

## ПОЛНОЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В ГАЗОВЫХ ЗАЗОРАХ РАДИАТОРА РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. М. Гришин, С. К. Котельников

*Обсуждается возможность идентификации релятивистских заряженных частиц по полному энергосвыделению, обусловленному фотопоглощением квантов рентгеновского переходного излучения и ионизационными потерями излучающей частицы, в последовательных газовых зазорах слоистого радиатора.*

Рентгеновское переходное излучение (РПИ), образуемое при прохождении релятивистской заряженной частицы с лоренц-фактором  $\gamma \geq 100$  через слоистый радиатор, находит все большее применение для разделения электронов и адронов с импульсами от 1 до 100 ГэВ/с, а также для идентификации адронов в области более 100 ГэВ/с [1, 2]. Сепарирующая способность детектора РПИ очень сильно зависит от плотности числа  $n_{TR}$  зарегистрированных квантов РПИ:  $A_{TR} = dn_{TR}/dL$ , где  $L$  — полная длина детектора. Например, при увеличении  $A_{TR}$  на 15% степень разделения  $e/\pi$  улучшается в два раза [3]. В практически реализуемых детекторах РПИ, представляющих собой последовательность модулей радиатор — детектор, низкое значение  $A_{TR}$  обусловлено поглощением ( $\geq 70\%$ ) квантов РПИ в пассивном (т.е. нерегистрирующем) радиаторе. Естественным путем увеличения  $A_{TR}$  является создание активного радиатора, в котором одновременно происходит и образование, и регистрация квантов РПИ. Поскольку кванты РПИ испускаются под малыми углами  $\sim 1/\gamma$  относительно траектории излучающей частицы, их регистрация обычно происходит на фоне ее ионизационных потерь энергии. Поэтому для увеличения сигнала РПИ относительно ионизационных потерь в активном радиаторе необходимо сохранить высокую плотность числа границ раздела между средами, характерную для эффективных пассивных радиаторов: пленки (полипропилен) толщиной  $d_1 \sim 10 - 30$  мкм, газовые зазоры (гелий, воздух) —  $d_2 \sim 200 - 300$  мкм. Целью настоящей работы является предложение удобного для регистрации параметра распределения полного энергосвыделения в газовых зазорах радиатора, которое обусловлено фотопоглощением квантов РПИ и ионизационными потерями, и обсуждение возможности реализации активного радиатора с высоким значением  $A_{TR}$ .

Рассмотрим слоистый радиатор, образованный пленками полипропилена ( $CH_2$ ) толщиной  $d_1 = 20$  мкм с зазорами  $d_2 = 300$  мкм, заполненными ксеноном нормальной плотности (1 атм, 0 °С). Спектральная плотность среднего числа квантов РПИ, поглощенных в произвольном (см. ниже) зазоре радиатора, дается соотношением [4]:

$$\frac{dn_{TR}}{d\omega} = \frac{2\alpha}{\pi} \int_0^{\sim 100/\gamma} \left| \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_1^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_2^2} \right|^2 \frac{(1+h_1)(1-h_2)}{\omega(1-h_1h_2)} \theta^3 d\theta, \quad (1)$$

где  $\alpha \approx 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $\theta$  — угол вылета кванта РПИ с энергией  $\omega$ ,  $\xi_j = \omega_j/\omega$ ,  $h_j = \exp(-n_a^{(j)}\sigma_p^{(j)}(\omega)d_j)$ ,  $j = 1, 2$ , а  $\omega_j$ ,  $n_a^{(j)}$  и  $\sigma_p^{(j)}(\omega)$  — соответственно плазменная энергия, число атомов в единице объема и сечение фотопоглощения полипропилена ( $j = 1$ ) и ксенона ( $j = 2$ ).  
Спектральная плотность среднего числа ионизирующих столкновений излучающей частицы в ксеноне толщиной  $d_2$  равна  $dn_1/d\omega = d_2 n_a^{(2)} d\sigma/d\omega$ , где  $d\sigma/d\omega$  — дифференциальное сечение неупругих столкновений релятивистской заряженной частицы с атомами ксенона /5/:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi\beta^2} \left[ \frac{\sigma_p^{(2)}(\omega)}{\omega} \ln \frac{2m v^2}{\omega |1 - \beta^2 \epsilon|} + \frac{1}{\omega^2} \int_0^\omega \sigma_p^{(2)}(\omega') d\omega' + \frac{\beta^2 |\epsilon|^2 - \epsilon_1}{n_a^{(2)} \hbar c |\epsilon|^2} \arg(1 - \beta^2 \epsilon_1 + i\beta^2 \epsilon_2) \right].$$

Здесь  $\beta = v/c$  — скорость частицы  $v$  в единицах скорости света  $c$ ,  $m$  — масса электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка и  $\epsilon(\omega) = \epsilon_1 + i\epsilon_2$  — комплексная диэлектрическая проницаемость ксенона.

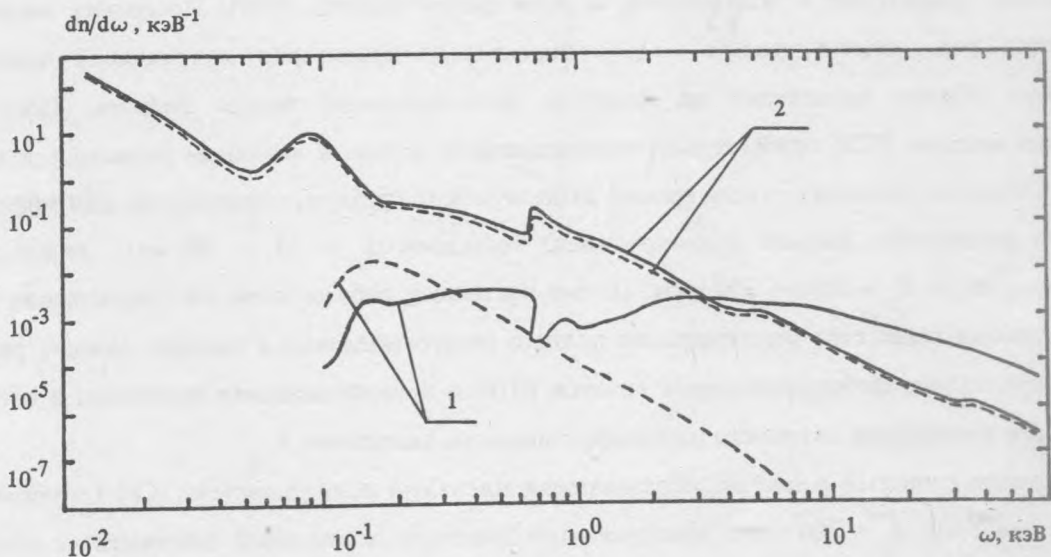


Рис. 1. Зависимости спектральной плотности актов ионизации от переданной энергии для электронов (сплошная линия) и пионов (штриховая линия) с импульсом 5 ГэВ/с в произвольном зазоре слоистого радиатора — полипропилен (20 мкм)/ксенон (300 мкм): 1 —  $dn_{TR}/d\omega$ ; 2 —  $dn_1/d\omega$ .

Распределение  $\Phi$  полного энерговыведения  $\Delta$  в  $k$  последовательных газовых зазорах радиатора (общей толщиной  $l = kd_2$ ) дается соотношением /6/:

$$\Phi(l, \Delta, \gamma) = \int_{\kappa - i\infty}^{\kappa + i\infty} \exp \left\{ p\Delta - k \int_0^{\omega_0} \left( \frac{dn_I}{d\omega} + \frac{dn_{TR}}{d\omega} \right) [1 - \exp(-p\omega)] d\omega \right\} \frac{dp}{2\pi i}, \quad (2)$$

где  $\kappa > 0$ , а  $\omega_0 \sim 100$  кэВ — обычно выбираемый предел регистрируемых в газовых детекторах передач энергии в отдельных столкновениях /5/. На рис. 1 показаны зависимости  $dn_{TR}/d\omega$  и  $dn_I/d\omega$  от передачи энергии  $\omega$  для электрона и пиона с импульсом 5 ГэВ/с. Видно, что для электрона при  $\omega \gtrsim 3$  кэВ  $dn_{TR}/d\omega > dn_I/d\omega$  и вклад переходного излучения начинает доминировать в интеграле (2). Заметим, что в области  $\omega \sim 5 - 40$  кэВ примерно 90% квантов РПИ поглощаются в ксеноне и, следовательно, могут быть зарегистрированы. Эта область передач энергии отвечает высокоэнергетическому "хвосту" распределения  $\Phi$ . Привлекательным с точки зрения измерения параметром, связанным с "хвостом"  $\Phi(l, \Delta, \gamma)$ , является его относительная площадь в области выше некоторого порогового энерговыведения  $\Delta_1$ , так называемая "пороговая эффективность" детектора  $\Theta(l, \Delta_1, \gamma)$ , которая определяется следующим соотношением /7/:

$$\Theta(l, \Delta_1, \gamma) = \int_{\Delta_1}^{\infty} \Phi(l, \Delta, \gamma) d\Delta, \quad \Theta(l, 0, \gamma) = 1. \quad (3)$$

При фиксированных значениях  $l$  и  $\Delta_1$  пороговая эффективность возрастает с ростом лоренц-фактора и может служить его мерой. В активном радиаторе с числом слоев  $l$ , равным  $N$  (т.е. с числом зазоров  $kN$ ), экспериментальной оценкой  $\Theta$  служит отношение  $N_1/N$ , где  $N_1$  — число слоев с  $\Delta \geq \Delta_1$ . Величина  $\Theta$  подчиняется биномиальному распределению со средним  $\bar{\Theta} = N_1/N$  и дисперсией  $\sigma^2 = \bar{\Theta}(1 - \bar{\Theta})/N$ , которое при  $N \gtrsim 10$  хорошо аппроксимируется гауссовским  $G(\bar{\Theta}, \sigma)$ . Коэффициент режекции  $R$ , который характеризует степень разделения двух различных по массе частиц с одинаковым импульсом (например, электрон и пион), определяется следующим соотношением:

$$R = \eta_\pi / \eta_e, \quad \eta_j = \int_{\tilde{\Theta}}^1 G(\bar{\Theta}_j, \sigma_j) d\theta, \quad j = e, \pi.$$

Значение  $\bar{\Theta}$  определяется из условия  $\eta_e = 0,9$ .

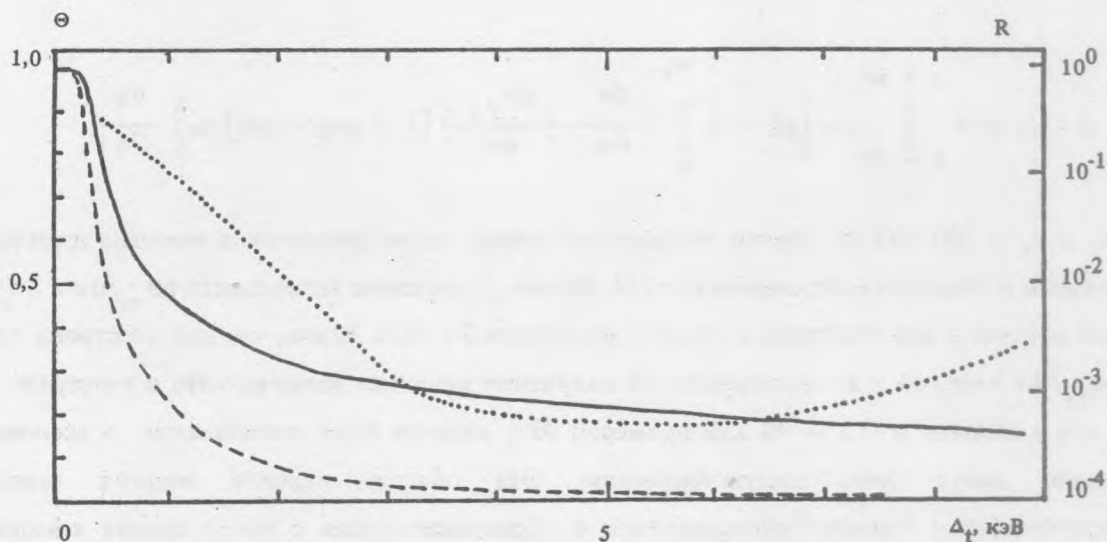


Рис. 2. Зависимости пороговой эффективности  $\Theta$  от порогового энерговыделения для электронов (сплошная линия) и пионов (штриховая линия) с импульсом 5 ГэВ/с. Толщина слоя  $l = 10 \cdot 300 \text{ мкм} = 3 \text{ мм}$ , число слоев  $N = 25$ . На правой шкале отложен коэффициент режекции  $R$  (пунктир).

На рис. 2 показаны вычисленные по формулам (2), (3) методом Монте—Карло зависимости пороговой эффективности от порогового энерговыделения для электронов и пионов с импульсом 5 ГэВ/с в активном радиаторе при  $k = 10$  ( $l = 3 \text{ мм}$ ). Кроме того, показана аналогичная зависимость коэффициента режекции для числа слоев  $N = 25$  (длина активного радиатора  $L_a = 8 \text{ см}$ ). Видно, что при  $\Delta_t \sim 5 \text{ кэВ}$  (оптимальный порог для данного детектора РПИ)  $R \ll 10^{-3}$ , т.е. при эффективности регистрации электронов 90% примесь пионов не больше 0,1%.

Соотношение (1) для  $dn_{TR}/d\omega$  верно лишь в случае бесконечного радиатора, когда устанавливается равновесие между образованием и поглощением квантов РПИ (при этом  $A_{TR} \sim (d_1 + d_2)^{-1} \sim 1 \text{ см}^{-1}$ ). На практике для обеспечения достаточно большого значения  $\Theta$  в первых слоях активного радиатора перед ним необходимо располагать пассивный радиатор (длиной  $L_p$ ). В этом случае  $A_{TR}$  уменьшается в  $L_a/(L_a + L_p)$  раз и составляет 0,7 — 1,0  $\text{см}^{-1}$ , что примерно в четыре раза превосходит наибольшее достигнутое значение  $A_{TR} \sim 0,2 \text{ см}^{-1}$  /3/ и позволяет существенно уменьшить общую длину детектора РПИ.

Реализовать активный радиатор можно, по-видимому, на основе недавно предложенной методики газовой пленочной микрополосковой пропорциональной камеры (ПМПК) /8/. Отметим,



что активный радиатор на основе многопроволочной пропорциональной камеры предлагался еще в /9/, однако характерное для этой методики минимальное значение  $d_2 \sim 2$  мм не обеспечивало большого значения  $A_{TR}$  (в /9/  $A_{TR} \lesssim 0,15 \text{ см}^{-1}$ ). Методика же ПМПК допускает зазоры  $\sim 100$  мкм и поэтому обладает высоким быстродействием ( $\sim 10$  нс). Кроме того, в ПМПК достигнуто амплитудное разрешение  $\sim 11\%$  (при 5,9 кэВ), пространственное разрешение  $\sim 30$  мкм и скорость счета  $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  /10/. Эти характеристики в сочетании с компактностью и малой плотностью детектора делают перспективным применение активного радиатора на основе ПМПК для идентификации релятивистских заряженных частиц в экспериментах на протонных коллайдерах следующего поколения (SSC/LHC) /10/, а также на спутниках и аэростатах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W a t a s e Y. et al. Nucl. Instr. Meth. **A248**, 379 (1986).
2. В а а к е М. et al. Nucl. Instr. Meth. **A281**, 325 (1989).
3. D o l g o s h e i n В. Nucl. Instr. Meth. **A252**, 137 (1986).
4. Г а р и б я н Г. М. и др. ЖЭТФ, **66**, 552 (1974).
5. A l l i s o n W., C o b b J. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **30**, 253 (1980).
6. C h e c h i n V. A., E r m i l o v a V. K. Phys. Rev., **D19**, 2053 (1979).
7. G r i s h i n V. M. et al. Nucl. Instr. Meth., **A307**, 273 (1991).
8. S t a h l H. et al. Nucl. Instr. Meth. **A297**, 95 (1990).
9. O g a n e s s i a n A. G. et al. Proc. of Int. Symp. on Transition Radiation for High Energy Particles, Yerevan, 12-17 May 1977, p. 269.
10. A n g e l i n i F. et al. Proc. of Large Hadron Collider Workshop, Aachen, 4-9 October 1990, v. 3, p. 222.

Поступила в редакцию 18 декабря 1991 г.