РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Б. П. Константинова

И. Б. Смирнов

препринт № 1758
декабрь 1991

РАСЧЕТ ФЛУКТУАЦИЙ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ БЫСТРЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Санкт-Петербург

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Б.П.КОНСТАНТИНОВА

1758

И.Б.Смирнов

РАСЧЁТ ФЛУКТУАЦИЙ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ БЫСТРЫХ ТЯЖЁЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Санкт-Петербург
1991

CALCULATION OF IONIZATION LOSS FLUCTUATIONS OF FAST HEAVY CHARGED PARTICLES

I.B.Smirnov

Abstract

The ionization loss of the fast heavy charged particles in matter is discussed. More exact formula for the cross section of energy loss is suggested. Statistical properties of the distribution of ionization loss in thin and very thin layers of matter allow to calculate the distribution function and to model corresponding random number with large accuracy and a very small expenditure of computer time. The results of calculations correspond to experimental data.

УДК 539.12.17 1758

Аннотация

Рассматриваются ионизационные потери быстрых тяжёлых заряженных частиц в веществе. Предлагается более точная формула для сечения потери энергии. Статистические свойства функции распределения ионизационных потерь в тонких и очень тонких слоях вещества позволяют вычислять функцию распределения и моделировать соответствующие случайные числа с хорошей точностью и небольшими затратами машинного времени. Результаты вычислений соответствуют экспериментальным данным.

Введение

Быстрое и точное моделирование ионизационных потерь является важной задачей для экспериментальной физики. Такие вычисления необходимы для конструирования детекторов элементарных частиц и обработки результатов экспериментов. Существуют две основные области применения соответствующих компьютерных алгоритмов.

1) Программы, предназначенные для моделирования функционирования детекторов элементарных частиц по методу Монте-Карло. При этом желательно моделирование такого распределения и соответствующего псевдослучайного числа, в котором бы учитывались лишь процессы с меньшей, чем некоторая E_{cut}, передачей энергии. Дельта-электроны с большей кинетической энергией в этом случае должны моделироваться как реальные частицы с учётом их возможного выхода из данного объёма.

2) Обработка экспериментальных данных с целью определения энергии и сорта частиц, проходящих через детектор по их ионизационным потерям, учёт потерь энергии в мишени и т. п. Для этого необходимо вычислять функцию плотности вероятности. Если обработка ведётся методом максимального правдоподобия, то может понадобиться также её первая производная по потери энергии, причем желательно, чтобы не было статистических выбросов. Поэтому функцию плотности вероятности предпочтительно вычислять аналитически, а не накапливая распределение методом Монте-Карло.

Рассмотрим быструю тяжёлую заряженную частицу с начальной энергией E_0, пересекающую слой вещества толщиной x и теряющую энергию в диапазоне Δ – $\Delta+d\Delta$. Вероятность такой потери энергии будем обозначать

$$f(x,\Delta)d\Delta \;,$$

так что $f(x,\Delta)$ – функция плотности вероятности, имеющая некоторое среднее $\bar{\Delta}$ и дисперсию D.

Обозначим через I средний ионизационный потенциал, через I_m – максимальный ионизационный потенциал. Тонким слоем вещества обычно называют слой с такой толщиной, что $I_m \ll \bar{\Delta} \ll E_0$. В газовых детекторах $\bar{\Delta}$ обычно того же порядка, как I_m, такой слой называют очень тонким.

Л.Д.Ландау в 1944 г.[1] получил кинетическое уравнение, связывающее $f(x,\bar{\Delta})$ и сечение $w(E)$ передачи энергии E – $E+dE$ в столкновении с электроном на единице длины траектории:

$$\frac{\partial f(x,\Delta)}{\partial x} = \int\limits_0^{E_{max}} w(E)\cdot f(x,\Delta-E)dE - f(x,\Delta)\int\limits_0^{E_{max}} w(E)dE \;. \qquad (1)$$

Точное решение этого уравнения было получено им для таких слоёв, в которых $\bar{\Delta} \ll E_0$, то есть для тонких и очень тонких слоёв:

$$f(x,\Delta)=\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} \exp(p\Delta - x\int\limits_0^{E_{max}} w(E)\cdot(1-e^{-pE})dE)dp. \qquad (2)$$

Далее Л.Д.Ландау использовал приближённую формулу для сечения, справедливую при $E \gg I$ и $\beta^2 E \ll E_{max}$:

$$xw(E)=\xi\cdot\frac{1}{E^2} \;. \qquad (3)$$

Параметр ξ в системе единиц $\hbar=c=1$ может быть записан так:

$$\xi=\frac{2\pi\alpha^2 zN_e}{m_e\beta^2}\cdot x \;. \qquad (4)$$

Здесь z соответствует заряду частицы, m_e – масса электрона, N_e – электронная плотность в веществе, β – скорость частицы, $\alpha=e^2/4\pi\varepsilon_0\hbar c=1/137$ – постоянная тонкой структуры, x – толщина слоя.

Малые передачи были учтены отдельно таким способом, при котором на флуктуации потерь они не влияют. В результате была получена функция, известная как распределение Ландау (см [1] и др.).

Среднее, дисперсия (см.[2]), другие моменты этого распределения и асимметрия бесконечны вследствие того, что не учитывалось кинематическое ограничение на передачу энергии E_{max}, а в качестве сечения использовалось выражение (3).

Если распределение Ландау обрезать при некотором большом произвольном $\lambda=\lambda_{max}$, как делается, например, в программе GLANDO [3], то ошибка не будет заметна для среднего вследствие очень медленной логарифмической расходимости. Дисперсия же может значительно отличаться от истинной, причём возникают совершенно недопустимые эффекты типа неверной зависимости дисперсии от толщины слоя или зависимости дисперсии от количества и длины шагов розыгрыша толстого образца по методу Монте-Карло, которой вообще быть не должно. Эти дефекты можно частично устранить, если обрезать распределение при $\Delta = \bar{\Delta}+E_{max}$. Тем не менее и при таком методе работы дисперсия (и моменты более высокого порядка) будет отличаться от истинной вследствие использования сечения (3).

В очень тонких слоях центральная часть функции Ландау оказывается более узкой по сравнению с экспериментальным распределением [4,5,6], так как при её расчёте не учитывается влияние электронных оболочек атомов.

Очевидно, что эти свойства распределения Ландау не всегда приводят к ошибкам в расчётах. Но существуют ситуации, когда ошибки значительны.

П.В.Вавилов [7] использовал более точное выражение для сечения, справедливое при $E \gg I_m$:

$$xw(E) = \xi\frac{1}{E^2}\left(1-\frac{\beta^2}{E_{max}}E\right), \qquad (6)$$

где E ограничена значением E_{max}:

$$E_{max}= 2\frac{M^2 m_e c^2\beta^2}{(M^2+m_e^2+2\gamma M m_e)(1-\beta^2)} . \qquad (7)$$

Так же, как и при расчёте (5), малые передачи учитывались таким способом, при котором они влияют только на среднее. После подстановки (6) в (2) было получено распределение, называемое распределением Вавилова(см [7] и др.).

Распределение Вавилова имеет конечные моменты, и они при не слишком больших E_{max} близки к истинным. При росте параметра $\chi = \frac{\xi}{E_{max}}$ функция Вавилова приближается к функции Гаусса [7] с дисперсией

$$D = \xi \cdot E_{max} \cdot \left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right) \qquad (9)$$

и при

$$\chi \geqslant 10.0 \qquad (10)$$

становится практически равна ей [8].

В библиотеке програм CERN есть программы, вычисляющие распределение Вавилова [8]. Программа DISVAV вычисляет функцию вероятности или функцию плотности вероятности. Программа DINVAV рассчитывает обратную функцию вероятности, необходимую для моделирования соответствующего псевдослучайного числа. К сожалению, эти программы имеют ограниченную область возможных значений параметра χ:

$$\chi \geqslant 0.01 \ . \qquad (11)$$

При меньших χ предлагается пользоваться распределением Ландау [8]. Время счета по ним достаточно велико. Программа DISVAV выполняет порядка 10^5 операций, DINVAV – $2 \cdot 10^7$ операций. Использование последней для расчетов по методу Монте-Карло вряд ли имеет смысл, поскольку случайное число можно выработать через DISVAV в 100 раз быстрее, и тем не менее расход машинного времени слишком большой.

В работах [2,4,5,6] предложены другие методы счёта, их преимущества и недостатки здесь рассматриваться не будут.

Сечение взаимодействия

Формулы (3) и (6) можно применять лишь для учёта жёстких процессов, сопровождаемых большими передачами энергии от ионизирующей частицы к электрону среды. Эллисон и Коб [9] дали основанный на электродинамике непрерывных сред вывод формулы для сечения потери энергии, хорошо описывающей поведение сечения при малых передачах:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{\alpha}{\beta^2\pi}\left(\frac{\sigma_\gamma(E)}{E\cdot Z}\cdot\ln\frac{1}{\sqrt{(1-\beta^2\varepsilon_1)^2+\beta^4\varepsilon_2^2}} + \frac{1}{N_e}\cdot\left(\beta^2-\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon|^2}\right)\cdot\vartheta + \right.$$

$$\left.\frac{\sigma_\gamma(E)}{E\cdot Z}\cdot\ln\frac{2m_e c^2\beta^2}{E} + \frac{1}{E^2}\cdot\int_0^E\frac{\sigma_\gamma(E_1)}{Z}\,dE_1\right). \qquad (12)$$

Здесь $\sigma_\gamma(E)$ - сечение фотопоглощения, удовлетворяющее уравнению

$$\int_0^\infty \sigma_\gamma(E)\,dE = \frac{2\pi^2\alpha Z}{m_e},$$

Z - атомный номер, $\varepsilon=\varepsilon_1+i\cdot\varepsilon_2$ - диэлектрическая проницаемость вещества,

$$\vartheta=\arg(1-\varepsilon_1\beta^2+i\varepsilon_2\beta^2).$$

Величина $w(E)$ связана с $\frac{d\sigma}{dE}$ соотношением:

$$w(E) = N_e\cdot\frac{d\sigma}{dE}, \qquad (13)$$

где N_e - электронная плотность.

При условии $E \gg I_m$ первые три слагаемых в (12) несущественны и значение (12), домноженное на $x\cdot N_e$, совпадает с (3). При выводе этих выражений масса ионизирующей частицы считалась бесконечно большой по сравнению с массой электрона и они справедливы лишь при выполнении условия $E \ll E_{max}$. Соответствующее сечению (12) распределение имеет завышенные дисперсию и моменты более высокого порядка.

Электрон можно считать свободным и покоящимся перед соударением, если передача энергии достаточно велика. Более точная формула для жесткого рассеяния может быть получена при решении задачи о рассеянии двух свободных заряженных частиц. Расчёт во втором порядке по α даёт:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{2\pi\alpha^2}{m_e\beta^2}\cdot\frac{1}{E^2}\cdot\left[\ 1 - \frac{\beta^2 E}{E_{max}} + \frac{E^2}{2E_0^2}\right], \qquad (14)$$

где E_0 – полная начальная энергия частицы.

Второе слагаемое в этом выражении важно для расчета флуктуаций, но отсутствует в (3). Третье слагаемое влияет только на расчёт очень жёстких столкновений. Однако, если E порядка I, то оба последних слагаемых пренебрежимо малы и значение (14), домноженное на $x\cdot N_e$, тоже приблизительно равно (3).

Поэтому выражения (14) и (12) хорошо сшиваются. Более того, отсюда следует, что результат мы можем представить единой формулой:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{\alpha}{\beta^2\pi}\left[\frac{\sigma_\gamma(E)}{E\cdot Z}\cdot\ln\frac{1}{\sqrt{(1-\beta^2\varepsilon_1)^2+\beta^4\varepsilon_2^2}} + \frac{1}{N_e}\cdot\left(\beta^2 - \frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon|^2}\right)\cdot\theta + \right.$$

$$\left. \frac{\sigma_\gamma(E)}{E\cdot Z}\cdot\ln\frac{2m_e c^2\beta^2}{E} + \frac{1}{E^2}\cdot\left[\ 1 - \frac{\beta^2 E}{E_{max}} + \frac{E^2}{2E_0^2}\right]\cdot\int_0^E\frac{\sigma_\gamma(E_1)}{Z}\,dE_1\right], \qquad (15)$$

$$0 < E < E_{max}.$$

Это более точная формула, она справедлива для любых возможных потерь энергии. Для расчета флуктуаций потерь малые передачи, по-видимому, можно считать приближённо, так как они оказывают влияние в основном на средние потери и меньше влияют на ширину и форму распределения. Поэтому для численных расчётов была применена упрощенная формула. Диэлектрическая проницаемость считалась равной единице. В соответствии с этим второе слагаемое в (15), ответственное за излучение Черенкова, не учитывалось. Сечение фотопоглощения представлялось набором дельта-функций с весом $\sigma_{\gamma i}$ и энергией E_i, которые определяются из экспериментальных данных или могут быть вычислены с неплохой точностью. Средняя потеря энергии должна быть вычислена отдельно, например, по известной формуле Бете-Блоха, и должна быть равна среднему, соответствующему (15). Этим условием и фиксируется поправка Ω в (16), которая присутствует именно в первом слагаемом, поскольку эффект плотности подавляет, в основном, очень маленькие потери:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{\alpha}{\beta^2\pi}\left[\frac{\sigma_{\gamma 1}\delta(E-E_1)}{E\cdot Z}\cdot\left(\ln\frac{2m_e c^2\beta^2}{E(1-\beta^2)} - \Omega\right) + \sum_{i=2}^{n}\frac{\sigma_{\gamma i}\delta(E-E_i)}{E\cdot Z}\cdot\ln\frac{2m_e c^2\beta^2}{E(1-\beta^2)} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{E^2}\cdot\left[1 - \frac{\beta^2 E}{E_{max}} + \frac{E^2}{2E_0^2}\right]\cdot\int_0^E\sum_{i=1}^{n}\frac{\sigma_{\gamma i}\delta(E_r-E_i)}{Z}dE_r\right], \qquad (16)$$

$$0 < E < E_{max}.$$

Моменты распределения ионизационных потерь

Обозначим через $\nu_n(r)$ момент и через $\mu_n(r)$ центральный момент n-ного порядка случайной величины r. Очевидно, что уравнение (1) через преобразование Фурье можно решить так же, как и через преобразование Лапласа:

$$f(x,\Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\cdot\int\phi(t)e^{itE}\,dt, \qquad (17)$$

$$\phi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\cdot\exp\left(x\int_0^{E_{max}} w(E)(e^{-itE} - 1)\,dE\right). \qquad (18)$$

Для вычисления моментов распределения ионизационных потерь можно использовать свойства характеристической функции распределения, т.е. преобразования Фурье от $f(x,\Delta)$:

$$\phi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\cdot\int f(x,\Delta)e^{-itE}\,dE. \qquad (19)$$

Если брать производные от этой функции по t, можно обнаружить, что:

$$\nu_1(\Delta) = i\sqrt{2\pi}\,\phi(t)'|_{t=0},\quad \nu_2(\Delta) = -\sqrt{2\pi}\,\phi(t)''|_{t=0}, \text{ и т. д.} \qquad (20)$$

Обозначим через $\eta_n(E)$ интеграл

$$\eta_n(E) = x\cdot\int E^n w(E)\cdot dE. \qquad (21)$$

Подставим теперь в формулы (20) выражение (18). После несложных вычислений получим:

$$\bar{\Delta} = \nu_1(\Delta) = \eta_1(E) \; , \qquad (22)$$

$$D(\Delta) = \mu_2(\Delta) = \eta_2(E) \; , \qquad (23)$$

$$\mu_3(\Delta) = \eta_3(E) \; , \qquad (24)$$

$$\mu_4(\Delta) = \eta_4(E)+3\cdot\mu_2^2(\Delta) = \eta_4(E)+3\cdot\eta_2^2(E) \; . \qquad (25)$$

Другим способом эти формулы получены в [10]. В них необходимо подставлять сечение и брать интегралы типа (21). Для расчета средней потерянной энергии $\bar{\Delta}$ надо использовать формулу (15) (с учётом (13)) или менее точную (12), разность между результатами по отношению к их величине не будет превышать нескольких сотых. В *(23-25) можно учитывать лишь жёсткие столкновения, согласно (14),* или менее точно по (6). В частности, дисперсия (9) может быть получена подстановкой (6) в (23) и интегрированием в пределах $E_{max} - E_{min}$ с учётом $E_{max} \gg E_{min}$.

Асимметрия распределения по определению равна

$$A = \frac{\mu_3(\Delta)}{D^{3/2}(\Delta)} \; .$$

Выпишем выражение для асимметрии, имея сразу в виду, что для расчётов необходимо урезанное распределение, когда $E<E_{out}$, где $E_{out}<E_{max}$. Будем пренебрегать малыми передачами и третьим слагаемым в (14). Тогда

$$A = \sqrt{\frac{E_{out}}{\xi}} \cdot \frac{\frac{1}{2} - \frac{\beta^2}{3E_{max}}\cdot E_{out}}{\left(1 - \frac{\beta^2}{2E_{max}}\cdot E_{out}\right)^{\frac{3}{2}}} \; .$$

Вторая дробь при любых допустимых переменных равна $\frac{1}{2}$ с точностью 0,03. Поэтому

$$A \cong \frac{1}{2}\sqrt{\frac{E_{out}}{\xi}} \; . \qquad (26)$$

Если же $E_{out}=E_{max}$, то

$$A \cong \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{\chi}} \; . \qquad (27)$$

Таким образом, параметр χ в формуле Вавилова (8) есть величина, обратно пропорциональная квадрату асимметрии. Это обстоятельство объясняет смысл условий (10) и (11).

Из (26) следует, что если E_{out} устремить к нулю, то и A будет стремиться к нулю. Это означает, что функция распределения станет Гауссовой. Обозначим через E_{tsd} некоторую пороговую энергию дельта-электрона. Задавшись некоторым малым значением A, можно найти такой порог :

$$E_{tsd} = 4\xi A^2 , \qquad (28)$$

что подпороговые флуктуации, соответствующие меньшим передачам энергии, можно будет учитывать при помощи функции Гаусса с моментами (22,23). Практически достаточно взять $A=0.5$. Тогда среднее количество надпороговых δ-электронов

$$\int_{E_{tsd}}^{E_{out}} x \cdot w(E)\, dE$$

будет для тонких слоёв не больше единицы. При расчётах очень тонких слоёв их будет несколько штук. Причём оно почти не зависит от толщины слоя. Для получения суммарной потери энергии, соответствующей распределению (2), достаточно сложить подпороговую потерю, разыгранную с функцией Гаусса, с энергией надпороговых электронов, которая должна разыгрываться с распределением $x \cdot w(E)/\eta_0(E)$ для каждого из них. Так как таких электронов будет мало, время расчета по такому алгоритму будет очень небольшим.

Чтобы получить функцию плотности вероятности без статистических выбросов, надо вычислять её аналитически. Как и в предыдущем случае, учёт подпороговых флуктуаций через функцию Гаусса и здесь позволяет увеличить скорость счёта.

Пусть

$$w_0(E)=\begin{cases} w(E) & \text{если } E_{min}<E<E_{tsd}; \\ 0 & \text{если } E_{tsd}<E<E_{out} \end{cases} \quad w_1(E)=\begin{cases} 0 & \text{если } E_{min}<E<E_{tsd} \\ w(E) & \text{если } E_{tsd}<E<E_{out} \end{cases} .$$

Подставим w_0 и w_1 поочерёдно в (18) и получим преобразования Фурье ϕ_0 и ϕ_1 и через (17) решения f_0 и f_1. Докажем, что $f(x,A)$ есть свёртка функций f_0 и f_1. Подставим $w = w_0+w_1$ в (18). После несложных преобразований получим:

$$\phi(t) = \sqrt{2\pi}\cdot\phi_0(t)\cdot\phi_1(t)$$

и, следовательно:

$$f(x,\Delta) = \int f_0(x,\Delta-\Delta_1)\cdot f_1(x,\Delta_1)\, d\Delta_1 .$$

Для того, чтобы получить формулу, пригодную для быстрых вычислений на ЭВМ, заменим точное решение f_0 на функцию Гаусса с моментами ($\bar{\Delta}_0, D_0$) и получим окончательно:

$$f(x,\Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\cdot\int \phi(t) e^{itE}\, dt ,$$

$$\phi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\cdot \exp\left[i\bar{\Delta}_0 t - 0{,}5\cdot D_0 t^2 + x\cdot\int\limits_{E_{tad}}^{E_{out}} w(E_1)(e^{-itE_1}-1)\, dE_1 \right] . \quad (29)$$

В случае, когда длина хвоста распределения несоизмеримо велика по сравнению с шириной центральной части, хвост распределения можно заменить на сечение $x\cdot w(\Delta-\bar{\Delta})$, так как при малом $x\cdot w$ разумно пренебречь вероятностью двух соответствующих процессов. Такой подход приведёт к ошибкам только при $\Delta-\bar{\Delta} \gtrsim E_{out}$, которые, по-видимому, не важны.

Учёт подпороговой части и хвоста описанными методами позволяет снизить ширину частотных спектров в преобразовании Фурье и ускорить вычисление функции плотности вероятности.

Такой метод счёта позволяет также вводить дополнительный разброс по функции Гаусса без прямого вычисления свёртки.

Разработан пакет программ LS (язык FORTRAN-77), позволяющий аналитически вычислять функцию плотности вероятности и разыгрывать процесс по методу Монте-Карло на основе одного и того же сечения (16). Аналитическая программа LSDENS работает по формулам (13,16,22,23,28,29). Программа LSRAFF использует формулы (13,16,22,23,28) и метод, изложенный в первой части этого раздела.

На рис.1 представлен пример расчёта функции плотности вероятности потерь в тонком слое. По программе LSRAFF было накоплено 10000 событий. На инициализацию при этих условиях тратится 2 мс. времени на IBM PC 386/387, а на одно событие – 1 мс. Кривая рассчитана программой LSDENS за 160 мс.

На рис.2 результаты расчётов для очень тонкого слоя даны в сравнении с результатами эксперимента [11]. При расчёте по LSDENS использовались данные о сечении фотопоглощения из табл. 1.

Таблица 1. Сечение фотопоглощения.

Атом	Номер оболочки	E_i, эВ	$\frac{\sigma_{\gamma i}}{\sum_i \sigma_{\gamma i}}$
Ar	3	40	0.208
		140	0.089
	2	500	0.353
	1	3000	0.032
		3831	0.019
		4663	0.013
		5494	0.010
C	2	27	0.036
	1	681	0.018
H	1	20	0.218

Данные для аргона получены из рис. 1 работы [5]. Метана в смеси мало, и данные для углерода и водорода были вычислены в программе с точностью порядка 20-30%. Кроме того, вводился дополнительный гауссовский разброс, учитывающий флуктуации отношения собранного в пропорциональной камере заряда к энергии, потерянной ионизирующей частицей, и погрешность электроники. Согласно экспериментальным данным из [12] среднеквадратичное отклонение для этой установки и энергии 2.5 КэВ равно 0.36 КэВ. Распределение Ландау, рассчитанное по программе DISLAN [8], было подвергнуто свертке с соответствующей функцией Гаусса. Результаты расчета по программе LSDENS значительно лучше соответствуют эксперименту, чем распределение Ландау.

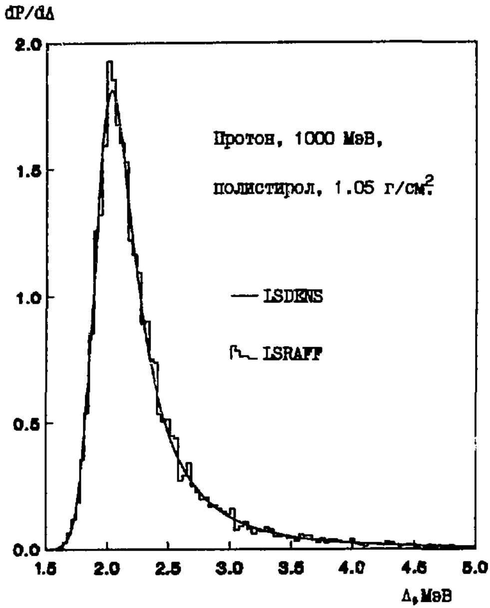

Рис. 1. Функция плотности вероятности ионизационных потерь, вычисленная по программе LSDENS, и распределение, накопленное при помощи LSRAFF.

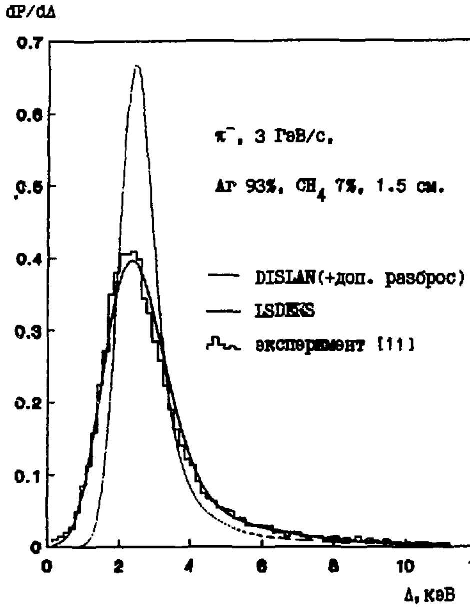

Рис.2. Эксперимент [11] и результаты расчётов по программам DISLAN [4] (распределение Ландау) и LSDEKS. При расчёте по LSDEKS введён дополнительный разброс по функции Гаусса для учёта флуктуаций регистрации ионизационных потерь в пропорциональной камере. Результаты DISLAN свёрнуты с такой же функцией Гаусса.

Заключение

Предложена усовершенствованная формула для сечения потери энергии быстрой тяжёлой заряженной частицей, которая более точно позволяет учесть жесткие взаимодействия, важные для расчета флуктуаций ионизационных потерь. Мягкие взаимодействия между частицей и электронами меньше влияют на флуктуации. Поэтому для практических расчётов используется упрощенная формула, с меньшей точностью учитывающая малые передачи энергии.

Статистические свойства распределения позволяют выбрать некоторую пороговую энергию, переданную в одном акте взаимодействия, и моделировать флуктуации, соответствующие меньшим передачам, при помощи функции Гаусса, что существенно ускоряет счёт.

Разработан пакет программ, позволяющий аналитически вычислять функцию плотности вероятности и разыгрывать процесс по методу Монте-Карло. Программы предназначены для расчёта ионизационных потерь в тонких и очень тонких слоях вещества и с высокой скоростью моделируют распределение, соответствующее экспериментальным данным.

В заключение автор выражает благодарность С.Л.Белостоцкому и Г.Д.Алхазову за полезные обсуждения и критические замечания.

Литература

1. Л.Д.Ландау, Ж. Физ.,8(1944)201.
2. А.Д.Букин, Н.А.Грозина, Препринт ИЯФ 87-9. Новосибирск, 1987.
3. R.Brun et al.,GEANT 3, CERN Report DD/EE/84-1, Geneva, 1987.
4. V.C.Ermilova, L.P.Kotenko and G.I.Merzon, Nucl. Instr. and Meth. 145(1977)555.
5. R.Talman, Nucl. Instr. and Meth. 159(1979)189.
6. В.М.Гришин, В.К.Ермилова, Препринт ФИАН №8, 1990.
7. П.В.Вавилов, ЖЭТФ, 32(1957)921.
8. B.Schorr, Programs for the Vavilov Distribution and the Corresponding Random Numbers, G111, long write-up, CERN Computer Centre Report, Geneva, 1984.
9. W.W.M.Allison, J.H.Cobb, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30(1980)253.
10. P.Sigmund, K.B.Winterbon, Nucl. Instr. and Meth. B12(1985)1.
11. F.Harris, T.Katsura, S.Parker, V.Z.Peterson, R.W.Ellsworth, G.B.Yodh, W.W.M.Allison, C.B.Brooks, J.H.Cobb, J.H.Mulvey, Nucl. Instr. and Meth. 107(1973)413.
12. S.Parker, R.Jones, J.Kadyk, M.L.Stevenson, T.Katsura, V.Z.Peterson and D.Yount, Nucl. Instr. and Meth. 97(1971)181.

Работа поступила в издательский отдел 13/XII-1991г.

РТП ЛИЯФ, зак.70, тир.220, уч.-изд.л.0,9; 23/XII-1991 г.

Редактор А.Н.Москалев

Бесплатно