórny. Warunek ten spełniają wyładowania samoistne.

W układach o polu jednostajnym po osiągnięciu napięcia, przy którym zaczyna się wyładowanie samoistne, wyładowanie jest niestabilne.



Rys. 5.1. Przebieg prądu w obwodzie przy przeskoku wg mechanizmu Townsenda (fluktuacje prądu są spowodowane kolejnymi pokoleniami lawin wtórnych).

Przebieg prądu zmienia się w czasie (rośnie, co widać na rys. 5.1) i następuje przeskok, przy którym dochodzi do stałego zwiększania mnożenia się elektronów kolejnych pokoleniach lawin wtórnych. Przeskok ten zwany jest **mechanizmem Townsenda**.



Rys. 5.2. Przepływ elektronów pomiędzy elektrodami

Z katody następuje emisja  $n_0 + \Delta n$  elektronów na sekundę (rys. 5.2.), z których do anody dochodzi  $n$  elektronów na sekundę. Przepływ elektronów do anody i jonów dodatnich do katody w obszarze  $d$  powoduje przepływ prądu  $i$  w obwodzie zewnętrznym. Można to wyrazić za pomocą wzoru:

$$n = (n_0 + \Delta n) e^{\alpha d} \quad (26)$$

, gdzie  $\alpha$  to współczynnik jonizacji zderzeniowej.

Wychodząc ze wzoru (26) można otrzymać tzw. **warunek Townsenda przeskoku**:

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (27)$$

Mając na uwadze to, że często  $e^{\alpha d} \gg 1$ , wzór (27) można zapisać następująco:

$$\gamma e^{\alpha d} = 1 \quad (28)$$

, gdzie  $e^{\alpha d}$  oznacza liczbę elektronów osiagających anodę w przypadku, gdy od katody startuje jeden elektron.

Powyższe wyrażenie jednocześnie określa napięcie, przy którym  $\alpha$  i  $\gamma$ , przy danym ciśnieniu gazu  $p$  i odległości między elektrodami  $d$ , spełniają owe równanie.

Wiedząc, że wartości  $\alpha/p$  i  $\gamma$  są jakimiś funkcjami, możemy zapisać:

$$\frac{\alpha}{p} = f_1\left(\frac{E}{p}\right) = f_1\left(\frac{U}{pd}\right) \quad (29)$$

oraz:

$$\gamma = f_2\left(\frac{E}{p}\right) = f_2\left(\frac{U}{pd}\right) \quad (30)$$

, gdzie:  $p$  oznacza ciśnienie gazu,

$d$  to odległość między elektrodami,

$\left(\frac{E}{p}\right)$  jest miarą energii nabywanej w polu elektrycznym.

Zwiększając stosunek  $\left(\frac{E}{p}\right)$  zwiększa się liczbę jonizacji, osiąga się szybszy wzrost natężenia doprowadzając aż do przeskoku.

Po podstawieniu obu funkcji do równania (27) wyrażonego następująco:

$$\alpha d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (31)$$

otrzymuje się:

$$pd f_1\left(\frac{U_p}{pd}\right) = \ln\left[1 + \frac{1}{f_2\left(\frac{U_p}{pd}\right)}\right] \quad (32)$$

Napięcie  $U$  zastąpiono w tym równaniu napięciem przeskoku  $U_p$ , gdyż spełnienie tego równania określa przeskok.

W przypadku, gdy do równania (31) wstawić równanie (33) opisujące współczynnik jonizacji:

$$\alpha = Ap \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right) \quad (33)$$

otrzymamy:

$$A p d \exp\left(-\frac{B p d}{U_p}\right) = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (34)$$

, gdzie: A oznacza liczbę zderzeń, jakich doznaje elektron na jednostkowej drodze, przy jednostkowym ciśnieniu (czyli tzw. zredukowana liczba zderzeń  $A=Z_e/p$ ,  $Z_e$ - ogólna liczba zderzeń),

$$B=A U_j,$$

E - natężenie pola elektrycznego.

Zakładając, że  $\gamma = \text{const}$ , można wyznaczyć napięcie przeskoku:

$$U_p = \frac{B p d}{\ln \frac{A p d}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}} \quad (35)$$

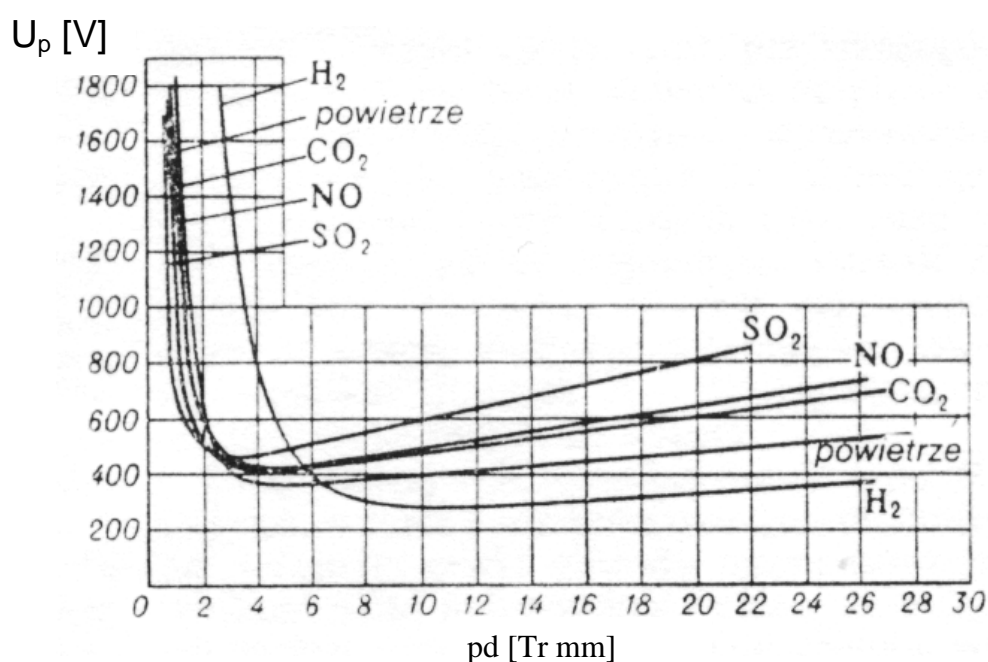
Wyrażenie (35) dowodzi, że przy dużych wartościach iloczynu  $p d$  niewielkie zmiany  $p d$  nie mają większego wpływu na wielkość mianownika, a co za tym idzie napięcie przeskoku zmienia się liniowo. Powyższe równanie dyktuje zależność  $U_p = f(p d)$  nazywana jest **prawem Paschena**, a krzywe wyrażające ją **krzywymi Paschena**.

Mnożąc obie strony równania (33) przez odległość pomiędzy elektrodami otrzymamy następującą zależność:

$$\alpha d = A p d \exp\left(-\frac{B p}{E}\right) \quad (36)$$

, gdzie:  $\alpha d$  jest liczbą zderzeń jonizacyjnych, jakich dozna każdy elektron, który przebędzie drogę pomiędzy elektrodami  $d$ ,  
 $A p d$  jest liczbą wszystkich zderzeń elektronu na drodze  $d$ ,  
 $\exp(-B p/E)$  – czynnik ten oznacza prawdopodobieństwo jonizacji zderzeniowej.

Przy małych wartościach  $pd$ , tzn. przy niskim ciśnieniu lub przy małej odległości między elektrodami, mamy małą liczbę zderzeń. Prawdopodobieństwo jonizacji zderzeniowej jest w tym zakresie duże, ale pomimo tego napięcie musi być większe, żeby wymusić wymaganą liczbę zderzeń jonizacyjnych elektronu na drodze  $d$ . Natomiast przy dużych wartościach  $pd$  występuje dużo zderzeń, ale prawdopodobieństwo zderzenia jonizacyjnego jest małe i by uzyskać wymaganą liczbę od należy zapewnić większe napięcie w celu wywołania przeskoku.



Rys. 5.3. Krzywe Paschena dla różnych gazów

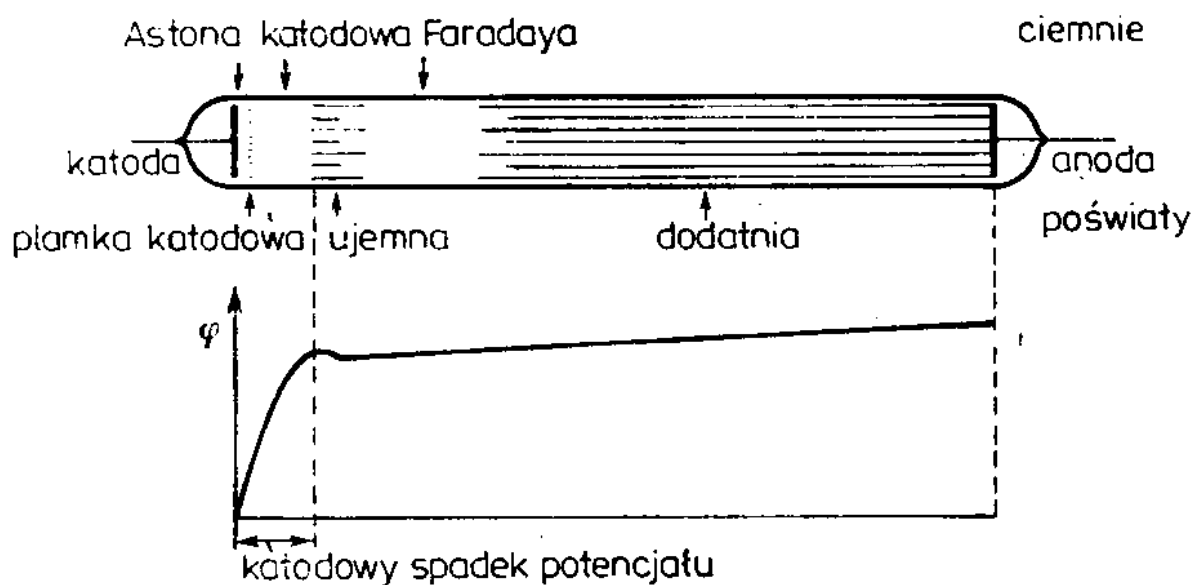
Na rys. 5.3. przedstawiono przykładowe krzywe Paschena dla różnych gazów, z których można wywnioskować, że napięcie mniejsze od wartości odpowiadającej minimum krzywej nie wywoła przeskoku nawet w przypadku, gdy zmniejszymy ciśnienie gazu i zbliżymy do siebie elektrody.



## 6. Wyładowania w gazach pod niskim ciśnieniem.

### 6.1. Wyładowanie jarzeniowe.

Wyładowanie jarzeniowe zachodzi przy niskich ciśnieniach. Zaobserwować je można w szklanej rurze, o średnicy 30-40 mm, z płaskimi metalowymi elektrodami wtopionymi w jej końce, do których przykłada się napięcie ok. 1000 V. Z rury tej odpompowuje się powietrze aż do uzyskania wysokiej próżni, następnie napełnia się ją gazem szlachetnym pod ciśnieniem kilku Tr. Faktem jest, że przy ciśnieniu 1 Atm (760 Tr). Prąd w rurze praktycznie nie płynie. Dopiero przy ciśnieniu ok. 50 Tr można zauważyć wyładowanie w postaci cienkiej wstęgi rozciągającej się od katody do anody. Przy ciśnieniu ok. 5 Tr wstęga ta wypełnia już całą objętość rury i mamy do czynienia z wyładowaniem jarzeniowym. Na rys. 6.1.1. pokazane są poszczególne strefy wyładowania jarzeniowego.



Rys. 6.1.1. Wyładowanie jarzeniowe w szklanej rurze.

Bardzo blisko katody zauważyć można cienką świecąca warstwę zwaną **plamką (poświata) katodową**. Z kolei pomiędzy katodą a ową plamką katodową znajduje się ciemna warstwa nieznacznej grubości zwana **ciemnią Astona**, która widoczna jest tylko w niektórych gazach np. w helu. Po przeciwne stronie plamki katodowej dostrzec można słabo świecąca warstwę nazywaną **ciemnią Crookesa** lub **ciemnią katodową**, której grubość jest odwrotnie

proporcjonalna do ciśnienia gazu. Przy ciśnieniu kilku Tr ciemnia ta występuje w większości gazów. Powyższa warstwa przechodzi w jasny obszar zwany **poświatą ujemną**. Wszystkie wymienione strefy tworzą katodową część wyładowania jarzeniowego. Od poświaty ujemnej w sposób niewyraźny odgranicza się **ciemnia Faradaya**. Natomiast granica między ciemnią tą a anodą jest już bardzo wyraźna. Ciemnia Faradaya jest kilkadziesiąt razy szersza od ciemni Crookesa. Przy ciśnieniu gazu rzędu kilku Tr główny obszar świecącego wyładowania zajmuje **zorca dodatnia** w postaci jasno świecącego słupa. Rozmiary tego obszaru zależą od ciśnienia gazu, a także od odległości pomiędzy elektrodami. W przypadku, gdy w gazie znajdują się jakieś zanieczyszczenia zorca dodatnia rozpada się na szereg poprzecznych prążków.

Na podstawie pomiarów wykonanych za pomocą różnego rodzaju sond stwierdzono, że potencjał zmienia się wzdłuż rury nierównomiernie. Można powiedzieć, że prawie cały spadek potencjału przypada na obszar pomiędzy katodą a ciemnią katodową, dlatego ta część przyłożonego do rury napięcia zwie się **katodowym spadkiem potencjału**. W poświacie ujemnej potencjał nie zmienia się, natężenie pola elektrycznego jest równe zero. Z kolei w obszarze ciemni Faradaya, a także zorzy dodatniej potencjał lekko wzrasta.

Najważniejsze zjawiska niezbędne do podtrzymania wyładowania jarzeniowego występują w części katodowej. Jony dodatnie przyspieszone katodowym spadkiem potencjału bombardują katodę wybijając z niej elektrony. Elektrony te w ciemni Astona są przyspieszane przez pole elektryczne, gdzie po uzyskaniu odpowiedniej energii zaczynają wzbudzać cząsteczki gazu, w wyniku czego powstaje plamka katodowa. Ta część elektronów, która nie zderzając się przeszła do ciemni Crookesa ma energię tak dużą, że znacznie częściej powoduje jonizację cząsteczek niż ich wzbudzenie. W taki oto sposób natężenie świecenia gazu zmniejsza się, a za to powstaje duża liczba elektronów i jonów dodatnich. Powstałe tak jak mają na początku bardzo małą prędkość i tworzą w ciemni Crookesa dodatni ładunek przestrzenny. Proces ten prowadzi do zmiany rozkładu potencjału wzdłuż rury i w konsekwencji do wytworzenia katodowego spadku potencjału.

Powstające w ciemni Crookesa elektrony przemieszczają się do warstwy poświaty ujemnej, którą to charakteryzuje duża koncentracja jonów dodatnich i elektronów o sumarycznym ładunku bliskim zero. Natężenie pola jest więc w tym obszarze niewielkie, natomiast bardzo intensywnie przebiega zjawisko rekombinacji, któremu towarzyszy promieniowanie. Dzięki zjawisku dyfuzji elektrony i jony przenikają z obszaru poświaty ujemnej do ciemni Faradaya. Prawdopodobieństwo rekombinacji w ciemni Faradaya jest

zdecydowanie mniejsze, a to ze względu na to, że jest tam mniejsza koncentracja cząstek naładowanych.

W ciemni Faradaya elektrony unoszone przez pole elektryczne zwiększają swoją energię tak, że zaistnieją w końcu warunki do powstania plazmy. Zorza dodatnia stanowi plazmę wyładowczą. Jest ona przewodnikiem łączącym anodę z katodowymi częściami wyładowania. Zorza dodatnia świeci na wskutek przejść cząstek wzbudzonych do stanu podstawowego.

W przypadku, gdy stopniowo zmniejsza się ciśnienie to katodowa część wyładowania zajmuje coraz większy obszar przestrzeni pomiędzy elektrodami, aby w końcu wypełnić ją ciemnią Crookesa. Świecenie gazu przestaje być widoczne, natomiast ściany rury zaczynają emitować zielonkawe światło. Strumień elektronów emitowanych przez katodę rury wyładowczej nazywa się **promieniami katodowymi**, natomiast światło wywołane bombardowaniem szybkimi elektronami nazywa się **katodoluminescencją**.

W przypadku, gdy zmniejsza się stopniowo odległość między elektrodami, wówczas zanika zorza dodatnia, a katodowa część wyładowania pozostaje bez zmian.

**Promieniami kanalikowymi** nazywa się część strumienia jonów dodatnich, która rozchodzi się w obszarze poza katodą po przejściu przez wywiercone w katodzie otwory. Jeśli kanaliki w katodzie są dostatecznie wąskie, to w obszarze poza katodą można utrzymać wysoką próżnię i stosując dodatkowe pole elektryczne przyspieszać jony dodatnie do wysokich energii.

Wyładowania jarzeniowe w gazach rozrzedzonych stosuje się często do celów reklamowych jako lampy o niewielkim natężeniu światła. Wypełnia się je gazem o możliwie niskim spadku katodowym, gdyż włącza się je do sieci o napięciu 220 V. Lampy te mają napięcie zapłonu wyższe niż napięcie w czasie świecenia. W jarzeniowych rurkach reklamowych (neonach) wykorzystuje się światło zorzy dodatniej, jednak aby otrzymać długą zorzę trzeba używać odpowiednio dużych napięć.

## 6.2. Kula plazmowa.

W kuli plazmowej, jak sama nazwa wskazuje, powstaje **plazma**. Plazma jest to zjonizowany gaz o dużej koncentracji cząstek naładowanych, zawierający jednakowe ilości ładunków dodatnich i ujemnych. Zbiór takich cząstek stanowi plazmę wówczas, gdy rozmiary liniowe obszaru przez nie zajmowanego są dużo większe od promienia Debye'a,  $L \gg D$ .

Charakterystyczne dla plazmy jest to, że mamy w niej oddziaływania dalekiego zasięgu, za które odpowiedzialne są siły kulombowskie. Plazma silnie oddziałuje z zewnętrznym polem elektrycznym i magnetycznym. Gorąca plazma o wysokim stopniu jonizacji jest źródłem silnego promieniowania podczerwonego, widzialnego, nadfioletowego i rentgenowskiego. Promieniowanie to jest jedną z przyczyn spadku temperatury plazmy, a zarazem jej energii. Do utrzymania stałej, bardzo wysokiej temperatury, niezbędnej do istnienia reakcji jądrowych, stosuje się metodę magnetycznego izolowania cieplnego plazmy wykorzystując tzw. pułapki magnetyczne.

Właściwości elektryczne plazmy są zbliżone do właściwości metali. Ze względu na temperaturę charakteryzującą plazmę, można wyróżnić poszczególne jej rodzaje: plazma niskotemperaturowa i plazma wysokotemperaturowa. Plazma niskotemperaturowa (ok.  $10^4$  K) powstaje podczas wyładowań elektrycznych w gazie, z kolei plazma wysokotemperaturowa (powyżej  $10^6$  K) odznacza się całkowitą jonizacją.

Plazma w warunkach ziemskich występuje rzadko (błyskawice, zorza polarna), natomiast we Wszechświecie jest najczęściej spotykanym stanem materii.

**Kula plazmowa** zbudowana jest ze szklanej bańki wypełnionej gazem rozrzedzonym pod ciśnieniem 1- 10 Tr oraz znajdującej się w jej środkowej części elektrody. Kula osadzona jest na statywie, w którym znajduje się obwód elektryczny zasilający elektrodę napięciem ok.. 10 000 V.

W wyniku doprowadzenia do kuli napięcia z elektrody „wychodzą” jaskrawe włókna i „wędrują” ku powierzchni bańki szklanej. Proces ten przebiega na skutek wysokiej temperatury włókien oraz ich mniejszej gęstości od pozostałego gazu wewnątrz kuli.



Rys. 6.2.1. Kula plazmowa

W przypadku, gdy do powierzchni kuli zbliżyć palec zwiększa się koncentracja włókien w wokół niego, oczywiście w granicach kuli. Spowodowane jest to tym, że potencjał palca jest równy potencjałowi ziemi i równy jest 0 V. Różnica potencjałów między elektrodą i palcem jest zdecydowanie większa niż między elektrodą a dowolnym punktem w kuli. W miejscu, gdzie przyłożymy palec koncentracja włókien wokół niego zwiększa się, ponieważ pole elektryczne ma tam większe natężenie, w wyniku czego mamy tam większą ilość aktów jonizacji.

## 7. Aparatura badawcza.

**Spektrometr masowy** służy do dokładnego określania mas atomowych i cząsteczkowych na zasadzie rozdzielania wiązek cząstek naładowanych, najczęściej jonów, według wartości stosunku masy cząstki i jej ładunku  $m/e$ .

Spektrometr masowy wykorzystywany do analizy składu gazów charakteryzuje kilka podstawowych parametrów:

- zdolność rozdzielcza, wartość największej liczby masowej, przy rejestracji której występuje całkowite oddzielenie jonów różniących się masą 1 j.m.a.
- czułość wykrywania ciśnienia parcjalnego, określana jako stosunek najmniejszego, wykrywalnego ciśnienia parcjalnego do wartości ciśnienia całkowitego, przy którym wartość ciśnienia parcjalnego była przez spektrometr zarejestrowana
- maksymalne ciśnienie całkowite gazu, przy którym zachowana jest jeszcze liniowa zależność prądu jonowego od ciśnienia
- minimalne ciśnienie parcjalne gazu, które przez spektrometr jest jeszcze rejestrowane
- zakres analizowanych mas

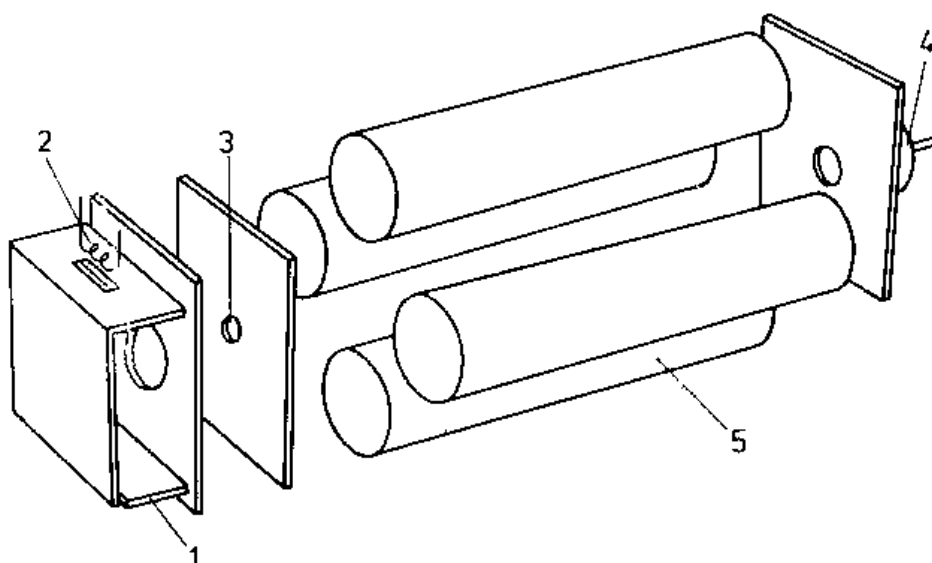
Podstawowym rodzajem spektrometru masowego jest spektrometr statyczny skrzyżowanych pól elektrycznego i magnetycznego. Przepuszczając wiązkę promieni kanalikowych przez pole elektrostatyczne, a następnie przez równoległe do niego pole magnetyczne, zauważyć można, że jony doznają w tych polach odchylenia wzajemnie prostopadłych. Wychylenia te zależą od szybkości jonów oraz od stosunku masy cząstki i jej ładunku  $m/e$ .

Znane są także spektrometry masowe dynamiczne: rezonansowe oraz impulsowe. W spektrometrach masowych rezonansowych wiązka jonów przechodzi przez obszar elektrod, do których przyłożone jest pole magnetyczne wysokiej częstości. W trakcie przelotu z wiązki eliminowane są wszystkie jony oprócz tych, które spełniają rezonansowy warunek dla stosunku  $e/m$ .

Z kolei Impulsowy spektrometr masowy, spektrometr masowy czasu przelotu, składa się ze źródła jonów, układu przyspieszającego, obszaru dryfu i detektora. Źródło wytwarza jony o różnych wartościach  $e/m$ , które przyspieszane są ustaloną różnicą potencjału i mają one różne prędkości, potrzebują więc różnego czasu, by dotrzeć do detektora. Obszar dryfu służy

zwiększeniu tych różnic, tak by stały się one widoczne dla elektronicznych układów rejestrujących.

Jeszcze innym znanym analizatorem masowym jest **spektrometr kwadrupolowy**, który to chciałbym opisać w sposób bardziej szczegółowy ze względu na wykorzystanie go przeze mnie w pracy doświadczalnej.



Rys. 6.3.1. Spektrometr kwadrupolowy: 1 - kolektor elektronów, 2 – katoda, 3 – przesłona, 4 – kolektor jonów, 5 – kwadrupolowy układ filtrujący

Spektrometr kwadrupolowy zbudowany jest z trzech zasadniczych części: źródła jonów, kwadrupolowego układu filtrującego oraz kolektora jonów. Dodatkowym elementem jest przesłona znajdująca się pomiędzy źródłem jonów i układem filtrującym, której celem jest przyspieszanie jonów opuszczających wyrzutnię i ograniczanie wymiarów wiązki jonów. Elektrody mogą być umieszczone w metalowej lub szklanej osłonie próżniowej.

Długość całego spektrometru zwykle wynosi kilkadziesiąt centymetrów, a to ze względu na konieczność stosowania długich prętów układu filtrującego.

**Źródło jonów** w spektrometrach masowych stanowią często wyrzutnie jonowe z gorącą katodą. Wyrzutnia taka wytwarza wiązkę jonów i wprowadza ją pod odpowiednim kątem do układu odchylającego. Podstawowym elementem wyrzutni jest **komora**

**jonizacyjna**, w której to zachodzą procesy jonizacji gazu. Na zewnątrz tej komory znajduje się włókno wolframowe pełniące rolę katody. Elektrony emitowane z katody przyspieszane są za pomocą specjalnej przesłony, a następnie przedostają się do komory jonizacyjnej, w której na skutek zderzeń jonizują obojętne cząsteczki gazu. Do kolektora elektronów docierają elektrony, które nie uległy zderzeniom. Na zewnątrz komory jonizacyjnej jony wydostają się poprzez znajdującą się na dnie tej komory szczelinę. Źródła jonów powinny spełniać następujące warunki:

- mała rozbieżność wiązki,
- duże i niezmiennie w czasie natężenie wiązki jonów,
- wysoka skuteczność jonizacyjna  $\eta = N^+/N^0$ , gdzie  $N^+$  to liczba powstałych jonów, a  $N^0$  to liczba atomów lub cząsteczek, które trafiły do źródła,
- nie wytwarzanie przez źródło innych jonów.

W spektrometrach stosuje się najczęściej dwa układy elektrod **kolektora jonów**: układ trójelektrodowy i układ pięcioelektrodowy.

Układ trójelektrodowy składa się z uziemionej przesłony, elektrody o ujemnej polaryzacji, a także z kolektora właściwego. W przesłonie tej znajduje się szczelina wejściowa, od szerokości której zależy zdolność rozdzielcza oraz czułość spektrometrów masowych. Z kolei zadaniem ujemnie spolaryzowanej elektrody jest wytwarzanie elektrycznego pola hamującego dla wtórnych elektronów, które zostały wybite z kolektora właściwego przez docierające do niego jony.

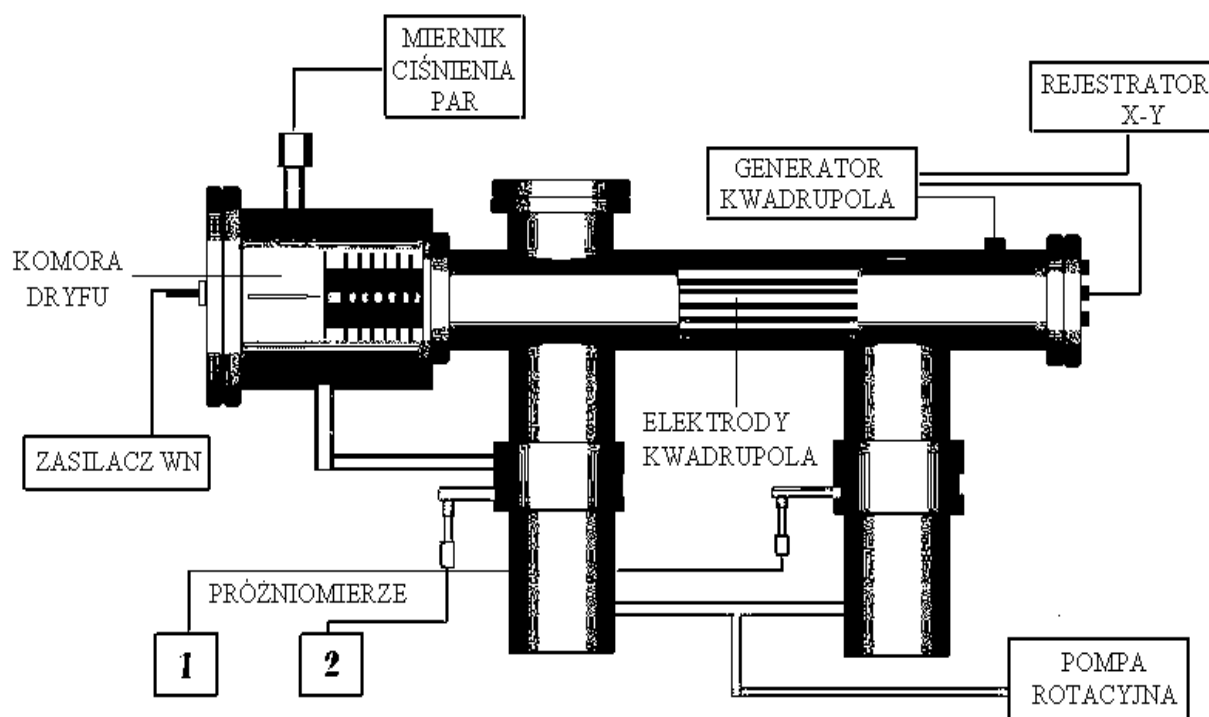
Układ pięcioelektrodowy różni się od układu trójelektrodowego tym, że za uziemioną przesłoną znajduje się elektroda o niewielkim dodatnim potencjale. Pomiędzy tymi dwoma elektrodami zostaje wytworzone dosyć słabe elektryczne pole hamujące, które, jak nazwa wskazuje, hamuje jony przedostające się do kolektora.

**Układ pomiarowy** stosowany w spektrometrze jest jego ważnym elementem, gdyż to od niego zależy czułość wykrywania ciśnienia parcjalnego. Składa się on z wielostopniowego wzmacniacza prądu stałego o dużym wzmocnieniu i dużej stabilności pracy. Bardzo często jako pierwszy stopień wzmacniacza stosuje się powielacz elektronowy, który charakteryzuje się wzmocnieniem rzędu  $10^7$ .

**Powielacze elektronów** są zbudowane z rur wykonanych ze szkła ołowiowego o dobrych właściwościach emisji elektronów wtórnych i jednakowym oporze elektrycznym. Napięcie przykładane między końcami rury stopniowo spada wzdłuż całej długości rury. Częstka



docierająca do wewnętrznej powierzchni detektora powoduje emisję elektronów. Elektrony te przyspieszane są przez pole elektryczne do wnętrza rury, po czym ponownie zderzają się ze ścianką i powodują emisję elektronów wtórnych. Za pomocą powielacza można zliczać pojedyncze jony. Liczba zliczonych impulsów na wyjściu urządzenia zależy tylko od liczby jonów, które trafiły na pierwszą dynodę, a nie zależy od współczynnika wzmocnienia powielacza, co jest dużą zaletą powielaczy. Niestety powielacze elektronowe cechuje mała stabilność wzmocnienia w różnych warunkach eksploatacyjnych.



Rys. 6.3.2. Schemat spektrometru kwadrupolowego.

Do pomiarów ciśnienia gazów rozrzedzonych (poniżej 1 atm.) służą **próżniomierze**. W zależności od zasady działania rozróżnia się próżniomierze:

- **barometryczne** (np. barometr skrócony), a wśród nich próżniomierze hydrostatyczne i próżniomierze ze sprężystymi elementami pomiarowymi, stosowane do pomiarów ciśnienia w zakresie  $10^{-5}$ – $10^5$  Pa,
- **kompresyjne** (np. próżniomierz Edwardsa), których działanie jest oparte na prawie Boyle'a i Mariotte'a, a przeznaczone są do pomiarów w zakresie  $10^{-5}$ – $5 \cdot 10^2$  Pa, Często wykorzystuje się je jako próżniomierze wzorcowe przy skalowaniu innych typów próżniomierzy.

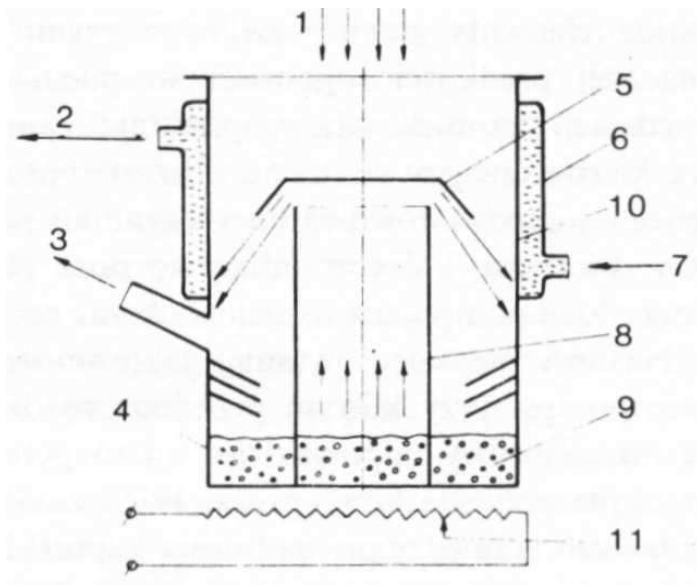
- **cieplnoprzewodnościowe**, których działanie opiera się na zależności przewodnictwa cieplnego bardzo rozrzedzonych gazów od ich ciśnienia. Wykorzystuje się w nich zmianę temperatury, a więc i oporu drutu metal. (zasilanego prądem elektrycznym), pod wpływem zmiany ciśnienia otaczającego go gazu. Stosuje się je do pomiarów w zakresie  $10^{-2}$ –50 Pa,
- **termomolekularne** (np. próżniomierz Knudsen), działające na zasadzie przenoszenia energii kinetycznej cząsteczek gazu, będącej funkcją jego ciśnienia, na ruchomy element połączony z urządzeniem wskazującym próżniomierza. Są one przeznaczone do pomiarów w zakresie  $10^{-5}$ – $10^{-1}$  Pa,
- **jonizacyjne**, którego działanie oparte jest na zjawisku jonizacji cząstek gazu poprzez bombardowanie elektronami. Ilość par jonów wytwarzanych w jednostce czasu jest proporcjonalna do gęstości gazu. Stosowane do pomiarów w zakresie  $10^{-11}$ –1 Pa.

W swoim układzie pomiarowym wykorzystałem także pompy: rotacyjną i dyfuzyjną.

**Pompa rotacyjna**, pompa mechaniczna, której element roboczy, zwany wirnikiem, wykonuje ruch obrotowy zasysając i tłocząc gaz jednocześnie.

Pompa składa się z cylindrycznego statora umieszczonego wewnątrz cylindrycznego wirnika. Wałek napędowy wirnika z jednej strony znajduje się w łożysku ślizgowym pokrywy zamykającej, a z drugiej w łożysku kulkowym pokrywy przepustowej. Po obu stornach statora nawiercone są dwa otwory, z których jeden tworzy kanał wlotowy, drugi z kolei prowadzi do zaworu wylotowego. Wirnik poprzez przekładnię zębatą napędzany jest za pomocą silnika elektrycznego. Pompę umieszcza się zazwyczaj na dnie zbiornika wypełnionego olejem. W przypadku, gdy mamy do czynienia z pompą o dużych rozmiarach, na wylocie pompy umieszcza się zbiornik z olejem i łączy się go przewodem z kanałem doprowadzającym olej do wnętrza statora. Teoretycznie najniższe ciśnienie jakie można uzyskać na wlocie pompy, określone jest stopniem kompresji pompy.

**Pompa dyfuzyjna** strumieniowo-parowa pompa próżniowa, której zasada działania opiera się na zjawisku dyfuzji. Pompa ta składa się ze zbiornika, wypełnionego rtęcią lub olejem, podgrzewanego za pomocą spirali grzejnej.



Rys. 6.3.3. Budowa jednostopniowej pompy dyfuzyjnej:  
 1-wlot pompy, 2-wylot wody, 3-wylot pompy, 4-zbiornik, 5-kapturek dyszy, 6-chłodnica, 7-wlot wody, 8-prowadnica par, 9-czynnik pompujący (rtęć, olej), 10-kondensator, 11-spirala grzejna

Za pomocą tzw. prowadnicy par wytworzony strumień pary doprowadza się do dyszy, która kieruje go ku chłodzonym ściankom korpusu pompy. Wewnętrzne ścianki korpusu pompy pełnią rolę kondensora. Pomiędzy kondensorem a dyszą strumień pary tworzy przesłonę pompującą, która rozdziela obszar opróżniany od obszaru próżni wstępnej. Cząsteczki gazu podążają razem ze strumieniem par w kierunku kondensora i gromadzą się w komorze wylotowej pompy, a para skrapla się na ściankach kondensatora i spływa do zbiornika. Ciśnienie par w przesłonie pompującej jest dużo większe od ciśnienia w obszarze opróżnianym, jednak koncentracja gazu w strumieniu pary jest mała. W przypadku tej pompy występuje zjawisko dyfuzji wstecznej, a więc dyfuzja gazu od obszaru próżni wstępnej do obszaru opróżnianego. Zjawisko to ma znaczny wpływ na próżnię końcową, jaką może uzyskać pompa, a więc na jej wydajność. Niekorzystny wpływ na proces pompowania ma również występowanie wstecznego strumienia par, którego źródłem jest dysza.

Pompy dyfuzyjne pozwalają uzyskać ciśnienie końcowe rzędu  $10^{-7}$ - $10^{-8}$  Tr.

## 8. Wyniki doświadczenia.

Pomiary przeprowadziłem dla dwóch substancji:

- D<sub>2</sub>O (pary ciężkiej wody);
- H<sub>2</sub>O (pary wody).

W czasie wszystkich pomiarów odległość pomiędzy elektrodami nie była przez mnie zmieniana i wynosiła 3,3 cm.

Za pomocą wyżej opisanej aparatury mierzyłem następujące parametry:

- ciśnienie;
- napięcie zapłonu.

Otrzymane wyniki pomiarowe przedstawiłem na poniższych wykresach jako zależność napięcia zapłonu od iloczynu  $p \cdot d$  (krzywe Paschena).

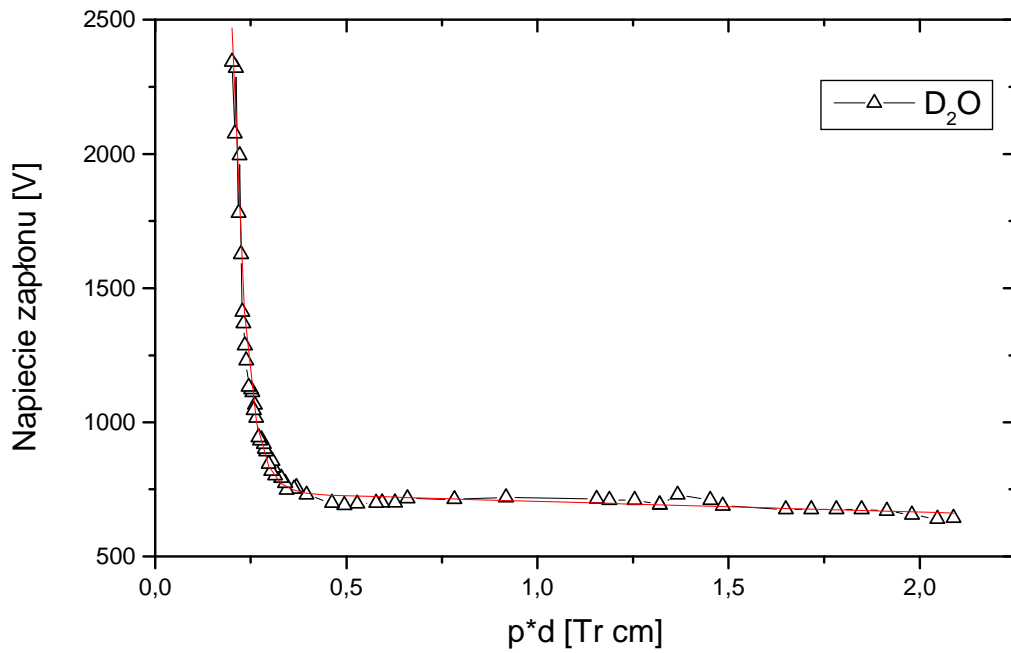
**Wyniki pomiarów dla D<sub>2</sub>O:**

p [Tr]	p*d	U <sub>p</sub> [V]
0,19	0,627	700
0,18	0,594	700
0,16	0,528	696
0,15	0,495	691
0,14	0,462	699
0,12	0,396	697
0,112	0,3696	712
0,11	0,363	745
0,104	0,3432	725
0,103	0,3399	764
0,1	0,33	771,3333
0,096	0,3168	760
0,095	0,3135	760,5
0,094	0,3102	782
0,093	0,3069	805,6667
0,092	0,3036	764
0,09	0,297	813,6667
0,088	0,2904	829,5
0,087	0,2871	856
0,086	0,2838	856,3333
0,084	0,2772	874
0,083	0,2739	891,3333
0,082	0,2706	880
0,08	0,264	932
0,079	0,2607	935
0,078	0,2574	953
0,077	0,2541	972,6667
0,076	0,2508	1033
0,074	0,2442	1043
0,073	0,2409	1090
0,072	0,2376	1118
0,071	0,2343	1136,333
0,07	0,231	1194
0,069	0,2277	1240
0,068	0,2244	1272,667
0,067	0,2211	1285
0,066	0,2178	1404,75
0,064	0,2112	1584
0,063	0,2079	1712,5
0,062	0,2046	1994
0,061	0,2013	2251
0,06	0,198	2320
0,059	0,1947	2550

**Wyniki pomiarów dla H<sub>2</sub>O:**

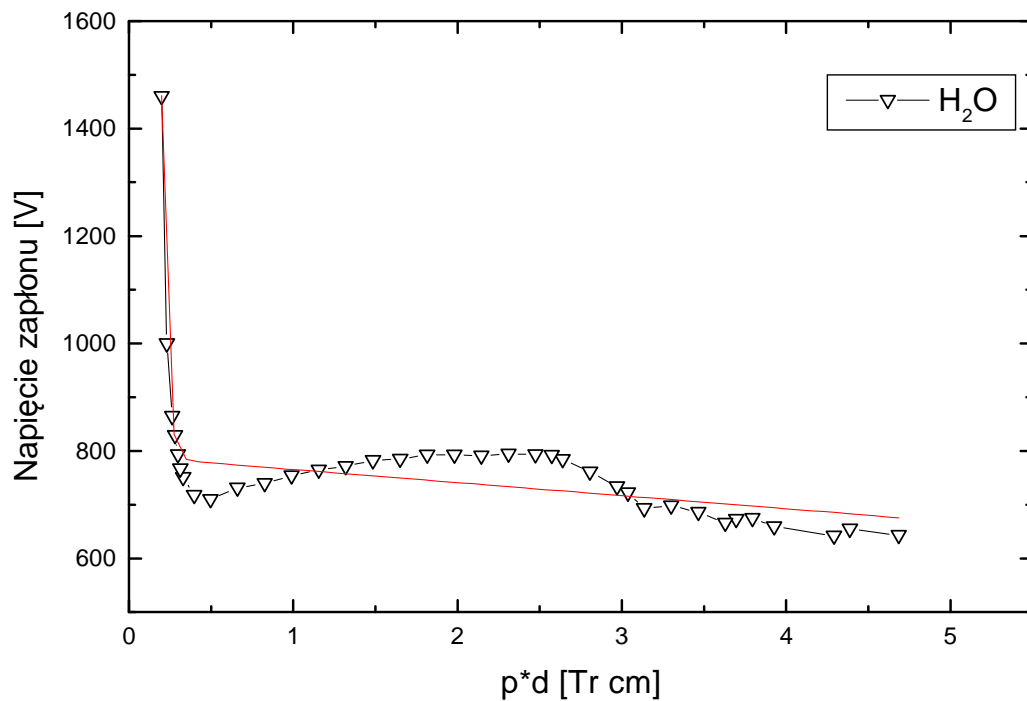
p [Tr]	p*d	U <sub>p</sub> [V]
1,42	4,686	643
1,33	4,389	655
1,3	4,29	642
1,19	3,927	659
1,15	3,795	675
1,12	3,696	673
1,1	3,63	666
1,05	3,465	686
1	3,3	698
0,95	3,135	693
0,92	3,036	722
0,9	2,97	734
0,85	2,805	761
0,8	2,64	784,3333
0,78	2,574	792
0,75	2,475	793,3333
0,7	2,31	794,75
0,65	2,145	791
0,6	1,98	792,5
0,55	1,815	792,3333
0,5	1,65	785
0,45	1,485	782,3333
0,4	1,32	771
0,35	1,155	764,5
0,3	0,99	754
0,25	0,825	739,25
0,2	0,66	731
0,15	0,495	710
0,12	0,396	717,6667
0,1	0,33	751,25
0,095	0,3135	767
0,09	0,297	793,5
0,085	0,2805	828,6667
0,08	0,264	864,5
0,07	0,231	1000
0,06	0,198	1460

### Krzywa Paschena dla D<sub>2</sub>O:



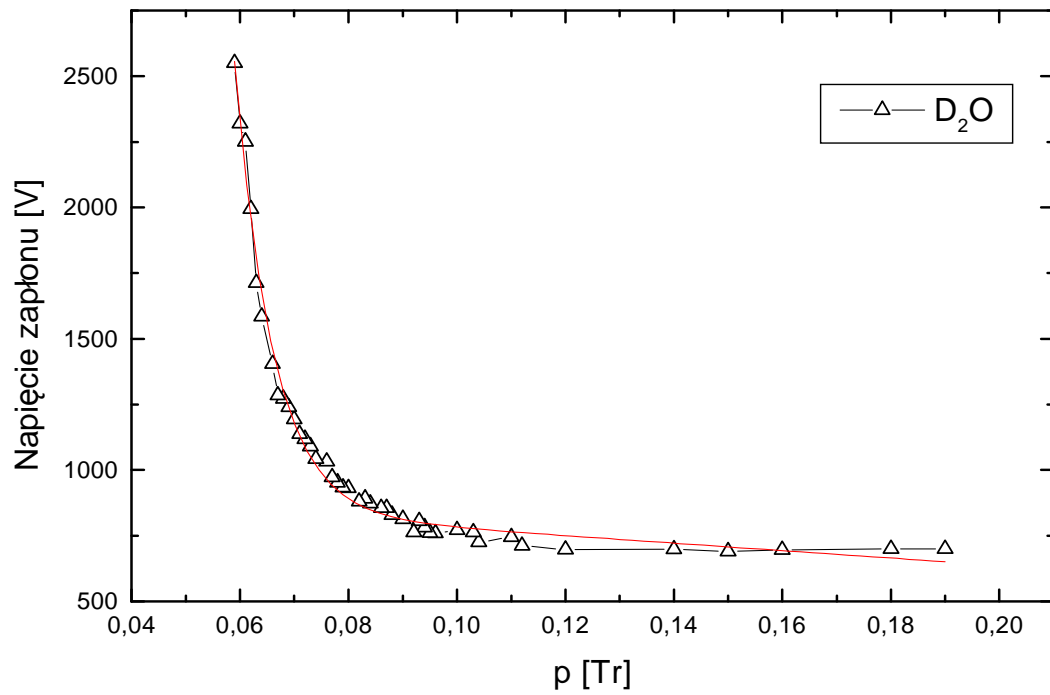
Zależność napięcia zapłonu  $U_p$  od iloczynu  $p \cdot d$

### Krzywa Paschena dla H<sub>2</sub>O:

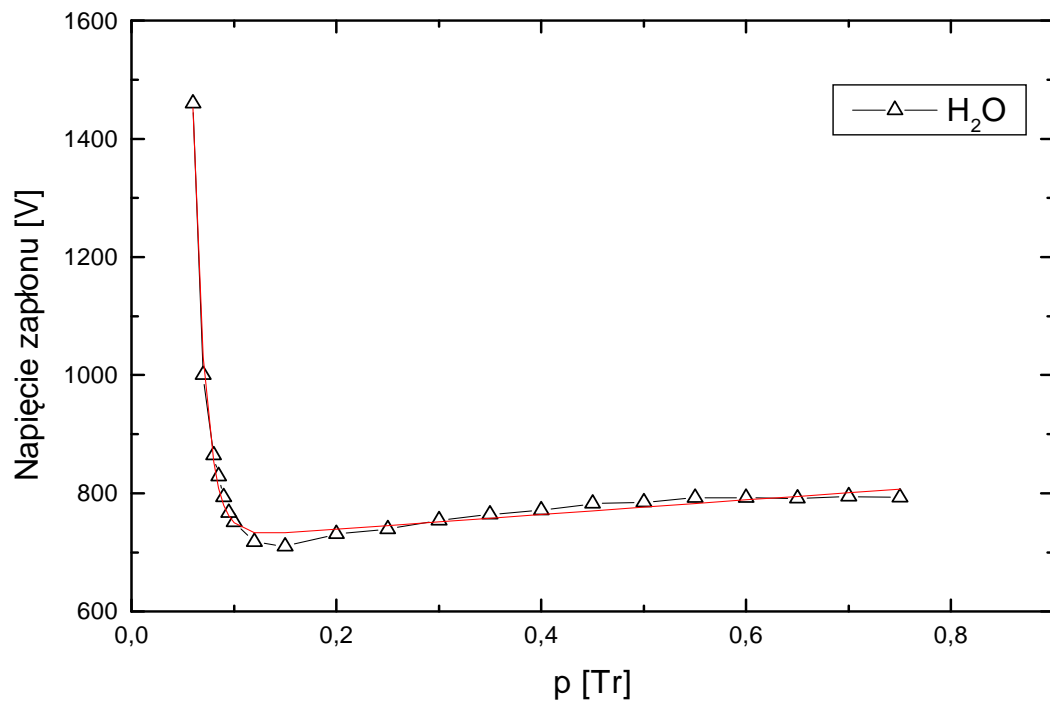


Zależność napięcia zapłonu  $U_p$  od iloczynu  $p \cdot d$

### Zależność napięcia zapłonu od ciśnienia:



Zależność napięcia zapłonu od ciśnienia dla D<sub>2</sub>O



Zależność napięcia zapłonu od ciśnienia dla H<sub>2</sub>O

## 9. Podsumowanie.

### 9.1. Omówienie wyników.

Wszystkie serie pomiarowe przeprowadziłem przy użyciu tej samej elektrody kulkowej, która umieszczona była w odległości 3,3 cm od drugiej elektrody.

We wszystkich wykresach użyłem następującego dopasowania:

$$f(x) = \exp\left(a + \frac{b}{x+c}\right)$$

W przypadku obu gazów (par  $D_2O$  i  $H_2O$ ) napięcie zapłonu  $U_p$  największe wartości przyjmowało przy niskim ciśnieniu, a co za tym idzie przy małej wartości  $p \cdot d$  (krzywe Paschena). Wraz ze wzrostem ciśnienia napięcie zapłonu gwałtownie malało. Dla par  $H_2O$  spadek napięcia następuje od wartości  $p=0,06$  Tr i  $U_p=1460$  V aż do wartości  $p=0,15$  Tr i  $U_p=710$  V. Przy ciśnieniu ok. 0,1 Tr napięcie zapłonu zaczyna stopniowo rosnąć aż do momentu, gdy osiągnie  $U_p=792$  V. Poniżej tego punktu napięcie to spada aż osiągnie  $U_p=643$  przy ciśnieniu  $p=1,42$  V. Z kolei dla par  $D_2O$  napięcie zapłonu gwałtownie maleje aż do wartości  $p=0,112$  Tr i  $U_p=712$  V. Po osiągnięciu tego punktu napięcie  $U_p$  praktycznie nie zmienia swojej wartości.

### 9.2. Wnioski

Wyniki doświadczalne tylko częściowo pokrywają się z wynikami zamieszczonymi w literaturze.

W zakresie niskich ciśnień wzrost napięcia przebicia spowodowany jest tym, że elektron na drodze do anody spotyka małą liczbę atomów gazu, a co za tym idzie wydajność procesu jonizacji zderzeniowej jest mniejsza.

Otrzymane w wyniku pomiarów zależności napięcia zapłonu od iloczynu  $p \cdot d$  tylko w obszarze niskich ciśnień pokrywają się z ogólnie przyjętym kształtem wzorcowych krzywych Paschena. Mogło się złożyć na to kilka czynników. Jednym z nich mogły być niedokładności w pomiarze ciśnienia, gdyż chwilami było ono niestabilne, co znacznie utrudniało pomiar. Kolejnym powodem mogła być sama elektroda, z której następowało wyładowanie. W czasie pomiarów używałem elektrody kulkowej. W obszarze niskich ciśnień zachowała się bez zarzutu. Natomiast w zakresie wysokich ciśnień wyładowanie mogło następować nie z „czubka” elektrody, ale z jej większej powierzchni, co mogło w znaczący sposób zafałszować



wyniki pomiarowe. Sposobem na to, by uniknąć wyładowania z dużej powierzchni elektrody, jest zastosowanie elektrody o małej powierzchni czołowej, w kształcie cienkiego ostrza.

## Bibliografia

1. W. Lidmanowski „Zarys teorii wyładowań w dielektrykach”, W N-T Warszawa 1988.
2. Sz. Szczeniowski „Fizyka doświadczalna”, część III, PWN Warszawa 1972.
3. A. Iwanow „Lampy wyładowcze”, PWN Warszawa 1953.
4. G. P. Karwasz „Pomiary całkowitych przekrojów czynnych na rozpraszanie elektronów w gazach”, WSP Słupsk 1997.
5. A. Hałas „Technologia wysokiej próżni”, PWN Warszawa 1980.
6. Encyklopedia fizyki, PWN Warszawa 1974.
7. I. W. Sawieliew „Kurs fizyki”, PWN Warszawa 1989.
8. H. Haken, H. C. Wolf “Atomy I kwanty”