

100 РОКІВ ВІДКРИТТЯ ЕЛЕКТРОНА ТА ЙОГО СУЧАСНА ТЕОРІЯ

В.М. Симулик, І.Ю. Кривський

Інститут електронної фізики НАН України, 294016, Ужгород,
вул. Університетська, 21

Формула Зоммерфельда для спектру водню отримана на основі рівнянь Максвелла, а не Дірака. Побудована нова модель атома в рамках лише класичної мікроскопічної електродинаміки в середовищі. Зроблено короткий огляд історичного аспекту теоретичних уявлень про електрон.

ВСТУП

Концепція електрона та атомного ядра виникла при інтерпретації дослідів по закону Ампера, які проводили в 1830-х роках К. Ф. Гаус та його молодий співробітник Е. Вебер. Історія фізики вважає датою "офіційного" відкриття електрона як першої елементарної частинки блискучу доповідь Дж. Дж. Томпсона 30 квітня 1897 року, в якій прозвучали обґрунтовані оцінки маси та електричного заряду цієї корпускули.

З того часу і аж до наших днів історія теоретичного опису електрона (в особливості, зв'язаного атомного електрона) стала ареною незатухаючих наукових баталій, яка привела до відкриття квантової механіки та квантової теорії поля (моделі атома та електрона Дж. Дж. Томпсона, Е. Резерфорда, Н. Бора, А. Зоммерфельда, С. Гаудсмита, В. Паулі, В. Гейзенберга, Е. Шредінгера, П. Дірака [1]). Однак інтерпретація побудованої теорії налічує принаймні п'ять суттєво різних варіантів (див., наприклад, огляд в [2]), хоча більшість фізиків (мабуть "простим голосуванням") прийняли так звану ймовірністну або "копенгагенську" інтерпретацію Н. Бора, В. Гейзенберга та М. Борна. Слід зауважити, що ніяк не менша кількість визнаних авторитетів, таких як, наприклад, А. Ейнштейн, М. Планк, Дж. Дж. Томпсон, Л. де Бройль, Е. Шредінгер, М. фон Лауе, І. Пригожін та їх численні учні так ніколи й не погодились прийняти "копенгагенську" інтерпретацію квантової теорії. Згадаймо хоча б крилатий вислів А. Ейнштейна про те, що "бог не грається в кості".

Зараз, коли у більшості фізиків-теоретиків вже пройшла ейфорія перших вражаючих успіхів квантової теорії,

з'явилася велика кількість робіт, у яких для опису електрона автори все частіше звертаються до класичних уявлень, повністю відмовляючись від квантовомеханічних рівнянь Шредінгера чи Дірака. Успіх цих нових теорій пояснюється тим, що такий класичний опис електрона (або атома) повністю відтворює досягнення (разом з переосмисленням) сучасної квантової теорії.

В якості першого кроку початку "нової хвилі" в теоретичній фізиці відмітимо дослідження різноманітних взаємозв'язків між рівняннями Дірака та Максвелла перш за все [3–11] для вільного рівняння Дірака. Другий важливий крок – це запропонований Г. Саллгофером [12,13] новий спосіб введення у рівняння Максвелла взаємодії з зовнішнім полем, в якому потенціал взаємодії разом з масою та енергією задає функціональний вигляд середовища для цих рівнянь (електричної та магнітної проникливостей такого середовища). Третій важливий крок – це доведення в наших роботах [14–20] взаємно-однозначної відповідності між множинами розв'язків стаціонарних рівнянь Дірака (з ненульовою масою і взаємодією з зовнішнім полем) та Максвелла (у згаданому середовищі із специфічним видом струмів та зарядів).

Завдяки цьому факту така форма рівнянь Максвелла може описувати всі задачі атомної та ядерної фізики, до яких раніше успішно застосовувалося стаціонарне рівняння Дірака. В роботах [14–20] ми апробували цю теорію, звичайно, перш за все на задачі про релятивістський спектр атома водню. Атомний електрон, отже, вдалося описати рівняннями Максвелла та інтерпретувати

його як специфічну класичну електромагнітну хвилю (деталі див. у [14–20]). Крім того, наше дослідження виявилось у руслі цілої гілки згаданих вище сучасних теоретичних досліджень, тому така теорія знайшла підтримку у фахівців (див, наприклад, огляд Х. Келлера [21]). Нижче коротко викладаємо одержані нами результати.

АТОМНИЙ ЕЛЕКТРОН В КЛАСИЧНІЙ ЕЛЕКТРОДИНАМІЦІ

Покажемо, що звичайні класичні рівняння Максвелла також застосовні до за-

$$\text{rot}\vec{H} - \varepsilon\partial_0\vec{E} = \vec{j}_e, \quad \text{rot}\vec{E} + \mu\partial_0\vec{H} = \vec{j}_{\text{mag}}, \quad \text{div}\varepsilon\vec{E} = \rho_e, \quad \text{div}\mu\vec{H} = \rho_{\text{mag}}, \quad (1)$$

де (\vec{E}, \vec{H}) – напруженості електромагнітного поля, струми і заряди (зазначимо

дачі опису спектру водню, а не лише рівняння Дірака чи Шредінгера.

В першій моделі атома на основі класичної електродинаміки [12,13] використовувалися рівняння Максвелла без джерел. Нами запропонована інша модель, основана на рівняннях Максвелла із струмами та зарядами градієнтного типу [8,18], яка має ряд переваг в порівнянні з [12,13].

Стартуємо з рівнянь Максвелла

наявність у моделі магнітних джерел) мають градієнтний вигляд:

$$\vec{j}_e = \text{grad}E^0, \quad \vec{j}_{\text{mag}} = -\text{grad}H^0, \quad \rho_e = -\varepsilon\mu\partial_0 E^0 + \vec{E}\text{grad}\varepsilon, \quad \rho_{\text{mag}} = \varepsilon\mu\partial_0 H^0 + \vec{H}\text{grad}\mu, \quad (2)$$

(E^0, H^0) – пара функцій, які породжують джерела) ε і μ – електрична та магнітна

проникливості внутріатомного середовища:

$$\varepsilon(\vec{x}) = 1 - \frac{\Phi(\vec{x}) + m_0}{\omega}, \quad \mu(\vec{x}) = 1 - \frac{\Phi(\vec{x}) - m_0}{\omega}, \quad (3)$$

$\Phi \equiv -Ze^2/r$ для водневоподібних задач, m_0 – маса (в обчисленнях використо-

вуємо $\hbar = c = 1$). Припускаючи гармонічну залежність

$$\vec{E}(t, \vec{x}) = \vec{E}_A(\vec{x}) \cos \omega t + \vec{E}_B(\vec{x}) \sin \omega t, \quad \vec{H}(t, \vec{x}) = \vec{H}_A(\vec{x}) \cos \omega t + \vec{H}_B(\vec{x}) \sin \omega t. \quad (4)$$

функцій $E = (E^0, \vec{E})$, $H = (H^0, \vec{H})$ від часу, одержуємо дві стаціонарні системи рівнянь Максвелла, що не перекриваються, для 16 незалежних від часу амплітуд

$E_{A,B}$, $H_{A,B}$. Тут розглянемо лише одну з цих систем (для другої викладки повністю аналогічні, детальніше див. у [20]), представивши її у формі

$$\begin{aligned} \text{rot}\vec{H} - \omega\varepsilon\vec{E} &= \text{grad}E^0, & \text{rot}\vec{E} - \omega\mu\vec{H} &= -\text{grad}H^0, \\ \text{div}\varepsilon\vec{E} &= \varepsilon\mu\omega E^0 + \vec{E}\text{grad}\varepsilon, & \text{div}\mu\vec{H} &= -\varepsilon\mu\omega H^0 + \vec{H}\text{grad}\mu, \end{aligned} \quad (5)$$

де індекси А,В опущені. Припускаючи сферичну симетрію, коли

$\Phi(\vec{x}) = \Phi(r)$, $r \equiv |\vec{x}|$, шукаємо розв'язки системи (5) в сферичних координатах у вигляді

$$(E, H)(\vec{r}) = R_{(E,H)}(r) f_{(E,H)}(\theta, \phi), \quad (6)$$

Тут приведемо лише підмножину кутових розв'язків рівнянь (5) (повну множи-

ну див. у роботі [20], де повністю викладено відповідний математичний апарат)

$$E^I = R_E^I \begin{vmatrix} (-l+m-1)P_{l+1}^m \cos m\phi \\ (l-m+1)P_{l+1}^m \sin m\phi \\ -P_{l+1}^{m+1} \cos(m+1)\phi \end{vmatrix}, \quad H^I = R_H^I \begin{vmatrix} (l+m+1)P_l^m \sin m\phi \\ (l+m+1)P_l^m \cos m\phi \\ -P_l^{m+1} \sin(m+1)\phi \end{vmatrix},$$

$$\vec{j}_e^I = \text{grad} R_H^I P_l^{m+1} \cos(m+1)\phi, \quad \vec{j}_{\text{mag}}^I = -\text{grad} R_E^I P_{l+1}^{m+1} \sin(m+1)\phi, \quad (7)$$

$$\rho_e^I = -(\varepsilon R_E^I)_{,l+2} P_l^{m+1} \cos(m+1)\phi, \quad \rho_{\text{mag}}^I = -(\mu R_H^I)_{,-l} P_{l+1}^{m+1} \sin(m+1)\phi,$$

$$E^{II} = R_E^{II} \begin{vmatrix} (l+m)P_{l+1}^m \cos m\phi \\ (-l-m)P_{l+1}^m \sin m\phi \\ P_{l+1}^{m+1} \cos(m+1)\phi \end{vmatrix}, \quad H^{II} = R_H^{II} \begin{vmatrix} (-l+m)P_l^m \sin m\phi \\ (-l+m)P_l^m \cos m\phi \\ -P_l^{m+1} \sin(m+1)\phi \end{vmatrix},$$

$$\vec{j}_e^{II} = \text{grad} R_H^{II} P_l^{m+1} \cos(m+1)\phi, \quad \vec{j}_{\text{mag}}^{II} = -\text{grad} R_E^{II} P_{l+1}^{m+1} \sin(m+1)\phi, \quad (8)$$

$$\rho_e^{II} = -(\varepsilon R_E^{II})_{,-l+1} P_l^{m+1} \cos(m+1)\phi, \quad \rho_{\text{mag}}^{II} = -(\mu R_H^{II})_{,l+1} P_{l+1}^{m+1} \sin(m+1)\phi,$$

які, будучи підставлені в (5), зводять ці рівняння до добре відомих в реля-

тивістській квантовій механіці радіальних рівнянь Дірака

$$\varepsilon\omega R_E^I - R_{H,-l}^I = 0, \quad \mu\omega R_H^I + R_{E,l+2}^I = 0, \quad (9)$$

$$\varepsilon\omega R_E^{II} - R_{H,l+1}^{II} = 0, \quad \mu\omega R_H^{II} + R_{E,-l+1}^{II} = 0; \quad R_{,a} \equiv \left(\frac{d}{dr} + \frac{a}{r} \right) R. \quad (10)$$

Це означає, що водневі розв'язки рівнянь Максвела та Дірака відрізняються лише в кутових частинах, а радіальні частини співпадають. Процедура розв'язання рівнянь (9), (10) викладена у підручниках по релятивістській квантовій механіці. Нагадаємо, що в одному енергетичному діапазоні одержується неперервний спектр водню, а в іншому – дискретний, тобто формула Зоммерфельда – Дірака

$$\omega^{hyd} = \frac{m_0 c^2}{\hbar \sqrt{1 + \frac{\alpha^2}{(n_r + \sqrt{k^2 - \alpha^2})^2}}}, \quad (11)$$

В моделі, яка пропонується, стани атома водню описуються напруженостями (7), (8), які породжуються струмами та зарядами (7), (8). Функції (\vec{E}, \vec{H}) , разом з функціями (E^0, H^0) , які визначають струми та заряди (2) (а також струми та заряди в (5)), являються розв'язками (6) системи стаціонарних рівнянь Максвела (5): вони різні для різних наборів квантових чисел $n, j = l \mp 1/2, m$.

Наведений результат нас нашоухнуло різноманітні морфізми між рівняннями Максвела та Дірака, які досліджувалися в [10,11,14], в особливості ізоморфізм між стаціонарними рівняннями

Максвела та Дірака, а також унітарний зв'язок між цими рівняннями, який легко встановити по аналогії з [11]. Легко переконатися, що стаціонарне рівняння Дірака переходить у систему (5) після підстановки

$$\Psi = \text{column} \left[-H^0 + iE^3, -E^2 + iE^1, E^0 + iH^3, -H^2 + iH^1 \right] \quad (12)$$

(формулу (12) легко записати за допомогою унітарного оператора, що зв'язує Ψ з $\mathcal{E} = E - iH$, деталі див. у [18,20]).

Як наслідок, на основі стаціонарних рівнянь Максвела можуть рішатися всі задачі атомної та ядерної фізики, до яких раніше успішно застосовувалося стаціонарне рівняння Дірака, а не тільки задача про спектр водню. Атом в такій моделі розуміємо як специфічне внутріатомне середовище, що задається по (3), а атомний електрон інтерпретуємо як стаціонарну електромагнітну хвилю, кожному стану якої (по постулатам Бора) відповідає певна лінія в спектрі.

Відверто кажучи, інтерпретувати одержані результати можна по-різному, тобто можна запропонувати різні варіанти фізичної інтерпретації побудованої теорії, по аналогії з тим, як по-різному інтерпретуються відомими вченими

$$\begin{aligned} E^{I0} &= R_H^I P_l^{m+1} \cos(m+1)\phi, & H^{I0} &= R_E^I P_{l+1}^{m+1} \sin(m+1)\phi, \\ E^{II0} &= R_H^{II} P_l^{m+1} \cos(m+1)\phi, & H^{II0} &= R_E^{II} P_{l-1}^{m+1} \sin(m+1)\phi. \end{aligned} \quad (13)$$

Дві відповідні інтерпретації такі. По-перше, атомний електрон інтерпретуємо як стаціонарну електромагнітну хвилю взаємодіючу із струмами та зарядами, в тому числі й з магнітними (ця можливість цікава для проблематики магнітних монополів); по-друге, атомний електрон інтерпретуємо як систему взаємодіючих електромагнітного та скалярного (комплексних) полів, тобто як стаціонарну електромагнітно-скалярну хвилю (ця можливість, запропонована нами в [16], цікава з точки зору побудови моделі електрона як складної частинки, що складається з фотона та з відповідного такому скалярному полю безмасового безспінового бозона – наша гіпотеза про побудову кожного з ферміонів

в нього замість Ψ слідує комбінації (точніше: в еквівалентну до (5) систему стаціонарних рівнянь Максвела, відмінність лише в визначеннях зарядів)

рівняння та об'єкти нерелятивістської квантової механіки, див., наприклад, огляд [2]. Важливо те, що всі ці інтерпретації базуються лише на класичних уявленнях мікроскопічної електродинаміки без апелювання до імовірностей. Ми, зокрема, наголошуємо на двох можливих інтерпретаціях, які логічно слідують з двох можливостей представлення розв'язків рівнянь (1). Це, по-перше, представлення розв'язків у вигляді системи (7) (або (8)) електромагнітних полів та відповідних їм струмів і зарядів, по-друге, це запис розв'язків у вигляді системи (\vec{E}, \vec{H}) та (E^0, H^0) електромагнітних та двох дійсних скалярних полів. Відповідні до (\vec{E}, \vec{H}) розв'язків (7), (8) (E^0, H^0) розв'язки (замість струмів і зарядів у (7), (8)) слідує:

з декількох взаємодіючих бозонів викликає інтерес у дослідників різних варіантів суперсиметричних теорій поля).

Для завершення побудови моделі атома в рамках лише однієї класичної мікроскопічної електродинаміки достатньо розрахувати вектор Пойнтінга для напруженостей (7), (8), а також узагальнений вектор Пойнтінга для системи полів (\vec{E}, \vec{H}) та (E^0, H^0) (7), (8), (13) і переконатися в можливості нормування побудованої теорії. Ці обчислення виконано в [20], де показано, що як вектор Пойнтінга, так і такий узагальнений вектор Пойнтінга в цьому випадку дорівнюють нулеві, отже атом в стаціонарних станах (7), (8), (13) не

випромінює. Таким чином постулати Н. Бора вдається пояснити мовою класичної електродинаміки.

Автори висловлюють глибоку подяку Г. Саллгоферу за корисні дискусії та

підтримку даних досліджень, а Б.В. Струмінському, Е.П. Сабаду та Е.Ю. Ремети за численні обговорення наведених в роботі результатів.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. A.Lakhtakia, Models and modelers of hydrogen, World Scientific, London, (1996) 424 p.
2. J.G. Cramer, Rev. Mod. Phys. **58**, 647 (1986).
3. J.R. Oppenheimer, Phys. Rev. **38**, 725 (1931).
4. H.E. Moses, Nuovo Cim. Suppl. **7**, 1 (1958).
5. J.S. Lomont, Phys. Rev. **111**, 1710 (1958).
6. H. Sallhofer, Z. Naturforsch. A. **33**, 1379 (1978).
7. Da Silveira, Z. Naturforsch. A. **34**, 646 (1979).
8. K. Ljolje, Fortschr. Phys. **36**, 9 (1988).
9. A.A. Campolattaro, Intern. Journ. Theor. Phys. **29**, 141 (1990).
10. В.М. Симулик, ТМФ. **87**, 76 (1991).
11. I.Yu. Krivsky, V.M. Simulik, Adv. Appl.Cliff. Alg. **6**, 249 (1996).
12. H. Sallhofer, Z. Naturforsch. A. **45**, 1361 (1990).
13. H. Sallhofer, Z. Naturforsch. A. **46**, 869 (1991).
14. V.M. Simulik, Z. Naturforsch. A. **49**, 1074 (1994).
15. V.M. Simulik, I.Yu. Krivsky, In: Proc. of the 28-th European group for atomic spectroscopy conference., 16-19 July, 1996, Graz., Austria. - P. 41-42.
16. V.M. Simulik, I.Yu. Krivsky, In: Proc. of the 29-th European group for atomic spectroscopy conference., 15-18 July, 1997, Berlin., Germany. - P. 154-155.
17. V.M. Simulik, I.Yu. Krivsky, In: Proc. of the 29-th European group for atomic spectroscopy conference., 15-18 July, 1997, Berlin., Germany. - P. 198-199.
18. V.M. Simulik, I.Yu. Krivsky, Adv. Appl. Cliff. Alg. **7**, 25 (1997).
19. В.М. Симулик, УФЖ. **42**, 406 (1997).
20. В.М. Симулик, УМЖ. **49**, 958 (1997).
21. J. Keller, In: Proc. of the Internat. Conference "The Theory of the Electron", 24-27 September, 1995, Mexico, Adv. Appl. Cliff. Alg. **7(S)**, (1997). - P. 3-26.

Робота профінансована Державним Фондом Фундаментальних Досліджень України, договір № Ф4/1674-97.

100 YEARS OF THE DISCOVERY OF THE ELECTRON AND ITS MODERN THEORY

V.M. Simulik, I.Yu. Krivsky

Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, ul. Universitetska, 21, 294016, Uzhgorod

Sommerfeld formula for the hydrogen spectrum is obtained on the basis of Maxwell, not Dirac equation. A new model of an atom is constructed only in the framework of the classical microscopical electrodynamics in media. A brief review of the electron's theory history is considered.