

10
Д-76

874

2.3



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В.А. Друин

P-874

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ Md_{101}^{256}
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ U_{92}^{238} ЯДРАМИ Ne_{10}^{22}

Дубна 1962 год

В.А. Друин

P-874

1345/4 148.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ Md^{256}_{101}
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ U^{238}_{92} ЯДРАМИ Ne^{22}_{10}

В в е д е н и е

Полное слияние бомбардирующей частицы Ne^{22}_{10} , ускоренной до энергий 110–150 Мэв, с ядром-мишенью U^{238}_{92} приводит к образованию составного ядра 102^{260} с энергией возбуждения в интервале 45–80 Мэв. Помимо большой энергии возбуждения такая компаунд-система характеризуется наличием большого момента количества движения. Сильно возбужденное вращающееся ядро может испытать деление или перейти в основное состояние путем испускания нейтронов, протонов и γ -квантов. Известно, что вероятность испарения нуклонов из тяжелого составного ядра значительно меньше вероятности деления, причем с увеличением энергии возбуждения деление становится все более доминирующим процессом распада.

Сечение деления урана ядрами неона с энергией 110–120 Мэв достигает величины порядка 1 барна, тогда как сечение испарения 4-х нейтронов составляет, по видимому, приблизительно 10^{-31} см²/1/. Удобным методом детектирования столь редких событий оказывается наблюдение спонтанного деления ядра продукта реакции. Этот метод отличается исключительно высокой чувствительностью благодаря отсутствию фона от распада продуктов реакций, возникающих на примесях в мишени. В настоящей работе исследовалась функция возбуждения для образования Md^{256}_{101} при облучении урана ядрами неона. В предварительных экспериментах /2/ было показано, что при облучении толстой урановой фольги ($\sim 17 \mu$) ионами Ne^{22}_{10} с энергией ~ 150 Мэв среди продуктов реакций наблюдается Md^{256}_{101} . К образованию Md^{256} может привести ядерная реакция $U^{238} (Ne^{22}, 4n) 102^{256}$ с последующим электронным захватом ядра 102^{256} , либо реакция $U^{238}(Ne^{22}, p3n)Md^{256}$. Поскольку детектирование осуществляется путем регистрации спонтанного деления дочернего продукта Fm^{256} , то необходимо рассмотреть также возможный вклад от реакций (Ne^{22}, α) , $(Ne^{22}, 2p2n)$, приводящих непосредственно к образованию Fm^{256} . Ответ на эти вопросы может дать изучение энергетической зависимости выхода Md^{256} .

Методика эксперимента и результаты

Облучение урановых мишеней ядрами Ne^{22} производилось на внутреннем пучке циклотрона Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Схема эксперимента пока-

зана на рис. 1. Мишень представляла собой стопку из шести урановых слоев, несенных на алюминиевую фольгу толщиной $5,5 \mu$, причем использовались двуронные слои, приготовленные электрофоретическим способом. Толщина каждого слоя составляла $\sim 0,75 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}$. Стопка алюминиевых фольг с нанесенным на них ураном помещалась в специальную кассету и монтировалась на охлаждаемом в держателе внутри объема головки пробника, наполненного водородом. Это обеспечивало надежное охлаждение мишени, что очень важно при значительных тепловых нагрузках на мишень, связанных с большими удельными потерями энергии ионов неона. Максимальный ток ионов неона достигал $\sim 3 \mu\text{А}$. Энергия ионов была измерена по поглощению в алюминии. Для определения энергии по величине пробега в Al использовались результаты работы Норсклиффе^{/3/}. Облучения продолжались 3-6 часов, затем мишень извлекалась, и каждая из фольг помещалась в счетчик осколков деления. При этом мы исходили из того, что пробег ядер отдачи уране при энергии ионов неона $\sim 130 \text{ Мэв}$ составляет $1,5 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}$ ^{/4/}, и что все продукты реакций, образовавшиеся в слое урана с тыльной стороны алюминиевой фольги, попадают в слой, нанесенный на лицевую поверхность следующей фольги. Изменялась активность, наведенная в слоях со стороны пучка.

Счетчики осколков деления представляли собой полупроводниковые ($\text{Si} - \text{Au}$) детекторы с чувствительной площадью $\sim 4 \text{ см}^2$ (диаметр 25 мм). Было изготовлено 5 однотипных счетчиков, что позволяло одновременно наблюдать эффект на каждой из пяти фольг, соответствующих пяти различным значениям энергии. Функция возбуждения могла быть измерена в одном опыте. Блок-схема регистрирующей аппаратуры показана на рис. 2. Импульсы с детектора величиной $\sim 500 \text{ мкв}$ поступали на вход усилителя на транзисторах с коэффициентом усиления 2000. Далее следовал дискриминатор на транзисторах и механический регистратор. С помощью эталона ^{235}U и полоний-бериллиевого нейтронного источника исследовалась счетная характеристика установки. Питание аппаратуры обеспечивалось малогабаритными сухими элементами. Смещение на детектор $\sim 10 \text{ вольт}$ подавалось от отдельной батарейки. Весь прибор смонтирован в одном кожухе и представляет собой компактное устройство, удобное для работы и транспортировки. Фон в рабочей точке отсутствовал в течение многих суток непрерывной работы. Отсутствие фона и исключительно стабильная работа аппаратуры позволяли надежно регистрировать малые эффекты на уровне одного акта деления в сутки. Высокая чувстви-

тельность метода является важным его преимуществом для изучения редких ядерных процессов, протекающих с малыми сечениями.

Исследуемый образец помещался на расстоянии 0,5 мм от поверхности детектора, что обеспечивало 90%-ную эффективность регистрации. В настоящих экспериментах эффективность регистрации несколько меньше (70%) за счет вбивания ядер-продуктов реакции в алюминиевую подложку.

Было проведено три облучения. Результаты измерений представлены на рис. 3. По оси абсцисс отложена энергия ионов неона-22, по оси ординат - суммарное число зарегистрированных актов спонтанного деления Fm^{256} .

Обсуждение результатов

Кривая выхода Fm^{256} в зависимости от энергии налетающих частиц имеет характерный испарительный максимум. Химическая идентификация продуктов реакции $U^{238} + Ne^{22}$ показывает, что при взаимодействии урана с неоном-22 образуется Md^{256} . Он может возникнуть как продукт двух реакций $U^{238}(Ne^{22}, p3n) Md^{256}$ или $U^{238}(Ne^{22}, 4n) 102^{256}$. Для установления типа реакции, приводящей к образованию Md^{256} , целесообразно сравнить функцию возбуждения этой реакции с функцией возбуждения реакции $Th^{232}(Ne^{22}, 4n) Fm^{250}$, изученной в работе Е.Д. Донца и др. /1/.

На рис. 3 стрелкой указано положение максимума сечения реакции с испарением 4-х нейтронов. Видно, что максимум кривой выхода Md^{256} сдвинут относительно максимума кривой $(Ne^{22}, 4n)$ на 15-20 Мэв в сторону больших энергий. Это хорошо согласуется с представлением об испарении из ядра протона, имеющего кулоновский барьер ~ 14 Мэв. Оценка величины сечения реакции $U^{238}(Ne^{22}, p3n) Md^{256}$ в максимуме дает значение ~ $2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$. Столь малая величина сечения качественно объясняется, по-видимому, тем, что отношение протонной и нейтронной ширин Γ_p / Γ_n для компаунд-ядра 102^{260} (естественно предположить, что протон испаряется на первой стадии процесса девозбуждения) составляет $\Gamma_p / \Gamma_n = Z/N \cdot e^{\frac{B_n - B_p - v}{T}} \sim 0,01$.

Здесь T - начальная температура ядра, приблизительно равная $2T_{Cr}$, усредненная температура ядра T_{Cr} принималась равной 1,5 Мэв; энергии связи протона

$V_p = 5,67$ Мэв, нейтрона $V_n = 6,66$ Мэв, а кулоновский барьер 13,7 Мэв. Экстраполированное значение $^{15}/(\Gamma_n/\Gamma_f)_{102}^{260} \approx 0,4$, а $(\overline{\Gamma_n/\Gamma_f})_{101}^{257} \approx 0,25$ и $(\overline{\Gamma_n/\Gamma_f})_{102}^{258,5} \approx 0,15$.

Величину сечения непосредственно определяет параметр $\bar{G}_n = \frac{(\overline{\Gamma_n/\Gamma_f})}{1 + (\overline{\Gamma_n/\Gamma_f})}$.

Для реакции $(Ne^{22}, \alpha n)$ сечение пропорционально $(\bar{G}_n)^4 \approx 3,2 \cdot 10^{-4}$, в то время как для реакции $(Ne^{22}, p3n)$ оно зависит от $(\Gamma_p/\Gamma_n) \cdot (\Gamma_n/\Gamma_f)_{102}^{102} (\bar{G}_n)_{101}^{260} \approx 3,2 \cdot 10^{-5}$.

Рост сечения $(Ne^{22}, p3n)$ за счет большей величины сечения образования компунд-ядра (максимум реакции $(p, 3n)$ смещен в сторону больших энергий), по всей вероятности, не может скомпенсировать падение, обусловленное наличием кулоновского барьера для протона.

При облучении толстой урановой фольги (15μ) ионами неона -20 с энергией 150 Мэв нами была предпринята попытка определить среднее сечение реакции $U^{238}(Ne^{20}, pn)Md^{256}$. Однако, нам не удалось зарегистрировать ни одного акта спонтанного деления Fm^{256} . Исходя из чувствительности использованной методики, можно предположить, что суммарное сечение процессов испарения и прямого выбивания из ядра налетающей частицей двух нуклонов меньше 10^{-35} см^2 .

Настоящая работа выполнена под руководством профессора Г.Н.Флерова.

Автор весьма признателен С.М.Поликанову и Н.И.Тарантину за полезные дискуссии и интерес к работе, а также И.Брандштетру, изготовившему урановые слои.

Л и т е р а т у р а

1. Б.А.Гвоздев, Е.Д.Донец, В. А. Карнаузов, Г. Кумпф, Ю.Т.Чубурков. ЖЭТФ, 1962 (в печати).
2. Г.Бэранова, И.Брандштетр, В.Друин, В.Ермаков, Т.Зварова, М.Крживанек, Я.Малы, С.Поликанов, Су Хун-гуй. Препринт ОИЯИ, Р-866.1962.
3. L.C.Northcliffe. Phys. Rev. 120, 1744 (1960).
4. R.B.Leachman, H.Atterling. Arkiv f. Fysik 13, 101 (1957).
5. Н.И.Тарантин. ЖЭТФ, 38, 250 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1961 года.

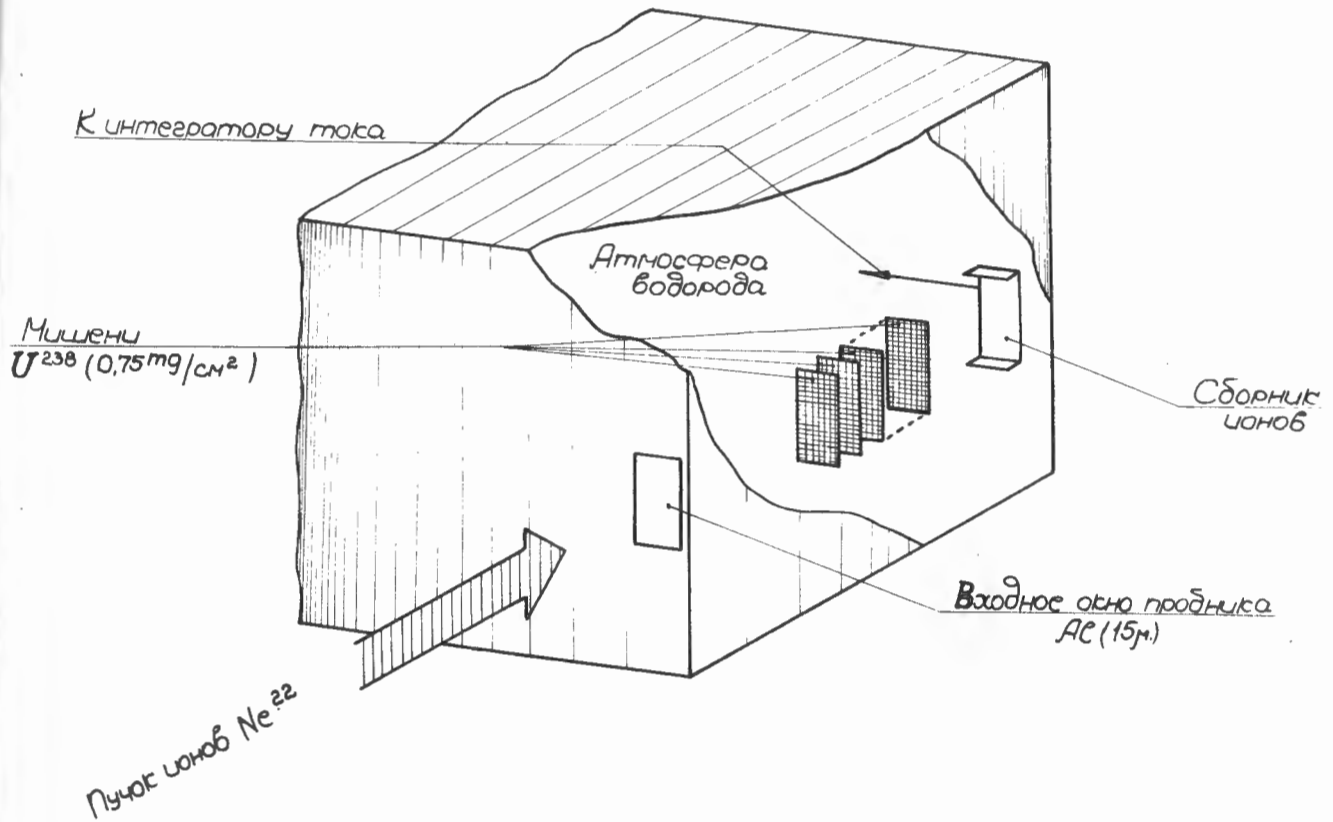
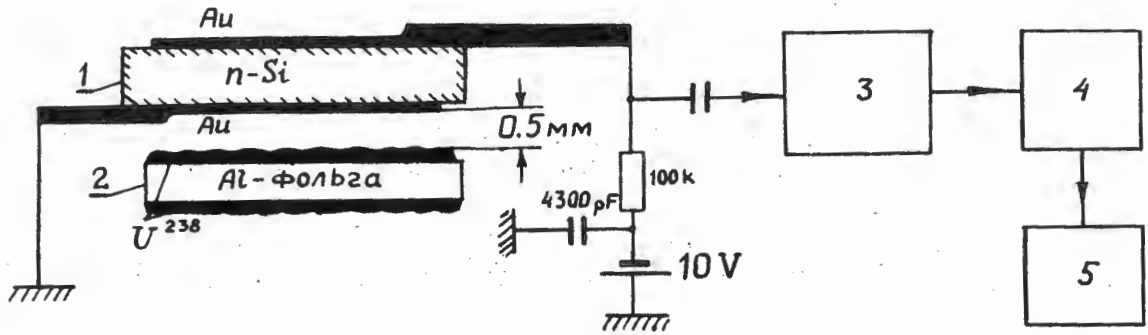


Рис. 1. Схема эксперимента.



- 1 - Si-Au детектор
- 2 - исследуемый образец
- 3 - усилитель на транзисторах
- 4 - дискриминатор
- 5 - механический регистратор

Рис. 2. Блок-схема регистрирующей аппаратуры.

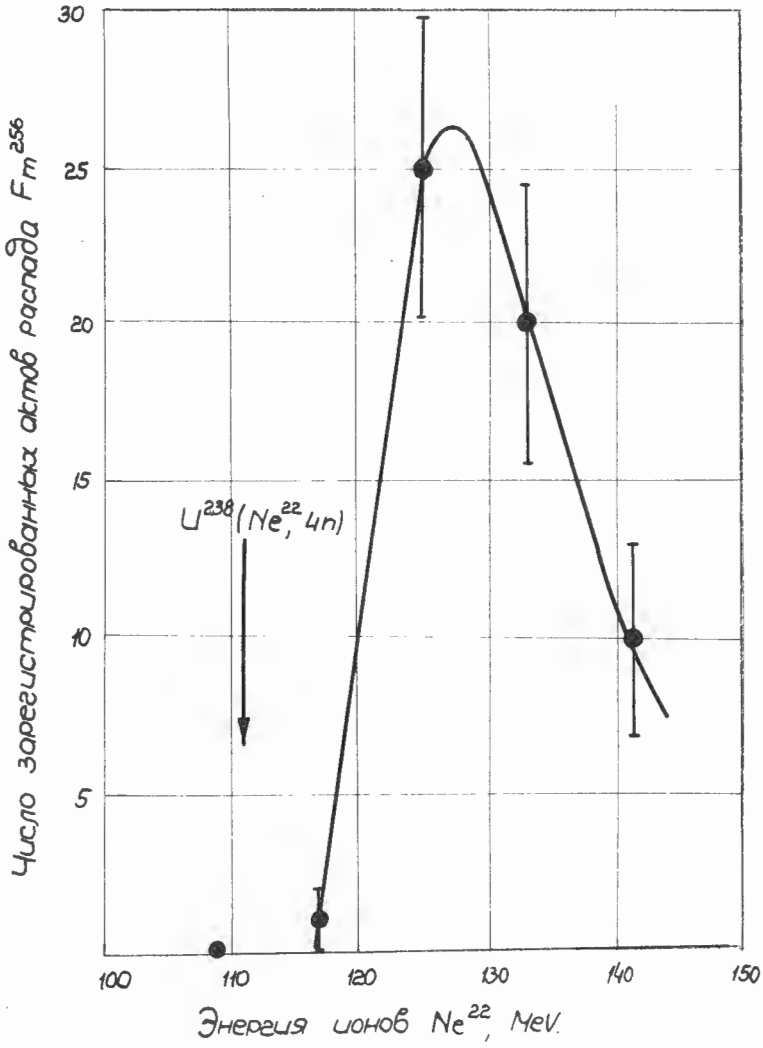


Рис. 3. Зависимость выхода Md^{256} от энергии ионов Ne^{22} .