

3. СИЛОВЫЕ ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ

Сила взаимодействия между микрочастицами (здесь необязательно иметь в виду только электроны), обусловленная рассеянными эфирными волнами, согласно (18) и (19) 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_1 , помещена в начало координат (рис. 3). Тогда потенциал определяется следующим образом:

$$\varphi_1(r) = q_1 / 4\pi\epsilon_0 r, \quad (24)$$

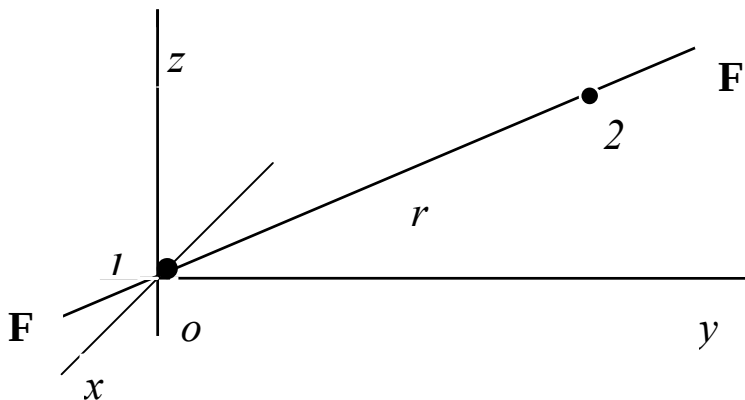


Рис.3. Силовой потенциал φ в точке 2 определяется зарядом q_1 в точке 1

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

$$F(r) = - q_2 \nabla \varphi_1(r), \quad (25)$$

где q_2 - заряд второй частицы, отстоящей от первой на расстояние r . Исторически величина $-\nabla\varphi(r)$ получила в электростатике наименование напряженности электрического поля в данной точке пространства

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi, \quad (26)$$

с использованием которой выражение для силы, действующей на вторую частицу, выглядит предельно просто

$$\mathbf{F} = q_2 \mathbf{E}. \quad (27)$$

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

$$\Delta t = r/c. \quad (28)$$

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

Если, например, за счет перемещения частицы величина φ изменяется во времени, то с учетом эффекта запаздывания (28) для всякой силовой характеристики электрического поля это найдет свое отражение в форме записи, которая для величин φ и $\mathbf{E}$ имеет вид:

$$\varphi(r,t)_{\text{зан}} = \varphi(r') = \varphi(r(t - r/c)), \quad (29)$$

$$\mathbf{E}(r,t)_{\text{зан}} = \mathbf{E}(r') = \mathbf{E}(r(t - r/c)), \quad (30)$$

где функция $r' = r(t - r/c)$ обозначает учет запаздывания изменения силового воздействия при помощи волн. Из математического описания волны функцией, удовлетворяющей волновому уравнению (1), следует, что функции $\varphi(r')$ и $\mathbf{E}(r')$ на некотором расстоянии от частиц, возбудивших данное волновое поле, должны удовлетворять волновым уравнениям:

$$c^2 \Delta\varphi - \partial^2 \varphi / \partial t^2 = 0,$$

$$c^2 \Delta E - \partial^2 E / \partial t^2 = 0, \quad (31)$$

где φ является по определению (3) функцией, описывающей сферическую волну, а E - отрицательный градиент уравнения сферической волны или напряженность электрического поля. Сравните соотношения (2) - (3) и (29) - (30).

Волновые уравнения (31) 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.4). Рассмотрим это явление более подробно.

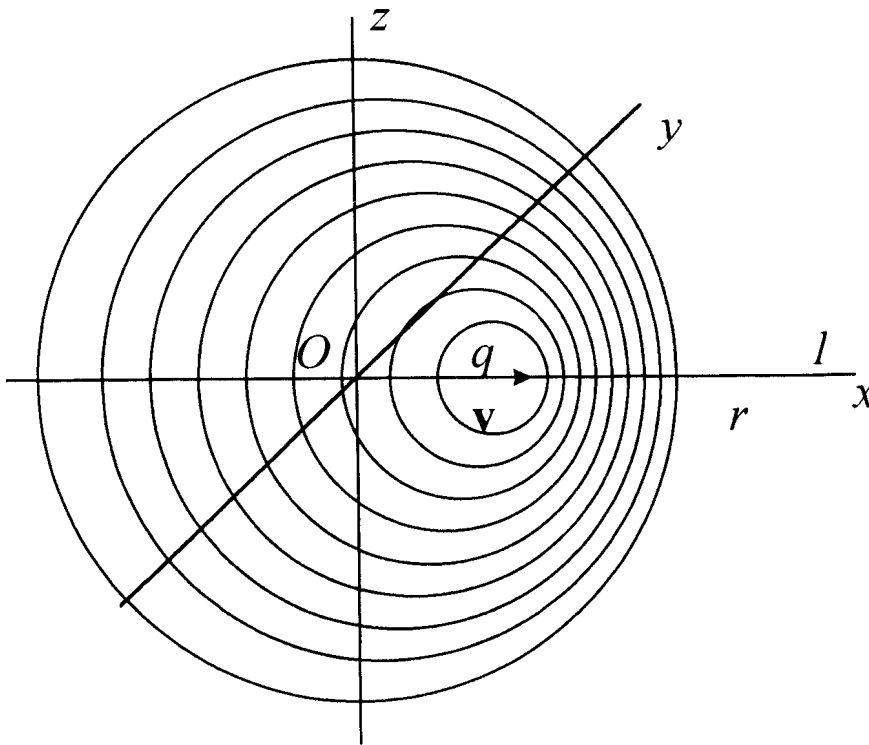


Рис.4. Деформация силового потенциального поля электрона за счет запаздывания рассеянных волн при его движении в эфире со скоростью v

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*.

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

$$\sigma = \int \sigma^*(\mathbf{r}) dV, \quad (32)$$

где в качестве области интегрирования рассматривается не только собственный структурный объем частицы, но и вся область диффузии 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, поскольку 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

$$\varphi(r) = q/4\pi\epsilon_0 r = \sqrt{w_0/\epsilon_0} \sigma/4\pi r. \quad (33)$$

Если требуется определить вклад в потенциал силы в некоторой точке пространства 1 (рис.5) 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

$$t' = t - r'/c, \quad (34)$$

где $r' = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$. Тем самым здесь отражается принцип причинности - рассеяние падающей на микрочастицу волны в точке $\mathbf{r}_2$ происходит в любом случае раньше, чем рассеянная волна придет в точку $\mathbf{r}_1$, причем на интервал времени r'/c .

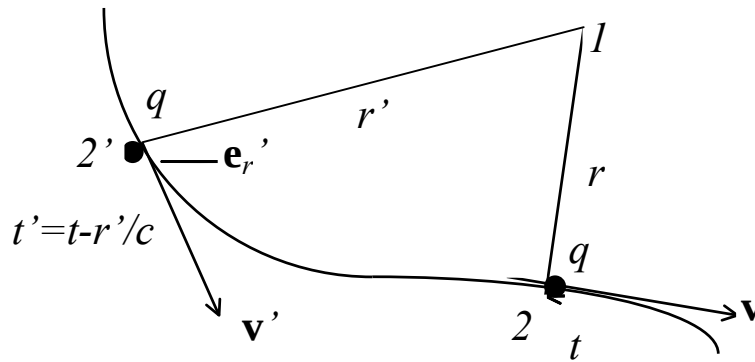


Рис.5. Потенциал поля в точке 1 в момент времени t зависит от того положения $2'$, которое частица занимала в момент $t - r'/c$

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 $\mathbf{r}_1$

$$d\varphi(\mathbf{r}_1, t) = (1/4\pi r_{12}) \sqrt{W_0/\varepsilon_0} \sigma^*(\mathbf{r}_2, t - r_{12}/c) dV. \quad (35)$$

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

$$\varphi(\mathbf{r}_1, t) = \sqrt{W_0/\epsilon_0} \int (1/4\pi r_{12}) \sigma^*(\mathbf{r}_2, t - r_{12}/c) dV. \quad (36)$$

Техника вычисления данного интеграла подробно изложена в работе [7], где появление поправочного множителя объясняется тем, "что в то время, как наш интеграл "проносится над зарядом", сам заряд движется". Поэтому приведем сразу результат вычисления:

$$\varphi(\mathbf{r}_1, t) = (1/4\pi) \sqrt{W_0/\epsilon_0} \sigma/r_{12}' [1 - \mathbf{v}_r/c]_{\text{зап}}, \quad (37)$$

где r_{12}' - расстояние от частицы до точки $\mathbf{r}_1$ в запаздывающий момент времени, $\mathbf{v}_r$ - составляющая скорости частицы в направлении к точке $\mathbf{r}_1$, взятая также в запаздывающий момент времени. Соотношение (37) часто записывают в эквивалентном виде

$$\varphi(\mathbf{r}_1, t) = (1/4\pi) \sqrt{W_0/\epsilon_0} \sigma/[r - (\mathbf{v}\mathbf{r})/c]_{\text{зап}} = q/4\pi\epsilon_0 [r - (\mathbf{v}\mathbf{r})/c]_{\text{зап}}, \quad (38)$$

где все величины в скобках надо вычислять в запаздывающий момент времени. Формула (38) определяет скалярный потенциал микрочастицы или заряда любой формы, поскольку размер заряда не вошел в окончательный итог, поэтому считается, что данный результат соответствует скалярному потенциалу точечного заряда, движущегося с произвольной скоростью.

Совершенно аналогичным образом вычисляется так называемый векторный потенциал $\mathbf{A}$ для такого же заряда в тех же условиях:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = q\mathbf{v}/4\pi\epsilon_0 c^2 [r - (\mathbf{v}\mathbf{r})/c]_{\text{зап}} = \mathbf{v}\varphi/c^2, \quad (39)$$

где плотность тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}_2, t - r_{12}/c) = \rho\mathbf{v}$, а следовательно, интеграл от функции ρ точно такой же, что и в случае вычисления φ .

Потенциалы точечного заряда в форме (38) и (39) впервые были получены Льенаром и Вихертом, поэтому известны в электродинамике

как потенциалы Льенара - Вихерта.*

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:

$$\varphi(1,t) = \int \rho(2,t - r_{12}/c)/4\pi\epsilon_0 r_{12} dV_2, \quad (40)$$

$$A(1,t) = \int \mathbf{j}(2,t - r_{12}/c)/4\pi\epsilon_0 c^2 r_{12} dV_2, \quad (41)$$

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 $\mathbf{E}$ от времени как $f(t - r/c)$ эти величины удовлетворяют волновому уравнению (31). Поскольку то же самое относится и к запаздывающему векторному потенциалу A , то и для него должно выполняться волновое уравнение

$$c^2 \Delta A - \partial^2 A / \partial t^2 = 0. \quad (42)$$

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.

* 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.

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, т.е. предлагается не только модель, но и механизм источников необъяснимой до сих пор энергоемкости электрона - фактически речь идет об энергетической неиссякаемости;

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 потенциалов, известным как потенциалы Льеона - Вихерта (без привлечения для их получения уравнений Максвелла).

Десятым пунктом можно было бы записать: получение преобразований Лоренца осуществляется из потенциалов Льенара - Вихерта. Действительно, из выражений (38) и (39) хорошо видно, что вследствие движения частицы через среду (эфир) форма поля рассеянных волн теряет свойство сферической симметрии, что и отражено в преобразованиях Лоренца.

Наиболее просто это представить, если считать, что частица движется вдоль оси OX со скоростью v и в начальный момент времени проходит через начало координат [7]. Тогда выражение (38) принимает вид:

$$\phi(x,y,z,t) = \gamma q / [4\pi\epsilon_0 (x'^2 + y^2 + z^2)^{1/2}], \quad (43)$$

где $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$, $\beta = v/c$, $x' = \gamma(x - vt)$.

Важно отметить, что в соотношение (43) 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 (43) 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:

$$x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t \quad (44)$$

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 $F = d(mv)/dt$ легко можно было уже вывести соотношение для полной кинетической энергии электрона

$$E = \gamma m_0 c^2 = mc^2. \quad (45)$$

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 r_1 ;

2) движение частицы (или заряда) описывается заданными фиксированными относительно абсолютного пространства траекторией и скоростью v ;

3) распространение силового взаимодействия в эфире имеет волновой характер с заданной фиксированной скоростью волн c ;

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

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

6) потенциалы Лье́нара - 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 частицы и его независимость от скорости частиц, поскольку количество энергии рассеянных частицей волн эфира всегда остается постоянным, т.е. это есть результат закона сохранения волновой энергии рассеянных эфирных волн.