

К ВОПРОСУ О СИЛЕ РЕАКЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Б. В. ХАЧАТРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 17 октября 1997 г.)

Исходя из предыдущей работы автора, выведено четырехмерное выражение для силы самодействия—силы, действующей на движущийся излучающий заряд.

В работе [1] показано, что сила реакции излучения f , действующая на движущуюся заряженную частицу со стороны излученных ею же электромагнитных волн, определяется формулой

$$f = -\frac{I}{c} \beta, \quad (1)$$

где $\beta = v/c$, v и c —скорости заряда и света соответственно, I —энергия, излученная по всем направлениям в единицу времени (мощность излучения). Основываясь на формуле (1), попробуем найти ковариантное (четырёхмерное) выражение для силы реакции излучения g^i ($i=0, 1, 2, 3$), соответствующее трёхмерной силе f . Связь между четверкой g^i и трёхмерной силой f определим следующим образом (мы следуем обозначениям книги [2]):

$$g^i = \left\{ \frac{f\beta}{c\sqrt{1-\beta^2}}, \frac{f}{c\sqrt{1-\beta^2}} \right\}.$$

С этой целью предварительно заметим, что полная мощность I является лоренц-инвариантной величиной (четырёхмерным скаляром) и ее можно представить в виде

$$I = -\frac{2}{3} e^2 c \omega_k \omega^k = -\frac{2}{3} e^2 c \dot{u}_k \dot{u}^k, \quad (2)$$

где u^k —четырёхмерная скорость, $\omega^k = \frac{du^k}{ds} \equiv \dot{u}^k$ —четырёхмерное ускорение частицы, $ds = c\sqrt{1-\beta^2} dt$ —четырёхмерный интервал (4-х скаляр), и по дважды повторяющемуся индексу подразумевается суммирование от нуля до трех (и в дальнейшем точки над буквами будут означать дифференцирование по интервалу)

Из формул (1) и (2) следует, что можно определить силу g^i в виде

$$g^i = \frac{2e^2}{3c} \omega_k \omega^k u^i, \quad (3)$$

что было бы лоренц-инвариантным определением, однако при таком

определении не выполнялось бы тождество $g^i u_i = 0$, обязательное для любого четырехмерного вектора силы. Чтобы добиться выполнения этого тождества, добавим к правой части (3) четырехмерные векторы w^i , $\dot{w}^i$, $\ddot{w}^i$, и т.д. (в нашей задаче возможны только эти векторы), помноженные на неопределенные пока лоренц-инвариантные коэффициенты (четыrehмерные скаляр-функции) α_0 , α_1 , α_2 и т.д., т.е. представим силу в следующем виде (обозначение g^i для силы не меняем):

$$g^i = \frac{2e^2}{3c} w^h w_h u^i + \alpha_0 w^i + \alpha_1 \dot{w}^i + \alpha_2 \ddot{w}^i + \dots \quad (4)$$

Для определения скалярных функций α_i помножим (4) на u^i и учтем тождества $u^i u_i = 1$, $u^i w_i = 0$, $w_i w^i + u_i \dot{w}^i = 0$, а также произвольность функций u^i и их производных. В результате из требования выполнения тождества $g^i u_i = 0$ получаем

$$\alpha_1 = \frac{2e^2}{3c}, \quad \alpha_2 = \alpha_3 = \dots = 0,$$

а α_0 может быть любым. Если теперь с помощью слагаемого $\alpha_0 w^i$ перенормировать массу излучающего заряда, то для силы g^i (называем эту силу полной силой самодействия) окончательно получим:

$$g^i = \frac{2e^2}{3c} (\dot{w}^i + w_h w^h u^i). \quad (5)$$

С учетом тождества $w_i w^i + u_i \dot{w}^i = 0$ формула (5) в точности совпадает с известным выражением четырехмерной силы g^i [2, 3, 4].

Рассмотрим пространственную часть ($i=1, 2, 3$) силы самодействия (5) в нерелятивистском случае ($\beta \ll 1$). Из (5) следует

$$f = f_1 + f_2 = -\frac{2e^2 w^2}{3c^3} v + \frac{2e^2}{3c^3} \frac{d^2 v}{dt^2} \quad (6)$$

(здесь w^2 —квадрат трехмерного ускорения).

Слагаемое f_2 есть общепринятое выражение для силы реакции излучения в нерелятивистском случае, обращаемой в нуль в случае равноускоренного движения, когда $w = \frac{dv}{dt} = \text{const}$. При этом на естественный вопрос—как же заряд может излучать, если радиационное трение равно нулю?—следуют разные ответы, среди которых и такой: равноускоренно движущийся заряд не излучает.

На самом деле ответ дает первое слагаемое в формуле (6). Прежде всего, следуя работе [1], силой реакции излучения необходимо называть силу

$$f_1 = -\frac{2e^2}{3c^3} w^2 v, \quad (7)$$

а не силу f_2 , поскольку именно сила f_1 обусловлена электромагнитными полями, уходящими в бесконечность, т.е. полями излучения. И тогда

из формулы (7) следует, что в случае равноускоренного движения наряду с отличной от нуля энергией излучения ($w = \text{const} \neq 0$), отлична от нуля и сила радиационного трения.

Какая из сил f_1 или f_2 больше, зависит от закона движения заряда. Например, очевидно, что при $w = \text{const}$ в полной силе самодействия $f_1 \neq 0$, а $f_2 = 0$. Может реализоваться и обратный случай, когда доминирующей является сила f_2 . Например, при одномерном движении заряда под действием квазиупругой силы $-m\omega_0^2 x$ больше оказывается сила f_2 (нетрудно оценить, что $f_1 \sim 3f_2 \leq f_2$). В связи с этим отметим, что влияние силы f_1 на уширение спектральных линий (см. [1]) незначительно, ширина обусловлена практически только силой f_2 и определяется известным выражением $\gamma = \frac{2e^2\omega_0^2}{3mc^3}$.

В общем случае в качестве силы самодействия следует пользоваться силой (6).

Выражаю благодарность участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Хачатрян. Изв. НАН Армении, Физика, 32, №5, 260 (1997).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория поля. М., Наука, 1973.
3. Дж. Джексон. Классическая электродинамика. М., 1965.
4. В. Е. Тирринг. Принципы квантовой электродинамики. М., 1964.

ON THE QUESTION OF RADIATION REACTION FORCE

B. V. KHACHATRIAN

On the basis of author's previous paper a four-dimensional expression for the self-acting force on a radiating charged particle is obtained.

ՃԱՌԱԳԱՑՔԱՆ ՌԵԱԿՏԻՎԱՑԻ ՈՒՇԻ ՄԱՍԻՆ

Բ. Վ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Ստացված է լիցքավորված մասնիկի վրա ազդող ճառագայթման ռեակտիվ ուժի բնութագրի չորս-մասնական արտահայտությունը: