

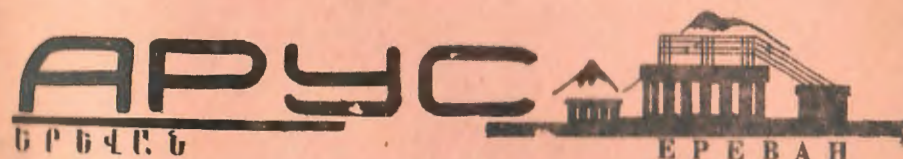
индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-303(28) -78

Г.В.БАДАЛЯН , Д.М.БЕГЛЯРН, В.С.КИСЕЛЕВ,
Г.И.МЕЛИКОВ

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО
РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОТОНАМИ НА МАЛЫЕ
УГЛЫ



1978

В последнее время полупроводниковые детекторы успешно применяются для регистрации и спектрометрии заряженных частиц, нейтронов и γ -квантов. Хорошее, достигающее долей процента, энергетическое разрешение, работоспособность в условиях вакуума и нечувствительность к магнитным полям, позволили применить их в экспериментах по упругому рассеянию протонов на протонах и ядрах с использованием внутренней мишени кольцевых ускорителей. Методические особенности этих работ описаны в обзоре В.А.Никитина [1]. Похожая методика была применена в эксперименте по упругому рассеянию электронов протонами на малые углы, выполненном на внутреннем 4,5 ГэВ пучке электронов Ереванского синхротрона [2,3]. В этих работах использовались вращающаяся полиэтиленовая мишень [4] и кремниевые поверхностно-барьерные детекторы. Данные по относительным дифференциальным сечениям исследуемого процесса восстанавливались из энергетических спектров заряженных частиц, регистрируемых детекторами. В таком спектре, на некотором уровне фона, связанного, в основном, с неупругими процессами на углероде, наблюдается пик от протонов отдачи упругого рассеяния. Получаемый после процедуры вычитания фона аппаратурный спектр $A(u)$ связан со спектром

протонов отдачи $\Phi(T)$ соотношением:

$$\int G(u, T) \Phi(T) dT = A(u). \quad (1)$$

Здесь $G(u, T)$ - функция отклика детектора, т.е. аппаратный спектр, возникающий от моноэнергетического излучения. При облучении заряженными частицами, пробег которых полностью укладывается в чувствительном объёме детектора, эта функция с хорошей точностью описывается распределением Гаусса

$$G(u, T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_d} \cdot e^{-\frac{(u-T)^2}{2\sigma_d^2}} \quad (2)$$

Дисперсия распределения $\sigma_d = 70$ кэВ соответствует энергетическому разрешению применяемых детекторов.

Задача восстановления энергетического спектра $\Phi(T)$ по результатам измерений $A(u)$ становится сравнительно простой, если искомый спектр можно представить в параметрическом виде, выбираемом из физических (теоретических) соображений. Очевидно, что спектр можно представить в виде

$$\Phi(T) = N_K \cdot d\sigma(T)/dT \cdot F(T), \quad (3)$$

где $d\sigma(T)/dT$ - дифференциальное сечение изучаемого процесса, определяемого формулой Розенблюта [5], $F(T)$ - эффективность регистрации протонов отдачи, определяемая, в основном, геометрией эксперимента и многократным кулоновским рассеянием частицы в веществе мишени, N_K - нормировочный множитель для результатов K -го эксперимента. Экспериментальный спектр сравнивается с его теоретическим прообразом (1) с применением метода наименьших квадратов. В процедуре минимизации извлека-

ется общий для всех спектров параметр - электрический радиус протона, а также параметры N_K , позволяющие определить дифференциальные сечения в абсолютных единицах. Как видно, существенным моментом постановки эксперимента, а также процедуры обработки данных является корректный расчет эффективности, точность которого должна быть не хуже статистических точностей, достигающих в данном эксперименте нескольких процентов. Цель настоящей работы - изложение метода расчета эффективности и последующий анализ чувствительности расчетных данных к погрешностям в значениях тех параметров эффективности, точное экспериментальное определение которых сопряжено с определенными трудностями.

Обратимся к рис. I, на котором приведена схема эксперимента. Здесь пучок электронов направлен вдоль горизонтали XX, $\rho(y)$ - плотность распределения частиц пучка по вертикали YY. Мишень выполнена в виде тонкой полиэтиленовой плёнки толщиной около двух микрон. След плоскости мишени MM образует с горизонталью угол ψ . Вылетающие из мишени частицы спектрометрируются детекторами, чувствительная поверхность которых задается коллиматорами строго прямоугольной формы, a - длина сторон прямоугольника, параллельных плоскости изучаемой реакции. Нормаль OO к середине прямоугольника проходит через центр облучаемой части мишени и составляет угол θ_0 с направлением пучка, $R = 1,5$ м - расстояние от мишени до детектора.

Предположим, что в процессе упругого рассеяния возникает протон с кинетической энергией T , которая, как известно [2], связана с углом вылета θ_p соотношением

$$\theta_p = \alpha z \cos \left((1 + M/E) \sqrt{T/(2M+T)} \right) \quad (4)$$

здесь $M = 938,2$ Мэв - масса протона, E - энергия налетающего электрона. В результате многократного рассеяния в веществе мишени протон вылетит уже под углом θ , и, следовательно, $(\theta - \theta_p)$ является проекцией угла многократного кулоновского рассеяния на плоскость реакции. Согласно работе [6] это распределение дается формулой:

$$f(y) dy = \left[\frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \exp(-y^2) + f_1(y)/B + f_2(y)/B^2 + \dots \right] dy \quad (5)$$

где

$$y = (\theta - \theta_p) / (\theta_c \cdot \sqrt{B})$$

$$\theta_c = 0,396 \left(\frac{Z(Z+1)}{A} \right)^{1/2} \frac{zt^{1/2}}{p\beta}$$

Z и A - атомный номер и массовое число вещества мишени,

t - толщина мишени в г/см²,

Z , p и β - кратность заряда, импульс и скорость частицы.

Функции f , f_2 и B вычислены и приведены в виде таблиц в работах [7,8].

Заметим, что распределение (5) является функцией лишь одной кинематической переменной - кинетической энергии T , поскольку входящие в выражение (5) величины θ_p , p и β однозначно связаны с T . Далее, так как протоны отдачи с равной вероятностью возникают на любой глубине толщины мишени t , истинное распределение получается усреднением вышеупомянутого по толщине слоя вещества, проходимого протоном:

$$F_{ms}(\theta, T) d\theta = \frac{1}{d} \int_0^d [f(y) dy] dt \quad (6)$$

здесь $d \approx t_0 / \cos \psi$ - толщина слоя вещества для протона, вылетающего под углом, близким к 90°, t_0 - толщина мишени, ψ - угол наклона плоскости мишени.

Теперь определим $F_g(\theta)$ - вероятность попадания на детектор частицы, вылетевшей из мишени под углом θ . На рис. I из крайних точек детектора A_1 и A_2 проведены прямые, составляющие угол θ с горизонталью. Как видно из рисунка, ординаты y_1 и y_2 точек A'_1 и A'_2 , образованных пересечением этих прямых со следом плоскости мишени MM , и определяют $F_g(\theta)$ - долю пучка (заштрихованная часть кривой распределения), для которой событие с углом θ попадает на детектор. Если распределение $f(y)$ - гауссовское, то

$$F_g(\theta) = J(y_1) - J(y_2), \quad (7)$$

где $J(y) = 1/(\sqrt{2\pi} \cdot \sigma) \cdot \int_{-\infty}^y e^{-t^2/2\sigma^2} dt$ - интеграл вероятности. Отметим, что при наличии экспериментальных данных по распределению $f(y)$ можно использовать получаемые из них таблицы интегральных распределений, аналогичные таблице интеграла вероятности. Ординаты y_1 и y_2 являются решениями двух несложных систем уравнений - уравнений прямых $A_1A'_1$ и MM и уравнений прямых $A_2A'_2$ и MM соответственно. Для принятых на рис. I обозначений эти решения имеют следующий вид:

$$y_1 = \frac{R \sin \theta_0 + a/2 \cos \theta_0 - \operatorname{tg} \theta \cdot (R \cos \theta_0 - a/2 \sin \theta_0)}{1 + \operatorname{tg} \theta / \operatorname{tg} \psi} \quad (8)$$

$$y_2 = \frac{R \sin \theta_0 - a/2 \cos \theta_0 - \operatorname{tg} \theta \cdot (R \cos \theta_0 + a/2 \sin \theta_0)}{1 + \operatorname{tg} \theta / \operatorname{tg} \psi} \quad (9)$$

Поскольку вышеопределенные выражения $F_{m\Delta}(\theta, T)$ и $F_g(\theta)$ - вероятности некоррелированных событий, вероятность $W(\theta, T)$ того, что протон отдачи с кинетической энергией T в результате многократного рассеяния окажется под углом θ и зарегистрируется, будет равна произведению:

$$W(\theta, T) = F_{m\Delta}(\theta, T) \cdot F_g(\theta). \quad (10)$$

Таким образом, эффективность регистрации упруго рассеянного протона с энергией T получается как результат интегрирования выражения для $W(\theta, T)$ по углу вылета протона:

$$F(T) = \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} F_{m\Delta}(\theta, T) F_g(\theta) d\theta \quad (11)$$

θ_{\min} и θ_{\max} - определяемые геометрией минимальный и максимальный углы, задающие угловой интервал, вне которого вероятность $F_g(\theta)$ пренебрежимо мала.

Численные расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6 с точностью около 0,05%. На рис.2 приведено семейство кривых эффективности, отличающихся друг от друга размерами детектора a , задающими угловой интервал $\Delta\theta = a/R$ регистрируемых частиц. Как видно из рисунка, с ростом a кривая эффективности деформируется, превращаясь из колоколообразной в трапециевидную. Плоская вершина кривой, соответствующая интервалу кинетических энергий, для которого эффективность, достигая максимума, остается постоянной, возникает при $\Delta\theta \geq (\Delta\theta_{m\Delta} + \Delta\theta_t)$. Здесь $\Delta\theta_t$ - среднеквадратичный угловой разброс регистрируемых частиц, обусловленный протяженностью пучка по вертикали, $\Delta\theta_{m\Delta}$ - среднеквадратичный угол многократного рассеяния. Форма спадов кривых определяется такими параметрами, как толщина мишени t_0 и дисперсия распределения плотности пучка σ погрешность измерения которых сравнительно высока - около 10-20%. Поэтому для получения удовлетворительного описания экспериментальных данных приходится вводить эти величины как параметры минимизируемого функционала. Кроме того, что это приводит к нежелательному увеличению числа варьируемых параметров, существенно возрастает время обработки на ЭВМ, так как каждая итерация процесса поиска минимума функционала требует повторных громоздких вычислений эффективности. Обратимся к рис.3, иллюстрируемому влиянию погрешностей в параметрах σ и t_0 на относительную погрешность вычисления эффективности $|\Delta F|/F$. Кривые 1, 2 и 3 связаны с погрешностями этих параметров величиной в 5, 10 и 15% соответственно. Однако, как видно из рисунка, имеется интервал энергий ΔT , для которого относи-

тельная погрешность вычисления эффективности $|\Delta F|/F < \varepsilon$, где ε около 0,01 - 0,02. Таким образом, реализуется ситуация, когда, несмотря на сравнительно большие неточности в параметрах эффективности, существуют такие интервалы энергий, для которых эффективность определяется с достаточно высокой точностью. Речь идет об областях, расположенных по обе стороны от пика, где величина эффективности практически не отличается от нуля, и плоской вершины пика, где она достигает максимума. Теперь, исключив каким-либо образом из обработки небольшую часть статистики - информацию в области спадов (например ввести эту часть статистики с искусственно заниженным статистическим весом, можно организовать сравнительно простой алгоритм обработки:

а) из фоновых участков спектра, расположенных по обе стороны от пика, методом наименьших квадратов извлекается аналитическая зависимость фона от кинетической энергии.

б) относительные дифференциальные сечения получаются из данных интервала ΔT после процедуры вычитания вышеупомянутой фоновой кривой.

Далее в быстрой, не требующей многократных громоздких вычислений эффективности, процедуре минимизации можно определить электрический радиус протона и нормировочные множители, позволяющие получить значения дифференциальных сечений в абсолютных единицах. Такой метод удобен для экспресс-обработки экспериментальных данных (как это сделано в работе [2]) и может быть применен для исследования упругих процессов с участием других частиц и ядер соответствующей заменой выражений для ки-

нематики и дифференциального сечения.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.М.Казаринову, В.С.Погосову и Г.Р.Гулкянцян за полезные дискуссии и замечания.

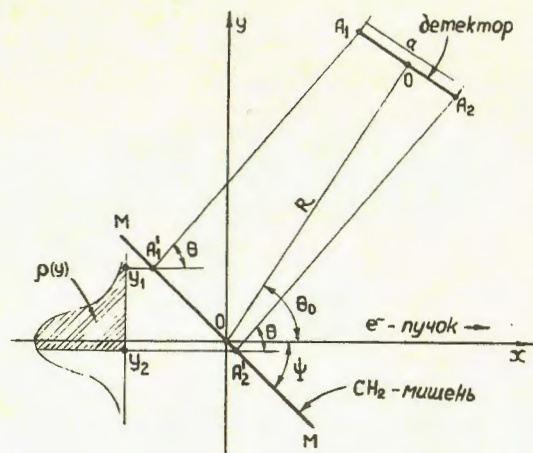


Рис.1

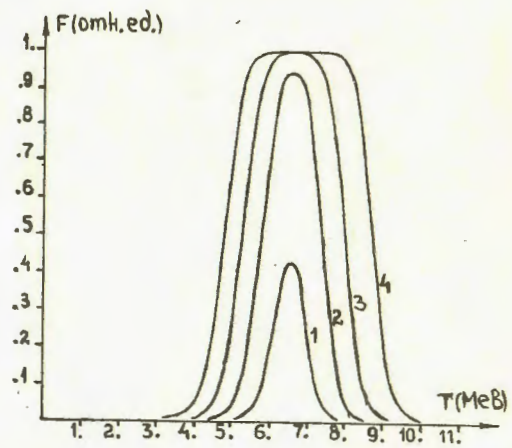


Рис.2

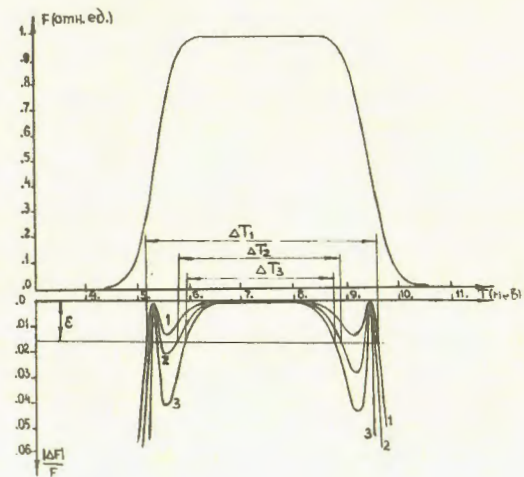


Рис.3

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Схема расположения детектора и мишени относительно пучка.
- Рис.2 Зависимость эффективности F от кинетической энергии T . Кривые соответствуют разным угловым интервалам $\Delta\theta$, охватываемым детектором: 1/2,4 мрад/, 2/8,8 мрад/, 3/15,1 мрад/ и 4/21,5 мрад/. Среднеквадратичный угол многократного кулоновского рассеяния $\Delta\theta_{m3}$ - 2,4 мрад, среднеквадратичный угловой разброс из-за протяженности пучка по вертикали $\Delta\theta_t$ - 1,6 мрад.
- Рис.3 Зависимость максимально допустимой ошибки $|\Delta F|/F$ в вычислении эффективности от кинетической энергии. Кривые соответствуют погрешности в толщине мишени Δt_0 и дисперсии распределения плотности пучка по вертикали Δb : 1 ($\Delta t_0/t_0 = \Delta b/b = \pm 0,05$), 2 ($\Delta t_0/t_0 = \Delta b/b = \pm 0,1$) и 3 ($\Delta t_0/t_0 = \Delta b/b = \pm 0,15$).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Никитин. Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра. М., Атомиздат, 9, 1970.
2. Ю.К.Акимов и др. Тезисы докладов XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, I, 317, 1970.
3. Ю.К.Акимов и др. УЭТФ, 62, 1231, 1972.
4. Yu. Akimov, G.I.Selivanov, Com. JINR, Dubna, E13-5621, 1971.
5. D.Frezejacque, D.Beaksen, D.Drickey, Phys.Rev., 141, 1308, 1966.
6. Moliere G.Z., Naturforsch., 2a, 133, 1947.
7. Moliere G.Z., Naturforsch., 3a, 78, 1948.
8. Bethe, H.A., Phys.Rev., 89, 1256, 1953.

Рукопись поступила 14-го марта 1978г.

Ереванский Физический
ИНСТИТУТ
Зал препринтов

Редактор Л.П.Мукаян
Тех. редактор А.С.Абрамян

Заказ 219

ВФ-03345

Тираж 299

Подписано к печати 2/VI-78г. Формат издания 60x84/16
I.Оуч.изд.л. Ц. 7 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2