

С 344.1р

С-541

30/IX

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2890



А. Собичевски , Я. Тыс

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ПУЧКА
И ОКНА ДЕТЕКТОРА
НА ИЗМЕРЯЕМОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ
СЕЧЕНИЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1966

4483/1, nr

А. Собичевски^{х)}, Я. Тыс^{х)}

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ПУЧКА
И ОКНА ДЕТЕКТОРА
НА ИЗМЕРЯЕМОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ
СЕЧЕНИЕ

х) Институт ядерных исследований, Варшава, Польша.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Влияние конечных размеров пучка и конечных размеров окна детектора на измеряемое дифференциальное сечение было исследовано несколькими авторами (см., например, работы /1-3/), однако, при геометрии системы, отличающейся от нашей. Геометрия интересующей нас системы дана на рис. 1а.

1. Общий вид поправки

Исследуем рассеяние однородного параллельного пучка формы цилиндра с радиусом a на тонкой мишени, перпендикулярной к оси пучка. Окно детектора является отрезком цилиндра длины $2d$, радиуса r и осью, совпадающей с осью пучка.

Бесконечно малый выход продуктов реакции из элемента поверхности мишени dA_1 , в элемент поверхности окна детектора dA_2 , имеет форму:

$$dY(\theta) = N n \sigma(\theta) \frac{\cos \psi}{R^2} dA_2 dA_1, \quad (1)$$

где N - число частиц, падающих на 1 см^2 в 1 сек,

n - плотность ядер в мишени,

r - толщина мишени,

$\sigma(\theta)$ - дифференциальное сечение в лабораторной системе,

R - длина вектора \vec{R} , соединяющего элементы поверхностей dA_1 и dA_2 ,

ψ - угол между нормалью \vec{n}_2 к элементу поверхности dA_2 и направлением вектора \vec{R} ,

θ - угол между нормалью \vec{n}_1 к элементу поверхности dA_1 и вектором \vec{R}
(см. рис. 1а).

Полный выход продуктов реакции получается интегрированием выражения (1) как по поверхности мишени (т.е. по "тени" пучка на мишени), так и по поверхности окна детектора.

Чтобы провести интегрирование, выбираем систему координат как на рис. 1в, а подынтегральное выражение (1) разлагаем в ряд вплоть до членов второго порядка

по малым величинам d/r ($|z| \leq a$) и z/r ($|z| \leq d$). Из-за симметрии пределов интегрирования линейные по ζ и z члены дадут после интегрирования нуль.

Окончательный результат имеет форму:

$$Y(\theta_0) = Y_0(\theta_0) \left\{ 1 + A + B \frac{\sigma'(\theta_0)}{\sigma(\theta_0)} + C \frac{\sigma''(\theta_0)}{\sigma(\theta_0)} \right\}, \quad (2)$$

где

$$A = \frac{1}{2} \left(\frac{d^2}{r^2} - \frac{3}{4} \frac{a^2}{r^2} \right) \sin^2 \theta_0 (4 - 5 \sin^2 \theta_0)$$

$$B = \frac{1}{2} \left[\frac{4}{3} \frac{d^3}{r^3} \sin^2 \theta_0 + \frac{a^2}{r^2} \left(\frac{3}{8} - \sin^2 \theta_0 \right) \right] \sin 2\theta_0$$

$$C = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{3} \frac{d^4}{r^4} \sin^2 \theta_0 + \frac{1}{4} \frac{a^2}{r^2} (1 - \sin^2 \theta_0) \right] \sin^2 \theta_0$$

$$Y_0(\theta_0) = N n r A_1 A_2 \frac{\sin \theta_0}{R_0} \sigma(\theta_0).$$

Здесь A_1 обозначает площадь поверхности мишени; A_2 - площадь окна детектора; $\sigma' \equiv d\sigma/d\theta$ и $\sigma'' \equiv d^2\sigma/d\theta^2$. $Y_0(\theta_0)$ - выход продуктов реакции в случае пренебрежимо малых размеров пучка и окна детектора относительно расстояния детектора от мишени, т.е. в случае $d \ll R_0$, и $a \ll R_0$.

Частный случай, когда только размеры пучка пренебрежимо малы по сравнению с расстоянием от детектора до мишени, получаем подстановкой $a/r = 0$ в скобках формулы (2), а случай, когда только размеры окна детектора малы по сравнению с их расстоянием, - подстановкой $d/r = 0$.

2. Обсуждение конкретной системы

Обсудим систему со следующими значениями параметров: $a = 5$ мм, $d = 7,5$ мм; $r = 97$ мм; $h = 17-400$ мм, т.е. h может изменяться от 17 до 400 мм.

Зависимость коэффициентов A , B и C в формуле (2) от угла рассеяния θ_0 (в лабораторной системе) дана на рис. 2. С его помощью для каждого конкретного углового распределения (определенной реакции и определенной энергии падающих частиц) можно оценить величину поправки, возникающей из-за конечных размеров мишени и конечных размеров окна детектора.

Из рисунка видно, что $|A| < 2 \cdot 10^{-3} = 0,2\%$, так что членом А всегда можно пренебрегать. Остальные два члена могут быть значительно больше, если наклон или кривизна дифференциального сечения, в зависимости от угла, большие.

3. Пример

На рис. 3 дано угловое распределение (в лабораторной системе) для реакции $^{161}\text{Ta}(^{14}\text{N}, ^{17}\text{N})^{178}\text{Ta}$, измеренное в работе /4/ при двух значениях энергии бомбардирующих ионов: 1) $E = 94$ Мэв и 2) $E = 105$ Мэв с использованием системы, обсужденной в пункте 2.

Оценим в обоих этих случаях максимальное значение поправки к дифференциальному сечению, возникающей из-за конечных размеров пучка и окна детектора системы, описанной в пункте 2.

1) $E = 94$ Мэв

Так как наклон кривой с обеих сторон точки максимума приблизительно одинаков, а значения коэффициента В больше для углов, соответствующих правому склону кривой, оценим значение σ'/σ для этого склона:

$$\frac{\sigma'}{\sigma} = \frac{1}{\sigma} \frac{\Delta\sigma}{\Delta\theta} = \begin{cases} -2,1 & \text{для } \theta_0 = 48^\circ \\ -6,4 & \text{для } \theta_0 = 67^\circ \end{cases}$$

$$B \frac{\sigma'}{\sigma} = \begin{cases} -4 \cdot 10^{-3} = -0,4\% & \text{для } \theta_0 = 48^\circ \\ -13 \cdot 10^{-3} = -1,3\% & \text{для } \theta_0 = 67^\circ \end{cases}$$

Максимальная кривизна линии появляется в ее вершине, т.е. для $\theta_0 = 42^\circ$. В этой точке

$$\frac{\sigma''}{\sigma} = \frac{1}{\sigma} \frac{\Delta \left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta\theta} \right)}{\Delta\theta} \approx -30 \quad \text{с} \quad \frac{\sigma''}{\sigma} = -8,5 \cdot 10^{-3} = -0,85\%$$

Здесь мы предположили, что кривизна линии постоянна на целом отрезке между левым и правым склоном линии.

Итак мы получили, что поправка к дифференциальному сечению рассматриваемой реакции, вплоть до угла $\theta_0 = 67^\circ$, не превышает 1,3%. Для больших углов она может быть больше из-за того, что сечение стремится к нулю. При этом, однако, точность самого измерения сечения, независимо от обсуждаемой поправки, уменьшается.

2) $E = 105$ Мэв.

Аналогичным образом получаем:

$$B \frac{\sigma'}{\sigma} \approx \begin{cases} -0,4\% & \text{для } \theta_0 = 37^\circ \\ -2,4\% & \text{для } \theta_0 = 54^\circ \end{cases}$$

$$C \frac{\sigma''}{\sigma} \approx -1\% \quad \text{для } \theta_0 = 32^\circ$$

Значит, даже в этом случае довольно крутого хода дифференциального сечения поправка вплоть до угла $\theta_0 = 54^\circ$ не превышает 2,4%. В частности, вблизи максимума сечения она не превышает 1,4%.

Л и т е р а т у р а

1. E.M. Lyman, A.O. Hanson and M.B. Scott. *Phys. Rev.* **84**, 626 (1951).
2. I.E. Dayton and G.Schrank. *Phys. Rev.* **101**, 1358 (1956).
3. Luis Rosen and Dan W. Miller, in *Methods of Experimental Physics*, Vol. 5, Part B, ed. by Luke C.L. Yuan and Chien-Shiung Wu (Academic Press, New York and London, 1963), sec. 2.7. 5.1.
Люк К.Л. Юан, Ву Цзянь-сюн. Измерение характеристик ядерных реакций и пучков частиц. Изд. "Мир", Москва (1965), гл. 1, § 5.
4. L. Pomorski, J. Tys and V.V. Volkov, Preprint JINR E-2902, Dubna, 1966;
Phys. Lett. - to be published.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 августа 1968 г.

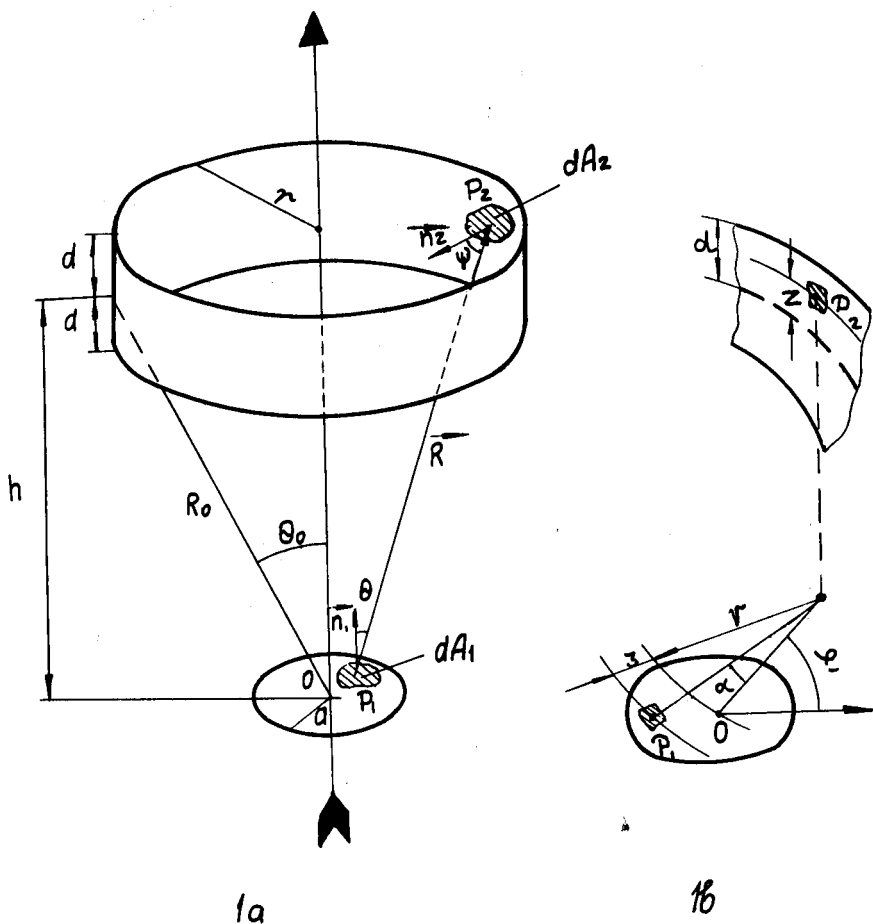


Рис. 1а. Общий вид геометрии системы. 1б. Система координат,
использованная в расчетах.

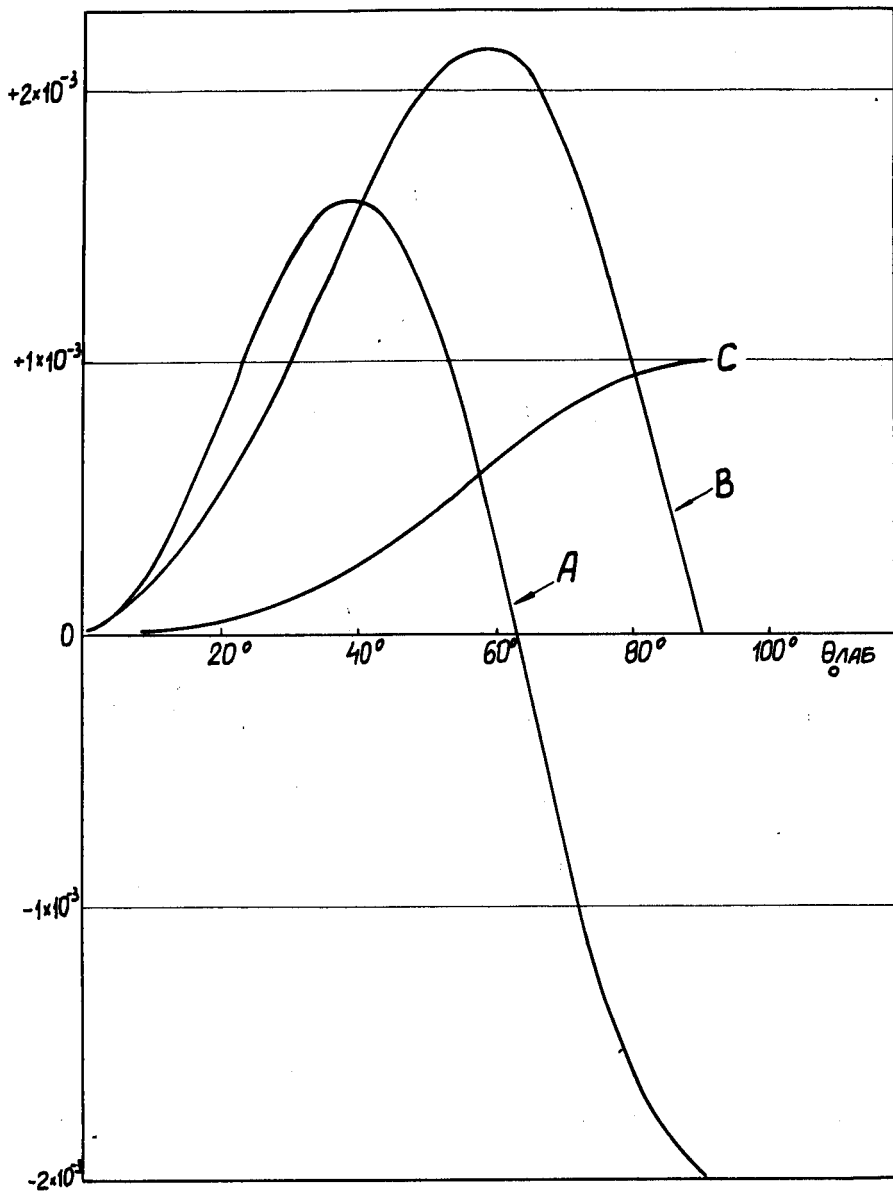


Рис. 2. Зависимость коэффициентов А , В и С от угла рассеяния θ_0 .

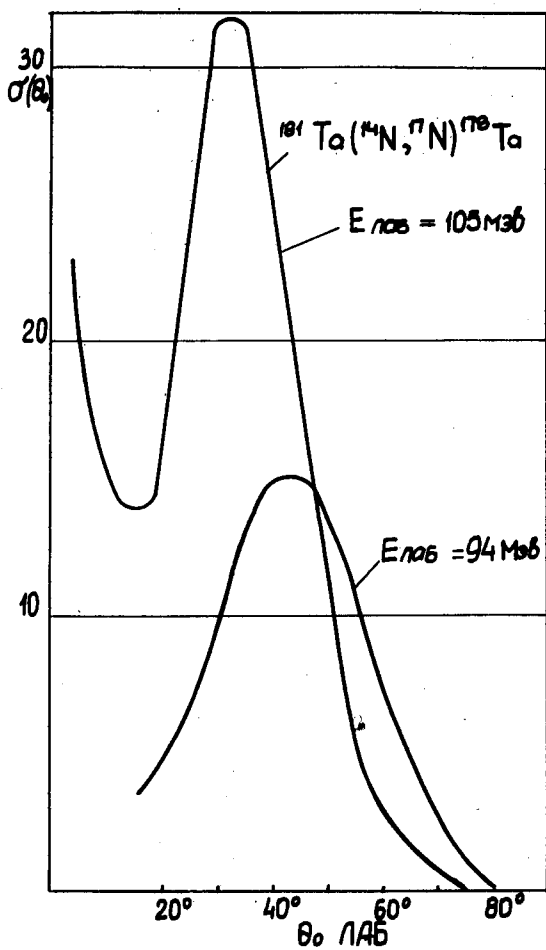


Рис. 3. Угловое распределение ^{17}N из реакций $^{181}\text{Ta}(^{14}\text{N}, ^{17}\text{N})^{178}\text{Ta}$.