розсіяна спільно з енергією хвилі. Станеться, так зване, індуковане розсіяння енергії електрона.

Розрахунок кількісної оцінки розсіюваної електроном і поглинаемої їм енергії з хвилі. у контексті цієї роботи, не суть важливий, але може представляти інтерес, для зацікавлених дослідників.

Список використаних джерел:

1. Джексон Дж. Класична електродинаміка, М. Світ 1965.
2. Попенко В. И. Динамічне поле електрона. Тези для наукової конференції «Перспективи розвитку сучасної науки», 2014.
3. Шпольский Э. В. Атомна фізика, т. 1, Введення в атомну фізику, видавництво «Наука» 575 (1974).

Степанець Ю.А.
молодший науковий співробітник;
Попенко В.Й.
старший науковий співробітник,
Науково-виробнича корпорація «Київський інститут автоматики»

АДЕКВАТНІСТЬ ХВИЛЕВОЇ ФУНКЦІЇ ДИНАМІЧНОГО ПОЛЯ ЕЛЕКТРОНА ХВИЛЕВІЙ ФУНКЦІЇ ЕЛЕКТРОНА КВАНТОВОЇ ФІЗИКИ

Щільність енергії динамічного поля електрона пропорційна твору амплітуди поля на комплексно зв'язане значення [1]

$$w \propto \frac{1}{8\pi} E E^* = \frac{1}{8\pi} E(r)\psi(x,t) E(r)\psi^*(x,t).$$

Інтеграл щільності енергії по усьому простору дасть енергію динамічного поля електрона W_E

$$\int w \, dV = \int \frac{1}{8\pi} E(r)\psi(x,t) \, E(r)\psi^*(x,t) dV = W_E.$$

Розділимо обидві частини отриманого вираження на енергію динамічного поля W_E, і, виконав незначні перетворення, запишемо

$$\int \frac{w}{W_E} \, dV = \int \frac{E(r)\psi(x,t)}{2\sqrt{2\pi W_E}} \cdot \frac{E(r)\psi^*(x,t)}{2\sqrt{2\pi W_E}} dV = \int \mathcal{A} \cdot \mathcal{A}^* \, dV = 1, \qquad (1)$$

де позначено: $\mathcal{A} = \frac{E(r)\psi(x,t)}{2\sqrt{2\pi W_E}}, \mathcal{A}^* = \frac{E_r\psi^*(x,t)}{2\sqrt{2\pi W_E}}$.

Рівності одиниці інтеграла (1) по усьому нескінченному простору можна дати статистичне тлумачення, як вірогідність того, що електрон знаходиться, де не – будь в просторі.

Амплітуда поля електрона $E(r)$ убуває пропорційно r^{-2}, тому інтеграл твору функцій $\mathcal{A} \cdot \mathcal{A}^*$ по області V до певної міри залежатиме від розмірів області інтеграції та взаємного розташування електрона і області інтеграції.

При інтеграції не по усьому нескінченному простору, а по деякій області V результат дорівнюватиме не одиниці, а деякій величині p меншої одиниці

$$\int_V \mathcal{A} \cdot \mathcal{A}^* dV = p, \text{ де } 0 < p < 1, \text{ при } 0 < V < \infty \quad (2)$$

Легко перевірити що в області с радіусом Комптонівської довжини хвилі навколо електрона, розміщується приблизно ~99.8% енергії поля електрона.

Тому, якщо електрон розташовано десь в центрі області інтеграції і розміри області порівнянні з Комптонівською довжиною хвилі, величина інтеграла буде близька одиниці.

Чим далі електрон розташовується від центру області інтеграції, тим менше буде значення інтеграла.

Якщо ж електрон розташовано на межі області інтеграції радіус, якої значно більше Комптонівської довжини хвилі, , інтеграл буде, близько 0.5.

Не важко помітити, що інтеграл (2) адекватний вірогідності p відшукувань електрона в заданій області простору V, а під інтегральне вираження пропорційно щільності dp цієї вірогідності

$$dp \propto \mathcal{A} \cdot \mathcal{A}^* dV = \frac{E_r \psi(x,t)}{2\sqrt{2\pi W_E}} \frac{E_r \psi^*(x,t)}{2\sqrt{2\pi W_E}} dV. \quad (3)$$

Де, вираження $\mathcal{A} = \frac{E_r \psi(x,t)}{2\sqrt{2\pi W_E}}$, (4)

можна назвати амплітудою вірогідності.

Хвиля динамічного поля електрона, що рухається, має періодичну структуру у напрямі руху електрона [2]

$$E_e = E_r \psi(x,t) = E_r expi(\Omega t - kx),$$

тому фазові співвідношення її зі стороннім динамічним полем в просторі з яким взаємодіє електрон,

$$E_{\text{ст}} = E(x,y,z) expi(\Omega t + \varphi(x,y,z)),$$

де: $\varphi(x,y,z)$ залежність фази поля від координат , також матимуть вплив на вірогідність знаходження електрона у визначеному місці області, визначення поля.

Фізично це реалізується дією сили F_{eE} на електрон, в цьому полі, залежною від співвідношення їх фаз в просторі

$$F_{eE} = \int \nabla [E_e \cdot E_{\text{ст}}] dV = \int \nabla [E(r) \cdot E(x,y,z)\, expi(\Omega t - kx + \varphi(x,y,z))]\, dV.$$

Твір комплексно зв'язаних амплітуд динамічного поля електрона, поділений на енергію динамічного поля електрона, пропорційний щільності (3) вірогідності виявити електрон в тій області простору, що розглядається, а амплітуда поля, віднесена до кореня квадратного його енергії (4) еквівалентна амплітуді цієї вірогідності.

Таким чином, класична амплітуда динамічного поля електрона, що рухається, з його хвилевою функцією, що описує коливання амплітуди поля в просторі, може бути перетворена в амплітуду вірогідності відшукування електрона в певній області простору, яка є адекватною амплітуді вірогідності хвилевої функції електрона квантової фізики.

Ще невелике доповнення про адекватність, або спорідненість хвилевої функції, що описує коливання динамічного поля електрона і хвилевої функції електрона квантової фізики.

Хвилева функція електрона в квантовій фізиці

$\Psi(t,x) = \mathcal{A} expi(\Omega t - kx)$, з частотою

$\Omega = \Omega_o + 0{,}5\Omega_o \frac{v^2}{c^2}$, в яку включена частота спокою електрона Ω_o, в квантовій фізиці називається хвилевою функцією в уявленні Клейна – Гордона.

Підставляючи $\Omega_o = \frac{m_0 c^2}{\hbar}$, з [1] у диференціальне рівняння хвилевої функції $\psi(x,t) = expi(\Omega t - kx)$ динамічного поля електрона

$\ddot{\psi} + \Omega_0^2\, \psi - c^2 \nabla^2 \psi = 0$, отримаємо його в термінах квантової фізики

$\frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial x^2} - \frac{(m_0 c^2)^2}{\hbar^2} \psi(x,t)$, (5) як відоме рівняння Клейна – Гордона якому задовольняють хвилі де Бройля вільних релятивістських часток

$$\frac{\partial^2 \Psi(x,t)}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \Psi(x,t)}{\partial x^2} - \frac{(m_0 c^2)^2}{\hbar^2} \Psi(x,t).$$

При швидкості руху електрона менше швидкості світла $v < c$, частоту хвилевої функції динамічного поля електрона можна представити сумою частоти Ω_o та частоти, що залежить від скорості руху електрона

$$\Omega = \frac{\Omega_o}{(1-\frac{v^2}{c^2})^{0,5}} \approx \Omega_o + 0{,}5\Omega_o \frac{v^2}{c^2}.$$

Хвилева функція динамічного поля електрона, в такому разі буде твором двох хвилевих функцій

$$\psi(t,x) = expi\left(\Omega_o t + 0{,}5\Omega_o t \frac{v^2}{c^2} - kx\right) = expi\Omega_o t \cdot expi\left(0{,}5\Omega_o t \frac{v^2}{c^2} - kx\right) =$$

$$= \psi'(t) \cdot \psi''(t,x).$$

Підстановкою $\Omega_o = \frac{m_0 c^2}{\hbar}$ и k= $\frac{mv}{\hbar}$ запишемо їх у вигляді

$$\psi'(t) = expi \frac{m_0 c^2}{\hbar} t, \psi''(t,x) = expi(\frac{0{,}5 m_0 v^2}{\hbar} t - \frac{mv}{\hbar} x). \qquad (6)$$

Хвилева функція динамічного поля електрона $\psi''(t,x)$ що містить тільки частоту, залежну від кінетичної енергії електрона

$\omega = 0{,}5\Omega_o \frac{v^2}{c^2} = \frac{0{,}5 m_0 v^2}{\hbar}$, адекватна хвилевій функції електрона квантової фізики в представленні Шредингера

$$\Psi(t,x) = \mathcal{A} expi(\frac{0{,}5 m_0 v^2}{\hbar} t - \frac{mv}{\hbar} x),$$

Множник хвилевої функції (5)

$\psi'(t) = expi\Omega_o t = \frac{m_0 c^2}{\hbar}$, не пов'язаний, зі станом електрона в теорії Шредингера просто виключається з розгляду, тобто $\psi'(t)$ дорівнює одиниці і тоді $\psi(t,x) = \psi''(t,x)$.

Диференціюючи $\psi''(t,x)$ за часом і двічі по координаті, отримаємо $\dot{\psi}''(t,x) = i\frac{W_k}{\hbar}\psi''(t,x)$, $\nabla^2\psi'' = -\frac{2mW_k}{\hbar^2}\psi''(t,x)$, звідки можна записати диференціальне рівняння

$$i\hbar\dot{\psi}''(t,x) + \frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi''(t,x) = 0, \tag{7}$$

якому відповідає хвилева функція динамічного поля електрона вільної частинки в уявленні Шредингера.

Якщо електрон знаходиться в потенційному полі $U(x)$, рівняння (7) буде дорівнювати не нулю а твору потенційної функції і хвилевої функції електрона

$$i\hbar\dot{\psi}''(t,x) + \frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi''(t,x) = U(x)\psi''(t,x) \tag{8}$$

Диференціальне рівняння хвилевої функції динамічного поля електрона (8) повністю адекватне диференціальному рівнянню Шредингера для електрона в потенціалі $U(x)$

$$i\hbar\,\dot{\Psi}\,(t,x) + \frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi(t,x) = U(x)\Psi(t,x).$$

Рішення рівняння Шредингера для електрона в потенціалі ядра водне подібних атомів, яке приводити тут не має сенсу, оскільки воно є у будь-якому керівництві по квантовій фізиці [4], дає енергію Бальмерівських рівнів атома

$$W_n = \frac{mZ^2e^4}{2n^2\hbar^2},$$

де n – головне квантове число.

Таким чином, основою для появи хвилевої функції електрона квантової фізики послужила, не встановлена доти, хвилева функція динамічного поля електрона. Прояви якої, характерні для хвилевих процесів, спостерігалися в деяких взаємодіях електронів. Пояснення їм приписувалися, можна сказати, загадковим хвилевим властивостям мікрочасток, які управляють вірогідністю їх спостереження. Насправді хвилеві властивості часток є проявом хвилевих властивостей динамічних полів, що становлять фізичну суть елементарних часток.

Викладене в доповіді ще раз підтверджує динамічну суттєвість поля електрона. Якщо ті, хто ознайомився з ідеями динамічного поля електрона і не сприйняв їх, шкодую, що був не досить переконливим в їх доказовості. Водночас для тих, хто в деякій мірі сприйняв їх, пропоную спілкування *online*, з метою поглибити ці уявлення, так як в доповідях викладені лише ідеї, кожна з яких потребує як теоретичних, так і експериментальних досліджень. Всім щиро бажаю удачі. Твердо переконаний в тому, що розвиток цих ідей дає можливість найти себе в справжній фізиці.

Список використаних джерел:

1. Попенко В. И. Енергія динамічного поля електрона, що рухається. Тези для наукової конференції «Перспективи розвитку сучасної науки», 2014.

2. Попенко В. И. Рівняння динамічного поля електрона. Тези для наукової конференції «Перспективи розвитку сучасної науки», 2014.

3. Крауфорд Ф., Хвилі, видавництво «Наука» 528 (1974).

4. Шпольский Э. В., Атомна фізика, т. 1, Введення в атомну фізику, видавництво «Наука» 575 (1974).