

И.В.Кузнецов, Э.Бялковский¹, М.П.Иванов,
Р.Калпакчиева, А.Куглер², И.Н.Кухтина,
В.Ф.Кушнирук, В.А.Маслов, Л.Михайлов², Ф.Негоита³,
Ю.Э.Пенионжкевич, Н.О.Порошин⁴, Н.К.Скобелев,
В.И.Смирнов, Ю.Г.Соболев, В.Ю.Угрюмов

ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ
РЕАКЦИЙ ${}^{4,6}\text{He} + {}^{28}\text{Si}$
В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ 10–28 МэВ/А

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Институт ядерной физики, Краков, Польша

²Институт ядерной физики, Ржеж, Чехия

³ИАФ, Бухарест, Румыния

⁴Московский инженерно-физический институт

Введение

Интенсивные экспериментальные и теоретические исследования сечения взаимодействия σ_I или полного сечения реакции σ_R радиоактивных ядер со стабильными ядрами были начаты с работы [1]. Именно в этой работе на основе анализа сечений взаимодействия для изотопов ${}^{3,4,6,8}\text{He}$ с мишенями из Be, C и Al при энергии 790 МэВ/А был сделан вывод о значительной протяжённости распределения нейтронной плотности в нейтроноизбыточных изотопах этих ядер. После этой работы стало также очевидно, что эксперименты по измерению величин σ_I или σ_R с радиоактивными пучками, даже при низкой интенсивности, являются перспективными для получения информации о размерах и структуре нестабильных ядер.

Последующие измерения σ_I или σ_R проводились как с расширением энергетического диапазона бомбардирующих частиц, так и с расширением набора их массовых чисел и порядковых номеров. В работе [2] можно найти обзор экспериментальных данных по полным сечениям и сечениям взаимодействия для лёгких экзотических ядер.

Среди экзотических нуклидов с нейтронным избытком ядро ${}^6\text{He}$ отличается тем, что оно при своих сравнительно нормальных размерах ($R_{\text{rms}} = 2,52$ фм) [3] может быть представлено в виде компактного инертного кора ${}^4\text{He}$, окружённого двумя слабо связанными нейтронами. Свойства основного состояния ${}^6\text{He}$ воспроизводятся с использованием или макроскопической трёхкластерной модели [4], или микроскопической модели [5].

В работе [6] была измерена энергетическая зависимость полного сечения реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ в диапазоне 20–60 МэВ/А и обнаружена слабая энергетическая зависимость полного сечения реакции, которая противоречит теоретическим предсказаниям.

С целью детального изучения поведения полного сечения реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и расширения энергетического диапазона в область меньших энергий взаимодействия нами измерены значения σ_R в диапазоне 10–28 МэВ/А с более узкими интервалами снижения энергии по сравнению с работой [6]. Измерены также суммарные сечения образования ${}^4\text{He}$ в канале развала ${}^6\text{He}$ и реакции передачи нейтронов на кремний. Полные сечения реакции ${}^4\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ измерены нами при двух энергиях и дополняют имеющиеся данные [7].

Методика эксперимента

Вторичный пучок ионов ${}^6\text{He}$ был получен на ускорителе У400-М Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ при облучении толстой бериллиевой мишени (140 мг/см²) ионами ${}^7\text{Li}$ с энергией ~240 МэВ. Для сепарации и фокусировки ионов ${}^6\text{He}$ на исследуемую кремниевую мишень использовались стандартные дипольные и квадрупольные элементы ионооптической системы основного канала циклотрона. Дополнительная очистка пучка ${}^6\text{He}$ от примесей проводилась путём установки между двумя парами дипольных магнитов полипропиленовой пластины, по-разному снижающей энергию вторичных частиц. Основными примесями (до 10% от полной интенсивности) являются ионы дейтерия и трития.

Для измерения энергетической зависимости полных сечений реакций применялся известный метод, основанный на использовании многослойного кремниевого телескопа [8,9]. Детекторы телескопа являлись одновременно мишенью, регистрировали продукты реакции и снижали энергию ионов ${}^6\text{He}$. Рабочая площадь детекторов составляла ~3 см², а полная длина телескопа 10 см. Непосредственно перед телескопом устанавливались толстая 2 см алюминиевая диафрагма диаметром 12 мм и за ней кольцевой кремниевый детектор с внутренним диаметром 10 мм. Таким образом на телескоп вторичный пучок

попадал с поперечными размерами ~10 мм. Детекторы телескопа имели различные толщины в диапазоне 400–1200 микрон, измеренные с точностью ± 3 мкм. Энергетическая калибровка проводилась с помощью α -источника ^{226}Ra , а также на основе удельных потерь ионами ^6He с разными начальными энергиями 135, 181 и 193 МэВ. Все каналы регистрации (11 каналов на энерговыделение, 1 канал на кольцевой детектор и 1 канал на время пролёта) имели стандартный набор электронных блоков. Сигнал от предусилителя или от преобразователя время-код поступал на спектрометрический усилитель, а затем на амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП). Запуск всех АЦП осуществлялся от схемы, анализирующей быстрые сигналы от первого и второго детекторов.

Дальнейшая обработка накопленных данных и определение сечений реакций проводились следующим образом. Прежде всего из массива данных отсортировывались события, связанные с ионами ^6He . Для этого при сортировке данных накладывались следующие условия: узкий диапазон энерговыделений в первом детекторе, узкий интервал по времени пролёта и отсутствие ΔE сигнала с кольцевого детектора. На рис. 1а показаны двумерные матрицы энерговыделений ($\Delta E_1 \cdot \Delta E_k$) в последовательных парах детекторов в случае, когда начальная энергия ионов ^6He составляла $E_0 = (193,0 \pm 1,9)$ МэВ.

Выделяющиеся на матрицах тёмные пятна соответствуют энерговыделению ионов ^6He только за счёт ионизационных потерь. События вне пятен соответствуют ядерным взаимодействиям ^6He с кремнием в рассматриваемой паре детекторов. Для того чтобы определить количество событий, связанных с ядерными взаимодействиями, вокруг упругого пика (пятна) проводился контур, и далее отсортировывались события вне этого контура. При переходе к следующей паре ставились условия наличия событий в контуре предыдущей пары и вне контура в исследуемой паре. На рис. 1б показаны двумерные матрицы для событий, связанных только с ядерными реакциями в четвёртом и пятом детекторах. Как видно из рисунка, хорошо выделяются "локусы" ^4He , образованного из ^6He при взаимодействии с кремнием. Образующиеся из ^6He α -частицы в результате развала или в реакциях передачи нейтронов на кремний приобретают энергию, достаточную для проникновения в последние три детектора. На рис. 1б на матрице $\Delta E_8 - \Delta E_9$ показан контур, с помощью которого выделялись α -частицы из продуктов ядерных реакций в 4-м и 5-м детекторах и находилось их количество. На рис. 2а показан энергетический спектр всех продуктов реакции в этих же детекторах. Узкий пик в интервале 90–100 МэВ объясняется реакцией перезарядки $^{28}\text{Si}(^6\text{He}, ^6\text{Li})^{28}\text{Al}$. Энергия ^6Li почти совпадает с энергией ^6He . Однако слишком большое (насыщение усилителя) энерговыделение в пятом детекторе приводит к искажению полного спектра ^6Li . На рис. 2б показан энергетический спектр ^4He , образованного в указанной выше паре детекторов. Пик при меньшей энергии соответствует α -частицам, образованным в канале развала ^6He , пик с большей энергией – реакциям передачи.

На основе измеренного суммарного количества событий, связанных с ядерными реакциями (рис. 2а,б), а также известной толщины детекторов и количества ионов ^6He , бомбардирующих детекторы 4 и 5, определялось полное сечение реакции по формуле

$$\sigma_R (\text{мбарн}) = \frac{2 \cdot 10^8 \cdot N}{L \cdot I},$$

где N – количество событий ядерных реакций, L – суммарная толщина 4-го и 5-го детекторов в микронах, I – число ионов ^6He , падающих на детекторы.

Описанная выше методика определения полного сечения реакции и реакции с образованием α -частиц применялась далее и к другим парам детекторов.

Предложенная методика нахождения сечения реакции по парам детекторов использовалась потому, что (как видно из рис. 1б) энерговыделения от α -частиц тесно прилегают к энерговыделению от ^6He , не вступившего в реакцию. Поэтому отделение продуктов реакции по одномерным спектрам в исследуемом детекторе приводит к большим ошибкам измерений.

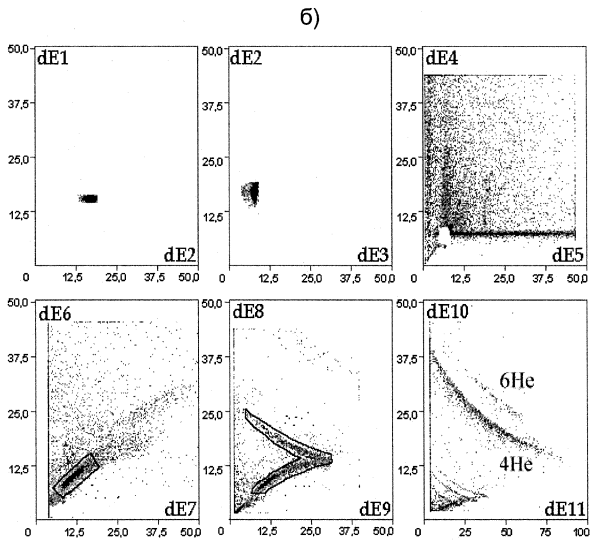
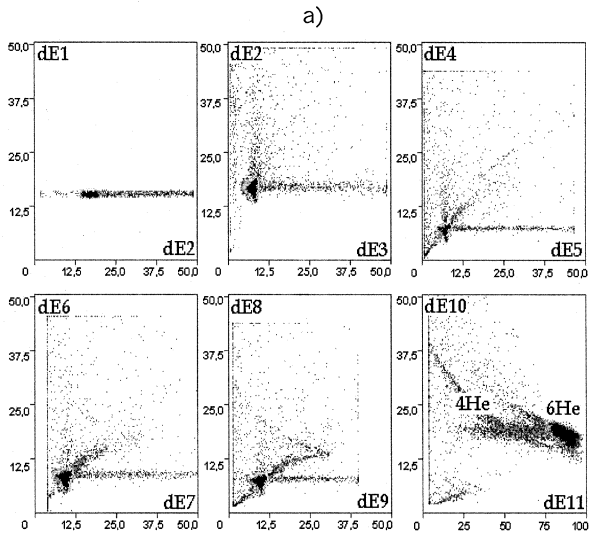


Рис. 1. Энерговыведения в детекторах телескопа в МэВ

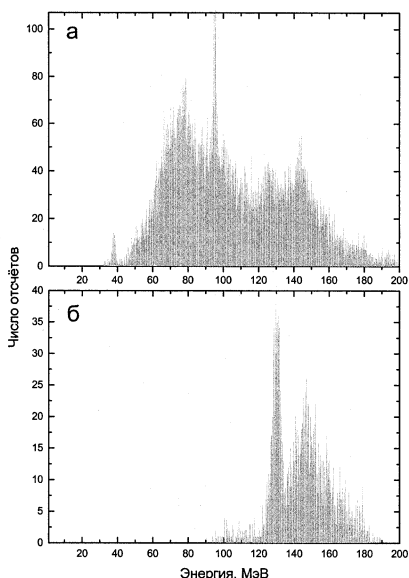


Рис. 2. а) Энергетический спектр всех продуктов реакции, образовавшихся в детекторах 4 и 5; б) спектр α -частиц из реакции (${}^6\text{He}, {}^4\text{He}$) в той же паре детекторов

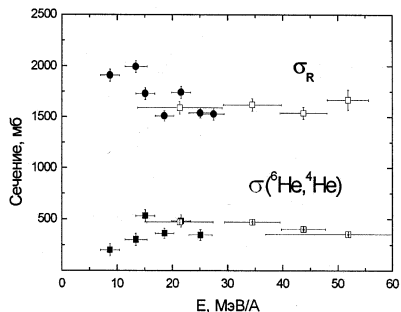


Рис. 3. Полные сечения реакции σ_R для ${}^6\text{He}$ и сечения реакции ${}^{28}\text{Si}({}^6\text{He}, {}^4\text{He})$, измеренные в настоящей работе – черные, и в работе [6] – светлые символы

Результаты эксперимента

В таблице 1 приведены измеренные нами полные сечения реакции σ_R и реакций с образованием α -частиц в канале ${}^{28}\text{Si}({}^6\text{He}, {}^4\text{He})X$. В таблице также указаны средние энергии $\langle E \rangle$ и ширины энергетических интервалов, при которых производились измерения. Ширины интервалов определялись толщинами детекторов и начальной энергией E_0 ионов ${}^6\text{He}$. Некоторые значения интервалов перекрываются, т.к. эксперименты выполнялись при разных значениях E_0 .

Таблица 1. Полные сечения реакции σ_R для ${}^6\text{He}$ и реакций с образованием α -частиц в канале ${}^{28}\text{Si}({}^6\text{He}, {}^4\text{He})$, измеренные в настоящей работе

$E \pm \Delta E$, МэВ/А	$8,7 \pm 1,7$	$13,4 \pm 2,0$	$15,1 \pm 1,7$	$18,6 \pm 1,7$	$21,6 \pm 1,7$	$25,1 \pm 2,1$	$27,5 \pm 1,9$
$\sigma_{\text{полн}}$, мб	1910 ± 60	1995 ± 60	1730 ± 60	1510 ± 50	1742 ± 60	1540 ± 50	1530 ± 60
$\sigma({}^6\text{He}, {}^4\text{He})$, мб	200	300	530	360	480	344	183

Указанные в таблице ошибки для σ_R составляли $\pm 3\%$ и определялись статистическими ошибками, точностью измерения толщины детекторов и в основном точностью выделения событий, связанных с ядерными реакциями в исследуемой паре детекторов. Ошибки при определении сечения реакции $^{28}\text{Si}(\text{He}, \text{He})\text{X}$ были больше и составляли $\pm 6\%$.

На рис. 3 показаны измеренные нами сечения реакций (тёмные кружки и квадраты) вместе с аналогичными данными из [6] (светлые квадраты). Как видно из рис. 3, в энергетическом диапазоне 15–30 МэВ/А наши результаты по σ_R с точностью до ошибки измерения совпадают с данными работы [6]. При энергиях меньше 15 МэВ/А, использованных в нашем эксперименте, наблюдается резкое увеличение σ_R .

Измеренные нами сечения реакций с образованием α -частиц, как видно из рис. 3, в перекрывающемся энергетическом диапазоне также не сильно отличаются от данных работы [6]. Однако в энергетической зависимости их сечения образования так же наблюдается нерегулярность, как и в изменении σ_R – в этом случае при энергиях меньше 15 МэВ/А сечение уменьшается.

Обсуждение результатов

На наш взгляд, представляет интерес сравнение энергетической зависимости полного сечения реакции для ^6He на ^{28}Si с аналогичными зависимостями для соседних ядер. На рис. 4 показаны полные сечения реакции ^4He , ^6Li и ^8He вместе с данными для ^6He . Показанные на рисунке значения σ_R для ^4He взяты из работы [7] – светлые квадраты. Результаты наших измерений отображены тёмными кружками. В работе [7] для измерения σ_R использовалась методика, отличающаяся от применяемой в настоящей работе, но, как видно из рисунка, наблюдается хорошее согласие представленных данных. Значения σ_R для реакции $^6\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ взяты из работы [10]. Следует отметить, что величины σ_R в работе [10], обозначенные на рисунке светлыми треугольниками, были получены из данных по упругому рассеянию ^6Li на ^{28}Si . Имеющиеся результаты по прямому измерению σ_R в работах [6,9] не противоречат результатам работы [10]. Значения σ_R для ^8He взяты из работы [6].

Из сравнения экспериментальных зависимостей полных сечений реакций, приведённых на рис. 4, явно просматривается "аномальное" поведение функции возбуждения σ_R для ^6He по сравнению с соседними ядрами, т.е. почти не меняющееся значение в области 20 – 60 МэВ/А, и имеет место резкий рост в области ~15 МэВ/А.

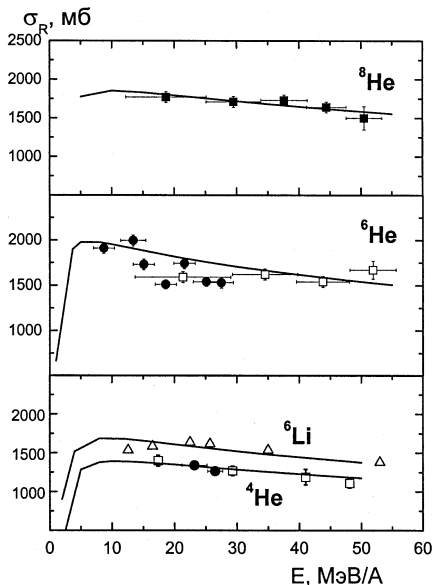


Рис. 4. Полные сечения реакции для ^4He – светлые квадраты [7], черные точки – настоящая работа; ^6Li – светлые треугольники [10] и ^8He [6]. Данные для ^6He : результаты настоящей работы – черные, и работы [6] – светлые символы

Сплошными кривыми на рис.4 представлены результаты расчёта полных сечений реакции на основе полумикроскопического подхода [10]. В этом подходе для анализа σ_R применяется потенциал двойной свёртки в рамках оптической модели. Потенциал взаимодействия двух сталкивающихся ядер представляется в виде

$$U(\vec{R}) = U^E(\vec{R}) + U^D(\vec{R}), \quad (1)$$

где $U^D(\vec{R})$ – "прямой" потенциал двойной свёртки:

$$U^D(\vec{R}) = \iint \rho^{(1)}(\vec{r}_1) V^D(\vec{s}) \rho^{(2)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (2)$$

Здесь $V^D(\vec{s})$ – прямая компонента эффективного взаимодействия, а $\vec{s} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$, $\rho^i(1,2)$ – плотности сталкивающихся ядер. Основной вклад в обменный потенциал $U^E(\vec{R})$ дают эффекты однонуклонного обмена, которые могут быть описаны в формализме матрицы плотности

$$U^E(\vec{R}) = \iint \rho^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_1 + \vec{s}) V^E(\vec{s}) \rho^{(2)}(\vec{r}_2, \vec{r}_2 - \vec{s}) \exp(i \frac{\vec{k}(\vec{R})\vec{s}}{\eta}) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (3)$$

Здесь $V^E(\vec{s})$ – обменная компонента эффективного взаимодействия, $\rho^i(\vec{r}, \vec{r}')$ – матрицы плотности сталкивающихся ядер ($i=1,2$), $\vec{K}(\vec{R})$ – локальный импульс, определяемый соотношением

$$\vec{K}^2(\vec{R}) = \frac{2m\eta}{\hbar^2} (E - U(\vec{R}) - V_c(\vec{R})), \quad (4)$$

где $\eta = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$, $A_i (i=1,2)$ – массовые числа ядер, $V_c(\vec{R})$ – кулоновский потенциал.

Входными данными для расчёта потенциала двойной свёртки являются эффективные нуклон-нуклонные силы и плотности сталкивающихся ядер. Протонные и нейтронные плотности могут быть параметризованы либо вычислены в рамках ядерно-структурных моделей. Полный оптический потенциал кроме реальной части должен включать в себя и мнимую часть, ответственную за поглощения налетающей частицы в неупругие каналы. В результате полный потенциал имеет вид

$$U_i(\vec{R}) = U(\vec{R}) + i[N_w U(\vec{R}) - \alpha R \frac{dU(\vec{R})}{dR}], \quad (5)$$

где $U(\vec{R})$ включает в себя прямую и обменную части, а мнимая часть содержит два параметра N_w и α . Для того чтобы расчёты сечений реакций на основе потенциала (5) обладали предсказательной силой, необходимо определить параметры N_w и α из анализа угловых распределений упругого рассеяния, измеренных при той же энергии, что и полное сечение реакции. В таблице 2 приведены среднеквадратичные радиусы распределения протонов, нейтронов и материи, на основе которых были выполнены расчёты сечений.

Таблица 2. Среднеквадратичные радиусы (фм) распределения протонов, нейтронов и материи

Ядро	R_{rms}^p	R_{rms}^n	R_{rms}^m
^4He	1.57	1.57	1.57
^6He	2.04	2.79	2.56
^8He	1.98	2.92	2.72
^6Li	2.37	2.38	2.36

Из рис.4 видно, что теоретические расчёты энергетической зависимости σ_R для ${}^4,8\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$ неплохо совпадают с экспериментальными результатами. Однако изменения параметров плотности ${}^6\text{He}$ или подгонки параметров N_w и α в потенциале (5) не приводят к удовлетворительному описанию изменения функции возбуждения σ_R для ${}^6\text{He}$.

Заключение

Измеренные в настоящей работе полные сечения реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ в не исследованном ранее интервале энергии дополняют имеющиеся литературные данные. В области энергии менее 17 МэВ/А наблюдается резкое увеличение значений σ_R . Энергетические спектры α -частиц, образующихся при взаимодействии ${}^6\text{He}$ с кремнием, указывают на два механизма их образования: реакции передачи и развал ${}^6\text{He}$ в поле ядра ${}^{28}\text{Si}$. Отличающаяся от соседних ядер энергетическая зависимость σ_R для ${}^6\text{He}$, возможно, связана с особенностями структуры этого ядра. Наблюдаемое поведение σ_R указывает на необходимость более детального экспериментального исследования изменения σ_R в широком энергетическом интервале вплоть до кулоновского барьера.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну и М.Г.Иткису за обсуждение результатов и группе обслуживания циклотрона У400М за получение интенсивного первичного пучка ионов ${}^7\text{Li}$. Эта работа была выполнена в рамках целевой программы сотрудничества Болгарии и Чехии с ОИЯИ и при поддержке РФФИ грантом 01-02-22001. И.Н.Кухтина благодарит РФФИ за грант № 0001 00617.

Литература:

1. Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et al., Phys. Lett., 1985, v. B160, p. 380.
2. Князьков О.М., Кухтина И.Н., Фаянс С.А., ЭЧАЯ, 1999, т. 30, вып.4, стр. 870.
3. Tanihata I., Kobayashi T., et al., Phys. Lett., 1988, v. B206, p. 592.
4. Zhukov M.V., Danilin B. V. et al., Phys. Rep., 1993, v. 231, p. 151.
5. Baye D., Desorger L., Guillaín D., Herschkowitz D., Phys. Rev., 1996, v. C54, p. 2563.
6. Warner R.E. et al., Phys. Rev., 1996, v. C54, p. 1700.
7. Ingemarsson A., Nyberg J., Renberg P.U. et al., Nucl. Phys., 2000, v. A676, p. 3.
8. Warner R.E. et al., Phys. Rev., 1995, v. C52, p. R1166.
9. Кузнецов И.В., Иванов М.П., Калпакчиева Р. и др., Изв. РАН, сер. физ., 1999, т. 63, стр. 992.
10. Carstoiu F., Lassaut M., Nucl. Phys., 1996, v. A597, p. 269.
11. Князьков О.М., Кухтина И.Н., Фаянс С.А., ЯФ, 1998, т. 61, стр. 287.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июня 2001 года.

Кузнецов И.В. и др.

P7-2001-129

Измерения полного сечения реакций ${}^4,{}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$
в энергетическом диапазоне 10–28 МэВ/А

Новые результаты получены для энергетической зависимости полного сечения реакции σ_R ядра ${}^6\text{He}$ на ${}^{28}\text{Si}$ в энергетическом диапазоне 10–28 МэВ/А. Измерены также сечения реакций с образованием α -частиц в канале ${}^{28}\text{Si} ({}^6\text{He}, {}^4\text{He}) X$. Вторичный пучок ${}^6\text{He}$ с интенсивностью до $5 \cdot 10^4$ част./с получается при бомбардировке толстой бериллиевой мишени ионами ${}^7\text{Li}$ с энергией ~ 32 МэВ/А.

В области энергии менее 17 МэВ/А наблюдается резкое увеличение значений σ_R . Экспериментальные зависимости полных сечений реакций сравниваются с расчетами, в которых для анализа σ_R применяется потенциал двойной свертки в рамках оптической модели. Отличающаяся от соседних ядер энергетическая зависимость σ_R для ${}^6\text{He}$, возможно, связана с особенностями структуры этого ядра. Энергетические спектры α -частиц, образующихся при взаимодействии ${}^6\text{He}$ с кремнием, указывают на два механизма их образования: реакции передачи и развал ${}^6\text{He}$ в поле ядра ${}^{28}\text{Si}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод авторов

Kuznetsov I.V. et al.

P7-2001-129

Total Reaction Cross Sections

for the ${}^4,{}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ Reactions at 10–28 MeV/A

New results have been obtained for the energy dependence of the total reaction cross section σ_R of ${}^6\text{He}$ on ${}^{28}\text{Si}$ in the energy range 10–28 MeV/A. The cross sections of formation of α -particles in the interaction of ${}^6\text{He}$ with ${}^{28}\text{Si}$ were also measured. The secondary ${}^6\text{He}$ beams, with an intensity of up to $5 \cdot 10^4$ pps, were produced by bombarding a thick beryllium target with a primary ${}^7\text{Li}$ -beam of ~ 32 MeV/A.

In the energy region below 17 MeV/A a strong rise in the values of σ_R has been observed. The experimental data on σ_R are compared with calculations, where for the analysis of σ_R the double-folding potential in the frame of the optical model is used. The different energy dependence of σ_R for ${}^6\text{He}$ compared to that of some neighbouring nuclei may be due to peculiarities in its structure. The energy spectra of the α -particles, produced in the ${}^{28}\text{Si} ({}^6\text{He}, {}^4\text{He}) X$ reaction, show that they may be the result of a transfer and breakup reaction mechanisms.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор М.И.Зарубина. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 26.06.2001
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,0
Тираж 320. Заказ 52737. Цена 1 р.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области