

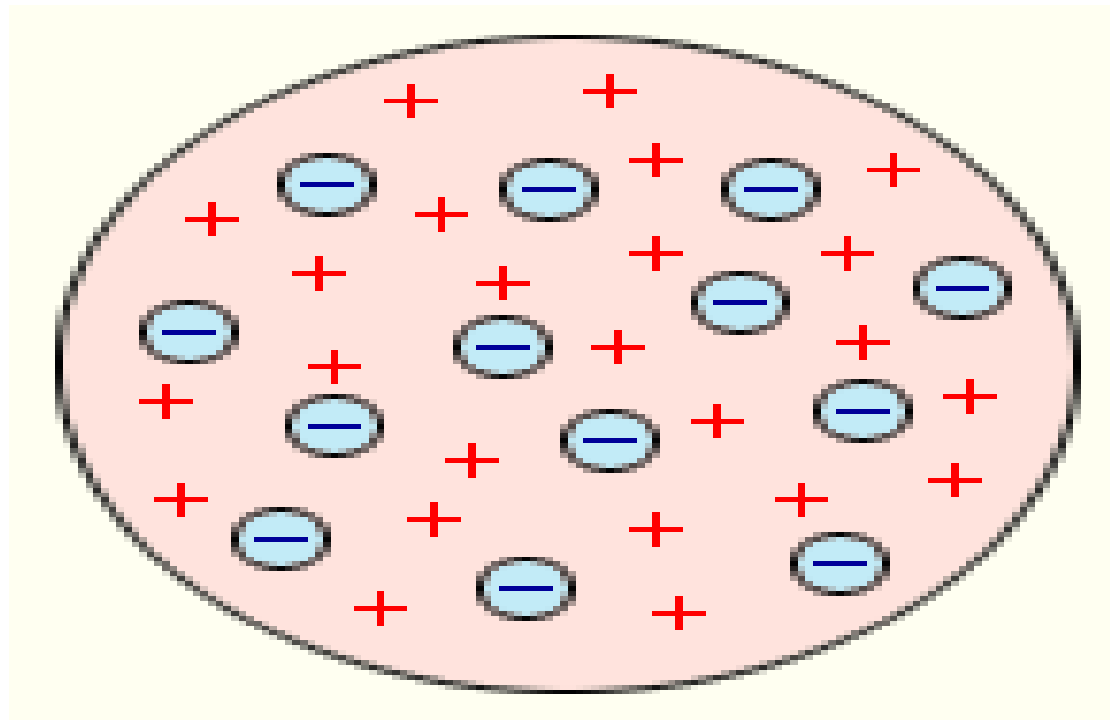


Атомни модели. Линеен спектър. Линеен спектър на атома на водорода. Постулати на Бор. Опит на Франк и Херц

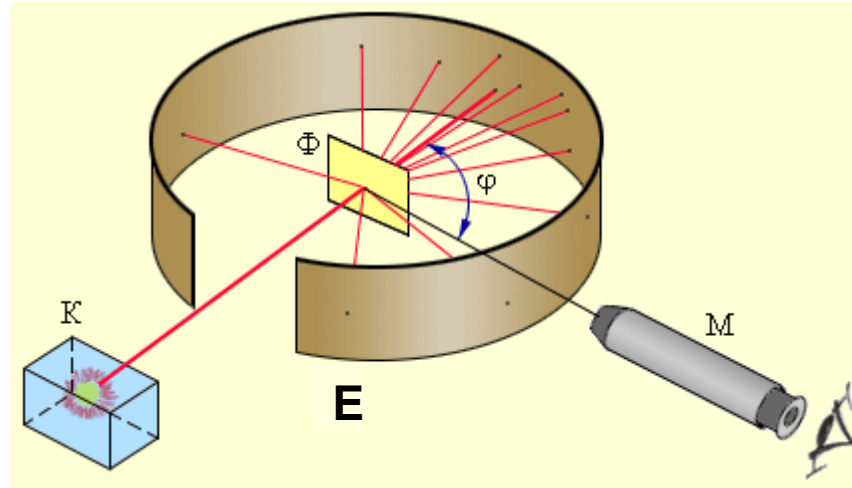
1. Атомни модели
2. Линеен спектър на атома на водорода
3. Теория на Бор за водородоподобните системи
4. Опит на Франк и Херц



През 1903 г. Джордж Томпсън създава физичен модел за строежа на атома. Съгласно неговите представи атомът е равномерно положително заредена сфера, в която плават електрони.



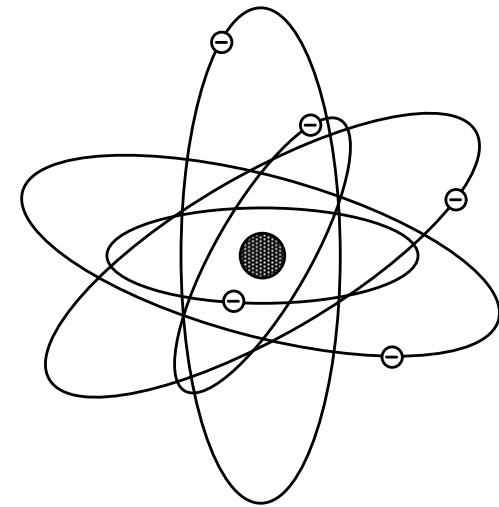
Фиг. 1



През 1909 г. английският физик Ърнест Мардсън и немският физик Ханс Гайгер провеждат опити по разсейване на α -частици от тънки метални пластини. Въпреки, че средният ъгъл на разсейване е около 2 градуса, тъй като голяма част от α -частиците преминават през фолиото, се наблюдават и такива, при които ъгълът на разсейване надминава 90° . Обяснение на този експериментален ефект е дадено от Ърнест Ръдърфорд (1911 г.), според който отклонението на една положително заредена частица с повече от 90° може да стане само, ако тя е минала покрай много голям положителен заряд, съсредоточен във вътрешността на атома. Тази част от атома Ръдърфорд нарича атомно ядро



Ръдърфорд създава т.н. планетарен модел на атома. Атомът има малко положително ядро с размери $\sim 10^{-15}$ m, в което е съсредоточена почти цялата му маса – фиг. 2. Около това ядро се движат електрони, които обикалят по затворени орбити. Размерът на атома е $\sim 10^{-10}$ m, т.е. по-голямата част от обема на атома е незапълнен. Сумарният заряд на електроните и зарядът на ядрото имат една и съща големина, т.е. атомът е електронеутрален.



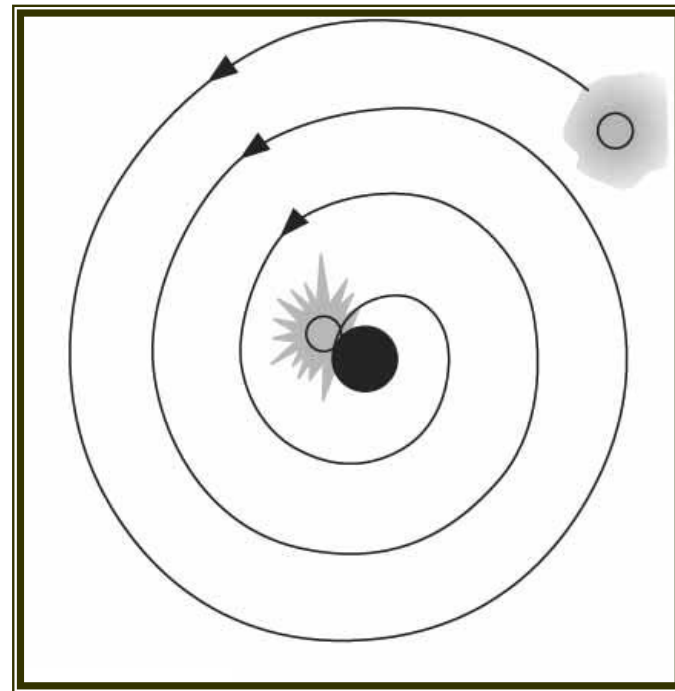
Фиг. 2



Друга особеност на този модел е, че той е динамичен. Ако електроните и ядрото са неподвижни, вследствие на силите на взаимодействие между ядро и електрон, които са сили на привличане, всеки от електроните на атома ще падне върху ядрото. За да е стабилна системата ядро и електрони на атома, трябва електроните да се въртят около ядрата. Ако се приеме, че електроните се въртят около атома по кръгови орбити, то кулоновата сила на взаимодействие на всеки електрон с положителното ядро ще се уравни с центробежната сила

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze^2}{r^2} \quad (6)$$

Центростремителното ускорение на електрона е от порядъка на 10^{22} m/s^2 . Такъв ускорено движещ се електрон, обикалящ около ядрото с голяма честота трябва да излъчва и то непрекъснат спектър. Енергията му ще намалява и като стане нула ще падне върху ядрото (фиг. 3). Експерименталните изследвания показват, че атомите са стабилни.



Фиг. 3



Спектърът на електромагнитните вълни би трябвало да е непрекъснат, т. к. електронът ще изменя радиуса на орбитата си. Обаче, както е известно атомите притежават линеен спектър.



2. Линеен спектър на атома на водорода

Атомите на даден елемент излъчват енергия само при определени условия. Експериментално е установено, че светещите газове имат линейни спектри.

Балмер установил, че линиите на водородните атоми се подчиняват на зависимостта

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (7) \quad \text{където } \lambda_0 = \text{const} \text{ , } n = 3, 4, \dots, 11 .$$

За вълновото число може да се запише

$$\nu^* = \frac{1}{\lambda} = R_{sp} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8)$$

където R_{sp} е спектроскопична константа на Ридберг.

(8) – серия на Балмер.

За кръговата честота $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ се получава

$$\omega = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

където $R = 2\pi c R_{sp}$ е константа на Ридберг.



Ридберг показал, че се наблюдават серии от линейни спектри не само в атома на водорода, но и в другите елементи.

Кръговата честота на всички линии от дадена серия удовлетворяват съотношението

$$\omega = T(m) - T(n) \quad (10)$$

където m и n са цели числа, а функциите $T(m)$ и $T(n)$ се наричат спектрални термове. За дадена серия m има постоянна стойност, а чрез изменение на n се получават всички линии от дадена серия.

През 1908 г. Пашен открива нова серия на водородния атом в инфрачервената област, която се дава със зависимостта

$$\omega = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (11)$$

където $n = 4, 5, 6, \dots$

Лайман открива серия на водородния атом, подчиняваща се на зависимостта

$$\omega = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (12)$$

където $n = 2, 3, 4, \dots$



Открити са и серии от линейните спектри на водородния атом в далечната инфрачервена

област на:

- Брекет $\omega = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ (13)

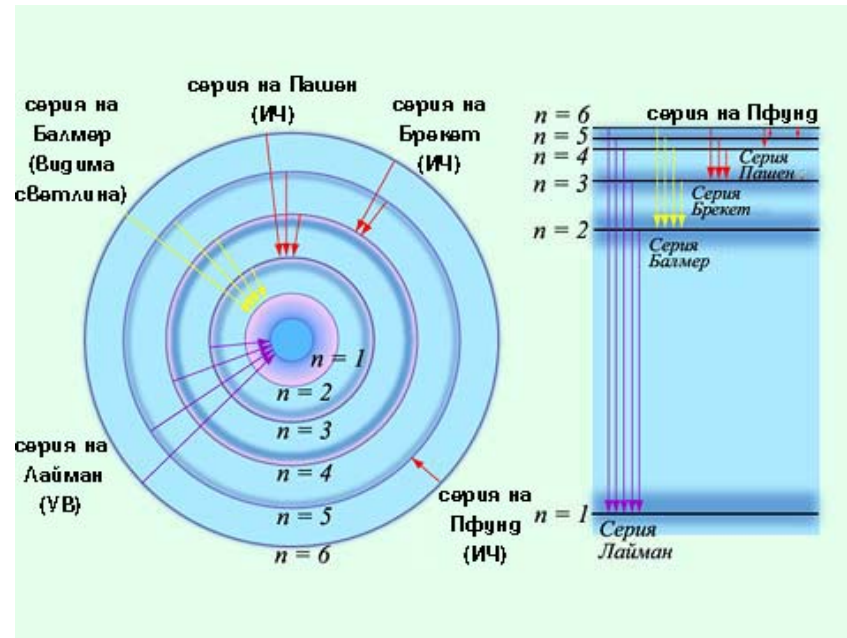
където $n = 5, 6, 7, \dots$.

- Пфунд $\omega = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ (14)

където $n = 6, 7, 8, \dots$.

- Хъмфри $\omega = R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ (15)

където $n = 7, 8, 9, \dots$.



Фиг. 4

Всички серии от спектъра на водорода могат да бъдат обобщени в една формула

$$\omega = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (16)$$

(16) – формула на Балмер.

Тази обобщена зависимост може да бъде изразена и чрез използване на термове

където $m = 1, 2, \dots, 6$, $\omega = T(m) - T(n)$ $T(m) = \frac{R}{m^2}$ $T(n) = \frac{R}{n^2}$

$n = m + 1, m + 2, \dots$



3. Теория на Бор за водородоподобните системи

През 1913 г. датският физик Нилс Бор изказва 3 постулата, които спомагат за преодоляване на недостатъците в ядрения модел на Ръдърфорд. С тях се обясняват и закономерностите в линейните спектри на атомите.

I. Съществуват стационарни състояния на атома и когато той се намира в тях, не излъчва.

II. В стационарните състояния на атома, електронът, движейки се по кръгова орбита, трябва да има квантувани стойности на момента на импулса, удовлетворяващи условието

$$L = mvr = n\hbar \quad , \quad (18)$$

където $n = 1, 2, 3, \dots$

III. При прехода на електрона от едно стационарно състояние в друго се изпуска или поглъща един квант енергия. Ако E_n и E_m са енергиите на атома в две стационарни състояния, то

$$E_n - E_m = \hbar\omega_{nm} \quad . \quad (19)$$



При $E_n > E_m$ има излъчване на квант енергия,
а при $E_n < E_m$ - поглъщане на квант енергия.
Сравняването на (10) и (19) дава съотношението

$$T(n) = \frac{|E_n|}{\hbar} = \frac{R}{n^2} . \quad (20)$$

За квантуваните стойности на енергията се получава

$$E(n) = -\frac{R\hbar}{n^2} , \quad (21)$$

където $n = 1, 2, 3, \dots$

n се нарича главно квантово число. То е определящо за енергетичните нива на водородния атом.

Какви са радиусите на стационарните електронни орбити?

От (6) се получава

$$r = \frac{Ze^2}{mv^2} . \quad (22)$$



От (16) се отчита, че
$$v = \frac{n\hbar}{mr} \quad (23)$$

След заместване на (23) в (22) се достига до израза

$$r_n = \frac{\hbar^2}{Zme^2} n^2, \quad (24) \quad \text{където } n = 1, 2, 3, \dots$$

(24) – радиуси на орбитите на електрона при обикаляне около ядрото във водородоподобните атоми.

При $n = 1$ се получава радиуса на основното състояние на атома

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{Zme^2} = \frac{1}{Z} a_0, \quad (25)$$

където a_0 се нарича радиус на първата електронна орбита.

Кинетичната енергия на електрона съгласно (6) е

$$E_k = \frac{Ze^2}{2r}. \quad (26)$$

Потенциалната енергия на електрона се дава с израза

$$E_p = -\frac{Ze^2}{r}. \quad (27)$$



За пълната енергия на електрона при движението му по кръгова орбита се получава

$$E = E_k + E_p = -\frac{Ze^2}{2r} \quad (28)$$

След отчитане на (24) за енергията на стационарните енергетични нива се получава

$$E_n = -\frac{mZ^2e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (29)$$

Изразът (21) за водородоподобните атоми има вида

$$E_n = -\frac{Z^2R\hbar}{n^2} \quad (30)$$

Сравняването на (29) и (30) позволява да бъде определена константата на Ридберг

$$R = \frac{me^4}{2\hbar^3} \quad (31)$$



От третия постулат на Бор и (29) се достига до

$$\omega_{nm} = \frac{E_n - E_m}{\hbar} = \frac{mZ^2e^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (32)$$

При $Z = 1$ от (32) се получава формулата на Балмер. Определянето на константата на Ридберг и получаването на формулата на Балмер са едни от най-големите успехи в теорията на Бор.

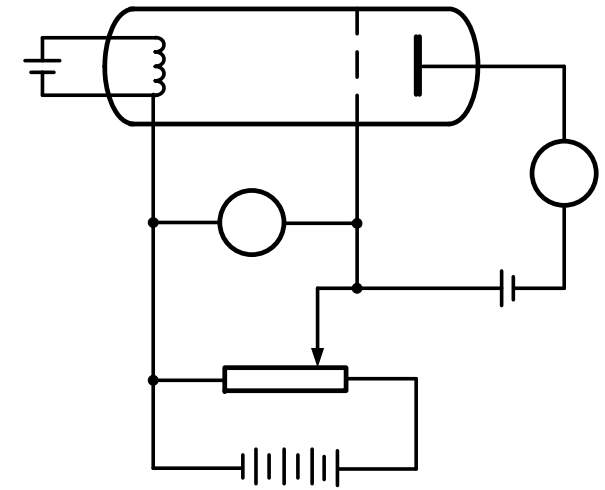
Кои са недостатъците в теорията на Бор?

- Не позволява изчисляването на интензитета на спектралните линии.
- Не позволява да се построи модел на многоелектронни атоми.

4. Опыт на Франк и Херц



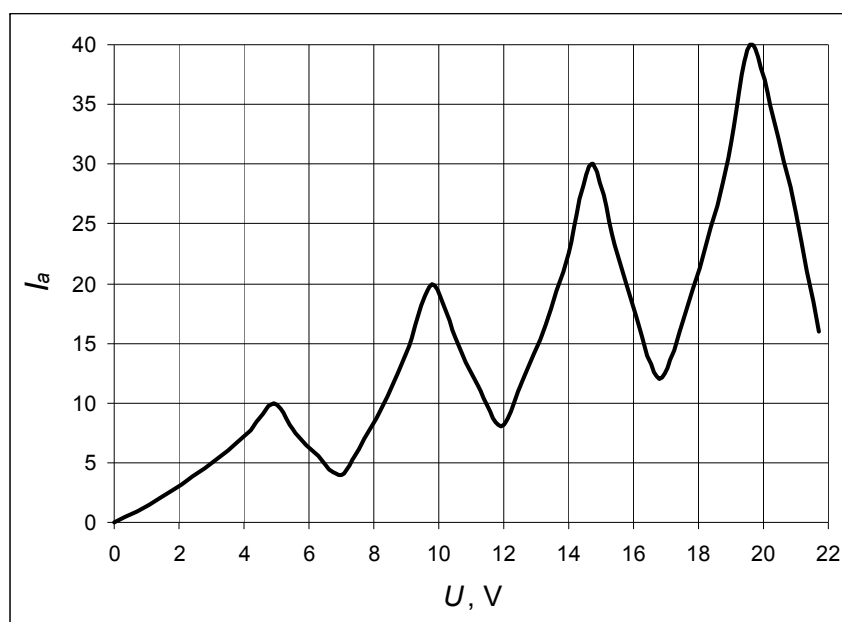
Схемата на опитната постановка е представена на фиг. 5. Стъклен балон е запълнен с живачни пари с ниско налягане ($\sim 133 \text{ Pa}$). В него са поместени три електрода: катод K , решетка S и анод A . Катодът се нагрива и поради електронна емисия от него излитат електрони. Те се ускоряват от напрежение U между катода и решетката, което може да се регулира с помощта на реостат R . Между решетката и анода се подава напрежение $U_0 = 0,5 \text{ V}$, което е в обратна посока и не се изменя по големина. Създаденото от него електрично поле забавя движението на електроните към анода. Токът във веригата се измерва с галванометър G .



Фиг. 5



На фиг. 6 е представена зависимостта $I_a = I_a(U)$. С увеличаване на напрежението се наблюдава нелинейно нарастване на тока. Той достига максимална стойност при напрежение $U_1 = 4,9 \text{ V}$ и при по-нататъшно увеличаване на напрежението токът рязко намалява и достига минимална стойност. След това с увеличаване на напрежението токът отново нараства и достига максимум при напрежение $U_2 = 9,8 \text{ V}$. Картината се повтаря при напрежения $U_3 = 14,7 \text{ V}$, $U_4 = 19,6 \text{ V}$ и т.н.



Фиг. 6



Как се обяснява този на пръв поглед сложен ход на кривата. При малки енергии на електроните ударите между електрон и живачен атом са еластични. Като се отчете фактът, че масата на електрона е стотици хиляди пъти по-малка от тази на живачния атом, то при удара енергията на електрона почти не се изменя. Част от електроните попадат на решетката, а останалите достигат до анода. Във веригата протича ток. Той е толкова по-голям, колкото по-голямо е ускоряващото напрежение, т.к. нараства скоростта на електроните, а следователно и кинетичната им енергия. Така те лесно преодоляват задържащото поле и достигат до анода.



Когато енергията на електроните достигне или леко надвиши стойността

$$\Delta E = E_2 - E_1$$

където E_1 е енергията на първо стационарно състояние на живачния атом, E_2 – на второ стационарно състояние,

картината рязко се променя. Ударите между електроните и живачните пари стават нееластични. Електронът предава на атома енергия eU_1 , където $U_1 = 4,9 \text{ V}$ е първия потенциал на възбуждане на живачния атом, e – заряда на електрона. Те продължават да се движат с малка скорост (притежават малка кинетична енергия) и най-често се захващат от решетката, т.к. не могат да преодолеят задържащото напрежение U_0 . Токът рязко спада и достига минимум.



При по-нататъшно увеличаване напрежението ударите отново са еластични и токът нараства. Следователно живачният атом поглъща само определени порции от енергия. Той се възбужда - електрон преминава на по-високо енергетично ниво. Когато електронът се върне в основното си състояние, излъчва фотон. Ефектът се мултиплицира като се отчете излъчване на фотони от електрони на другите атоми и се получава излъчване в ултравиолетовата област.



Когато напрежението стане $U_2 = 9,8 \text{ V}$ електроните може да претърпят два пъти нееластични удари с живачни пари и токът отново намалява. Зависимостта се повтаря и при напрежение $U_3 = 14,7 \text{ V}$ са възможни три нееластични удара на електрони с живачни атоми.

Така се наблюдават минимума на тока за напрежения, кратни на $4,9 \text{ V}$, $9,8 \text{ V}$, $14,7 \text{ V}$, $19,6 \text{ V}$ и т.н. Със своя опит Франк и Херц недвусмислено показват съществуването на дискретни енергетични нива в атомите.



Жиромагнитно отношение. Спин на електрона

- 1. Жиромагнитно отношение**
- 2. Опит на Айнщайн-де Хаас. Спин на електрона**

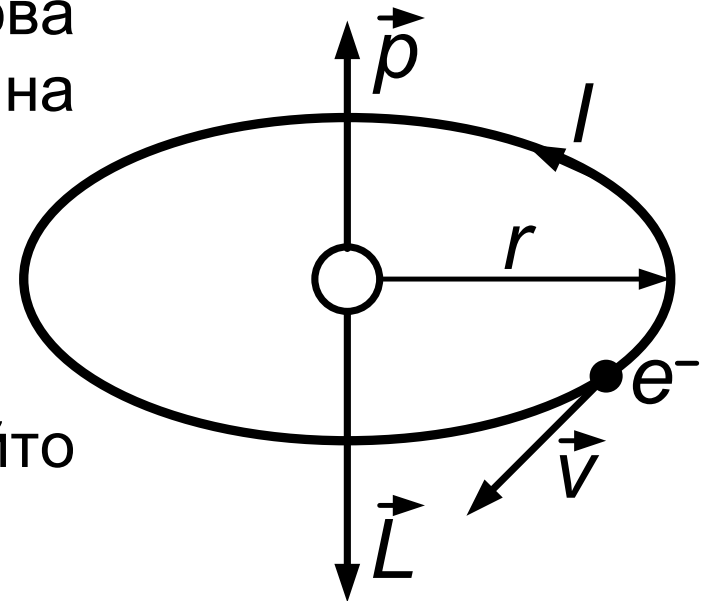


1. Жиромагнитно отношение

За простота се приема, че електроните в атома се движат по кръгови орбити около ядрото му (фиг. 1). Това е еквивалентно на протичане на кръгов ток

$$I = \frac{e}{T}$$

където T е периода, с който електронът обикаля по орбитата си.



Фиг. 1



Електронът притежава орбитален магнитен момент с големина

$$p_m = IS$$

където S е площта на кръга, съответстващ на орбитата на електрона.

Като се отчете, че $T = \frac{2\pi r}{v}$ и $S = \pi r^2$

където R е радиуса на орбитата, се получава израза

$$p_m = \frac{evr}{2}$$

Ако движението на електрона е по часовата стрелка, то посоката на протичащия ток е обратна на часовата стрелка. Направлението на орбиталния магнитен момент е по оста на симетрия на кръга. Като се приложи правилото на десния винт се определя посоката на вектора \vec{p}_m , която е нагоре.



Електронът има и механичен момент на импулса \vec{L} , чиято големина се дава с формулата

$$L = mvr$$

Векторът \vec{L} също е по оста на симетрия, но е насочен надолу.

Величината $G = \frac{p_m}{L}$ се нарича жиромагнитно отношение. За него се получава

$$G = -\frac{e}{2m}$$

Знакът (–) отчита, че орбиталният магнитен момент и орбиталният механичен момент имат противоположни посоки. Това отношение има една и съща стойност за всяка орбита на електрона.



Класическият извод за жиромагнитното отношение се потвърждава и при решаване на уравнение на Шрьодингер за движение на електрон в полето на централни сили при наличие и на магнитно поле.

Отчита се, че стойностите на L_z се квантуват. Следователно стойностите на орбиталния магнитен момент на електрона също могат да заемат само строго определени стойности и направления в пространството

$$\rho_z = -\frac{e\hbar}{2m}m_\ell = -\rho_0 m_\ell \quad (7)$$

където m_ℓ е магнитно квантово число, а

$$\rho_0 = \frac{e\hbar}{2m} \text{ се нарича магнетон на Бор.}$$

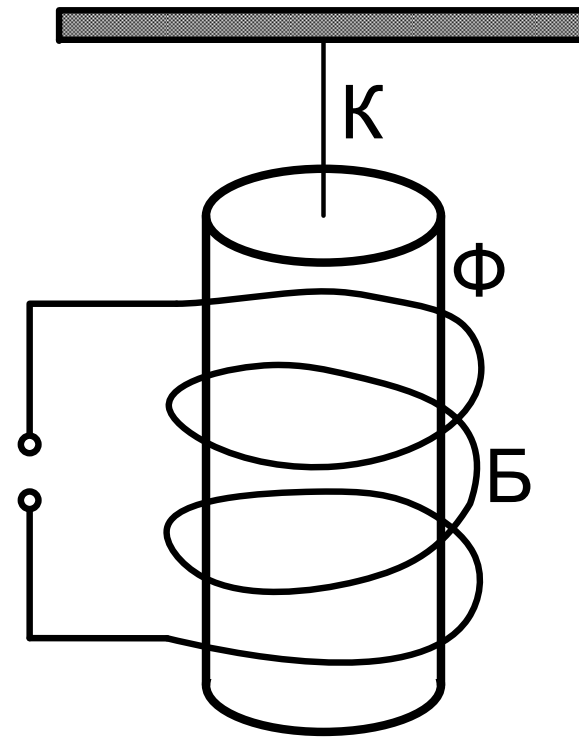


3. Експериментално откриване на спина на електрона

Айнщайн и де Хаас провеждат редица опити за експериментална проверка на жиромагнитното съотношение

$$G = \frac{\rho_{mz}}{L_z} = -g \frac{e}{2m} \quad (8)$$

Множителят g съгласно (7) трябва да има стойност единица.



Фиг. 2



На фиг. 2 е дадена схема на опитната постановка. Феромагнитна пръчка 3 се окачва на кварцова нишка 1. През бобината 2 се пропуска ток и пръчката се намагнитва. Заедно с магнитния момент възниква и механичен момент, големината на който може да се определи по завъртането на кварцовата нишка.

Ако образецът се пренамагнитва с променлив ток, ще възникне променлив механичен момент и феромагнитния образец ще започне да извършва въртеливи трептения. За усилване на ефекта на завъртането е използвано явлението резонанс.



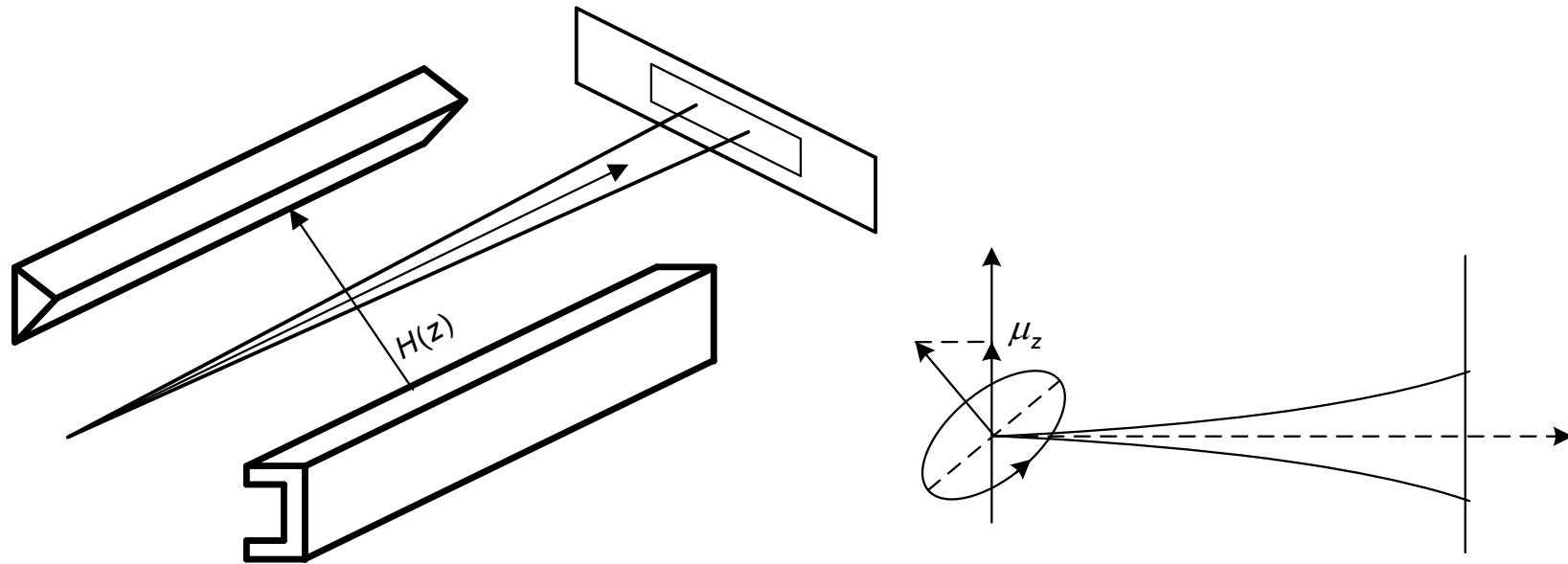
Експериментално е определено жиромагнитното отношение и е установено, че:

- Знакът на отношението е отрицателен – това показва, че намагнитването на ферромагнитния образец е обусловено от движението на електроните.
- Стойността на множителя в (8) е $g = 2$.



Щерн и Герлах изучават поведението на атомите в нееднородно магнитно поле и се опитват да проверят формулата

$$p_z = -p_0 m_\ell \quad (9)$$



Фиг. 3



Схема на опитната постановка е дадена на фиг. 3. Те провеждат опити със сноп от атоми на елементи от първа валентност (водород, литий, сребро), които се движат по направление на оста ОХ. Снопът среща на пътя си магнитно поле, перпендикулярно на движението му. Магнитното поле е силно нееднородно. Снопът частици с магнитен момент ρ_m би трябвало да търпи разцепване, като броят на компонентите се определя от възможния брой проекции на магнитния момент по направление на полето.



Щерн и Герлах изучават разцепването на сноп атоми, намиращи се в s -състояние и в p -състояние. За първото състояние механичния и магнитния момент на атома е равен на нула и не би трябвало да има разцепване. За p -състояние би трябвало да се наблюдава тройно разцепване.



Обаче в своите опити с водородни, литиеви и сребрни атоми те наблюдават разцепване на снопа на две компоненти. Така доказват, че атомите в s -състояние все пак притежават магнитен момент p_m , като проекцията на този момент в определено направление OZ заема само две стойности. Резултатите от измерванията на стойността на магнитния момент p_m са показали, че той е равен на магнетона на Бор ($p_m = p_{m0}$).



Получава се противоречие между теория и експеримент. За изглаждането му Уленбек и Гуадсмит изказват хипотезата, че електронът притежава собствен момент на импулса L_s , наречен спин. Той не е свързан с движението на електрона по орбитата му, а се разглежда като вътрешно присъщо свойство на електрона, каквито са масата и заряда му. Проекцията по оста Z на електрона има стойности

$$L_s = \pm \frac{1}{2} \hbar$$

На спина на електрона съответства и собствен магнитен момент на електрона ρ_{mS} .



Магнитният момент на атома е сума от магнитните моменти на електроните и магнитния момент на ядрото. Магнитният момент на ядрото е пренебрежимо малък спрямо магнитният момент на електроните и не се отчита. Общият магнитен момент на атома се явява векторна сума от орбиталните и собствените магнитни моменти на всички електрони, принадлежащи на атома

$$\rho_A = \sum_{i=1}^n \rho_m + \sum_{i=1}^n \rho_{mS}$$

където n е броят на електроните в атома.



Феромагнитните свойства се определят от собствените магнитни моменти на електроните в атомите, а не от орбиталните магнитни моменти. За множителя в жиромагнитното отношение те получават стойност $g = 2$. Със спина и собствения магнитен момент на електрона се обясняват магнитните свойства на феромагнетиците, разпределението на електроните по енергетични състояния в атомните обвивки и кристалите, финната структура на спектралните линии и др.