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 $R=|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0(t)|\to\infty$, тогда положим $R\approx r(1-\mathbf{e}_r\mathbf{r}_0/r)\to r$, $\mathbf{e}_R\to\mathbf{e}_r=\mathbf{r}/r$. Мощность через элемент сферической поверхности dS равна

$$dP_0=(\mathbf{\Pi}_0 d\mathbf{S})=(\mathbf{\Pi}_0\mathbf{e}_r)r^2\sin\theta d\theta d\psi=$$

$$=\frac{q^2\sin\theta d\theta d\psi}{16\pi^4\varepsilon_0 c^3(2\tau)^2\tau}\int_0^t e^{\left(\frac{\xi-t}{\tau}\right)}\left(\frac{\mathbf{v}_1}{\lambda_1}-\frac{\mathbf{v}_2}{\lambda_2}\right)\left(\frac{\mathbf{v}_1(\xi)}{\lambda_1(\xi)}-\frac{\mathbf{v}_2(\xi)}{\lambda_2(\xi)}\right)d\xi\,,$$

где $\mathbf{\Pi}_0=[\mathbf{E}_{из}\mathbf{H}_{из}]$– вектор Пойтинга, при этом уравнения для $\mathbf{E}_{из}$, $\mathbf{H}_{из}$ приведены в [2]; θ-угол между векторами $\mathbf{e}_r$ и $\mathbf{v}$; ψ-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 ($v/c<<1$), 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

$$P_0=\frac{q^2}{6\pi^3\varepsilon_0 c^3\tau}\left(\frac{v_1-v_2}{2\tau}\right)\int_0^t e^{\left(\frac{\xi-t}{\tau}\right)}\left[\frac{v_1(\xi)-v_2(\xi)}{2\tau}\right]d\xi\,. \qquad (1)$$

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

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

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

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

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

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

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 $t_A \to \infty$ до $t_B = t_A + T$

$$\int_{t_A}^{t_A+T} v f_s \, dt = -\int_{t_A}^{t_A+T} P_0 \, dt . \tag{3}$$

Для $0 \le t \le 2\pi\tau$: $t'_1 = 0$ и если $v_1 = v(0) \ne 0$, то соответствующим выбором инерциальной системы отсчета всегда начальную скорость можно свести к нулю, $v_1 = 0$. При этом $\mathbf{v}_2 = v$, поэтому непосредственно находим $f_S = P_0/v$, которая имеет вид

$$f_s = -\frac{q^2}{6\pi^3 \varepsilon_0 c^3 \tau (2\tau)} \int_0^t e^{\left(\frac{\xi - t}{\tau}\right)} \left[\frac{v(\xi)}{2\tau}\right] d\xi \tag{4}$$

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

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

$$\int_{t_A}^{t_A+T} v f_{sv} \, dt' = -\frac{q^2}{6\pi^3 \varepsilon_0 c^3 \tau} \int_{t_A}^{t_A+T} \left\{ \left(\frac{v_2 - v_1}{2\tau}\right) \int_0^{t'} e^{\left(\frac{\xi - t'}{\tau}\right)} \left[\frac{v_2(\xi) - v_1(\xi)}{2\tau}\right] d\xi \right\} dt' . \tag{5}$$

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

$$\int_{t_A}^{t_A+T} v f_s \, dt' = \frac{q^2}{6\pi^3 \varepsilon_0 c^3 \tau} \left[\int_{t_A}^{t_A+T} \left(\frac{r_{02} - r_{01}}{2\tau}\right) \frac{d}{dt'} \left\{ \int_0^{t'} e^{\left(\frac{\xi - t'}{\tau}\right)} \left[\frac{v_2(\xi) - v_1(\xi)}{2\tau}\right] d\xi \right\} dt' - C \right], \tag{6}$$

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

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

$$f_S = \frac{t_0 m}{t} \frac{d}{dt'} \int_0^{t'} e^{\left(\frac{x - t'}{t}\right)} a(x) dx , \qquad t_0 = q^2 / (6 p e_0 c^3 m). \tag{7}$$

Этой силе соответствует в операторной форме следующее уравнение движения заряда:

$$L[a][p(\tau - \tau_o) + 1] = (1 + p\tau) L[f/m]. \tag{8}$$

При $\tau \ge \tau_o$ движение устойчивое ($\tau_o \cong 10^{-24}$c), 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 $\tau \approx 10^{-21}$c $> \tau_o$.

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.