

ВЛИЯНИЕ ДИФФУЗИИ НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ИОНИЗАЦИИ В ГАЗЕ

В.М. Гришин, С.К. Котельников

Методом Монте-Карло исследовано влияние диффузии вдоль трека на распределение ионизации под действием релятивистских частиц в тонком слое газа. Расчеты показывают, что в результате диффузионного перемешивания электронов ионизации из соседних слоев распределение сужается и становится симметричнее. Обсуждается роль этого эффекта при идентификации быстрых заряженных частиц по измерению ионизации в многослойном детекторе.

Исследование ионизационных эффектов в очень тонких слоях газа (толщиной $\ell \sim 1$ мм при нормальных условиях: давление 1 атм, температура 0 °С) привлекает внимание в связи с возможностью создания компактных детекторов-идентификаторов релятивистских заряженных частиц с лоренц-факторами $\gamma \sim 4 - 10^3$ [1]. Идентификаторы обычно представляют собой многослойные (с числом слоев $N \sim 10^2 - 10^3$) дрейфовые или пропорциональные камеры. При уменьшении толщины слоя диффузия электронов ионизации между слоями за время t их дрейфа может существенно изменить наблюдаемое распределение ионизации, обычно отождествляемое с распределением $\varphi(\Delta, \ell, \gamma)$ ионизационных потерь энергии Δ . Удобно ввести безразмерный параметр диффузии $K = \sigma/\ell$, где $\sigma = \sqrt{2Dt}$ — диффузионное (среднеквадратичное) смещение, D — коэффициент диффузии. Целью настоящей работы является моделирование распределений ионизации при $K \geq 1$ в минимуме ионизации ($\gamma \sim 4$) и на плато Ферми ($\gamma \simeq 10^4$), что позволяет исследовать изменение релятивистской (от γ) зависимости параметров $\varphi(\Delta, \ell, \gamma)$, существенной при оценке возможности сепарации быстрых заряженных частиц.

Процедура моделирования распределения ионизации состояла в последовательном розыгрыше методом Монте-Карло: передачи энергии ω в отдельном ионизирующем столкновении; полного числа электронов ионизации, образованных при данном значении передачи; диффузионного расплывания электронов от точки столкновения вдоль трека; координат x_i вдоль трека последовательных точек ионизирующих столкновений.

Передача энергии в отдельном столкновении разыгрывалась исходя из дифференциального сечения $d\sigma/d\omega$ неупругого столкновения релятивистской заряженной частицы с атомами газа [2]:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\alpha \sigma_p(\omega)}{\beta^2 \pi \omega} \ln \frac{2mv^2}{\omega |1 - \beta^2 \epsilon|} + \frac{\alpha}{\beta^2 \pi \omega^2} \int_0^{\omega} \sigma_p(\omega') d\omega' + \frac{\alpha}{\beta^2 \pi \hbar c n_a} \left(\beta^2 - \frac{\epsilon_1}{|\epsilon|^2} \right) A,$$

где $A = \arg(1 - \beta^2 \epsilon_1 + i\beta^2 \epsilon_2)$; α — постоянная тонкой структуры; $\beta = v/c$ — скорость частицы v в единицах скорости света c ; m — масса электрона; n_a — число атомов газа в единице объема; \hbar — постоянная Планка; σ_p — сечение фотопоглощения газа; $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ — комплексная диэлектрическая проницаемость газа. Число электронов ионизации при фиксированной передаче энергии ω разыгрывалось по гауссову распределению со средним значением ω/w , где w — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной электрон-ионной пары, и дисперсией $F\omega/w$, где $F < 1$ — фактор Фано [3]. Диффузионное расплывание электронов разыгрывалось, следуя распределению Гаусса со средним значением, отвечающим координате x_i (вдоль трека частицы) точки ионизирующего столкновения, и дисперсией σ^2 . Расстояние Δx до следующего ионизирующего столкновения разыгрывалось, следуя распределению длин интервалов $\Delta x = -(1/n_1) \ln r$, где $n_1 = n_1(\gamma)$ — среднее число ионизирующих столкновений на единице длины трека (удельная первичная ионизация), r — случайное число, равномерно распределенное в интервале $(0,1)$. Подсчет числа электронов n_e , оказавшихся внутри каждого из последовательных участков трека длиной ℓ , позволяет построить ожидаемое распределение ионизации $\varphi(n_e, \ell, \gamma)$ при заданном параметре K (распределение ионизационных потерь энергии $\varphi(\Delta, \ell, \gamma)$ получается из распределения ионизации путем замены $\Delta = n_e w$).

На рис. 1 показаны распределения ионизации $\varphi(n_e, \ell, \gamma)$ релятивистской заряженной частицы в ксеноне при нормальных условиях ($\ell = 2$ мм) для двух значений параметра диффузии $K = 0$ и 5 в

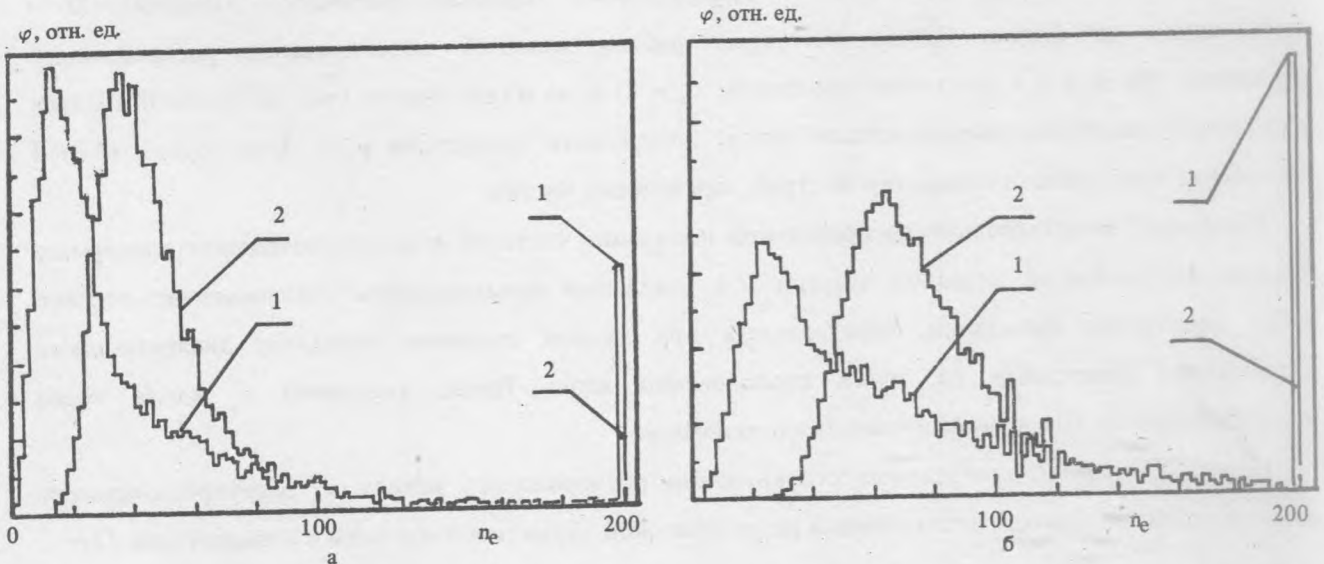


Рис. 1. Расчетные распределения ионизации, производимой релятивистской заряженной частицей в ксеноне при нормальных условиях толщиной 2 мм, при двух значениях параметра диффузии $K = 0$ (1) и 5 (2) в минимуме ионизации $\gamma \approx 4$ (а) и на плато Ферми $\gamma \approx 10^4$ (б). Число розыгрышей в каждой гистограмме составляет 10^4 .

минимуме ионизации ($\gamma \approx 4$) и на плато Ферми ($\gamma \approx 10^4$). Видно, что с ростом K максимум распределения сдвигается вправо (в область средней ионизации $\bar{p}_e = \bar{\Delta}/w$, где $\bar{\Delta}$ — средние потери энергии, распределения с $K = 0$). Распределение при $K = 5$ симметричнее и уже. Его относительная полуширина на плато Ферми близка к 150% при $K = 0$ и 65% при $K = 5$. Показательно также уменьшение при $K = 5$ числа событий с потерями энергии, отвечающих $p_e \geq 200$ (крайний правый столбик гистограмм). Это отражает тот факт, что с ростом параметра диффузии отдельные большие передачи энергии (определяющие "хвост" распределения при $K = 0$) перераспределяются между приблизительно K последовательными слоями толщиной l (т.е. по длине трека порядка σ). По этой же причине уменьшается вероятность малых значений p_e (обедненные электронами слои заполняются из соседних). Изменение формы распределения ионизации является проявлением одного из основных свойств процесса диффузии — происходит сглаживание координатной зависимости начальной плотности диффундирующих частиц.

Отмеченное изменение формы распределения ионизации при $K \geq 1$ приводит к более крутому интегральному распределению ионизационных потерь энергии. Поэтому можно ожидать, что с ростом K усилится релятивистская зависимость пороговой эффективности θ — относительной площади "хвоста" распределения $\varphi(\Delta, l, \gamma)$ или вероятности превышения Δ некоторого фиксированного порогового значения $\Delta_t/4$. Однако, при этом увеличивается погрешность определения θ , поскольку при диффузионном перемешивании электронов замеры ионизации в соседних слоях уже не являются полностью независимыми. Проведенное нами моделирование прохождения частиц с различными лоренц-факторами через многослойный идентификатор толщиной $L = 1000 \times 2$ мм, наполненный Хе при нормальных условиях, показало, что при $K = 5$ сепарация по θ не лучше, чем при $K = 0$. Аналогичный вывод можно сделать и для сепарации по усеченным средним потерям энергии. Поэтому вопрос относительно оптимальной с точки зрения идентификации величине K и выборе подходящего параметра распределения ионизации (например, связанного с полушириной распределения или его асимметрией и т.д.), по которому производится сепарация частиц, требует подробного экспериментального исследования.

В качестве рабочей среды идентификатора с диффузией необходимо применять чистые (без молекулярных добавок) инертные газы, которые характеризуются большими коэффициентами диффузии при дрейфе в электрическом поле. В этом отношении наиболее перспективен ксенон, который, во-первых, обеспечивает наибольший релятивистский рост параметров распределения $\varphi(\Delta, l, \gamma)$ а, во-вторых, в нем наиболее эффективно реализуется электролюминесцентный режим регистрации ионизации, обладающий рядом преимуществ по сравнению с пропорциональным. К недостаткам диффузионного метода следует отнести ухудшение пространственного разрешения. Например, при поперечном дрейфе (поле перпендикулярно треку) в полях $E/p \sim 100-700$ В/см·атм

при $\sigma = \sigma_{\perp} \sim 10$ мм ($K = 5$, $l = 2$ мм, длина дрейфа ~ 30 см) пространственное разрешение, которое определяется диффузией вдоль поля, порядка $\sigma_{\parallel} \sim \sigma_{\perp} / \sqrt{10} \sim 3$ мм [5]. Приемлемость такой величины пространственного разрешения зависит от конкретных задач эксперимента.

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., Энергоатомиздат, 1988.
2. Allison W.W.M., Cobb J.H. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **30**, 253 (1980).
3. Lapique F., Piuz F. Nucl. Instr. and Meth., **175**, 297 (1980).
4. Grishin V.M. et al. Submitted to Nucl. Instr. and Meth. A.
5. Peisert A., Sauli F. Drift and Diffusion of Electrons in Gases: a Compilation, CERN Report, EP 84-08, 89, 1984.

Поступила в редакцию 16 января 1991 г.