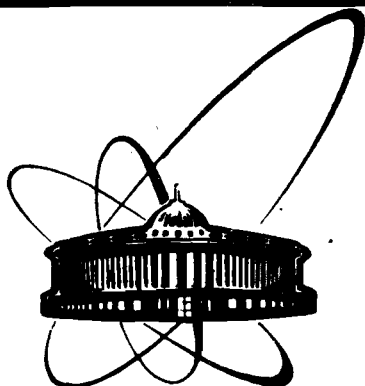


89-695



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

C, 844

P2-89-695

В. Н. Стрельцов

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯДА
И РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ДЛИНА

1989

1. Напомним (см., например, ¹¹), что релятивистской длиной (длиной быстродвижущегося стержня) называется полусумма расстояний, пройденных световым сигналом в прямом и обратном направлениях вдоль стержня. Пусть для простоты стержень ориентирован и движется в направлении оси x (слева направо). Сигнал посылается в момент пролета левого конца. Свет достигает правого конца, отражается там и возвращается к левому концу. Для расстояния, пройденного световым сигналом, когда он догоняет правый конец стержня, будем иметь

$$X_{\text{д}} = X^{(0)} (1 + \beta) \gamma. \quad (1)$$

Здесь $X^{(0)}$ — длина данного стержня в покое, $v = \beta c$ — его скорость, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Когда световой сигнал (после отражения) движется навстречу левому концу ("встречает" его), он проходит расстояние

$$X_{\text{в}} = X^{(0)} (1 - \beta) \gamma. \quad (2)$$

Очевидно, что по мере возрастания скорости вторая величина $X_{\text{в}} \rightarrow 0$, и релятивистская длина $X = (X_{\text{д}} + X_{\text{в}})/2$ по существу будет определяться половиной $X_{\text{д}}$. Действительно, на основании (1) и с учетом $\beta \cong 1$ приходим к "формуле удлинения":

$$X \cong X_{\text{д}}/2 \cong X^{(0)} \gamma. \quad (3)$$

Но самое существенное здесь, на что мы хотим обратить особое внимание, заключается в том, что величины $X_{\text{д}}$ и $X_{\text{в}}$ определяют расстояния между точками, которые берутся в разные моменты времени. А ведь это не что иное, как хорошо известные в электродинамике "запаздывающие расстояния". Таким образом, можно сказать, что концепция релятивистской длины является попросту органическим следствием релятивистской электродинамики. Впрочем, иного и не может быть, поскольку указанная концепция вводится на основе локационного метода измерения расстояний.

2. Напомним, что понятие "запаздывающего расстояния" было введено фактически Лиенаром и Вихертом^{2, 3}. В простейшем случае, когда заряд e движется вдоль оси x и приближается к точке наблюдения*, также находящейся на оси x , их формула для электрического потенциала φ имеет вид

$$\varphi = \frac{e}{X_3(1-\beta)} \quad (4)$$

Здесь X_3 — "запаздывающее расстояние", т.е. расстояние между точкой наблюдения (в момент времени t) и зарядом (в момент времени t'), при этом $X_3 = c(t-t')$. Очевидно, что в системе покоя заряда (4) переходит в известное выражение для кулоновского потенциала

$$\varphi^{(0)} = \frac{e}{X^{(0)}} \quad (5)$$

На основании (4) и (5) и привлекая формулу преобразования для потенциала, найдем, что

$$X_3 = X^{(0)}(1+\beta)\gamma \quad (6)$$

Как легко убедиться, правые части (6) и (1) равны, а следовательно, левые части действительно представляют одну и ту же величину.

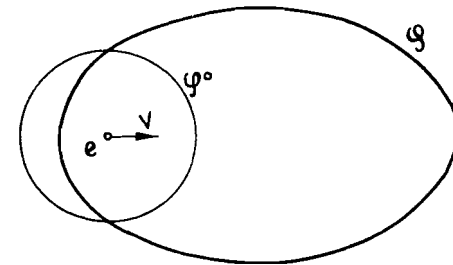
Опираясь на общую формулу потенциала φ Лиенара—Вихерта можно построить эквипотенциальные кривые для релятивистского заряда. Очевидно, что они будут задаваться уравнением

$$R_3 = \frac{(e/\varphi)}{1-\beta \cos \theta} \quad (7)$$

являющимся полярным уравнением эллипса; (e/φ) — фокальный параметр, а β — эксцентриситет эллипса. Такая кривая представлена на рисунке для $\beta = 0,75$ ($\gamma = 1,5$); окружность соответствует кулоновскому потенциалу (покоящийся заряд).

*То есть нас интересует поле впереди движущегося заряда.

Лиенар-вихертовский эквипотенциальный эллипс, $v = 0,75$ с. Окружность — кулоновская эквипотенциаль.



3. На основании потенциалов Лиенара—Вихерта можно получить формулу для напряженности электрического поля. Она имеет вид (см., например,^{4 а')}

$$\vec{E} = \frac{e\gamma^{-2}}{s^3} (\vec{R}_3 - \vec{\beta} R_3) + \frac{e}{cs^3} \{ \vec{R}_3 \times [(R_3 - \vec{\beta} R_3) \times \dot{\vec{\beta}}] \}, \quad (8)$$

где $s = R_3 - \vec{R}_3 \dot{\vec{\beta}}, \dot{\vec{\beta}} c$ — ускорение заряда. Как видно, и в этой формуле опять-таки (с необходимостью) фигурирует "запаздывающее расстояние" R_3 .

Скожемся теперь вопроса о поведении излучения релятивистского заряда. Оно, как известно, будет определяться вторым членом (8). При этом интенсивность излучения в телесный угол $d\omega$ равна $dI = (c/4\pi)E^2 R_3^2 d\omega$. Раскрывая квадрат E^2 (см., например,^{4 б')}, найдем

$$dI = \frac{e^2}{4\pi c} \left[\frac{2(\vec{n}_3 \cdot \dot{\vec{\beta}})(\dot{\vec{\beta}} \cdot \dot{\vec{\beta}})}{\kappa^5} + \frac{(\dot{\vec{\beta}})^2 \gamma^{-2} (\vec{n}_3 \cdot \dot{\vec{\beta}})^2}{\kappa^6} \right] d\omega, \quad (9)$$

где \vec{n}_3 — единичный вектор, направленный из точки нахождения заряда в момент времени t в точку наблюдения в момент времени t' ($\vec{R}_3 = n_3 R_3$), $\kappa = 1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n}_3$ — "фактор запаздывания".

Поскольку при выводе формулы (9) мы опирались исключительно на "запаздывающее расстояние" R_3 , да и в ней сохраняются величины (n_3 и κ), учитывающие запаздывание, то можно утверждать следующее. Опыты по исследованию поведения излучения, подтверждающие формулу (9), надо рассматривать как экспериментальное свидетельство в пользу концепции релятивистской длины. Переход к "одновременному расстоянию", соответствующему моменту наблюдения t , приведет к изменению формулы для dI , а следовательно, в конечном счете, к противоречию с опытом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ P2-87-817, Дубна, 1987.
2. Lienard A. — Eclairage Electrique, 1898, v.16, pp.5, 53, 106.
3. Wiechert E. — Archives Netherlandes, 1900, v.5, p.549.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: ГИФМЛ, 1960, а) с.200, б) с.237.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 октября 1989 года.

Стрельцов В.Н.

P2-89-695

Излучение заряда и релятивистская длина

Отмечается, что введенная в свое время релятивистская длина определяется полусуммой двух "запаздывающих расстояний". На основании формулы Лиенара — Вихерта показано, что эквипотенциальные поверхности релятивистского заряда имеют форму вытянутого в направлении движения эллипсоида вращения. Подчеркивается, что опыты по исследованию излучения быстро движущегося заряда следует рассматривать как экспериментальное подтверждение концепции релятивистской длины.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод автора

Strel'tsov V.N.

P2-89-695

Radiation of Charge and Relativistic Length

It is noted that the relativistic length introduced earlier is defined by half-sum of two "retarded distances". Based on Lienard-Wiechert formula, it is shown that equipotential surfaces of a relativistic charge have the form of an ellipsoid of rotation stretched in the direction of the movement. It is stressed that experiments on the radiation research of a fast-moving charge should be considered as an experimental confirmation of the relativistic length concept.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989