

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА

В. М. Гришин, С. К. Котельников

Получено общее выражение для распределения ионизационных потерь энергии релятивистской заряженной частицы в слое вещества с учетом процессов переноса электронов ионизации. Результаты аналитического расчета и моделирования методом Монте-Карло хорошо согласуются. Обсуждаются возможные области применения теории.

Исследование распределения ионизационных потерь энергии Δ в очень тонком слое газа (толщиной $l \sim 1$ мм, 1 атм, 0 °С) вызывает интерес в связи с проблемой оптимизации компактных ионизационных детекторов — идентификаторов релятивистских заряженных частиц с лоренц-факторами $\gamma \lesssim 10^3$ (обработка кластеров ионизации /1/) или $\gamma \simeq 10^3 - 10^5$ (обработка кластеров рентгеновского переходного излучения (РПИ) /2, 3/). В таких измерениях, которые реализуются, как правило, в дрейфовых камерах, большую роль играют процессы переноса — диффузия и захват электронов ионизации во время их дрейфа. Целью настоящей работы является

вывод общего выражения для распределения ионизационных потерь энергии $\varphi(l, \Delta, t)$, $\int_0^\infty \varphi d\Delta = 1$ с учетом влияния процессов переноса за время t после прохождения релятивистской заряженной частицы.

Пусть ионизирующие столкновения происходят в слое вещества толщиной L с плотностью вероятности $f(y)$, $\int_0^L f(y) dy = 1$, а их наблюдение — на некотором произвольно ориентированном отрезке l . Введем величину $g(x, y, t)$ — вероятность попадания в течение времени t электрона ионизации, образованного в точке y слоя L в интервал $(x, x + dx)$ отрезка l . Рассмотрим вклад φ_j в распределение φ столкновений с передачами энергии в узком интервале $\Delta\omega$ вблизи ω_j . Число n этих столкновений подчиняется распределению Пуассона $P(n, \bar{n}_j)$ со средним значением $\bar{n}_j = L n_a (d\sigma(\omega_j, \gamma)/d\omega)\Delta\omega$, где n_a — число атомов вещества в единице объема, $d\sigma/d\omega$ — сечение неупругих ионизирующих столкновений (обозначим $W(\omega, \gamma) = n_a d\sigma(\omega, \gamma)/d\omega$). Тогда

$$\varphi_j(l, \Delta, t) = \sum_{n=0}^{\infty} P(n, \bar{n}_j) \prod_{k=1}^n \int_0^L f(y_k) dy_k \delta[\Delta - \omega_j \sum_{k=1}^n \int_0^l g(x, y_k, t) dx].$$

Поскольку $\Delta \geq 0$, для представления дельта-функции удобно воспользоваться односторонним преобразованием Лапласа. Учитывая идентичность интегралов по y_k , получаем:

$$\varphi_j(\ell, \Delta, t) = \int_{-i\infty}^{i\infty} \frac{dp}{2\pi i} \exp\left\{p\Delta - \bar{n}_j \left[1 - \int_0^L f(y) \exp\left(-p\omega \int_0^l g(x, y, t) dx\right) dy\right]\right\}. \quad (1)$$

Легко видеть, что учет всех возможных передач энергии состоит в замене в (1) \bar{n}_j на $\sum_j \bar{n}_j$.

Переходя к непрерывному спектру передач энергии, получаем искомое соотношение:

$$\varphi(\ell, \Delta, t) = \int_{-i\infty}^{i\infty} \frac{dp}{2\pi i} \exp\left\{p\Delta - L \int_0^{T_0} W(\omega, \gamma) \int_0^L f(y) \left[1 - \exp\left(-p\omega \int_0^l g(x, y, t) dx\right)\right] dy d\omega\right\}, \quad (2)$$

где T_0 — максимальное кинематически возможное значение ω .

Рассмотрим предельные случаи. В момент прохождения частицы ($t = 0$) через однородное вещество ($f(y) = 1/L$) можно положить $g = \delta(x - y)$. Тогда, если $\ell \subset L$, получаем известное решение Ландау — Вавилова /4, 5/:

$$\varphi(\ell, \Delta, 0) = \int_{-i\infty}^{i\infty} \frac{dp}{2\pi i} \exp\left\{p\Delta - \ell \int_0^{T_0} W(\omega, \gamma) [1 - \exp(-p\omega)] d\omega\right\}.$$

Для диффузионного расплывания на прямой (ℓ расположен посередине L и $L \gg \sigma$)

$$g(x, y, t) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x - y)^2}{2\sigma^2}\right], \quad \sigma^2 = 2Dt, \quad (3)$$

где D — коэффициент диффузии. В пределе больших значений t , когда параметр диффузии $\nu = \sigma/\ell \gg 1$ (случай сильного перемешивания), распределение (2) вырождается в $\delta[\Delta - \bar{\Delta}(\ell, \gamma)]$, где $\bar{\Delta}(\ell, \gamma)$ — средние потери энергии в слое ℓ . Отметим, что последний вывод не вполне корректен, поскольку (3), описывая среднюю плотность вероятности перехода $y \rightarrow x$ (одночастичное приближение), не учитывает статистических флуктуаций ионизации, вследствие которых дисперсия ее распределения на отрезке ℓ не может быть меньше $\bar{\Delta}(\ell, \gamma)/E_i$ — средней ионизации, где E_i — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов /6/.

Сделаем несколько замечаний. Соотношение (2) получено в терминах Δ , тогда как реально переносятся электроны ионизации, число которых $n_e = \Delta/E_i$. Кроме того, при фиксированной передаче энергии ω ионизация флуктуирует около среднего значения ω/E_i с дисперсией $F\omega/E_i$, где $F < 1$ — фактор Фано /7/. Однако расчеты показывают, что для практически интересных случаев, когда $\bar{n}_e = \bar{\Delta}(\ell, \gamma)/E_i \gg 1$, распределение ионизации эквивалентно $\varphi(\ell, \Delta, t)$. Выражение (2) справедливо при любом взаимном расположении и соотношении длин ℓ и L , а также для любого вида ионизирующего излучения. В частности, формулу (2) нетрудно обобщить на случай, когда релятивистская заряженная частица сопровождается образованным ею электромагнитным ионизирующим излучением (РПИ, синхротронным, ондуляторным и т.д.). Для этого в (2) достаточно заменить $W(\omega, \gamma)Lf(y)$ на

$$W(\omega, \gamma)Lf(y) + \frac{d\bar{N}(\gamma)}{d\omega} \exp[-n_a \tilde{\sigma}_p(\omega)y] n_a \tilde{\sigma}_p(\omega), \quad (4)$$

где $d\bar{N}(\gamma)/d\omega$ — спектральная плотность сопутствующего излучения, $\tilde{\sigma}_p(\omega)$ — эффективное сечение фотоионизации вещества.

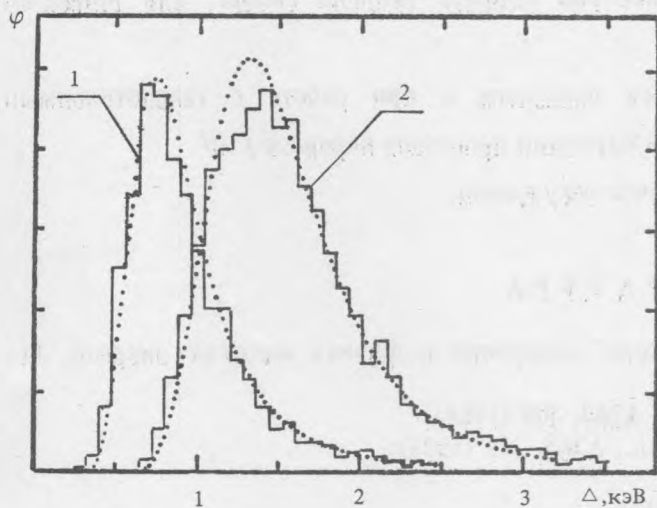


Рис. 1. Распределения ионизационных потерь энергии релятивистской заряженной частицы в ксеноне (2 мм, 1 атм, 0 °С) при значении параметра диффузии $\nu = 5$ в минимуме ионизации, $\gamma \sim 4$ (1) и на плато Ферми, $\gamma = 10^4$ (2). Пунктирные кривые — аналитический расчет согласно (2) — (4), гистограммы — моделирование методом Монте-Карло с числом событий $2 \cdot 10^4$ /8/.

Проиллюстрируем применение соотношения (2) на конкретном примере. На рис. 1 показаны распределения ионизационных потерь энергии быстрой заряженной частицы в ксеноне (2 мм, 1 атм, 0 °С) при $\nu = 5:1$ — в минимуме ионизации ($\gamma \sim 4$), 2 — на плато Ферми ($\gamma = 10^4$). Плавные кривые — аналитический расчет с помощью (2) с g в форме (3); гистограммы — результаты моделирования методом Монте-Карло (см. подробнее /8/). Оба метода дают близкие распределения, причем расчет по формуле (2) занимает примерно на порядок меньше машинного

времени.

Основная область применения полученного аналитического выражения (2), по-видимому, связана с оптимизацией детекторов-идентификаторов с продольным дрейфом электронов ионизации. В этом отношении представляется перспективным недавно предложенный метод пороговой эффективности /9/, который позволяет естественным образом объединить в одном детекторе измерение релятивистского роста ионизационных потерь энергии ($\gamma = 4 - 10^3$) и счет кластеров сопутствующего излучения ($\gamma \geq 10^3$). Можно предположить, что аналогичным свойством будет обладать и метод средней пороговой ионизации

$$\bar{\Delta}_{ii} = \int_{\Delta_i}^{\Delta_m - \epsilon} \Delta \varphi d\Delta + \Delta_m \int_{\Delta_m}^{\infty} \varphi d\Delta,$$

где Δ_i — некоторые фиксированные пороговые потери, Δ_m — верхний предел линейности спектрометрического тракта детектора, ϵ — приборное разрешение (характерная величина бина) при наборе спектра потерь энергии. В этих и других методах идентификации /3/, связанных с измерением параметров высокоэнергетического "хвоста" распределения потерь энергии, соотношения (2) и (4) позволяют оптимизировать значения ℓ , Δ_i , Δ_m и т.д., а также параметров, характеризующих процессы переноса (т.е. правильно выбрать газовую смесь), для широкого интервала γ .

Применение формулы (2) может оказаться полезным и при работе с твердотельными дрейфовыми детекторами, а также в расчетах при изучении процессов переноса /10/.

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. А р р у н R. D. et al. Nucl. Instr. and Meth., A263, 309 (1988).
3. H o l d e r M., S u h r H. Nucl. Instr. and Meth., A263, 319 (1988).
4. L a n d a u L. D. J. Phys. USSR, 8, 201 (1944).
5. V a v i l o v P. V. Sov. Phys. JETR, 5, 749 (1957).
6. Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М. Статистическая физика. М., Наука, 1976.
7. F a n o U. Phys. Rev., 72, 26 (1947).
8. 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, № 3, 35 (1991).
9. Г р и ш и н В. М., Е р м и л о в а В. К. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 40 (1989).
10. Х а к с л и Л., К р о м п т о н Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М., Мир, 1977.

Поступила в редакцию 5 июня 1991 г.