Вестник ТвГУ. Серия "Физика". 2007. №6(34). Выпуск 3. С. 144–146

УДК 535.1; 530.182

ИЗЛУЧЕНИЕ СФАЗИРОВАННОГО ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ СРЕДЕ

С.В. Афанасьев
Тверской государственный университет,
кафедра общей физики

Получено решение задачи об излучении источника сверхсветового типа при мгновенном изменении свойств среды. Оценено влияние скачка магнитной проницаемости на величину излучаемой мощности и угловое распределение интенсивности излучения.

В [1] отмечалось, что переходное излучение возникает также и при изменении во времени электрических или магнитных свойств среды. Ниже рассматривется именно такое излучение сфазированного потока заряженных частиц, то есть источника сверхсветового типа (см., например, [2; 3]).

Ток частиц заряда q, имеющих скорость $\vec{\nu}=\{0,0,\nu\}$, может быть задан в виде

$$\vec{j}(\vec{r},t)=q\vec{\nu}\delta(y)\int\limits_{-\infty}^{+\infty}da\cdot\delta(x-a)\cdot\delta(z-a\cdot tg\psi-\nu t), \qquad (1)$$

где ψ – угол наклона фронта частиц к границе раздела двух сред с $\varepsilon_{1,2}$ и $\mu_{1,2}$ соответственно.

В определенной спектральной области [1] расчет можно проводить для скачкообразного изменения свойств сред, то есть считать $\varepsilon_{1,2}^{(1)}$, $\mu_{1,2}^{(1)}$ и $\varepsilon_{1,2}^{(2)}$, $\mu_{1,2}^{(2)}$ постоянными для $t<0$ и $t>0$ соответственно, считая, что их изменение происходит в момент $t=0$.

Таким образом, необходимо найти решение уравнения поля для тока (1) во всем пространстве при $t<0$ и $t>0$ при различных $\varepsilon_{1,2}^{(1,2)}$ и $\mu_{1,2}^{(1,2)}$, а затем, добавляя и частному решению при $t>0$ решение соответствующего однородного уравнения, найти амплитуды поля излучения при $t>0$ из условия сшивания полученных решений в момент $t=0$.

Разлагая ток (1) в интервал Фурье по частоте и поперечной вектору скорости нити составляющей волнового вектора $\vec{\chi}$, замечаем, что $\vec{j}_{\omega,\vec{\chi}}(z)$ отличается множителем $\delta_*(\omega,k_x)=2\pi\delta(k_x-\dfrac{\omega}{\nu_*})$ от соответствующей плотности тока точечного заряда, причем $\nu_*=\nu\cdot tg^{-1}\psi$ есть скорость сканирования частиц по границе раздела двух сред. Тогда, согласно [1], поле нити $E^{q}_{\omega,\vec{\chi}}(z)$ и $E^{r}_{\omega,\vec{\chi}}(z)$ свободное поле в соответствующей среде имеют вид

$$E^{q}_{\omega,\vec{\chi}}(z) = -i\frac{4\pi q\mu_{1,2}\left(1-\dfrac{c^2}{\nu^2}\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}\right)e^{i\frac{\omega}{\nu}z}}{(2\pi)^3\omega\left(\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}-\dfrac{c^2}{\nu^2}-\dfrac{\chi^2c^2}{\omega^2}\right)}\delta_*(\omega,k_x) \tag{2}$$

$$E^{r}_{\omega,\vec{\chi}}(z) = -i\frac{4\pi q}{(2\pi)^3\omega}a_{1,2}\exp\left\{\pm i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}-\frac{c^2}{\nu^2}-\frac{\chi^2c^2}{\omega^2}}\cdot z\right\}\delta_*(\omega,k_x) \tag{3}$$

где коэффициенты $a_{1,2}$ находятся из условия непрерывности D_n и E_τ на границе раздела сред и имеют вид

$$a_{1,2} = \mp\frac{\nu}{c}\frac{\chi^2c^2}{\omega^2}\frac{1}{\varepsilon_1\sqrt{\varepsilon_2\mu_2-\dfrac{\chi^2c^2}{\omega^2}}+\varepsilon_2\sqrt{\varepsilon_1\mu_1-\dfrac{\chi^2c^2}{\omega^2}}}\times$$

$$\times\left(\frac{1\mp\dfrac{\nu}{c}\sqrt{\varepsilon_{2,1}\mu_{2,1}-\dfrac{\chi^2c^2}{\omega^2}}}{1-\dfrac{\nu^2}{c^2}\varepsilon_{2,1}\mu_{2,1}+\dfrac{\chi^2c^2}{\omega^2}}-\frac{\dfrac{\varepsilon_{2,1}}{\varepsilon_{1,2}}\mp\dfrac{\nu}{c}\sqrt{\varepsilon_{2,1}-\dfrac{\chi^2c^2}{\omega^2}}}{1-\dfrac{\nu^2}{c^2}\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}+\dfrac{\chi^2c^2}{\omega^2}}\right) \tag{4}$$

Теперь необходимо сшить полученные решения во всем пространстве при t=0. Для этого переходим от (2) и (3) к временным зависимостям $E_{\vec{k},z}(t)$. Добавляя к найденным полям при t>0 решения однородного уравнения

$$E^{0}_{\vec{k},z}(t) = i\frac{q\nu_*}{\pi(\vec{k}\vec{\nu}_*)}\left[A_+e^{i\frac{kc}{\sqrt{\varepsilon\mu}}t}+A_-e^{i\frac{kc}{\sqrt{\varepsilon\mu}}t}\right]$$

и используя условия сшивки

$$\varepsilon^{(1)}_{1,2}E^{(1)}_{\vec{k},z}(0) = \varepsilon^{(2)}_{1,2}E^{(0)}_{\vec{k},z}(0) \qquad \vec{B}^{(1)}_{\vec{k}}(0) = \vec{B}^{(2)}_{\vec{k}}(0)$$

получим амплитуды полей излучения $A_\pm$

$$A^{\pm}_{1,2} = \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon^{(2)}_{1,2}\mu^{(2)}_{1,2}}}\left\{\begin{array}{l}\left(C^{(1)}_{1,2}-D^{(1)}_{1,2}\right)\left(\pm\dfrac{kc}{\vec{k}\vec{\nu}_*}+\varepsilon^{(1)}_{1,2}\sqrt{\dfrac{\mu^{(2)}_{1,2}}{\varepsilon^{(2)}_{1,2}}}\right)-\left(C^{(1)}_{1,2}-D^{(1)}_{1,2}\right)\times\\ \times\left(\pm\dfrac{kc}{\vec{k}\vec{\nu}_*}+\sqrt{\mu^{(2)}_{1,2}\varepsilon^{(2)}_{1,2}}\right)\end{array}\right\} \tag{5}$$

где
$$C_{1,2} = \frac{\mu_{1,2}\left(1-\dfrac{c^2}{\nu^2}\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}\right)\cdot\delta\left(k_z+k_x\dfrac{\nu_*}{\nu}\right)}{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}-\dfrac{c^2}{\nu^2}-\dfrac{\chi^2c^2}{(\vec{k}\vec{\nu}_*)^2}}$$

$$D_{1,2} = a_{1,2}(\omega = (\vec{k}\vec{v}_*)) \cdot \delta\left(k_z \mp \frac{(\vec{k}\vec{v}_*)}{c}\right)\sqrt{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2} - \frac{\chi^2 c^2}{(\vec{k}\vec{v}_*)^2}}$$

Следуя методу подсчета энергии излучения [1] получим

$$W_{1,2} = 2q^2 v_*^2 \int \varepsilon_{1,2}^{(2)} \frac{k^2}{\chi^2 (\vec{k}\vec{v}_*)^2}(A_{1,2}^{+2}(\vec{k}) + A_{1,2}^{-2}(\vec{k}))d^3\vec{k} = W_{1,2}^* + W_{1,2}^{**} \qquad (6)$$

Выражение (6) содержит энергию излучения, возникающего при трансформации собственного поля частиц W^*, пропорциональную $\left|C_{1,2}\right|^2$ и энергию W^{**}, пропорциональную $\left|D_{1,2}\right|^2$, описывающую переходное излучение сверхсветового типа в нестационарной среде. В самом деле, из выражения (5) для $D_{1,2}$ следует, что поля не затухают по оси z, если $v_* > \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$, и возможность наблюдения поля излучения в какой-либо из сред, при заданных $\varepsilon_{1,2}^{(1,2)}$, $\mu_{1,2}^{(1,2)}$ зависит от параметра сканирования v_*.

Проведя в (6) интегрирование по углам, получим для энергии излучения в единицу времени, например для W^{**} во второй среде, при изменении свойств этой среды, следующее выражение

$$\frac{dW^{**}}{dt} = \frac{q^2}{4\pi}\int\frac{d\omega}{\omega}\frac{v_* v^2(\varepsilon_2^{(1)}\mu_2^{(1)})^2(\varepsilon_2^{(1)}\sqrt{\frac{\mu_2^{(2)}}{\varepsilon_2^{(2)}}} - \sqrt{\varepsilon_2^{(1)}\mu_2^{(1)}})^2}{c^3\mu_2^{(2)}\left|\frac{v_*^2}{c^2}\varepsilon_2^{(1)}\mu_2^{(1)} - 2\right|}\times$$

$$\times\left[\frac{1}{\varepsilon_1^{(1)}\sqrt{\varepsilon_2^{(1)}\mu_2^{(1)} - \frac{c^2}{v_*^2}} + \varepsilon_2^{(1)}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1 - \frac{c^2}{v_*^2}}}\left(\frac{1 + \frac{v}{c}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1 - \frac{c^2}{v_*^2}}}{1 - \frac{v^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1 + \frac{c^2}{v_*^2}} - \frac{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2^{(1)}} + \frac{v}{c}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1 - \frac{c^2}{v_*^2}}}{1 - \frac{v^2}{c^2}\varepsilon_2^{(1)}\mu_2^{(1)} + \frac{c^2}{v_*^2}}\right)\right] \qquad (7)$$

Аналогичные выражения могут быть получены для любой среды при скачкообразном изменении свойств в любой из сред. Анализ соответствующих выражений показывает, что W^{**} может превышать W^* при скачкообразном изменении магнитной проницаемости сред и может выделено из спектра излучения W^* по характерной для сверхсветового движения угловой характеристике.

Список литературы

1. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984.
2. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1981.
3. Манева Г.М. Краткие сообщения по физике /ФИАН СССР. №2. С. 21.