

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ ПО РЕЛЯТИВИСТСКОМУ РОСТУ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ПОРОГОВОЙ ИОНИЗАЦИИ В ГАЗЕ

В.М. Гришин, В.К. Ермилова

Предложен способ идентификации релятивистских заряженных частиц по релятивистскому возрастанию относительной площади "хвоста" распределения ионизационных потерь энергии, отвечающего потерям больше фиксированного порога, значение которого соответствует максимуму коэффициента сепарации.

Измерение ионизационных эффектов в газовых детекторах (пропорциональные и дрейфовые камеры) применяется для идентификации релятивистских заряженных адронов в области лоренц-факторов $\gamma = 10 - 10^3$. Обычно измеряется релятивистский рост вероятных потерь энергии Δ_0 , отвечающих максимуму распределения $f_X(\Delta, \gamma)$ ионизационных потерь энергии быстрой заряженной частицы в слое газа толщиной x /1/. Измерения проводятся в многослойном детекторе, который обеспечивает статистическую оценку параметров распределения $f_X(\Delta, \gamma)$ (вероятного значения, усеченного среднего и т.п. /1/) при однократном прохождении частицы. Толщина каждого слоя составляет $x = 1 - 10$ см газа при атмосферном давлении. Релятивистский рост Δ_0 в таком тонком слое $R(\Delta_0) = (\Delta_0^{pl}/\Delta_0^{\min} - 1) \cdot 100\%$ ($\Delta_0^{pl}, \Delta_0^{\min}$ — соответственно вероятные потери на плато Ферми и в минимуме ионизации) не превышает 70%, поскольку столкновения с электронами внутренних (К, L) атомных оболочек практически не вносят вклад в вероятные потери /2/. Напротив, "хвост" распределения $f_X(\Delta, \gamma)$ (область больших Δ) отвечает в основном столкновениям с электронами внутренних оболочек, для которых эффект поляризации среды проявляется при $\gamma > I_{K,L}/\hbar\omega_p$, где $I_{K,L}$ — потенциал ионизации К, L — оболочки, ω_p — плазменная частота, \hbar — постоянная Планка. Поэтому целесообразно найти такой параметр распределения $f_X(\Delta, \gamma)$, который отвечал бы в основном столкновениям с К-, L-электронами. Измерение средних (или средних ограниченных) потерь энергии, которые включают передачи энергии в столкновениях с К-, L-электронами, сопряжено с рядом методических трудностей (уход δ -электронов из чувствительного объема, насыщение электроники и т.п. /1/). Существенный вклад в средние потери вносят близкие "резерфордские" столкновения, не испытывающие релятивистского роста.

Привлекательным параметром, с точки зрения повышенного релятивистского роста и возможности измерения, является отношение площади хвоста S_t распределения $f_X(\Delta, \gamma)$, отвечающего потерям энергии больше некоторого порогового значения Δ_t , к полной площади распределения $S: \eta = S_t/S$ (рис. 1). Мы предлагаем для η термин — относительная пороговая ионизация. Экспериментально оценкой η является отношение n/N , где N — общее число слоев детектора-идентификатора, а n — число слоев, для которых $\Delta > \Delta_t$. Реализовать такой подход можно с помощью многослойной пропорциональной или дрейфовой камеры, наполненной тяжелыми инертными газами (Ar, Kr, Xe) с молекулярными добавками, в которой сигналы с анодных проволочек в каждом слое усиливаются и поступают на формирователь с регулируемым порогом срабатывания. Относительное число сформированных сигналов определяет η . Фактически это один из вариантов метода малоэффективного пропорционального счетчика, некоторые свойства которого недавно исследованы в /3/. Такой подход в меньшей степени ограничен трудностями, связанными с точным измерением больших Δ , поскольку оценивается лишь число событий с $\Delta > \Delta_t$, а не собственно потери энергии. Кроме того, на величину η меньше влияют "резерфордские" столкновения.

Для проверки этого предположения проанализируем несколько распределений $f_X(\Delta, \gamma)$, полученных моделированием методом Монте-Карло /4/, для аргона и ксенона толщиной 1 см при нормальных условиях (0 °С, 1 атм). На рис. 2а показаны зависимости релятивистского роста $R(\eta) = (\eta^{pl}/\eta^{\min} - 1) \cdot 100\%$ (η^{pl}, η^{\min} — соответственно относительные пороговые ионизации для плато Ферми и в минимуме иони-

зации) от энергии порога Δ_t . На рис. 2б показаны аналогичные зависимости коэффициента сепарации, определенного как $K_S = 2(\eta^{pl} - \eta^{\min}) / (\sigma^{pl} + \sigma^{\min})$, где $\sigma = [\eta(1-\eta)/N]^{1/2}$ — среднеквадратичная (биномиальная) ошибка определения η при $N = 1000$. При $\Delta_0^{pl} \lesssim \Delta_t \lesssim I_K$ величина $R(\eta)$ проходит через максимум, более чем в два раза превышающий релятивистский рост вероятных потерь $R(\Delta_0)$. Однако максимум K_S расположен в более мягкой области $\Delta_0^{\min} \lesssim \Delta_t \lesssim \Delta_0^{pl}$, отвечающей большей статистической точности измерения η , где $R(\eta)$ всего на 20–30% превышает $R(\Delta_0)$.

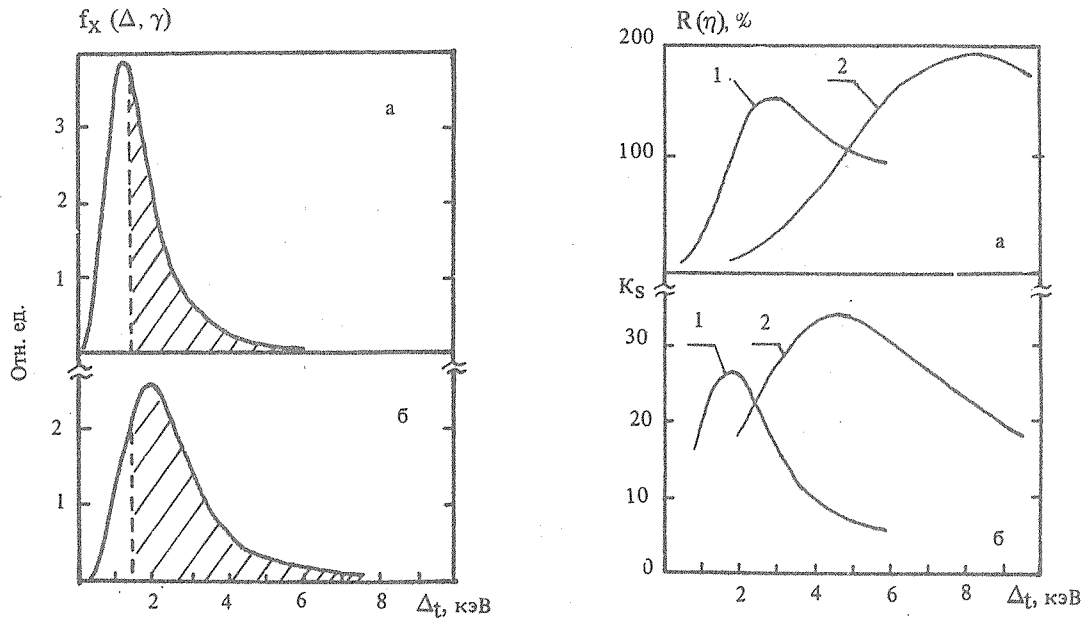


Рис. 1. Распределения ионизационных потерь энергии для аргона толщиной 1 см при нормальных условиях (0°C , 1 атм): а) минимум ионизации, б) плато Ферми. Распределения нормированы на равную общую площадь S . Заштрихованы области, отвечающие $\Delta > \Delta_t (S_t)$.

Рис. 2. Зависимости релятивистского роста относительной пороговой ионизации (а) и коэффициента сепарации (б) от энергии порога для аргона (1) и ксенона (2) толщиной 1 см при нормальных условиях (0°C , 1 атм). Для аргона $\Delta_0^{\min} \cong 1,32$ кэВ, $\Delta_0^{pl} \cong 2,38$ кэВ, $I_K \cong 3,2$ кэВ, для ксенона $\Delta_0^{\min} \cong 3,64$ кэВ, $\Delta_0^{pl} \cong 7,12$ кэВ, $I_L \cong 4,8$ кэВ, $I_K \cong 35,6$ кэВ.

Сравнение максимальных значений K_S с коэффициентами сепарации для вероятных потерь, приведенными в [1], показывает, что при равной длине детектора $L = Nx$ обсуждаемый подход не уступает методу измерения $R(\Delta_0)$, а по величине релятивистского роста и диапазону идентификации лоренц-факторов несколько (на 20–30%) превосходит его. Необходимо также отметить, что в области максимума K_S слабо зависит от Δ_t ($\delta K_S \sim 1\%$ при $\delta \Delta_t \sim 10\%$), поэтому неизбежный в идентификаторах большого объема дрейф температуры и давления, приводящий к большим флуктуациям Δ_0 , меньше влияет на η . Кроме того, метод требует сравнительно дешевой электроники, а величину Δ_t можно устанавливать программно с компенсацией дрейфа коэффициента усиления сигнальных проволочек. Перекрестные помехи, возникающие при прохождении энергичных δ -электронов в соседние слои, мало влияют на η , поскольку, например для Ag относительное число δ -электронов с пробегом больше 0,1 мм составляет менее 1% [5].

Таким образом, можно заключить, что измерение релятивистского роста относительной пороговой ионизации будет полезно для идентификации релятивистских адронов в области лоренц-факторов от ~ 10 до $\gtrsim 10^3$.

Авторы признательны Г.И. Мерзону за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б у д а г о в Ю. А. и др. Ионизационные измерения в физике высоких энергий. М., Энергоиздат, 1988.
2. Grishin V. M., Merson G. I. Nucl. Instr. Meth., A274, 551 (1989).
3. Г у р ж и е в А. Н., К р ы ш к и н В. И., К у р ч а н и н о в Л. Л. Препринт ИФВЭ 89 – 84, Протвино, 1989.
4. E r m i l o v a V. C., K o t e n k o L. P., M e r s o n G. I. Nucl. Instr. Meth, 145, 555 (1977).
5. L a p i q u e F, P i u z F. Nucl. Instr., Meth., 175, 297 (1980).

Поступила в редакцию 14 июля 1989 г.