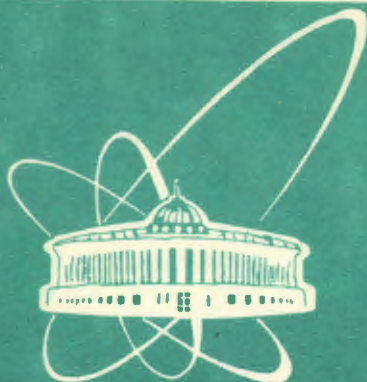


93-318



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Д2-93-318

В.Н.Стрельцов

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ
НЕЙТРАЛЬНЫХ МИКРОСИСТЕМ
С ДВИЖУЩИМИСЯ ЗАРЯДАМИ

Часть I

1993

1. Исследование электрической нейтральности атомов (молекул) представляет несомненный интерес. Опыты такого типа, как полагают, позволяют получить ответ на два очень важных вопроса (см., например, [1]). Мы оставляем здесь в стороне вопрос о равенстве по величине положительного заряда протона и отрицательного заряда электрона, но коснемся другого. Он связан с влиянием движения на величину заряда. Следует подчеркнуть, что в рамках теории относительности (заряд, как и масса) является скаляром, т.е. релятивистски инвариантной величиной. Поэтому проверка второй возможности фактически означает проверку самой теории относительности.

Указанные эксперименты опираются на три разных метода измерения [2]. Что касается опытов по отклонению пучка атомов (молекул) в электрическом поле и аналогов опыта Милликена, то в них действительно измеряется суммарный электрический заряд микросистемы, однако в опытах третьего типа по истечению газа из большого объема на самом деле измеряется электрическое поле, создаваемое большой совокупностью атомов. Но, как было показано ранее [3, 4], поле простейшей электрически нейтральной системы (покоящегося положительного и движущегося отрицательного зарядов); вообще говоря, отлично от нуля. Это обусловлено тем, что слагаемые полного потенциала (кулоновский потенциал иона и потенциал Лиенара — Вихерта электрона) ведут себя по-разному.

Полученный предварительный результат [5] относился к водородоподобной системе. Ниже представлены результаты уточненных расчетов. Как и прежде, мы опираемся на планетарную модель строения атомов.

2. Напомним, что выражение, описывающее поведение электрического потенциала простейшего атома Бора [5], было получено на основе того, что поле движущегося электрона задается потенциалом Лиенара — Вихерта, а поле ядра — кулоновским потенциалом

$$\Phi_{LW}^- = \frac{e}{R_e - \beta R \sin \varphi \sin \theta}, \quad \Phi^+ = -\frac{e}{R}. \quad (1)$$

Здесь e — заряд электрона, R_e — расстояние от электрона до точки наблюдения (P); βc — скорость электрона (для атома Бора $\beta \approx 10^{-2}$), φ — его полярный угол. Как и прежде, мы ограничимся случаем, когда т. P лежит в плоскости вращения электрона ($\theta = \pi/2$), где влияние Φ_{LW}^- максимально.

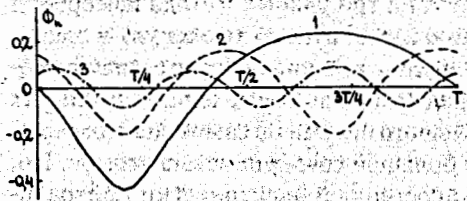
На основании (1) для суммарного потенциала найдем [3]:

$$\Phi = \frac{e[R(1 + \beta \sin \varphi) - R_e]}{R(R_e - \beta R \sin \varphi)} \cong \frac{e}{R} \frac{\beta \sin \varphi}{1 - \beta \sin \varphi}. \quad (2)$$

Здесь мы учли, что с высокой степенью точности $R_e = R$, а $\beta \ll 1$. Для двух наиболее характерных случаев ($\varphi_1 = \pi/2$ и $\varphi_2 = 3\pi/2$) имеем

$$\Phi_1 \cong \frac{e}{R}(\beta + \beta^2 + \dots), \quad \Phi_2 \cong \frac{e}{R}(-\beta + \beta^2 - \dots). \quad (3a, б)$$

Если при этом первый член меняет знак, то второй (квадратичный) останется неизменным. Поведение электрического потенциала атома Бора в зависимости от времени представлено на рисунке кривой 1. Кривые 2 и 3 соответствуют двух- и трехэлектронным атомам. (Чтобы подчеркнуть обсуждаемый эффект мы взяли $\beta = 0,3$).



Вместе с тем, как видно из рисунка, 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:

$$t'_0 = (1 \pm \beta_{\text{эф}}) T_{1/2}, \quad (4)$$

где, однако, фигурирует некоторая эффективная скорость, выражаемая через скорость вращения электрона. Учет указанного факта ведет к замене в прежнем интеграле $d\varphi \rightarrow d[\varphi - \beta(1 - \cos \varphi)]$, в результате чего эффект запаздывания полностью компенсируется влиянием эффекта Доплера. Таким образом, среднее за период значение потенциала поля обращается в нуль. Поскольку $T \approx 10^{-16}$ с, то обсуждаемый эффект осцилляции электрического поля атомов в настоящее время вряд ли доступен наблюдению.

3. Рассмотренная проблема позволяет, однако, 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 сжатие поля в результате движения, имеет вид*

$$\Phi^- = \frac{e}{R_e(1 - \beta^2 \sin^2 \varphi)^{1/2}}. \quad (5)$$

В данном случае для среднего за период значения поля электрона в простейшем атоме Бора найдем

$$\langle \Phi^- \rangle = \frac{1}{2\pi} \int \frac{e d\varphi (1 - \beta \sin \varphi)}{R(1 - \beta^2 \sin^2 \varphi)^{1/2}} \cong 1 + \frac{1}{4} \beta^2 \frac{e}{R}. \quad (6)$$

В результате суммарная величина потенциала, очевидно, оказывается отличной от нуля, пропорциональной β^{2**} . При переходе от плоскости орбиты электрона к ее оси численный коэффициент растет от 0,25 до 0,5. Поскольку $\beta^2 \approx 10^{-4}$, то указанный эффект должен был бы проявиться в упомянутых опытах третьего типа по истечению газа из большого объема. Отсутствие его означает, что общепринятое представление поля движущегося заряда в виде сжатого эллипсоида в природе не реализуется.

Литература

1. Парселл Э. Электричество и магнетизм. М.: Наука, 1971, с.20, 160.
2. Dylla H.F. and King J.G. — Phys. Rev. A, 1973, 7, p.1224.
3. Strel'tsov V.N. — Commun. JINR, D2-91-212, Dubna, 1991.
4. Idem — Hadronic J., 1992, 15, p.457.
5. Idem — Commun. JINR, E2-93-192, Dubna, 1993.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: Наука, 1988, §38.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 августа 1993 года.

*В учебниках обычно приводится соответствующая формула для напряженности (см., например, [6]).

**Для атомов (молекул) с большим числом электронов величина потенциала будет, очевидно, расти пропорционально их числу.