

67828



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

175-03

P15-2003-175

В. Ю. Угрюмов, И. В. Кузнецов, Э. Бялковский<sup>1</sup>,  
А. Куглер<sup>2</sup>, К. А. Кутербеков<sup>3</sup>, И. Н. Кухтина,  
В. Ф. Кушнирук, В. Г. Ляпин<sup>4</sup>, В. А. Маслов,  
Ю. Э. Пенионжкевич, Ю. Г. Соболев, В. Трзаска<sup>5</sup>,  
Г. П. Тюрин<sup>4</sup>, С. В. Хлебников<sup>4</sup>, С. Ямалетдинов

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ИОНОВ ${}^4\text{He}$ С КРЕМНИЕМ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г. Неводничанского, Краков, Польша

<sup>2</sup>Институт ядерной физики, Ржеж, Чехия

<sup>3</sup>Институт ядерной физики, Алма-Ата, Казахстан

<sup>4</sup>Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, Санкт-Петербург

<sup>5</sup>Университет Ювяскюля, Финляндия

2003

## Введение

Экспериментальные данные по сечениям реакций ядро-ядерных взаимодействий дают важную информацию о параметрах ядерных потенциалов и существенно дополняют данные по упругому рассеянию. В ряде работ [1–6] исследовалась энергетическая зависимость полного сечения реакции ( $\sigma_R$ ) с ионами  ${}^4\text{He}$  на различных мишенях при промежуточных энергиях  $E > 20$  МэВ/нуклон. Было обнаружено, что величина  $\sigma_R$  изменяется значительно по мере увеличения атомного номера мишени. Для легких ядер с  $A < 40$  сечение уменьшается с ростом энергии в соответствии с ожидаемым эффектом, обусловленным энергетической зависимостью сечения нуклон-нуклонного рассеяния. Для средних и тяжелых ядер сечение остаётся независимым от энергии, и в этой области масс ядер величину  $\sigma_R$  определяют в основном геометрические размеры ядра мишени.

В настоящей работе измерена функция возбуждения (ФВ)  $\sigma_R$  в реакции  ${}^4\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  при низких энергиях  $E < 25$  МэВ/нуклон. Выбор реакции и диапазона энергии обусловлен следующими соображениями. Ранее в работе [7] нами измерена энергетическая зависимость  $\sigma_R$  в реакции  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  в диапазоне 10 – 28 МэВ/нуклон, где наблюдалось увеличение сечения при энергии 17 МэВ/нуклон. Представляет интерес сравнение ФВ сечения при низких энергиях для соседних ядер  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  в связи с тем, что  ${}^4\text{He}$  является кором ядра с нейтронным гало  ${}^6\text{He}$ , а  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  являются зеркальными ядрами. Отличие механизма ядерных реакций может наиболее ярко проявляться при сравнении низкоэнергетических ФВ, где столкновение ядер носит поверхностный характер. Поэтому настоящая работа была выполнена с целью детального измерения низкоэнергетической части функции возбуждения  $\sigma_R$  при взаимодействии  ${}^4\text{He}$  с кремнием.

## Экспериментальная методика и полученные результаты

Эксперимент проводился на пучках ионов  ${}^4\text{He}$  с энергиями 30, 50, 75, 90 и 115 МэВ на циклотроне K130 физического факультета Университета Ювяскюля, Финляндия. Интенсивность пучка  ${}^4\text{He}$  составляла 10 нА. Пучок выводился на рассеивающую мишень  ${}^{208}\text{Pb}$  толщиной 4 мг/см<sup>2</sup>, и упруго рассеянные ионы  ${}^4\text{He}$  регистрировались телескопом, состоящим из шести кремниевых детекторов. Интенсивность частиц, попадающих на телескоп, составляла 500 в секунду. Сборка детекторов (см. рис.1) была установлена на расстоянии 60 см от рассеивающей мишени под углом 20° к оси пучка внутри реакционной камеры LSC. Алюминиевая диафрагма толщиной 5 мм и внутренним диаметром 10 мм ограничивала угловой разброс рассеянных частиц до 1°. Измеренный с помощью телескопа энергетический разброс рассеянных ионов  ${}^4\text{He}$  составлял ~ 400 кэВ при разных энергиях пучка.

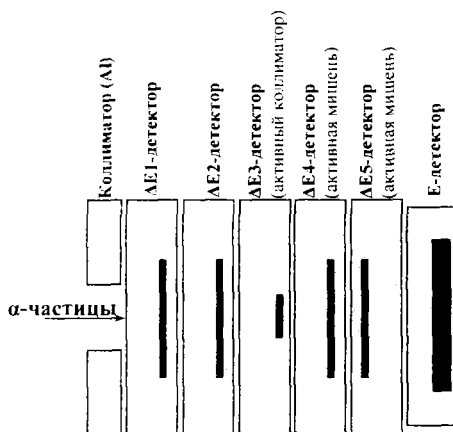


Рис. 1. Расположение детекторов телескопа

Телескоп состоял из шести плотно прилегающих друг к другу детекторов при  $E\alpha = 75$ , 90 и 115 МэВ, а для  $E\alpha = 30$  и 50 МэВ – из пяти детекторов. С помощью условий, которые накладывались на энерговыделения в детекторах  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$ ,  $\Delta E_3$  (см. рис.2 а,б) выделялись  $\alpha$ -частицы, образованные от упругого рассеяния на  $^{208}\text{Pb}$ . Активный коллиматор  $\Delta E_3$  – детектор с диаметром 8 мм был предназначен для уменьшения размеров профиля частиц, а также препятствовал попаданию на мишени  $\Delta E_4$  и  $\Delta E_5$  перерассеянных от алюминиевого коллиматора частиц. Выделенные таким образом  $\alpha$ -частицы могли произвести всевозможные ядерные реакции на активной мишени и, следовательно, изменить энерговыделение в исследуемом и последующих детекторах телескопа. Продукты реакции выделялись по идентификационной матрице детекторов  $\Delta E_4$  и  $\Delta E_5$ , которая представлена на рис.3. Здесь события, связанные с реакциями в детекторе  $\Delta E_4$  преимущественно расположены выше энергетического распределения  $\alpha$ -частиц, не вызвавших реакции. Если обозначить число частиц, зарегистрированных в  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$ ,  $\Delta E_3$  как  $I_0$  и количество событий  $I$ , энерговыделение которых отличается от пика упругого рассеяния в  $\Delta E_4$ , тогда полное сечение реакции  $\sigma_R(E\alpha)$  можно выразить через соотношение

$$I = I_0 \cdot e^{-\sigma_R(E, \alpha) N}. \quad (1)$$

Здесь  $N$  – количество ядер мишени на единицу поверхности. При получении значения  $\sigma_R(E\alpha)$  в следующем детекторе  $\Delta E_5$   $I_0$  определялось с дополнительным условием на энерговыделение в  $\Delta E_4$  – узкие ворота, включающие только пик упругого рассеяния.

Толщины  $\Delta E$ -детекторов составляли от 50 – 400 мкм, причем детекторы  $\Delta E_1$  и  $\Delta E_2$  выбирались более тонкими, для того чтобы количество продуктов ядерных реакций от них было незначительным. Потеря энергии частицами перед активной мишенью не превышала 50%, а сброс энергии в ней был не более 20% от  $E\alpha$ .

При измерении  $\sigma_R(E\alpha)$  вышеизложенным методом (методом прохождения) учитывалось следующее. Продукты ядерных реакций, рассеянные назад и попавшие из мишени обратно в предшествующий детектор, не регистрировались как реакции, т.к. они находились вне условий, обозначенных на рис.2 а,б. Сечение их образования не превышало 3% от величины  $\sigma_R(E\alpha)$ , что сравнимо со статистическими погрешностями.

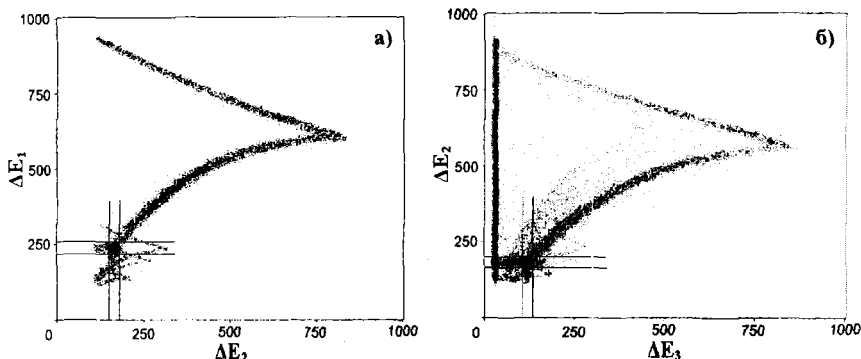


Рис.2. Двумерные энергетические распределения: а) –  $\Delta E_1$ - и  $\Delta E_2$ -детекторов, б) – детектора  $\Delta E_2$  и активного коллиматора  $\Delta E_3$

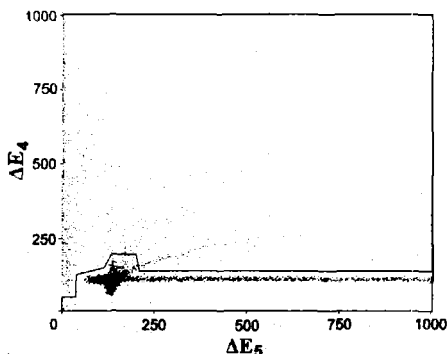


Рис.3. Матрица идентификации продуктов ядерных реакций в детекторах  $\Delta E_4$  и  $\Delta E_5$

Измерение  $\sigma_R(E\alpha)$  данным методом также накладывало ограничения на отделение упругого от неупругого каналов рассеяния  $\alpha$ -частиц на кремнии. В спектре полной энергии, который получался при суммировании энерговыделений во всех детекторах, были видны возбужденные уровни кремния, однако определить, в каком из детекторов происходило возбуждение, невозможно. На основании данных [8] по угловым распределениям реакции  $^{28}\text{Si}(\alpha, \alpha')^{28}\text{Si}$  при  $E\alpha = 104$  МэВ была получена оценка вклада этой реакции в полное сечение, которая составила 30 мб.

### Экспериментальные результаты и их анализ

Экспериментальные значения полных сечений реакции  $\sigma_R$  приведены в таблице 1. Там же указаны и средние значения энергии  $E\alpha$ , при которых измерены  $\sigma_R$ . Ширины энергетических интервалов  $\Delta E$  обусловлены потерями энергии в детекторах, в которых определялись величины  $\sigma_R$ , и ширинами энергетических распределений. Указанные в таблице ошибки определения сечения  $\pm\sigma_R$  не превышали 10%. Они включали в себя статистические погрешности, а также погрешности, связанные с методом выделения событий (см. рис.3).

Таблица 1. Экспериментальные значения полных сечений реакции при разных энергиях

$E$ , МэВ/нукл.	3.4	4.6	7.5	11.2	13.8	16.4	18.4	23.8	25.3
$\pm \Delta E$ , МэВ/нукл.	0.70	0.75	0.96	1.06	1.21	1.43	0.88	0.56	0.71
$\sigma_R$ , мб	600	982	1023	1191	1280	1247	1320	1223	1146
$\pm \Delta \sigma_R$ , мб	60	60	100	60	60	60	60	55	60

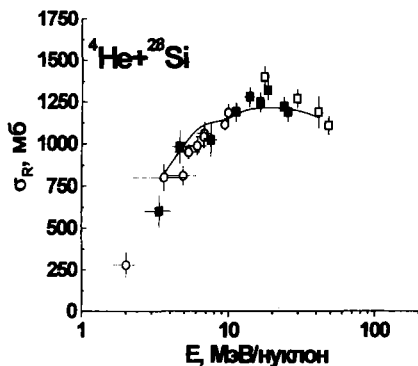


Рис.4. Энергетическая зависимость полных сечений реакции  $\alpha$ -частиц с ядром  $^{28}\text{Si}$

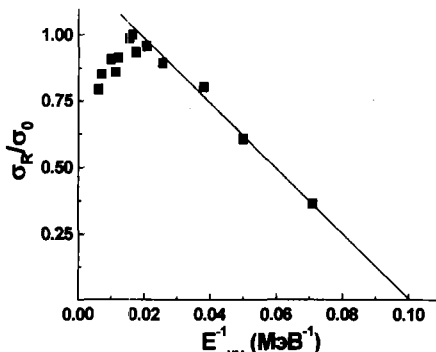


Рис.5. Зависимость отношения полного сечения реакции ( $\sigma_R$ ) к сечению поглощения ( $\sigma_0$ ) от величины обратной энергии

Приведенные в таблице значения полных сечений представлены на рис.4 (темные квадраты). Здесь также приведены величины  $\sigma_R$ , измеренные нами ранее [9,13] (белые кружки), данные работы [1] (светлые квадраты) и расчетная кривая, вычисленная с использованием полумикроскопической фолдинг-модели (ПФМ) [12]. Из рисунка видно, что сечение реакции достигает максимального значения при энергии  $E \approx 20$  МэВ/нуклон. Чтобы наглядно проследить тенденцию изменения  $\sigma_R$  во всем диапазоне энергии, представленном на рис.4, обратимся к модели сильного поглощения. Как известно, в этой модели сечение поглощения может быть записано как

$$\sigma_R = \pi \lambda^2 \Sigma(2L+1)T_L \quad (2)$$

где  $\lambda = h / \sqrt{2M(E - V_0)}$  – длина волны де Бройля ( $M$  – приведенная масса частицы и ядра мишени);  $V_0$  – высота одномерного барьера;  $E$  – энергия налетающей частицы;  $L$  – угловой момент ядра;  $T_L$  – проникаемость барьера. Можно представить данные в более удобном для анализа виде, а именно как отношение полного сечения реакции к сечению поглощения  $\sigma_R/\sigma_0$  в зависимости от  $\varepsilon = E^{-1}_{\text{ц.м.}}$ . Сечение  $\sigma_0 = \pi r_0^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2$ , параметр  $r_0$  взят равным 1.4 фм, как следует из энергетической и массовой зависимости этого параметра [1].  $A_p$  и  $A_t$  – массовое число частицы и мишени соответственно. На рис.5 приведена зависимость  $\sigma_R/\sigma_0$  от  $E^{-1}_{\text{ц.м.}}$ . Из него видно, что по существу есть две энергетических области: в низкоэнергетической области относительное сечение возрастает с увеличением энергии, а при высоких энергиях – медленно убывает. Такая тенденция обычно наблюдается в реакциях слияния с тяжелыми ионами [10]. Считается, что максимум в относительном сечении должен быть связан с пороговой энергией, когда все неупругие

каналы для данной реакции открыты и очевидно, что положение максимума сильно зависит от особенностей структуры ядра мишени. Тенденция изменения  $\sigma_R/\sigma_0$  от  $E^{1/2}$  показывает, что соотношение (2) не может быть однозначно интерпретировано в рамках проникновения через одномерный барьер. Действительно, при высоких энергиях ядро  ${}^4\text{He}$  глубже проникает в область взаимодействия. При этом эффективный оптический потенциал (сумма ядерного, центробежного и кулоновского потенциалов) действует на малых радиусах внутри барьера, где барьер определяется ядерными силами притяжения. Энергетическая зависимость сечения в этом случае определяется функциональной зависимостью среднего сечения нуклон-нуклонного взаимодействия. В области низких энергий можно предположить, что барьер имеет форму

$$V_B = Ze^2/R_K = Ze^2/r_{0K}A^{1/3}. \quad (3)$$

Используя наклон кривой на рис.5, можно определить параметр радиуса кулоновского взаимодействия  $r_{0K}$ , который отличается от реального радиуса взаимодействия. Определенный таким образом барьер  $V_B$  составляет 10 МэВ, что выше значения кулоновского барьера с принятым параметром  $r_{0K}=1.3$  фм.

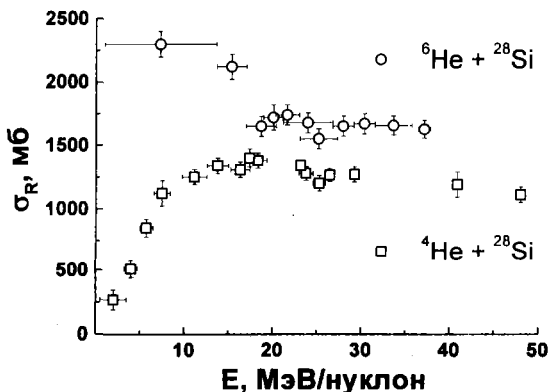


Рис.6. Энергетическая зависимость полных сечений реакции  ${}^4\text{He}$  и  ${}^6\text{He}$  с ядром  ${}^{28}\text{Si}$

На рис.6 приведены энергетические зависимости полного сечения реакций  ${}^4\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  и  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ , измеренные нами и взятые из работ [1,6]. Из рисунка видно, что при высоких энергиях энергетические зависимости для  ${}^4\text{He}$  и  ${}^6\text{He}$  различаются. В случае  ${}^4\text{He}$  наблюдается уменьшение сечения с увеличением энергии, а для  ${}^6\text{He}$  сечение почти не зависит от энергии. Еще контрастнее выглядит тенденция изменения  $\sigma_R$  при низких энергиях  $E < 20$  МэВ/нуклон. Если сечение с  ${}^4\text{He}$  резко уменьшается по мере снижения энергии, то для  ${}^6\text{He}$  наоборот растет начиная с  $E \approx 20$  МэВ/нуклон. Такое различие в энергетических зависимостях  ${}^4\text{He}$  и  ${}^6\text{He}$ , по-видимому, предполагает, что для  ${}^6\text{He}$  начиная с энергии 20 МэВ/нуклон открывается дополнительный канал реакции. Измеренные в работах [6,7] сечения образования  ${}^4\text{He}$  в реакциях  ${}^6\text{He}({}^{28}\text{Si}, {}^4\text{He})X$  показывают, что только за счет вклада этих реакций наблюдаемый скачок в приросте сечения объяснить не представляется возможным. Возможным механизмом, который можно предложить для объяснения наблюдаемого факта, является образование ядерной системы в реакции  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ , распадающейся затем по каналам, отличным от входного. Во всяком случае,

рис.6 показывает, что перед экспериментаторами возникает задача идентифицировать канал реакции, ответственный за увеличение  $\sigma_R$  при  $E < 20$  МэВ/нуклон.

Теоретические значения  $\sigma_R$  вычислялись по модифицированной программе ECIS-88 [11] с использованием полумикроскопического потенциала:

$$U_i(R) = U(R) - \alpha_v \frac{dU(R)}{dR} + i[N_w U(R) - \alpha_w R \frac{dU(R)}{dR}]. \quad (4)$$

Здесь  $U(R)$  - микроскопический реальный потенциал;  $\alpha_v$  - параметр при той части полного потенциала, которая имитирует динамическую поляризацию;  $N_w$  и  $\alpha_w$  - параметры при объемном и поверхностном мнимых потенциалах [12]. Для тех значений энергий  $\alpha$ -частиц, при которых измерялись полные сечения, были рассчитаны теоретические значения полных сечений с подгонкой параметров  $\alpha_v$ ,  $\alpha_w$  и  $N_w$ . При энергиях меньше 50 МэВ параметр  $\alpha_w$  принимался равным нулю, а два других параметра варьировались, а для энергий свыше 50 МэВ значения параметров  $\alpha_v$ ,  $N_w$  фиксировались. Помимо экспериментальных данных по полным сечениям реакции имелись данные по дифференциальным сечениям упругого рассеяния в том же диапазоне энергий  $E_\alpha$ . Для данных по упругому рассеянию были рассчитаны теоретические угловые распределения. Совместный анализ данных по дифференциальным и полным сечениям позволил вычислить значения параметров полумикроскопического потенциала (см. таблицу 2). Рассчитанным значениям параметров соответствует энергетическая зависимость полного сечения реакции, представленная на рис.4 сплошной линией, которая находится в пределах экспериментальных погрешностей. Из таблицы видно, что при энергиях  $E_\alpha < 50$  МэВ чувствительным к структуре двух ядер является параметр объемного поглощения  $N_w$ , тогда как при  $E_\alpha > 50$  МэВ существенным становится параметр поверхностного поглощения  $\alpha_w$ .

Таблица 2. Параметры полумикроскопического оптического потенциала упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц на  $^{28}\text{Si}$  при различных энергиях

$E_\alpha, \text{ МэВ}$	$\alpha_v$	$N_w$	$\alpha_w$
14.5	0.015	0.04	0.
23.1	0.010	0.13	0.
28.0	0.010	0.17	0.
41.0	0.010	0.21	0.
50.5	0.010	0.26	0.
104.0	0.	0.30	0.027
166.0	0.	0.30	0.031

### Заключение

В заключение отметим, что в работе детально измерена энергетическая зависимость полного сечения реакции  $^4\text{He}+^{28}\text{Si}$  в слабо исследованной области 8 – 25 МэВ/нуклон. Полученные результаты совместно с другими известными из литературы данными позволили проследить тенденцию изменения величины  $\sigma_R$  в широком энергетическом диапазоне и найти точку перегиба функции  $\sigma_R(E)$  при  $E = 20$  МэВ/нуклон. Экспериментальные значения  $\sigma_R$  при энергиях  $E \leq 20$  МэВ/нуклон не описываются удовлетворительно полумикроскопической фолдинг-моделью с параметрами, извлеченными из экспериментов по измерению упругого рассеяния  $^4\text{He}$  на кремнии [13]. На основании экспериментальных данных по полному сечению реакции были рассчитаны новые значения параметров полумикроскопического потенциала ПФМ.

Заметим также, что в диапазоне энергий 8 – 20 МэВ/нуклон наблюдается рост полного сечения реакции  ${}^4\text{He}+{}^{28}\text{Si}$  с увеличением энергии, в то время как в реакции  ${}^6\text{He}+{}^{28}\text{Si}$  сечение убывает [7]. Понимание наблюдаемой ситуации требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований полного сечения реакции с ионами  ${}^4\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  при низкой энергии  $E < 25$  МэВ/нуклон.

Работа выполнена при частичной поддержке Академии Финляндии, Академии Республики Чехия и грантов ИНТАС №00-00463, РФФИ №№ 02-02-22001, 03-01-00657. Один из авторов (И.В. Кузнецов) выражает благодарность МДМ-банку за поддержку при проведении эксперимента.

## Литература

1. A.Ingemarsson et al. Nucl. Phys. A 676 (2000) 3-31.
2. A.Auce et al. Phys. Rev. C 50 (1994) 871.
3. L.N.Govorenko et al. Bull.Acad.Sci. USSR, Phys.Ser. 52 (1988) 82.
- 4 V.N. Domnikov et al. Bull.Acad.Sci. USSR, Phys.Ser. 52 (1988) 62.
5. R.E. Warner et.al. Phys. Rev. C 40 (1989) 2473.
6. R.E.Warner et.al. Phys. Rev. C 54 (1996) 1700.
7. I.V. Kuznetsov et al. Physics of Atomic Nuclei, Vol. 65, No. 9, 2002, pp. 1569–1574. Translated from Yadernaya Fizika, Vol. 65, No. 9, 2002, pp. 1609–1614.
8. H.Rebel et al. Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1190.
9. M. K. Baktybaev et al. Yadernaya Fizika, Vol. 66, No. 9, 2003, pp. 1–3.
- 10.D.Glas and U.Mosel. Nucl. Phys. A 237 (1975) 429.
11. J. Raynal. Phys. Lett. B 196 (1987) 7.
12. O.M. Knyazkov, I.N. Kukhtina, S.A. Fayans. Nucl. Phys. A 61 (1998) 287.
13. V. Yu. Ugryumov et al. "Energy dependence of the interaction cross sections of  ${}^4\text{He}$  with  ${}^{28}\text{Si}$  nuclei in the energy range 2 - 12 MeV/A", Book of Abstracts of 8-th International Conference NN-2003, June 17-21, Moscow, Russia.

Получено 11 сентября 2003 г.