Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10. 350—360 (1975)

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ОБРАЗУЕМОЕ СГУСТКОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ПРОЛЕТЕ ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Л. А. ВАРДАНЯН, Г. М. ГАРИБЯН, ЯН ШИ

Получено общее выражение для интенсивности переходного излучения, образованного сгустком заряженных частиц произвольной структуры. Произведено статистическое усреднение интенсивности излучения по произвольной функции распределения координат частиц в сгустке. Исследован вопрос когерентности излучения сгустка. Показано, что при некоторых условиях, налагаемых на плотность частиц в сгустке, и при определенной длине волны излучения когерентная часть излучения начинает преобладать над некогерентной частью.

Вопрос об образовании переходного излучения системой заряженных частиц (сгустком) впервые рассматривался в работе [1] для системы из двух зарядов. В этой работе, в частности, было найдено условие, при котором в рентгеновской области частот два заряда будут излучать когерентно. В работе [2] рассматривалось образование рентгеновского переходного излучения периодически следующими друг за другом сгустками заряженных частиц.

В настоящей работе произведено более подробное, чем в [1, 2], рассмотрение вопроса образования переходного излучения любой частоты одним сгустком. Получена общая формула излучения для произвольного распределения зарядов в сгустке. Она состоит из члена, пропорционального полному числу N частиц в сгустке (некогерентный член), и члена, пропорционального N^2 (когерентный член)*. Приведены частные виды этой формулы для случая, когда заряды равномерно распределены по сгустку цилиндрической формы, и для случая, когда радиальное и продольное распределения зарядов являются гауссовыми.

Показано, что при заданных размерах сгустка всегда имеется некоторая величина $N_{\text{кр}}$, такая, что при $N \gg N_{\text{кр}}$ когерентный член превосходит некогерентный. В обратном случае главным является некогерентный член. Произведен численный расчет на ЭВМ для излучения в длинноволновой области частот. В рентгеновской области частот результаты согласуются с результатами [1, 2].

1. Пусть сгусток из N частиц с одинаковыми зарядами e и скоростями $\mathbf{v}$ пролетает вдоль оси z из среды 1 в среду 2 перпендикулярно к плоской границе раздела этих сред. Среды характеризуются диэлектрическими постоянными ε_1 и ε_2 и магнитными проницаемостями μ_1 и μ_2.

---

* Вопрос о когерентной генерации микрорадиоволн сгустками частиц за счет других физических механизмов рассматривался еще в работах [3, 4].

Методом, развитым в [5], нетрудно получить выражение для частотного распределения потока энергии излучения через плоскость, перпендикулярную к оси z, расположенную во второй среде и отстоящую достаточно далеко от границы раздела сред:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{\varepsilon_2 e^2}{\pi^2 v^2 c} \int \omega^2 \varkappa^3 \lambda_2 \left(\frac{\eta_2}{\xi}\right)^2 A \cos\vartheta \, d\vartheta \, d\varphi, \tag{1}$$

где $\varkappa = (\omega/c)\sin\vartheta$, ϑ и φ — полярный и азимутальный углы излучения,

$$\xi = \varepsilon_2\lambda_1 + \varepsilon_1\lambda_2, \quad \lambda_{1,2}^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2} - \varkappa^2,$$

$$\eta_2 = \frac{-1 - v\lambda_1/\omega}{\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1 + \frac{\omega^2}{v^2}} + \frac{\varepsilon_1/\varepsilon_2 + v\lambda_1/\omega}{\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_2 + \frac{\omega^2}{v^2}}, \tag{2}$$

$$A = \sum_{m,\, n=1}^{N} \exp\{-i[\varkappa(\rho_m - \rho_n) + \omega(z_m - z_n)/v]\}. \tag{3}$$

Здесь $\mathbf{r}_m = (\rho_m, z_m)$ — координаты m-ой заряженной частицы, отсчитываемой, например, от центра масс сгустка. Вектор $\varkappa$ находится в плоскости x, y и имеет азимутальный угол φ.

Заметим, что если сгусток состоит из одной частицы, то $A = 1$ и формула (1), естественно, совпадает с соответствующей формулой для переходного излучения, образуемого одной частицей.

В дальнейшем для простоты будем считать, что $\varepsilon_1 = \varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, $\varepsilon_2 = 1$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$. Тогда формулу (1) можно записать в виде

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{e^2\beta^2}{\pi^2 c} \int f(\omega, \vartheta) \, A \, d\vartheta \, d\varphi, \tag{4}$$

где $\beta = v/c$,

$$f(\omega, \vartheta) = \frac{\cos^2\vartheta \sin^3\vartheta}{(1 - \beta^2\cos^2\vartheta)^2} \left| \frac{(\varepsilon - 1)(1 - \beta^2 - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2\vartheta})}{(\varepsilon\cos\vartheta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\vartheta})(1 - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2\vartheta})} \right|^2. \tag{5}$$

Из формулы (4) с учетом (3) видно, что если

$$\varkappa(\rho_m - \rho_n) \gg 1 \text{ или } \omega(z_m - z_n)/v \gg 1 \tag{6}$$

для всех $m \neq n$, то в величину A вносят вклад только слагаемые с $m = n$, т. е. в этом случае

$$A = N$$

и интенсивность излучения, образуемого сгустком, равна аддитивной сумме интенсивностей излучений, образуемых отдельными частицами сгустка (частицы излучают некогерентно).

Если же, наоборот, имеют место неравенства

$$\varkappa(\rho_m - \rho_n) \ll 1 \quad \text{и} \quad \frac{\omega}{v}(z_m - z_n) \ll 1 \tag{7}$$

для всех m и n (от 1 до N), то

$$A = N^2$$

и весь сгусток излучает как одна частица с зарядом, равным сумме зарядов частиц сгустка Ne (частицы излучают когерентно).

В общем случае результат будет, естественно, промежуточным, т. е. часть зарядов (группы) будет излучать когерентно, а в целом же имеет место интерференция излучения от отдельных групп частиц.

2. Чаще всего на практике неизвестны точные координаты отдельных частиц в сгустке, а задана лишь функция распределения этих координат. Поэтому произведем статистическое усреднение величины $dW/d\omega$ (см. (4)) по координатам частиц в сгустке. Это усреднение сводится к усреднению фактора A. Формально сходное усреднение было произведено в работе [6].

Величину A можно записать в виде

$$A = N + \sum_{m,\, n=1}^{N}{}' \exp\{-i[\varkappa(\rho_m - \rho_n) + \omega(z_m - z_n)/v]\}, \tag{8}$$

где штрих у знака суммы означает, что при суммировании $m \neq n$. Усредняя выражение (8) по разным положениям частиц сгустка, получаем

$$\langle A \rangle = N + N(N-1) \iint \exp\{-i[\varkappa(\rho - \rho') + \omega(z - z')/v]\} \times$$
$$\times F_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\, d\mathbf{r}\, d\mathbf{r}', \tag{9}$$

где $\mathbf{r} = (\rho, z)$, $\mathbf{r}' = (\rho', z')$, $F_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — бинарная функция распределения частиц в сгустке, нормированная так, что

$$\iint F_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\, d\mathbf{r}\, d\mathbf{r}' = 1. \tag{10}$$

Будем считать координаты разных заряженных частиц сгустка независимыми величинами. Это означает, что бинарную функцию можно приближенно заменить произведением двух одночастичных функций распределения

$$F_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \approx F(\mathbf{r})\, F(\mathbf{r}'). \tag{11}$$

Строго говоря, это верно только в том случае, когда эти частицы находятся достаточно далеко друг от друга. На близких расстояниях из-за взаимодействия между частицами может существовать определенная корреляция между их положениями. Но если сгусток не слишком плотный, так что частицы большую часть времени находятся достаточно далеко друг от друга, приближение (11) вполне пригодно.

В этой связи отметим, что в теории рассеяния рентгеновских лучей независимость положений электронов даже внутри одного и того же атома является хорошим приближением (см., напр., [7]).

Кроме того, координаты ρ и z мы также будем считать независимыми, а поскольку обычно сгустки обладают цилиндрической симметрией, то

$$F(\mathbf{r}) = R(\rho)\,\Phi(z), \tag{12}$$

где

$$2\pi\int_0^\infty R(\rho)\,\rho d\rho = 1, \quad \int_{-\infty}^{\infty}\Phi(z) dz = 1.$$

Подставляя (11) и (12) в (9), получаем

$$<A> = N[1 + (N-1)\,HG], \tag{13}$$

где

$$H = |h|^2, \; h = \int_{-\infty}^{\infty}\exp(i\omega z/v)\,\Phi(z)\; dz,$$
$$G = |g|^2, \; g = 2\pi\int_0^\infty J_0(\varkappa\rho)\; R(\rho)\,\rho d\rho, \tag{14}$$

$J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка. Из формул (14) видно, что $0 \leqslant H \leqslant 1$, $0 \leqslant G \leqslant 1$.

Следует заметить, что фактор $<A>$, определяемый формулой (13), полностью описывает интерференцию между излучениями, образованными частицами сгустка. Аналогичный фактор должен появиться и в других задачах излучения системой частиц (например, в задаче тормозного излучения).

3. Произведем анализ полученных общих формул. Прежде всего заметим, что в том случае, когда $HG \approx 1$, $<A> \approx N^2$ и весь сгусток излучает когерентно. Легко видеть, что это имеет место при выполнении условий (7).

Пользуясь формулой (13), среднее значение величины (4) можно представить в виде

$$<\frac{dW}{d\omega}> = \int_0^{\pi/2} <\frac{d^2 W}{d\omega\, d\vartheta}> d\vartheta, \tag{15}$$

где угловой спектр определяется формулой

$$<\frac{d^2 W}{d\omega\, d\vartheta}> = N\,\frac{d^2 W_1}{d\omega\, d\vartheta}[(1 - HG) + NHG]. \tag{16}$$

Величина $d^2W_1/d\omega d\vartheta$ является угловым спектром переходного излучения, испускаемого одной частицей,

$$\frac{d^2 W_1}{d\omega d\vartheta} = \alpha f(\omega, \vartheta), \tag{17}$$

где

$$\alpha = \frac{2e^2\beta^2}{\pi c}.$$

Формула (16) состоит из двух членов: члена $N(1-HG)(d^2W_1/d\omega d\vartheta)$, соответствующего некогерентной части, и члена $N^2HG(d^2W_1/d\omega d\vartheta)$, соответствующего когерентной части излучения. Из этой формулы видно, что если

$$N \gg N_{\text{кр}}, \tag{18}$$

где

$$N_{\text{кр}} = \frac{1-HG}{HG}, \tag{19}$$

то когерентный член будет преобладать над некогерентным даже в том случае, когда излучение от всего сгустка не является когерентным. Это может произойти, если число частиц в сгустке достаточно велико при фиксированных размерах сгустка. В противном случае главным будет некогерентный член излучения.

4. Рассмотрим теперь два конкретных распределения зарядов в сгустке.

а) Прямоугольное распределение

$$\Phi(z) = \begin{cases} 1/a & \text{при } |z| \leqslant a/2 \\ 0 & \text{при } |z| > a/2 \end{cases}, \tag{20}$$
$$R(\rho) = \begin{cases} 1/\pi b^2 & \text{при } 0 \leqslant \rho \leqslant b \\ 0 & \text{при } \rho > b \end{cases},$$

где a и b — продольные и поперечные параметры сгустка.

Подставляя (20) в (14), получаем

$$H = \left(\frac{\sin \frac{\omega a}{2v}}{\frac{\omega a}{2v}} \right)^2, \tag{21}$$
$$G = \left[\frac{2J_1\left(\frac{\omega b}{c}\sin\vartheta\right)}{\frac{\omega b}{c}\sin\vartheta} \right]^2.$$

б) Нормальное распределение Гаусса

$$\Phi(z) = \frac{2}{a\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{4z^2}{a^2}\right),$$
$$R(\rho) = \frac{1}{\pi b^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{b^2}\right). \tag{22}$$

В этом случае

$$H = \exp\left(-\frac{\omega^2 a^2}{8 v^2}\right),$$
$$G = \exp\left(-\frac{\omega^2 b^2}{2c^2}\sin^2 \vartheta\right). \tag{23}$$

Приведем результаты численного расчета углового спектра переходного излучения, приходящегося на одну частицу сгустка, произведенного по формуле (16) в случае, когда частицы в сгустке имеют гауссовское распределение (22). На рис. 1, 2 приведены значения величины $\langle d^2\dot{W}/d\omega d\vartheta\rangle \cdot (N\alpha)^{-1}$ в зависимости от ϑ при различных N и $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$. Из рисун-

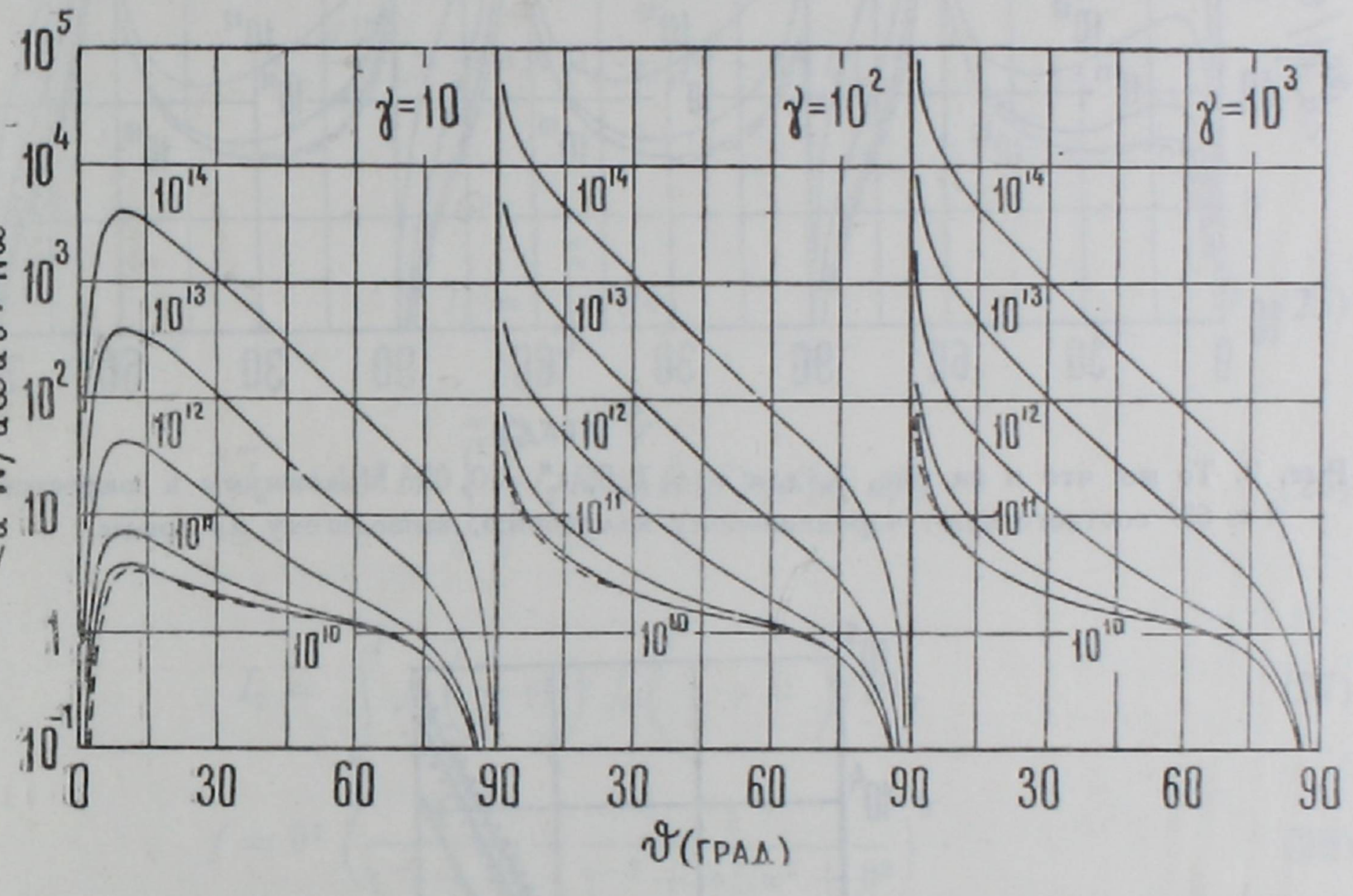

Рис. 1. Угловой спектр излучения, приходящегося на одну частицу, в единицах α в зависимости от значений γ-фактора и числа частиц в сгустке $N = 10^{10} \div 10^{14}$. Расчет произведен по формуле (16) для гауссовского распределения частиц в сгустке с параметрами $a = 5$ *мм*, $b = 2$ *мм*, $\varepsilon' = 3$, $\varepsilon'' = 0{,}02$, $c/\omega = 1$ *мм*. Штриховые кривые соответствуют случаю $N = 1$.

ков хорошо видно, что кривые, соответствующие относительно небольшим значениям N, при больших углах сливаются со штриховой кривой, соответствующей одной частице. Это означает, что при этих условиях когерентность подавлена. Для больших значений N, а также при меньших углах имеет место когерентность излучения. Максимумы при $\vartheta \approx 63°$ на рис. 2 соответствуют черенковскому излучению. На рис. 1 таких максимумов нет из-за полного внутреннего отражения черенковского излучения на границе среды.

Результаты численного расчета полной интенсивности излучения, приходящегося на одну частицу, приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что при относительно небольших N величина $\langle dW/d\omega\rangle/N\alpha$ практически не зависит от N, что соответствует некогерентному сложению интенсивностей излучений от отдельных частиц. Когда N становится достаточно большим, эта величина линейно зависит от N, т. е. когерентный член является главным.

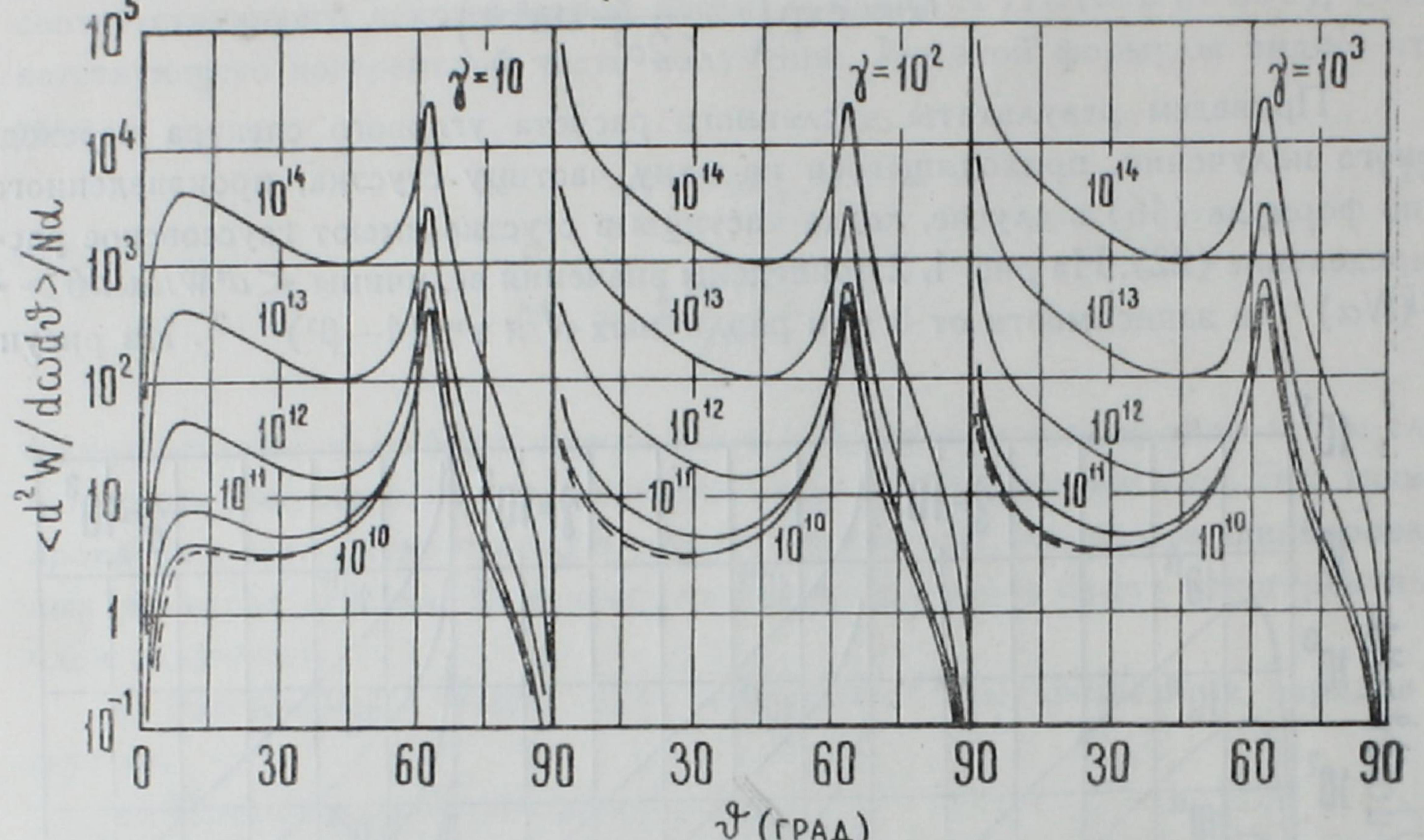

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для $\varepsilon' = 1,8$, $\varepsilon'' = 0,02$. Максимумы в окрестности $\vartheta \approx 63^\circ$ соответствуют черенковскому излучению, вышедшему из среды.

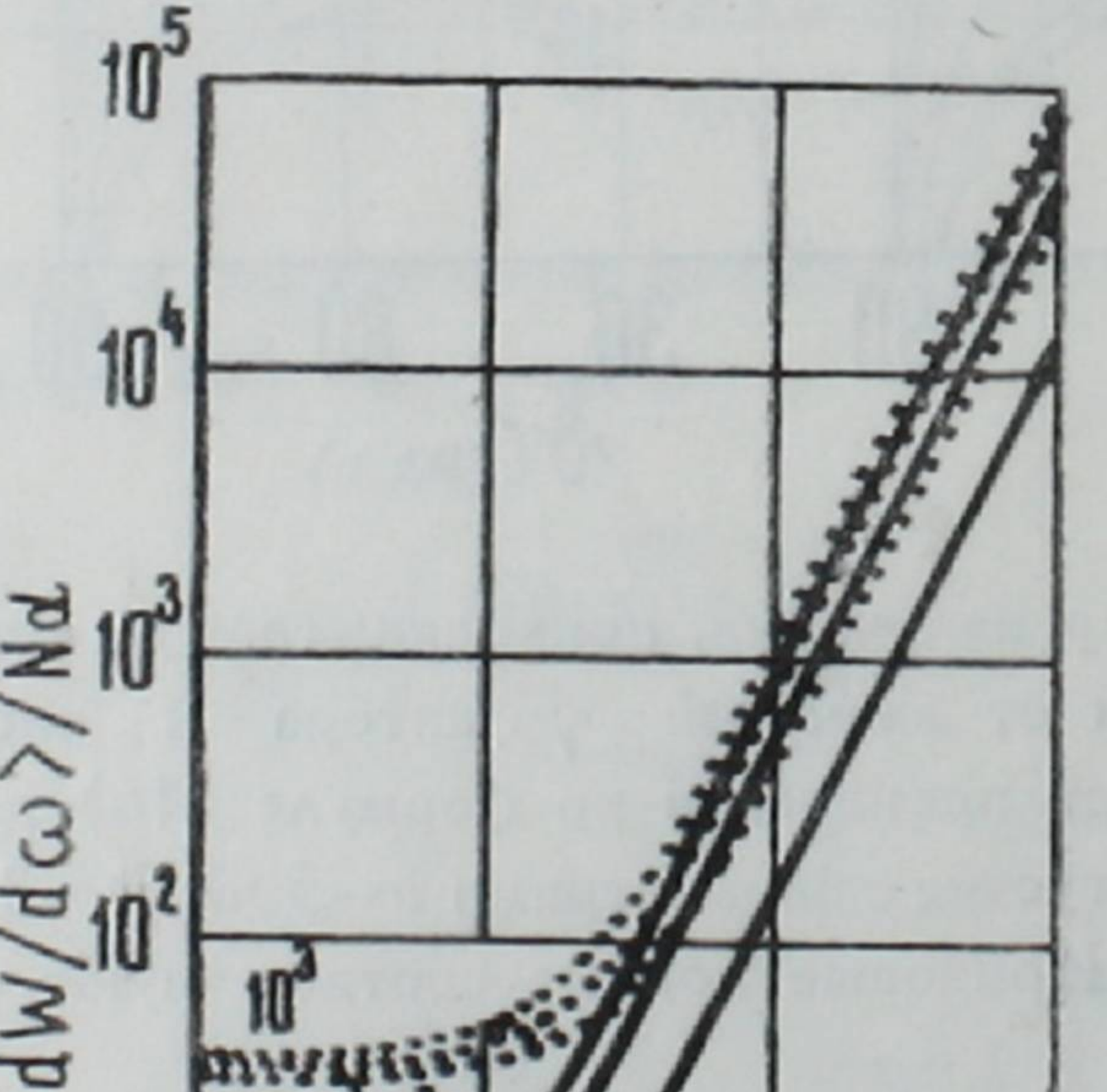

Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения, приходящегося на одну частицу, в единицах α от числа частиц N. Расчет произведен по формуле (15) для гауссовского распределения частиц в сгустке с параметрами $a=5$ *мм*, $b=2$ *мм*, $c/\omega=1$ *мм*. Цифры у кривых означают значения γ-фактора. Сплошные кривые соответствуют случаю $\varepsilon'=3$, $\varepsilon''=0,02$, пунктирные — $\varepsilon'=1,8$, $\varepsilon''=0,02$.

В области значений $N \sim N_{кр}$ имеется плавный переход от одной зависимости к другой. Из рисунка также видно, что в случае $\varepsilon'=3$ указанный переход начинается при несколько меньших значениях N. Это легко понять, так как из рис. 1 и 2 видно, что в случае $\varepsilon'=3$ более существенными являются малые углы излучения. Это обстоятельство уменьшает величину G (см. (23)) для случая $\varepsilon'=1{,}8$ и приводит к увеличению $N_{кр}$ (см. (19)).

5. Если частицы ультрарелятивистские и мы интересуемся рентгеновской областью частот, то основной вклад в интеграл (15) вносят малые углы ϑ вплоть до углов порядка [8] $(\gamma^{-2}+\omega_0^2/\omega^2)^{1/2}$.

В результате задача сводится к вычислению следующего выражения:

$$< \frac{dW}{d\omega} > = \alpha N [I_1 + (N-1)\widetilde{I}_2], \tag{24}$$

где

$$I_1 = \int_0^\infty f d\vartheta, \tag{25}$$

$$\widetilde{I}_2 = 4\pi^2 H \int_0^\infty \int_0^\infty I_2 R(\rho) R(\rho') \rho\rho' d\rho\, d\rho', \tag{26}$$

$$I_2 = \int_0^\infty J_0\left(\frac{\omega}{c}\rho\vartheta\right) J_0\left(\frac{\omega}{c}\rho'\vartheta\right) f d\vartheta, \tag{27}$$

$$f = \vartheta^3 \left(\frac{1}{\gamma^{-2}+\vartheta^2} - \frac{1}{\gamma^{-2}+\omega_0^2/\omega^2+\vartheta^2}\right)^2. \tag{28}$$

Интеграл (25) легко вычисляется

$$I_1 = \frac{u^2+u_0^2}{u^2-u_0^2}\, ln\frac{u}{u_0} - 1\ , \tag{29}$$

где

$$u = \frac{\omega}{c}(\gamma^{-2}+\omega_0^2/\omega^2)^{1/2},\ u_0 = \frac{\omega}{c}\gamma^{-1}\ . \tag{30}$$

Что касается интеграла (27), то можно показать, что

$$I_2 = T(u, u_0; \rho, \rho') + T(u, u_0; \rho', \rho) + T(u_0, u; \rho, \rho') + T(u_0, u; \rho', \rho), \tag{31}$$

где

$$T(u, u_0; \rho, \rho') = \Big\{ -\frac{u^2+u_0^2}{u^2-u_0^2} I_0(\rho' u) K_0(\rho u) +$$

$$+ \frac{u}{2}[\rho' I_1(\rho' u) K_0(\rho u)] - \rho I_0(\rho' u) K_1(\rho u)]\Big\}\, \theta(\rho-\rho'),$$

$I_\nu(z)$ — функция Бесселя мнимого аргумента, $K_\nu(z)$ — модифицированная функция Ганкеля, $\theta(x)=0$ при $x<0$ и 1 при $x\geqslant 0$.

Подставляя (29) и (31) в (26) и (24), получаем частотный спектр рентгеновского переходного излучения, образуемого произвольным сгустком ультрарелятивистских частиц.

Отметим, что если

$$\frac{\omega}{c}\left(\gamma^{-2}+\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^{1/2}\rho_{\max}\ll 1 \text{ и } \frac{\omega}{v}z_{\max}\ll 1, \tag{32}$$

где ρ_{max} и z_{max}— максимальные размеры сгустка в поперечном и продольном направлениях, то, как видно из (29), (31) и (14), имеем

$$I_2=I_1,\ H=1. \tag{33}$$

Подставляя (33) в (24), получаем

$$<\frac{dW}{d\omega}>=N^2\int\frac{d^2W_1}{d\omega\, d\vartheta}d\vartheta. \tag{34}$$

Полученная формула означает, что при выполнении условий (32) весь сгусток излучает в рентгеновской области как одна частица с зарядом Ne, т. е. когерентно. В области граничных частот, когда

$$\omega\sim\gamma\omega_0,$$

условия (32) совпадают с условиями для когерентности излучения, полученными в [1, 2]. Естественно, условия (32) непосредственно вытекают из условий (7).

Для двух конкретных распределений (20) и (22) выражение (26) принимает вид:

а) в случае прямоугольного распределения

$$\bar{I}_2=\left(\frac{\sin\frac{a\omega}{2v}}{\frac{a\omega}{2v}}\right)^2\left\{\left(\frac{2}{ub}\right)^2\left[\frac{1}{2}+\frac{u^2+u_0^2}{u^2-u_0^2}I_1(ub)K_1(ub)-\right.\right.$$
$$\left.-ub\,I_2(ub)K_1(ub)\right]+\left(\frac{2}{u_0b}\right)^2\left[\frac{1}{2}-\right. \tag{35}$$
$$\left.\left.-\frac{u^2+u_0^2}{u^2-u_0^2}I_1(u_0b)K_1(u_0b)-u_0b\,I_2(u_0b)K_1(u_0b)\right]\right\},$$

б) в случае нормального распределения Гаусса

$$\bar{I}_2=\frac{1}{2}\exp\left(-\frac{\omega^2a^2}{8v^2}\right)\left[\left(\frac{u^2+u_0^2}{u^2-u_0^2}-\frac{u^2b^2}{2}\right)\exp\left(\frac{u^2b^2}{2}\right)Ei\left(-\frac{u^2b^2}{2}\right)-\right.$$
$$\left.-\left(\frac{u^2+u_0^2}{u^2-u_0^2}+\frac{u_0^2b^2}{2}\right)\exp\left(\frac{u_0^2b^2}{2}\right)Ei\left(-\frac{u_0^2b^2}{2}\right)-2\right], \tag{36}$$

где $E_i(z)$ — интегральная показательная функция (см., напр., [9]), u и u_0 определяются формулами (30).

Заметим, что в рентгеновской области частот $c/\omega \sim 10^{-8}$ *см*. Если $a, b \sim 10^{-1}$ *см*, то для прямоугольного распределения $\bar{H} \sim 10^{-14}$, $G \sim 10^{-8}$, откуда $N_{кр} \sim 10^{22}$, т. е. для того, чтобы когерентная часть излучения преобладала, необходимо иметь сгусток с очень большой плотностью, превышающей 10^{25} *частиц/см*^{3}.

6. Таким образом, чтобы сгусток излучал когерентно в рентгеновской области частот, требуется выполнение весьма жестких условий. В длинноволновой же области условия когерентности оказываются значительно менее жесткими из-за большей длины волны излучения.

В приведенных в настоящей работе результатах численного расчета мы считали, что из четырех параметров a, b, ω и N зафиксированными являются первые три. Очевидно, что можно с тем же правом считать зафиксированными любые три из них и получить условие на четвертый параметр.

Ереванский физический
институт

Поступила 17.XI.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Ц. Аматуни.* Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 13, 111 (1960).
2. *А. Ц. Аматуни.* Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 15, 109 (1962).
3. *В. Л. Гинзбург.* Изв. АН СССР, сер. физическая, 11, 165 (1947).
4. *Г. А. Аскарян.* ЖЭТФ, 30, 584 (1956).
5. *Г. М. Гарибян.* ЖЭТФ, 33, 1403 (1957); 37, 527 (1959).
6. *Г. М. Гарибян, Л. А. Геворгян, Ян Ши.* ЖЭТФ, 66, 552 (1974).
7. *Р. Джеймс.* Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, М., 1950, глава III, § 2.
8. *Ян Ши.* Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 522 (1974).
9. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М., 1971.

ԵՐԿՈՒ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՍԱՀՄԱՆԸ ՀԱՏՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԹԱՆՁՐՈՒԿԻ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Լ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ

Ստացված է ընդհանուր արտահայտություն լիցքավորված մասնիկների կամայական բաշխում ունեցող թանձրուկի անցումային ճառագայթման ինտենսիվության համար և կատարված է վիճակագրական միջինացում ըստ թանձրուկի մասնիկների կոորդինատների բաշխման կամայական ֆունկցիայի։ Հետազոտված է թանձրուկի ճառագայթման կոհերենտության հարցը։ Ցույց է տրված, որ թանձրուկի մեջ մասնիկների խտության վրա դրված որոշակի պայմանների դեպքում և ճառագայթման ալիքի որոշակի երկարության համար ճառագայթման կոհերենտ մասը սկսում է գերակշռել ոչ կոհերենտ մասի նկատմամբ։

TRANSITION RADIATION FORMED BY A CHARGED PARTICLES BUNCH PASSING THE BOUNDARY OF TWO MEDIA

L. A. VARDANYAN, G. M. GARIBYAN, C. YANG

A general expression for the intensity of transition radiation formed by a bunch of charged particles of arbitrary structure is received. The statistical averaging of the radiation intensity over an arbitrary distribution function of the coordinates of particles in the bunch is made. The coherence problem of the radiation from the bunch is investigated. It is shown, that if some conditions on the density of particles in the bunch and the wave length of radiation are met, the coherent part of radiation is greater than the incoherent one.