RADIATION FROM A CHARGED PARTICLE AT MULTIPLE INTERSECTIONS OF A REGULAR WAVEGUIDE

K. A. BARSUKOV, E. A. BEGLOYAN, E. M. LAZIEV, R. I. MARABYAN

The radiation from harmonically moving charged particle at its multiple intersections of waveguide walls is considered. Expressions for the radiation energy and fields are obtained. The analysis of the radiation spectrum and the conditions for maximum radiation is carried out.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 2, 62-66 (1989)

УДК 537.531.3;534.29

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯДА, ПРОЛЕТАЮЩЕГО НАД УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНОЙ

А. Р. МКРТЧЯН, Л. Ш. ГРИГОРЯН, А. А. СААРЯН, А, Г. МКРТЧЯН Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

> А. Н. ДИДЕНКО Президнум АН СССР

(Поступила в редакцию 31 мая 1988 г.)

Рассчитана спектральная интеноивность излучения электрона с энергией ~ 0,5 МэВ, пролетающего над ультразвуковой волной возбужденной на поверхности раздела оред.

 Излучение заряда, движущегося в неограниченной среде с диэлектрической проницаемостью є, изменяющейся по гармоническому закону, исследовано в [1, 3, 4]. Случай пластины с возбужденными в ней ультра-



Рис. 1. Заряд, движущийся параллельно ультразвуковой волне, возбужденной на границе раздела сред.

эвуковыми колебаниями є изучен в [5]. Исследовано также излучение электрона, пролетающего над дифракционной решеткой (см., например, [6, 7]).

В данной работе рассмотрена задача о заряде q, движущемся параллельно ультразвуковой волне, возбужденной на границе раздела однород-

1.3

ных сред (рис. 1) с диэлектрическими проницаемостями ε_0 и ε_1 . Если ось *z* декартовой системы координат (x, y, z) совместить с траекторией частицы: $\mathbf{r}(t) = (0, 0, vt)$, а ось *y* направить параллельно поверхности раздела, то координаты точек поверхности раздела $x_0(z, t)$, *y*, *z* можно записать в виде

$$x_0(z, t) = -d + a \sin(k_0 z - \omega_0 t + \psi_0), \qquad (1)$$

где a, k_0 , ω_0 , ψ_0 — амплитуда, волновое число, циклическая частота и начальная фаза поверхностной волны, а d — расстояние частицы от границы раздела сред. Рассчитана интенсивность излучения равномерно движуще-гося заряда в непоглощающей среде с

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_0, \text{ при } x > x_0 \\ \varepsilon_1, \text{ при } x < x_0, \end{cases}$$
(2)

когда

 $\Delta \stackrel{\cdot}{=} \left| \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_0} \right| \ll 1.$

Магнитная проницаемость μ = 1.

2. Для элементарного акта излучения имеем:

$$E_q(\mathbf{p}_1) \approx E_q(\mathbf{p}_2) + \hbar \omega,$$

$$\mathbf{p}_1 \approx \mathbf{p}_2 + m \hbar k_0 \mathbf{n}_z + \hbar \mathbf{k},$$
(3)

где \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 — импульсы заряда до и после излучения, $E_q(\mathbf{p}_1)$ — его энергия, а $|\mathbf{k}| \approx \omega \sqrt[7]{\epsilon_0}/c$ — волновое число фотона. В (3) учтено, что переданный ультразвуковой волне импульс равен $m\hbar k_0 \mathbf{n}_z$ (m — целое число). В интересующем нас случае релятивистской частицы $\approx (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) \mathbf{v}$, а

$$\mathbf{kv}\approx\omega\frac{\upsilon}{c}\,\sqrt{\varepsilon_0}\cos\theta,$$

поэтому из (3) находим

$$\cos\theta \approx \left(1 - \frac{mk_0 v}{\omega}\right) \frac{c}{v \sqrt{\varepsilon_0}} \,. \tag{4}$$

Таким образом, в процессе m-го порядка фотон (заданной частоты ω) излучается под определенным углом θ (ω , m).

Спектрально-угловое распределение излучения можно вычислить с помощью теории возмущений по малому параметру Δ . Энергия, излученная в телесный угол $d\Omega$, в интервале частот $d\omega$, за все время движения заряда определяется формулой

$$dW = 4\pi^4 \frac{\omega^4}{c^3} \sqrt{\varepsilon_0} \sum_{\lambda} |\mathbf{e}^{\lambda} \left[(\varepsilon - \varepsilon_0) \mathbf{E}_0 \right]_{\mathbf{k}, \omega} |^2 d\omega d\Omega$$
(5)

(см. [8]), где e^{λ} — единичные ортонормированные векторы поляризации фотона ($\lambda = 1, 2$), E_0 — напряженность электрического поля заряда в однородной среде с $\varepsilon = \varepsilon_0$ [1—3], и, наконец,

$$\left[\left(\varepsilon - \varepsilon_{0}\right) \mathbf{E}_{0}\right]_{\mathbf{k},\omega} = \frac{1}{\left(2\pi\right)^{4}} \int d\mathbf{r} dt \left(\widehat{\varepsilon} - \widehat{\varepsilon}_{0}\right) \mathbf{E}_{0} e^{i\left(\omega t - \mathbf{kr}\right)}.$$
 (6)

63

В реальных условиях, когда ультразвуковая волна сосредоточена в конечной области размером l и $v \sim c$, можно считать $\omega_0 l/v \ll 2\pi$, поэтому в (1)

$$x_0(z, t) \approx x_0(z) = -d + a \sin(k_0 z + \psi),$$
 (1)

где $\psi = -\omega_0 t_0 + \psi_0$, а t_0 — время, соответствующее влету частицы в область (2). Разумеется, l должно быть настолько большим, чтобы можно было пренебречь краевыми эффектами.

Подставив (2), (7) в (6), а элтем в (5) и воспользовавшись разлоежением [9]



Рис. 2. Интенсивность излучения электрона в зависимости от полярного угла θ в процессе *m*-го порядка (см. (4)). $dW_m/nd\omega$ рассчитано на длине пути $l = \lambda_0/\Delta^2 \gtrsim 10\lambda_0$. Энергия электрона $E_e = 0.62$ МэВ, его расстояние от поверхности раздела сред d = 40 мкм; $\sqrt{\epsilon_0} \approx 1.7$. Длина волны ультразвука $\lambda_0 = 100$ мкм, амплитуда — a = 10 мкм. Цифры на кривых частота фотона $\omega/2\pi$.

Рис. 3. Те же кривые, что и на рис. 2 для другого значения прицельного параметра $d: E_e = 0,62$ МвВ. d = 20 мкм. a = 10 мкм.

где J_n — функция Бесселя целого порядка, после преобразований найдем спектрально-угловое распределение излучения в расчете на единицу пути

$$\frac{dW_m}{dzd\omega d\varphi} = \frac{1}{l} \int \frac{dW_m}{d\omega d\Omega} \sin\theta d\theta = \frac{q^2 \Delta^2 \omega}{8\pi c^2} |J_m(u)|^2 A e^{-2\frac{\omega}{v} d}$$
(8)

для процесса (3) m-го порядка,

$$A = \frac{\sin^2 \varphi}{\sigma^2} + \frac{1}{1 - \alpha^2 \cos^2 \theta} \left[\cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \frac{\sin^2 \theta}{\sigma^2} (1 - \alpha^2 - \alpha \cos \theta \sin^2 \varphi)^2 \right]$$
$$\sigma = \sqrt{1 - \alpha^2 (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi)}, \ u = \frac{a\omega}{v} (\alpha \sin \theta \cos \varphi + i\sigma),$$

64

φ и θ — азимутальный и полярный углы направления излучения (θ (ω, m) определяется равенством (4)). При выводе (8) одна из δ — функций (δ (ω)) заменена на $l/2\pi v$ [1, 3]. Предполагалось также d > a н, что излучение Вавилова-Черенкова отсутствует: $\alpha \equiv v \sqrt{\varepsilon_0}/c < 1$. Случай



Рис. 4.

Рис. 5.

Рис. 4. Те же кривые, что и на рис. 3. Изменено значение амплитуды ультразвука: $E_e = 0.62$ МэВ, d = 20 мкм, a = 15 мкм. Рис. 5. Те же кривые, что и на рис. 2 при $E_e = 0.54$ МэВ, d = 40 мкм. a = 10 мкм.

 $\alpha > 1$ будет рассмотрен в другой работе. Задача об излучении Вавилова-Черенкова в среде, описываемой (2) без ультразвука (в (1) $x_0 = -d$) решена, например, в [10].

3. Спектральная интенсивность излучения на т-й гармонике равна

$$\frac{dW_m}{d\omega} = \frac{q^2 \Delta^2 l \omega}{2\pi c^2} \int_0^{\infty} |J_m(u)|^2 A e^{-2\frac{\omega}{v} \sigma d} d\varphi$$



Рис. 6. Зависимость спектрально-углового распределения излучения электрона на частотах $\omega/2\pi \approx 9 \cdot 10^{11}$ и 3.10¹² Гц от φ . Порядок m = 1. Остальные параметры те же, что и на рис. 2.

На рис. 2—5 приведены ее значения для электрона с энергией $E_e = 0,62$ и 0,54 МэВ, пролетающего на расстоянии d = 20 и 40 мкм от поверхностной

волны. Длина волны ультразвука $\lambda_0 = 100$ мкм фиксирована, амплитуда a = 10 и 15 мкм. Длина пути, пройденного электроном, условно принята равной $l = \lambda_0 / \Delta^2 \gtrsim 10 \lambda_0$. Из представленных данных видно, что на относительно больших расстояниях ($d \ge 4a$) от поверхности раздела частица излучает в основном назад. Это связано с наличием множителя ехр ($-2\omega\sigma d/v$) в (8) и характерно для рассматриваемой нами задачи. С уменьшением расстояния до поверхностной волны появляется излучение в переднюю полусферу, быстро растет и, уже при $d \le 2a$, становится основным. Растет также вклад гармоник с m = 2, 3, ...

Как и следовало ожидать (см. (8)), с уменьшением энергии электрона излучение становится менее анизотропным. Спектрально-угловое распределение (8) приведено на рис. 6. Фотон, волновой вектор которого лежит в плоскости xz ($\varphi = 0$), линейно поляризован.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969.
- 2. Гарибян Г. М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1983.
- 3. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние, Изд. Наука, М., 1984.
- Базылев В. А., Жеваго Н. К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях, Изд. Наука, М., 1987.
- 5. Мкртчян А. Р. и др. Препринт ИППФ АН АрмССР, Ереван, 1987.
- 6. Болотовский Б. М., Воскресенский Г. В. УФН, 94, 377 (1968).
- 7. Bachheimer J. P. J. de Physique, 31, 665 (1970).
- 8. Давыдов В. А. Изв. вузов. Раднофизика, 25, 1429 (1982).
- Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям, Изд. Наука, М., 1979.
- 10. Бологовский Б. М. УФН, 75, 295 (1961).

ՈՒԼՏՐԱՁԱՑՆԱՑԻՆ ԱԼԻՔԻ ՎՐԱՑՈՎ ԱՆՑՆՈՂ ԼԻՑՔԻ ՃԱՌԱԳԱՑԹՈՒՄԸ՝

Ա. Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Լ. Շ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Ն. ԴԻԴԵՆԿՈ, Ա. Ա. ՍԱՀԱՐՑԱՆ, Ա. Հ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ

Հաշվված է երկու միջավայրերի բաժանման սահմանում դրգռված ուլարաձայնային ալիքի վրայով անցնող ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնի ճառագայինման սպեկտրալ ինտենսիվությունը։

RADIATION FROM A CHARGE FLYING OVER AN ULTRASONIC WAVE

A. R. MKRTCHYAN, L. Sh. GRIGORYAN, A. N. DIDENKO, A. A. SAHARYAN, A. G. MKRTCHYAN

The spectral intensity of radiation from an electron with nearly 0.5 MeV energy, flying over an ultrasocic wave excited at the boundary between media, is calculated.