СИЛА РЕАКЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В НОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Меньшов Е.Н.

Ульяновский государственный технический университет

Ульяновск, Россия

men@ulstu.ru

Сила реакции излучения это та сила, которая действует на заряженную частицу со стороны создаваемого ей поля электромагнитного излучения. В классической электродинамике с этой силой связано внутреннее противоречие, что указывает на неполноценность данной теории. В работе [1] приведена формула этой силы $\mathbf{f}_s$, выведенная в рамках модернизированной электродинамики, но только для частного случая ускоренного движения заряда. В этом сообщении демонстрируется общий случай. В основу метода вывода положена типовая феноменологическая методика определения силы реакции излучения через мощность излучения P_0 .

При вычислении мощности излучения нас будет интересовать поле на больших расстояниях от заряда и в пределе при $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t)| \rightarrow \infty$, тогда положим $R \approx r(1 - \mathbf{e}_r \mathbf{r}_0/r) \rightarrow r$, $\mathbf{e}_R \rightarrow \mathbf{e}_r = \mathbf{r}/r$. Мощность через элемент сферической поверхности dS равна

$$dP_0 = (\mathbf{\Pi}_0 d\mathbf{S}) = (\mathbf{\Pi}_0 \mathbf{e}_r) r^2 \sin\theta d\theta d\varphi = \\ = \frac{q^2 \sin\theta d\theta d\varphi}{16\pi^4 \epsilon_0 c^3 (2t)^2 t} \int_0^t e^{\left(\frac{x-t}{t}\right)} \left(\frac{\mathbf{v}_1}{I_1} - \frac{\mathbf{v}_2}{I_2} \right) \left(\frac{\mathbf{v}_1(x)}{I_1(x)} - \frac{\mathbf{v}_2(x)}{I_2(x)} \right) dx,$$

где $\mathbf{\Pi}_0 = [\mathbf{E}_{\text{из}}, \mathbf{H}_{\text{из}}]$ – вектор Пойтинга, при этом уравнения для $\mathbf{E}_{\text{из}}, \mathbf{H}_{\text{из}}$ приведены в [2]; θ – угол между векторами $\mathbf{e}_r$ и $\mathbf{v}$; φ – азимутальный угол; $\lambda_1 = 1 - (\mathbf{e}_r \mathbf{v}_1)/c$; $\lambda_2 = 1 - (\mathbf{e}_r \mathbf{v}_2)/c$; $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}(t'_1)$; $\mathbf{v}_2 = \mathbf{v}(t'_2)$; $\mathbf{e}_{R1} = \mathbf{R}_1/R_1$; $\mathbf{e}_{R2} = \mathbf{R}_2/R_2$; $R_1 = R(t'_1)$; $R_2 = R(t'_2)$.

Рассмотрим ускорение по прямой со скоростями ($v/c \ll 1$), при этом имеем: $(\mathbf{e}_r \mathbf{e}_v) = \cos\theta$; $\mathbf{v}_1 = v_1 \mathbf{e}_v$; $\mathbf{v}_2 = v_2 \mathbf{e}_v$, где $\mathbf{e}_v = \mathbf{v}/v$. Полная излучаемая мощность

$$P_0 = \frac{q^2}{6\pi^3 \epsilon_0 c^3 t} \left(\frac{v_1 - v_2}{2t} \right) \int_0^t e^{\left(\frac{x-t}{t}\right)} \left[\frac{v_1(x) - v_2(x)}{2t} \right] dx. \quad (1)$$

Формула (1) не зависит от R , поэтому она правомерна в любой точке, в том числе и на границе области генерации поля излучения ($R = R_m$), [2].

Из уравнения движения заряда $dR/dt = d|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t)|/dt = -(\mathbf{R}\mathbf{v})/R = -(\mathbf{e}_R \mathbf{v})$ устанавливаем связь между расстоянием $R(t)$ от заряда до наблюдателя и параметрами движения в разные опорные моменты времени:

$$R(t) = R(0) - \int_0^t (\mathbf{v} \mathbf{e}_R) dt, \quad R(t) = R(t') - \int_{t'}^t (\mathbf{v} \mathbf{e}_R) dt \quad (2)$$

В работе [2] изучен характер излучения поля на разных этапах времени от начала ускорения. Задавая $R(t) = R_m = \pi t c$ и $t_{\text{гр}} = R(0)/c + \pi t$ из [2], получаем выражение

$$R_m \cong R(0) \left[1 - (\mathbf{v} \mathbf{e}_R)_{\text{ср}} / c \right] - \pi t (\mathbf{v} \mathbf{e}_R)_{\text{ср}},$$

из которого (при условии $v/c \ll 1$) следуют соотношения $R(t'_1) \cong R_m$, $R(0) \cong R_m$ в запаздывающие моменты времени. Подставляя их в формулы для $t_{\text{гр}}$ и t'_1 из [2], имеем:

- для этапа $0 \leq t \leq R(0)/c + \pi t \leq 2\pi t$; $t'_1 = 0$; $t'_2 = t$;
- для этапа $t > R(0)/c + \pi t \geq 2\pi t$; $t'_1 = t - \pi t - R(t'_1)/c \cong t - 2\pi t$, $t'_2 \cong t$.

Подставляя теперь полученные моменты времени в (1), получаем законы излучения.

Определяем силу реакции излучения $\mathbf{f}_s$. В классической электродинамике сила

реакции излучения выводится из баланса между работой, произведенной этой силой над зарядом и энергией излучения на интервале времени T , за который заряд возвратился бы в исходное состояние движения. Так как выражение (1) содержит затухающую экспоненту по времени, тогда возврат в исходное состояние возможен на бесконечном пределе времени, начиная с момента времени $t_A \rightarrow \infty$ до $t_B = t_A + T$

$$\int_{t_A}^{t_A+T} v f_s dt = - \int_{t_A}^{t_A+T} P_0 dt . \quad (3)$$

Для $0 \leq t \leq 2\pi\tau$: $t'_1=0$ и если $v_1=v(0) \neq 0$, то соответствующим выбором инерциальной системы отсчета всегда начальную скорость можно свести к нулю, $v_1 = 0$. При этом $v_2=v$, поэтому непосредственно находим $f_s = P_0/v$, которая имеет вид

$$f_s = - \frac{q^2}{6\pi^3 \epsilon_0 c^3 \tau (2\tau)} \int_0^t e^{\left(\frac{\xi-t}{\tau}\right)} \left[\frac{v(\xi)}{2\tau} \right] d\xi \quad (4)$$

Сила (4) отрицательная, значит, ей соответствует устойчивое уравнение движения.

Для $t \geq 2\pi\tau$, переходя к новой шкале времени на основе преобразования $t' = (t - 2\pi\tau)$, имеем

$$\int_{t_A}^{t_A+T} v f_{sv} dt' = - \frac{q^2}{6\pi^3 \epsilon_0 c^3 \tau} \int_{t_A}^{t_A+T} \left\{ \left(\frac{v_2 - v_1}{2\tau} \right) \int_0^{t'} e^{\left(\frac{\xi-t'}{\tau}\right)} \left[\frac{v_2(\xi) - v_1(\xi)}{2\tau} \right] d\xi \right\} dt' . \quad (5)$$

Применяя к правой части (5) процедуру интегрирования по частям, имеем:

$$\int_{t_A}^{t_A+T} v f_s dt' = \frac{q^2}{6\pi^3 \epsilon_0 c^3 \tau} \left[\int_{t_A}^{t_A+T} \left(\frac{r_{02} - r_{01}}{2\tau} \right) \frac{d}{dt'} \left\{ \int_0^{t'} e^{\left(\frac{\xi-t'}{\tau}\right)} \left[\frac{v_2(\xi) - v_1(\xi)}{2\tau} \right] d\xi \right\} dt' - C \right], \quad (6)$$

где при $t_A \rightarrow \infty$,

$$C = \left(\frac{r_{02} - r_{01}}{2\tau} \right) \left\{ \int_0^{t'} e^{\left(\frac{\xi-t'}{\tau}\right)} \left[\frac{v_2(\xi) - v_1(\xi)}{2\tau} \right] d\xi \right\} \Big|_{t_A}^{t_A+T} \rightarrow 0,$$

Используем следующее упрощение: $(r_{02} - r_{01}) \cong 2\pi\tau v$, $(v_2 - v_1) \cong 2\pi a$, где v , a – усредненные на интервале $2\pi\tau$ скорость и ускорение соответственно. Из (5)-(6) следует выражение для силы реакции излучения

$$f_s = \frac{t_0 m}{t} \frac{d}{dt'} \int_0^{t'} e^{\left(\frac{x-t'}{t}\right)} a(x) dx, \quad t_0 = q^2 / (6\pi\epsilon_0 c^3 m). \quad (7)$$

Этой силе соответствует в операторной форме следующее уравнение движения заряда:

$$L[a][p(\tau - \tau_0) + 1] = (1 + p\tau)L[f/m]. \quad (8)$$

При $\tau \geq \tau_0$ движение устойчивое ($\tau_0 \cong 10^{-24}$ с), где $L[a]$, $L[f]$ – операторные ускорение и сила соответственно, p – оператор Лапласа, m – масса электрона. В данной теории параметр $R_m = \pi\tau c$ определяет область генерации излучения. В квантовой теории электрон характеризуется областью виртуальных фотонов с размером, равным комптоновской длине волны $\lambda_{КЭ}$. Если оценить $R_m \approx \lambda_{КЭ}$?, тогда имеет место приближение $\tau \approx 10^{-21}$ с $> \tau_0$.

1. Меньшов Е.Н. Новые уравнения Максвелла: преодоление внутреннего противоречия в классической электродинамике // Современные наукоемкие технологии. – 2005. – №1. – С.89-90.

2. Меньшов Е.Н. Поле излучения, определяемое из новых уравнений Максвелла // Современные наукоемкие технологии. – 2005. – №11 – С.61-63.