индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-412(19)-80

Э.Д.ГАЗАЗЯН, Э.М.ЛАЗИЕВ, А.Д.ТЕР-ПОГОСЯН

ПОЛЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ И ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА В ВОЛНОВОДЕ С БЕСКОНЕЧНОЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДОЙ

ԵՐԵՎԱՆ 1980 ЕРЕВАН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-412(19)-80

Э.Д.ГАЗАЗЯН, Э.М.ЛАЗИЕВ, А.Д.ТЕР-ПОГОСЯН

ПОЛЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ И ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА В ВОЛНОВОДЕ С БЕСКОНЕЧНОЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДОЙ

Ереван 1980

В работе [1] на основании уравнений классической электродинамики получены выражения для поля и потерь энергии заряда в движущейся среде, в том числе, для потерь, обусловленных излучением Вавилова-Черенкова. В [2] исследовано излучение заряда, перемещающегося вдоль оси цилиндрического канала в движущейся среде, заполненного другой движущейся средой, в частности, получено выражение для поляризационных потерь в волноводе, заполненном движущейся плазмой. Целью настоящей работы является исследование черенковского излучения в волноводе, заполненном движущейся средой.

Рассмотрим регулярный волновод с образующими, параллельными оси z, заполненный бесконечной средой, движущейся со скоростью $V_z = V$ относительно стенок волновода. Проводимость металлических стенок бесконечно большая. Диэлектрическая и магнитная проницаемости среды в системе ее покоя K' – $\varepsilon(\omega')$ и $\mu(\omega')$. Вдоль оси волновода (x_0, y_0, z) со скоростью $u_z = u$ относительно его стенок движется частица с зарядом e. Опишем поле заряда в системе наблюдения K, связанной со стенками волновода. Плотности тока j_z и заряда ρ, заданные в системе наблюдения, имеют следующий вид:

$$j_z = eu\delta(x-x_0)\delta(y-y_0)\delta(z-ut)\ ; \qquad \rho = j_z/u\ . \tag{I}$$

Основными уравнениями в этой системе являются инвариантные относительно преобразований Лоренца уравнения Максвелла и материальные уравнения Минковского

$$\begin{aligned} &\vec{D} + \tfrac{1}{c}[\vec{v}\vec{H}] = \varepsilon(\vec{E} + \tfrac{1}{c}[\vec{v}\vec{B}]), \\ &\vec{B} + \tfrac{1}{c}[\vec{E}\vec{v}] = \mu(\vec{H} + \tfrac{1}{c}[\vec{D}\vec{v}]); \end{aligned} \tag{2}$$

в которых аргументом ε и μ является частота в системе покоя среды

$$\omega' = \omega\,\frac{1-\frac{v}{u}}{\sqrt{1-\beta^2}}\ ; \qquad (\beta \equiv \frac{v}{c}) \tag{3}$$

ω – частота в системе наблюдения.

Введем скалярный потенциал φ и векторный потенциал $\vec{A}$, который из соображения симметрии обладает только продольной компонентой A_z. Отсюда же следует, что ток (I) может возбуждать лишь E-волны. Поля выражаются через потенциалы обычным образом:

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} - \mathrm{grad}\,\varphi\ ; \qquad \vec{B} = \mathrm{rot}\,\vec{A}\ . \tag{4}$$

Волновые уравнения, которым удовлетворяют потенциалы, имеют следующий вид [3] :

$$\begin{aligned} &\hat{L}\ A_z = -\frac{4\pi\mu B}{c}\, j_z\ , \\ &\hat{L}\ \varphi = -\frac{4\pi\mu C}{u}\, j_z\ ; \end{aligned} \tag{5}$$

где

$$\hat{L} = \nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\varepsilon\mu-1}{c^2(1-\beta^2)}\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\nabla_z\right)^2 ,$$

$$B = 1 - \frac{\varepsilon\mu-1}{\varepsilon\mu(1-\beta^2)}\,\frac{v}{u}\left(1-\frac{uv}{c^2}\right) ,$$

$$C = 1 - \frac{\varepsilon\mu-1}{\varepsilon\mu(1-\beta^2)}\left(1-\frac{uv}{c^2}\right) .$$

Разложим потенциал и плотность тока в интеграл Фурье по частотам:

$$A_z = \int_{-\infty}^{\infty} A_{z\omega}\, e^{i\omega t} d\omega, \quad \varphi = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_\omega\, e^{i\omega t} d\omega, \quad j_z = \int_{-\infty}^{\infty} j_{z\omega}\, e^{i\omega t} d\omega; \tag{6}$$

где $\quad j_{z\omega} = \frac{e}{2\pi}\, e^{-i\frac{\omega}{u}z} \sum_n \psi_n \psi_{n0}$,

$\psi_n \equiv \psi_n(x,y)$ – собственные функции первой краевой задачи для поперечного сечения волновода, соответствующие собственным значениям $\varkappa_n$, $\psi_{n0} \equiv \psi_n(x_0, y_0)$. Подставив (6) и (5), найдем решения для фурье-компонент потенциалов:

$$\begin{aligned} A_{z\omega} &= \frac{2e\mu B}{c}\, e^{-i\frac{\omega}{u}z} \sum_n \frac{\psi_n \psi_{n0}}{S_n} , \\ \varphi_\omega &= \frac{2e\mu C}{u}\, e^{-i\frac{\omega}{u}z} \sum_n \frac{\psi_n \psi_{n0}}{S_n} ; \end{aligned} \tag{7}$$

где

$$S_n = \varkappa_n^2 - \alpha^2\,\frac{\omega^2}{u^2} ,$$

$$\alpha^2 = \frac{\varepsilon\mu\frac{u^2}{c^2}\left(1-\frac{v}{u}\right)^2 - \left(1-\frac{uv}{c^2}\right)^2}{1-\beta^2} .$$

С помощью выражений (6), (7) для векторного и скалярного потенциалов определим из (4) векторы напряженностей электрического поля $\vec{E}$ и магнитной индукции $\vec{B}$:

$$\vec{E}_\tau = -\frac{2e}{u}\sum_n \vec{\nabla}_\tau \psi_n \psi_{n0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mu C e^{i(\omega t - \frac{\omega}{u}z)}}{S_n}\, d\omega ,$$

$$E_z = -\frac{2ie}{u^2}\sum_n \psi_n \psi_{n0} \int_{-\infty}^{-\infty} \frac{\mu\left(\frac{u^2}{c^2}B - C\right)\omega e^{i(\omega t - \frac{\omega}{u}z)}}{S_n}\, d\omega ; \tag{8}$$

$$\vec{B}_\tau = \frac{2e}{c}\sum_n [\vec{\nabla}_\tau \psi_n, \hat{z}]\psi_{no}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mu B e^{i(\omega t - \frac{\omega}{u}z)}}{S_n}\,d\omega,$$

$$B_z = 0. \tag{9}$$

Здесь $\hat{z}$ – орт оси z, индексом τ обозначены поперечные компоненты полей, $\vec{\nabla}_\tau = \hat{i}\frac{\partial}{\partial x} + \hat{j}\frac{\partial}{\partial y}$. Для определения векторов напряженностей магнитного поля $\vec{H}$ и электрической индукции $\vec{D}$ необходимо уже воспользоваться материальными уравнениями (2) и выражениями (8) и (9):

$$\vec{H}_\tau = \frac{2e}{c}\sum_n [\vec{\nabla}_\tau \psi_n, \hat{z}]\psi_{no}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{i(\omega t - \frac{\omega}{u}z)}}{S_n}\,d\omega, \tag{I0}$$

$$H_z = 0;$$

$$\vec{D}_\tau = -\frac{2e}{u}\sum_n \vec{\nabla}_\tau \psi_n \psi_{no}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{i(\omega t - \frac{\omega}{u}z)}}{S_n}\,d\omega, \tag{II}$$

$$D_z = -\frac{2ie}{u^2}\sum_n \psi_n \psi_{no}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\varepsilon\mu(\frac{u^2}{c^2}B - C)\omega e^{i(\omega t - \frac{\omega}{u}z)}}{S_n}\,d\omega.$$

Формулы (8)-(II) описывают полное поле заряда. Для покоящейся среды ($v = 0$) они совпадают с результатами работы [4], а при $u = 0$ описывают поле покоящегося заряда в среде, движущейся со скоростью v. Так же, как и в случае безграничного пространства [5], при $u = 0$ магнитное поле $H = 0$, однако поперечная составляющая вектора магнитной индукции $\vec{B}_\tau$ отлична от нуля. В этом можно убедиться, произведя в выражениях (8) - (II) замену переменной $\frac{\omega}{u} = \gamma$ ($\frac{d\omega}{u} = d\gamma$) и затем подставив $u = 0$:

$$\vec{E}_\tau = 2e\sum_n \vec{\nabla}_\tau \psi_n \psi_{no}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{(\varepsilon\mu\beta^2 - 1)e^{-i\gamma z}}{\varepsilon S_n}\,d\gamma,$$

$$E_z = -2ie\sum_n \psi_n \psi_{no}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{(\varepsilon\mu\beta^2 - 1)\gamma e^{-i\gamma z}}{\varepsilon S_n}\,d\gamma,$$

$$\vec{D}_\tau = -2e\sum_n \vec{\nabla}_\tau \psi_n \psi_{no}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-i\gamma z}}{S_n}\,d\gamma,$$

$$D_z = -2ie\sum_n \psi_n \psi_{no}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{(\varepsilon\mu\beta^2 - 1)\gamma e^{-i\gamma z}}{S_n}\,d\gamma,$$

$$\vec{H} = 0, \quad B_z = 0,$$

$$\vec{B}_\tau = -2e\beta\sum_n [\vec{\nabla}_\tau \psi_n, \hat{z}]\psi_{no}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{(\varepsilon\mu - 1)e^{-i\gamma z}}{\varepsilon S_n}\,d\gamma.$$

Здесь $S_n = (1-\beta^2)\varkappa_n^2 - (\varepsilon\mu\beta^2 - 1)\gamma^2$, а аргументом ε, μ является величина $-\gamma v/\sqrt{1-\beta^2}$.

Рассчитаем в системе наблюдения K силу F_z, действующую на заряд, или энергию излучения на единицу длины пути заряда $\frac{\partial W}{\partial z}$:

$$F_z = -\frac{\partial W}{\partial z} = \int \rho E_z\,dV. \tag{I2}$$

Подставив в (I2) значение E_z из (8) , получим:

$$F_z = -\frac{\partial W}{\partial z} = \frac{2ie^2}{u^2}\sum_n \psi_{no}^2\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\alpha^2\omega}{\varepsilon(\alpha^2\frac{\omega^2}{u^2} - \varkappa_n^2)}\,d\omega. \tag{I3}$$

Вклад в интеграл (I3) дают только полюсы на пути интегрирования. Поляризационные потери, обусловленные полюсом $\varepsilon = 0$, мы не рассматриваем. Положив $\varepsilon \neq 0$, обратимся к полюсу

$$\alpha^2\frac{\omega^2}{u^2} - \varkappa_n^2 = 0 \tag{I4}$$

определяющему черенковское излучение. Уравнение (I4) может выполняться для тех частот, для которых α^2 положительная величина. Перепишем α^2 в следующем виде:

$$\alpha^2 = \frac{(1-\frac{uv}{c^2})^2}{1-\beta^2}(\varepsilon\mu\beta_{отн}^2 - 1),$$

где $\beta_{отн} \cdot C = \frac{u-v}{1-\frac{uv}{c^2}}$ – относительная скорость заряда и среды (скорость заряда в системе покоя среды $u' = \beta_{отн} \cdot C$). Тогда $\alpha^2 > 0$ эквивалентно следующим двум условиям

$$\beta_{отн} > \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \; ; \qquad (I5а)$$

$$\beta_{отн} < -\frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \; ; \qquad (I5б)$$

причем первое из условий (I5) имеет место при положительных $\beta_{отн}$ ($u-v > 0$), второе – при отрицательных $\beta_{отн}$ $(u-v<0)$. Заметим, что одновременно оба условия (I5) не могут осуществляться, так как при заданной скорости заряда они выполняются при различных скоростях движения среды.

Вычислим вклад в интеграл (I3) на черенковских частотах $\omega_{чер\, n}$, определяемых как корни уравнения (I4). Введем с этой целью малое затухание среды. Обходя соответствующим образом полюсы $\omega_{чер\, n}$ и устремляя в конечном результате затухание к нулю, получаем:

$$F_z = -\frac{\partial W}{\partial z} = -2e^2\pi\, \mathrm{sgn}\,(u-v) \sum_n \psi_{no}^2 \frac{1}{\left\{\varepsilon \left|1 + \frac{\omega}{\alpha}\frac{d\alpha}{d\omega}\right|\right\}_{\omega=\omega_{чер\, n}}} , \qquad (I6)$$

Знаковая функция в (I6) имеет простой физический смысл. Прежде всего покажем, что сила, действующая на заряд в системе наблюдения К, по величине и направлению равна силе, действующей на заряд, движущийся со скоростью $u' = \beta_{отн} \cdot C$ в системе покоя среды. Перепишем с помощью (3) выражение для силы (I6) в следующем виде:

$$F_z = -\frac{\partial W}{\partial z} = -2e^2\pi\, \mathrm{sgn}\, u' \sum_n \psi_{no}^2 \frac{1}{\left\{\varepsilon \left|1 + \frac{\omega'}{\alpha}\frac{d\alpha}{d\omega'}\right|\right\}_{\omega'=\omega'_{чер\, n}}} \qquad (I7)$$

(I7) действительно совпадает с аналогичной формулой для заряда, движущегося со скоростью $u' = \beta_{отн} \cdot C$ в волноводе с покоящейся средой [6] . В системе покоя среды сила, действующая на заряд, направлена против движения заряда и приводит к его торможению. Энергия излучения в системе покоя среды К′ всегда положительная величина, от знака скорости зависят лишь потери энергии на единицу длины пути заряда. Рассмотрим то же самое явление в системе наблюдения К , и для определенности будем считать, что заряд движется только в положительном направлении оси z ($u > 0$), а среда может двигаться по оси z ($v > 0$) и против оси z ($v < 0$) . При $v < 0$ и тех положительных v , где $u - v > 0$, знаковая функция $\mathrm{sgn}\,(u-v) = 1$, и сила F_z , направленная, как следует из формулы (I6), против движения заряда, приводит к его торможению. Если же среда движется в ту же сторону, что и заряд, и $u - v < 0$, то сила, действующая на заряд будет направлена в сторону движения заряда, ускоряя его. Таким образом, при $u - v < 0$ (и выполнении условия (I5б) заряд излучает и в то же время ускоряется. Однако ускорение заряда будет происходить до тех пор, пока его скорость достигнет определенной величины, при которой условие (I5б) уже нарушится.

Определим фазовую и групповую скорости излученных волн. Фазовая скорость $V_{ф\, чер\, n}$ волн, излученных на различных модах n , одна и та же и равняется скорости движения заряда. Действительно, для черенковских волн постоянная распространения

$$\gamma_n = \frac{\omega}{u}, \tag{18}$$

откуда

$$V_{ф\,черп} = \frac{\omega}{\gamma_n} = u.$$

По концепции Бриллюэна это означает, что все волны распространяются под одним и тем же углом к оси волновода $\arccos\theta = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}\,\frac{u}{c}}$. Групповую скорость черенковских волн можно получить из выражения для групповой скорости волн, распространяющихся в волноводе с движущейся средой [7]

$$V_{грn} = c\cdot\frac{\varepsilon\mu\beta(\omega-\gamma_n V)+c(\gamma_n-\beta\frac{\omega}{c})+\beta\frac{(\omega-\gamma_n V)^2}{2\sqrt{1-\beta^2}}\frac{d(\varepsilon\mu)}{d\omega'}}{\varepsilon\mu(\omega-\gamma_n V)+V(\gamma_n-\beta\frac{\omega}{c})+\frac{(\omega-\gamma_n V)^2}{2\sqrt{1-\beta^2}}\frac{d(\varepsilon\mu)}{d\omega'}},$$

подставив сюда значения для частот $\omega = \omega_{черn}$ и выражения (18), (3), откуда

$$V_{гр\,черn} = c\cdot\frac{1+\beta\beta_{отн}\left[\varepsilon\mu+\frac{\omega'}{2}\frac{d(\varepsilon\mu)}{d\omega'}\right]_{\omega=\omega_{черn}}}{\beta+\beta_{отн}\left[\varepsilon\mu+\frac{\omega'}{2}\frac{d(\varepsilon\mu)}{d\omega'}\right]_{\omega=\omega_{черn}}}. \tag{19}$$

В (19) значения ε, μ а также производной $\frac{d(\varepsilon\mu)}{d\omega'}$ нужно брать при $\omega' = \frac{\omega_{чер}(1-\frac{V}{u})}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Групповая скорость излученных волн одна и та же лишь в отсутствие дисперсии ($\frac{d(\varepsilon\mu)}{d\omega'} = 0$).

Для получения более ясной картины черенковского излучения в волноводе с движущейся средой рассмотрим далее только недиспергирующую среду. При этом мы должны иметь в виду, что результаты такого рассмотрения правомерны только в той области частот, где показатель преломления $n = \sqrt{\varepsilon\mu} > 1$.

В отсутствие дисперсии среды излучение происходит на час-

тотах, определяемых из уравнения (14):

$$\omega_{черn} = \frac{u\,\varkappa_n\sqrt{1-\beta^2}}{\sqrt{\varepsilon\mu\frac{u^2}{c^2}(1-\frac{V}{u})^2-(1-\frac{uV}{c^2})^2}}. \tag{20}$$

Из (20) следует, что спектр черенковского излучения в волноводе дискретный, с увеличением номера n (при данных u и V) спектральные линии излучения будут все более сближаться соответственно тому, как уплотняются волновые числа $\varkappa_n$. Минимальная частота излучения определяется подстановкой в (20) $\varkappa_n = \varkappa_{min}$ – наименьшего собственного значения первой краевой задачи для поперечного сечения волновода.

Рассмотрим далее условие (15а), которое равнозначно двум следующим условиям:

$$u > u^{+}_{порог} = c\cdot\frac{\sqrt{\varepsilon\mu}\,\beta+1}{\sqrt{\varepsilon\mu}+\beta}; \tag{21а}$$

$$V < V^{+}_{порог} = c\cdot\frac{\sqrt{\varepsilon\mu}\,\frac{u}{c}-1}{\sqrt{\varepsilon\mu}-\frac{u}{c}}. \tag{21б}$$

В отсутствие дисперсии среды условие (21а) означает, что при заданной скорости движения среды излучение Вавилова-Черенкова будет иметь место, если скорость заряда превышает значение $u^{+}_{порог}$; условие (21б) накладывает ограничение на скорость движения среды при заданной скорости заряда.

Условие (15б), соответствующее ускорению заряда равнозначно двум следующим условиям:

$$u < u^{-}_{порог} = c\cdot\frac{\sqrt{\varepsilon\mu}\,\beta-1}{\sqrt{\varepsilon\mu}-\beta}, \tag{22а}$$

$$V > V^-_{порог} = c \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}\,\frac{u}{c}+1}{\sqrt{\varepsilon\mu}+\frac{u}{c}} . \qquad (22б)$$

Из (22а) следует, что ускорение заряда будет происходить до тех пор, пока его скорость сравняется с пороговой скоростью $u^-_{порог}$, после чего излучение прекратится и заряд будет двигаться с постоянной скоростью.

На рис.I а–в построены графики функций $\beta_{отн}$ для скорости заряда, равной 0,4 С, $u^{\pm}_{порог}/c$ и групповой скорости излученных волн в зависимости от скорости движения среды. Показатель преломления среды взят равным $n=\sqrt{2}$. Вертикальными линиями обозначены значения $V^{\pm}_{порог}/c$.

Рассмотрим вначале область изменения $\beta=\frac{V}{c}$ от -1 до $\beta^+_{порог}$, соответствующую торможению заряда. Как видно из рис.Iв, групповая скорость черенковских волн в этой области может принимать как положительные, так и отрицательные значения и равняется нулю при

$$\beta=\beta^{(0)}=-\frac{1}{\varepsilon\mu\beta_{отн}}$$

или, если выразить через скорость движения заряда, при

$$\beta^{(0)}=\frac{\frac{u}{c}(\varepsilon\mu-1)-\sqrt{\frac{u^2}{c^2}(\varepsilon\mu-1)^2+4\varepsilon\mu}}{2\varepsilon\mu} .$$

В области значений $\beta^{(0)}<\beta<\beta^+_{порог}$ групповая скорость положительна (т.е. излученная энергия распространяется в сторону движения заряда) и меньше скорости заряда. При $\beta=\beta^+_{порог}$ $V_{гр}=u$. При изменении β от -1 до $\beta^{(0)}$ групповая скорость отрицательна и по своему абсолютному значению остается меньше скорости движения среды. Групповая скорость волн в волноводе соответствует проекции групповой скорости волны в безграничном пространстве на направление движения заряда $-V_{гр\,z}$. Следовательно, аналогичная картина будет наблюдаться и в безграничном

пространстве. Конус черенковского излучения будет формироваться в зависимости от скорости движения среды под различными углами: при $V_{гр\,z}>0$ энергия излучается под острым углом к направлению движения заряда, при $V_{гр\,z}=0$ – в перпендикулярном направлении, а при $V_{гр\,z}<0$ черенковское излучение увлекается средой в направлении ее движения, составляя тупой угол с направлением движения заряда.

Рассмотрим область изменения β от $\beta^-_{порог}$ по 1, соответствующую ускорению заряда. Как видно из рис.Iб, скорость заряда в этой области меньше пороговой: $u<u^-_{порог}$. Групповая скорость излученных волн при $\beta=\beta^-_{порог}$ равна скорости заряда, а при изменении β в указанной области превышает скорость заряда.

В заключение совершим предельный переход к безграничному пространству [4] в выражении (I6). Для круглого волновода с радиусом R собственными функциями являются функции Бесселя первого рода нулевого порядка:

$$\psi_n = b\, J_0(\varkappa_n R), \qquad (23)$$

где b – нормировочный коэффициент

$$b=\frac{1}{\sqrt{\pi R^2}\, J_1(\varkappa_n R)} . \qquad (24)$$

Для больших R воспользуемся асимптотическим представлением функции Бесселя

$$b=\sqrt{\frac{\varkappa_n}{2R}} , \qquad (25)$$

$$\varkappa_n=\frac{\pi(n+\frac{3}{4})}{R} . \qquad (26)$$

Из (26) следует, что

$$\Delta \varkappa_n = \varkappa_{n+1} - \varkappa_n = \frac{\pi}{R} \ . \qquad (27)$$

С другой стороны, в черенковском полюсе $\varkappa_n = \alpha \frac{\omega}{u}$, следовательно

$$\Delta \varkappa_n = \frac{\alpha}{u} \left(1 + \frac{\omega}{\alpha} \frac{d\alpha}{d\omega} \right) \Delta \omega . \qquad (28)$$

Подставив (23)-(25) в выражение (I6) и перейдя от суммирования по n к интегрированию по частотам с помощью (27),(28), получим:

$$F_z = - \operatorname{sgn}(u-v) \frac{e^2}{u^2} \int\limits_{\alpha^2 > 0} \alpha^2 \frac{\omega}{\varepsilon} d\omega . \qquad (29)$$

(29) совпадает с аналогичным выражением для силы, действующей на заряд в безграничном пространстве в случае параллельного движения заряда, полученного в [I] и [8] .

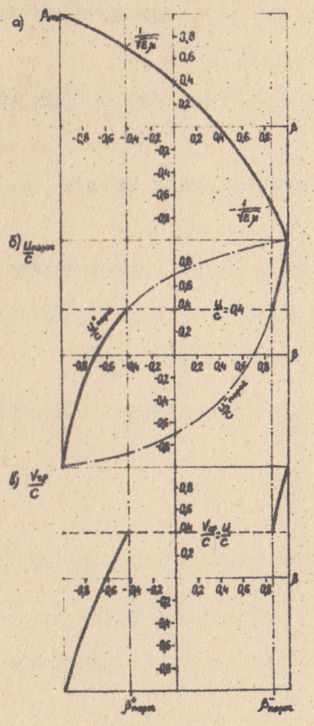

Рис.I

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.М.Болотовский, А.А.Рухадзе. ЖЭТФ, 37, 5(II),1346,1959.
2. С.Н.Столяров. ЖТФ, 34, 8, 1396 , 1964.
3. Э.Д.Газазян, Э.М.Лазиев, А.Д.Тер-Погосян. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 1977.
4. Э.Д.Газазян, Э.М.Лазиев. Изв.АН Арм.ССР.физ.мат.наук , 16 2, 79, 1963.
5. И.Е.Тамм. Собрание научных трудов, I. Изд. "Наука",Москва, 1975.
6. К.А.Барсуков. Докторская диссертация: МГПИ им.Ленина,1967.
7. Э.Д.Газазян, Э.М.Лазиев, А.Д.Тер-Погосян. Изв.вузов„Радиофизика", 22, 5 , 615, 1979.
8. Б.М.Болотовский, С.Н.Столяров. Изв.вузов„Радиофизика", 7 , 3, 442, 1964.

Рукопись поступила 7-го апреля 1980 г.

Редактор Л,П,Мукаян

Тех. редактор А.С.Абрамян

Заказ 695 ВФ-05264 Тираж 299

Препринт ЕФИ Формат издания 60Х84/16

Подписано к печати 29/УП-80г. 1,0 уч.изд.л. Ц 7 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института,Ереван-36, пер.Маркаряна 2