

Н. А. КОРХМАЗЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

(Представлено академиком В. Л. Гинзбургом 13 VII 1971)

Излучение быстрой заряженной частицы при пролете через статическое электрическое (магнитное) поле, заставляющее ее колебаться по закону синуса в направлении, перпендикулярном скорости, впервые было рассмотрено в работе (1) (см. также (2)). Основное внимание в этой работе было уделено проблеме генерации микрорадиоволн. В дальнейшем, с той же целью, другими авторами был выполнен ряд теоретических и экспериментальных работ (3, 4). Были рассмотрены также задачи об излучении частиц, движущихся по заданной синусоидальной траектории в средах с различными оптическими свойствами (5-7). В работе (3) была высказана идея об использовании излучения в ондуляторах для измерения скорости частиц. Эта идея была развита в работах (8-10), в которых исследованы возможности использования рентгеновского и более жесткого излучения в ондуляторах для идентификации и измерения энергии сверхбыстрых заряженных частиц. В них получены формулы для полной излученной энергии и числа испущенных квантов с единицы пути, исследован спектральный состав излучения. Излучение состоит из различных «гармоник» ($m = 1, 2, 3, \dots$), каждая из которых имеет свой частотный интервал

$$\omega_{1,m} = \frac{m\Omega}{1 + \beta} = \frac{m\Omega}{2} \leq \omega \leq \frac{m\Omega}{1 - \beta} = 2m\Omega\gamma^2 = \omega_{2,m}, \quad (1)$$

а закон спектрального распределения числа фотонов, испущенных заряженной частицей с единицы пути пролета, дается формулой

$$\frac{dN_m}{d\omega} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{2\pi c} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\sigma_m^2}{\sin^2 \theta_m \cos^2 \varphi} - \frac{1}{\beta^2 \gamma^2} \right) J_m^2(a_m) d\varphi, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_m &= \frac{m\Omega}{\beta\omega}, \quad \cos \theta_m = \frac{1}{\beta} - \sigma_m, \quad a_m = \frac{\omega}{c} x_0 \sin \theta_m \cos \varphi, \\ x_0 &= eH_0 / (M\gamma\Omega^2), \quad \Omega = 2\pi c / l, \quad \beta = v / c \rightarrow 1, \\ \omega^2 \sin^2 \theta_m &= \frac{1}{\beta^2 \gamma^2} (\omega - \omega_{1,m})(\omega_{2,m} - \omega), \end{aligned}$$

J_m — функция Бесселя, H_0 и l — амплитуда и период поля, γ и M — энергия и масса пролетающей частицы. Эта формула применима при выполнении условий

$$\left(\frac{M}{M_e} \right)^2 \gamma^2 \gg 10^{-8} H_0^2 l^2, \quad \frac{2}{3} \left(\frac{e^2}{Mc^2} \right)^2 H^2 L \gamma^2 \ll M \gamma c^2, \quad (3)$$

где L — длина ондулятора, а M_e — масса электрона. Первое из этих условий означает малость поперечной компоненты импульса частицы по сравнению с продольной, а второе — малость полной излученной энергии по сравнению с энергией частицы. Полная энергия излучения пропорциональна квадрату энергии пролетающей частицы, число испущенных квантов не зависит от энергии частицы. С увеличением энергии частицы спектр смещается в сторону коротких длин волн.

В настоящей заметке приводятся результаты численного анализа формулы (2) на ЭВМ «Раздан-3». Было подсчитано число квантов, испущенных на первых двадцати гармониках. Оказалось, что на 1 м пути пробега

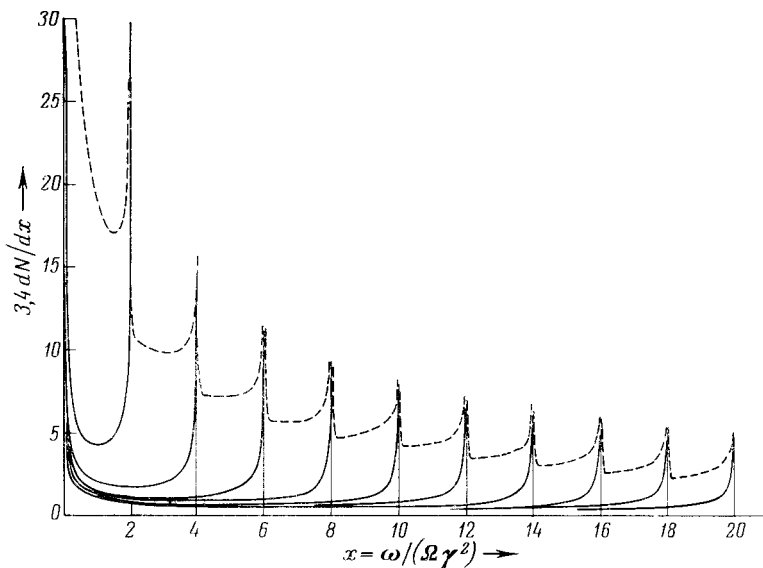


Рис. 1. Спектральное распределение числа квантов, испускаемых электроном на 1 м пути при $H_0 = 10^4$ э, $l = 10$ см и произвольном γ . Пунктиром показана сумма всех гармоник

частицы испускается около 60 квантов с энергиями не меньше $\hbar\Omega\gamma^2$ (приблизно по три кванта в каждой гармонике).

На рис. 1 приведено спектральное распределение числа квантов, испущенных на 1 м пути пролета, для первых десяти «гармоник» при амплитуде поля $H_0 = 10^4$ э и периоде $l = 10$ см.

Число излученных квантов существенно зависит от массы пролетающей частицы. Например, если пропустить через тот же ондулятор вместо электрона μ -мезон, то на 1 м пути испустится лишь $\sim 10^{-4}$ квантов. Это обстоятельство подсказывает простой метод идентификации частиц e , μ и π , p : параметры ондулятора необходимо выбрать так, чтобы при пролете легкой частицы излучалось заметное число фотонов, а при пролете тяжелой частицы излучение было ничтожно мало. Излученная энергия в определенном интервале частот зависит от энергии частицы. Исходя из этого, можно измерить энергию частицы после того, как она уже идентифицирована.

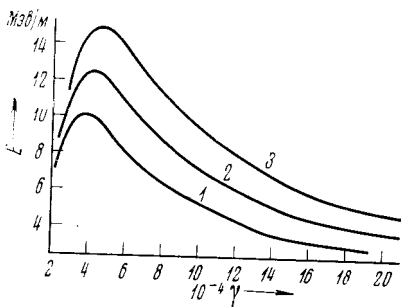


Рис. 2. Зависимость излучаемой энергии от энергии частицы в различных интервалах: 1 — 16—520 кэв, 2 — 20—650 кэв, 3 — 24—780 кэв

На рис. 2 приведена зависимость излученной энергии в разных интервалах частот от энергии частицы. Измеряя излученную энергию в определенном интервале частот, наносим это значение на ось ординат и проводим прямую, параллельную оси абсцисс. Эта прямая в общем случае пересечется с кривой, соответствующей выбранному интервалу частот, в двух точках, что будет соответствовать двум возможным значениям энергии (γ_1 , γ_2). Измеряя излученную энергию еще раз в другом интервале ча-

стот, аналогично получим вторую пару возможных значений (γ_1' , γ_2'). Одно из значений первой пары обязательно совпадает с одним из значений второй пары. Это значение и определяет энергию частицы.

В заключение авторы выражают благодарность С. Сейраняну за расчеты, проведенные на ЭВМ, и Г. М. Гарибяну за обсуждение полученных результатов.

Ереванский государственный
университет

Поступило
9 VII 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Л. Гинзбург, Изв. АН СССР, сер. физ., **11**, 165 (1947). ² В. Л. Гинзбург, УФН, **69**, 537 (1959). ³ Н. Motz, J. Appl. Phys., **22**, 527 (1957). ⁴ Миллиметровые и субмиллиметровые волны. ИЛ, 1959. ⁵ В. Л. Гинзбург, В. Я. Эйджман, ЖЭТФ, **36**, 1823 (1959). ⁶ В. Я. Эйджман, ЖЭТФ, **34**, 131 (1958); **36**, 1335 (1959). ⁷ Б. В. Хачатрян, Изв. высш. уч. завед., Радиофизика, **6**, 904 (1963). ⁸ Н. А. Корхмазян, Изв. АН АрмССР, Физика, **5**, 287 (1970). ⁹ Н. А. Корхмазян, Изв. АН АрмССР, Физика, **5**, 418 (1970). ¹⁰ Н. А. Корхмазян, С. С. Элбакян, Изв. АН АрмССР, Физика, **6**, 7 (1971).