Известия НАН Армении, Физика, т. 32, №6, с. 283—286 (1997)

УДК 530.145

# ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРОЙ ЧАСТИЦЫ В ИНВЕРСНОЙ СРЕДЕ

Н. А. КОРХМАЗЯН, Л. А. ГЕВОРГЯН

Армянский государственный педагогический институт им. Х. Абовяна,

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 15 февраля 1997г.)

Исследованы рентгеновское переходное и черенковское излучения быстрой частицы в инверсной среде. Получено спектральное распределение энергии этих излучений, а также выражения для полной энергии и числа излученных квантов. Показано, что черенковское излучение в такой среде может быть использовано для создания счетчиков элементарных частиц сколь угодно больших энергий, а также как интенсивный источник жестких квантов.

В течение последних десятилетий успешно развивалась теория переходного излучения, что привело к созданию РПИ (рентгеновское переходное излучение) детекторов частиц высоких энергий [1]. Эти детекторы с удовлетворительной эффективностью используются во многих научных центрах для идентификации частиц высоких энергий с лоренц-фактором $\gamma$ порядка $10^3 \div 10^5$. Основные трудности РПИ-детекторов и ограниченная энергетическая область их применимости, в конечном счете, связаны со слабостью РПИ. Поэтому актуален поиск новых, более эффективных методов решения этой проблемы.

В настоящей работе исследуется излучение релятивистской заряженной частицы в инверсной среде, в жесткой области частот.

## *1. РПИ в инверсной среде*

Как известно [1, 2], РПИ релятивистских частиц на границе раздела среда—вакуум испускается вдоль движения частицы в области частот, намного превышающих атомные. При этом диэлектрическая проницаемость среды представляется в виде

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + i\frac{\mu c}{\omega}, \quad \omega \gg \omega_0. \tag{1}$$

Здесь $\omega_0$—плазменная частота среды, а $\mu = \mu(\omega)$—линейный показатель поглощения в среде. Частотное распределение этого излучения дается формулой [2]

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c}\int_0^\infty \left|\frac{1}{x+1} - \frac{1}{x+x_0}\right|^2 x dx, \tag{2}$$

где введены обозначения

$$x = x_0 - i\dot{x}_0, \quad x_0 = 1 + \frac{1}{\xi^2}, \quad \dot{x}_0 = \frac{\mu c}{\omega_0 \xi}\gamma, \quad \xi = \frac{\omega}{\omega_k},$$

$$\omega_k = \omega_0 \gamma, \quad \gamma \gg 1, \quad \xi \gg \frac{1}{\gamma}, \quad x = (\gamma\theta)^2, \tag{3}$$

а $\theta$—угол излучения. Верхний предел для переменной интегрирования принят за бесконечность, так как значение интеграла не зависит от этого предела. Интегрирование в (2) дает

$$\frac{dw}{d\xi} = \frac{e^2\omega_0}{\pi c}\gamma f(\xi),$$

$$f(\xi) = \frac{x_0^2 + \dot{x}_0^2 - 1}{(x_0-1)^2 + \dot{x}_0^2} \ln (x_0^2 + \dot{x}_0^2)^{1/2} + \left[\frac{2\dot{x}_0}{(x_0-1)^2 + \dot{x}_0^2} - \frac{\dot{x}_0}{x_0}\right]\left(\frac{\pi}{2} - \mathrm{arctg}\,\frac{\dot{x}_0}{x_0}\right) - 1. \tag{4}$$

Для прозрачных сред, когда $\dot{x}_0 \to 0$, имеем

$$f(\xi) = (1 + 2\xi^2)\ln\frac{1+\xi^2}{\xi^2} - 2. \tag{5}$$

Проинтегрировав это выражение в пределах $0 < \xi < \infty$, получим формулу Гарибяна

$$W_{\Gamma} = \frac{e^2\omega_0}{3c}\gamma. \tag{6}$$

Для инверсной среды вместо (1) имеем [3,4]

$$\varepsilon = 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - i\,\frac{|\mu| c}{\omega}. \tag{7}$$

Для интенсивности излучения получаем ту же формулу (4), где, однако,

$$x_0 = x_0 + i\dot{x}_0, \quad x_0 = 1 - \frac{1}{\xi^2}, \quad \dot{x}_0 = \frac{|\mu| c}{\omega_0 \xi}\gamma. \tag{8}$$

В пределе при $|\mu| \to 0$, знаменатель второго слагаемого в (2) принимает вид

$$x + x_0 \to (\gamma\theta)^2 - \left(\frac{1}{\xi^2} - 1\right). \tag{9}$$

Отсюда следует, что в области частот $\xi > 1$ излучение имеет переходную природу, и вместо (5) имеем

$$f(\xi) = (1 - 2\xi^2)\ln\frac{\xi^2 - 1}{\xi^2} - 2. \tag{10}$$

При очень больших частотах $(\omega \gg \omega_k)$ функции (10) и (5) ведут себя одинаково ($f \sim \omega^{-4}$). Основное отличие этих функций проявляется вблизи критической частоты $\xi=1$, где в отличие от (5), формула (10) дает бесконечность для функции $f(\xi)$. Однако полная излученная энергия за критической частотой конечна:

$$W=\frac{e^2\omega_0}{3c}\gamma\frac{2(1-\ln 2)}{\pi}. \qquad (11)$$

*2. Черенковское излучение в инверсной среде*

Большой интерес представляет излучение в инверсной среде в области частот $\xi<1$. Здесь излучение с частотой $\xi$ испускается под углом

$$\theta_r=\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2}-\frac{1}{\gamma^2}\right)^{1/2}, \qquad (12)$$

поскольку (9) обращается в нуль, а интенсивность—в бесконечность. Заметим, что выражение (12) определяет угол черенковского излучения.

Для этой области частот из (4) находим

$$\frac{dW}{d\omega}=\frac{e^2}{c}\frac{|x_0|}{x_0}=\frac{e^2\omega}{c^2}\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2}-\frac{1}{\gamma^2}\right)\frac{1}{|\mu|}, \qquad (13)$$

где $1/|\mu|$ для обычных сред называется длиной поглощения.

Как и следовало ожидать, формула (13) описывает спектральное распределение жесткого черенковского излучения.

Выражение (13) получается также из формулы (1.44) монографии [1]. В случае пластины в (13) $1/|\mu|$ заменяется толщиной пластины $a$. Кроме этого, добавляется множитель $\exp(a|\mu|)$, который при $|\mu|\to 0$ превращается в единицу.

Для интенсивности и числа квантов с единицы пути пробега в интервале частот $k_1\omega_0<\omega<k_2\omega_0$ $(1/k_1>\theta>1/k_2)$ получаем

$$\frac{dW}{dz}=\frac{e^2\omega_0^2}{c^2}\left(\ln\frac{k_2}{k_1}-\frac{k_2^2-k_1^2}{2\gamma^2}\right);\ \frac{dN}{dz}=\frac{e^2\omega_0}{\hbar c^2}\cdot\frac{k_2-k_1}{k_2k_1}\left(1-\frac{k_2k_1}{\gamma^2}\right), \qquad (14)$$

где $\gamma>k_2>k_1\gg 1$. Это излучение сконцентрировано в основном около нижнего края частот. При $k_2=\gamma\gg k_1$ формулы (14) упрощаются:

$$\frac{dW}{dz}=\frac{e^2\omega_0^2}{c^2}\left(\ln\frac{\gamma}{k_1}-\frac{1}{2}\right);\ \frac{dN}{dz}=\frac{e^2\omega_0}{\hbar c^2}\frac{1}{k_1}. \qquad (15)$$

Эти формулы дают принципиальную возможность сконструировать детекторы частиц со сколь угодно большими энергиями. В самом деле, если, например, $k_1=100$ и $\hbar\omega_0=30$ эВ, то с 1см пробега излучается 110 квантов с энергиями 3 кэВ и выше.

Излучение может быть использовано также как обильный поток квазимонохроматических жестких квантов, интенсивность которых на несколько порядков превышает интенсивность ондуляторного излучения. Если электрон с энергией 100 МэВ ($\gamma=200$) проходит через пластину с толщиной 0,1см и плазменной частотой $\hbar\omega_0=30$эВ, то излучается $\sim 5{,}5$ квантов с энергиями (1,2—1,5) кэВ. При этом угол многократного рассеяния не превышает угла излучения.

## ЛИТЕРАТУРА


1. Г. М. **Гарибян, Ян-Ши.** Рентгеновское переходное излучение. Ереван, изд. АН АрмССР, 1983.
1. **М. Л. Тер-Микаелян.** Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН АрмССР, 1969.
3. **Ф. А. Королев.** Теоретическая оптика. М., изд. «Высшая школа», 1969.
4. **А. А. Соколов, Ю. М. Лоскутов, И. М. Тернов.** Квантовая механика. М., 1962.


## ԱՐԱԳ ՄԱՍՆԻԿԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՆ ԻՆՎԵՐՍ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ


Ն. Ա. ՂՈՐԽՄԱԶՅԱՆ, Լ. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ



*Ուսումնասիրված են ռենտգենյան անցումային և չերենկովյան ճառագայթումները ինվերս միջավայրում։ Ստացված են այդ ճառագայթումների սպեկտրալ բաշխումն, ինչպես նաև ճառագայթված լրիվ էներգիան և քվանտների թիվն արտահայտող բանաձևերը։ Ցույց է տրված, որ չերենկովյան ճառագայթումը կարող է օգտագործվել ցանկացած չափով մեծ էներգիա ունեցող, տարրական մասնիկների հաշվիչներ պատրաստելու համար և նաև որպես ինտենսիվ կոշտ ճառագայթման աղբյուր։*


## RADIATION OF A FAST PARTICLE IN AN INVERSE MEDIUM


N. A. KORKHMAZIAN, L. A. GEVORGIAN



The X-ray transition radiation and Cherenkov radiation in an inverse medium are investigated. The spectral distribution of energy as well as the full energy and photon number of these radiations are obtained. It is shown that the Cherenkov radiation can be used to create the new counters for identification of elementary particles with very high energies. This radiation can serve also as an intensive source of hard photons.