

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОРОГОВУЮ ЭФФЕКТИВНОСТЬ

В.М. Гришин, А.С. Русецкий

В пропорциональной дрейфовой камере, которая облучалась электронами с энергиями 100 и 550 МэВ, измерены распределения полного энерговыделения, обусловленного ионизационными потерями электронов и фотопоглощением квантов рентгеновского переходного излучения. Показано, что метод пороговой эффективности не уступает по сепарирующей способности методу усеченного среднего энерговыделения.

Недеструктивное (т.е. не влияющее на импульс P) измерение лоренц-фактора γ релятивистской заряженной частицы является одной из основных экспериментальных проблем физики высоких энергий, поскольку лежит в основе большинства методов идентификации адронов и разделения электронов и адронов [1]. Релятивистская зависимость параметров распределения $\Phi(l, \Delta, \gamma)$ полного энерговыделения Δ , обусловленного ионизационными потерями заряженной частицы и фотопоглощением квантов сопутствующего ей рентгеновского переходного излучения (РПИ) в слое газа толщиной $l \sim 1$ см, несет информацию о лоренц-факторе частицы в диапазоне $\gamma \sim 10-10^4$. Последовательное измерение значений Δ в многомодульном идентификаторе (модуль состоит из радиатора РПИ и детектора) обеспечивает статистическую оценку параметров распределения $\Phi(l, \Delta, \gamma)$. Технические характеристики коллайдеров нового поколения (SSC, LHC, HRIC) предъявляют жесткие требования к быстродействию детекторов (10-20 нс [1]). Это одна из причин возрастания интереса к методу пороговой эффективности (θ -метод), который упоминался еще в [2, 3] и подробно обсуждался в [4, 6], поскольку он является, по-видимому, наиболее быстрым методом обработки $\Phi(l, \Delta, \gamma)$. Экспериментальной оценкой пороговой эффективности $\theta(l, \Delta, \gamma)$ служит отношение N_t/N , где N — полное число модулей, а N_t — число модулей с $\Delta \geq \Delta_t$ (Δ_t — фиксированное пороговое энерговыделение). В настоящей работе проводится сравнение сепарирующей способности θ -метода и традиционного метода усеченного среднего энерговыделения (Q -метода) в идентичных экспериментальных условиях.

Измерения проводились в дрейфовой пропорциональной камере (ДПК), позволявшей анализировать энерговыделение в слое газа толщиной $l = 3,0 \pm 0,1$ см. Катод ДПК из алюминизированного майлара толщиной 30 мкм служил входным окном для релятивистских электронов и квантов РПИ. Радиатор РПИ состоял из 200 бериллиевых фольг толщиной 15 мкм,

прослоенных картонными кольцами толщиной 400 мкм. ДПК откачивалась до давления $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ торр, затем наполнялась смесью He/Xe/CO₂ в пропорции 90/10/10 до давления, отвечающего нормальным условиям (1 атм, 0 °С). Поскольку ДПК облучалась электронами с импульсом $P_e \leq 550$ МэВ/с ($\gamma \approx 1,1 \cdot 10^3$), спектр РПИ которых относительно мягкий, указанная газовая смесь позволяла регистрировать РПИ преимущественно в области высокоэнергетического "хвоста" распределения $\Phi(l, \Delta, \gamma)$ /7/. Сигнал ДПК, амплитуда которого пропорциональна Δ , после усиления поступал на линейные ворота (ЛВ), которые открывались триггером С1·А1·А2·С2 годоскопа сцинтилляционных счетчиков совпадений (С1, С2) и антисовпадений (А1, А2), выделявшего пучок электронов диаметром ~ 1 см в центре ДПК. Энергетическая калибровка проводилась с помощью источников рентгеновского излучения Fe-55 ($E_\gamma = 5,9$ кэВ) и Cd-109 ($E_\gamma = 22,16$ кэВ). Сигнал с ЛВ поступал на АЦП и через систему КАМАК записывался в памяти вычислительного комплекса ДВК-3, который осуществлял накопление распределения $\Phi(l, \Delta, \gamma)$. Учет фона проводился путем параллельного набора спектра сигналов ДПК, совпадающих с триггером, который задержан на время, превышающее время дрейфа электронов в ДПК. Обнаружено, что при загрузке ≈ 50 триггеров за время вывода электронов из ускорителя (200-300 мс) фон практически не влияет на параметры распределения $\Phi(l, \Delta, \gamma)$.

Измерение параметров распределения $\Phi(l, \Delta, \gamma)$ проводилось следующим образом. Во время набора амплитудного спектра оценивалось относительное число событий с $\Delta \geq \Delta_1$: $\theta = n_1/n$, где n_1 — число событий с $\Delta \geq \Delta_1$, n — общее число событий в серии. Для приведения статистической погрешности к уровню систематической было выбрано $n = 250$. После набора 15-20 серий вычислялось среднее значение пороговой эффективности θ и ее среднеквадратичное отклонение. Для сравнения параллельно проводилось измерение усеченного среднего энерговыведения:

$$\Delta_{im} = \left[\frac{\sum_{j=1}^n \Delta_j}{n_\nu} \right],$$

где суммирование ведется по $n_\nu = \nu n$ наименьших значений Δ . Параметр усечения ν выбирался в диапазоне 0,4-0,8 /8/. Очевидно, что одна серия измерений имитирует прохождение частицы через идентификатор с числом модулей $N = n$.

Для оценки сепарирующей способности методов измерения проводились при двух значениях лоренц-фактора электронов $\gamma_1 \approx 1,1 \cdot 10^3$ ($P_e = 550$ МэВ/с) и $\gamma_2 \approx 5 \cdot 10^2$ ($P_e = 100$ МэВ/с), отвечающих границам регулировки тока спектрометрического магнита. Коэффициент сепарации вычислялся по формуле:

$$S_a(\gamma_1/\gamma_2) = 2(a^{(1)} - a^{(2)}) / (\sigma_a^{(1)} - \sigma_a^{(2)}),$$

где $a = \bar{\theta}$, $\bar{\Delta}_{tm}$ — средние по сериям значения пороговой эффективности или усеченного среднего энерговыделения, а σ_a — соответствующие среднеквадратичные отклонения.

На рис. 1 показаны зависимости пороговой эффективности θ от порогового энерговыделения Δ_t при наличии и отсутствии радиатора РПИ. Видно, что РПИ заметно увеличивает пороговую эффективность, поскольку дает вклад, в основном, в высокоэнергетическую область распределения $\Phi(l, \Delta, \gamma)$. На рис. 2 показаны зависимости $S_\theta(\Delta_t)$ — кривые и $S_{\Delta_{tm}}(\nu)$ — точки, при наличии и отсутствии радиатора РПИ. Видно, что наличие переходного излучения заметнее сказывается на коэффициенте сепарации θ -метода.

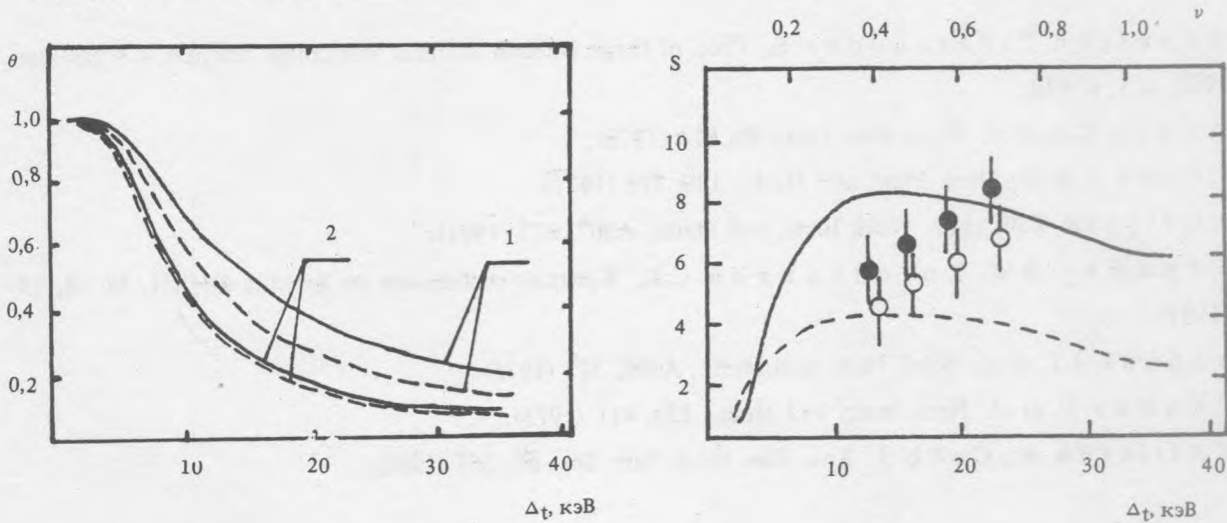


Рис. 1. Зависимости пороговой эффективности θ от порогового энерговыделения Δ_t для слоя смеси $0,8\text{He} + 0,1\text{Xe} + 0,1\text{CO}_2$ при нормальной плотности (0°C , 1 атм) толщиной $l \approx 3$ см. Сплошные кривые — измерения с радиатором РПИ, пунктирные — без радиатора РПИ; $\gamma_1 \approx 1,1 \cdot 10^3$ (1), $5 \cdot 10^2$ (2).

Рис. 2. Зависимости коэффициентов сепарации S релятивистских электронов с лоренц-факторами $\gamma_1 \approx 1,1 \cdot 10^3$ и $\gamma_2 \approx 5 \cdot 10^2$ по пороговой эффективности $S_\theta(\Delta_t)$ (кривые) и по усеченному среднему энерговыделению $S_{\Delta_{tm}}(\nu)$ (точки) от порогового энерговыделения Δ_t ($S_\theta(\Delta_t)$) и параметра усечения $\nu(S_{\Delta_{tm}}(\nu))$. Сплошная кривая и \bullet — измерения с радиатором РПИ, пунктирная кривая и \circ — без радиатора РПИ. Погрешности точек и кривых примерно одинаковы.

Таким образом, экспериментально показано, что РПИ оказывает заметное влияние как на величину, так и на релятивистскую зависимость пороговой эффективности. Кроме того, сепарирующая способность θ - и Q-методов, измеренная в идентичных экспериментальных условиях, оказалась одного порядка. Принимая во внимание преимущества θ -метода (простая

структура сигнала, высокое быстродействие и т.п. /4 — 6/), можно предположить, что он окажется полезным для идентификации релятивистских частиц. Особенно это касается задач выделения электронов в условиях сильного адронного фона, а также экспериментов с космическими лучами, когда площадь идентификатора (и, следовательно, стоимость электроники) является основным лимитирующим фактором.

Авторы признательны С.К. Котельникову за помощь при составлении программного обеспечения.

ЛИТЕРАТУРА

1. A k e s s o n T., F e r n a n d e z E. Proc. of Large Hadron Collider Workshop, Aachen, 4-9 October 1990, v. 1, p. 420.
2. W a n g C.L. et al. Phys. Rev. Lett., **29**, 814 (1972).
3. C o b b J. et al. Nucl. Instr. and Meth., **140**, 413 (1977).
4. G r i s h i n V.M. et al. Nucl. Instr. and Meth., **A307**, 273 (1991).
5. Г р и ш и н В.М., К о т е л ь н и к о в С.К. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 29 (1991).
6. S h a n k J.T. et al. Nucl. Instr. and Meth., **A309**, 377 (1975).
7. C a m p s C. et al. Nucl. Instr. and Meth., **131**, 411 (1975).
8. A l l i s s o n W., C o b b J. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **30**, 253 (1980).

Поступила в редакцию 28 мая 1992 г.