

С 341.2

К-211



**ЛЕКЦИИ
ДЛЯ МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ**

С.А.Карамян

**НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ**

ДУБНА

ЗНАК 102

ЛЕКЦИИ ДЛЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

Выпуск 53

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

А.Н.Сисакян — председатель

А.Т.Филиппов — зам. председателя

Г.М.Гавриленко — ученый секретарь

В.Б.Беляев

Б.В.Васильев

В.П.Гердт

В.А.Загребнов

Г.В.Мицельмахер

В.А.Никитин

В.Р.Саранцева

Д.В.Ширков

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

P7-89-50

С.А.Карамян

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

132398

Дубна 1989
Объединенный институт
ядерных исследований
СНБ ИЯИ ДУБНА

Карамян С.А.

P7-89-50

Новые возможности определения времени жизни возбужденных ядер в реакциях с тяжелыми ионами

Характеризуется современное развитие экспериментальных методов определения времени жизни возбужденных ядерных состояний в области выше порога сильного распада. Анализируются имеющиеся для средних и тяжелых ядер результаты измерения длительности в диапазоне 10^{-21} – 10^{-16} с. В общих чертах набор данных не противоречит описанию в терминах статистической эволюции системы с большим числом степеней свободы. При экстремальных условиях /например, очень высоком возбуждении/ статистическое время жизни оказывается достаточно малым, сопоставимым с временем кинетических перемещений в ядерной системе, таким, как период вращения или длительность деформации при делении. Это положение приводит к наблюдаемым на опыте эффектам, которые рассмотрены с точки зрения получения экспериментальных сведений о деталях процесса. Обсуждаются результаты новых работ по использованию методов, основанных на интерференции тормозного или характеристического излучения, для определения времени протекания реакций.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Перевод О.С.Виноградовой

Karamyan S.A.

P7-89-50

New Possibilities of Lifetime Determination of Nuclei Excited in Heavy Ion Reactions

The progress is characterized of experimental methods for lifetime measurements of nuclear states excited higher than the hard decay threshold. Measurement results on the duration time in the 10^{-21} – 10^{-16} s range are analysed for mean and heavy nuclei. In a general way the data set does not contradict the description in terms of statistical evolution of the system with a high number of degrees of freedom. Under extreme conditions (for instance, at a very high excitation) the statistical lifetime proved to be sufficiently low as compared with the duration of kinetical motions in the nuclear system such as rotation period, and deformation time at fission. This situation leads to experimentally observable effects which are considered from the point of view of deriving the information on the process details. New papers on realization of the lifetime measurement methods based on bremsstrahlung and characteristic ray interference are discussed.

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

ВВЕДЕНИЕ

Большое многообразие возбужденных ядер – продуктов реакций с тяжелыми ионами образует протяженное множество в топологическом пространстве, координатами которого являются энергия возбуждения, угловой момент, изоспин и его проекция, параметры деформации и тип возбуждения. Задача определения свойств распада этих возбужденных состояний решена пока только для небольшой части множества. Особенно ограничена область ядерных возбуждений, для которых измерено время жизни. На сегодня ощущается недостаток экспериментальных методов, эффективных в диапазоне времени $\tau = 10^{-21}$ – 10^{-16} с. Кроме методов измерения времени жизни составного ядра с помощью эффекта теней или К-Х излучения вакансий, для определения длительности распада ядерной системы можно использовать угловое распределение фрагментов (см. обзор ^{1/}). Представляет интерес рассмотреть еще два новых варианта определения времени жизни продукта реакции с тяжелыми ионами.

I. ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ К НЕУПРУГИМ СТОЛКНОВЕНИЯМ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

Метод, основанный на эффекте теней в реакциях на монокристаллической мишени, в принципе должен быть применим не только к составному ядру, но и к возбужденным продуктам других реакций. Рассмотрим реакцию типа:



Кинематические ограничения позволяют осуществить в эксперименте отбор только мишенеподобных продуктов (4) и лимитировать энергию регистрируемых частиц. Максимальный угол вылета снарядоподобного продукта (3) не превышает значения θ_L^{\max} , определяемого из условия $\sin \theta_L^{\max} = \alpha^{-1}$ (при $\alpha = A_1/A_2 > 1$). Кинетическая энергия ядра отдачи (4) упругого рассеяния дается формулой $E_{\text{яо}} = 4 E_L \alpha (1 + \alpha)^{-2} \cos^2 \theta_L$. Для продуктов неупругих столкновений угол и кинетическая энергия ограничены неравенствами: $\theta_3 < \theta_L^{\max}$ и $E_4^{\text{к}} < E_{\text{яо}}$.

Регистрация мишенеподобного продукта под углом θ_L к пучку накладывает кинематическое ограничение $\sqrt{2}$ сверху на суммарную энергию возбуждения продуктов:

$$E_{lim}^* = \frac{E_L}{A_1 + A_2} (A_2 - \frac{A_1 A_4}{A_3} \sin^2 \theta_L) + Q, \quad (2)$$

где Q — энергвыделение реакции. Таким образом, фиксация угла эмиссии продукта ядерной реакции позволяет за счет кинематических ограничений гарантировать отбор только мишенеподобного продукта и лимитировать энергию возбуждения продуктов значением E_{lim}^* . Следовательно, при сравнительно простой постановке опыта достигается дифференцированный отбор продуктов, что необходимо для интерпретации результатов.

Экспериментально новая возможность опробована для реакций взаимодействия ионов ^{27}Al (90 — 150 МэВ) и ^{40}Ar (90 — 220 МэВ) с монокристаллом кремния. В качестве мишеней использовались отполированные пластины ориентации (111) толщиной около 0,5 мм из монокристаллического p -типа кремния детекторного качества. Параметры коллимированного пучка циклотрона У-300 ЛЯР ОИЯИ следующие: диаметр 1 мм , угловое расхождение не более $0,5^\circ$, интенсивность не более $2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Облучения проводились в направлениях, не совпадающих с главными кристаллографическими осями и плоскостями, при комнатной температуре мишени и относительно небольшой дозе, не вызывавшей заметного радиационного повреждения кристалла. Продукты упругого и неупругого взаимодействий ядер регистрировались стеклянным трековым детектором, имеющим пороги регистрации: по энергии около 5 МэВ и по атомному номеру ядра $Z \approx 10$.

Угол наблюдения продуктов реакции был выбран равным $\theta_L = 64^\circ$ относительно пучка, чтобы обеспечить ограничение энергии возбуждения E^* и кинетической энергии E_4^k относительно небольшими значениями. Пределы E^* и E_4^k даны в табл. I. В рассмотрение включены только некоторые наиболее вероятные продукты неупругих реакций. Регистрация всех продуктов интегрально (случай трекового детектора) позволяет пренебречь ролью реакций, имеющих относительно малое сечение.

При увеличении энергии бомбардирующих частиц степень неупругости реакций естественно возрастает, и доля квазиупругих столкновений убывает. Сдвиг спектра возбуждений вправо при наличии ограничения $E^* \leq E_{lim}^*$ должен приводить к убыванию выхода реакции $Y_{\theta_L}(E_L)$ и к концентрации спектра возбуждений в узком интервале вблизи E_{lim}^* . То есть для всего ансамбля продуктов E^* растет с E_L , а для тех событий, в которых угол эмиссии продукта (4) равен θ_L , средняя энергия возбуждения E^* приближается к E_{lim}^* . Такая картина процесса подтверждается экспериментально.

Табл. I. Максимальная степень неупругости реакции E_{lim}^* и соответствующая кинетическая энергия продукта при фиксации угла эмиссии $\theta_L = 64^\circ$

Реакция	^{27}Al (148 МэВ) + ^{28}Si		^{40}Ar (225 МэВ) + ^{28}Si		
	Продукт	E_{lim}^*	E_4^k	E_{lim}^*	E_4^k
^{28}Si		14,5	7,1	17,4	10,5
^{27}Si		9,3	6,9	11,2	10,1
^{27}Al		18,7	6,9	18,5	10,1
^{26}Al		18,1	6,6	17,2	9,7
^{26}Mg		17,2	6,6	24,7	9,7
^{24}Mg		26,8	6,1	33,2	9,0

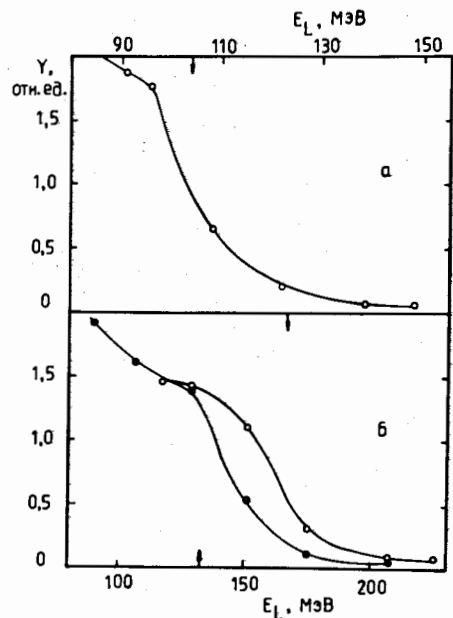


Рис. I. Зависимости выхода продуктов реакции на толстой мишени Si от энергии ионов ^{27}Al (а) и ^{40}Ar (б), измеренные при $\theta_L = 64^\circ$ (о) и 53° (•). Стрелками отмечены значения грей-инг-энергии.

На рис. 1 показан измеренный абсолютный выход γ продуктов, испускаемых под углом 64 или 53° , в зависимости от энергий ионов ^{27}Al и ^{40}Ar . Сильное убывание $\gamma(E_L)$ подтверждает уменьшение доли квазиупругих реакций с $E_L^* \leq E_{\text{lim}}^*$. Интересно оценить энергию возбуждения зарегистрированных мишенеподобных продуктов. При наличии статистического равновесия в двойной ядерной системе наиболее вероятно разделение энергии пропорционально массе: $E_4^* = E_{\text{lim}}^* A_4 / (A_3 + A_4)$, однако спектр значений E_4^* может быть достаточно широк. Тем не менее ясно, что происходит отбор относительно слабо возбужденных продуктов с E_4^* меньше или около порога сильного распада. Время жизни ядер по отношению к электромагнитному распаду велико $\tau > 10^{-16}$ с. С ростом E_L среди зарегистрированных продуктов может нарастать доля ядер, первоначально испущенных под углом $\theta < \theta_L$ и изменивших направление импульса при испускании вторичной частицы. Для таких ядер так же, как и для долгоживущих, должно наблюдаться ^{/3/} существенное ослабление интенсивности эффекта теней.

Кристаллографическая ось $\langle \text{III} \rangle$ была направлена под углом 64° к пучку. Рефлексы кристаллографических направлений в ее окрестности наблюдались визуально после химической обработки стеклянного детектора. Профиль рефлекса измерялся путем сканирования и подсчета плотности треков с помощью оптического микроскопа. Относительный выход χ_0 в центре осевого минимума оказался зависящим от энергии ионов ^{27}Al и ^{40}Ar . Результаты показаны на рис. 2.

Оценим толщину d активного слоя мишени, к которой относятся результаты. На основе значений E_4^* нетрудно получить, что $d \approx 1,5-2,0$ мкм (по направлению пучка), следовательно, интервал усреднения энергии иона не превосходит $5-10$ МэВ. При увеличении E_L толщина d не возрастает из-за увеличения степени неупругости реакции и соответствующего уменьшения E_4^* . Таким образом, несмотря на использование монолитного монокристалла, создаются условия тонкой мишени.

Для того, чтобы оценить длительность τ распада продукта на основе измеренных значений выхода χ_0 в теновом минимуме, необходимо рассмотреть влияние испускания вторичных частиц на теновой минимум. Как отмечалось в ^{/1/}, это влияние может быть двойным. Если τ велико, так что длина пути до распада $v\tau \gg a$ (где a - межатомное расстояние вдоль оси кристалла), то теновой рефлекс сформируется до испускания вторичной частицы. Отдача при распаде внесет угловой разброс $\Delta\psi$, который повлияет на форму тенового минимума как добавочный вклад в угловое разрешение. В другом случае ($v\tau \leq a$) теновой рефлекс формируется после испускания частицы. При этом появляется, однако, смещение точки испускания частицы S от кристаллографической

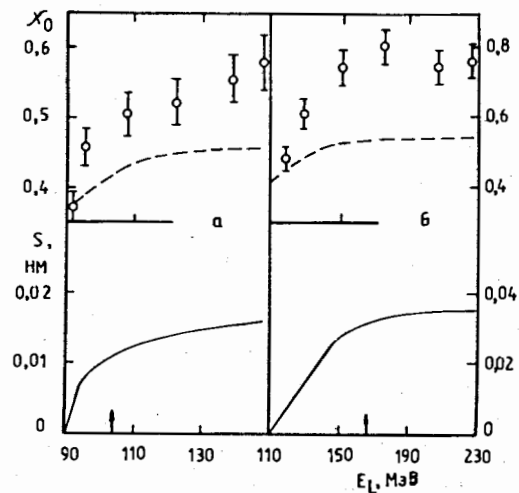


Рис. 2. Относительный выход χ_0 в теновом минимуме $\langle \text{III} \rangle \text{Si}$, измеренный при $\theta_L = 64^\circ$ (точки), вклад электромагнитного распада в выход χ_0^e (штриховая линия) и полученные значения смещения S излучающего ядра за счет сильного распада (сплошная линия) для реакций $^{27}\text{Al} + ^{28}\text{Si}$ (а) и $^{40}\text{Ar} + ^{28}\text{Si}$ (б).

оси или плоскости. Если фрагмент начинает двигаться вдоль оси только после испускания вторичной частицы, то это значит, что точка испускания смещена ^{/1/} от оси на величину:

$$S = v\tau \sin \bar{\theta}, \quad (3)$$

где $\bar{\theta}$ - средний угол отклонения фрагмента за счет испускания вторичной частицы. Существенная роль такого смещения зафиксирована при регистрации мишенеподобных ^{/2,3/} продуктов реакции на монокристалле германия и снарядоподобных ^{/4,5/} в случае мишеней из алмаза и Ge.

Для реакций с Si испускание вторичных частиц проявляется в обоих вариантах: за счет $\Delta\psi$ и за счет S . Все возбужденные продукты испускают γ -кванты на конечной ступени распада. Постоянная τ электромагнитного распада велика, так что $v\tau \gg a \approx 0,5$ нм. Угловой разброс за счет испускания γ -квантов можно оценить:

$$\Delta\psi \sim \bar{E}_\gamma \sqrt{M_\gamma}, \quad (4)$$

где M_γ и \bar{E}_γ - множественность и средняя энергия квантов электромагнитного каскада. Расчет показывает, что величина $\Delta\psi$ сравнима с угловой шириной тенового минимума $\psi_{1/2} \approx 0,4^\circ$. На рис. 2 приведен вычисленный вклад электромагнитного распада χ_0^e в теновой выход χ_0 . При увеличении энергии возбуждения продукта величина \bar{E}_γ сначала возрастает, а затем достигает насыщения; соответственно ведет себя и χ_0^e .

Вклад электромагнитного распада не может полностью объяснить наблюдаемое увеличение $\chi_0(E_L)$. Из рис. 2 видно, что имеется значительный вклад другого процесса, который можно интерпретировать как влияние смещения S , возникающего при сильном распаде возбужденных продуктов. Действительно, испускание α -частиц, протонов или нейтронов из продуктов реакции должно приводить к большим значениям $\bar{\theta}$ и S .

На основе экспериментальных значений χ_0 за вычетом вклада электромагнитного распада определено среднее смещение S излучающего ядра за счет сильного распада. При переходе от χ_0 к S использовано теоретическое соотношение перехода $\chi_0(S)$ из работы /6/. В качестве эталонного значения χ_0 взята величина, полученная в модельном эксперименте на пучке ионов ^{129}Xe (122 МэВ), в котором процесс резерфордовского рассеяния служит источником ядер отдачи Si с той же энергией, что и в основном эксперименте.

Результаты даны на рис. 2, величина смещения достигает насыщения на уровне 20-30 пм. Отсюда с помощью формулы (3) можно найти значения $\tau \approx 2,3 \cdot 10^{-17}$ и $4,7 \cdot 10^{-17}$ с для реакций $^{27}\text{Al} + ^{28}\text{Si}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{28}\text{Si}$ соответственно, при максимальных энергиях E_L . Значения τ можно сравнить с данными, имеющимися в литературе, если сделать предположения о спектре заселения резонансов возбужденного продукта. Как отмечалось выше, кинематическое ограничение E^* приводит к заселению, главным образом, резонансов вблизи порога сильного распада. Для ядра ^{28}Si ширины распада и время жизни τ резонансов вблизи порога компилированы в /7/ по данным изучения резонансов составного ядра в системах $^1\text{H} + ^{27}\text{Al}$ и $^4\text{He} + ^{24}\text{Mg}$. Усреднение значений τ с весом, пропорциональным ветви сильного распада, приводит к величине $\bar{\tau} = 3,8 \cdot 10^{-17}$ с, которая согласуется с экспериментальными результатами. Данное сопоставление носит, конечно, схематический характер. Для получения детальных результатов было бы весьма интересно описанный здесь эксперимент выполнить с более совершенной техникой регистрации, обеспечивающей выделение продукта с определенными Z и A .

Главный результат настоящего эксперимента состоит в выявлении эффекта, связанного с длительностью распада возбужденных продуктов неупругих столкновений в системах $^{27}\text{Al} + \text{Si}$ и $^{40}\text{Ar} + \text{Si}$, на основе техники эффекта теней.

2. ОЦЕНКА ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИСПУСКАНИЯ ЧАСТИЦ ИЗ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЯДЕРНЫХ СИСТЕМ

Знание периода вращения двойной ядерной системы позволяет на основе измеренного углового распределения фрагментов оценить длительность существования квазистационарной системы. Угол поворота θ_D системы за время τ_D деформации от момента контакта ядер к моменту раз-

рыва можно оценить по формуле:

$$\theta_D = c \int_0^{\tau_D} (l + 1/2) J^{-1}(t) dt \approx c (l + 1/2) \langle J \rangle^{-1} \tau_D, \quad (5)$$

где $\langle J \rangle$ - средний момент инерции системы, известный с точностью до фактора 1,5. Если θ_D определено из углового распределения фрагментов, то по формуле (5) можно оценить τ_D . Ядерные системы нестабильны по отношению к развалу в трех случаях: при очень высоком $Z > 110$ (когда капельный барьер деления равен нулю), при очень высоких энергиях возбуждения и при большом угловом моменте, соответствующем области глубоконеупругих столкновений.

Метод, основанный на угловом распределении фрагментов, реализован, в частности, в работе /8/ для взаимодействия ионов ^{238}U (с энергией 6 МэВ/нуклон) с мишенями от ^{16}O до ^{89}Y и сделана оценка времени деформации τ_D . Оказалось, что для тяжелых систем типа $^{238}\text{U} + ^{58}\text{Fe}$ и $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$ значения τ_D меняются от 10 до $3 \cdot 10^{-21}$ с при увеличении переданного углового момента l . Убывание $\tau_D(l)$ объясняется тем, что рост переданного в столкновении момента количества движения Δp приводит к параллельному увеличению как углового момента l , так и скорости эволюции системы в коллективных координатах.

Некоторые оценки времени жизни ядерной системы на основе измерения углового распределения осколков деления или продуктов глубоконеупругих столкновений даны в табл. 2. В тех случаях, когда речь идет о нестабильных системах, получены значения $\tau_D \approx n \cdot 10^{-21}$ с. Таким образом, время деформации двойной ядерной системы можно считать известным, оно приблизительно соответствует величине $T_{\text{вр}}/4$ ($T_{\text{вр}}$ - период вращения системы).

В общем случае суммарная длительность τ_f реакции образования фрагментов состоит из времени жизни промежуточной системы τ_c , длительности коллективной деформации к разрывной фигуре τ_D и времени ускорения фрагментов τ_a . Для нестабильных систем $\tau_c \ll \tau_D + \tau_a$ и длительность $\tau_f \approx \tau_D + \tau_a$. Если вычислить значения τ_a и воспользоваться оценками τ_D , то можно определить время τ_f .

Время ускорения фрагментов в кулоновском потенциале от нулевой скорости до $v = \gamma v_f$ (где $\gamma < 1$, v_f - конечная скорость) можно найти по формуле:

$$\tau_a = \frac{Z_3 Z_4 \sqrt{A_3 A_4}}{E_k^{3/2} \sqrt{A_3 + A_4}} \left(\frac{\gamma}{1 - \gamma^2} + \ln \sqrt{\frac{1 + \gamma}{1 - \gamma}} \right) 1,04 \cdot 10^{-22} \text{ с}, \quad (6)$$

где E_k - полная кинетическая энергия продуктов (в МэВ), Z_3, Z_4, A_3, A_4 - атомные номера и массовые числа фрагментов. Формула (6) не учитывает деформацию фрагментов и динамические эффекты колебательного движения. Вычислив τ_a , находим τ_f .

Табл. 2. Результаты оценки времени жизни ядерной системы на основе измерения углового распределения фрагментов

Система	Энергия бомбард. иона, МэВ	Тепловая энергия, МэВ	Средний угловой момент, \hbar	$\tau_{теор.}$ с	$\tau_{эксп.}$ с	Ссылка
$^3\text{He} + \text{Ag}$	90	90	17	$2,6 \cdot 10^{-20}$	$> 10^{-20}$	/9/
$^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$	125	58	23	$1,2 \cdot 10^{-19}$	$> 9 \cdot 10^{-20}$	/10/
$^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$	250	30	23	$2,2 \cdot 10^{-19}$	$> 9 \cdot 10^{-20}$	/11/
$^{208}\text{Pb} + ^{58}\text{Fe}$	1227	60	34	$1,4 \cdot 10^{-20}$	$9 \cdot 10^{-21}$	/12/
$^{238}\text{U} + ^{27}\text{Al}$	1428	66	33	$2,8 \cdot 10^{-20}$	$> 2 \cdot 10^{-20}$	/8/
^{48}Ca			71	-	$7,0 \cdot 10^{-21}$	
			91	-	$4,8 \cdot 10^{-21}$	
			35	-	$7,5 \cdot 10^{-21}$	
			53	-	$4,3 \cdot 10^{-21}$	
			64	-	$3,1 \cdot 10^{-21}$	
^{64}Ni						

На этой основе можно предложить новую возможность экспериментального определения длительности испускания частиц из ядерных систем. В последние годы выполнены эксперименты /13-17/ по определению множественности нейтронов, протонов и α -частиц, испущенных до развала нестабильной системы. Частицы регистрировались в совпадении с осколками деления или продуктами глубоконеупругих столкновений, и путем анализа угловой корреляции определена множественность $M_{рге}^i$. Если известно число частиц $M_{рге}^i$, испущенных за известное время существования системы τ_f , то появляется возможность определить среднее время жизни системы τ_i по отношению к испусканию частицы типа i :

$$\tau_i M_{рге}^i = \tau_f \approx \tau_d + \tau_a. \quad (7)$$

Формула (7) используется в оригинальных работах /13-17/, однако логически в обратном порядке. Длительность τ_i вычисляется по статистическим формулам в модели ферми-газа, а затем по формуле (7) оценивается время существования системы τ_f . Этот путь приводит к модельно-зависимым результатам, так как расчеты τ_i не столь однозначны. Предлагаемая здесь схема получения экспериментального значения τ_i менее чувствительна к закладываемым предположениям. Оценка возможной систематической погрешности базового значения τ_f приводит к фактору 1,5-2,0.

Табл. 3. Результаты оценки длительности испускания частиц на основе измерения множественности предразвалных нуклонов. Значения τ даны в единицах 10^{-21} с

Система	Энерг. иона, МэВ	Ссылка	Тепловая энерг. МэВ	Реакция	Наступающая	$M_{рге}^i$	$\tau_{теор.}$	$\tau_{эксп.}$	
								а)	б)
$^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$	402	/13/	255	Деление	n	5,3 (1,0)	6,8	3,1	$> 3,4$
$^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th}$	720	/17/	560	Деление	p	1,3 (5)	9,0	4,3	31
$^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$	1020	/14/	240	Неупр. столкн.	n	< 1	4,4	4,6	-
$^{58}\text{Fe} + ^{197}\text{Au}$	485	/15/	165	Деление	p	0,18 (3)	110	61	260
			150	Неупр. столкн.	p	$< 0,04$	240	≈ 20	-

а) - анализ без учета $\tau_{сш}$, б) - с учетом.

В табл. 3 приведены результаты анализа нескольких изученных реакций. При расчете времени τ_d ускорения фрагментов параметр χ выбирался равным 0,5 - 0,7 для реакций деления и $\chi = 0,9$ для глубоконеупругих столкновений, что связано с особенностями кинематического анализа угловой корреляции фрагмента и легкой частицы в работах /13-17/. Полученные значения $\tau_{эксп}$ сравниваются со статистическим расчетом при выборе ядерной температуры согласно работе /1/.

Данные табл. 2,3 представляют собой новую информацию о малоизученной области короткоживущих систем $\tau \sim 10^{-21} - 10^{-19}$ с. Вместе с результатами традиционных методов, основанных на эффекте теней и К-Х излучении составного атома, новые данные позволяют построить систематику длительности распада возбужденных ядер. Имеющиеся в литературе результаты применения /18,19/ метода, основанного на К-Х излучении вакансий, представлены в табл. 4. Данные, полученные на основе эффекта теней, подробно описаны в обзоре /1/. Анализ /1/ длительностей привел к выводу об удовлетворительном описании значений τ статистическими расчетами при выборе температуры и плотности уровней ядра в виде: $\rho(U) = C \exp 0,773 A^{1/3} U^{2/3}$; $T(U) = 1,94 (U/A)^{1/3}$. На рис. 3 результаты расчета $\tau_{теор}$ с использованием этих формул сравниваются с экспериментальными определениями $\tau_{эксп}$. Кроме обсуждавшихся, включены также результаты новых работ /20,21/. При представлении данных в логарифмическом масштабе роль статистических ошибок измерений не столь существенна, хотя они, как правило, не пренебрежимы.

Табл. 4. Результаты измерения времени жизни возбужденного ядра путем сравнения с временем жизни К-вакансии. Значения τ даны в единицах 10^{-17} с

Реакция	Энергия бомбард. частицы, МэВ	Энергия возбужд., МэВ	$\tau_{\text{теор}}$	$\tau_{\text{эксп}}$	Ссылка
$I_H + {}^{106}\text{Cd}$	10,0	13,6	2,7	5,0(2,5)	/18/
	12,0	15,5	1,1	6,5(5,0)	
$I_H + {}^{112}\text{Sn}$	10,0	13,0	3,1	4,0(3,8)	/19/
	12,0	15,0	1,2	3,5(2,5)	

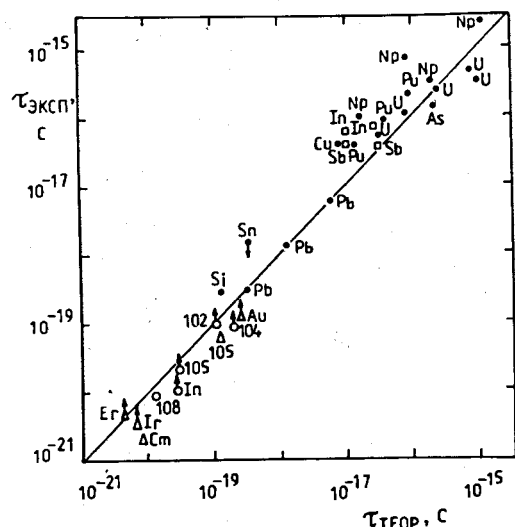


Рис. 3. Сопоставление экспериментальных определений времени жизни возбужденных ядер со статистическим расчетом при выборе плотности уровней по формуле: $\rho = C \exp(0,773A^{1/3}U^{2/3})$. Точки соответствуют следующим экспериментальным методам: \bullet - эффект теней, \square - К-Х излучение составного атома, \circ - угловое распределение фрагментов, Δ - множественность предразвалных нуклонов.

Недавно появилась работа /22/, в которой анализируются значения $M_{\text{рге}}^n$, полученные для деления составных ядер с $Z = 70 - 99$ при относительно невысокой энергии возбуждения 50 - 80 МэВ. Авторы используют аналогию деформации ядер при делении с движением вязкой жидкости в потенциальном поле. При этом возникает довольно длительная стадия спуска системы от седловой точки к разрыву, что, как будто, не противоречит результатам измерений /22/. Для анализируемых нами реакций деления можно включить время спуска $\tau_{\text{сп}}$ в $\tau_{\text{д}}$ - время деформации системы. Значения $\tau_{\text{эксп}}$, полученные с учетом $\tau_{\text{сп}}$, также даны в табл.3, они значительно больше, чем полученные без учета $\tau_{\text{сп}}$. Однако не совсем ясно, справедливо ли предположение о квазиравновесном процессе при описании столкновения сложных ядер с большим относительным импульсом? Возможно, в этом случае процесс определяется инерционным развитием системы с начальным коллективным импульсом. Тогда нет места для длительной эволюции со статистическими флуктуациями, типа броуновского движения. Окончательной ясности в отношении механизма коллективного движения пока не достигнуто. Если предпочтение отдано (рис. 3) результатам анализа без учета $\tau_{\text{сп}}$, то значение $\tau_{\text{эксп}}$ представляет собой нижнюю границу.

На рис. 3 видно, что точки группируются около прямой $\tau_{\text{эксп}} = \tau_{\text{теор}}$. Разброс объясняется разнообразием методов, присущими им систематическими погрешностями и широким диапазоном изученных ядер. Усовершенствование расчета может уменьшить расхождение в некоторых случаях. Кроме того, не исключено, что отклонение отдельных точек указывает на новые особенности реакции, не исчерпываемые простым статистическим описанием. Все же группировка экспериментальных значений около теоретического позволяет признать выполненный расчет удовлетворительным.

Здесь уместно дополнить систематику /23/ температуры на основе появившихся новых данных, касающихся области высоких возбуждений. В первую очередь следует рассмотреть результаты развития метода, основанного на измерении корреляционной функции. В работах /24-26/ определен выход легких ядер в возбужденном и основном состояниях в реакциях на пучках ионов с энергией (11-35) А МэВ. Метод корреляционной функции позволяет измерить выход резонансов выше порога развала. В статистической модели отношение сечений образования легкого продукта В в основном и возбужденном состояниях определяется соотношением:

$$\frac{\sigma(B)}{\sigma(B^*)} = \frac{(2S+1)\rho(U)}{(2S^*+1)\rho(U-\Delta E)} \approx \frac{(2S+1)}{(2S^*+1)} \exp \frac{\Delta E}{T}, \quad (8)$$

где S и S^* - спины основного и возбужденного состояний, ΔE - энергия уровня S^* , T - температура излучающего объекта. Измерение отношения

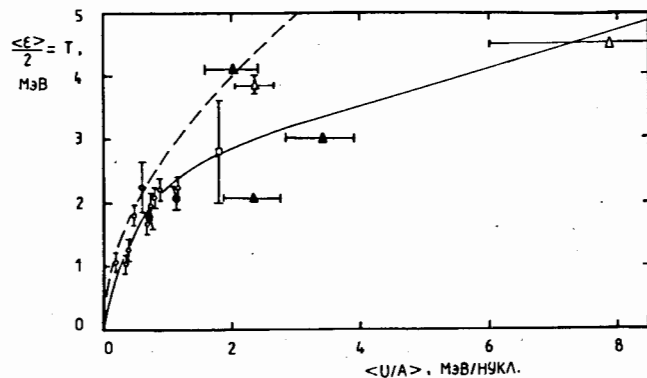


Рис. 4. Зависимость температуры ядра от удельной тепловой энергии возбуждения. Сплошная линия - расчет по формуле (9), штриховая - по модели ферми-газа с $a = A/8$. Светлые точки получены путем анализа экспериментальных данных в работе [23], темные - анализ новых экспериментов.

$\sigma(B)/\sigma(B^*)$ приводит к определению с помощью формулы (8) температуры источника легких частиц.

Выбор сильновозбужденных состояний легчайших ядер, типа He, Li, их высокая кинетическая энергия и оцененные в работах значения радиуса источника дают основания считать главным вклад первичной предравновесной эмиссии. Для этого источника удельная энергия возбуждения U/A должна быть больше, чем для составного ядра.

На рис. 4 дана систематика $T(U/A)$, значения температуры, найденные методом корреляционной функции, отнесены к значениям U/A для составного ядра. Следовательно, оценка U/A скорее занижена, но с учетом ненулевого вклада каскадных процессов девозбуждения первичных продуктов можно считать координаты точек по оси абсцисс близкими к реальным. Отмечена, однако, немалая погрешность значений U/A . Видно, что температура намного меньше, чем согласно модели ферми-газа с параметром $a = A/8$. Трудно приписать расхождение вкладу каскадного девозбуждения продуктов. Это означало бы, что заряженные частицы испускаются преимущественно не на первой ступени реакции. Чаще используется обратное предположение.

Еще одна новая работа [27] связана с измерением температуры методом спектрометрии нейтронов в совпадении с заряженным продуктом,

испущенным вперед. Температура равновесной части спектра относится к средней по каскаду тепловой энергии возбуждения. Учет энергии, унесенной заряженным продуктом, сделан в оригинальной работе. Температуру определяем как половину средней энергии нейтрона (по Вайскопфу). Значение U/A в данном случае не так велико, как в работах [24-26], однако точность анализа более высокая. На рис. 4 вновь видно существенное расхождение с традиционной моделью ферми-газа с $a = A/8$. Таким образом, новые данные не противоречат ранее полученной [1,23] полуэмпирической систематике ядерной температуры:

$$T(U) = 2,22 (U/A)^{1/3} \quad \text{при} \quad U \leq U_{кр} = 3,31 \cdot A \text{ МэВ}; \quad (9)$$

$$= T(U_{кр}) + (U - U_{кр}) / (3A - 3) \quad \text{при} \quad U > U_{кр}.$$

Напомним, что значение $U_{кр}$ получено на основе ограничения теплоемкости классическим пределом, которому соответствует размораживание всех степеней свободы системы.

Интересно отметить, что прямые данные о температуре (рис. 4) соответствуют результатам анализа времени жизни возбужденных ядер (рис. 3). В обоих случаях зависимость вида $T \sim (U/A)^{1/3}$ оказывается пригодной, а различие по абсолютной величине не столь большое $\approx 15\%$. Последнее может объясняться вкладом кинетических эффектов в энергию частиц, например, центробежной энергии.

3. РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ, ОСНОВАННЫХ НА ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ

Ядерная реакция сопровождается обычно комплектом электромагнитных взаимодействий налетающей и вылетающей частиц с кулоновским полем атома и с электронной оболочкой. Если происходит квазиупругое или упругое ядерное рассеяние, то электромагнитные возбуждения имеют квадрат амплитуды, отличающийся от квадрата амплитуды при истинном упругом рассеянии в кулоновском поле. Причина состоит в появлении сдвига фазы, связанного с длительностью ядерного взаимодействия, из-за которого когерентность возбуждения под действием входящей и выходящей частиц несколько нарушена. Возникает деструктивная интерференция, наблюдение которой позволяет определить сдвиг фазы и соответственно время жизни промежуточного ядерного состояния. Эта идея о вкладе в квадрат амплитуды атомных процессов интерференционного члена, связанного с временной задержкой между поглощением и испусканием частицы, впервые была предложена в пионерских работах [28,29]. К настоящему времени метод идейно проработан в нескольких вариантах постановки опыта по наблюдению интерференционной структуры: в спектре

тормозного излучения, в спектре β -электронов или позитронов, рождающихся при столкновении очень тяжелых ионов, а также в сечении ионизации K-оболочки, то есть в выходе K-X излучения атомов, участвующих в реакции. Последний вариант не совпадает с вышеупомянутым методом, основанным на сравнении времени жизни составного ядра с периодом заполнения K-вакансии составного атома.

Экспериментальное осуществление методов, основанных на интерференции электромагнитных возбуждений, описано в работах нескольких групп (ссылки можно найти в обзоре /1/). Недавно появились новые экспериментальные работы в этом направлении, которые интересно рассмотреть.

В эксперименте /30/ изучена реакция $^{12}\text{C}(p, p'\gamma)$ при энергии протонов в окрестности резонансов $E_p = 1,686$ и $1,734$ МэВ. Спектр тормозного излучения записан в совпадении с рассеянным протоном. В спектре γ -квантов выявлена структура, связанная с деструктивной интерференцией при $E_\gamma = E_i - E_p$, где E_i - энергия падающего протона, $E_p = E_f$ - энергия рассеянного протона, совпадающая с энергией резонанса. Это означает, что при заселении резонанса составного ядра возникает сдвиг фазы φ возбуждения тормозного излучения, связанный с временем жизни резонанса. Обработка спектров позволила определить $\cos \varphi$ и найти время протекания реакции в зависимости от энергии вылетающего протона.

На рис. 5 показана зависимость $\tau(E_f)$, видно, что длительность реакции достигает максимумов при значениях E_f , близких к резонансным. Таким образом экспериментально определено время жизни резонансов при "упругом" ядерном рассеянии протонов на ядре ^{12}C .

Другой вариант метода - с помощью интерференции рентгеновского излучения, применен теми же авторами для измерения времени жизни резонансов $E_p = 1,183$ и $1,365$ МэВ при рассеянии протонов на ядре ^{27}Al . В этом случае измерен выход характеристического рентгеновского излучения K-серии атомов Al в совпадении с упруго рассеянными протонами.

При резонансных энергиях выход K-X излучения заметно убывал по сравнению с E_i вне резонанса. Отсюда определен сдвиг фазы возбуждения и время жизни резонансов 2^+ в ядре ^{28}Si - $12,720$ и $12,901$ МэВ $\tau = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-18}$ с и $(0,9 \pm 0,6) \cdot 10^{-18}$ с соответственно.

Подобный метод, основанный на интерференции возбуждения K-X излучения, применен /32/ недавно к исследованию реакции неупругого рассеяния $\text{U} + \text{U}$ при энергии ионов $7,5$ МэВ/нуклон. Задача измерения длительности реакций неупругого рассеяния сложных ядер поставлена достаточно давно. К настоящему времени можно считать установленным, что два легких ядра способны орбитировать на угол порядка π . Это следует из углового распределения продуктов, а также из резонансной структуры функций возбуждения. Некоторые ссылки содержатся в /1/. Сюда же

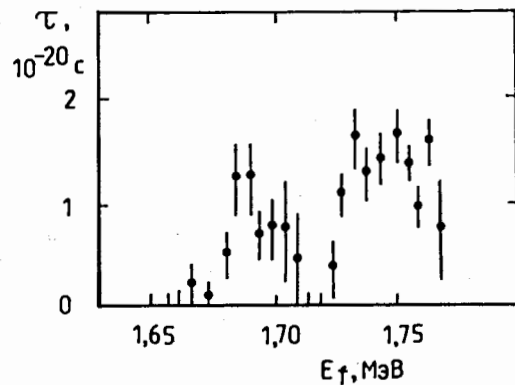


Рис. 5. Зависимость времени протекания ядерной реакции $^{12}\text{C}(p, p'\gamma)$ от энергии испущенных протонов, измеренная /30/ с помощью тормозного излучения.

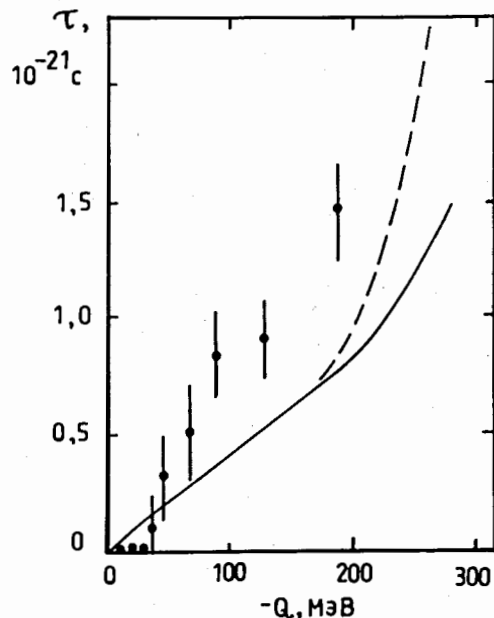


Рис. 6. Время ядерного контакта при неупругом рассеянии ядер $\text{U} + \text{U}$ ($E_L = 1790$ МэВ) в зависимости от степени неупругости реакции, определенное /32/ с помощью измерения вероятности испускания квантов K-X излучения продуктов. Сплошной и штриховой линиями даны предсказания расчетов /35/ и /36/ соответственно.

132398

примыкает группа работ по "радужному" рассеянию тяжелых ионов. Недавно была внесена ^{/33/} ясность в вопрос о разделении механизмов реакции через составное ядро и через орбитирующую двойную систему на основе селективности возбуждения состояний определенной четности в ядрах-продуктах взаимодействия $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$. В работе ^{/34/} развит новый способ оценки длительности неупругих реакций на основе флуктуаций, типа зриксоновских, в функциях возбуждения неупругих продуктов для реакции $^{28}\text{Si} + ^{48}\text{Ti}$. Эти работы методически не связаны с обсуждаемыми здесь, поэтому не будем на них останавливаться, а вернемся к взаимодействию двух тяжелых ядер $\text{U} + \text{U}$ ^{/32/}.

Развитие двойной ядерной системы имеет несколько стадий, которым соответствуют собственные интервалы времени. Например, можно выделить стадию коллективной деформации системы и ускорения фрагментов в кулоновском поле, которая характеризуется достаточно определенным интервалом $\tau_D + \tau_A$. Этот интервал, как обсуждалось в разделе 2, можно использовать как временную шкалу для определения длительности испускания частиц из двойной системы.

Разумно предполагать, что существует стадия квазистационарности двойной системы, когда ее форма и потенциал как бы застывают в положении неустойчивого равновесия. Эта стадия предшествует деформации и ускорению ядер. В работе ^{/32/} впервые определен с помощью интерференции рентгеновского излучения интервал стационарности двойных ядерных систем $\text{U} + \text{Pb}$ и $\text{U} + \text{U}$.

Эксперимент состоит в регистрации совпадений продуктов неупругих столкновений ядер с К-Х излучением сталкивающихся атомов. Определена вероятность P_K ионизации К-оболочки при столкновениях, заканчивающихся неупругим ядерным рассеянием. Обнаружено, что с увеличением степени неупругости реакции ($-Q$) вероятность ионизации убывает в результате появления сдвига фазы возбуждения во входном и выходном каналах. Накопление фазы связано с временным интервалом постоянства кулоновского поля, действующего на атомные электроны.

На рис. 6 показан интервал стационарности двойной системы $\text{U} + \text{U}$ в зависимости от степени неупругости рассеяния. Видно, что порядок величины $\tau \sim 10^{-21}$ с заметно меньше интервала $\tau_D + \tau_A$, что и следовало ожидать. Имеет место также качественное соответствие теоретическим предсказаниям ^{/35, 36/} времени взаимодействия тяжелых ядер. Интересно отметить, что в работе ^{/37/} при анализе данных по множественности γ -квантов, испускаемых продуктами неупругих столкновений $^{86}\text{Kr} + \text{Ag}$, совершенно из других соображений была получена оценка длительности взаимодействия ядер $\approx 2 \cdot 10^{-21}$ с. Это соответствует расчетам и новым экспериментальным определениям.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Соответствие измеренных значений времени жизни сильновозбужденных ядер расчету в статистической модели приводит, с одной стороны, к выбору деталей и параметров статистического расчета, с другой — позволяет сделать качественные выводы о характере эволюции ядерной системы. Статистический тип эволюции подразумевает диссипацию энергии возбуждения по всем степеням свободы системы равномерно, дальнейшее случайное блуждание системы по микросостояниям и случайный выход на микросостояние, связанное с выходным каналом того или иного распада. В традиционном варианте теории это приводит к экспоненциальному закону распада, постоянная времени которого определяется такими термодинамическими величинами, как число состояний (плотность уровней) или температура системы, а также энергия активации канала распада.

В некоторых вариантах теории возникает временное распределение событий с максимумом при среднем времени жизни, также определяющемся плотностью состояний. Квантовый закон распада с максимумом можно интерпретировать по аналогии с известным в классической механике процессом перекачки энергии колебаний из одной моды в другую. Если система имеет много степеней свободы, и в ней исходно возбуждена одна из мод колебаний, то через некоторое время энергия переходит в другую моду. Причем амплитуда второй моды колебаний достигает максимума через вполне определенное время, а затем снова убывает. Такая классическая интерпретация не противоречит волновой механике, то есть квантовомеханическому описанию.

Интересная особенность анализируемых здесь экспериментальных данных состоит в том, что наблюдаются процессы, для которых время статистической эволюции ядерной системы оказывается сравнимым по порядку величины с характерным временем кинетических перемещений в ядерной системе, таким, как период вращения или длительность аperiодической деформации при делении. Это положение приводит к наблюдаемым на опыте эффектам, которые обсуждены здесь с точки зрения возможности извлечения сведений о деталях процесса.

Подведем краткое резюме. Рассмотрены современные экспериментальные возможности определения времени жизни возбужденных ядерных состояний в диапазоне $10^{-21} - 10^{-16}$ с. Обсуждены оригинальные методы оценки τ на основе измерения углового распределения фрагментов или множественности предразвалных нуклонов. Предложено применение метода теней для продуктов неупругих столкновений сложных ядер и описаны особенности такого эксперимента. Проанализированы численные значения τ , полученные разными методами для ряда реакций, и построена систематика длительности распада сильновозбужденных ядер. Обсуждаемые методы имеют перспективу дальнейшего использования и развития.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Карамян С.А. ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.753.
2. Карамян С.А. Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, с.196.
3. Карамян С.А. ЯФ, 1987, т.46, с.1338.
4. Gomez del Campo J. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, p.451.
5. Gomez del Campo J. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., 1987, v.B24/25, p.447.
6. Gibson W.M., Nielsen K.O. Phys. Rev. Lett., 1970, v.24, p.114.
7. Endt P.M., Van der Leun C. Nucl. Phys., 1978, v.A310, p.1.
8. Töke J., Bock R., Dai G.X. et al. Nucl. Phys., 1985, v.A440, p.327.
9. Sobotka L.G., Padgett M.L., Wozniak G.J. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, p.2187.
10. Карамян С.А., Бугров В.Н., Спиридонов Н.И. ЯФ, 1986, т.43, с.534.
11. Lützenkirchen K., Kratz J.V., Dörr L. et al. GSI Scientific Report, 1983, Darmstadt, p.25.
12. Bock R., Chu Y.T., Dakowski M. et al. Nucl. Phys., 1982, v.A388, p.334.
13. Holub E., Hilscher D., Ingold G. et al. Phys. Rev., 1983, v.C28, p.252.
14. Tserruya I., Breskin A., Chechik R. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, v.47, p.16.
15. Moses D.J., Kaplan M., Kildir M. et al. Nucl. Phys., 1987, v.A485, p.339.
16. Zank W.P., Hilscher D., Ingold G. et al. Phys. Rev., 1986, v.C33, p.519.
17. Song S., Rivet M.F., Bimbot R. et al. Phys. Lett., 1983, v.130B, p.14.
18. Chomin J.F., Andziamonje S., Roturier J. et al. Nucl. Phys., 1979, v.A331, p.407.
19. Röhl S., Hoppenau S., Dost M. Nucl. Phys., 1981, v.A369, p.301.
20. Бугров В.Н., Елифаненков Ф.Е., Карамян С.А. Изв. АН СССР, Сер. физ., 1988, т.52, с.2189.
21. Груша О.В., Меликов Ю.В., Платонов С.Ю. и др. Изв. АН СССР, Сер. физ., 1987, т.51, с.34.
22. Newton J.O., Hinde D.J., Charity R.J. et al. Nucl. Phys., 1988, v.A483, p.126.
23. Карамян С.А. Изв. АН СССР, Сер. физ., 1988, т.52, с.2196.

24. Chitwood C.B., Gelbke C.K., Pochodzalla J. et al. Phys. Lett., 1986, v.172B, p.27.
25. Gomez del Campo J., Charvet J.L., D'Onofrio A. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, v.61, p. 290.
26. Bloch C., Benensen W., Galonsky A.I. et al. Phys. Rev., 1987, v.C36, p.203.
27. Bloch C., Benensen W., Galonsky A.I. et al. Phys. Rev., 1988, v.C37, p.2469.
28. Eisberg R.M., Yennie D.R., Wilkinson D.R. Nucl. Phys., 1960, v.18, p.338.
29. Ciocchetti G., Molinari A., Malvano R. Nuovo Cim., 1963, v.29, p.1262.
30. Еремин Н.В., Меликов Ю.В., Стрижов В.Ф., Тулинов А.Ф. ЯФ, 1986, т.44, с.16.
31. Еремин Н.В., Стрижов В.Ф., Тулинов А.Ф., Ульянова О.В. Тезисы докладов 38-го совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., "Наука", 1988, с.53.
32. Nessi M., Stoller Ch., Morenzoni E. et al. Phys. Rev., 1987, v.C36, p.143.
33. Dünweber W., Glaesner A., Hering W. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, v.61, p.927.
34. De Rosa A., Inglis G., Romano M. et al. Phys. Rev., 1988, v.C37, p.1042.
35. Schmidt R., Toneev V.D., Wolschin G. Nucl. Phys., 1978, v.A311, p.247.
36. Wolschin G., Nörenberg W. Z. Phys., 1978, v.A284, p.209.
37. Карамян С.А. ЯФ, 1980, т.31, с.144.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 января 1989 года.

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
Введение	3
1. Применение эффекта теней к неупругим столкновениям сложных ядер	3
2. Оценка длительности испускания частиц из нестабильных ядерных систем	8
3. Развитие методов, основанных на интерференции электромагнитных возбуждений	15
Заключение	19
Литература	20