Действие на магнитно поле върху движещ се електричен заряд. Сила на Лоренц. Движение на заредени частици в магнитно поле – частни случаи, приложение. Ефект на Хол

Действие на магнитно поле върху движещ се електричен заряд. Сила на Лоренц

Около всеки движещ се заряд се създава магнитно поле. Ако зарядът се движи във външно магнитно поле с индукция $\vec{B}$, собственото поле, което той създава при своето движение и външното магнитно поле ще си взаимодействат по някакъв начин. Това означава, че на движещия се заряд ще действа някаква сила. Можем да определим тази сила по начина като използваме закона на Ампер. На проводник, по който тече електричен ток, поставен в магнитно поле, му действа сила на Ампер. Тази сила може да се представи като суперпозиция на силите, с които магнитното поле действа на всеки отделен заряд от проводника. На елемент $\vec{dl}$ от проводника действа сила на Ампер:

(1) $\vec{dF} = I\vec{dl} \times \vec{B} = \left(I\vec{dl}\right) \times \vec{B}$.

Нека да разгледаме произведението $I\vec{dl}$. Когато извеждахме закона на Ом получихме за големината на тока ***I=nqvS***, където ***n*** е концентрацията на токовите носители, ***q*** и ***v*** – съответно големината на заряда и средната скорост на насочено движение на носителите, а ***S*** е сечението на проводника. Оттук получаваме:

(2) $I\vec{dl} = nqvS\vec{dl} = nqS\vec{v}dl = qndV\vec{v} = q\vec{v}dN$,

тъй като обемът на елемента $\vec{dl}$ е ***dV=Sdl***, а концентрацията на токовите носители – ***n=dN/dV***.
Като заместим (2) в (1) ще получим:

(3) $\vec{dF} = \left(I\vec{dl}\right) \times \vec{B} = \left(dNq\vec{v}\right) \times \vec{B} = dNq\vec{v} \times \vec{B}$.

Силата, която действа на отделен заряд ***q*** ще получим, като разделим (3) на броя ***dN*** на зарядите в елемента $\vec{dl}$:

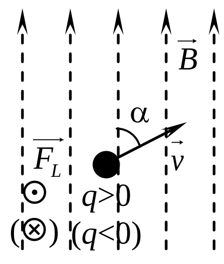
(4) $\vec{F_L} = \dfrac{\vec{dF}}{dN} = q\vec{v} \times \vec{B}$.

Силата $\vec{F_L}$ (4) е определена експериментално от холандския физик Х. Лоренц и затова носи неговото име – сила на Лоренц. Виждаме, че тя зависи от големината и знака на заряда и взаимната ориентация на скоростта $\vec{v}$ на заряда и магнитната индукция $\vec{B}$ на външното поле. Големината на силата на Лоренц се дава с формулата:

(5) $F_L = qvB\sin\alpha$,

където **α** е ъгълът между посоките на векторите $\vec{v}$ и $\vec{B}$ (фиг. 1). От (5) се вижда, че силата е максимална когато зарядът навлиза в полето перпендикулярно на магнитната индукция ($\vec{v} \perp \vec{B}, \sin\alpha = 1, F_L = qvB$).

От получените формули (4) и (5) можем да направим следните изводи за силата на Лоренц: тя действа само на движещи се заряди (ако $\vec{v} = 0 \Rightarrow \vec{F_L} = 0$); винаги е насочена перпендикулярно на скоростта, а тъй като преместването е винаги по посока на скоростта, тя е перпендикулярна и на преместването – следователно силата на Лоренц не извършва работа върху заряда ($\vec{F_L} \perp \vec{dr}, \cos\beta = 0$) и не променя енергията му, т.е. тя може да променя скоростта само по посока, но не и по големина (играе ролята на центростремителна сила); посоката ѝ зависи и от знака на заряда – ако ***q*>0** посоката на $\vec{F_L}$ е в посоката на векторното произведение $\vec{v} \times \vec{B}$ (на фиг. 1 е към нас), а ако ***q*<0** – в посока обратна на това векторно произведение (на фиг. 1 – към чертежа).



фиг. 1

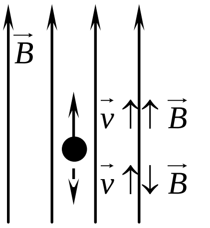
Ако зарядът ***q*** се движи едновременно в електрично поле с интензитет $\vec{E}$ и в магнитно поле с индукция $\vec{B}$, силата, която му действа, е суперпозиция от електричната и магнитната (Лоренцовата) сили:

$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}$.

Движение на заредени частици в магнитно поле – частни случаи, приложение

Ще разгледаме по-подробно движението на заредени частици в еднородно магнитно поле, в зависимост от взаимната ориентация на скоростта $\vec{v}$ на частиците и магнитната индукция $\vec{B}$ на полето.

Първо ще разгледаме два частни случая – когато направленията на векторите $\vec{v}$ и $\vec{B}$ са успоредни или перпендикулярни. Тогава частицата извършва възможно най-простите движения – равномерно праволинейно и равномерно по окръжност.



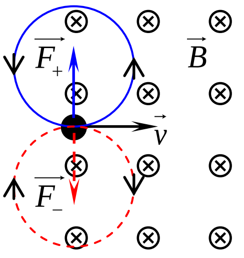
фиг. 2

Ако $\vec{v}\uparrow\uparrow\vec{B}$ или $\vec{v}\uparrow\downarrow\vec{B}$ (фиг. 2), ъгълът между тях е **α=0** или **α=π** и **sinα=0**. Следователно в този случай големината на Лоренцовата сила (5) е:

$$F_L = qvB\sin\alpha = 0,$$

т.е. ако зарядът ***q*** (независимо от неговия знак) се движи по направлението на магнитната индукция, на него не му действа никаква сила и съгласно първия принцип на Нютон ще продължи да се движи равномерно и праволинейно.

Нека сега зарядът ***q*** да навлиза в полето перпендикулярно на посоката на магнитната индукция $\vec{B}$ ($\vec{v}\perp\vec{B}$, фиг. 3). Посоката на полето е към чертежа. В този случай силата на Лоренц има максимална големина $\boldsymbol{F_L=qvB}$ (5). Посоката на силата е перпендикулярна на посоката на скоростта $\vec{v}$ и ще предизвика само промяна на посоката ѝ. Тъй като полето е еднородно (***B*=const**) и скоростта не се променя по големина (***v*=const**), силата също не се променя по големина и движението ще бъде с постоянно нормално ускорение $\boldsymbol{a_n=v^2/R=}$**const**, откъдето следва, че и ***R*=const**, т.е. движението ще бъде равномерно по окръжност с радиус ***R***. Като имаме предвид втория принцип на Нютон, можем да определим радиуса ***R*** на тази окръжност:



фиг. 3

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \frac{F_L}{m} = \frac{qvB}{m},$$

$$(6)\quad R = \frac{mv}{qB}.$$

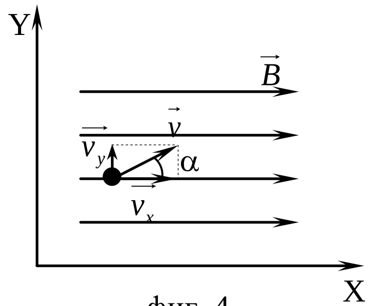
Виждаме, че колкото по-голяма е масата ***m*** на заредената частица при еднакви други условия, толкова по-голям е радиусът ***R*** на окръжността, по която се движи, т.е. толкова по-слабо тя се отклонява от направлението си на движение. Тъй като движението е равномерно по окръжност, можем да определим и периода ***T*** на обикаляне по окръжността, като използваме определението за период и връзките между линейни и ъглови величини:

$$(7)\quad T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB},$$

който не зависи от скоростта, с която частицата навлиза в полето.

Посоката на Лоренцовата сила зависи и от знака на заряда (4). Затова, при навлизане в магнитното поле, положителните и отрицателните заряди ще се отклоняват в противоположни посоки (на фиг. 3 – плътната окръжност за положителен заряд и пунктирната за отрицателен).

При навлизане на заредената частица в полето под произволен ъгъл **α** спрямо посоката на магнитната индукция (фиг. 4), движението ѝ може да се представи като суперпозиция от две движения –



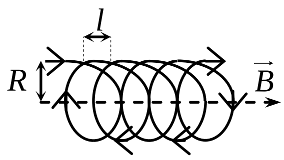
фиг. 4

по направление на магнитната индукция $\vec{B}$ със скорост $\boldsymbol{v_x=v\cos\alpha}$ и перпендикулярно на полето със скорост $\boldsymbol{v_y=v\sin\alpha}$. За тези две движения са в сила разсъжденията, които направихме досега. По посока на индукцията частицата ще се движи равномерно и праволинейно със скорост ***v*cosα**, като за време, равно на един период ***T*** (7), описва окръжност, в равнина перпендикулярна на $\vec{B}$, с радиус (6):

$$(8)\quad R = \frac{mv_y}{qB} = \frac{mv\sin\alpha}{qB},$$

тъй като скоростта ѝ в посока перпендикулярна на полето е ***v*sinα**. За това време частицата ще се премести по посока на индукцията на разстояние:

$$(9)\quad l = v_x T = vT\cos\alpha = \frac{2\pi mv\cos\alpha}{qB}.$$



фиг. 5

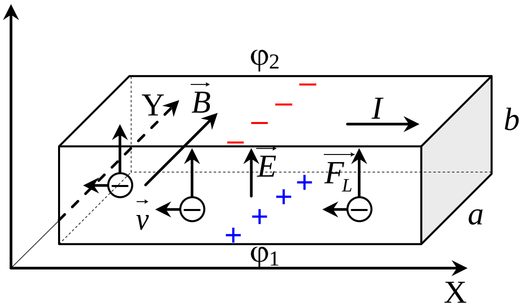
Следователно в общия случай, когато частицата навлиза в полето под произволен ъгъл, тя извършва по-сложно движение, по т.нар. витлова линия (фиг. 5) със стъпка ***l*** (9) и радиус ***R*** (8).

Движението на заредени частици в магнитно поле намира много широко приложение в науката и техниката. Може да бъде измерена масата на молекулите, след тяхното йонизиране, с масспектрометър, като се определи радиусът ***R*** на кривината (6) на траекторията им (колкото е по-голяма масата на получения йон, толкова по-голям ще бъде радиусът $\boldsymbol{R}$). Може да се разделят снопове положително и отрицателно заредени частици (фиг. 3), които след това могат да бъдат ускорявани в ускорители за заредени частици.

Ефект на Хол

Лоренцовата сила, която действа на заредени частици, които се движат в магнитно поле, е отговорна за един интересен ефект, който също намира голямо приложение – ефектът на Хол. Нека вместо линеен проводник, да използваме метална пластинка с широчина $\boldsymbol{a}$ и височина $\boldsymbol{b}$, по която тече постоянен ток $\boldsymbol{I}$ по избраната ос **X** (фиг. 5). Ако поставим пластинката в еднородно магнитно поле с индукция $\vec{B}$ по оста **Y**, перпендикулярна на посоката на тока, между горната и долната стена (по оста **Z** на фиг. 6) на пластинката възниква потенциална разлика **Δφ**. Хол е установил, че тази потенциална разлика е правопропорционална на големините на тока $\boldsymbol{I}$ и магнитната индукция $\boldsymbol{B}$ и обратно пропорционална на широчината на пластинката $\boldsymbol{a}$:

$$(10)\quad \Delta\varphi = R\frac{IB}{a}.$$



фиг. 6

Коефициентът на пропорционалност $\boldsymbol{R}$ е наречен константа на Хол. Знакът на тази константа (в избрана координатна система) се определя от посоката на създаденото електрично поле. За случая, показан на фиг. 6 (метален проводник, в който токовите носители са електрони с отрицателен заряд), $\boldsymbol{R<0}$, защото $\boldsymbol{\varphi_2<\varphi_1 \Rightarrow \Delta\varphi=\varphi_2-\varphi_1<0}$, т.е. възникналото електрично поле е в положителната посока на оста **Z**. Тъй като ефектът на Хол се наблюдава и в полупроводници, по знака на $\boldsymbol{R}$ можем да определим знака на токовите носители в полупроводника, а оттам и типа проводимост – **p-** или **n-** тип.

Формула (10) може да бъде изведена на базата на прости разсъждения. На електроните в металния проводник действа сила на Лоренц, която в дадения случай действа нагоре. Тъй като скоростта на насочено движение на електроните $\vec{v} \perp \vec{B}$, силата е максимална – $\boldsymbol{F_L=qvB}$ (5). Следователно електроните ще започват да се натрупват в горния край на пластинката и той се зарежда отрицателно, което довежда до обедняване на електрони в долния край – той ефективно се зарежда положително. При това преразпределение на зарядите в пластинката се създава електрично поле, с интензитет $\vec{E}$ насочен от долната към горната стена на пластинката, т.е. електричната сила, с големина $\boldsymbol{F_e=qE}$, действа на електроните в посока, обратна на Лоренцовата сила (зарядът на електроните е отрицателен и силата е в посока, обратна на интензитета на електричното поле). Когато двете сили се изравнят по големина настъпва равновесие и се установява постоянната потенциална разлика **Δφ** между горната и долната стена на пластинката (10), която можем да измерим:

$$\left.\begin{aligned} &F_L = F_e \Rightarrow vB = E \\ &I = nqvS \Rightarrow v = \frac{I}{nqS} = \frac{I}{nqab} \\ &E = \frac{\Delta\varphi}{\Delta z} = \frac{\Delta\varphi}{b} \end{aligned}\right\} \frac{IB}{nqab} = \frac{\Delta\varphi}{b}$$

$$(11)\quad \Delta\varphi = \frac{1}{nq}\frac{IB}{a} = R\frac{IB}{a}.$$

Използвахме формулата за тока и връзката между интензитета и потенциала на електростатично поле, като в случая интензитета е насочен по оста **Z** и затова $\boldsymbol{\Delta r=\Delta z=b}$. От (11) можем да получим и стойността на константата на Хол:

$$R = \frac{1}{nq},$$

т.е. тя зависи само от концентрацията на токовите носители и заряда им. Това ни дава възможност освен да определяме знака на заряда на токовите носители (от знака на $\boldsymbol{R}$), ако знаем какви са носителите (напр. в металите знаем, че са електрони и знаем знака и големината на заряда) да определяме концентарацията им след като определим експериментално константата на Хол $\boldsymbol{R}$. На основата на ефекта на Хол също така се изработват уреди за определяне на големина на тока и магнитна индукция.