

ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи



ДЕНЯК Валерий Викторович

ДВУХКЛАСТЕРНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР ${}^6\text{Li}$ И ${}^7\text{Li}$
ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ФОТОНАМИ

01.04.16 - "Физика ядра и элементарных частиц"

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Харьков - 1994

АВ 29004



00756867 (\$)

Диссертация - рукопись

Работа выполнена в Харьковском физико - техническом институте

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
Шульга Николай Фёдорович
кандидат физико-математических наук
Лихачёв Владимир Петрович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Трубиников Сергей Викторович
ХГУ, г. Харьков
кандидат физико-математических наук
Золенко Валентин Андреевич
ННЦ ХФТИ, г. Харьков

Ведущая организация: Институт ядерных исследований АН России

Защита состоится "11" февраля 1994г.

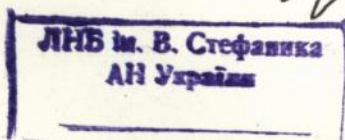
в 15 часов на заседании специализированного совета Д 053.06.01
Харьковского государственного университета по адресу: 310108,
Харьков-108, пр. Курчатова, 31, ауд.301.

С диссертацией можно ознакомиться в Центральной научной
библиотеке ХГУ.

Автореферат разослан "6" января 1994г.

Учёный секретарь специализированного совета
доктор физико-математических наук

Азаренков Н.А.



ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

Актуальность проблемы. Относительно проявления эффектов кластеризации ядра ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ очень интересны, как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения. Эти ядра стабильны и широко распространены в отличие от ближайших соседей, что делает их удобным объектом экспериментальных исследований. В то же время они содержат достаточно много нуклонов, чтобы проявились эффекты существования кластеров (особенно такого сильносвязанного как α кластер) и одновременно достаточно мало нуклонов, чтобы для них были возможны микроскопические расчёты даже с ядерными силами содержащими сильный отталкивающий кор.

Целый ряд экспериментальных данных, таких как: большой среднеквадратичный радиус распределения заряда, значительная протяжённость этого распределения, большая вероятность перехода из основного ($J^\pi=1^+, T=0$) в первое возбуждённое состояние ($J^\pi=3^+, T=0$) говорят о сильной кластеризации ядра ${}^6\text{Li}$. Из общих соображений волновая функция основного состояния данного ядра должна быть близка к кластерной ВФ в α -d конфигурации. Проведенный в рамках α -d модели анализ различных статических и динамических характеристик ${}^6\text{Li}$ дал неплохой результат при определении расположения энергетических уровней, среднеквадратичного радиуса, магнитного момента ядра и т.д.. В то-же время в рамках модели оболочек τ -t и α -d представления основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ эквивалентны благодаря принципу Паули. Также известно, что на ядре ${}^6\text{Li}$ с большой вероятностью идет реакция фоторасщепления по каналу τ -t. Эти факты наталкивают на мысль, что ВФ ядра ${}^6\text{Li}$ надо строить с учетом τ -t кластерного компонента. Исходя из α d модели ядра тоже можно прийти к τ -t каналу, если допустить возможность разрушения α -частичного кластера. В работе [1] для выяснения роли кластерных конфигураций ВФ основного состояния в описании процесса фоторасщепления ${}^6\text{Li}$ по каналу τ -t был проведен теоретический анализ различных наблюдаемых этого процесса в двух предельных случаях: τ -t и α -d представлениях основного состояния ядра.

Ядро ${}^7\text{Li}$, очевидно, является единственным из ядер p-оболочки, где в наиболее чистом виде реализуются двухкластерная структура. Его основное состояние с большой степенью точности можно представить, как двухкластерную систему, состоящую из α -частицы и тритона. Благодаря доминирующей роли α -t кластерной конфигурации основного состояния ядра ${}^7\text{Li}$ достигается хорошее описание ряда статических и динамических характеристик ядра на основе двухкластерной модели. Это

дало основание авторам работ [2,3] провести детальный анализ фоторасщепления ${}^7\text{Li}$ по α -t каналу в рамках двухчастичной кластерной модели.

В последние годы была освоена методика получения пучков поляризованных в области $E_\gamma < 100 \text{ МэВ}$ фотонов при прохождении электронов с энергией $\sim 1 \text{ ГэВ}$ через монокристаллическую мишень в условиях близких к плоскостному и осевому каналированию. Получаемые таким образом пучки имеют интенсивность и степень поляризации значительно выше, чем в использовавшихся ранее методах (когерентное тормозное излучение и т.д.).

Наличие высокоинтенсивных пучков поляризованных фотонов и полученные в работах [1-3] теоретические результаты явились толчком к проведению дальнейших экспериментальных исследований различных наблюдаемых данных реакций в экспериментах с поляризованными фотонами на базе линейных ускорителей ХФТИ.

Цель и задачи работы. Цель работы - провести исследование наблюдаемых реакций $\tilde{\gamma} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ и $\tilde{\gamma} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ с использованием поляризованных фотонов и провести сравнение с предсказаниями кластерных моделей.

Основные задачи работы:

- создание методики измерения степени поляризации фотонов в диапазоне энергий $E_\gamma < 30 \text{ МэВ}$.
- проведение безмодельного анализа Σ -асимметрии реакций $\tilde{\gamma} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ и $\tilde{\gamma} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ вблизи порога.
- измерение Σ -асимметрии данных реакций в диапазоне $E_\gamma \sim E_{\text{пор}} + 100 \text{ МэВ}$.
- измерение дифференциального сечения реакций в диапазоне $E_\gamma \sim 50 + 100 \text{ МэВ}$.

Научная новизна работы.

- в результате безмодельного анализа впервые получены теоретические значения Σ -асимметрии данных реакций в предположении доминирующей роли отдельных мультиполей.
- впервые проведено измерение Σ -асимметрии реакций $\tilde{\gamma} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ и $\tilde{\gamma} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$.
- впервые проведено измерение дифференциального сечения реакции $\tilde{\gamma} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ при $E_\gamma = 50 + 90 \text{ МэВ}$.

Основные положения выносимые на защиту.

1. Создана установка и отработана методика измерения степени поляризации фотонного пучка в диапазоне $E_\gamma \sim 4 - 30 \text{ МэВ}$ на основе газообразной дейтериевой мишени и кремниевых поверхностно

барьерных полупроводниковых детекторов.

2. Проведено измерение дифференциального сечения реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ для $E_\gamma = 50-80\text{МэВ}$ и $\theta_{\text{сци}} = 90^\circ$.
3. Проведен модельно-независимый анализ Σ -асимметрии реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ вблизи порога и получены теоретические значения величины и угловой зависимости асимметрии в предположении доминирующей роли отдельных мультиполей.
4. Проведено измерение Σ -асимметрии реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ в диапазоне энергий $E_\gamma = 20-65\text{МэВ}$ и $\theta_{\text{сци}} = 90^\circ$. Полученный результат позволяет отдать предпочтение α -d кластерному описанию волновой функции ядра ${}^6\text{Li}$ по сравнению с τ -t.
5. Проведено измерение дифференциального сечения реакции $\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ для $E_\gamma = 50-90\text{МэВ}$ и $\theta_{\text{сци}} = 90^\circ$. Полученный результат существенно отличается от предсказаний α -t кластерной модели.
6. Проведен модельно-независимый анализ Σ -асимметрии реакции $\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ в предположении E1 возбуждения и получены теоретические значения величины и угловой зависимости асимметрии в предположении доминирующей роли отдельных мультиполей.
7. Проведены измерения Σ -асимметрии реакции $\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ для $E_\gamma = 5-70\text{МэВ}$ и $\theta_{\text{сци}} = 90^\circ$. Полученный результат хорошо совпадает с предсказаниями α -t кластерной модели.

Апробация работы. Основные результаты диссертации были представлены на XII Европейской конференции по малонуклонным системам (Ужгород, 1990), Гордоновской конференции по фотоядерным реакциям (Тилтон, 1990), VIII Семинаре по электромагнитным взаимодействиям ядер при малых и средних энергиях (Москва, 1991).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Она содержит 77 стр. основного текста и 17 рисунков. Список литературы включает 65 наименований. Общий объем 92 страницы.

Краткое содержание диссертации.

ВО ВВЕДЕНИИ обоснована актуальность работы и сформулирована цель исследований, кратко изложено содержание диссертации.

В ПЕРВОЙ ГЛАВЕ дано описание экспериментальной установки и методики измерения сечения и асимметрии реакций. Особое внимание уделено методу получения поляризованного пучка фотонов и способу определения его степени поляризации.

Эксперименты на поляризованных и не поляризованных фотонах проводились на ЛУЭ-2000 ХФТИ. Совпаденческие эксперименты в

диапазоне $E_{\gamma} = 5 + 30$ Мэв проводились с использованием плоскостного каналирования. Продукты фоторасщепления регистрировались полупроводниковыми детекторами расположенными по обе стороны от мишени (М) в соответствии с кинематикой реакции. Одноплечевые эксперименты с идентификацией сорта частицы в диапазоне $E_{\gamma} = 35 + 90$ Мэв проводились с использованием осевого каналирования. Детектирование продуктов реакций проводилось при помощи двух, расположенных по схеме $\Delta E \cdot E$, детекторов. Эксперименты по определению сечения фоторасщепления по выходу заряженных частиц при электрорасщеплении с использованием метода виртуальных фотонов проводились на ЛУЭ-300 ХФТИ.

Для режима работы с идентификацией сорта частицы использовалась конструкция типа $\Delta E \cdot E$ из двух, последовательно расположенных детекторов. Толщина ΔE детектора была $t \sim 100$ мкм, E детектора $t \sim 500$ мкм. Такая конструкция детектирующей системы позволяет разделять такие частицы, как $p, d, t, {}^3, {}^4\text{He}$. Однако, значительная толщина ΔE детектора ограничивает минимальную энергию регистрации заряженных частиц, например для ${}^4\text{He}$ $E_{\text{min}} \sim 12$ Мэв. В мягкой части спектра фотонов, где не может работать конструкция $\Delta E \cdot E$, но достаточно велик выход заряженных частиц, измерения проводились по совпаденческой методике с детекторами, расположенными по обе стороны мишени в соответствии с кинематикой исследуемой реакции.

В зависимости от конкретной конструкции характерное расстояние от центра мишени до первого ППД в телескопе было $25 + 30$ мм. Это обеспечивало захват по телесному углу на уровне $\Delta\Omega \sim 0,1$ ср. Величина $\Delta\Omega$ определялась путём геометрического расчёта и проверялась экспериментально. Расхождение расчётных и экспериментальных величин $\Delta\Omega$ не превышали 3%. В качестве экспериментальной мишени использовались самоподдерживающиеся фольги из изотопов ${}^6\text{Li}$ (обогащение 91%) и ${}^7\text{Li}$ (обогащение 94%) толщиной 40 мкм. Выход фотоядерных реакций за счёт тормозных γ -квантов, возникающих при взаимодействии электронов пучка с веществом мишеней указанных толщин, не превышал 2% от выхода исследуемых электроядерных процессов.

Среднеквадратичное сложение ошибок измерения позволяет оценить полную абсолютную погрешность в измеряемых сечениях на уровне 10%.

Работоспособность методики проверялась на измерении методом виртуальных фотонов сечения реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ в диапазоне $E_{\gamma} = 25 + 60$ Мэв. Полученный результат показывает хорошее согласие с данными работы [4].

В §1.4. описывается методика получения поляризованного пучка и

измерения его степени поляризации.

Пучок поляризованных фотонов в данных экспериментах образовывался в результате прохождения электронов с энергией $\sim 1 \text{ ГэВ}$, монохроматичностью $\sim 1\%$ и расходимостью в точке падения на мишень $\sim 10^{-4}$ рад. через кристалл кремния или алмаза, расположенный в гониометрическом устройстве, вблизи кристаллографической оси или плоскости. Ориентирование кристалла осуществлялось путем измерения потока энергии пучка фотонов в мягкой части спектра с помощью тонкостенной ионизационной камеры. Точность ориентации составляла $5 \cdot 10^{-5}$ рад. Изменение направления поляризации пучка фотонов осуществлялось вращением плоскости кристалла на 90° вокруг оси пучка. Спектры соответствующие аморфной мишени измерялись на этом-же кристалле путем удаления от плоскости на небольшой угол, при котором на ориентационной зависимости не наблюдаются максимумы от каких либо из плоскостей. Для определения степени поляризации пучка фотонов в данных экспериментах использовался метод, основанный на измерении выхода протонов из реакции фоторасщепления дейтерия $\gamma + d = n + p$. Величина асимметрии данного процесса при $\theta_{\text{сци}} = 90^\circ$ хорошо известна в исследуемом диапазоне энергий

В §1.5. обсуждается вопрос идентификации исследуемых реакций. Максимальный ожидаемый вклад фоновых реакций не превышает 10%.

ВТОРАЯ ГЛАВА посвящена исследованию реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$. Проанализированы все имевшиеся до настоящего времени экспериментальные и теоретические результаты по исследованию данной реакции.

Основным результатом проведенных ранее экспериментальных работ является обнаружение большого сечения этой реакции сравнимого с сечением (γ, p) и (γ, n) реакций на ${}^6\text{Li}$, с характерным максимумом в несколько мбн в области $E_\gamma \sim 20 \text{ МэВ}$. Однако, имеющиеся экспериментальные данные сильно отличаются друг от друга как по энергетическому положению максимума, так и по абсолютной величине сечения. Теоретический расчёт сечения данной реакции проводился основываясь на τ - t модели основного состояния ${}^6\text{Li}$. Полученный результат удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Однако существенным недостатком этого подхода является существование подгоночного параметра (спектроскопический фактор). Предложенный в работе [1] способ расчёта различных характеристик данной реакции не содержит никаких подгоночных параметров.

Согласно результатам работы [1] дифференциальное сечение реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ ведёт себя существенно по-разному для α - d и τ - t моделей

${}^6\text{Li}$ в диапазоне $E_\gamma \sim 50-90$ МэВ. Проведенные ранее измерения [5] в этом диапазоне энергий показали существование некоторого противоречия между теорией и экспериментом. Абсолютная величина лучше описывается $t-t$ моделью без полной антисимметризации волновой функции ${}^6\text{Li}$. Однако, проведенный мультипольный анализ говорит о существенном вкладе другой, не $E1$, мультипольности с ростом E_γ , что соответствует предсказаниям $\alpha-d$ модели. Кроме того, в энергетической зависимости сечения полученного на фотонном пучке наблюдается отклонение от экспоненциального спада при $E_\gamma > 70$ МэВ, что так же соответствует предсказаниям $\alpha-d$ модели (рис. I.).

Результаты измерения на фотонном пучке в работе [5] нормировались к результату полученному по методу виртуальных фотонов (МВФ) в области $E_\gamma < 50$ МэВ. Абсолютные же измерения не были продолжены в область $E_\gamma > 70$ МэВ. Поэтому, для выяснения существования изменения в энергетическом ходе сечения нами были проведены абсолютные измерения сечения с использованием МВФ в диапазоне $E_\gamma = 50+90$ МэВ.

Измерение сечения было проведено на пучке электронов $E_0 = 120$ МэВ с использованием $\Delta E \cdot E$ методики в одноплечевом эксперименте. Пересчитанное сечение представлено на рис. I. Здесь же показан результат работы [5]. Согласно расчёту по $\alpha-d$ модели в области $E_\gamma = 60+70$ МэВ сечение в значительной степени определяется $M1$ переходом. Однако экспериментальное значение сечения намного выше предсказаний $\alpha-d$ модели. Использование при расчётах $M1$ спектра ВФ приводит к уменьшению сечения лишь на 20-30%, что всё равно не совпадает с расчётом. В характере энергетической зависимости сечения, как и в фотонных данных работы [5], наблюдается отклонение от экспоненциального спада при $E_\gamma \sim 60$ МэВ, что соответствует предсказаниям $\alpha-d$ модели.

Таким образом, сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчётами не позволяет отдать предпочтение какому либо из способов описания основного состояния ${}^6\text{Li}$. Такая ситуация может быть связана с использованием длинноволнового приближения в расчётах, который справедлив лишь при малых энергиях. Кроме того, с ростом энергии возбуждения всё более актуальным становится вопрос о роли D компонента в построении кластерной волновой функции ядра ${}^6\text{Li}$, которая не учитывалась в данных вычислениях.

Возможность измерения новой наблюдаемой - Σ -асимметрии реакции, требует проведения безмодельного анализа данной величины. Можно ожидать, что подобный анализ даст информацию о механизме реакции, поскольку для отдельной мультипольной амплитуды перехода величина

Σ -асимметрии не зависит от величины амплитуды. Безмодельный анализ в данном случае облегчается также довольно простой спиновой структурой реакции и тем, что из углового распределения известно, что вблизи порога мультипольная структура канала возбуждения ограничивается E1 переходом.

Мультипольные амплитуды $E_{1,p}^{s,m}$ ($s=I/2; m=\mp I; p=\mp I/2$) описывают переход, сопровождаемый поглощением гамма-кванта электрического типа с четностью $(-1)^g$ (g -полный момент фотона) и образованием системы (${}^4\text{He}-{}^3\text{H}$) с орбитальным моментом l и спином s . При этом $g=1+n$, а полный момент перехода $J=1+p$, n и p -бегущие индексы. Амплитуды $S_{1,p}^{m,n}$ ($s=I/2; n=0, \mp 2; p=\mp I/2$) описывают переходы магнитного типа с четностью $(-1)^{g+1}$, причем $g=1+n$, $J=1+p$, n и p -бегущие индексы.

Вблизи порога имеем четыре мультипольные амплитуды: $O_{E_{1,0}}^0 (J^P=I^-)$, $I_{E_{1,0}}^0 (J^P=I^-)$, $I_{E_{1,-1}}^0 (J^P=2^-)$, $I_{E_{1,-1}}^0 (J^P=0^-)$. Σ -асимметрия и сечение реакции на неполяризованных фотонах ($\partial\sigma/\partial\Omega$) в предположении, что доминирующий вклад дает одна из них, имеет вид:

$$\begin{aligned} O_{E_{1,0}}^0 & A_{\Sigma} = -\frac{\sin^2\theta}{2 - \sin^2\theta}; \quad \partial\sigma/\partial\Omega \sim (2 - \sin^2\theta); \\ I_{E_{1,0}}^0 & A_{\Sigma} = -\frac{\sin^2\theta}{2 + \sin^2\theta}; \quad \partial\sigma/\partial\Omega \sim (2 + \sin^2\theta); \\ I_{E_{1,1}}^0 & A_{\Sigma} = -\frac{\sin^2\theta}{26/21 + \sin^2\theta}; \quad \partial\sigma/\partial\Omega \sim (26/21 + \sin^2\theta); \\ I_{E_{1,0}}^0 & A_{\Sigma} = 0; \quad \partial\sigma/\partial\Omega \sim \text{const}; \end{aligned}$$

где θ -угол вылета ${}^3\text{He}$ в СЦМ.

Амплитудой $O_{E_{1,0}}^0$ можно пренебречь на основании обобщенного принципа Паули и вследствие малости изоскалярных E1-переходов в мягкой части спектра фотонов. Вклад перехода $I_{E_{1,-1}}^0$ также, повидимому, мал, так как он дает равномерное распределение сечения по углу вылета, что противоречит экспериментальным данным. Поэтому, если вблизи максимума сечения механизм реакции определяется возбуждением какого либо из уровней $J^P=I^-$ или $J^P=2^-$, то величина Σ -асимметрии реакции при $\theta=90^\circ$ должна быть близка к 0,5. Если же механизм реакции ближе к прямому, т.е. вклады амплитуд сравнимы, то выражение для A_{Σ} сильно усложняется и сделать вывод о ее величине без привлечения моделей невозможно.

Полученные в результате обработки измерений Σ -асимметрии экспериментальные данные представлены на рис.2. Светлые кружки - результат двухплечевого эксперимента, темные - одноплечевого.

Вертикальные черточки - статистическая ошибка, горизонтальные - интервалы усреднения по E_{γ} . В области максимума сечения значение Σ -асимметрии близко к 1. Из сравнения с результатами безмодельного анализа следует, что реакция $\gamma + {}^6\text{Li} - {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ не идет путём возбуждения какого либо одного уровня и существенную роль в величине Σ -асимметрии играют интерференционные члены.

На этом же рисунке представлены результаты расчётов в рамках τ - t и α - d моделей, соответственно [1]. Надо отметить, что столь сильная чувствительность Σ -асимметрии к выбору модели основного состояния возникает только при учёте искажений в конечном состоянии. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями показывает, что α - d модель, согласно которой развал ядра ${}^6\text{Li}$ на ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ идет через разрушение α -частичного кора, дает более правильный результат.

В ТРЕТЬЕЙ ГЛАВЕ представлена полученная к началу исследования информация о реакции $\gamma + {}^7\text{Li} - {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$, результаты безмодельного анализа и измерения Σ -асимметрии реакции, результаты измерения дифференциального сечения. Проведено сравнение экспериментальных результатов с расчётами по α - t кластерной модели.

Основная экспериментальная информация о реакции $\gamma + {}^7\text{Li} - {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ полученная к настоящему времени представляет собой дифференциальное сечение реакции для $\theta = 90^\circ$ измеренное до $E_{\gamma} \sim 50$ Мэв и его угловую зависимость до $E_{\gamma} \sim 30$ Мэв. В энергетической зависимости сечения при $\theta = 90^\circ$ четко проявляются два широких, сильно перекрывающихся максимума при энергиях ~ 10 и ~ 20 Мэв, соответственно. Из углового распределения продуктов реакции, полученных, как в прямой так и в обратной реакции, можно сделать вывод о доминирующей роли $E1$ переходов в диапазоне $E_{\gamma} = E_{\text{пор}} + 10$ Мэв с возбуждением состояний $J^P = 1/2^+; 3/2^+; 5/2^+$. Вклад состояния $1/2^+$ доминирует до энергии $E_{\gamma} \sim 3,5$ Мэв, что проявляется в изотропности углового распределения. Нарушение изотропии при $E_{\gamma} \sim 3,5 + 5$ Мэв говорит о возможном вкладе состояния $3/2^+$ в этой области энергий. После $E_{\gamma} \sim 5$ Мэв вплоть до $E_{\gamma} \sim 10$ Мэв угловое распределение имеет колоколообразный вид соответствующий возбуждению состояния $5/2^+$. За область первого максимума $E_{\gamma} > 10$ Мэв угловое распределение продуктов реакции теряет симметрию относительно 90° , что говорит о существенной роли интерференции $E1-M1$ или $E1-E2$ переходов.

Теоретический анализ данной реакции даёт хороший результат при кластерном подходе к описанию ядра ${}^7\text{Li}$. Если в более ранних работах получены правильная общая форма и абсолютная величина сечения, то авторам работ [2,3] удалось описать практически весь набор

существующих экспериментальных данных без применения какого либо подгоночного параметра в модели. В этих же работах получены предсказания о характере поведения других наблюдаемых данной реакции: Σ -асимметрии и поляризации тритонов, и обнаружен ряд эффектов, которые не проявляются в сечении, но могут быть обнаружены при измерении этих наблюдаемых.

Сечение реакции $\gamma + {}^7\text{Li} - {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ для диапазона $E_\gamma = 50 + 90 \text{ МэВ}$ было получено нами с использованием $\Delta E \cdot E$ методики в одноплечевом эксперименте. Измерения проводились как на тормозном фотонном пучке, так и на электронном $E_0 = 120 \text{ МэВ}$ с использованием метода виртуальных фотонов. С точки зрения абсолютной точности измерений, работа с электронным пучком имеет то преимущество, что имеется надежная система измерения тока, прошедшего через мишень. Однако, применение метода виртуальных фотонов (МВФ) требует знания мультипольности перехода. Кроме того, при данных энергиях возбуждения мы находимся на границе применимости используемого в МВФ длинноволнового приближения, даже для такого лёгкого ядра как ${}^7\text{Li}$. Поэтому наряду с измерениями на электронах проводились измерения на тормозном пучке реальных фотонов. Для абсолютизации результат нормировался к данным работы [6] в области энергий $E_\gamma = 40 + 50 \text{ МэВ}$.

Полученный экспериментальный результат представлен на рис.3. Здесь же показан результат расчёта в α -t кластерной модели. На рисунке указаны только статистические ошибки. Точность определения абсолютной величины сечения в эксперименте на электронах определяется погрешностью МВФ, которая не превышает 10-15%. Несмотря на всю ограниченность применимости МВФ из рисунка видно хорошее совпадение результатов полученных на электронах и на фотонах в отличии от ${}^6\text{Li}$. Это говорит о том, что положенный в основу расчетов по МВФ E1 переход доминирует в данной области энергий, что совпадает с предсказаниями α -t модели.

Однако, абсолютная величина сечения намного меньше теоретических предсказаний. Характерной особенностью экспериментально измеренного сечения является изменение его энергетической зависимости при $E_\gamma \approx 60 + 70 \text{ МэВ}$, что также не находит своего отражения в расчётах. Подобный эффект нельзя объяснить вкладом многочастичных реакций с вылетом ${}^4\text{He}$, поскольку экспериментальное сечение значительно меньше теоретического. Вероятной причиной такого рассогласования может быть использование длинноволнового приближения в расчётах.

Анализ углового распределения сечения при $E_\gamma = E_{\text{пор}} + 10 \text{ МэВ}$ говорит о последовательном проявлении в данном процессе состояний с

$J^P=1/2^+; 3/2^+; 5/2^+$. Используя этот факт можно оценить величину и характер энергетической зависимости Σ -асимметрии, так как для состояния с данным J она не зависит от величины матричного элемента перехода. E1-переходам соответствуют конечные состояния с квантовыми числами $1=0, J=1/2$; $1=2, J=3/2$; $1=2, J=5/2$ и амплитуды $1/2 E_{0,1/2}^I$; $1/2 E_{2,-1/2}^{-I}$; $1/2 E_{2,1/2}^{-I}$ соответственно. В случае, если доминирует одна из трех приведенных амплитуд, Σ -асимметрия имеет вид:

$$-1/2 E_{0,1/2}^I \quad A_{\Sigma}=0,$$

$$1/2 E_{2,-1/2}^{-I} \quad A_{\Sigma} = -\frac{3(1-\cos^2\theta)}{4+3\cos^2\theta},$$

$$1/2 E_{2,1/2}^{-I} \quad A_{\Sigma} = \frac{1-\cos^2\theta}{2-\cos^2\theta}.$$

Если предположить последовательное проявление амплитуд с $J=1/2$, $J=3/2$ и $J=5/2$, то в энергетической зависимости асимметрии должен наблюдаться переход от нулевого значения к отрицательным, а затем от отрицательных к положительным.

Поведение экспериментальной измеренной величины A_{Σ} волизи порога, $E_{\gamma} < 20 \text{ МэВ}$, совпадает с результатами безмодельного анализа (рис.4.), согласно которому в этой области энергий должен осуществляться переход из состояния $3/2^+, A_{\Sigma} = -3/2$ к состоянию $5/2^+, A_{\Sigma} = 1/2$. Однако в работе [2] аналогичное поведение A_{Σ} было получено с применением кластерной модели, как с учетом, так и без учета спин-орбитального взаимодействия. Т.е. даже в случае, когда состояния $3/2^+$ и $5/2^+$ неразличимы, в энергетической зависимости A_{Σ} наблюдается переход от отрицательных значений к положительным. Отрицательные значения A_{Σ} получены в этой работе благодаря существенному вкладу интерференции между s и d волнами, в конечном состоянии. Такой эффект "переливания" s и d волн практически не проявляется в сечении на неполяризованных фотонах. На примере поведения Σ -асимметрии при $E_{\gamma} > 20 \text{ МэВ}$ хорошо видна роль учета взаимодействия в конечном состоянии (ВКС). Расчеты не учитывающие эффектов ВКС не дают удовлетворительного описания экспериментальных данных.

В ЗАКЛЮЧЕНИИ приведены основные результаты диссертационной работы:

- I. Создана установка и отработана методика измерения степени поляризации фотонного пучка в диапазоне $E_{\gamma} \sim 4-30 \text{ МэВ}$ на основе газообразной дейтериевой мишени и кремниевых поверхностно барьерных полупроводниковых детекторов.

2. Проведено измерение дифференциального сечения реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ в диапазоне энергий $E_\gamma \approx 50 + 80 \text{ МэВ}$ и $\theta_{\text{сци}} = 90^\circ$. Сравнение экспериментального результата с предсказаниями кластерных моделей не позволяет сделать выбор в пользу описания основного состояния ${}^6\text{Li}$ как α -d или τ -t системы.
3. Проведен модельно-независимый анализ Σ -асимметрии реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ вблизи порога и получена теоретическая величина и угловая зависимость асимметрии в предположении доминирующей роли отдельных мультиполей.
4. Проведено измерение Σ -асимметрии реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ в диапазоне энергий $E_\gamma = 20 + 65 \text{ МэВ}$ и $\theta_{\text{сци}} = 90^\circ$. На основе анализа новой наблюдаемой - Σ -асимметрии показано, что реакция $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ не идет с возбуждением какого-либо одного уровня. Сравнение экспериментально измеренной Σ -асимметрии с теоретическими расчётами на базе кластерных моделей говорит о более предпочтительном описании основного состояния ${}^6\text{Li}$ как α -d системы по сравнению с τ -t.
5. Проведено измерение дифференциального сечения реакции $\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ для $E_\gamma = 50 + 90 \text{ МэВ}$ и $\theta_{\text{сци}} = 90^\circ$. Сравнение экспериментально измеренного сечения с предсказаниями α -t кластерной модели указывает на неудовлетворительное описание теорией экспериментальных результатов. Возможной причиной рассогласования является использование при расчёте длинноволнового приближения.
6. Проведен модельно-независимый анализ Σ -асимметрии реакции $\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ в предположении E1 перехода и получена теоретическая величина и угловая зависимость асимметрии в предположении доминирующей роли отдельных мультиполей.
7. Проведены измерения Σ -асимметрии реакции $\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ для $E_\gamma = 5 + 70 \text{ МэВ}$ и $\theta_{\text{сци}} = 90^\circ$. Сравнение экспериментально измеренной Σ -асимметрии с предсказаниями α -t кластерной модели даёт хороший результат. Предсказанный расчётом эффект проявления s и d волн наблюдается в эксперименте.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Поляриметр на основе газообразной дейтериевой мишени и полупроводниковых детекторов. / Владимирова Ю.В., Деняк В.В., Евсеев И.Г. и др. - М., 1988. - 4с. - (Препринт/ХФТИ:88-60).
2. Σ -асимметрия расщепления ядра ${}^6\text{Li}$ на ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ линейно поляризованными фотонами. / Деняк В.В., Заяц А.А., Лихачев В.П. и др. - М., -1988. - 6с. - (Препринт/ХФТИ:88-48).

3. Поляризация электромагнитного излучения при движении ультрарелятивистских электронов вблизи оси кристалла алмаза. / Владимиров Ю.В., Гуцин В.А., Деняк В.В. и др. // Я.Ф.-1988 -Т.48.-С.1041-1045.
4. Σ -асимметрия расщепления ядра ${}^7\text{Li}$ на ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ линейно поляризованными фотонами вблизи порога. / Деняк В.В., Заяц А.А., Лихачёв В.П. и др. -М. 1990. -8с.- (Препринт/ХФТИ:90-48).
5. Σ -асимметрия реакции $\gamma+{}^7\text{Li}-{}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ вблизи порога. / Владимиров Ю.В., Деняк В.В., Диков С.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ.-1989. -Т.49, вып.3.-С.133-134.
6. Проявление кластерной структуры ядер ${}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}$ в реакциях $\gamma+{}^6\text{Li}-{}^3\text{He}+{}^3\text{H}$ и $\gamma+{}^7\text{Li}-{}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ при $E_\gamma=50+90\text{МэВ}$. / Деняк В.В., Евсеев И.Г., Лихачёв В.П. и др. // Я.Ф.-1993 -Т.56.-С.24-28.
7. Проявление кластерной структуры ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ в двухкластерном фоторасщеплении поляризованными фотонами. / Деняк В.В. // Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. Труды VIII семинара. -М.; Институт ядерных исследований российской академии наук, 1992, с.77-81.

Л И Т Е Р А Т У Р А.

1. Исследование кластерной структуры ${}^6\text{Li}$ в реакции фоторасщепления неполяризованными и линейно поляризованными фотонами в τ -t канале. / Буркова Н.А., Жусупов М.А., Эрамбян Р.А. -М., 1987.-30с.- (Препринт/ИЯИ АН СССР:П-0531).
2. Микроскопический анализ реакций двухкластерного фоторасщепления изотопов лития. / Буркова Н.А., Жусупов М.А. // Изв. АН СССР. Сер:Физика.-1987.-т.51, №.1.-С.182-188.
3. Фоторасщепление ${}^7\text{Li}$ в α -t канале в кластерном подходе. / Буркова Н.А., Жусупов М.А., Эрамбян Р.А. -М., 1987.-40с.- (Препринт/ИЯИ АН СССР:П-0551).
4. Sh1n Y.M., Skopik D.M., Murphy J.J. The ${}^6\text{Li}(\gamma, t)\tau$ reaction, dipole sum rules and cluster structure of ${}^6\text{Li}$. // Phys. Lett. B.-1975.-V.55, №.3.-P.297-300.
5. Евсеев И.Г. Исследование квазипрямых процессов в электрообразовании α -частиц на лёгких ядрах. Кандидатская диссертация. Харьков., 1988.
6. Experiment and theory for the reaction ${}^7\text{Li}(\gamma, t){}^4\text{He}$ for $E_\gamma < 50\text{MeV}$. / Skopik D.M., Asai J., Tomusiak E.L., Murphy J.J. // Phys. Rev. C.-1979.-V.20, №.6.-P.2025-2030.

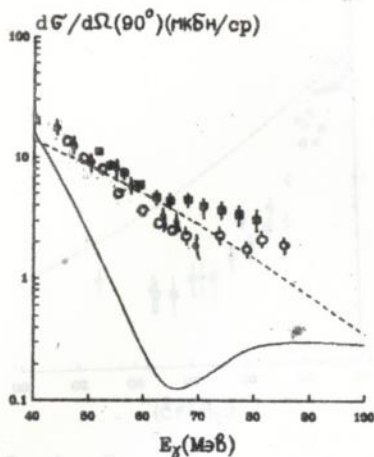


Рис.1. Сечение реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$.

● - результаты на электронном пучке, ○ - данные работы [5],
 электронный пучок, ○ - данные работы [5], фотонный пучок,
 / - расчёт по α-d модели, - - - расчёт по τ-t модели.

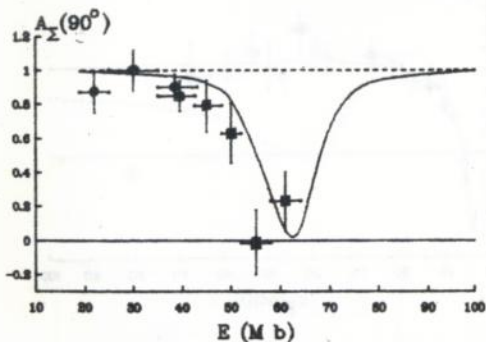


Рис.2. Σ-асимметрия реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$.

◆ - двухплечевой эксперимент, ◆ - одноплечевой эксперимент,
 / - расчёт по α-d модели, - - - расчёт по τ-t модели.

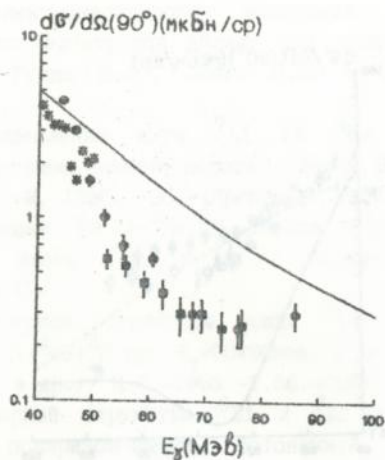


Рис.3. Сечение реакции $\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$.

○ - результаты на электронном пучке, □ - результаты на фотонном пучке, * - данные работы [6], — - расчёт по α -t модели.

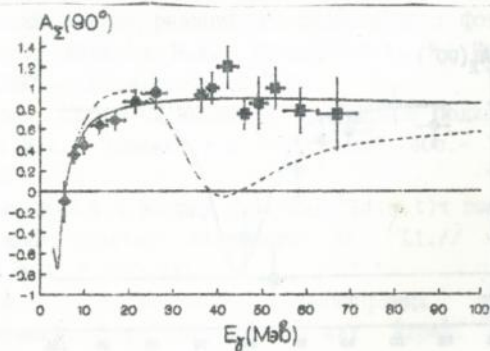
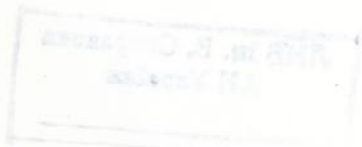


Рис.4. Σ -асимметрия реакции $\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$.

◆ - двухплечевой эксперимент, ◼ - одноплечевой эксперимент, — - расчёт по α -t модели, - - - расчёт по α -t модели без ВКС.



Подписано в печать 02.07.93. Формат 60x84/16. Офсетная печать.
Усл.п.л. 1.0. Уч.-изд.л.1.0. Тираж 80. Заказ № 8.

Харьков - 108, ротاپронт ННЦ ХФТИ

**ЛНБ ім. В. Стефаника
АН України**

459/38

AB 29.004

AB 29.004