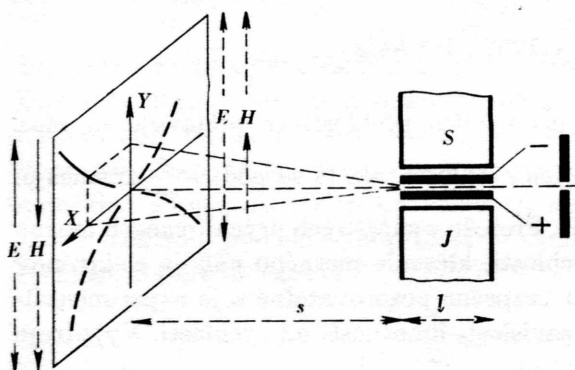


Keďže náboj elektrónu možno samostatne a veľmi presne určiť napríklad pomocou metódy Millikanovej (čl. 1.16), ktorá pre tento náboj poskytuje hodnotu $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ As, z merného náboja σ_e elektrónu určeného pri pomerne malých rýchlostiach vyplýva, že pokojová hmotnosť elektrónu je

$$m_0 = \frac{e}{\sigma_e} = \frac{1,602 \cdot 10^{-19}}{0,1758 \cdot 10^9} \text{ g} = 9,109 \cdot 10^{-28} \text{ g}$$

Hmotnosť jedného atómu vodíka nájdeme, keď hmotnosť jeho gramatómu $M_H = 1,008$ g delíme Avogadrovým číslom $N = 6,023 \cdot 10^{23}$. Vychodí: $m_H = \frac{1,008}{6,023 \cdot 10^{23}} \text{ g} = 1,670 \cdot 10^{-24} \text{ g}$. Hmotnosť elektrónu je teda asi $m_H : m_e = \frac{1,670}{9,109} \cdot 10^4 = 1\,836$ ráz menšia než hmotnosť vodíkového atómu.

5.8. Meranie merných nábojov plynných iónov. Metódy používané na meranie merného náboja elektrónu, založené na účinkoch síl pôsobiacich na bodový náboj v poli elektrickom a magnetickom, zásadne sú upotrebitelné aj na meranie merných nábojov plynných iónov. Pri meraní merných nábojov iónov pomocou týchto metód prekáža však to, že zdrojmi iónov obyčajne nie sú elektródy, ale plyn, v ktorom sa vytvára elektrický výboj. Pretože vo výbojovej trubici molekuly plynu sa ionizujú všade medzi jej elektródami, anódové alebo katódové lúče vystupujúce z otvoru katódy alebo anódy obsa-



Obr. 5.29.

hujú ióny, ktoré sa pohybujú rozličnými rýchlosťami, čím sa meranie podľa metód, s ktorými sme sa už oboznámili, stáva nemožným. Thomsonovi sa podarilo obísť rušivý vplyv nerovnej rýchlosti iónov pomocou úpravy, ktorá dostala názov parabolová metóda. Podstatným znakom tejto metódy je, že sa pri nej používa elektrické a magnetické pole so siločiarami nie skríženými, ale rovnobežnými.

Majme na mysli homogénne, v priestore ostro ohraničené pole elektrické aj magnetické, v ktorom čiary vektorov $\mathbf{E}$ a $\mathbf{B}$ sú obidve súhlasne rovnobežné so smerom osi Y pravouhlého systému. Keď do takého poľa vletí ión nesúci napríklad kladný náboj q začiatočnou rýchlosťou v_0 (obr. 5.29) v smere osi Z ,

bude podliehať elektrickej sile f_y s absolútnou hodnotou qE , rovnobežnej s osou Y , a magnetickej sile f_x s absolútnou hodnotou qv_0B , rovnobežnej s osou X . Zrýchlenie iónu v smere osi Y bude preto

$$a_y = \frac{f_y}{m} = \frac{qE}{m}$$

a v smere osi X približne

$$a_x = \frac{f_x}{m} = \frac{qv_0B}{m}$$

Predpokladajme, že na pohybujúci sa ión účinkujúce zložené pole má dĺžku l . Ión ho prebehne za čas $t = \frac{l}{v_0}$ a opustí ho v bode so súradnicami

$$y_1 = \frac{1}{2} a_y t^2 = \frac{qE}{2m} \cdot \frac{l^2}{v_0^2}$$

$$x_1 = \frac{1}{2} a_x t^2 = \frac{qv_0B}{2m} \cdot \frac{l^2}{v_0^2} = \frac{qBl^2}{2mv_0}$$

aby sa potom pohyboval už po priamke. Jej rovnice, ak počiatok systému súradnicových osí je na počiatku poľa, sú:

$$y - y_1 = k_y(z - l) = \frac{qEl}{mv_0^2} (z - l)$$

$$x - x_1 = k_x(z - l) = \frac{qBl}{mv_0} (z - l)$$

Táto priamka pretína rovinu na os Z kolmú vo vzdialenosti $l + s$ od počiatku poľa v bode so súradnicami

$$y = y_1 + \frac{qEl}{mv_0^2} s = \frac{qEl^2}{2mv_0^2} + \frac{qEl}{mv_0^2} s = \frac{qEl}{2mv_0^2} (2s + l)$$

$$x = x_1 + \frac{qBl}{mv_0} s = \frac{qBl^2}{2mv_0} + \frac{qBl}{mv_0} s = \frac{qBl}{2mv_0} (2s + l)$$

Podľa týchto rovníc aj ióny s rovnakými mernými nábojmi dopadajú na príklad na fotografickú dosku, na os Z zariadenia kolmú, umiestnenú vo vzdialenosti s od konca poľa, v rôznych bodoch, lebo ich poloha je závislá aj od vstupnej rýchlosti v_0 . Všetky tieto body ležia však na určitej čiare, ktorej rovnicu dostaneme vylúčením rýchlosti v_0 z posledných dvoch rovníc. Táto rovnica je

$$y = \frac{2E}{\frac{q}{m} B^2 l (2s + l)} x^2 = kx^2$$

Podľa tohoto výsledku ióny s rovnakými mernými nábojmi dopadajú na fotografickú dosku umiestnenú vo vzdialenosti s od konca poľa v bodoch ležiacich na oblúku paraboly určenej rovnicou $y = kx^2$, kde $k = \frac{2E}{qB^2l(2s + l)}$.

Keď postupne zmeníme smery poľa elektrického a magnetického na smery opačné, vzniknú na fotografickej doske štyri parabolické oblúky, ktoré sú na obr. 5.22 tiež vyznačené. Premeraním fotogramu umožňujú presnejšie určiť konštantu k , potrebnú pre výpočet merného náboja

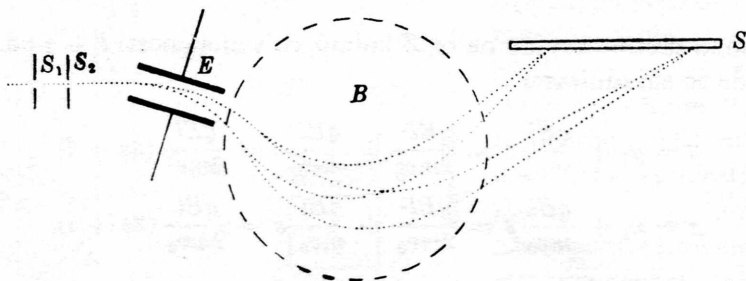
$$\sigma = \frac{q}{m} = \frac{2E}{kB^2l(2s + l)} \quad (1)$$

Thomson pri svojich pokusoch našiel ióny nielen s nábojmi rovnajúcimi sa elementárnemu náboju e , ale aj ióny s nábojmi rovnajúcimi sa celistvým násobkom tohto náboja, napríklad ióny O' a O'' . Merné náboje týchto iónov sú v pomere malých a celých čísel, lebo v dôsledku pomerne veľmi malej hmoty elektrónu možno hmoty takýchto iónov pokladať za rovnako veľké.

Merné náboje atómových iónov s rovnako veľkými nábojmi majú sa však k sebe v obrátenom pomere atómových hmotností príslušných prvkov,

$$\sigma_1 : \sigma_2 = \frac{ne}{m_1} : \frac{ne}{m_2} = m_2 : m_1$$

Pomocou Thomsonovej metódy parabol možno teda priamo porovnávať hmoty atómov jednotlivých prvkov.



Obr. 5.30.

Pri štúdiu parabol vznikajúcich v zariadení naplnenom neónom okrem výrazne zachytenej paraboly zodpovedajúcej prvku s atómovou hmotnosťou 20 našiel Thomson aj inú, slabšiu parabolu, ktorá mohla byť vytvorená len prvkom s atómovou hmotnosťou 22. To naznačovalo, že jestvujú dva druhy atómov neónu s rovnako veľkými nábojmi svojich jadier, avšak s nerovnakými hmotnosťami. Dnes bezpečne vieme, že väčšina prvkov je zmes svojich nie-

koľkých tzv. *izotopov*, t. j. látok s totožnými chemickými vlastnosťami (a preto patriacich na to isté miesto v periodickej sústave prvkov), avšak s nerovnakými hmotnosťami svojich atómov.

Metódu porovnávania hmôt iónov podľa ich úchyliet v elektrickom a magnetickom poli zdokonalil Aston. Astonovo zariadenie je schematicky znázornené na *obr. 5.30*. Ióny urýchlené elektrickým poľom prechádzajú v Astonovom zariadení najprv cez homogénne elektrické pole a až potom cez homogénne magnetické pole, pričom druhé pole vychýľuje ióny v smere práve opačnom než prvé. Touto úpravou sa docieľuje, že ióny s rovnakým merným nábojom aj pri nerovnakej začiatočnej rýchlosti dopadajú na to isté miesto vhodne umiestnenej fotografickej dosky. Pretože vzhľad fotografického záznamu vytváraného Astonovým zariadením pripomína čiarové spektrum vytvorené optickým spektrografom, zachytené na fotografickú dosku, Aston nazval svoje zariadenie *hmotovým spektrografom*.

6. ELEKTROMAGNETICKÁ INDUKCIA

6.1. Indukovaná elektromotorická sila. Ako už vieme, na bodový náboj q , ktorý sa v magnetickom poli (alebo vzhľadom na magnetické pole) s indukciou $\mathbf{B}$ pohybuje rýchlosťou $\mathbf{v}$, účinkuje sila $\mathbf{f} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$.

Prizerajúc na tento vzorec, predstavme si tuhé teleso (súradnicový systém), ktoré sa vzhľadom na dané s časom sa nemeniace magnetické pole nejakým spôsobom pohybuje. Vzhľadom na toto teleso nech je bodový elektrický náboj q v relatívnom pokoji. Pretože náboj q sa vzhľadom na magnetické pole pohybuje v tom prípade určitou rýchlosťou $\mathbf{v}$, podlieha sile $\mathbf{f} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$. Táto sila po prepočítaní na jednotku náboja je

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

Podľa tohto výsledku, ktorý pre teóriu elektrických a magnetických polí má základný význam, priestor tuhého telesa, ktoré sa pohybuje v magnetickom poli (alebo vzhľadom na magnetické pole), vo všeobecnosti je nielen silovým poľom magnetickým, ale aj elektrickým, lebo v ňom účinkuje sila aj na elektrický náboj, ktorý sa v tomto priestore nepohybuje.

Vektor $\mathbf{E}_i$, intenzita takto vznikajúceho elektrického poľa, nazýva sa *intenzita indukovaného elektrického poľa*.

Dráhový integrál intenzity indukovaného elektrického poľa pozdĺž v sebe uzavretej dráhy, napríklad pozdĺž v sebe uzavretého vodiča elektrického prúdu

$$\text{ems}_i = \oint \mathbf{E}_i \cdot d\mathbf{s} \quad (2)$$

nazýva sa v tomto okruhu *indukovanou elektromotorickou silou*.