ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXX, № 11 РАДИОФИЗИКА 1987

УДК 621 384 65

# ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ ПРИ ЕЕ ПРОИЗВОЛЬНОМ ДВИЖЕНИИ В ВОЛНОВОДЕ

*К. А. Барсуков, Э. А. Беглоян, Э. М. Лазиев, Н. В. Рязанцева*

Рассматривается излучение точечной заряженной частицы, движущейся произвольным образом в регулярном волноводе Найдены поля этой частицы и энергия ее излучения Исследованы частные случаи излучения при плавном изменении скорости частицы на конечном участке траектории, параллельной оси волновода, и при мгновенном скачке скорости частицы.

Излучение точечного заряда, движущегося в неограниченном пространстве, определяется хорошо известными потенциалами Лиенара — Вихерта [1]. Вместе с тем, в большом числе задач приходится рассматривать излучение заряженных частиц, движущихся в волноводах или в резонаторах. Оказывается возможным получить общие соотношения, аналогичные спектральным разложениям потенциалов Лиенара — Вихерта, для произвольного закона движения заряда в волноводе.

Рассмотрим цилиндрический волновод произвольного поперечного сечения с идеально проводящими стенками и осью, направленной вдоль оси $0z$ некоторой декартовой системы координат. Поле в таком волноводе представляется в виде системы ТМ- и ТЕ-волн. В качестве потенциалов этих волн удобнее всего выбрать продольные составляющие электрического и магнитного векторов полей $E_z$ и $H_z$, удовлетворяющих уравнениям

$$\Delta E_{\omega,z}+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon E_{\omega,z}=\frac{4i\pi\omega}{c^2}j_{\omega,z}+\frac{4\pi}{\varepsilon}\frac{\partial\rho_\omega}{\partial z},$$

$$\Delta H_{\omega,z}+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon H_{\omega,z}=-\frac{4\pi}{c}\operatorname{rot}_z j_\omega, \tag{1}$$

$\omega$ указывает на фурье-составляющую соответствующей величины.

Решение уравнений (1) ищем в виде,

$$E_{\omega,z}=\sum_{n=1}^{\infty}E_{\omega,n}(z)\,\psi_n(x,y),\qquad H_{\omega,z}=\sum_{n=1}^{\infty}H_{\omega,n}(z)\,\hat\psi_n(x,y), \tag{2}$$

разложения по ортонормированным собственным функциям $\psi_n(x,y)$ и $\hat\psi_n(x,y)$ соответственно первой и второй краевых задач для поперечного сечения волновода. Эти функции удовлетворяют уравнениям

$$\begin{gathered}\Delta_\perp\psi_n(x,y)+\lambda_n^2\psi_n(x,y)=0,\\ \Delta_\perp\hat\psi_n(x,y)+\hat\lambda_n^2\hat\psi_n(x,y)=0,\end{gathered} \tag{3}$$

где $\lambda_n$ и $\hat\lambda_n$ — собственные значения,

$$\Delta_\perp=\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial y^2.$$

Поперечные компоненты полей определяются соотношениями:

для ТМ-волн —

$$E_{\omega,\tau}=\sum_{n=1}^{\infty}\lambda_n^{-2}\frac{\partial E_{\omega,n}(z)}{\partial z}\nabla\psi_n(x,y),\quad H_{\omega,\tau}=i\frac{\omega}{c}\varepsilon\sum_{n=1}^{\infty}\lambda_n^{-2}E_{\omega,n}(z)[z_0\nabla\psi_n(x,y)],\tag{4}$$

для ТЕ-волны —

$$E_{\omega,\tau}=-i\frac{\omega}{c}\sum_{n=1}^{\infty}\hat{\lambda}_n^{-2}H_{\omega,n}(z)\,[z_0\nabla\hat{\psi}_n(x,y)],$$

$$H_{\omega,\tau}=-\sum_{n=1}^{\infty}\hat{\lambda}_n^{-2}\frac{\partial H_{\omega,n}(z)}{\partial z}\nabla\hat{\psi}_n(x,y),\tag{5}$$

где $z_0$ — орт оси $0z$.

Пусть в волноводе по произвольному закону движется частица с зарядом $q$ по траектории $x=\overline{x}(t)$, $y=\overline{y}(t)$, $z=\overline{z}(t)$.

Плотность тока и заряда движущейся частицы определяются выражениями

$$j=q\boldsymbol{v}(t)\delta(M-\overline{M}(t)),$$

$$\rho=q\delta(M-\overline{M}(t)),\tag{6}$$

где $M$ — точка с координатами $x$, $y$, $z$; $\overline{M}(t)$ — с координатами $\overline{x}(t)$, $\overline{y}(t)$, $\overline{z}(t)$.

Будем искать $E_{\omega,n}(z)$ и $H_{\omega,n}(z)$ в виде интегралов Фурье по координате $z$:

$$E_{\omega,n}(z)=\int_{-\infty}^{+\infty}E_{\omega,n,\eta}\,e^{-i\eta z}\,d\eta,$$

$$H_{\omega,n}(z)=\int_{-\infty}^{+\infty}H_{\omega,n,\eta}\,e^{-i\eta z}\,d\eta.\tag{7}$$

Обозначим правые части первого и второго уравнений (1) соответственно через $J'_{\omega,n}$ и $J''_{\omega,n}$. Разложение $J'_{\omega,n}$ и $J''_{\omega,n}$ по собственным функциям $\psi_n(x,y)$ и $\hat{\psi}_n(x,y)$ и в интеграл Фурье по $z$ приводит к следующим выражениям для фурье-компонент $J'_{\omega,n}(z)$ и $J''_{\omega,n}(z)$:

для ТМ-волн —

$$J'_{\omega,n}(z)=\frac{q}{\pi\varepsilon\omega}\iint\left[iv_z(t)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\eta^2\right)\psi_n(\overline{x}(t),\overline{y}(t))-\right.$$

$$\left.-\eta(\boldsymbol{v}(t)\nabla\psi_n(\overline{x}(t),\overline{y}(t)))\right]e^{-i\omega t-i\eta(z-z(t))}dt\,d\eta,\tag{8}$$

для ТЕ-волны —

$$J''_{\omega,n}(z)=-\frac{q}{c\pi}\iint[\boldsymbol{v}(t)\nabla\hat{\psi}_n(\overline{x}(t),\overline{y}(t))]_z\,e^{-i\omega t-i\eta(z-z(t))}dt\,d\eta.\tag{9}$$

В (8) интегрирование по времени ведется по тем значениям, при которых траектория частицы находится внутри волновода.

Из (1) при помощи (8) и (9) нетрудно получить выражения для $E_{\omega,n}(z)$ и $H_{\omega,n}(z)$:

$$E_{\omega,n}(z)=\frac{iq}{\pi\varepsilon\omega}\iint\left\{v_z(t)\left[\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\eta^2\right)\psi_n(\overline{x}(t),\overline{y}(t))-\right.\right.$$

$$- \eta (\boldsymbol{v}(t) \nabla \psi_n(\bar{x}(t), \bar{y}(t)) ]\Big\} \left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon - \lambda_n^2 - \eta^2\right)^{-1} e^{-i\eta(z-\bar{z}(t))}\, d\eta\, dt,$$

$$H_{\omega,n}(z) = \frac{q}{c\pi} \iint \frac{[\boldsymbol{v}(t) \nabla \psi_n(\bar{x}(t), \bar{y}(t))]_z}{\eta^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon - \hat{\lambda}_n^2} e^{-i\eta(z-\bar{z}(t))}\, d\eta\, dt.$$

Интегралы по $\eta$ вычисляются стандартным образом в плоскости комплексной переменной $\eta = \eta' + i\eta''$ с учетом условий излучения. Эти условия приводят к обходу полюсов $\eta = \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon - \lambda_n^2}$, $\eta = \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon - \hat{\lambda}_n^2}$ в (9), показанному на рис. 1.

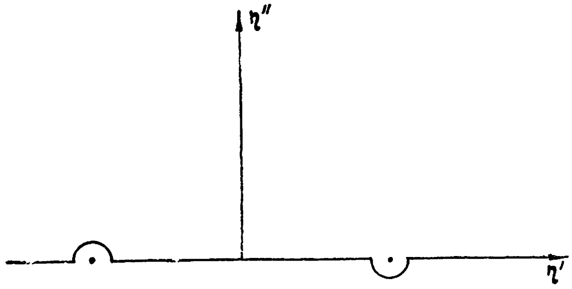


Рис. 1. Контур интегрирования интегралов в (9) в комплексной плоскости $\eta = \eta' + i\eta''$.

В результате для $E_{\omega,n}(z)$ и $H_{\omega,n}(z)$ получаем

$$E_{\omega,n}(z) = -\frac{q\lambda_n^2}{\varepsilon\omega\gamma_n} \int_t v_z(t) \psi_n(\bar{x}(t), \bar{y}(t)) \exp[-i\gamma_n |z - \bar{z}(t)| - i\omega t]\, dt +$$

$$+ \frac{q}{i\omega\varepsilon} \int_t (\boldsymbol{v}(t) \nabla \psi_n(\bar{x}(t), \bar{y}(t))) \times \tag{10}$$

$$\times \exp[-i\gamma_n |z - \bar{z}(t)| - i\omega t]\, \mathrm{sgn}|z - \bar{z}(t)|\, dt,$$

$$H_{\omega,n}(z) = -\frac{iq}{c\hat{\gamma}_n} \int_t [\boldsymbol{v}(t) \nabla \hat{\psi}_n(\bar{x}(t), \bar{y}(t))]_z \times$$

$$\times \exp[-i\hat{\gamma}_n |z - z(t)| - i\omega t]\, dt,$$

где $\gamma_n = \sqrt{(\omega^2/c^2)\varepsilon - \lambda_n^2}$, $\hat{\gamma}_n = \sqrt{(\omega^2/c^2)\varepsilon - \hat{\lambda}_n^2}$ — постоянные распространения ТМ- и ТЕ- волн соответственно.

Формулы (10) решают поставленную задачу и вместе с (4), (6) позволяют определить поля излучения частицы в волноводе при произвольном законе движения. В частности, при $\bar{x}(t) = v_x(t)$, $\bar{y}(t) = y_0$, $\bar{z}(t) = 0$ (10) преобразуются в формулы для полей излучения заряда, пересекающего волновод перпендикулярно его оси [2], а при $\bar{x}(t) = x_0$, $\bar{y}(t) = y_0$, $\bar{z}(t) = v_z t$ — в формулы для полей излучения заряда, движущегося вдоль оси цилиндрического волновода [3]. Из (10) следует, что продольная составляющая скорости частицы возбуждает лишь ТМ-волны (первый член в (10)), а поперечная составляющая — ТМ- и ТЕ-волны.

Ниже рассмотрим два примера, иллюстрирующих применение формул (10).

1. Пусть при $t<0$ уравнение движения частицы есть $\bar{z}(t)=v_1t$, а при $t>0$ — $\bar{z}(t)=v_2t$ и частица пересекает поперечное сечение волновода в точках $x_0$, $y_0$.

В интересующем нас случае в волноводе возникают лишь TM-волны (первое слагаемое в (10)). В точке наблюдения, находящейся в области $z<0$, интеграл (10) преобразуется к виду

$$E_{\omega,n}(z)=-\frac{q\lambda_n^2}{\varepsilon\omega\gamma_n}\psi_n(x_0,y_0)\Big\{v_1\exp(-i\gamma_n z)\times$$
$$\times\int\limits_{-\infty}^{z/v_1}\exp(-i\gamma_n v_1 t-i\omega t)\,dt+v_1\exp(i\gamma_n z)\times \tag{11}$$
$$\times\int\limits_{z/v_1}^{0}\exp(-i\gamma_n v_1 t-i\omega t)\,dt+v_2\exp(i\gamma_n z)\int\limits_{0}^{\infty}\exp(i\gamma_n v_2 t-i\omega t)\,dt\Big\}.$$

Первое слагаемое в (2) описывает волну, создаваемую частью траектории частицы, находящейся левее точки наблюдения, и распространяющуюся в направлении движения частицы. Второе и третье слагаемые описывают волны, возникающие на части траектории правее точки наблюдения и распространяющиеся в противоположном направлении. Сходимость интегралов обеспечивается введением малого затухания в волноводе, приводящего к малой мнимой части у постоянной распространения $\gamma_n$.

Аналогичные (11) формулы можно записать и для точки наблюдения, находящейся в области $z>0$. Окончательно для полей в областях $z>0$ и $z<0$ получаем

$$E^-_{\omega,n}(z)=\frac{2q\lambda_n^2\psi_n(x_0,y_0)}{i\omega\varepsilon}\,\frac{\exp(i\omega z/v_1)}{\lambda_n^2+(\omega^2/v_1^2)(1-\beta_1^2\varepsilon)}+$$
$$+\frac{q\lambda_n^2\psi_n(x_0,y_0)}{i\,\omega\,\varepsilon\,\gamma_n}\left(\frac{1}{\gamma_n+\omega/v_1}-\frac{1}{\gamma_n+\omega/v_2}\right)\exp(i\gamma_n z), \tag{12}$$
$$\beta_1=v_1/c$$

для $z<0$;

$$E^+_{\omega,n}(z)=\frac{2q\lambda_n^2\psi_n(x_0,y_0)}{i\omega\varepsilon}\,\frac{\exp(-i\omega z/v_2)}{\lambda_n^2+(\omega^2/v_2^2)(1-\beta_2^2\varepsilon)}-$$
$$-\frac{q\lambda_n^2\psi_n(x_0,y_0)}{i\,\omega\,\varepsilon\,\gamma_n}\left(\frac{1}{\gamma_n-\omega/v_1}-\frac{1}{\gamma_n-\omega/v_2}\right)\exp(-i\gamma_n z), \tag{13}$$
$$\beta_2=v_2/c$$

для $z>0$.

В выражениях (12) и (13) первые слагаемые описывают собственное поле заряда при его постоянной скорости движения. При выполнении условий $\beta_1^2\varepsilon\gg1$ и $\beta_2^2\varepsilon\gg1$ в волноводе возникает излучение Вавилова — Черенкова. Это излучение детально исследовано в [3].

Вторые слагаемые в (12) и (13) описывают излучение, возникающее из-за изменения скорости заряда от $v_1$ до $v_2$. Они представляют собой разность двух величин вида

$$l_n^{\pm}=1/(\gamma_n\pm\omega/v) \tag{14}$$

и имеют смысл зоны формирования излучения при изменении скорости заряда, причем знак (—) в направлении движения заряда, знак (+) — в противоположном направлении.

Действительно, предположим, на траектории движения заряда расположены неподвижные гармонические осцилляторы с плотностью, пропорциональной $\exp(-i\omega z/v)$. Рассмотрим волну, движущуюся в направлении движения заряда. Волна, испущенная левым концом некоторого отрезка траектории $l_n$, будет складываться с волнами, испущенными последующими точками отрезка, до тех пор, пока набег фазы волны и фаза соответствующего осциллятора не будут отличаться на $\pi$:

$$-\gamma_n l_n + (\omega/v) l_n = \pi, \tag{15}$$

откуда для зоны формирования излучения получаем

$$l_n = \pi/(\omega/v - \gamma_n), \tag{16}$$

что с точностью до $\pi$ совпадает с (14).

Аналогичные вычисления можно проделать и для обратной волны. При переходе к безграничному пространству (14) совпадает с зоной формирования переходного излучения [5]. Действительно, $\gamma_n$ имеет смысл $z$-й компоненты волнового вектора плоской волны, распространяющейся под углом $\theta$ к оси $0z$:

$$\gamma_n = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon}\cos\theta$$

и (17)

$$l_n^{\pm} = \pi v/[\omega(1 - \beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta)].$$

Поскольку дисперсия диэлектрика в радиообласти несущественна, то зона формирования излучения для обратной волны монотонно убывает с ростом частоты, а для прямой волны имеется максимум на частотах, удовлетворяющих условию

$$d\omega/d\gamma_n = v. \tag{18}$$

Это условие равенства скорости частицы и групповой скорости волны. На частотах, удовлетворяющих (18), поле частицы наиболее долго взаимодействует с той группой частот, волновой пакет из которых движется с групповой скоростью, равной скорости частицы. На некотором расстоянии от скачка этот пакет расплывается из-за дисперсии волновода, и поэтому взаимодействие заряда с полем излучения прекращается.

При отсутствии дисперсии диэлектрика (16) можно решить в явной форме:

$$\omega_{n\,\max} = \omega_{n\,\text{гр}}/\sqrt{1 - \beta^2\varepsilon}, \tag{19}$$

где $\omega_{n\,\text{гр}}$ — граничная частота волновода. В случае нерелятивистских скоростей заряда $\omega_{n\,\max}$ сдвигается почти к граничной частоте волновода.

Энергия излучения в волноводе обусловлена скачком скорости заряда и излучением Вавилова — Черенкова. Первую часть мы можем посчитать как поток вектора Пойнтинга через поперечное сечение волновода по формуле

$$W_n = \int\limits_{\omega_{n\,\text{кр}}}^{\infty} \frac{\varepsilon\gamma_n}{\lambda_n^2} |E_{\omega,n}(z)|^2 \omega d\omega. \tag{20}$$

Подставляя в (20) вторые слагаемые из (3) и (4), получаем

$$W_n^+ = q^2 \lambda_n^2 |\psi_n(x_0, y_0)|^2 \int\limits_{\omega_{n\,\text{кр}}}^{\infty} \frac{(v_2 - v_1)^2 \omega d\omega}{\varepsilon\gamma_n v_1 v_2 (\gamma_n - \omega/v_1)^2 (\gamma_n - \omega/v_2)^2},$$

(21a)

$$W_n^- = q^2 \lambda_n^2 |\psi_n(x_0, y_0)|^2 \int\limits_{\omega_{n\,\text{кр}}}^{\infty} \frac{(v_2 - v_1)^2 \omega d\omega}{\varepsilon\gamma_n v_1 v_2 (\gamma_n + \omega/v_1)^2 (\gamma_n + \omega/v_2)^2}.$$

Как и следовало ожидать, при $v_1 = v_2$ выражения (21) обращаются в нуль.

Если в волноводе выполняются условия возникновения излучения Вавилова — Черенкова $\beta_1^2 \varepsilon \gg 1$ или $\beta_2^2 \varepsilon \gg 1$, то для получения выражений для полной энергии излучения к (21) следует прибавить энергию излучения Вавилова — Черенкова. Ее можно вычислить как потери заряда на излучение на единице длины пути [3]:

$$\frac{\partial W_{\text{н ч р}}}{\partial z} = 2iq^2 |\psi_n(x_0, y_0)|^2 \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\beta^2\varepsilon - 1)\,\omega d\omega}{\varepsilon\,[\lambda_n^2 + (\omega^2/v^2)(1 - \beta^2\varepsilon)]}\,. \tag{21б}$$

Если условие возникновения излучения Вавилова — Черенкова в волноводе выполняется при скорости частицы $v = v_1$, то в (21б) следует подставить $\beta = v_1/c$. Если же условие возникновения излучения Вавилова — Черенкова выполняется при скорости частицы $v = v_2$, то $\beta = v_2/c$.

**2.** Реально изменение скорости частицы происходит в конечном пространстве волновода. В качестве второго примера рассмотрим случай, когда область формирования излучения определяется неравенством $z_1 < z < z_2$. Предположим, частица движется вдоль оси $0z$ и ее скорость при $t = -\infty$ равна $v = u_1$, а при $t = +\infty$ — $v = u_2$. На отрезке $z_1 < z < z_2$ скорость частицы изменяется, так же как и в [5], по закону

$$v_z(t) = v_1 + v_2 \operatorname{th}(\alpha t), \tag{22}$$

где $v_1 = (u_1 + u_2)/2$, $v_2 = (u_2 - u_1)/2$,

соответственно

$$z(t) = v_1 t + (v_2/\alpha) \ln \operatorname{ch}(\alpha t), \tag{23}$$

$T = \alpha^{-1}$ — время формирования излучения.

Нетрудно видеть, что в волноводе, как и в случае, рассмотренном в п. 1, будут возбуждаться лишь ТМ-волны вида

$$E_{\omega,n} = A_n^{\pm} \exp(\mp i\gamma_n z),$$

где верхние знаки соответствуют $z > z_2$, а нижние — $z < z_2$, причем амплитуды $A_n^{\pm}$ определяются выражениями

$$A_n^{+} = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} (v_1 + v_2 \operatorname{th}(\alpha t)) \exp\left[i\left(v_1 t + \frac{v_2}{\alpha} \ln \operatorname{ch}(\alpha t) - \omega t\right)\right] dt$$

для области $z > z_2$,

$$A_n^{-} = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} (v_1 + v_2 \operatorname{th}(\alpha t)) \exp\left[-i\left(v_1 t - \frac{v^2}{\alpha} \ln \operatorname{ch}(\alpha t) + \omega t\right)\right] dt \tag{24}$$

для области $z < z_1$.

Интегралы в (24) можно выразить через гамма-функции, если перейти от переменной $t$ к переменной $S$ заменой

$$S = e^{\alpha t}. \tag{25}$$

После несложных вычислений из (10) для полей излучения получаем

$$E_{\omega,n}^{-} = \frac{q\lambda_n^2}{\varepsilon\gamma_n^2 \alpha} 2^{i\gamma_n v_2/\alpha - 1} e^{i\gamma_n z} \times$$

$$\times \frac{\Gamma[(i/2\alpha)(\gamma_n u_1 + \omega)]\,\Gamma[(i/2\alpha)(\gamma_n u_2 + \omega)]}{\Gamma[(i/\alpha)\gamma_n (u_2 - u_1)]} \psi_n(M_0)$$

для $z < z_1$,

$$E^{+}_{\omega,n} = -\frac{q\lambda_n^2}{\varepsilon\gamma_n^2\alpha} 2^{-i\gamma_n v_2/\alpha - 1} e^{-i\gamma_n z} \times$$

$$\times \frac{\Gamma[(i/2\alpha)(\gamma_n u_1 - \omega)]\Gamma[(i/2\alpha)(\gamma_n u_2 - \omega)]}{\Gamma[(-i/\alpha)\gamma_n(u_2 - u_1)]} \psi_n(M_0) \tag{26}$$

для $z > z_2$.

Энергию излучения вычислим как поток вектора Пойнтинга через поперечные сечения волновода в областях $z < z_1$ и $z > z_2$. Подставляя (26) в (20) и используя известное свойство гамма-функции

$$\Gamma(ix) = \pi/x \operatorname{sh} x,$$

для потока энергии излучения окончательно получаем

$$W_n^{+} = \frac{\pi q^2(u_2 - u_1)}{2\alpha} \int\limits_{\omega_{n\,\text{кр}}}^{\infty} \frac{\lambda_n^2}{\varepsilon\gamma_n^2} \left[\operatorname{sh}\left(\frac{\pi\gamma_n}{\alpha} (u_2 - u_1) \,|\psi_n(M_0)|^2 \omega d\omega\right)\right] \times$$

$$\times \left[(\gamma_n u_1 - \omega)(\gamma_n u_2 - \omega) \operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2\alpha}(\gamma_n u_1 - \omega)\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2\alpha}(\gamma_n u_2 - \omega)\right)\right]^{-1}$$

для $z > z_2$,

$$W_n^{-} = \frac{\pi q^2(u_2 - u_1)}{2\alpha} \int\limits_{\omega_{n\,\text{кр}}}^{\infty} \frac{\lambda_n^2}{\varepsilon\gamma_n^2} \left[\operatorname{sh}\left(\frac{\pi\gamma_n}{\alpha}(u_2 - u_1)\right) |\psi_n(M_0)|^2 \omega d\omega\right] \times$$

$$\times \left[(\gamma_n u_1 + \omega)(\gamma_n u_2 + \omega) \operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2\alpha}(\gamma_n u_1 + \omega)\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2\alpha}(\gamma_n u_2 + \omega)\right)\right]^{-1} \tag{27}$$

для $z < z_1$.

При выполнении условий малости времени перестройки скорости частицы по сравнению с временем формирования излучения для скоростей $u_1$ и $u_2$

$$T/t_1 \ll 1 \quad \text{и} \quad T/t_2 \ll 1,$$

где $t_1 = 1/(\gamma_n u_1 - \omega)$, $t_2 = 1/(\gamma_n u_2 - \omega)$, подынтегральные выражения в (27) можно разложить в ряд по степеням малого параметра. Первый член этого разложения совпадает со вторыми членами выражений (21), которые описывают энергию излучения заряда при мгновенном изменении его скорости.

## ЛИТЕРАТУРА


1. Ландау Л Д, Лифшиц Е М. Теория поля — М.· Наука, 1973
2. Барсуков К. А, Беглоян Э А, Газазян Э. Д., Лазиев Э. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, **15**, № 4, с. 586.
3. Газазян Э. Д., Лазиев Э. М. — Изв АН АрмССР Сер. Физико-математических наук, 1963, **16**, № 2, с. 79.
4 Болотовский Б. М. Высокочастотная асимптотика спектра излучения релятивистских заряженных частиц в классической теории. — М.: МИФИ, 1982. — 48 с.
5. Болотовский Б. М., Давыдов В А — Изв вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 2, с. 231.



Поступила в редакцию
6 января 1986 г.


## CHARGED PARTICLE RADIATION AT ITS ARBITRARY MOTION IN THE WAVEGUIDE


*K. A. Barsukov, E. A. Begloyan, E. M. Laziev, N. V. Ryazantseva*



The radiation of the point charged particle moving arbitrarily in a regular waveguide is considered. Fields of the particle and its radiation energy are found. Considered is also the radiation at the smooth variation in the particle velocity on a finite part of the trajectory parallel to the waveguide axis as well as at an instantaneous jump in the particle velocity.