

Рис. 7. Зависимость величины дозового альbedo нейтронов от толщины железа.

▲, ▼ — данные работы [2].

Как видно из рис. 7, при увеличении толщины отражателя величина дозового альbedo возрастает, асимптотически приближаясь к некоторому пределу, соответствующему величине альbedo для полубесконечной среды. Из этого же рисунка видно, что при $\alpha = 50^\circ$ возрастание величины альbedo с увеличением нормальной толщины отражателя происходит несколько быстрее, чем при $\alpha = 0^\circ$, что хорошо согласуется с выводами работы [5].

В общем случае величина дозового альbedo нейтронов в функции толщины t железного отражателя и угла падения α пучка нейтронов на его поверхность может быть описана выражением

$$A(t, \alpha) = A_m \cos^2 \alpha (1 - e^{-0,14 \frac{t}{\cos \alpha}}), \quad (3)$$

Применение номограмм из выравненных точек в кинематике ядерных реакций

Г. Н. ПОТЕТЮНКО

Рассматриваются вопросы представления кинематических соотношений ядерных реакций при нерелятивистских энергиях номограммами из выравненных точек. Приводятся рабочие номограммы, позволяющие решать все кинематические задачи в реакциях с выходом двух частиц и некоторые весьма важные задачи (перевод сечений и сплошных спектров из лабораторной системы координат в систему центра масс) для реакций с выходом трех и большего числа частиц. Приведенные номограммы не только механизмируют значительную часть вычислений, но и позволяют проследить те особенности физической картины рассеяния, которые следуют из кинематических соотношений, а также оценить влияние погрешностей измерений на погрешности определения остальных кинематических параметров.

где A_m — величина альbedo нейтронов от полубесконечной среды железа, равная 0,90.

Величина интегрального дозового альbedo нейтронов для грунта при нормальном падении на его поверхность пучка нейтронов, полученная в настоящей работе, составляет 0,54, что очень хорошо (~5%) согласуется с данными работ [4, 5] и несколько меньше (~15%), чем в работе [2], при весьма близких химических составах грунта.

Проведенный анализ результатов работ [2, 4, 5] и данных настоящей работы показывает универсальность полученных величин дозового альbedo для исследованных сред, так как они слабо зависят от вида спектра нейтронов, выходящих из реактора.

Поступила в Редакцию 5/IV 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Коган и др. «Атомная энергия», 7, 351 (1959).
2. R. French, M. Wells. Nucl. Sci. and Engng, 19, 441 (1964).
3. F. Allen et al. BRL Rapport No. 1189, 1190, 1199, 1204 (1963).
4. M. Leimdörfer. FOA-4, Rapport A 4365-411, Stockholm, 1966.
5. R. Maerker, F. Muckenthaler. Nucl. Sci. and Engng, 22, 455 (1965).
6. Ю. А. Казанский и др. «Атомная энергия», 20, 143 (1966).
7. Г. Гольдштейн. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.

УДК 539.107.1:518.3

Рассматриваемые номограммы наиболее удобны для практического использования, так как они довольно просты, дают высокую точность отсчета и, что особенно важно, наглядное геометрическое изображение всех особенностей исследуемых функциональных зависимостей.

В работах [1, 2] опубликована номограмма для системы уравнений [3]

$$\operatorname{ctg} \vartheta_1 = \frac{\rho_1 + \cos \vartheta}{\sin \vartheta}; \quad \operatorname{ctg} \vartheta_2 = \frac{\rho_2 - \cos \vartheta}{\sin \vartheta}, \quad (1)$$

описывающей взаимосвязь между углами вылета продуктов ядерной реакции $I + II - 1 +$

+ 2* в лабораторной системе — Л-системе (ϑ_1 и ϑ_2), углом вылета в системе центра масс — Ц-системе (ϑ) и энергией пучка E_I . Величины $\rho_{1(2)}$ представляют собой отношение переносной скорости к скорости частиц 1 и 2 в Ц-системе и вычисляются по формулам [3]

$$\left. \begin{aligned} \rho_{1(2)} &= \sqrt{\frac{A_{1(2)}E_I}{E_I + QB}}; & A_{1(2)} &= \frac{m_{1(2)}m_I}{m_{2(1)}m_{II}}; \\ B &= 1 + \frac{m_I}{m_{II}}; & \frac{\rho_1}{m_1} &= \frac{\rho_2}{m_2}. \end{aligned} \right\} (2)$$

Недостатком приведенной в работе [2] номограммы является то, что на шкалах $\vartheta_{1(2)}$ отсутствуют значения $\vartheta_{1(2)}$, близкие к 0 и π . На рис. 1, а, б приведены номограммы, полученные из упомянутой выше путем проективного преобразования, осуществляемого с помощью формулы (6) (см. [1]) при $\lambda = 1/\sqrt{24}$ (см. рис. 1, а) и $\lambda = 1/\sqrt{1,25}$ (см. рис. 1, б). На этих номограммах отсутствуют значения $\vartheta_{1(2)}$, близкие к $\pi/2$. Таким образом, номограммы, приведенные в работах [2] и настоящей, взаимно дополняют друг друга. Их достоинство заключается не только в том, что они механизмируют вычислительный процесс, но и в том, что на них в наглядной геометрической форме отображаются некоторые особенности реакции. Подробно это рассмотрено в работе [4], поэтому здесь остановимся главным образом на тех моментах, которые в работе [4] были опущены.

Рассмотрим сначала критические точки номограммы — точки пересечения ее шкал. В нашем случае шкалы пересекаются при $\rho_1 = 1$ и $\rho_2 = 1$. Этим значениям ρ_1 и ρ_2 соответствуют следующие значения энергии пучка, которые назовем критическими:

$$E_{I\text{кр}}^{(1)} = \frac{m_2Q}{m_I - m_2}; \quad E_{I\text{кр}}^{(2)} = \frac{m_1Q}{m_I - m_1}. \quad (3)$$

Значение $\rho_1 = 1$ и $\rho_2 = 1$ разделяют области однозначности и двузначности в зависимости между углами ϑ_1 и ϑ_2 . При $\rho_1 < 1$ и $\rho_2 < 1$ соответствие между углами ϑ_1 и ϑ_2 взаимно однозначно. При $\rho_1 < 1$ и $\rho_2 > 1$ одному углу вылета ϑ_1 легкого продукта реакции соответствует один угол вылета ϑ_2 тяжелого продукта реакции, а одному углу ϑ_2 соответствуют два угла ϑ_1 . При $\rho_1 > 1$ и $\rho_2 > 1$ зависимость между углами ϑ_1 и ϑ_2 взаимно двузначная.

* Условимся в дальнейшем цифрой 1 обозначать легкий продукт реакции, а цифрой 2 — тяжелый. При этом условии $\rho_1 \leq \rho_2$.

Условия различных соотношений между ρ_1 и ρ_2 при $Q > 0$

Таблица 1

Соотношения между ρ_1 и ρ_2	$m_1 > m_I;$ $m_2 > m_I$	$m_1 < m_I;$ $m_2 > m_I$	$m_1 < m_I;$ $m_2 < m_I$
$\rho_1 < 1;$ $\rho_2 < 1$	$0 < E_I < \infty$	$E_I < \frac{m_1Q}{m_I - m_1}$	$E < \frac{m_1Q}{m_I - m_1}$
$\rho_1 < 1;$ $\rho_2 > 1$	—	$E_I > \frac{m_1Q}{m_I - m_1}$	$\frac{m_1Q}{m_I - m_1} < E_1 < \frac{m_2Q}{m_I - m_2}$
$\rho_1 > 1;$ $\rho_2 > 1$	—	—	$E_I > \frac{m_2Q}{m_I - m_2}$

Условия различных соотношений между ρ_1 и ρ_2 при $Q < 0$

Таблица 2

Соотношения между ρ_1 и ρ_2	$m_1 > m_I;$ $m_2 > m_I$	$m_1 < m_I;$ $m_2 > m_I$	$m_1 < m_I;$ $m_2 < m_I$
$\rho_1 < 1;$ $\rho_2 < 1$	$E_I > \frac{m_1Q}{m_I - m_1}$	—	—
$\rho_1 > 1;$ $\rho_2 > 1$	$\frac{m_2Q}{m_I - m_2} < E_1 < \frac{m_1Q}{m_I - m_1}$	$\frac{MQ}{m_I - M} < E_1 < \frac{m_2Q}{m_I - m_2}$	—
$\rho_1 > 1;$ $\rho_2 > 1$	$\frac{MQ}{m_I - M} < E_1 < \frac{m_2Q}{m_I - m_2}$	$E_I > \frac{m_2Q}{m_I - m_2}$	$0 < E_I < \infty$

Соотношения между величинами ρ_i и ρ_2 при различных условиях представлены в табл. 1, 2.

Следует заметить, что все рассмотренные особенности в зависимости между углами ϑ_1 и ϑ_2 освещены в литературе по кинематике ядерных реакций (см., например, работу [3]), но на номограмме они проявляются в наглядной геометрической форме.

Рассмотренные выше номограммы первоначально предназначались для исследования взаимосвязи между углами ϑ_1 , ϑ_2 и ϑ , описываемой системой уравнений (1). Более детальное рассмотрение показывает, что к системе уравнений (1) сводятся и другие кинематические задачи, что существенно расширяет возможности приведенных выше номограмм.

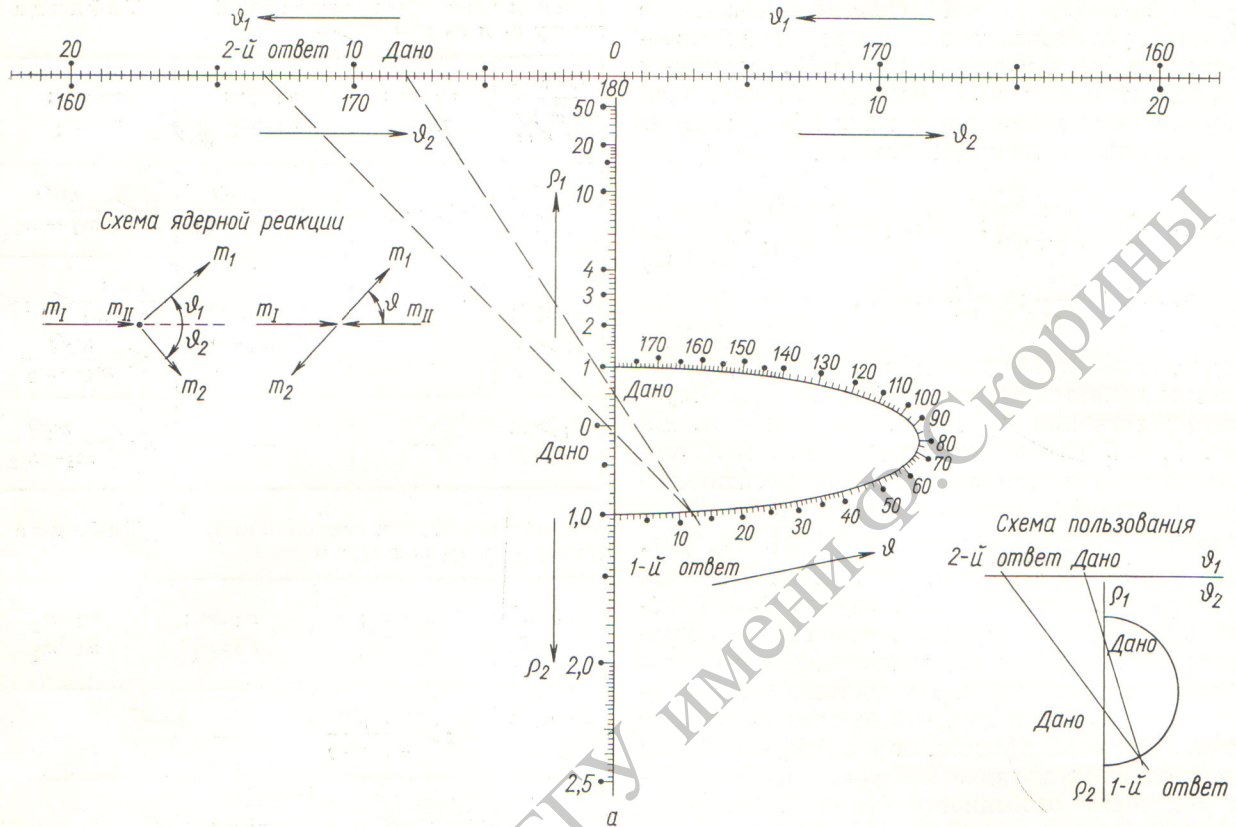


Рис. 1. Номограммы для системы уравнений (1).

Пример. Дано: $\vartheta_1 = 8^\circ$; $\rho_1 = 0,5$; $\rho_2 = 0,1$. Находим: $\vartheta_2 = 166^\circ 40'$; $\varphi = 12^\circ$.

Рассмотрим сначала задачу нахождения энергии $E_{1(2)}$ вылетающих частиц в Л-системе. Соответствующая система уравнений имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{2m_1 E_1} &= \sqrt{2m_1 E_1} \cos \vartheta_1 + \sqrt{2m_2 E_2} \cos \vartheta_2; \\ 0 &= \sqrt{2m_1 E_1} \sin \vartheta_1 - \sqrt{2m_2 E_2} \sin \vartheta_2. \end{aligned} \right\} (4)$$

Из (4) следует

$$\operatorname{ctg} \vartheta_2 = \frac{\sqrt{m_1 E_1 / m_1 E_1} - \cos \vartheta_1}{\sin \vartheta_1}. \quad (5)$$

Таким образом, получили второе уравнение системы (1) с $\rho_2 = \sqrt{\frac{m_1 E_1}{m_1 E_1}}$. Отсюда следующий порядок нахождения энергии E_1 по номограмме: 1) по правилам, приведенным в работах [1, 2], определяем угол ϑ_2 ; 2) не меняя положения точки на шкале ϑ_2 , фиксирующей найденное значение ϑ_2 , по криволинейной шкале отсчитываем угол ϑ_1 и на шкале ρ_2 находим $\sqrt{m_1 E_1 / m_1 E_1}$, после чего вычисляем E_1 .

Для удобства пользования рекомендуем на шкале ρ_2 нанести шкалу E_I / E_1 (или E_1 / E_I).

Теперь рассмотрим другую кинематическую задачу — задачу перевода сплошных спектров из Л-системы в Ц-систему в реакциях вида $I + II = 1 + 2 + 3 + \dots + n$ ($n > 2$). Система уравнений, описывающая взаимосвязь между Л- и Ц-системами для i -й вылетающей частицы, имеет вид

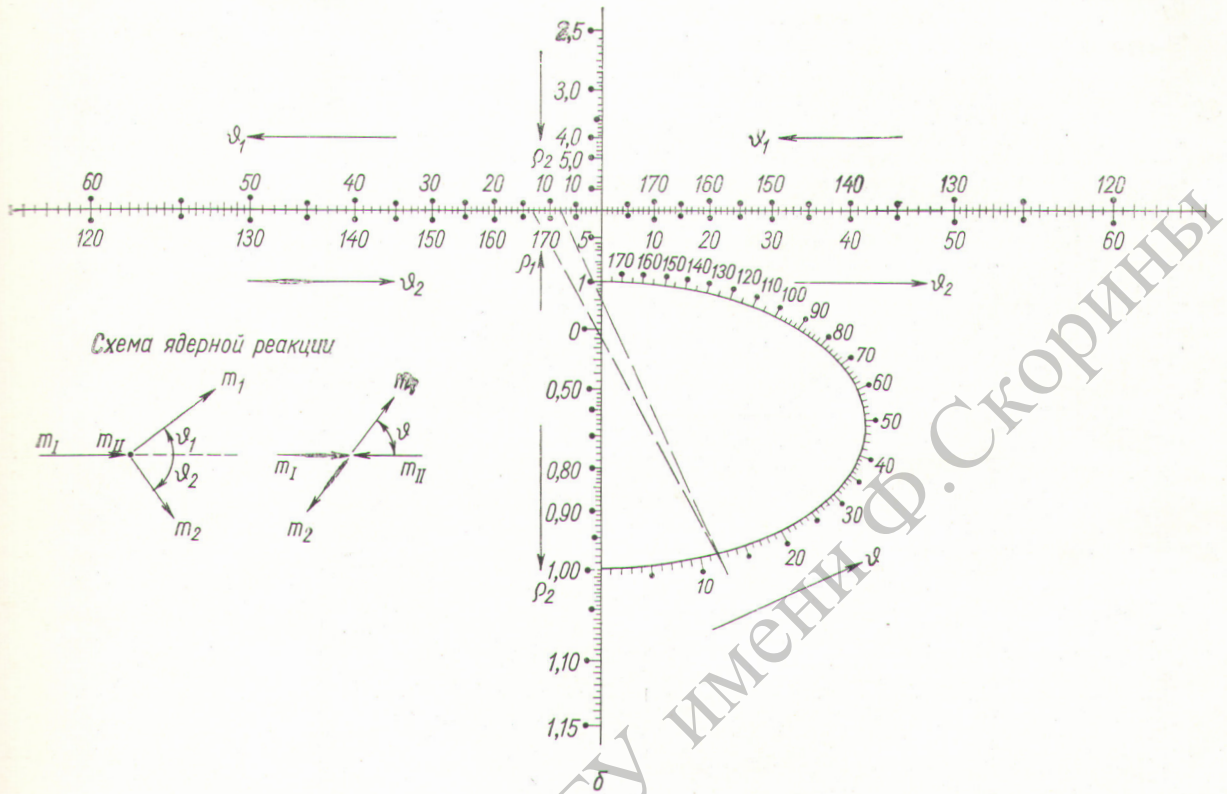
$$\left. \begin{aligned} v_i \cos \theta_i &= v'_i \cos \theta'_i + V; \\ v_i \sin \theta_i &= v'_i \sin \theta'_i. \end{aligned} \right\} (6)$$

Здесь v_i и v'_i — скорость i -й вылетающей частицы в Л- и Ц-системах; θ_i и θ'_i — углы вылета i -й частицы в Л- и Ц-системах; V — переносная скорость.

Из (6) следует:

$$\operatorname{ctg} \theta'_i = \frac{\cos \theta_i - \rho_i}{\sin \theta_i}; \quad \rho_i = \frac{\sqrt{m_I m_i}}{m_I + m_{II}} \sqrt{\frac{E_I}{E_i}}; \quad (7a)$$

$$\operatorname{ctg} \theta_i = \frac{\cos \theta'_i + \rho'_i}{\sin \theta'_i}; \quad \rho'_i = \frac{\sqrt{m_I m_i}}{m_I + m_{II}} \sqrt{\frac{E_I}{E'_i}}. \quad (7b)$$



Здесь E_i и E'_i — энергия i -й частицы в Л- и Ц-системах.

Таким образом, вновь получили уравнения типа (1). Предположим, что нам известны сплошные спектры при следующих значениях лабораторного угла: $\theta_i = \theta_i^{(0)}; \theta_i^{(1)}; \dots; \theta_i^{(n)}$. Необходимо определить сплошной спектр в Ц-системе под углом θ'_i . Из сравнения уравнений (7) с уравнениями (1) следует такой порядок решения этой задачи по номограммам: 1) на шкале ϕ_1 отмечаем заданный угол θ_i , а на криволинейной шкале — угол $\theta_i^{(0)}$ и по шкале ρ_2 определяем ρ_i [т. е. решаем уравнение (7a)], после чего вычисляем E_i ; 2) на шкале ϕ_1 отмечаем угол $\theta_i^{(0)}$, а на криволинейной шкале — угол θ_i и на шкале ρ_1 находим ρ'_i [т. е. решаем уравнение (7б)], после чего вычисляем E'_i ; 3) повторяем перечисленные операции для всех значений лабораторного угла θ_i .

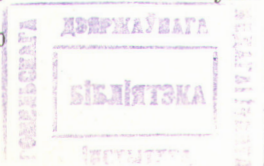
Для удобства пользования номограммой рекомендуем на шкале ρ_2 нанести шкалу E_1/E_i (или E_i/E_1), а на шкале ρ_1 — шкалу E_1/E'_i (или E'_i/E_1). Критическим точкам номограммы $\rho_i = 1$ и $\rho'_i = 1$ соответствуют такие

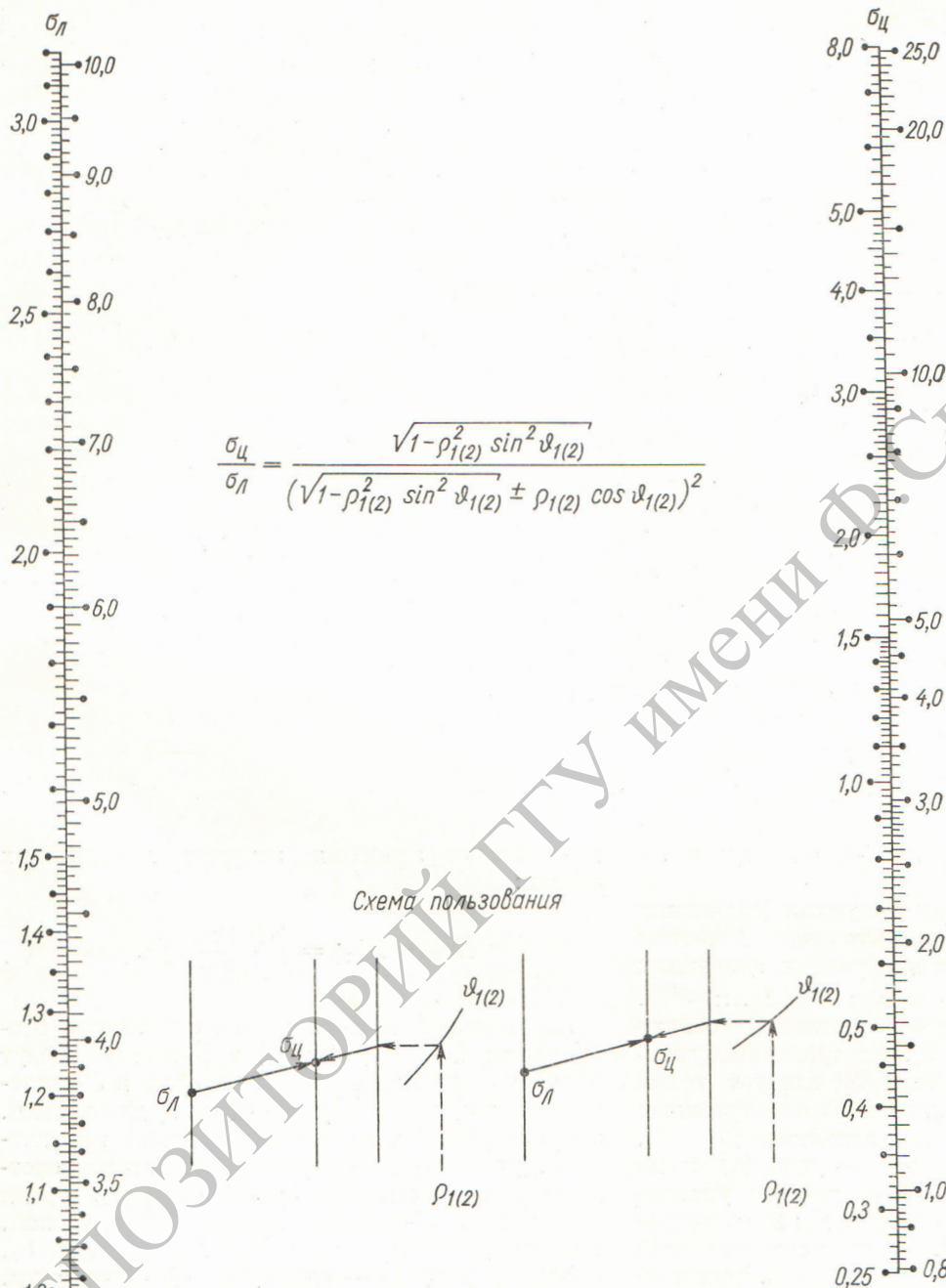
критические значения энергии вылетающих частиц:

$$E_{i \text{ кр}} = E'_{i \text{ кр}} = \frac{m_1 m_i}{(m_1 + m_{II})^2} E_1. \quad (8)$$

На номограмме ясно видны следующие особенности: 1) под углом θ'_i в Ц-системе могут вылетать лишь те частицы, которые в Л-системе вылетают под углами $\theta_i < \theta'_i$; 2) для частиц, энергия которых в Л-системе больше критической, углы θ_i и θ'_i взаимно однозначно соответствуют друг другу; 3) для частиц, энергия которых в Л-системе меньше критической, одному углу θ'_i соответствует два угла θ_i , а одному углу θ_i — один угол θ'_i ; 4) частицы, энергия которых в Л-системе больше критической, в Ц-системе могут вылетать как в переднюю, так и заднюю полусферу; 5) частицы, энергия которых в Л-системе меньше критической, в Ц-системе могут вылетать только в заднюю полусферу.

Рассмотрим теперь задачу пересчета сечений из Л-системы в Ц-систему. Для реакций $I + II = 1 + 2$ соответствующая формула





Р и с. 2. Номограмма для торной системы координат

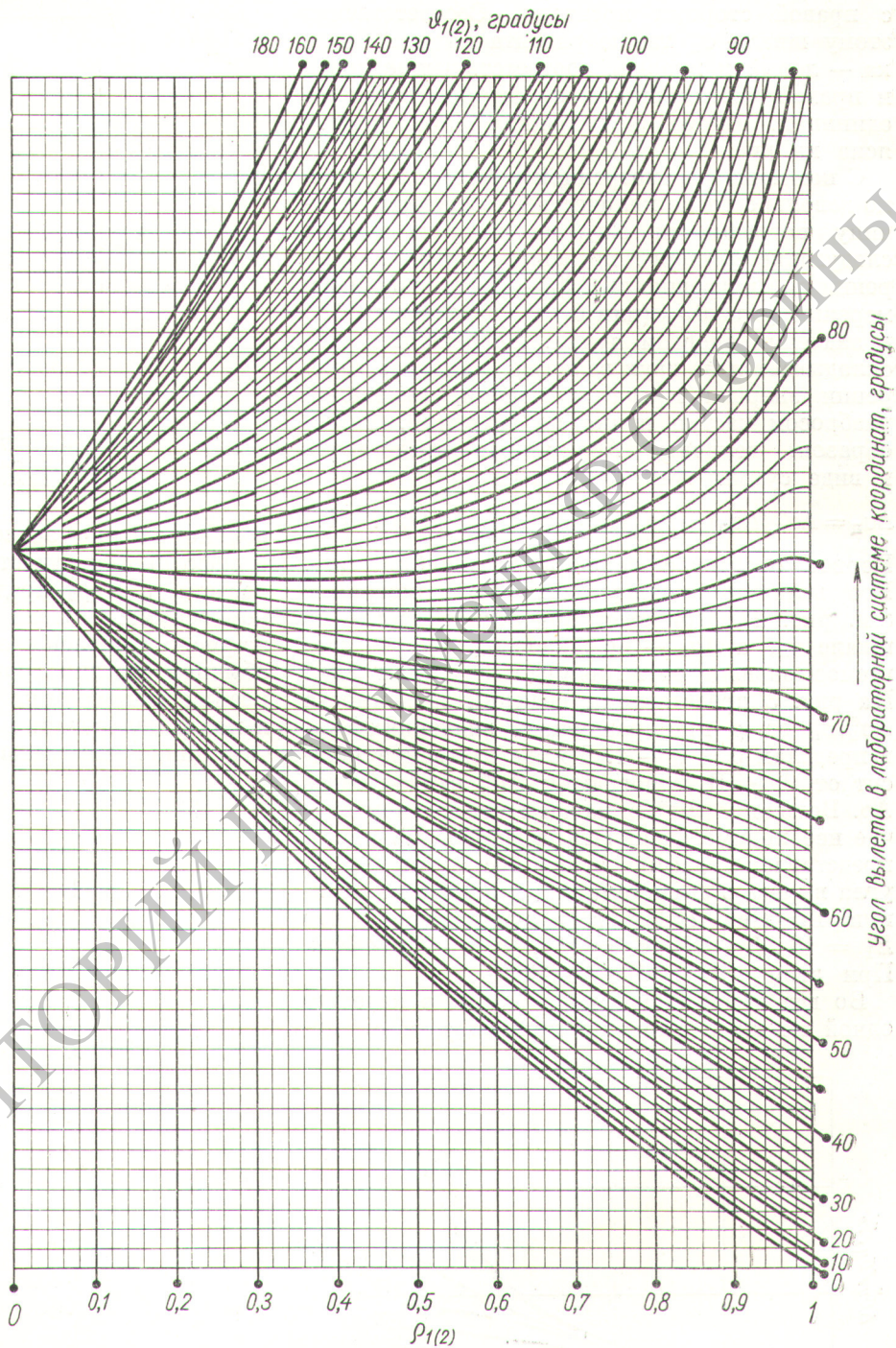
имеет вид [5]

$$\frac{\sigma_{\text{ц}}}{\sigma_{\text{л}}} = \frac{\sqrt{1 - \rho_{1(2)}^2 \sin^2 \vartheta_{1(2)}}}{(\sqrt{1 - \rho_{1(2)}^2 \sin^2 \vartheta_{1(2)}} \pm \rho_{1(2)} \cos \vartheta_{1(2)})^2} \quad (9)$$

При $\rho_{1(2)} < 1$ нужно брать только знак плюс, при $\rho_{1(2)} > 1$ — оба знака. Для реакций вида $I + II = 1 + 2 + 3 + \dots + n$ ($n > 2$) отно-

шение сечений выражается той же формулой (9), только вместо величин $\rho_{1(2)}$ и $\vartheta_{1(2)}$ необходимо подставить величины ρ_i и θ_i .

Формулу (9) можно представить номограммой из выравненных точек на прямолинейных носителях с одной бинарной шкалой. К сожалению, в этом случае нецелесообразно одной или двумя



пересчета сечений из лабора-
торной системы центра масс.

номограммами охватывать все пределы изменения переменных, так как точность отсчета при этом получается низкой, поэтому приходится строить серию номограмм. Одна из них

представлена на рис. 2. Шкала σ_L построена в пределах 1—10 произвольных единиц и разбита на два участка. Участок от 1 до 3,162 нанесен с левой, а участок от 3,162 до 10 —

с правой стороны носителя. Соответственно этому шкала $\sigma_{\text{ц}}$ также разбита на два участка — левый и правый, соответствующие левой и правой частям шкалы $\sigma_{\text{л}}$, и дана в тех же единицах. Схема пользования номограммой ясна из рис. 2.

С помощью рассмотренной номограммы можно довольно точно количественно оценить величину погрешности $\Delta\sigma_{\text{ц}}$, на которую влияют следующие факторы: погрешность $\Delta\sigma_{\text{л}}$ в измерении $\sigma_{\text{л}}$, погрешность $\Delta\vartheta_{1(2)}$ в установке и измерении угла $\vartheta_{1(2)}$ (или θ_i) и погрешность $\Delta E_{\text{Г}}$ в значении энергии пучка. Погрешность $\Delta E_{\text{Г}}$ складывается из двух величин: ошибки в измерении энергии пучка и ошибки, вызванной разбросом частиц пучка по энергиям. Таким образом, величину $\Delta\sigma_{\text{ц}}$ можно представить в виде суммы трех слагаемых

$$\Delta\sigma_{\text{ц}} = \Delta\sigma'_{\text{ц}}(\Delta\sigma_{\text{л}}) + \Delta\sigma''_{\text{ц}}(\Delta\vartheta_{1(2)}) + \Delta\sigma'''_{\text{ц}}(\Delta E_{\text{Г}}). \quad (10)$$

Первое слагаемое зависит от ошибки $\Delta\sigma_{\text{л}}$. Его величину можно найти по номограмме (см. рис. 2). При этом $\Delta\sigma_{\text{л}}$ отсчитывается по шкале $\sigma_{\text{л}}$, а $\Delta\sigma_{\text{ц}}$ — по шкале $\sigma_{\text{ц}}$. Второе слагаемое зависит от величины $\Delta\vartheta_{1(2)}$ (или $\Delta\theta_i$). На рис. 3 представлены графики зависимости $\Delta\sigma''_{\text{ц}}/\sigma_{\text{ц}}$ от ρ при различных значениях $\vartheta_{1(2)}$ в пределах $\rho = 0 - 1$. Третье слагаемое зависит от $\Delta E_{\text{Г}}$. В номограмму $\Delta\sigma'''_{\text{ц}}$ входит через $\Delta\rho$. Величину $\Delta\sigma'''_{\text{ц}}$ в каждом конкретном случае необходимо оценивать отдельно. На рис. 4 представлен график зависимости $\Delta\sigma'''_{\text{ц}}/\sigma_{\text{ц}}$ от угла вылета в Л-системе для дейтронов из реакции $\text{Li}^7(\text{He}^4, d)\text{Be}^9$ в предположении, что $E_{\text{Г}} = 13 \text{ Мэв}$, $\Delta E_{\text{Г}}/E_{\text{Г}} = 1\%$, $Q = -7,152 \text{ Мэв}$. При этом $\rho = 0,967 \pm 0,030$.

Во все приведенные номограммы в качестве одной из шкал входят величины ρ_1 и ρ_2 , до-

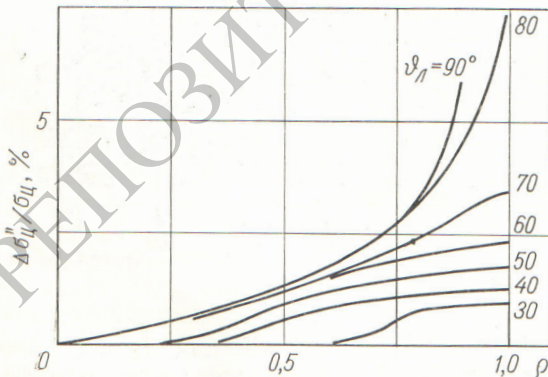


Рис. 3. Графики зависимости $\Delta\sigma''_{\text{ц}}/\sigma_{\text{ц}}$ от ρ при $\Delta\vartheta_{1(2)} = \pm 1^\circ$.

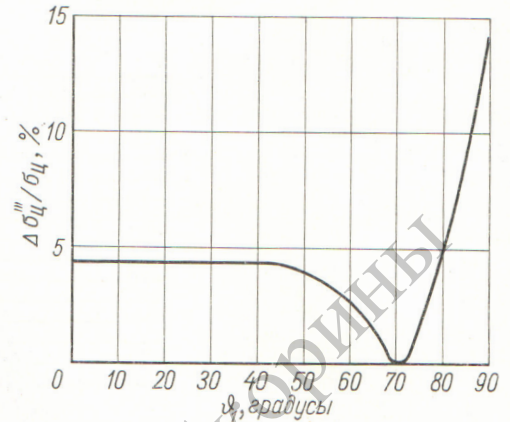


Рис. 4. Графики зависимости $\Delta\sigma'''_{\text{ц}}/\sigma_{\text{ц}}$ от ϑ_1 для выхода дейтронов из реакции $\text{Li}^7(\text{He}^4, d)\text{Be}^9$ при $E_{\text{Г}} = 13 \text{ Мэв}$, $\Delta E_{\text{Г}}/E_{\text{Г}} = 1\%$, $Q = -7,152 \text{ Мэв}$.

вольно сложно зависящие от энергии пучка и масс частиц, участвующих в реакции. Для расчета ρ_1 и ρ_2 предлагается весьма простая номограмма, схема которой представлена на рис. 5. Основой для номограммы служит лист обычной миллиметровой бумаги. Способ построения номограммы на миллиметровой сетке и метод пользования ею ясны из рис. 5. Заметим лишь, что масштабы тех шкал, которые

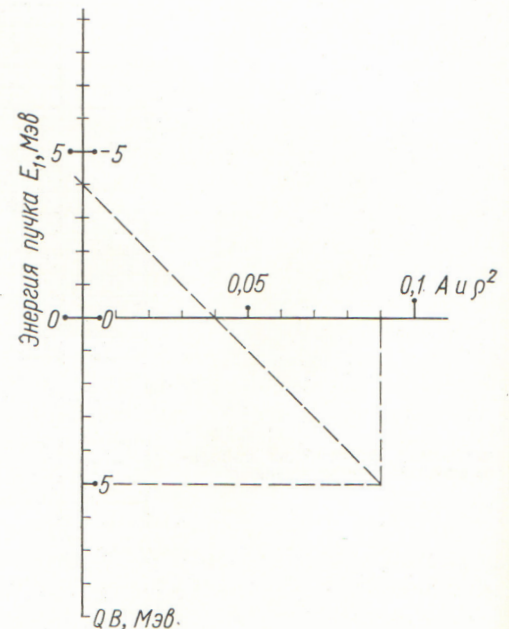
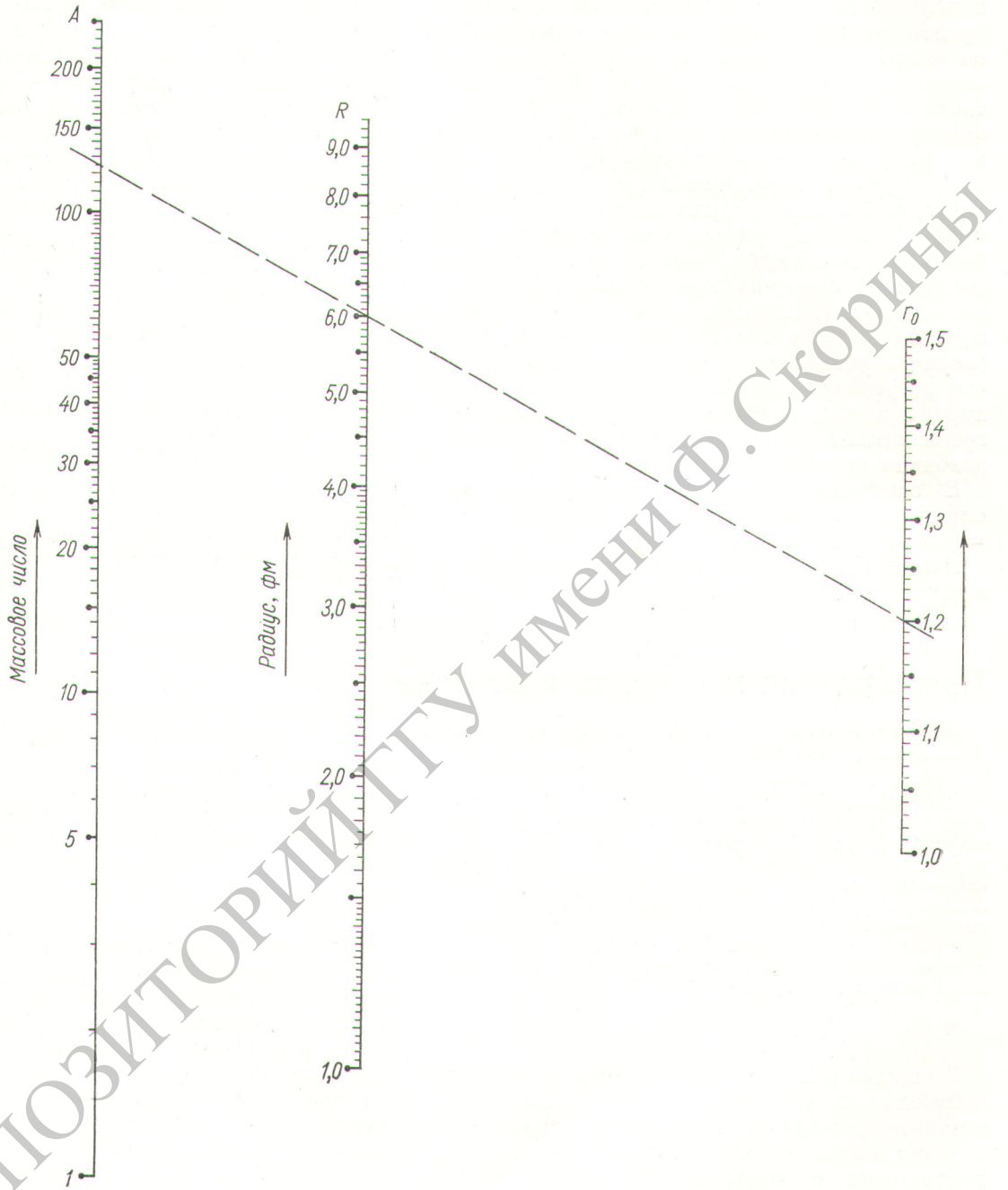


Рис. 5. Номограмма для нахождения величин $\rho_{1(2)}$ по формулам (2).

Пример. Дано: $E_{\text{Г}} = 4 \text{ Мэв}$; $A = 0,09$; $QВ = 5 \text{ Мэв}$. Находим: $\rho^2 = 0,04$; $\rho = 0,2$.



Р и с. 6. Номограмма для определения радиуса ядра по формуле $R = r_0 A^{1/3}$.
 Пример. Дано: $A = 125$; $r_0 = 1,2$. Находим: $R = 6$ фМ.

наносятся вдоль одной прямой (шкалы E_I и QV — вдоль вертикальной прямой и шкалы A и ρ^2 — вдоль горизонтальной прямой), должны быть равны.

С помощью номограммы для нахождения величин ρ_1 и ρ_2 для зависимостей $\rho_{1(2)} = f(E_I)$ целесообразно построить сдвоенные шкалы [6, 7]. Такие шкалы, во-первых, очень удобно

использовать, а во-вторых, они дают наглядное представление о степени влияния ошибки ΔE_1 на величины ошибок в определении остальных кинематических характеристик. Кроме того, такие шкалы позволяют установить допустимую величину погрешности ΔE_1 , т. е. такое значение ΔE_1 , которое никак не сказывается на погрешностях остальных кинематических характеристик. В некоторых случаях (например, при $|Q|/B \ll E_1$) допустимая величина ΔE_1 бывает довольно большой (иногда порядка нескольких сот килоэлектронвольт), в других же случаях (например, в реакциях с $Q < 0$ при $E_1/|Q|/B = 1 \div 3$) она довольно мала (порядка нескольких килоэлектронвольт), так что погрешности в значениях кинематических характеристик, возникающие в результате погрешности ΔE_1 , могут в этом случае достигать довольно больших значений.

В заключение приводим номограмму для определения радиуса ядра по формуле $R = r_0 A^{1/3}$ (рис. 6).

Пользуясь случаем, выражаю свою самую искреннюю признательность чл.-корр. АН СССР

Г. Н. Флерову и С. С. Васильеву за организацию докладов автора на семинарах в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (Дубна) и Научно-исследовательском институте ядерной физики МГУ, участникам обоих семинаров за полезные обсуждения, В. В. Волкову и Г. С. Хованскому за постоянный интерес к работе и ряд ценных замечаний, а также Н. А. Власову за постановку весьма важных задач для номографирования.

Поступила в Редакцию 16/II 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Потетюнко. «Атомная энергия», 13, 588 (1962).
2. Г. Н. Потетюнко. «Атомная энергия», 16, 349 (1964).
3. А. М. Балдин и др. Кинематика ядерных реакций. М., Физматгиз, 1959.
4. Г. Н. Потетюнко. Номографический сборник. М., Изд-во ВЦ АН СССР, 1966.
5. H. B e t h e, M. L i v i n g s t o n. Rev. Mod. Phys., 9, 245 (1936).
6. Б. А. Невский. Справочная книга по номографии, гл. V, М.—Л., Гостехтеориздат, 1951.
7. Г. С. Хованский. Методы номографирования. М., Изд-во ВЦ АН СССР, 1964.

Прохождение нейтронов в воздухе

П. А. ЯМПОЛЬСКИЙ, В. Ф. КОКОВИХИН, А. И. ГОЛУБКОВ,
Н. А. КОНДУРУШКИН, А. В. БОЛЯТКО

УДК 539.125.52

Приведены результаты расчета методом Монте-Карло распределений нейтронов моноэнергетических точечных изотропных источников в безграничной однородной среде нормальной плотности. Рассмотрены начальные энергии нейтронов, равные 0,001; 0,025; 0,2; 0,8; 2; 5; 10 и 14 Мэв. Получены пространственно-энергетические и временные распределения нейтронов для расстояний 10—1300 м от источника. Результаты расчета сопоставлены с некоторыми экспериментальными данными авторов.

изотропного источника моноэнергетических нейтронов с энергиями 1 кэв — 14 Мэв на ЭВМ М-20.

Методика расчета

Для расчета применялся метод статистических испытаний (метод Монте-Карло), позволивший осуществить математическое моделирование физического процесса прохождения нейтронов в среде [1]. Истории распространения нейтронов в воздухе прослеживались от заданной начальной энергии до 0,2 эв. Плотность воздуха при расчетах принималась равной $1,293 \cdot 10^{-3}$ г/см³, в состав воздуха входило 76% азота и 23% кислорода [2] (примеси не учитывались). Характеристики взаимодействий нейтронов с ядрами атомов азота и кислорода приняты по данным работ [3—5]. Учитывались все возможные виды взаимодействия нейтронов, доля которых в общем нейтронном сечении составляет не менее 3%.

Расчеты проводились для точечного изотропного источника нейтронов с начальными

В связи с широким применением источников нейтронов в различных областях народного хозяйства довольно остро ставится вопрос обеспечения радиационной безопасности для лиц, работающих с источниками. Весьма важно поэтому знать распределение нейтронов в воздухе на различных расстояниях от источников. Решение этой задачи экспериментальным путем связано со значительными техническими трудностями. Имеющиеся в литературе расчетные данные существенно различаются между собой.

Ниже приводятся результаты расчетов прохождения нейтронов в воздухе от точечного