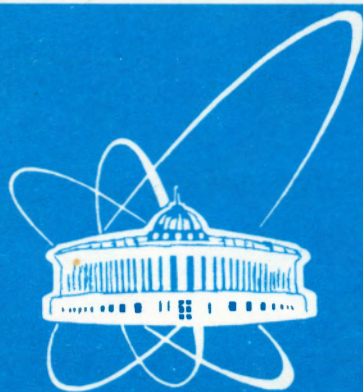


94-212



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Д2-94-212

В.Н.Стрельцов

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ АТОМА БОРА

1994

1. Рассмотрим атом Бора, который представляет собой простейшую электрически нейтральную систему, образованную покоящимся положительным зарядом (ядром) и движущимся отрицательным — электроном. Согласно общепринятым представлениям электрическое поле такого атома должно быть равно нулю. Однако, как было показано ранее [1, 2], суммарное поле покоящегося и движущегося заряда равных знаков, вообще говоря, отлично от нуля. Это обусловлено тем, что, например, слагаемые полного потенциала (кулоновский потенциал ядра и потенциал Лиенара — Вихерта электрона) ведут себя по-разному. Цель этой заметки и будет заключаться в иллюстрации указанного факта.

Для потенциалов электрического поля ядра (протона) и электрона имеем соответственно

$$\Phi^+ = \frac{e}{R}, \quad (1)$$

$$\Phi_{LW}^- = -\frac{e}{R_e - \beta R \sin \varphi \sin \Theta}. \quad (2)$$

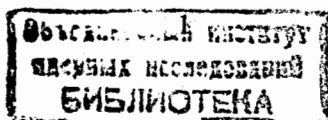
Здесь R_e — запаздывающее расстояние от электрона до точки наблюдения (P), βc — скорость электрона (для атома Бора $\beta \approx 10^{-2}$), φ — его полярный угол. Мы ограничимся случаем, когда точка P лежит в плоскости вращения электрона ($\Theta = \pi/2$), где обсуждаемый эффект максимален. Отметим, что формула (2) получена в результате замены в потенциале Лиенара — Вихерта $R_e \cos \theta \rightarrow R \sin \varphi$, опираясь на теорему синусов.

На основании (1) и (2) для суммарного потенциала найдем [3]:

$$\Phi = -\frac{e[R(1 + \beta \sin \varphi) - R_e]}{R(R_e - \beta R \sin \varphi)} \approx -\frac{e}{R} \frac{\beta \sin \varphi}{1 - \beta \sin \varphi}. \quad (3)$$

Здесь мы учли, что с высокой степенью точности $R_e = R$, а $\beta \ll 1$. Для двух наиболее характерных случаев ($\varphi_b = \pi/2$ и $\varphi_d = 3\pi/2$ (рис.1)) имеем

$$\Phi_b \approx -\frac{e}{R}(\beta + \beta^2 + \dots), \quad \Phi_d \approx -\frac{e}{R}(-\beta + \beta^2 - \dots). \quad (4a, б)$$



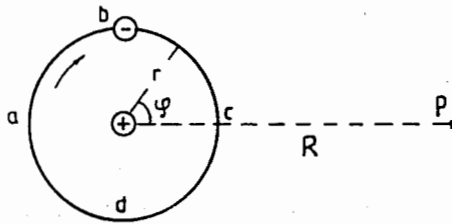


Рис.1. Диаграмма, поясняющая вычисления электрического поля атомов

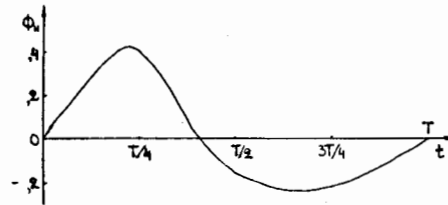


Рис.2. Временная зависимость электрического потенциала для простейшего атома Бора

Если при этом первый член меняет знак, то второй (квадратичный) остается ненулевым. В то же время очевидно, что $\Phi_a = \Phi_c = 0$. Поведение электрического потенциала атома Бора в зависимости от времени представлено на рис.2. (Чтобы подчеркнуть обсуждаемый эффект мы взяли $\beta = 0,3$.)

Таким образом, как мы видим, электрическое поле атома осциллирует с течением времени. Вместе с тем, как видно из рис.2, время действия поля, когда электрон движется навстречу точке наблюдения (вперед), меньше, а в противоположном направлении (назад) больше его полупериода вращения ($T_{1/2}$). По своей сути это явление представляет следствие эффекта Доплера и описывается соответствующей формулой

$$t_f = (1 \mp \beta_{ef}) T_{1/2}, \quad (5)$$

где, однако, фигурирует некоторая эффективная скорость, выражаемая через скорость вращения электрона. Учет указанного факта ведет к тому, что среднее за период значение поля будет определяться интегралом

$$\langle \Phi \rangle = -\frac{e\beta}{2\pi R} \int_0^{2\pi} \frac{\sin \varphi dt_\varphi}{1 - \beta \sin \varphi} = -\frac{e\beta}{2\pi R} \int_0^{2\pi} \sin \varphi d\varphi. \quad (6)$$

Здесь мы учли, что при измерении периода в радианах $t_\varphi = \varphi - \beta(1 - \cos \varphi)$, в результате чего эффект запаздывания полностью компенсируется влиянием эффекта Доплера. В результате среднее за период значение потенциала поля обращается в нуль [4]. Поскольку $T \approx 10^{-16}$ с, то обсуждаемый «макроскопический» эффект осцилляции электрического поля атомов в настоящее время вряд ли доступен наблюдению. Но поскольку время пролета пробного релятивистского заряда око-

ло атома составляет 10^{-18} с, что значительно меньше периода вращения электрона, то заряд, очевидно, будет все же испытывать действие электрического поля атома. Однако, различие в действиях кулоновских полей электрона и протона (из-за разницы в расстояниях до пробного заряда) будет значительно превосходить этот релятивистский эффект.

Хотя полученные результаты опираются на «классическую» модель Бора, они, по нашему мнению, безусловно отражают физическую суть обсуждаемого явления*, как сама модель отражает главные особенности строения атома.

2. Рассмотренная проблема позволяет, по-видимому, дать ответ на очень важный вопрос. Дело в том, что в настоящее время существуют фактически два выражения для потенциала поля равномерно движущегося заряда. При этом общеизвестное выражение, которое описывает сжатое поле летящего заряда, имеет вид [5, 6]:

$$\Phi^- = -\frac{e}{R_e [1 - \beta^2(1 - R^2 \sin^2 \varphi / R_e^2)]^{1/2}} \approx -\frac{e}{R(1 - \beta^2 \cos^2 \varphi)^{1/2}}, \quad (7)$$

где R_e — уже мгновенное расстояние, т.е. положение электрона берется в момент наблюдения. В данном случае для среднего за период значения электрического потенциала электрона в простейшем атоме Бора найдем

$$\langle \Phi^- \rangle = -\frac{e}{2\pi R} \int_0^{2\pi} \frac{(1 - \beta \sin \varphi) d\varphi}{1 - \beta^2 \cos^2 \varphi} \approx -(1 + \frac{\beta^2}{4}) \frac{e}{R}. \quad (8)$$

В результате суммарная величина потенциала, очевидно, оказывается отличной от нуля, пропорциональной β^2 . При переходе от плоскости орбиты электрона к оси численный коэффициент растет от 0,25 до 0,5. Поскольку $\beta^2 \approx 10^{-4}$, то указанный эффект должен, казалось бы, проявиться в известных опытах по истечению газа из большого объема (см., например, [7]). Как следует из этих опытов, величина дополнительного коэффициента ϵ (скажем, у заряда в потенциале Кулона) не должна превышать 10^{-21} , тогда как в соответствии с (8) $\epsilon \approx \beta^2 \approx 10^{-4}$. Конечно, эти рассуждения справедливы, если в упомянутых экспериментах, как считается,

*Даже если учесть, что электрон атома водорода находится в s-состоянии, т.е. совершает колебательное движение.

измеряется именно электрический потенциал, а не напряженность поля. В этом случае указанные эксперименты свидетельствуют фактически против общепринятого представления поля движущегося заряда в форме сжатого эллипсоида вращения, что, в свою очередь, является прямым следствием укоренившегося представления о сокращении продольных размеров при движении. Последнее утверждение становится особенно понятным, если учесть, что иногда сжатие поля представляют как следствие лоренцева сжатия картины силовых линий электрического поля (см., например, [8]).

ДОПОЛНЕНИЕ

(Электрическое поле нейтрального кольца с током)

На основе результатов п.1 следует [4], что при увеличении числа электронов (в частности, вращающихся на одной и той же орбите) амплитуда и период осцилляции уменьшаются пропорционально их числу. Таким образом, в пределе электрический потенциал многоэлектронной системы стремится к нулю.

Последний вывод может рассматриваться как принципиальный ответ на достаточно известный вопрос: появляется ли электрическое поле около нейтрального кольца после возбуждения в нем тока? Хотя здесь мы имеем дело с макроскопической системой и положительные заряды (ионы) распределены по кольцу. Последнее, конечно, не очень существенно, если поле наблюдается на достаточном удалении от кольца. Впрочем, ранее [3] с помощью простых и наглядных вычислений потенциала электрического поля на основе тонкого кольца мы уже дали ответ на поставленный вопрос. Однако, существующее непонимание физической стороны рассматриваемой проблемы и полное неприятие нашего решения заставляет нас вернуться к этому вопросу.

Можно сказать, что главное здесь заключается в непонимании того, что из-за разного поведения электрических полей движущегося и покоящегося зарядов суммарное поле электрически нейтральной системы (с движущимися зарядами), в общем, не равно нулю. На практике же возникшая в свое время дискуссия (см., например, [9—11]) была связана с непониманием того, что в соответствии с современными воззрениями мы, строго говоря, имеем два совершенно разных ответа на поставленный вопрос, что обусловлено двумя различными представлениями поля движущегося заряда. Хотя все физики (за исключением может быть нескольких сотрудников Лаборатории высоких энергий ОИЯИ) убеждены, что электрическое поле летящего заряда имеет форму сжатого эллипсоида вращения. Напомним, что, в частности, уравнение эквипотенциалей следует из формулы (7). Вместе с тем, как нетрудно видеть, согласно (7), «тангенциальное» значение потенциала в γ раз превосходит кулоновское значение. А

поэтому (безотносительно к вопросу о величине плотности электрона) с учетом равенства числа (N) отрицательных и положительных зарядов заключаем, что суммарный потенциал на оси кольца пропорционален $N\beta^2/2$.

Таким образом, в соответствии с традиционными представлениями эксперименты в этом направлении, строго говоря, должны давать положительный результат. Хотя зачастую, исходя из неверной посылки, что появление электрического поля обязательно связано с изменением заряда системы, беспараллельно утверждают об обязательном отрицательном результате подобных опытов.

С другой стороны, на основе потенциала Лиенара — Вихерта (2) эквипотенциальные кривые (в терминах запаздывающих расстояний) имеют форму вытянутых эллипсов [12]. При этом, как нетрудно видеть, согласно (2) «тангенциальное» значение совпадает с кулоновским. Отсюда следует, что потенциал электрического поля на оси кольца равен нулю [3]. Против нашего подхода, однако, выдвигается возражение, что теория относительности (подразумевая потенциалы Лиенара — Вихерта) неприменима к вращательным движениям (по-видимому, имеется в виду наличие ускорения). Такое утверждение имело какой-то смысл, если бы, например, потенциалы, как и напряженности, зависели от ускорения. Но с точки зрения физики такое положение вряд ли допустимо, поскольку электрический потенциал характеризует потенциальную энергию системы, а ускорение — признак действия силы*.

К сожалению, проделанные эксперименты [13, 14], насколько можно судить, не дают определенного ответа на поставленный вопрос.

Литература

1. Strel'tsov V.N. — Commun. JINR, D2-91-212, Dubna, 1991.
2. Idem — Hadronic J., 1992, 15, p.457.
3. Idem — Commun. JINR, E2-93-192, Dubna, 1993.
4. Ibid. — Commun. JINR, D2-93-318, Dubna, 1993.
5. Savel'ev I.V. — Fundamentals of Theoretical Physics, Nauka, Moscow, 1975, v.1, §77.
6. Whitney C.K. — Hadronic J., 1988, 11, p.257.
7. Dylla H.F., King J.G. — Phys. Rev. A, 1973, 7, p.1224.
8. Feynman R.P., Leighton R.B., Sands M. — The Feynman Lectures on Physics, Addison-Wesley, Reading, Mass, 1964, v.II, p.26—4.

*Больше того, существование такой зависимости привело бы к изменению полученных на основе потенциалов известных формул для напряженности. Но их справедливость ни малейших сомнений в настоящее время не вызывает.

9. Rosser W.G.V. — Am. J. Phys., 1962, 30, p.509.
10. McGroddy J.C., Stanford J.L. — Ibid., p.928.
11. Baker D.A. — Ibid., 1964, 32, p.152.
12. Strel'tsov V.N. — Sov. J. Part. Nucl., 1991, 22, p.552.
13. Goncharov I.N. — Preprint JINR P13-6397, Dubna, 1972.
14. Lemon D.K., Edwards W.F., Kenyon C.S. — Phys. Lett., 1992, A162, p.105.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июня 1994 года.