

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P7-86-727

С.А.Карамян

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ РАСПАДА  
ВОЗБУЖДЕННОГО ПРОДУКТА РЕАКЦИИ  
НЕУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР  $Ne + Ge$

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1986

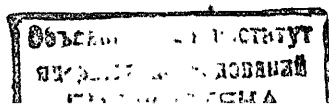
## ВВЕДЕНИЕ

Длительность реакции неупругого взаимодействия сложных ядер (или время жизни двойной ядерной системы) оценивается в настоящее время на основе кинематических характеристик продуктов, а также по функции возбуждения реакции (см. обзоры <sup>1,2,3/</sup>). Стремление продвинуться в этом вопросе еще не завершилось исчерпывающими экспериментальными результатами. В последние годы в литературе растет также интерес к выявлению в продуктах неупругих реакций аномальных возбуждений ядер, влияющих на их распад. Кроме поисков аномалона в физике высоких энергий (например <sup>4/</sup>), делаются попытки наблюдать влияние входного канала на распад составного ядра <sup>5/</sup> и обнаружить необычные полосы возбужденных состояний <sup>6/</sup>. Физические проблемы подобного типа могли бы получить заметное продвижение, если бы удалось успешно применить прямой метод измерения времени протекания ядерной реакции. Попытки изучать неупругие реакции взаимодействия сложных ядер с помощью измерения их длительности методом, основанным на эффекте теней при использовании монокристаллических мишеней, имеются в литературе <sup>7,8/</sup>. В настоящей статье сообщается о продолжении таких экспериментов, причем выяснен комплекс методических вопросов, существенных для решения задачи, и однозначно выделен экспериментальный результат, связанный с длительностью распада возбужденного продукта неупругого взаимодействия.

### 1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Впервые эффект теней для продуктов неупругого взаимодействия ядер  $^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$  наблюдался в эксперименте <sup>8/</sup>, и было обнаружено значительное ослабление эффекта при уменьшении угла регистрации в области  $\theta \leq 60^\circ$ . Интерпретация этого результата на основе влияния длительности реакции приводит к весьма большим значениям  $\tau \approx 10^{-17}$  с, которые не соответствуют принятым представлениям о механизме неупругого взаимодействия ядер <sup>1-3/</sup>.

В дальнейшем при регистрации рассеянных на монокристалле Ge ионов  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$  (энергия пучка 5,1 МэВ/нуклон) были обнаружены максимумы каналирования <sup>9/</sup> в направлениях кристаллографических осей и



плоскостей. Так как каналирование не должно иметь места в геометрии рассеяния на большой угол  $\sim 10^\circ$ , то результат был объяснен высокой вероятностью захвата в режим вторичного каналирования для тяжелых ионов, рассеянных в глубине монокристалла. Эти наблюдения позволили предложить новую интерпретацию результата  $\sim 8^\circ$ , согласно которой ослабление эффекта теней происходит за счет увеличения вклада рассеянных ионов в регистрируемую теньевую картину. Таким образом, время протекания реакции неупругого взаимодействия ядер осталось неопределенным, и потребовалась новая серия экспериментов для решения задачи.

В настоящих экспериментах угловые распределения продуктов измерены с применением усовершенствованной методики, позволяющей регистрировать только тяжелые (мишенеподобные) продукты реакции при дискриминации рассеянных ионов. Кроме того, проведено сравнение результатов при использовании толстого монокристалла Ge в геометрии на отражение и тонкого (35 мкм) в геометрии на прохождение. Для регистрации продуктов ядерных реакций использована методика трековых детекторов из натрий-кальциевого стекла и полиэтилентерефталата, закрытых Al фольгой и без фольги. В области углов регистрации  $35 \leq \theta_L \leq 75^\circ$  все продукты реакции разделяются на две группы – рассеянные ионы (снарядоподобные продукты) и ядра отдачи (мишенеподобные продукты). Первые имеют монотонно спадающее с ростом угла распределение, вторые показывают максимум выхода в области  $\theta_L = 70-75^\circ$  при регистрации пороговым детектором. Распределение рассеянных ионов измерялось с использованием полиэтилентерефталата, закрытого фольгой, которая поглощает тяжелые продукты. Полиэтилентерефталат нечувствителен к регистрации протонов и  $\alpha$ -частиц, поэтому распределение снарядоподобных продуктов измеряется в чистом виде. Использование стеклянного детектора и отбор только крупных "черных" треков при просмотре дает возможность дискриминировать рассеянные ионы, и в чистом виде выделить распределение, соответствующее мишенеподобным продуктам. Если включить в рассмотрение мелкие "бледные" треки, то добавится вклад низкоэнергетичных ионов Ne, рассеянных в глубине кристалла. Как известно  $\sim 11^\circ$ , энергетический диапазон регистрации Ne натрий-кальциевым стеклом составляет от 8 до 20 МэВ. Новым результатом этих опытов явилось следующее наблюдение: при помещении Al фольги (1,2 мг/см<sup>2</sup>) перед стеклом происходит полное исключение образования треков, в том числе и мелких, хотя рассеянные ионы теряют в фольге небольшую долю энергии. Видимо это объясняется влиянием выбитых из фольги электронов на электрическое поле в области трека. Следовательно, порог трекообразования в стекле может варьироваться в некоторых пределах путем металлизации поверхности.

Эксперименты были выполнены с использованием трех разных монокристаллов Ge в различной геометрии. Дело в том, что эффекты, связанные

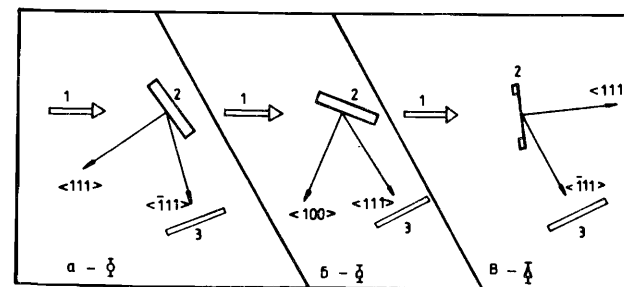


Рис.1. Различные варианты (а, б, в) постановки эксперимента по наблюдению эффекта теней при облучении монокристаллов Ge ионами неона. 1–пучок, 2–монокристаллическая мишень, 3–детектор.

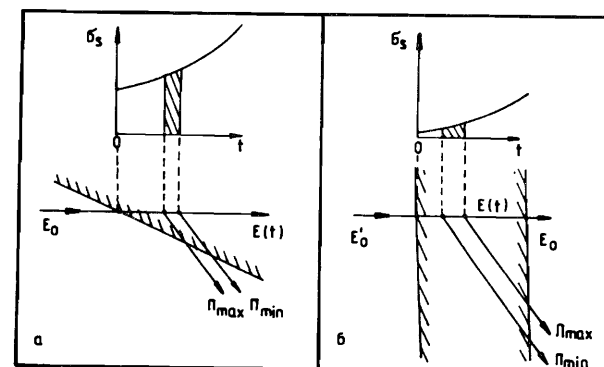


Рис.2. Схема прохождения падающих и рассеянных ионов через мишень в геометрии на отражение (а) и на прохождение (б). Показана зависимость сечения рассеяния  $\sigma_s(t)$  от глубины проникновения частиц в мишень. Траектории рассеянных частиц соответствуют двум значениям энергии на выходе, равным верхнему и нижнему порогу регистрации трекового детектора  $\Pi_{max}$  и  $\Pi_{min}$ .

с временем жизни ядерной системы, должны быть устойчивы к изменению геометрии опыта, а явления, возникающие при перерасеянии частиц в монокристаллической среде, могут существенно зависеть от ориентации и толщины кристалла. Таким образом, изменение геометрии опыта служит проверкой устойчивости результата. Схемы облучений показаны на рис. I в виде трех разных вариантов геометрии а, б, в. В первых двух использованы толстые ( $\approx 1$  мм) монокристаллические образцы, различие состоит только в их ориентации (III) и (IOO). В варианте в) сквозь тонкий (III) монокристалл толщиной 35 мкм пропускается пучок и регистрируются продукты реакции на выходе из мишени, т.е. применена геометрия на прохождение. Тонкий кристалл приготовлен методом сошлифовывания с последующим химическим травлением до необходимой толщины. Трех вариантам геометрии соответствуют различные символы (см. рис. I.) для обозначения результатов измерений.

В геометрии на прохождение эксперимент выполнен с использованием пучка  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 176 МэВ, а в геометрии на отражение как  $^{22}\text{Ne}$ , так и  $^{20}\text{Ne}$  (IIO МэВ). Проведено сравнение результатов, полученных для двух типов геометрии при обеспечении одинаковых условий по всем другим параметрам: энергии ионов, диапазону угла регистрации, варианту детектора, дозе облучения. Энергия ионов  $^{22}\text{Ne}$  на поверхности мишени, обращенной к детектору, в обоих случаях составляет 102 МэВ. Визуальное сравнение картины пространственного распределения, зафиксированной стеклом, показывает, что в геометрии на прохождение эффект теней при углах  $\theta_L < 60^\circ$  выражен более ярко, чем в геометрии на отражение. Это является прямым аргументом в пользу того, что наблюдаемое ослабление эффекта теней связано не с длительностью ядерной реакции, а с особенностями выхода длиннопробежных частиц из глубины кристалла. На рис. 2 показано прохождение рассеянных ионов в двух вариантах геометрии. Верхний и нижний порог регистрации ионов Ne стеклом обозначены как  $\Pi_{\text{max}}$  и  $\Pi_{\text{min}}$ . Видно, что в геометрии на прохождение сечение рассеяния  $\sigma_S$  для регистрируемых ионов много меньше, чем в геометрии на отражение. Поэтому вклад рассеянных ионов в наблюдаемую визуальную картину много меньше в геометрии на прохождение, и этому случаю отвечает более выраженный эффект теней. Следовательно, подтверждается интерпретация<sup>9/</sup>, согласно которой ионы, рассеянные в глубине кристалла, отвечают за наблюдаемое ослабление эффекта теней.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Сканирование кристаллографических направлений и получение количественных результатов о зависимости плотности треков от угла вылета частиц дает информацию существенно другого типа, чем визуальные на-

блюдения картины на детекторе. В частности, было установлено, что отбор крупных "черных" треков, соответствующих мишенеподобному продукту, приводит к выявлению хорошо выраженных теневых минимумов для всех углов наблюдения. При отборе мелких "бледных" треков (рассеянные ионы), напротив, наблюдаются максимумы каналирования в соответствии с<sup>9/</sup>. Следовательно, для мишенеподобных продуктов, имеющих небольшой путь в кристалле  $\approx 1$  мкм, вторичное каналирование не имеет места, и наблюдаемые теневые минимумы могут быть использованы для определения временной длительности реакции по обычной схеме, успешно применяемой при регистрации осколков деления (см. например<sup>12,13/</sup>).

Проведены измерения выхода в теневом минимуме  $\chi$  для оси  $\langle III \rangle$  и плоскости (IIO) Ge в зависимости от угла регистрации и энергии ионов  $^{20,22}\text{Ne}$ . Величина  $\chi$  по определению равна  $\frac{Y_{\text{min}}}{Y_{\text{grand}}}$ , где  $Y_{\text{min}}$  - выход продуктов реакции вдоль оси или плоскости,  $Y_{\text{grand}}$  - при разориентации направления регистрации и кристаллографического направления. Прежде, чем обсуждать величины  $\chi$ , характеризующие интенсивность эффекта теней, рассмотрим угловую зависимость выхода  $Y$  мишенеподобного продукта реакции, измеряемую параллельно с величинами  $\chi$  в точках, не совпадающих с кристаллографическими направлениями. Функция  $Y(\theta_L)$  определяется угловой зависимостью сечения, геометрией входа и выхода частиц из мишени и тормозной способностью ионов<sup>14/</sup>, результаты ее измерения показаны на рис. 3. В случаях 3а, в угол регистрации  $\theta_L$  изменялся путем поворота плоскости мишени относительно пучка при сохранении угла между направлением регистрации и мишенью, а в случае 3б выход измерен в одном опыте,  $\theta_L$  изменялся за счет изменения направления регистрации относительно мишени. Различие зависимостей  $Y(\theta_L)$  на рис. 3а и 3б связано с особенностями геометрии эксперимента. Величины  $Y(\theta_L)$  позволяют оценить сечение образования регистрируемых продуктов и его угловую зависимость  $b(\theta_L)$ . Оказалось, что полученные величины  $Y(\theta_L)$  и  $b(\theta_L)$  соответствуют диапазону реакций от квазиупругого до глубоконеупругого взаимодействия. Симметричная фрагментация составной системы, типа деления<sup>15/</sup>, видимо, имеет более низкое сечение в этой реакции. Этот вывод следует из измеренного при  $E_L = 102$  МэВ небольшого выхода продуктов в той области углов ( $\theta_L = 80-90^\circ$ ), которая кинематически разрешена для продуктов симметричной фрагментации, но запрещена для ядер отдачи неупругого рассеяния.

Путем сканирования трекового детектора и подсчета плотности треков при пересечении кристаллографического направления определяется форма теневого минимума, и с учетом ряда небольших поправок (геометрического происхождения) находится экспериментальное значение выхода в минимуме  $\chi_{\text{эксп}}$ . Затем производится вычисление вклада  $\chi_{\text{рад}}$  радиационного повреждения кристалла за время экспозиции с использованием дан-

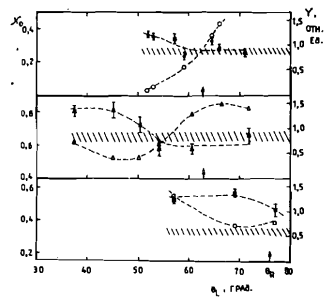
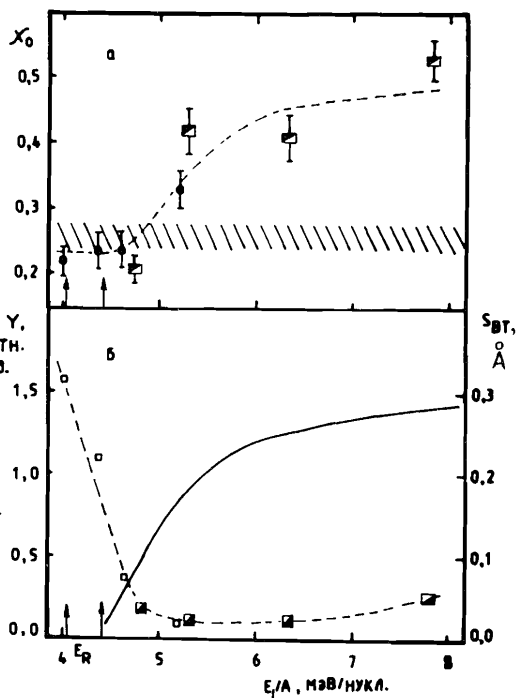


Рис.3. Зависимости выхода реакции  $Y$  (светлые точки) и относительного выхода в теновом минимуме  $X_0$  (темные точки) от угла наблюдения, измеренные при регистрации мишенеподобного продукта реакции  $Ne + Ge$ : а) для осевого  $\langle III \rangle$  минимума при облучении ионами  $^{20}Ne$  102 МэВ; б) для плоскостного  $\langle II0 \rangle$  минимума в случае  $^{22}Ne$  102 МэВ; в) для оси  $\langle III \rangle$  при энергии ионов  $^{22}Ne$  172 МэВ. Различная форма точек отвечает разным вариантам геометрии опыта (см. рис.1). Штриховая линия соединяет точки. Стрелками отмечены значения  $\theta_R$ .

Рис.4. Зависимости величин  $X_0$  ( $\phi, \phi$ ),  $Y(\phi, \phi)$  и  $S_{вт}$  (сплошная линия) от энергии ионов. Наполовину зачерненные точки соответствуют ионам  $^{22}Ne$ , другие — ионам  $^{20}Ne$ . Измерения сделаны в геометрии рис.1б для оси  $\langle III \rangle Ge$ , направленной под углом  $57^\circ$  к пучку. Штриховая линия соединяет точки. Стрелками даны значения  $E_R$  для  $^{22}Ne$  и  $^{20}Ne$ .



ных /14/ и определяется истинное значение  $X_0$  выхода в минимуме по формуле  $1 - X_0 = (1 - X_{эксп})(1 - X_{рад})^{-1}$ . На рис.3 показана зависимость полученных значений  $X_0$  от угла регистрации для осевой тени при энергиях ионов  $E_L = 102$  и  $172$  МэВ и для плоскостной тени при  $E_L = 102$  МэВ. Приведены точки, соответствующие всем трем вариантам геометрии опыта (рис.1). Значения  $X_0$ , полученные в разной геометрии эксперимента при прочих равных условиях, оказываются отличающимися не более, чем на 0,05, что может объясняться различием качества обработки поверхности монокристаллических образцов. Поэтому в дальнейшем результаты обсуждаются единым образом без выделения разных вариантов эксперимента. Контроль качества монокристаллов осуществлен с помощью регистрации теновых минимумов при упругом рассеянии 24 МэВ ионов  $^{40}Ag$  на тех же образцах. Пролет этих ионов близок к пролету ядер отдачи неупругих реакций, так что полученное с помощью низкоэнергетических ионов  $^{40}Ag$  значение  $X_0$  можно рассматривать как контрольное, соответствующее нулевой длительности ядерной реакции.

По данным рис.3 видно, что в области углов наблюдения  $\theta_L < \theta_R$  величины  $X_0$  существенно выше контрольного значения (заштриховано), а при  $\theta_L \geq \theta_R$  точки ложатся в заштрихованную область. Величина  $\theta_R$  — резерфордовский или грейзинг угол отделяет кинематическую область квазиупругих реакций от области неупругих и глубоконеупругих столкновений при определенной энергии ионов. Соответственно, каждому значению угла  $\theta_L$  отвечает значение резерфордовской или грейзинг энергии иона  $E_R$ . При энергии ионов 172 МэВ кинематическая область квазиупругих столкновений сильно сужается по сравнению с  $E_L = 102$  МэВ, что также видно из рис.3. По результатам, показанным на рис.3, можно сделать вывод о том, что при переходе от квазиупругих реакций к глубоконеупругим происходит весьма существенное увеличение выхода в теновом минимуме  $X_0$ . Это изменение  $X_0$  относится к влиянию временной длительности процесса.

Переход от кинематической области квазиупругих реакций к глубоконеупругим можно наблюдать с увеличением энергии пучка при фиксации угла наблюдения. В этом случае также должно наблюдаться существенное увеличение выхода в минимуме  $X_0$ . Такие измерения сделаны в геометрии рис.1б для кристаллографического направления  $\langle III \rangle Ge$ , ориентированного под углом  $57^\circ$  к пучку ионов  $^{20}Ne$  и  $^{22}Ne$ . Результаты приведены на рис.4, видно, что данные, полученные с ионами  $^{20}Ne$  и  $^{22}Ne$ , неплохо сшиваются как в отношении величин  $X_0$ , так и по значениям  $Y$ . Спад выхода  $Y$  с ростом энергии объясняется переходом от квазиупругих процессов к глубоконеупругим, а небольшой подъем  $Y(E_L)$  при максимальных энергиях общим ростом сечения неупругих столкновений и увеличением средней кинетической энергии мишенеподобного продукта в лаб. с. Величины резерфордовской энергии  $E_R$  для ионов  $^{20}Ne$  и  $^{22}Ne$  отмечены на

рис. 4 стрелками. Значения выхода в минимуме  $\chi_0$  весьма сильно увеличиваются с ростом энергии иона при  $E_L > 5$  МэВ/нуклон и достигают насыщения в области, близкой к максимальной энергии. Результаты рис. 3 и 4 находятся в логическом соответствии.

Влияние времени протекания ядерного процесса на интенсивность эффекта теней, зафиксированное экспериментально, можно понять на основе длительности распада возбужденного продукта неупругой реакции. Согласно рассмотрению /3/, за счет отдачи при испускании вторичных частиц возбужденным продуктом первичной реакции возникает его смещение  $S_{BT}$  от элементарного ряда или плоскости атомов в монокристалле. Если фрагмент начинает двигаться вдоль кристаллографической оси только после испускания вторичной частицы, то это означает, что он перед этим получил нормальное смещение от элементарной цепочки атомов, равное /3/:

$$S_{BT} = v_L^L \tau_2 \sin \bar{\theta}, \quad (I)$$

где  $v_L^L$  - скорость фрагмента в л.с.,  $\tau_2$  - время жизни по отношению к испусканию вторичных частиц,  $\bar{\theta}$  - средний угол отклонения фрагмента в этом процессе. Среднее смещение от плоскости совпадает с (I) с точностью до множителя  $2/\pi$ .

В литературе имеются детальные сведения о связи между выходом в минимуме  $\chi$  и нормальным смещением стартовой точки частицы относительно атомного ряда или плоскости. Функция  $\chi(S)$ , называемая соотношением перехода, рассмотрена в ряде работ, в частности, имеется аналитическая аппроксимация  $\chi(S)$  /16/, которая с удовлетворительной точностью соответствует /3/ результатам более детального моделирования. Следовательно, по измеренным в эксперименте значениям  $\chi_0$  с использованием определенной функции  $\chi(S)$  можно найти величину смещения  $S_{BT}$ . Получены согласующиеся значения  $S_{BT}$  при обработке результатов измерений для осевой и плоскостной теней. Использовано соотношение перехода  $\chi(S)$  из работы /16/ при выборе параметра обрезания атомного потенциала  $r_c = 3a_{TF}$  для осевой <II> и  $r_c = a_{TF}$  для плоскостной (II0) теней. Зависимость  $S_{BT}(E_L)$  показана на рис. 4б. Значения  $S_{BT}$  соответствуют величинам  $\chi_0$ , взятым по сглаженной зависимости  $\chi_0(E_L)$  - штриховая линия на рис. 4а. Увеличение  $S_{BT}(E_L)$  связано с ростом степени неупругости процесса при увеличении энергии ионов и с соответствующим увеличением доли сильно возбужденных ядер отдачи, испускающих вторичные частицы при девозбуждении. Насыщение  $S_{BT}(E_L)$  при максимальных энергиях говорит о том, что большинство мишенеподобных продуктов имеет энергию возбуждения, достаточную для испускания, как минимум, одного нейтрона.

С использованием формулы (I) можно оценить среднюю длительность распада возбужденного продукта  $\tau_2$ . Для области глубокоэластичных реакций (максимальное увеличение  $\chi_0$  и  $S_{BT}$ ) получено значение  $\tau_2 \approx 1,5 \times 10^{-16}$  с. Оно соответствует измеренной /17, 18/ длительности распада

составных ядер в реакции  $Ge(p, p')$  при энергии возбуждения около  $E^* \approx B_n + 3$  МэВ. Полученное соответствие еще не является исчерпывающим результатом, поскольку в эксперименте отсутствует точная фиксация продуктов реакции по  $Z$ ,  $A$  и  $E^*$ . Сопоставление времени распада продукта глубокоэластичных столкновений и составного ядра в реакциях с легкими частицами (при равных  $Z$ ,  $A$ ,  $E^*$ ) представляет интерес. Оно стало бы возможным, если бы измерения настоящей работы были повторены с точной фиксацией выходного канала реакции. Такие измерения, однако, достаточно сложны, т.к. кроме других трудностей необходимо решить задачу приготовления очень тонкой (<0,3 мкм) монокристаллической мишени. В этой ситуации полезно рассмотреть возможность детального моделирования реакции, усреднения по всем выходным каналам и сопоставления с результатами измерений. Таким образом, намечается новый подход к выяснению вопроса о влиянии способа возбуждения ядра на его распад.

В работе /7/ также сообщалось об измерении временной длительности вторичного распада возбужденного продукта в реакции  $^{16}O + ^{12}C$ . Геометрия опыта была подобна показанной на рис. 1в. При облучении монокристалла алмаза толщиной 12 мкм продукты неупругих реакций фиксировались под углом  $16^\circ$  к пучку. Теневой минимум измерен отдельно для продуктов с разным  $Z$  и кинетической энергией, что является достоинством методики. Вместе с тем опыт наших измерений говорит о том, что длиннопробежные частицы, типа ионов Ne, O с  $E_L \approx 5$  МэВ/нуклон, имеют значительную вероятность перейти в режим вторичного каналирования после прохождения в кристаллической среде пути  $\approx 10-15$  мкм. Это является мешающим фактором, тем более, что в схеме опыта /7/ большинство неупругих продуктов образуется на входе в мишень (при максимальной энергии ионов) и имеет довольно большой путь в кристаллической среде. Поэтому измерения /7/ не свободны от некоторых методических трудностей, которые могли исказить результат. Кроме того, анализ времени распада легких ядер на основе статистической модели является весьма упрощенным приближением, поскольку переходы между изолированными резонансами регулируются матричными элементами квантовых переходов, а не статистическими факторами.

Основные результаты настоящей работы состоят в создании методики измерения параметров теневых минимумов для мишенеподобных продуктов неупругих столкновений сложных ядер и однозначном выделении эффекта, связанного с длительностью распада возбужденного продукта реакции. Работа в этом направлении может дать информацию о зависимости характеристик распада возбужденного состояния ядра от способа его заселения.

Автор благодарен Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за интерес к работе, группе эксплуатации циклотрона У-300 за получение пучков, В.Ф.Куш-нируку и А.В.Рыжюк за предоставление инструментов для обработки Ge монокристаллов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Schröder W.U., Huizenga J.R. Treatise on Heavy-Ion Science, N.Y., Plenum, 1984, v.2, p.115.
2. Cindro N. Riv. Nuovo Cim., 1981, v.4, Nu.6.
3. Карамян С.А. ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.753.
4. Dersch G. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, v.55, p.1176.
5. Kühn W. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, p.1858.
6. Twin P.J. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, v.57, p.811.
7. Gomez del Campo J. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, p.451.
8. Карамян С.А. Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, с.196.
9. Карамян С.А. Препринт ОИЯИ, Р14-86-189, Дубна, 1986.
10. Линдхард Й. УФН, 1969, т.99, с.249.
11. Флейшер Р.Л., Прайс П.Б., Уокер Р.М. Треки заряженных частиц в твердых телах: принципы и приложения. Энергоиздат, М., 1981.
12. Grusha O.V. et al. Nucl. Phys., 1984, v.A429, p.313.
13. Бугров В.Н., Карамян С.А. ЯФ, 1984, т.40, с.857.
14. Бугров В.Н., Карамян С.А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т.50, с.1009.
15. Ricci R.A. Nuovo Cim., 1984, v.81A, p.1.
16. Gibson W.M., Nielsen K.O. Phys. Rev. Lett., 1970, v.24, p.114.
17. Gibson W.M. et al. Nucl. Phys., 1979, v.A317, p.313.
18. Clark G. et al. Nucl. Phys., 1971, v.A173, p.73.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 ноября 1986 года.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды X Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Карамян С.А.

P7-86-727

Измерение длительности распада возбужденного  
продукта реакции неупругого взаимодействия ядер Ne + Ge

Монокристаллические мишени Ge облучены ионами  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{22}\text{Ne}$  в интервале энергии  $E_L$  от 4 до 8 МэВ/нуклон с целью оценки длительности реакции неупругого взаимодействия ядер с помощью эффекта теней. Использована методика регистрации частиц трековыми детекторами, позволяющая дискриминировать мишенеподобные продукты от рассеянных ионов. Для тяжелых продуктов неупругого взаимодействия зафиксирован достаточно интенсивный эффект теней во всем диапазоне углов регистрации  $\theta_L = 35-75^\circ$ . Выход в теновом минимуме  $\chi$  заметно возрастает при переходе от кинематической области квазиупругих реакций к глубоконеупругим. Полученные зависимости  $\chi(\theta_L, E_L)$  без каких-либо противоречий удовлетворяют интерпретации на основе влияния временной длительности распада возбужденного продукта реакции. Обсуждается новая возможность сравнения длительностей распада возбужденного состояния ядра, заселяемого в различных реакциях.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Karamian S.A.

P7-86-727

Measurement of Decay Duration of the Excited Reaction  
Product at the Inelastic Nuclear Interaction Ne + Ge

Monocrystalline Ge targets are irradiated with  $^{20}\text{Ne}$  and  $^{22}\text{Ne}$  ions at the 4 to 8 MeV/nucl energy ( $E_L$ ) interval in order to estimate the time duration of inelastic interaction nuclear reaction with using blocking effect. Track detector methods are applied to particle registration and discrimination of the targetlike products from scattered ions. A relatively intensive blocking effect is observed at the investigated detection angle ( $\theta_L = 35-75^\circ$ ) for the heavy inelastic products. Blocking minimum yield  $\chi$  is increasing noticeably at the transition from kinematical region of quasielastic reaction to the deep inelastic one. The measured dependences  $\chi(\theta_L, E_L)$  satisfy without any contradictions the interpretation based on the effect of the excited product decay duration. A new possibility is discussed of experimental verification of the decay duration independence from population way for nuclear state excited in different reactions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986