

ОБ УЗКОМ МАКСИМУМЕ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ
ПОПЕРЕЧНОМ СЕЧЕНИИ ПОД УГЛОМ 0°
ДЛЯ ^{211}Bi — ПРОДУКТА РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ
ДВУХ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИИ $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$
ВБЛИЗИ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, А.В.Еремин, А.П.Кабаченко,
Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепигин, Ш.Шаро

Обнаружен четко выраженный узкий максимум в дифференциальном сечении образования нуклида ^{211}Bi под углом 0° в реакции $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ при энергии пучка, близкой к кулоновскому барьеру. Экспериментальные данные позволяют полагать, что аналогичная структура присутствует также в дифференциальном сечении образования ^{215}At . Высказываются предположения о возможных механизмах процесса.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

The Resonance-Like Feature of the Two Neutron Transfer
Cross Section near the Coulomb Barrier
in the $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ Reaction

A.N.Andreev et al.

Near the Coulomb barrier of the $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ reaction a narrow maximum in the ^{211}Bi differential production cross section is observed at 0° with respect to the projectile beam axis. The experimental data give an evidence, that an analogous maximum is present for the differential cross section of the ^{215}At production. An assumption is discussed that the observed effect is due to the selectivity of a transfer reaction for small impact parameters of the bombarding ions.

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

Исследования проводились на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ. Принципиальная схема эксперимента показана на рис. 1. Вращающаяся висмутовая мишень, изготовленная методом вакуумного напыления, облучалась пучком ионов ^{22}Ne . Толщина слоя металлического висмута составляла $(0,55 \pm 0,05)$ мг/см², алюминиевой подложки — $(1,6 \pm 0,1)$ мг/см². Энергия ионов ^{22}Ne изменялась

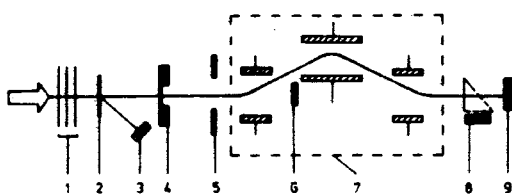


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. 1 – поглотители, 2 – Au-рассеиватель, 3 – детектор для измерения энергии ионов пучка, 4 – мишень, 5 – входная диафрагма, 6 – цилиндр

Фарадея, 7 – сепаратор, 8 – времяпролетные детекторы, 9 – полупроводниковый детектор.

при помощи Al и Ti поглотителей, а также изменением режима вывода пучка из циклотрона. Измерение энергии ионов пучка после поглотителей проводилось полупроводниковым детектором по энергии ионов, рассеянных на тонкой ($0,2 \text{ мг/см}^2$) золотой фольге на угол 30° . Поток ионов, прошедших через мишень, измерялся цилиндром Фарадея. Полуширина энергетического распределения пучка была не более $\pm 1,0 \text{ МэВ}$. Циклотрон работал в импульсном режиме с временем длительности пучка $2,7 \text{ мс}$ и временем паузы $4,0 \text{ мс}$.

Для отделения продуктов реакций от пучка использовался кинематический сепаратор ВАСИЛИСА^{1, 2}, в котором с помощью трех высоковольтных дефлекторов осуществляется разделение по кинематической жесткости продуктов реакций, вылетающих под нулевым углом. Угловой акцептанс сепаратора задается входной диафрагмой и составляет $\pm 3^\circ$ по отношению к пучку. Для "нормализации" зарядовых распределений ядер-продуктов в экспериментах использовалась графитовая фольга с толщиной $20 \div 30 \text{ мкг/см}^2$, расположенная за мишенью, на расстоянии

для трех высоковольтных дефлекторов осуществляется разделение по кинематической жесткости продуктов реакций, вылетающих под нулевым углом. Угловой акцептанс сепаратора задается входной диафрагмой и составляет $\pm 3^\circ$ по отношению к пучку. Для "нормализации" зарядовых распределений ядер-продуктов в экспериментах использовалась графитовая фольга с толщиной $20 \div 30 \text{ мкг/см}^2$, расположенная за мишенью, на расстоянии

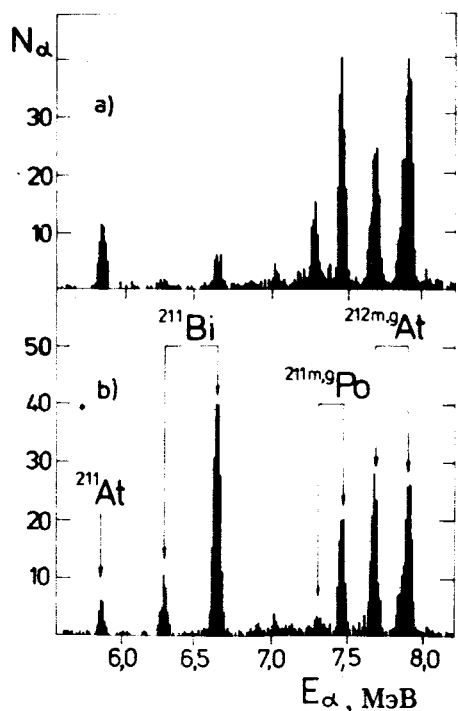


Рис. 2. α -спектр продуктов реакций $\text{Bi} + {}^{22}\text{Ne}$ в фокальной плоскости сепаратора; а) $E_{\text{Ne}} = 104,5 \text{ МэВ}$, б) $E_{\text{Ne}} = 99 \text{ МэВ}$.

5 см. Регистрация отсепарированных продуктов и измерение характеристик их α -распада осуществлялись расположенным в фокальной плоскости сепаратора детектирующим модулем из двух время-пролетных детекторов и кремниевго поверхностно-барьерного детектора диаметром 50 мм и разрешением 40 кэВ. Калибровка детектора проводилась по α -линиям изотопов $^{213-216}\text{Ac}$ и $^{209, 210}\text{Fr}$ — продуктов реакции $\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$.

На рис. 2 приведены α -спектры продуктов реакций $\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$, измеренные в интервалах между посылками пучка для двух значений энергий ионов ^{22}Ne : 99 МэВ и 104,5 МэВ на выходе из мишени. Наиболее интенсивные линии в спектре связаны с распадом продуктов малонуклонных передач $^{211\text{m.g}}\text{Po}$, $^{212\text{m.g}}\text{At}$ и ^{211}Bi . Идентификация проводилась по энергиям и соотношению интенсивностей α -переходов 13 . Для α -переходов ^{211}Bi был также измерен период полураспада. Полученное значение $(2,3 \pm 0,3)$ мин хорошо согласуется с табличным. Интенсивность переходов, связанных с распадом изотопов Np-Pa , как минимум на порядок величины меньше, и, следовательно, вклад компаунд-канала в образование изотопов Bi-At невелик. Этот вывод подтверждается также зависимостью интенсивности α -счета в фокальной плоскости сепаратора от заданной электрической жесткости, приведенной на рис. 3. С увеличением электрической жесткости интенсивность α -активностей с распадом изотопов Bi-At резко увеличивается, в то время как для компаунд-канала она практически не меняется или даже немного уменьшается. Таким образом, основной механизм образования всех данных нуклидов — малонуклонные передачи — не вызывает сомнения. В то же время обращает на себя внимание большое различие в поведении выходов для изотопов Po-At и ^{211}Bi (см. рис. 2). При довольно небольшом увеличении энергии бомбардирующих ионов относительный выход ^{211}Bi резко падает. На рис. 4 показаны в сравнении измеренные в наших

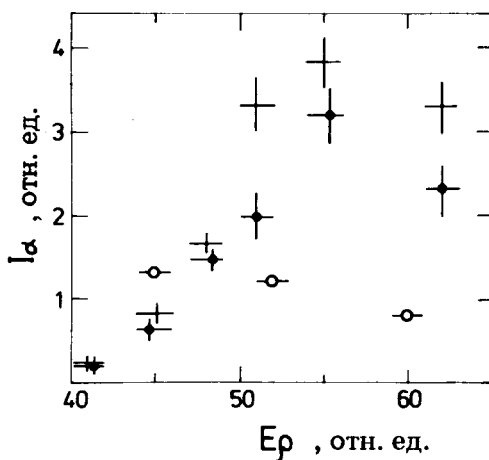


Рис. 3. Зависимость выходов изотопов ^{212}At (+), ^{211}Bi (x) и $^{214, 215}\text{Ac}$ (o) от электрической жесткости).

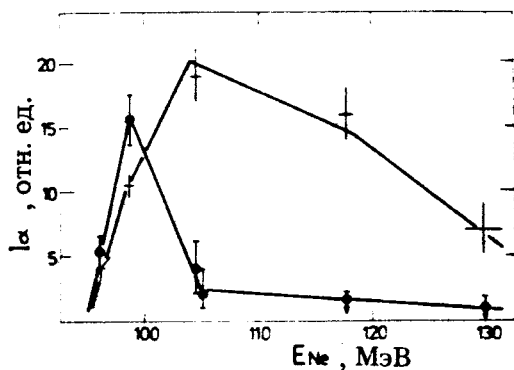


Рис. 4. Зависимость выходов изотопов $^{212}\text{At}(+)$ и $^{211}\text{Bi}(+)$ от энергии бомбардирующих ионов.

экспериментах кривые выходов для ^{211}Bi и $^{212}\text{m},\text{q At}$. Если кривая выхода для ядер At имеет вид, типичный для продуктов малонуклонных передач, то кривая выхода для изотопа ^{211}Bi весьма необычного характера — в виде явно выраженного узкого максимума вблизи кулоновского барьера. Такое резкое отличие кривой выхода для ^{211}Bi позволяет предполагать существование принципиально иного механизма для канала передачи двух нейтронов, нежели механизм малонуклонных передач в периферических взаимодействиях с большим прицельным параметром. Обращает на себя внимание и относительно большая величина дифференциального сечения образования ^{211}Bi в максимуме выхода. Она сравнима с дифференциальным сечением образования ^{212}At и составляет по порядку величины $10^{-28} \div 10^{-27} \text{ см}^2/\text{ср}$. В то же время дифференциальные сечения образования более тяжелых изотопов висмута с массовыми числами 212 и 213 при энергиях ионов ^{22}Ne 99 МэВ и 104,5 МэВ не превосходят $2 \div 3\%$ от максимума сечения образования ^{211}Bi . Нужно также отметить, что в изученной нами контрольной реакции $\text{Bi} + ^{20}\text{Ne}$ α -активности, связанные с распадом изотопов Bi (в том числе и ^{211}Bi), также не наблюдались на уровне $<1\%$ от выхода таких нуклидов, как ^{212}At , ^{213}Rn , ^{213}Fr , ^{214}Fr .

Анализ данных, полученных в реакции $\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ в интервалах времени измерения, когда пучок был на мишени, позволил обнаружить еще одну активность, выход которой уменьшается в $(6,5 \pm 2,5)$ раза при переходе от энергии неона 99 МэВ к энергии 104,5 МэВ. Это α -распад с $E_\alpha = (8030 \pm 20) \text{ кэВ}$ и $T_{1/2} < 0,2 \text{ мс}$. Выход данной α -активности при энергии иона 99 МэВ составляет $(15 \pm 3)\%$ от выхода ^{211}Bi . Исходя из энергии и периода полураспада представляется возможным идентифицировать эту α -линию как распад ядра ^{215}At . В описываемых экспериментах нам не удалось измерить выход изотопа ^{215}At при других энергиях, но даже факт качественного согласия в поведении выходов ^{211}Bi и ^{215}At при увеличении энергии пучка от 99 до 104,5 МэВ пред-

ставляется существенным для интерпретации наблюдаемого эффекта.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что для реакции $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ в дифференциальных сечениях процессов передачи на ядро мишени двух нейтронов или кластера $^6\text{He} (2n + \alpha)$ с последующим вылетом ядра-продукта под углом 0° по отношению к направлению движения бомбардирующей частицы имеются четко выраженные узкие максимумы выходов при энергиях вблизи кулоновского барьера. В то же время для процессов, приводящих к образованию $^{212\text{m},g}\text{At}$ и $^{211\text{m},g}\text{Po}$, такая структура в дифференциальном сечении отсутствует. Результат оценивается нами как неожиданный, т.к. ни в интегральных сечениях образования продуктов реакций малонуклонных передач, ни в дифференциальных сечениях под большими углами для средних и тяжелых ядер-продуктов подобные узкие максимумы выхода ранее в экспериментах не наблюдались.

По данным описанных здесь первых экспериментов невозможно дать однозначную интерпретацию природы наблюдаемого эффекта. Однако можно высказать ряд предположений.

Из простых кинематических соображений следует, что в выходах мишенеподобных продуктов малонуклонных передач под нулевым углом будут максимально возможно представлены продукты, образующиеся при малых значениях прицельных параметров. При энергии столкновения выше кулоновского барьера взаимодействие с малыми значениями прицельных параметров с большой вероятностью приводит к образованию компаунд-ядра и не дает вклада в сечения образования продуктов реакций передач. Однако в области энергий бомбардирующей частицы вблизи кулоновского барьера, особенно для ядер мишени с большим Z , может существовать конечный интервал расстояний наименьшего сближения ядер, в котором кулоновские силы расталкивания равны или соизмеримы с силами периферического ядерного взаимодействия. Малые значения моментов и максимально возможные для прямых процессов времена взаимодействия создают, на наш взгляд, в этом интервале расстояний сближения оптимальные условия для проявления в сечениях малонуклонных передач квантовых эффектов ядерного взаимодействия типа ядерного эффекта Джозефсона¹⁴, формирования реальной структуры внешних уровней в двухцентровом ядерном потенциале либо значительного увеличения интегралов перекрытия собственных одночастичных уровней взаимодействующих ядер, лежащих в районе границы Ферми при переходе от сферического к двухцентровому ядерному

потенциалу. Очевидно также, что такие квантовые эффекты взаимодействия двух ядер должны наиболее четко проявляться в выходах и угловых распределениях нуклидов, образующихся в канале малонуклонных передач — канале, наиболее близком к квазиупругому и приводящему к минимальной энергии возбуждения в двухцентровой ядерной системе. Повышение энергии бомбардирующего пучка будет приводить к увеличению энергии возбуждения нуклонов в ядрах, увеличению сил ядерного взаимодействия и резкому росту вероятности эволюции двухцентровой ядерной системы в канал слияния. Это, по-видимому, объясняет падение сечений образования ^{211}Bi и ^{215}At при повышении энергии ^{22}Ne .

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову и профессору Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы.

Л и т е р а т у р а

1. Андреев А.Н. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ №3 (29) -88, Дубна: ОИЯИ, 1988, с.33.
2. Yeregin A.V. et al. — NIM, 1989, A274, p.528.
3. Westmeier W., Merklin A. — Catalog of Alpha Particles from Radioactive Decay. Karlsruhe, 1985, No.29-1.
4. Гольданский В.И., Ларкин А. — ЖЭТФ, 1967, 53, с.1032.

Рукопись поступила 8 декабря 1989 года.