§ 14. Силовые запаздывающие потенциалы

Сила взаимодействия между неподвижными микрочастицами (здесь необязательно иметь в виду только электроны), обусловленная рассеянными эфирными волнами, согласно (13.3) и (13.4) зависит только от расстояния между частицами и всегда направлена по прямой, соединяющей эти частицы. Естественно, что для описания такой силы удобно ввести силовое потенциальное поле со сферически симметричным потенциалом.

Для простоты рассмотрения будем полагать, что некоторая частица, которой может быть условно присвоен заряд q_2, помещена в начало координат (рис. 14.1). Тогда потенциал в точке (1) определяется следующим образом:

$$\varphi_1(r) = \frac{q_2}{4\pi\varepsilon_0 r}, \tag{14.1}$$

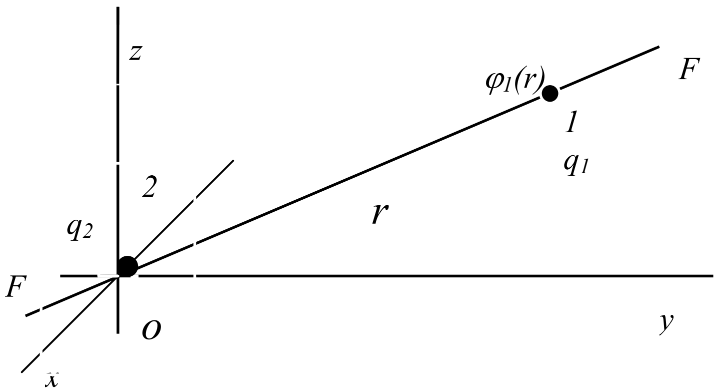

Рис. 14.1. Силовой потенциал φ в точке (1) определяется зарядом q_2 в точке (2).

а с помощью потенциала, в свою очередь, определяется сила взаимодействия

$$\mathbf{F}(r) = -q_1 \nabla \varphi_1(r) \tag{14.2}$$

где q_1 - заряд частицы в точке (1), отстоящей от точки (2) на расстоянии. r. Исторически величина $-\nabla\varphi(r)$ получила в электростатике наименование напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ в данной точке пространства

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi, \tag{14.3}$$

с введением которой выражение для силы, действующей на частицу в точке (1), выглядит предельно просто

$$\mathbf{F} = q_1 \mathbf{E}. \tag{14.4}$$

Поскольку силовое взаимодействие между микрочастицами осуществляется посредством рассеянных сферических волн, распространяющихся в эфире с конечной скоростью c, то при любом пространственном перемещении в эфире одной из частиц отклик в силовом воздействии на вторую частицу произойдет по прошествии промежутка времени

$$\vartriangle t = \frac{r}{c}. \tag{14.5}$$

Таким образом, величина $\vartriangle t$, если она присутствует в соответствующих соотношениях, определяет тем самым эффект запаздывания силовых взаимодействий между частицами, осуществляемых посредством волн.

§ 15. Формула Лоренца

Если, например, за счет перемещения частицы величина φ изменяется во времени, то с учетом эффекта запаздывания (14.5) для всякой силовой характеристики электрического поля это найдет свое отражение в форме записи, которая для величин φ и $\boldsymbol{E}$ имеет вид:

$$\varphi(r,t)_{зап} = \varphi(r') = \varphi\left(r\left(t-\frac{r}{c}\right)\right), \tag{15.1}$$

$$\mathbf{E}(r,t)_{зап} = \mathbf{E}(r') = \mathbf{E}\left(r\left(t-\frac{r}{c}\right)\right), \tag{15.2}$$

где функция $r' = r\left(t-\frac{r}{c}\right)$ обозначает учет запаздывания изменения силового воздействия при помощи волн. Из математического описания волны функцией, удовлетворяющей волновому уравнению (9.1), следует, что функции $\varphi(r')$ и $\mathbf{E}(r')$ на некотором расстоянии от частиц, возбудивших данное волновое поле, должны удовлетворять волновым уравнениям:

$$c^2\Delta\varphi - \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = 0,$$

$$c^2\Delta\mathbf{E} - \frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \tag{15.3}$$

где φ является по определению (9.3) функцией, описывающей сферическую волну, а $\mathbf{E}$ - отрицательный градиент потенциала в уравнении сферической волны или напряженность электрического поля. Сравните соотношения (9.2) - (9.3) и (15.1) - (15.2).

Волновые уравнения (15.3) для основных характеристик электрического поля не требуют специального вывода, а получаются естественным образом из учета того факта, что силовые взаимодействия между частицами распространяются в эфире с помощью волн, имеющих конечную фазовую скорость ***c***.

Рассмотренный эффект запаздывания силового взаимодействия существенным образом влияет на форму силового поля микрочастицы в случае ее движения в эфире (рис. 15.1). Рассмотрим это явление более подробно.

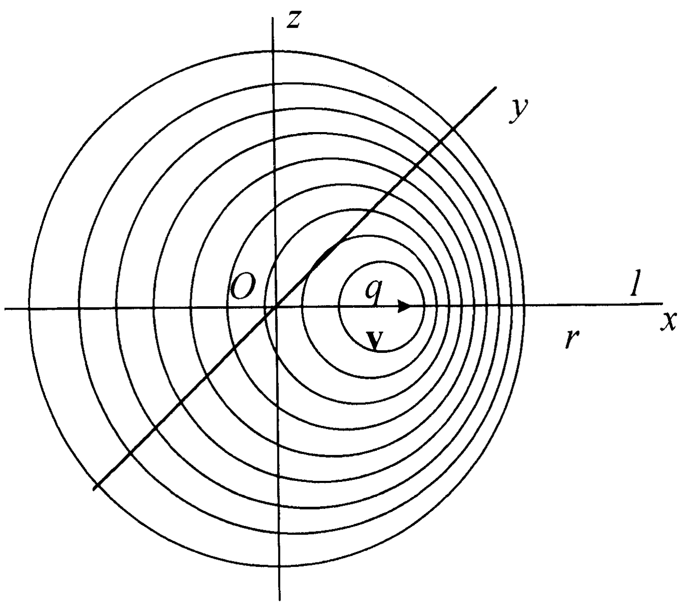

Рис. 15.1. Деформация силового потенциального поля электрона за счет запаздывания рассеянных волн при его движении в эфире со скоростью **v**.

Поскольку микрочастицы рассеивают в эфире значительные количества энергии в виде волн, характеризующихся объемной плотностью энергии w_0, то будет справедливым полагать, что микрочастицы имеют некоторые вполне конечные геометрические размеры, т.е. занимают в пространстве конечный объем. Более того, поскольку частица постоянно находится под воздействием случайных волн эфира, то она, совершая случайные колебательные движения по всем направлениям, за длительный промежуток времени наблюдения в среднем как бы "размазана" по еще большему объему, чем тот, который непосредственно занимает ее структура. Выше уже предлагался термин, определяющий состояние, когда электрон, взаимодействующий с эфиром, как бы непрерывно "вздрагивает" случайным образом - trembling electron. Этот процесс, напоминающий броуновское движение частицы, схематически представлен на рис.15.2.

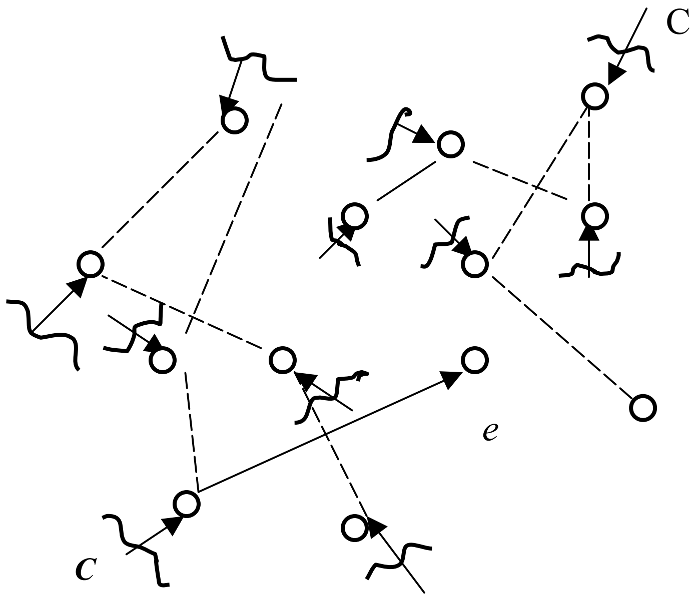

Рис. 15.2. Квазиброуновское движение электрона в эфире под действием случайных волн эфира (нулевых колебаний физического вакуума).

Таким образом, с учетом конечных размеров и квазиброуновского движения, частицу можно охарактеризовать некоторой средней объемной плотностью сечения рассеяния волн $\sigma^*(x,y,z)$ или $\sigma^*(\boldsymbol{r})$ в случае сферической симметрии. При этом полное эффективное сечение рассеяния энергии случайных волн эфира можно представить в виде объемного интеграла

$$\sigma = \int \sigma^*(\mathbf{r})\, dV, \tag{15.4}$$

где в качестве области интегрирования рассматривается не только собственный структурный объем частицы, но и вся область квазиброуновского движения частицы в эфире.

Для неподвижной в среднем частицы и в случае изотропного в среднем потока эфирных волн в силу полной сферической симметрии волновой картины для большинства задач электростатики достаточно знания величины полного (интегрального) эффективного сечения рассеяния σ. Иная картина складывается при движении частицы в эфире. Из-за того, что скорость распространения рассеянных волн конечна, сферическая симметрия волновых полей нарушается, а это при расчете силовых полей приводит к необходимости учета объемных эффектов (задачи электродинамики). Для неподвижной частицы был предложен сферически симметричный потенциал силового взаимодействия, соответствующий потенциалу электростатического поля

$$\varphi(r) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r} = \sqrt{\frac{w_0}{\varepsilon_0}}\frac{\sigma}{4\pi r}. \qquad (15.5)$$

Для упрощения дальнейших вычислений константы в выражении (15.5) обозначим одной постоянной A, где

$$A = \frac{1}{4\pi}\sqrt{\frac{w_0}{\varepsilon_0}}. \qquad (15.6)$$

Если требуется определить вклад в потенциал силы в некоторой точке пространства (1) (рис. 15.3) в определенный момент времени t от элементарного объема dV, принадлежащего объекту, рассеивающему волны и находящемуся в этот момент времени в точке пространства (2), то факт рассеяния волн данным элементарным объемом dV необходимо рассматривать в более ранний момент времени

$$t' = t - \frac{r'}{c}. \qquad (15.7)$$

Тем самым здесь отражается принцип причинности – рассеяние падающей на микрочастицу волны в точке (2`) происходит в любом случае раньше, чем рассеянная волна придет в точку (1), причем на интервал времени r'/c.

Математически этот факт можно отметить таким образом, чтобы функция, описывающая некоторую среднюю объемную плотность сечения рассеяния, рассматривалась в более ранний момент времени, отстающий на интервал, необходимый для того, чтобы случайные эфирные волны, рассеянные микрочастицей, дошли до заданной точки пространства (1) из области (2')

$$d\varphi(\mathbf{r}_1,t) = \frac{A}{r_{12}}\sigma^*\left(\mathbf{r}_2, t - \frac{r_{12}}{c}\right)dV. \qquad (15.8)$$

Интегрирование по всей рассеивающей области, содержащей микрочастицу, дает величину полного вклада в силовой потенциал φ в точке $\mathbf{r}_1$:

$$\varphi(\mathbf{r}_1,t) = A\int\frac{1}{r_{12}}\sigma^*\left(\mathbf{r}_2, t - \frac{r_{12}}{c}\right)dV. \qquad (15.9)$$

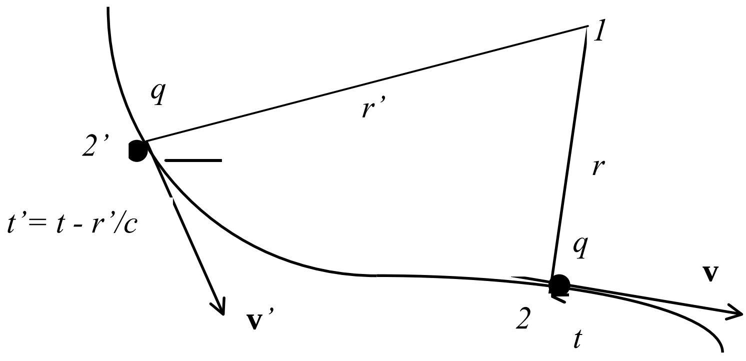

Рис. 15.3. Потенциал поля в точке (1) в момент времени t зависит от того положения (2'), которое частица занимала в момент t - r'/c.

Рассмотрим этот интеграл более детально. Вычисление потенциала φ следует вести с учетом, во-первых, движения электрона, а, во-вторых, того факта, что область рассеяния волн эфира имеет конечные размеры. На рис. 15.4 представлена схема движения электрона в эфире со средней скоростью v с учетом его квазиброуновского движения. На этом рисунке плотность расположения пятен приближенно отражает время пребывания электрона в том или ином месте относительно центра функции распределения электронной плотности. Вычисление потенциала будет производиться по методу, изложенному в работе [19].

Вырежем из области диффузии электрона малый объем V, в котором функция распределения дифференциального сечения $\sigma^*(x, y, z)$ имела бы приблизительно постоянное значение.

v

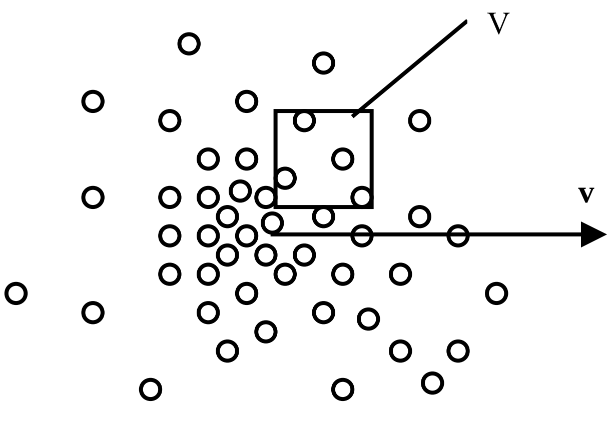

Рис. 15.4. Дрейф электрона со средней скоростью **v** с учетом его квазиброуновского движения под воздействием случайных волн эфира.

Вычислим в точке (1) скалярный потенциал φ(1), создаваемый этим малым объемом V, движущимся равномерно и прямолинейно со скоростью v (рис. 15.5),

$$\varphi(1,t) = A\int \frac{1}{r_{12}}\sigma^*\left(2, t-\frac{r_{12}}{c}\right)dV_2\,. \qquad (15.10)$$

Запишем интеграл (15.10) в виде суммы по элементарным объемам ΔV_i (рис. 15.6):

$$\varphi(1,t) = A\sum_i \frac{\sigma^*{}_i\,\Delta V_i}{r_i}, \qquad (15.11)$$

где r_i - расстояние от точки (1) до i-го элемента объема ΔV_i, а $\sigma^*{}_i$ - объемная плотность сечения рассеяния эфирных волн в ΔV_i в момент времени $t_i = \left(t - \frac{r_i}{c}\right)$. При этом все элементы объема ΔV_i выбираются в виде очень тонких прямоугольных “ломтиков”, перпендикулярных к направлению движения.

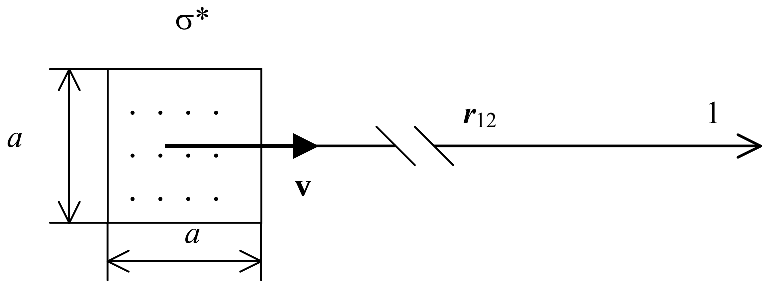

Рис. 15.5. Малый объем V с постоянным значением функции распределения дифференциального сечения рассеяния волн σ* движется со скоростью **v** в направлении точки (1).

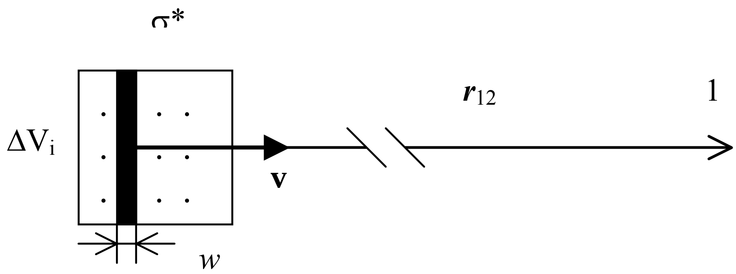

Рис. 15.6. Элемент объема ΔV_i, выделенный в малом объеме V и используемый для вычисления интеграла (15.10).

Чтобы рассмотреть весь процесс интегрирования во времени, представим отдельные элементы объема в виде диаграммы (рис. 15.7). Элементов объема ΔV_i взято значительно больше, чем их содержится в малом объеме V, чтобы учесть перемещение куба со скоростью v в направлении к точке (1). Здесь подчеркивается тот факт, что рассеянные эфирные волны из разных частей выделенного объема V дойдут до точки (1) в разное время. Поэтому и положение самого куба V в разные моменты времени будет в разных местах.

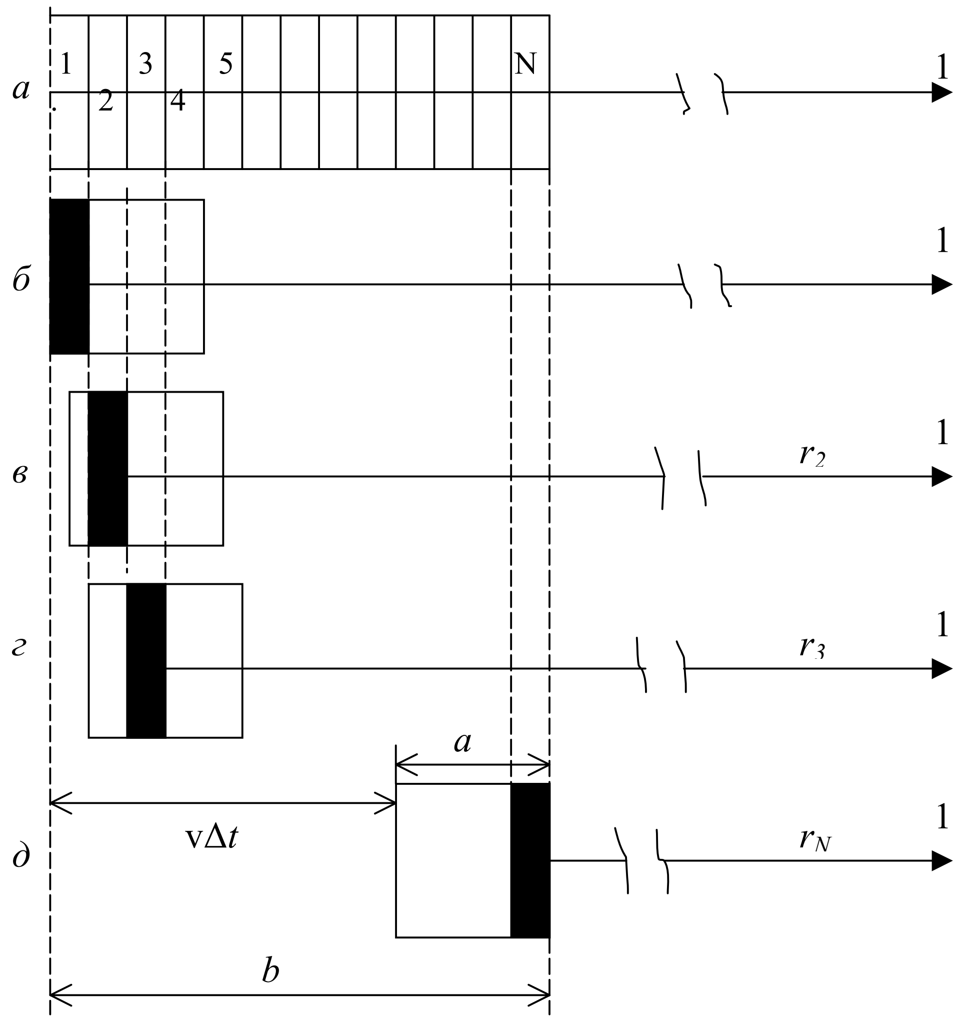

Рис. 15.7. Интегрирование $\sigma^*(t - r'/c)dV$ для движущегося объема V со скоростью v.

Для каждого элемента объема ΔV_i значение σ^*_i следует брать в свой момент времени $t_i = t - r_i /c$. Поскольку куб движется со средней скоростью v, то для каждого элемента объема ΔV_i за счет запаздывания во времени рассеянных волн он окажется в другом месте, что и отражено на рис. 15.7.

Начнем с элемента объема 1 на рис. 15.7 (*а*), выбранного так, чтобы в момент времени $t_1 = t - r_1 /c$ левая грань куба пришлась на элемент ΔV_1 (рис.

15.7, *б*). Тогда вычисляя $\sigma^*_2\ \Delta V_2$, нужно взять положение куба в несколько более позднее время $t_2 = t - r_2/c$, и куб к этому времени сместится в положение, показанное на рис. 15.7 (*в*). Так же будет с элементами объема ΔV_3, ΔV_4 и т.д. С учетом таких смещений во времени вычислим сумму (15.11).Толщина каждого элемента объема ΔV_i равна w, а объем wa^2. Поэтому каждый элемент объема дает вклад в интегральное сечение рассеяния σ, равный $wa^2\sigma^*$, где σ* - дифференциальное сечение рассеяния волн внутри куба, которое мы считаем однородным. Если расстояние от куба до точки (1) достаточно велико, то все r_i в знаменателях можно положить равными некоторому среднему значению, скажем, взятому с учетом запаздывания волн положению r' центра куба.

Тогда сумма (15.11) преобразуется в следующий результат:

$$A\sum_{i=1}^{N}\frac{\sigma^* wa^2}{r'}=\frac{A\sigma^* a^3}{r'}\frac{Nw}{a}. \qquad (15.12)$$

Но $\sigma^* a^3$ равно интегральному сечению рассеяния σ, а $N\ w = b$, как показано на рис. 15.7 (*д*). В итоге мы имеем

$$\varphi = \frac{A\,\sigma}{r'}\frac{b}{a} \qquad (15.13)$$

Величина b - это длина куба a, увеличенная на расстояние, пройденное кубом за время от $t_1 = t - r_1/c$ до $t_N = t - r_N/c$, т.е. за время

$$\Delta t = t_N - t_1 = \frac{r_1 - r_N}{c} = \frac{b}{c}. \qquad (15.14)$$

Поскольку скорость куба равна v, то пройденное расстояние равно $v\Delta t = \frac{vb}{c}$. В итоге с учетом (15.14)

$$b = a + v\Delta t = a + \frac{bv}{c}. \qquad (15.15)$$

Отсюда

$$b = \frac{a}{1-\frac{v}{c}}. \qquad (15.16)$$

Здесь под v подразумевается скорость, взятая с учетом запаздывания в момент времени $t' = t - \frac{r'}{c}$. Это можно указать, записав $\left[1-\frac{v}{c}\right]_{зап}$. Тогда уравнение (15.11) для потенциала принимает вид

$$\varphi\left(1,t\right)=\frac{A\sigma}{r'}\frac{1}{\left[1-\frac{v}{c}\right]_{зап}}. \qquad (15.17)$$

В формуле появился поправочный множитель в квадратных скобках. Это означает, что если электрон движется к точке (1), вклад от рассеянных волн увеличивается в $\frac{b}{a}$ раз, т.е. на поправочный множитель $\frac{1}{\left[1-\frac{v}{c}\right]_{зап}}$.

Если скорость электрона имеет произвольное направление, то для вычисления потенциала важна только составляющая его скорости v_r в направлении к точке (1), поскольку именно эта составляющая скорости приводит к рассмотренным здесь эффектам от запаздывания рассеянных электроном волн.

Тогда потенциал запишется в виде

$$\varphi\left(1,t\right)=\frac{A\sigma}{r'}\frac{1}{\left[1-\frac{v_r}{c}\right]_{зап}}. \qquad (15.18)$$

Это уравнение можно записать в эквивалентной форме

$$\varphi\left(1,t\right)=\frac{A\sigma}{\left[r-\frac{\mathbf{vr}}{c}\right]_{зап}} \qquad (15.19)$$

или в более привычных обозначениях

$$\varphi\left(1,t\right)=\frac{e}{4\pi\varepsilon_0\left[r-\frac{\mathbf{vr}}{c}\right]_{зап}}. \qquad (15.20)$$

Совершенно аналогичным образом вычисляется и так называемый векторный потенциал движущегося электрона в тех же условиях

$$\mathbf{A}\left(1,t\right)=\frac{\varphi\mathbf{v}}{c^2}=\frac{e\mathbf{v}}{4\pi\varepsilon_0 c^2\left[r-\frac{\mathbf{vr}}{c}\right]_{зап}}. \qquad (15.21)$$

Потенциалы точечного заряда в форме (15.20) и (15.21) впервые были получены Льенаром и Вихертом, поэтому известны нам в электродинамике как потенциалы Льенара - Вихерта.[1]

Обычно принято считать, что потенциалы Льенара - Вихерта представляют собой не что иное, как решения уравнений Максвелла. Точнее даже речь идет об исходных интегралах для скалярного и векторного потенциалов, для записи которых чаще всего принимается следующая форма:

$$\varphi(1,t) = \int \frac{\rho(2, t - r_{12}/c)}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}} dV_2, \qquad (15.22)$$

$$\mathbf{A}(1,t) = \int \frac{\mathbf{j}(2, t - r_{12}/c)}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}} dV_2, \qquad (15.23)$$

где плотность тока $\boldsymbol{j}\,(2,\, t - r_{12}/c) = \rho\,\mathbf{v}$, а, следовательно, интеграл от функции ρ точно такой же, что и в случае вычисления φ.

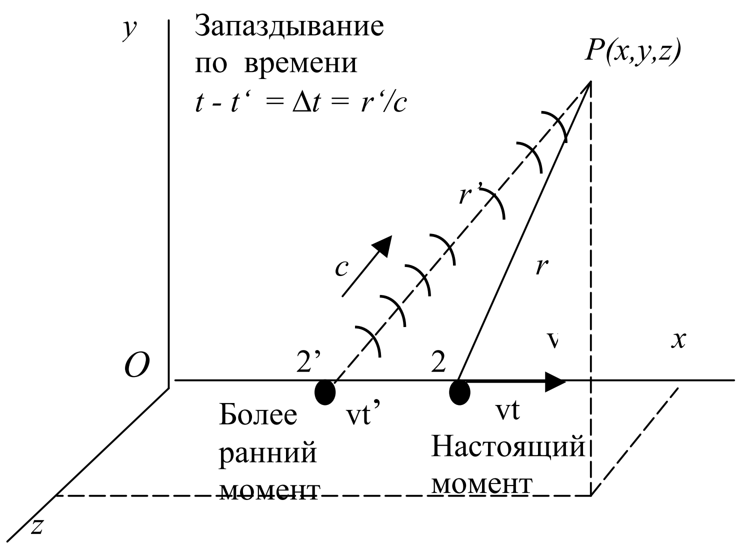

Рис. 15.8. Определение потенциала в точке P, созданного электроном, который движется равномерно вдоль оси x с учетом запаздывания рассеянных им волн эфира.

---

[1] Э. Вихерт (1861-1928). Работы относятся к электродинамике, теории относительности, геофизике. Установил существование ядра Земли. Независимо от Дж. Дж. Томсона открыл электрон; независимо от Дж. Стокса дал первые теоретические представления о происхождении рентгеновских лучей. Результат опубликован в 1900 г. А. Льенар. Работы относятся к электродинамике и оптике. Результат опубликован в 1898 г.

.

Подчеркнем, что данные потенциалы у нас получены совершенно вне зависимости от наличия или знания уравнений Максвелла.

Рассмотрим случай движения электрона по прямой с постоянной скоростью v. Направим движение электрона вдоль оси x (рис. 15.8). Требуется определить потенциал в произвольной точке наблюдения $P(x,y,z)$. В момент времени $t=0$ электрон проходит через начало координат. Тогда в момент времени t он окажется в точке (2) с координатами $x=vt, y=z=0$. С учетом запаздывания рассеянных волн, которые дойдут до точки P в этот же момент времени t, нам нужно знать его предыдущее положение (2'), откуда были испущены эти волны в момент времени

$$t' = t - \frac{r'}{c}, \tag{15.24}$$

где r' – расстояние от этого предыдущего положения до точки P.

В это более раннее время электрон имел координату $x=vt'$, поэтому

$$r'^2 = \left(x - vt'\right)^2 + y^2 + z^2 \tag{15.25}$$

и с учетом (15.24) получим

$$c^2\left(t-t'\right)^2 = \left(x-vt'\right)^2 + y^2 + z^2, \tag{15.26}$$

т.е. квадратное уравнение относительно t'. Раскрыв скобки и расположив члены по степеням t', получаем

$$\left(v^2-c^2\right)t'^2 - 2\left(xv - c^2t\right)t' + x^2 + y^2 + z^2 - \left(ct\right)^2 = 0. \tag{15.27}$$

Отсюда найдем

$$\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)t' = t - \frac{vx}{c^2} - \left[\left(x-vt\right)^2 + \left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\left(y^2+x^2\right)\right]^{\frac{1}{2}}. \tag{15.28}$$

Чтобы получить r', следует t' из (15.28) подставить в (15.24).

Теперь можно найти потенциал из соотношения (15.19), имеющего вид

$$\varphi\left(x,y,z,t\right) = \frac{A\sigma}{\left[r' - \frac{\mathbf{vr}'}{c}\right]}. \tag{15.29}$$

Далее мы учтем, что косинус угла между вектором $\mathbf{r}'$ и осью x согласно соотношению (15.24) равен $\frac{x-vt'}{r'}$. Поэтому составляющая скорости $\mathbf{v}$ в направлении $\mathbf{r}'$ равна $\frac{v(x-vt')}{r'}$, а скалярное произведение $\mathbf{vr}'$ просто равно $v(x-vt')$.

Знаменатель в (15.29) равен

$$c(t-t')-\frac{v(x-vt')}{c}=c\left[t-\frac{vx}{c^2}-\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)t'\right]. \qquad (15.30)$$

Подставляя значение $\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)t'$ из (15.28), получаем

$$\varphi(x,y,z,t)=\frac{A\sigma}{\left[(x-vt)^2+\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)(y^2+z^2)\right]^{\frac{1}{2}}}. \qquad (15.31)$$

Произведем следующую замену переменных:

$$\gamma=\frac{1}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}}, \quad x'=\gamma(x-vt). \qquad (15.32)$$

Тогда выражение (15.31) для потенциала существенно упростится, и мы получим

$$\varphi(x,y,z,t)=\frac{A\sigma\gamma}{\left[x'^2+y^2+z^2\right]^{\frac{1}{2}}}. \qquad (15.33)$$

Выражение (15.33) напоминает значение потенциала для статического случая, т.е. когда электрон неподвижен, только появился множитель γ и вместо x стоит x'. Преобразование (15.32) соответствует известным преобразованиям Лоренца. В следующем разделе будет показано, что при помощи преобразований Лоренца динамическую задачу можно действительно полностью свести к статической, если при этом одновременно произвести преобразование и для переменной времени t.

Здесь мы увидели, что преобразования Лоренца получаются совершенно естественно при учете факта запаздывания рассеянных волн и не требуют введения каких-либо искусственных постулатов.

Векторный потенциал $\mathbf{A}$ получается совершенно аналогично, но с добавочным множителем $\frac{\mathbf{v}}{c^2}$:

$$\mathbf{A} = \frac{\mathbf{v}\varphi}{c^2}\,. \tag{15.34}$$

Подчеркнем, что данные потенциалы получены совершенно вне зависимости от наличия или знания уравнений Максвелла.

В начале этого параграфа было отмечено, что, согласно функциональной зависимости скалярного потенциала φ и вектора напряженности ***E*** от времени как *f(t - r/c)*, эти величины удовлетворяют волновому уравнению (15.3). Поскольку то же самое относится и к запаздывающему векторному потенциалу $\mathbf{A}$, то и для него должно выполняться волновое уравнение

$$c^2\Delta\mathbf{A} - \frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} = 0\,. \tag{15.35}$$

Излучательные волновые процессы, в силу своей нетривиальности, как бы они ни рассматривались – с точки зрения квантовой электродинамики или классической электродинамики, или эфиродинамики – всегда требуют отдельного подхода, что и будет предложено ниже. Заметим лишь, что излучательные процессы в эфире – это процесс малоизученный, но в то же время вопрос первостепенной важности, можно сказать – принципиальный.

Дело в том, что общепринятая, официальная точка зрения в настоящий момент, не оставляя за эфиром права на существование, неизбежно возвращается к одному и тому же тезису: «Свойства эфира не обеспечивают поперечность световых волн». Хотя надо заметить, что поперечность световых волн в безэфирном электромагнитном поле всего лишь постулируется со ссылкой на особость и самостоятельность поля как физического объекта, не нуждающегося в специальном носителе.

Целесообразно схематично повторить логику изложения, которая уже выстроилась до настоящего момента:

1) в качестве среды для передачи силовых взаимодействий принят эфир;

2) в качестве микрочастиц (электронов) приняты компактные объекты конечных размеров, являющиеся по сути дела локальными неоднородностями в эфире;

3) взаимодействие между микрочастицами осуществляется посредством механического рассеяния случайных волн эфира, т.е. микрочастицы наделены физическими свойствами, которые

количественно выражаются через эффективное сечение рассеяния эфирных волн σ;

4) из предпосылок 1, 2 и 3 теоретически выводится и обосновывается закон Кулона;

5) из предпосылок 1, 2, 3 и 4 следует, что электрический заряд - это параметр, отражающий способность микрочастицы к рассеянию случайных волн эфира, т.е. с точностью до некоторого размерного множителя σ и q, суть одно и то же;

6) выполняется в рамках предложенной концепции интерпретация природы кулоновского поля, т.е. предлагается не только модель, но и механизм источников необъяснимой до сих пор энергоемкости электрона - фактически речь идет об энергетической неиссякаемости, поскольку энергия всех силовых полей постоянно пополняется из эфира;

7) стандартным путем вводится понятие потенциала кулонова поля, а также запаздывающего потенциала электрона;

8) отмечается, что функции потенциала и напряженности с учетом эффекта запаздывания автоматически удовлетворяют волновым уравнениям, т. е. не требуется дополнительных постулатов относительно волновой природы электрических взаимодействий;

9) интегрирование по области локализации движущейся микрочастицы приводит к функциям для запаздывающих силовых потенциалов, известных как потенциалы Льенара - Вихерта (без привлечения для их получения уравнений Максвелла).

Десятым пунктом можно было бы записать: получение преобразований Лоренца осуществляется из потенциалов Льенара - Вихерта. Действительно, вследствие движения частицы через среду (эфир) форма поля рассеянных волн теряет свойство сферической симметрии, что и отражено в преобразованиях Лоренца.

Важно отметить, что в соотношение (15.33) пространственные координаты x', y и z входят симметричным образом, т.е. если рассматривать задачу в этих координатах, то решение ее будет иметь вид, соответствующий случаю электростатики и характеризующийся сферической симметрией силовых полей. При таком переходе от электродинамики к электростатике в выражении для потенциала появляется характерный множитель γ, который воспринимается как некоторый масштабный коэффициент.

Интересно, что соотношение (15.33) уже содержит в себе представление о преобразованиях Лоренца, причем Лоренц пришел к этому открытию, исследуя явления электричества и магнетизма, в частности потенциалы Льенара и Вихерта, совершенно с классических позиций. Действительно, в основе преобразований все-таки лежат классические преобразования координатных систем Галилея:

$$x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t \tag{15.36}$$

с той лишь разницей, что Лоренцем впервые в деталях учитывались *эффекты запаздывания*.

С другой стороны, следует особенно внимательно, просто педантично, отнестись к тому факту, что как при выводе соотношений, описывающих потенциалы Льенара-Вихерта, так и при выводе преобразований Лоренца из представлений об этих потенциалах, в данном случае (а часто и как правило) использован сугубо классический подход.

Эти классические идеи, как говорится, просто витали в воздухе. В 1898 г. свои результаты публикует А. Льенар. В 1900 г. выходит в свет работа Э. Вихерта. В этом же году Дж. Лармор фактически получает преобразования Лоренца. Еще раньше, в 1887 г., очень близкие результаты получил В. Фойгт. И если в 1892 г. Х. Лоренц и Дж. Фитцджеральд еще только высказывали гипотезу о сокращении размеров тел в направлении их движения для объяснения отрицательного результата опыта Майкельсона - Морли, то уже в 1904 г. Х. Лоренц "ставит точку", предлагая преобразования не только для пространственных координат и времени, но также и для зависимости массы от скорости в случае электрона $m = \gamma m_0$.

Существенно, что из этой зависимости для массы электрона с использованием дифференциального уравнения для второго закона Ньютона $F = d(m\mathrm{v})/dt$ легко можно было уже вывести соотношение для полной кинетической энергии электрона

$$E = \gamma m_0 c^2 = mc^2 \,. \qquad (15.37)$$

Далее "соревнование" повело счет уже на дни.

Независимость формы уравнений электродинамики относительно преобразований Лоренца доказывал А. Пуанкаре в докладе на заседании Парижской АН 5 июня 1905 г., а 25 дней спустя, 30 июня, А. Эйнштейн направляет в журнал свою знаменитую статью "К электродинамике движущихся тел".

Таким образом, можно еще раз подчеркнуть, что основные идеи, подтолкнувшие электродинамику на дальнейшее весьма успешное развитие, возникли и стали развиваться полностью в рамках классических представлений. Требовалось лишь обобщить, проанализировать и осмыслить эти идеи.

Когда мы говорим о классических представлениях в электродинамике, то имеется в виду следующее:

1) рассматривается неподвижное, т.е. абсолютное пространство, связанное с эфиром, в котором выбрана фиксированная неподвижная точка $\boldsymbol{r}_1$;

2) движение частицы (или заряда) описывается заданными фиксированными относительно абсолютного пространства траекторией и скоростью $\mathbf{v}$;

3) распространение силового взаимодействия в эфире имеет волновой характер с заданной фиксированной скоростью волн $\boldsymbol{c}$;

4) преобразования координат и скоростей производятся в рамках классических представлений;

5) нет никаких причин не рассматривать в качестве абсолютного пространства эфир;

6) потенциалы Льенара - Вихерта и преобразования Лоренца - это следствия из решения задачи о движении частицы в эфире;

7) для решения задачи, указанной в п.6, не возникает необходимости постулировать уравнения Максвелла, как, впрочем, не возникает и необходимости постулировать такие понятия, как заряд и электромагнитное поле, вводимое обычно в рассмотрение в качестве некоторого самостоятельного физического объекта, не нуждающегося в специальном носителе;

8) вполне естественным образом разрешается загадка постоянства заряда электрона и его независимость от скорости частиц, поскольку количество энергии рассеянных электроном волн эфира всегда остается постоянным, т.е. это есть результат закона сохранения волновой энергии рассеянных эфирных волн;

9) проблема бесконечности в собственной энергии электронов разрешается тем, что при интегрировании по объему в окрестности частиц учитываются конечные размеры электронов;

10) о заряде и массе протона, нейтрона и других сложных частиц разговор пойдет в дальнейших разделах.