

НАБЛЮДЕНИЕ ДОЛГОЖИВУЩЕЙ ЯДЕРНОЙ КВАЗИМОЛЕКУЛЫ В СИСТЕМЕ ${}^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$

С.А.Карамян

При облучении монокристалла Ge ионами ${}^{20}\text{Ne}$ с энергией 102 МэВ обнаружено почти полное исчезновение теневых минимумов в области углов вылета тяжелых продуктов неупругого взаимодействия $\theta = 58 - 52^\circ$. Соответствующее время протекания реакции близко к 10^{-17} с.

В работе¹ установлено, что в столкновениях таких тяжелых ядер, как $\text{U} + \text{U}$, в некоторой доле случаев образуется двойная ядерная система с временем жизни около $6 \cdot 10^{-20}$ с, существенно большим времени столкновения. При облучении монокристалла алмаза² ионами ${}^{16}\text{O}$ с помощью эффекта теней измерена временная задержка образования продуктов неупругого взаимодействия. Полученное значение $\tau \sim 10^{-18}$ с авторы² относят главным образом к времени вторичного процесса распада возбужденного продукта.

Кинетическая энергия ядер отдачи упругого рассеяния в зависимости от угла вылета в лаб. системе, как известно, дается выражением:

$$E_{\text{упр}} = \frac{4\gamma E_i}{(1+\gamma)^2} \cos^2 \theta, \quad (1)$$

где $\gamma = A_i / A_T$ – отношение массовых чисел иона и ядра мишени, E_i – энергия иона в лаб. системе. При неупругом рассеянии энергия меньше $E_{\text{упр}}$ и может убывать до нижнего кинематического предела $E_{\min} = E_{\text{упр}} / 4$. Соответственно имеется верхний предел степени неупругости реакции $\Delta E_{\max}(\theta)$, зависящий от угла:

$$\Delta E_{\max} = \frac{E_i}{1+\gamma} \cos^2 \theta, \quad (2)$$

где ΔE – энергия возбуждения продуктов. В области угла больше или около резерфордовского $\theta \gtrsim \theta_R$ преобладают ядра отдачи упругого и квазиупругого взаимодействия. При $\theta < \theta_R$ степень неупругости процесса возрастает по мере уменьшения θ . Таким образом, возникает возможность экспериментальной оценки времени протекания реакции в зависимости от степени неупругости. Экспериментально наблюдается эффект теней при изменении угла вылета ядер отдачи θ относительно пучка. В качестве эталона фиксируется теневой минимум в области углов, соответствующих упругому и квазиупругому взаимодействию.

Толстый монокристалл ${}^{64}\text{Ge}$ облучали 102 МэВ ионами ${}^{20}\text{Ne}$, ускоренными на циклотроне У-300 ОИЯИ. Угловое разрешение опыта $\pm 0,3^\circ$ обеспечивалось ограничением пучка до диаметра 1 мм. При интенсивности ионов 10^{10} с^{-1} монокристалл сохранял комнатную температуру. Ядра отдачи регистрировали стеклянным трековым детектором, располагавшимся на расстоянии 120 мм от мишени в диапазоне углов $50 - 75^\circ$. Порог регистрации де-

тектором ядер Ge равен $\Pi = 5$ МэВ. Толщина работающего слоя мишени около $0,5 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ (по нормали) соответствует потерям энергии падающих ионов около $3 - 4$ МэВ. Ядра с $Z < 15$ на создают проявляемых треков в стекле. Поэтому из всего многообразия частиц-продуктов ядерного взаимодействия $^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$ отбираются только мишенеподобные продукты упругого и умеренно неупругого взаимодействия. Глубоконеупругие тяжелые продукты, соответствующие процессам с полной диссиляцией кинетической энергии, вылетают под углом $< 45^\circ$ к пучку и не попадают на детектор. Сечение деления составного ядра, согласно измерениям, оценивается много меньшим сечением образования наблюдаемых ядер отдачи. Пучок направляли на мишень в направлении, не совпадающем с кристаллографическим выделенным направлением. Путем изменения ориентации монокристалла можно было измерить для каждого угла наблюдения ядер отдачи θ теневые минимумы кристаллографической оси $<111>$, а также плоскостей (110) , составляющих разные углы с пучком. Это существенно для извлечения подробной информации о времени протекания реакции.

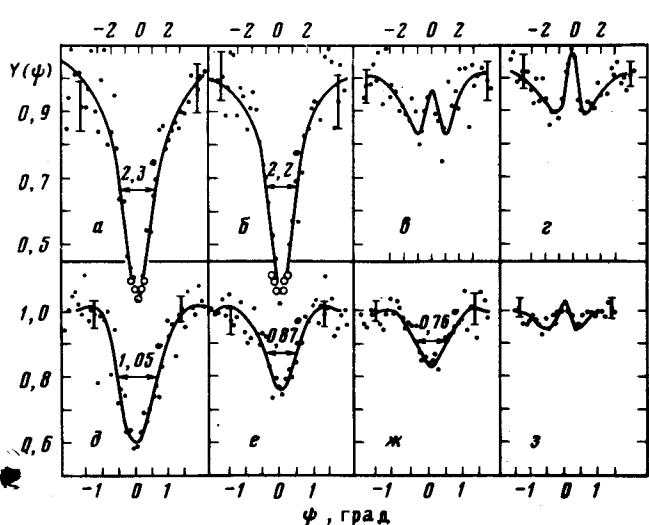


Рис. 1

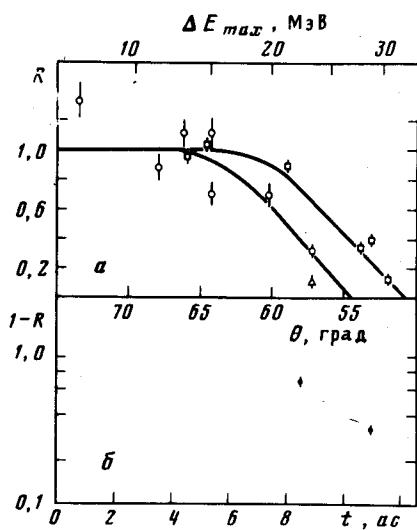


Рис. 2

Рис. 1. Профиль осевых $<111>$ (а – г) и плоскостных (110) (д – з) теней монокристалла Ge. Направление регистрации ядер отдачи составляет с пучком углы $66, 59, 54, 52^\circ$ в случаях а, б, в, г и $74, 68, 63, 57.5^\circ$ – д, е, ж, з соответственно.

Рис. 2. а – Относительная интенсивность эффекта теней R . Точки – \square – кристаллографическая ось $<111>$, \circ – плоскость (011) , \triangle – плоскость (101) ; б – величина $1 - R$ для $\theta = 57.5^\circ$ в зависимости от времени t

Некоторые результаты просмотра теневых минимумов даны на рис. 1. Они соответствуют одинаковой дозе ионов и, следовательно, уходжение теней за счет радиационного повреждения монокристалла одинаково (и не очень велико). В области квазиупругих взаимодействий $\theta > 62^\circ$ наблюдаются как осевые, так и плоскостные тени неплохого качества. Приведенные значения угловых ширин минимумов учитывают поправку на угловое разрешение опыта. При уменьшении θ в области $58^\circ > \theta > 52^\circ$ теневые минимумы постепенно исчезают, появляется характерная структура с максимумом, которая показывает большое смещение излучающего объекта из угла кристаллической решетки.

Влияние времени жизни на теневой минимум принято характеризовать относительным параметром $R = \Omega_t / \Omega_0$, где Ω – полный объем осевой или площадь плоскостной тени. Субскрипт 0 – относится к эталонной тени. Величина R имеет смысл доли ядер, распав-

шихся за время меньшее, чем $t = r_c / v_{\perp}$, где r_c – параметр обрезания атомного потенциала оси или плоскости, v_{\perp} – нормальная составляющая скорости распадающегося ядра. На рис. 2, *a* показаны измеренные величины R (с учетом поправки на изменение угловой ширины тени за счет изменения энергии ядер) в зависимости от угла рассеяния θ или от степени неупругости процесса ΔE_{max} . Видно, что доля быстрораспадающихся ядер убывает с ростом ΔE_{max} . Результаты рис. 2, *a* в интегральной форме характеризуют время протекания реакции.

Можно получить некоторые сведения о временном распределении событий реакции. Приняв $r_c = a_{TF}$ для плоскостного и $r_c = 6a_{TF}$ для осевого случая, получим долю нераспавшихся ядер $1 - R$ за время r_c/v_{\perp} , равное $1,5 \sin^{-1} \alpha ac$ и $9,2 \sin^{-1} \theta ac$ в плоскостном и осевом случае соответственно. С использованием результатов измерения величины R при $\theta = 57,5^\circ$ для оси $<111>$ и плоскостей $(0\bar{1}\bar{1})$ и $(\bar{1}01)$, составляющих с пучком углы $\alpha = 10,5$ и 48° , получено интегральное временное распределение событий в трех точках по времени t , показанное на рис. 2, *b*. В случае экспоненциального распада распределение $1 - R(t) = e^{-t/\tau}$. Точки на рис. 2, *b* не укладываются на экспоненту, они лучше соответствуют интегралу от временного распределения с максимумом при значении $t \approx 9 ac$.

Таким образом, наблюдена временная задержка около 10^{-17} с для реакции испускания мишенеподобных продуктов неупругого взаимодействия ядер ^{20}Ne и Ge . Это время много больше периода вращения $T \approx 4 \cdot 10^{-21}$ с двойной ядерной системы с угловым моментом около $l_{max} = 49\hbar$. Поэтому можно говорить о наблюдении долгоживущей ядерной квазимолекулы $^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$. В данном случае, по-видимому, нет возможности объяснить наблюдаемую временную задержку событий каким-либо другим путем, ни как время вторичного процесса распада возбужденного продукта ², ни как время деления составного ядра. Интересно отметить, что наблюдение относится к умеренно неупругим реакциям, следовательно длительное существование квазимолекулы не приводит к полной диссипации кинетической энергии относительного движения ядер. Она имеет вероятно форму энергии периодических колебаний или вращения.

Литература

1. Kienle P. Intern. School-Seminar on Heavy-Ion Physics. D7-83-644, p. 216, Dubna, 1983.
2. Gomez del Campo J. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 451.