

C-544

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

7-94-456

На правах рукописи

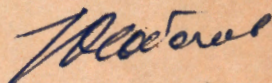
СОБОЛЕВ
Юрий Геннадьевич

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЭМИССИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
И ГАММА-КВАНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
МНОГОДЕТЕКТОРНЫХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ
СПЕКТРОМЕТРОВ

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1994



ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы:

При взаимодействии двух ядер могут проявляться эффекты, которые нельзя объяснить простой суперпозицией нуклон-нуклонных взаимодействий. Классическим примером являются динамические эффекты возбуждения коллективных степеней свободы ядерных систем в реакциях с тяжелыми ионами. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию процессов взаимодействия ядер, сопровождающихся эмиссией γ -квантов и заряженных частиц, обусловленной динамикой возбуждения и релаксации коллективных степеней свободы ядерных систем, образованных в реакциях с тяжелыми ионами низких и релятивистских энергий. Исследования проводились с пучками тяжелых ионов при энергиях $E_{\text{пучка}} \approx 10 \text{ МэВ/А}$ и 1 ГэВ/А на ускорителях ЛЯР ОИЯИ и SIS GSI, соответственно, с помощью одноплеточных и многоплеточных синхротронных спектрометров.

В реакциях с тяжелыми ионами низких энергий большой интерес представляет малоизученная область исследований таких механизмов диссипации кинетической энергии сталкивающихся ядер, как гигантские резонансы. Параметры коллективных возбуждений - гигантских резонансов, несут уникальную информацию о характеристиках возбужденных ядерных систем, такую как угловой момент, энергия возбуждения, деформация и т.д. Распад резонансов происходит, в частности, излучением высокоэнергетических гамма-квантов (ВЭГК), характеристики которых, средняя энергия, мультипольность и т.д. связаны с параметрами резонансов. Поэтому экспериментальное исследование характеристик ВЭГК (средняя энергия, мультипольность и т.д.) в различных каналах реакции позволяет получать важную информацию о свойствах взаимодействия двух сложных ядер. Однако, несмотря на важность экспериментальной информации, получаемой при исследовании ВЭГК в реакциях с тяжелыми ионами, отметим ее явную недостаточность, связанную со значительными трудностями ее получения в эксперименте в связи с относительно низким выходом ВЭГК (10^{-4} - в канале упругого рассеяния, 10^{-6} на один акт образования двойной ядерной системы, [1,2] соответственно). Кроме этого исследование тонкой структуры ВЭГК требует использования прецизионных методов

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова
Объединенного института ядерных исследований, Дубна

Научные руководители:

доктор физико-математических наук
профессор Пеннионжкевич Ю.Э.

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник Куглер А.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор Пастернак А.А.

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник Оганесян К.О.

Ведущее предприятие

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

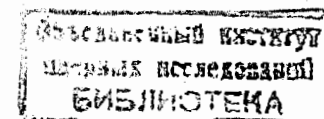
Защита диссертации состоится "15" 02 1995 года
в "14" час на заседании специализированного совета
Д 047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории
ядерных реакций ОИЯИ (г.Дубна Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "13" января 1995 года

Ученый секретарь
специализированного совета

ТАРАН Ю.В.



спектроскопии высокоэнергетического γ -излучения с высокой эффективностью регистрации.

В реакциях с тяжелыми ионами релятивистских энергий также значительную роль играют коллективные процессы, проявляемые, в частности, в многочастичных корреляциях - направленных потоках ядерной материи. Исследование подобного рода коллективных эффектов позволяет получать информацию о новых свойствах ядерной материи (в релятивистских ядерно -ядерных столкновениях) отличных от свойств ядерной материи находящейся в основном состоянии и недостаточно известных, поскольку они обычно извлекались модельной экстраполяцией при нулевой температуре, обычной ядерной плотности насыщения ($\rho_0 = 0.17 \text{ фм}^{-3}$) и энергией связи ($E_B \approx -16 \text{ МэВ}$). Исследование поведения материи в экстремальных условиях, которые достигаются внутри нейтронных звезд, при взрыве суперновой, или на первых этапах образования вселенной, связаны с фундаментальными задачами физики макромира. Поэтому получение экспериментальной информации о свойствах ядерной материи вне области с плотностью насыщения ρ_0 имеет фундаментальное значение. Однако из-за ограниченного числа и временного масштаба наблюдения космических объектов исследования, в настоящее время, пожалуй, единственно возможный способ исследования ядерной материи в экстремальных условиях - достижение хотя-бы в небольшом объеме одновременно высокой температуры и плотности ядерной материи - т.е. образование и исследование свойств ядерной материи в горячей и сильно сжатой зоне, образующейся в реакциях с тяжелыми ионами релятивистских энергий.

Высказанное в ряде работ предположение, что параметры сжимаемости ядерной материи можно связать с количественными наблюдениями потока частиц из горячей зоны, направленного вне плоскости реакции, послужило стимулом исследования коллективных потоков частиц в релятивистских ядерно -ядерных столкновениях. Недавно обнаруженный эффект направленного потока протонов в перпендикулярном относительно плоскости реакции направлении, см.[16] ("squeeze out"), был интерпретирован как поток частиц из горячей зоны. Этот поток, также как и поток частиц в плоскости реакции ("side-splash"), в рамках многих теоретических представлений [16], непосредственно связан с уравнением состояния ядер

ной материи в горячей зоне. Однако, в отличие от "side-splash" потока изучение "squeeze out" эффекта не нуждается в оценке влияния потока "bounce off" частиц-наблюдателей, распространяющегося в плоскости реакции, на экспериментальные данные. Поэтому актуальное значение в последнее время приобрела задача получения экспериментальной информации по характеристикам эмиссии частиц вне плоскости реакции в широком диапазоне масс, зарядов и их кинетической энергии.

Целью настоящей работы является:

а) Создание экспериментальных установок и разработка методик, позволяющих проводить многопараметровые корреляционные эксперименты на пучках тяжелых ионов для измерения высокоэнергетических γ -квантов с высоким энергетическим разрешением и эффективностью регистрации.

б) Создание экспериментальной установки "спин-спектрометр" для измерения множественности M_γ низкоэнергетических γ -квантов $E_\gamma = 50 \text{ кэВ} \div 2 \text{ МэВ}$ в выделенных каналах реакции при высокой нагрузке детекторов.

в) Проведение экспериментальных исследований особенностей эмиссии ВЭГК в совпадении с α -частицами в широком диапазоне углов их эмиссии в реакциях при энергиях ионов 8-10 МэВ/А.

г) Исследование особенностей эмиссии частиц p, d, t, ^3He , ^4He , в частности угловых азимутальных корреляций в зависимости от их быстрот в ядерно -ядерных столкновениях при энергии ионов 1 ГэВ/нуклон.

В соответствии с указанной целью в диссертационной работе ставятся и решаются следующие задачи:

- исследование возможностей одноканальных методик спектроскопии высокоэнергетического γ -излучения;

- создание и расчет параметров многодетекторного CsI(Tl) спектрометра высокоэнергетического γ -излучения;

- проведение энергетических калибровок спектрометра в диапазоне $E_\gamma = (4 \div 100) \text{ МэВ}$;

- разработка и создание спин-спектрометра, работающего при большой счетной интенсивности модулей спектрометра, с собственным временным разрешением $\Delta t_{\text{пшпв}} \approx 6 \text{ нс}$ при $E_{\text{порог}} = 50 \text{ кэВ}$;

-измерение энергетического спектра высокоэнергетического γ -излучения $E_\gamma = (5 \div 20 \text{ МэВ})$ в совпадении с α -частицами, эмитируемыми под углами $\Theta_\alpha = 0^\circ, 140^\circ$ в реакциях: ${}^{ест}Sn + {}^{20}Ne$ (164 МэВ), ${}^{ест}Sn + {}^{20}Ne$ (196 МэВ).

-измерение угловых азимутальных корреляций эмиссии заряженных частиц $p, d, t, {}^3He, {}^4He$ в зависимости от их быстрот в реакции ${}^{209}Bi + {}^{208}Pb$ (1 ГэВ/нуклон).

Научная новизна и практическая ценность работы:

Впервые измерены зависимости параметров гигантских дипольных резонансов (ГДР) от угла эмиссии заряженной частицы в реакциях: ${}^{ест}Sn + {}^{20}Ne$ (164 МэВ), ${}^{ест}Sn + {}^{20}Ne$ (196 МэВ).

Показано, что параметр деформации ядерной системы как источника γ -квантов прямого γ -распада ГДР, больше для вперед летящих заряженных частиц по сравнению со случаем назад летящих частиц в обеих изучаемых реакциях. Полученная величина параметра деформации составной ядерной системы в совпадениях γ -квантов с вперед летящими заряженными частицами в реакции ${}^{ест}Sn + {}^{20}Ne$ (164 МэВ) составила $\beta = 0.7$, с назад летящими испарительными частицами составила $\beta = 0.2$. Величина деформации $\beta = 0.7$ характерна для деформации двойной ядерной системы.

На основании полученных данных, используя предположение о тангенциальном вылете α -частиц определено значение параметра деформации двойной ядерной системы для двух углов поворота и оценена верхняя граница времени изменения величины параметра деформации от $\beta = 0.7$ до 0.2 равная $\approx 10^{-21}$ сек.

Проведен сравнительный анализ однодетекторных методик регистрации ВЭГК на основе сцинтилляторов $NaI(Tl), CsI(Tl), BaF_2, BGO$, на основе анализа расчитан и создан многодетекторный $CsI(Tl)$ γ -спектрометр с высоким энергетическим разрешением и эффективностью регистрации в пике полного поглощения γ -квантов высокой энергии: $E_\gamma = (10 \div 50 \text{ МэВ})$ и измерены характеристики спектрометра.

Впервые проведено количественное сравнение экспериментальных данных по коллективному потоку частиц вне плоскости реакции для $p, d, t, {}^3He, {}^4He$ в зависимости от параметра быстроты Y в диапазоне вплоть до быстрот системы центра масс в ядерно-ядерных столкновениях ${}^{209}Bi + {}^{208}Pb$ при энергии 1 ГэВ/нуклон.

Апробация работы.

Результаты работы докладывались на: семинарах ЛЯР ОИЯИ; ИЯФ Ржеж, Чехия, а также:

- XXXVIII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Баку, апрель 1988г.);

- XL Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Ленинград, апрель 1990г.);

- INTERNATIONAL WORKSHOP on GROSS PROPERTIES OF NUCLEI AND NUCLEAR EXCITATIONS XX, (Hirshegg, Kleinalwalsertal, Austria; January 1993, p.33.)

- Международной школе-семинаре по физике тяжелых ионов (Дубна, май 1993).

- XXIII Mazurian Lakes Summer School on Nuclear Physics, Piaski, Poland, August 18-28, 1993.

На защиту выносятся следующие положения и результаты:

1. Созданный многомодульный $NaI(Tl)$ спин-спектромер позволяет измерять множественность γ -излучения в выделенных каналах реакции с тяжелыми ионами, с временным разрешением $\Delta t = 6$ нс при $E_{порог} = 50$ кэВ при счетных нагрузках в трактах спектрометра (5×10^5 имп/сек).

2. Созданный многодетекторный $CsI(Tl)$ спектрометр для измерения высокоэнергетического γ -излучения диапазона энергий $1 \div 50$ МэВ обладает высокими энергетическим разрешением ($\Delta E(\text{ПППВ})_{15.1 \text{ МэВ}} \approx 10\%$) и эффективностью регистрации в пике полного поглощения.

3. Разработанный метод энергетической калибровки γ -спектрометра, основанный на регистрации γ -распада уровня ${}^{12}C$ ($J^\pi = 1^+, T=1$) $E_\gamma = 15.1$ МэВ и мезонной составляющей космического излучения, позволяет проводить калибровку в диапазоне до 100 МэВ также и в "on-line" режиме.

4. Зарегистрированный повышенный выход высокоэнергетического γ -излучения в диапазоне энергий $9 \div 17$ МэВ в совпадении с легкими заряженными частицами (ЛЗЧ) в зависимости от угла их эмиссии в реакциях: ${}^{ест}Sn + {}^{20}Ne$ (164 МэВ), ${}^{ест}Sn + {}^{20}Ne$ (196 МэВ),

согласно систематике, соответствует γ -квантам прямого распада ГДР в составных ядрах. Гамма-спектр состоит из нескольких компонент, параметры которых зависят от угла эмиссии ЛЗЧ. Для угла эмиссии ЛЗЧ $\Theta=0^\circ$ полученное отношение расщепленных компонент $E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$ согласно гидродинамической модели приводит к величине деформации составного ядра $\beta=0.7$, что характерно для деформации двойной ядерной системы.

5. Для реакции $^{ecst}Sn + ^{20}Ne(164\text{МэВ})$ получено, в предположении тангенциальной эмиссии заряженных частиц, значение величины параметра деформации двойной ядерной системы для двух углов поворота и оценена верхняя граница времени изменения величины параметра деформации от $\beta 0.7$ до 0.2 равная $\simeq 10^{-21}$ сек.

6. Полученные в реакции $^{209}Bi + ^{208}Pb$ при энергии 1 ГэВ/нуклон данные по параметрам эмиссии заряженных частиц $p, d, t, ^3He, ^4He$ в зависимости от их быстрот во всем диапазоне быстрот вплоть до быстрот фэйр-бола, множественности заряженных частиц, азимутального угла для двух полярных углов в 23° и 40° в лабораторной системе координат впервые позволяют количественно сравнить величину потока частиц-изобаров, что особенно важно для прямого сравнения различных модельных подходов.

7. Измеренная асимметрия распределения по азимутальному углу для ЛЗЧ в области до быстрот фэйр-бола пропорциональна их массовым числам. Полученные экспериментальные данные находятся в соответствии с предположением коалицентных моделей эмиссии частиц.

Структура и объем работы:

Диссертация состоит из четырех глав, из которых первых три посвящены исследованию в физике низких энергий, четвертая - физике релятивистских энергий, и общего заключения. Диссертация содержит 150 страниц текста (включая рисунки), 72 рисунка, 10 таблиц и список литературы из 113 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ:

Во введении обоснованы актуальность и важность исследуемых в диссертации проблем, сформулирована цель работы, приведены

основные результаты, изложены основные положения, которые выносятся на защиту и приводится краткое содержание диссертации по главам.

В первой главе рассмотрены некоторые особенности возбуждения продуктов реакции с тяжелыми ионами низких энергий (энергии пучка $\simeq 10$ МэВ/нуклон), введены основные понятия, используемые в диссертационной работе в последующих трех главах. Проведен анализ экспериментальных данных о характеристиках эмиссии γ -квантов прямого распада резонанса в различных каналах реакций с тяжелыми ионами низких энергий.

В рамках статистического подхода при описании сечения процесса γ -распада гигантских резонансов вместо сечения обратного процесса s используются сечение фотопоглощения на основном состоянии ядер, где в этой области $E_\gamma = [10-20 \text{ МэВ}]$ доминирует возбуждение изовекторных гигантских дипольных резонансов. По этой причине процесс эмиссии высокоэнергетического γ -излучения $E_\gamma = [10-20 \text{ МэВ}]$ связывают с каналом прямого γ -распада ГДР на возбужденные состояния ядра. Из статистической теории распада составного ядра следует увеличение выхода жестких ($E > 10 \text{ МэВ}$) γ -квантов с ростом энергии возбуждения ядерных систем, и не должны наблюдаться корреляции между выходом ВЭГК и параметрами входного канала реакции, например, отношению массовых чисел ядер ионов и мишеней - $A1/A2$. Нами было показано [3,4,5], что механизм эмиссии ВЭГК имеет более сложную природу, чем считалось ранее [6,7], и что γ -кванты излучаются на первой стадии образования и распада составных ядер.

На мишенях $^{68}Zn, ^{112}Sn, ^{142}Os, ^{153}Eu, ^{150}Nd, ^{130}Tl, ^{181}Ta, ^{159}Tb, ^{165}Ho, ^{232}Th$ были проведены эксперименты по измерению выхода ВЭГК с $E_\gamma > 10 \text{ МэВ}$ с ионами $^{15}N, ^{20}Ne, ^{22}Ne, ^{40}Ar, ^{64}Zn$ при различных энергиях в каналах образования составного ядра и многонуклонных передач. Эти данные анализировались по параметрам: энергии на нуклон ионов над кулоновским барьером, отношению массовых чисел ядер ионов и мишеней - $A1/A2$ и энергии возбуждения составного ядра E^* . Было показано, что экспериментальные данные находятся в явном разногласии с расчетом, выполненным в рамках статистической теории [8]. В частности в реакциях: $^{64}Zn(290\text{МэВ}) + ^{68}Zn$; $^{20}Ne(110\text{МэВ}) + ^{112}Sn$, приводящих к одному составному ядру ^{132}Nd ,

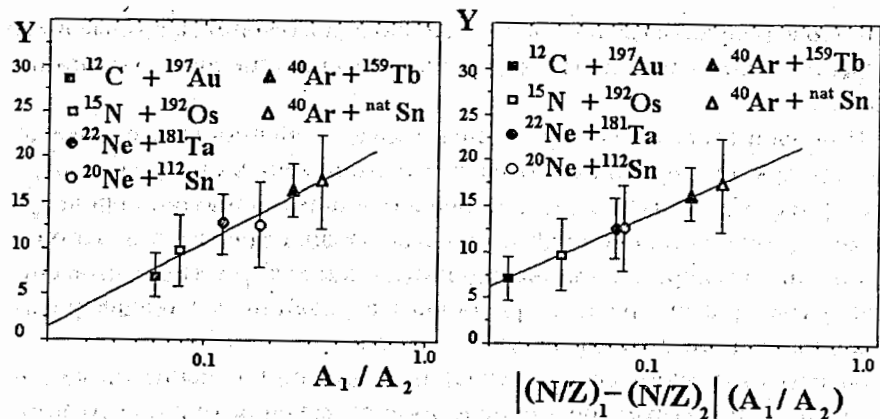


Рис. 1.1: Систематика выхода γ -квантов в диапазоне $E_\gamma = [12-14 \text{ МэВ}]$ в расчете на одно образованное составное ядро $Y \cdot 10^{-4}$. Справа - в зависимости от массовой асимметрии (отношения масс ядер налетающего иона и мишени), слева - от произведения зарядовой асимметрии и массовой асимметрии (см. текст).

в близких по энергии возбуждения E^* , комбинациях, экспериментально наблюдался, в отличие от теоретических предсказаний, значительно больший выход ВЭГК в симметричной реакции $^{64}\text{Zn} (290 \text{ МэВ}) + ^{68}\text{Zn}$ по сравнению с реакцией $^{20}\text{Ne} (110 \text{ МэВ}) + ^{112}\text{Sn}$. Представленная на рис. 1.1 (слева) систематика выхода высокоэнергетических γ -квантов в диапазоне $E_\gamma = [12-14 \text{ МэВ}]$ в расчете на одно образованное составное ядро $Y \cdot 10^{-4}$ в исследованных реакциях в зависимости от параметра массовой асимметрии (отношения масс ядер налетающего иона и мишени A_1/A_2) показывает плавный рост выхода ВЭГК с увеличением массовой асимметрии сталкивающихся ядер. Однако, на рисунке также наблюдается нерегулярность величин выхода Y относительно кривой фитирования. Более регулярная зависимость выхода Y достигается при учете также и зарядовой асимметрии сталкивающихся ядер, так, на рис.1.1 (справа) представлена зависимость величин Y от параметра произведения массовой и зарядовой асимметрии входного канала, определенной выражением: $-(N/Z)_1 - (N/Z)_2 \cdot A_1/A_2$. В более поздних работах, посвященных исследованию предравновесной эмиссии ВЭГК прямого распада ГДР в реакциях с тяжелыми ионами, см.[17] и

ссылки в ней, также отмечалось значительная чувствительность канала "предравновесной эмиссии ГДР" от параметра зарядовой асимметрии входного канала реакции. Оценку вклада каналов реакции приводящих к образованию и распаду ГДР веткой прямого γ -распада можно провести анализируя входной угловой момент I_{inp} , заселяемый в данном канале реакции при образовании близкой к исследуемой составной ядерной системе. С этой целью нами были проведены измерения величины средней γ -множественности $\langle M_\gamma \rangle$: в совпадении с γ -квантами энергетического диапазона ГДР, в зависимости от энергии ВЭГК, в реакциях $^{64}\text{Zn} (290 \text{ МэВ}) + ^{68}\text{Zn}$; $^{20}\text{Ne} (110 \text{ МэВ}) + ^{112}\text{Sn}$, приводящей к образованию ядерной системы $^{132}\text{Nd}^*$ и использовано соотношение связи среднего входного углового момента I_{inp} фрагментов реакции с средней γ -множественностью $\langle M_\gamma \rangle$: $I_{inp} \approx 2 \langle M_\gamma \rangle + \Delta I$ где ΔI - средний угловой момент уносимый испарительными частицами. В "симметричной" реакции $^{64}\text{Zn} + ^{68}\text{Zn}$ наблюдался слабый рост величины $\langle M_\gamma \rangle \approx 14$ до $\langle M_\gamma \rangle \approx 15$ в зависимости от E_γ в диапазоне энергий $E_\gamma = (3 \div 8 \text{ МэВ})$ с последующим выходом на плато при $E_\gamma = (8 \div 16 \text{ МэВ})$. В то время как для "несимметричной" реакции $^{20}\text{Ne} + ^{112}\text{Sn}$ наблюдался значительный рост средней γ -множественности от $\langle M_\gamma \rangle \approx 9$ до $\langle M_\gamma \rangle \approx 15$ в диапазоне $E_\gamma = (3 \div 16 \text{ МэВ})$. Описанный в главе анализ показал, что в процессы, сопровождающиеся эмиссией γ -излучения диапазона энергий $E_\gamma = (3 \div 8 \text{ МэВ})$ дают значительный вклад кроме канала слияния также и другие каналы реакции с меньшим входным угловым моментом (меньшей величиной параметра $\langle M_\gamma \rangle$), а именно:

- 1) Измеренные $\langle M_\gamma \rangle$ для реакции: $^{20}\text{Ne} (110 \text{ МэВ}) + ^{112}\text{Sn}$ в совпадении с ВЭГК $E_\gamma = (8 \div 24 \text{ МэВ})$ соответствуют возможному вкладу каналов клубоконеупругих передач (в основном процессе слияния налетающего иона Ne и ядра Sn с последующим развалом ДЯС, т.е. "sticking" процессу);
- 2) Измеренные $\langle M_\gamma \rangle$ для реакции: $^{20}\text{Ne} (110 \text{ МэВ}) + ^{112}\text{Sn}$ в совпадении с ВЭГК $E_\gamma = (3 \div 8 \text{ МэВ})$ соответствуют как испарительным каналам, так и возможному вкладу каналов клубоконеупругих передач, для которых характерно качение ядра иона Ne по поверхности ядра мишени Sn ("rolling" процесс);

Приведенная экспериментальная зависимость $\langle M_\gamma \rangle$ от

энергии γ -излучения не согласовалась с представлениями стандартной модели возбуждения ГДР в канале полного слияния с последующим статистическим распадом ГДР, см [3], согласно которым должно наблюдаться увеличение выхода ВЭГК с увеличением энергии возбуждения системы над ирраст линией, (соответственно, уменьшением $\langle M_\gamma \rangle$). Этот факт свидетельствовал о наличии других механизмов эмиссии ВЭГК, например γ -распада ГДР на начальном этапе ядерной реакции при формировании ДЯС.

В работах [9,10] в качестве источника ВЭГК был рассмотрен механизм, связанный с изменением формы двойной ядерной системы на пути ее эволюции. В работе [10] проведен подход в рамках гидродинамической модели с использованием параметризации формы ядерной системы из работы [11]. Исследовались два механизма излучения ВЭГК: - в первом плотность нуклонов считалась постоянной и рассматривалось квадрупольное излучение; - во втором предполагалось возбуждение в системе изовекторных колебаний плотности и учитывалась лишь нижайшая мода, которая описывается как ГДР в сферическом ядре с зависящим от времени радиусом, равным длине составной системы. Расчитанные выходы ВЭГК $E_\gamma \approx [12-14 \text{ МэВ}]$ при сферизации систем $^{64}\text{Zn} + ^{68}\text{Zn} + ^{20}\text{Ne} + ^{112}\text{Sn}$ соответственно в рамках первого подхода составили 5×10^{-8} и 1×10^{-6} , а во втором 43×10^{-4} и 34×10^{-4} , причем последние данные согласуются с тенденцией систематики, представленной на рис.1.1, а значение расчетных величин выхода ВЭГК для реакции $^{64}\text{Zn} + ^{68}\text{Zn}$ оказались близки к экспериментальным. Таким образом предположение об эмиссии ВЭГК, соответствующих прямому распаду ГДР в процессе эволюции двойной ядерной системы получило в данной работе количественное подтверждение. Далее в главе приведено краткое описание экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию зависимости формы энергетических спектров ВЭГК от параметров деформации ядерных систем. В окончании главы рассмотрен ряд экспериментальных работ, в которых исследовалась конкуренция процессов эмиссии ВЭГК, нейтронов и легких заряженных частиц. Обнаруженные эффекты "охлаждения" спектров частиц авторы интерпретировали как указание на эмиссию ВЭГК до образования составного ядра.

Во второй главе приведено описание и анализ методик регистра-

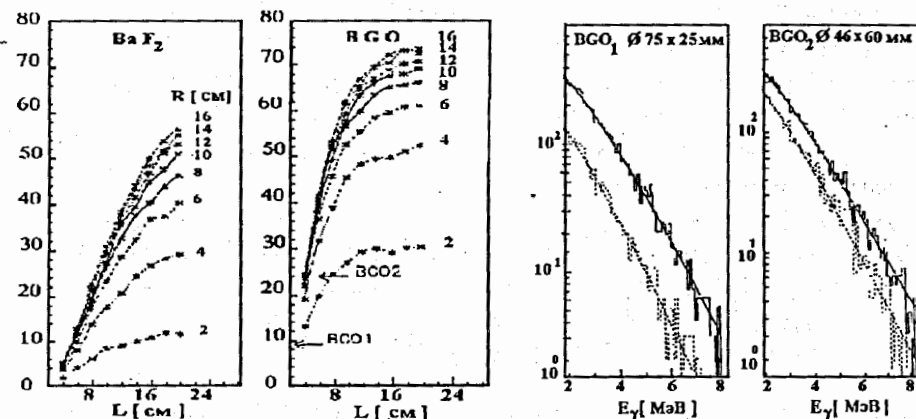


Рис. 1.2: Зависимость величин $\frac{\epsilon(\text{Pic})}{\epsilon(\text{total})}$ при $E_\gamma = 10 \text{ МэВ}$ для сцинтилляторов BaF_2 , BGO от радиуса R и высоты цилиндра L -слева; расчетные спектры BGO -детекторов (пунктиры) на экспоненциальные спектры первичных γ -квантов - справа

ции ВЭГК. Кратко описаны основные методики "γ-старта" и "X-старта" применяемые для регистрации γ -квантов энергетического диапазона ГДР в реакциях с тяжелыми ионами. Показаны их преимущества и недостатки, а также приведены основные результаты, полученные с применением описанных методик. Проведенное нами исследование выхода ВЭГК, в методике "X-старта", в реакциях с тяжелыми ионами показали, что γ -кванты, соответствующие по систематике прямому распаду гигантских дипольных резонансов из составного ядра, образуются также в каналах глубоко неупругих передач, т.е. в процессе эволюции двойной ядерной системы. Отметим, что реализованная в диссертации методика регистрации ВЭГК в совпадении с заряженными частицами по некоторым параметрам (нечувствительность к космическому фону и т.д.) близка к методике "X-старта".

Далее приведены основные характеристики однодетекторных γ -спектрометров, использованных в данной работе. Проведен анализ характеристик однодетекторных сцинтилляционных γ -спектрометров на основе сцинтилляторов $\text{NaI}(\text{Tl})$, $\text{CsI}(\text{Tl})$, BaF_2 , BGO цилиндрической формы. Результаты расчета показали, что улучшение спек-

троскопических характеристик одномодульных сцинтилляционных детекторов путем увеличения геометрических размеров исчерпывают себя достигая некоторого "плато". Загрузка детекторов от фонового излучения нейтронов, пропорциональна объему сцинтиллятора, в связи с чем при работе с ододетекторными γ -спектрометрами при регистрации γ -излучения интересующего диапазона энергии можно оптимизировать параметры детектора. Так, например, отношение числа γ -квантов зарегистрированных в пике полного поглощения $\epsilon(Pic)$ к числу $\epsilon(total)$ γ -квантов $E_\gamma=10$ МэВ, изотропно рассеянных в BGO детектор достигает "плато":

$$\epsilon(Pic)/\epsilon(total) \simeq 70\%.$$

при параметрах детектора: $R \simeq 10$ см $h \simeq 32$ см, где R, L- радиус и высота детектора, соответственно: за процесс неполного энергопоглощения γ -излучения все более и более отвечает граничная боковая область. На рис.1.2. (слева) приведены значения в процентах величин $\epsilon(Pic)/\epsilon(total)$ для сцинтилляторов BaF₂, BGO цилиндрической формы в зависимости от радиуса R и высоты цилиндра L. По оси абсцисс отложена высота цилиндра L [см], радиусы R у каждой кривой справа. Аналогичное поведение отношений наблюдается для всех рассмотренных сцинтилляционных материалов. Расчетные функции отклика ододетекторных γ -спектрометров указанных материалов на экспоненциальные первичные γ -спектры и более сложные, Лоренц-кривые на экспоненциальных пьедесталах, - спектры, эмитирующие прямой γ -распад ГДР на возбужденные уровни ядерной системы, показали ожидаемые искажения параметров аппаратных спектров. Так на рис. 1.2 (справа) представлены расчетные спектры BGO-детекторов (пунктиры) на экспоненциальные спектры первичных γ -квантов, кривыми на рисунках представлены результаты фитирования. Полученные параметры эффективной температуры первичного γ -спектра $T=0.98$ МэВ составили: 0.85, 0.89, 0.89 [МэВ] для BGO₁(\varnothing 75 × 25 мм), BGO₂(\varnothing 46 × 60мм.) и NaI(Tl)(\varnothing 75 × 25 мм), соответственно. Результаты проведенного анализа впоследствии использовались в оптимизации геометрии эксперимента и в выборе оптимальных для поставленной экспериментальной задачи детекторов.

В качестве альтернативного решения регистрации ВЭГК далее рассмотрены многодетекторные γ -спектрометры. В кратком обзоре

рассмотрены основные методики регистрации ВЭГК: антикомптоновские спектрометры, "сумм-спектрометры", аннигиляционные спектрометры. Проведены расчеты функций отклика на моноэнергетическое γ -излучение в диапазоне до 50 МэВ, и рассчитаны основные параметры: эффективности, энергетическое разрешение и т.д. в различных режимах работы многомодульного CsI(Tl) спектрометра [14].

Третья глава посвящена описанию созданных методик и эксперимента по изучению эмиссии ВЭГК в совпадении с заряженными частицами в реакциях: $^{ест}Sn + ^{20}Ne$ (164 МэВ), $^{ест}Sn + ^{20}Ne$ (196 МэВ). Многомодульный сцинтилляционный NaI(Tl) спин - спектрометр представляет собой тонкостенную стальную реакционную камеру сферической формы, толщиной стен 0.5 мм, вокруг которой расположены 6 NaI(Tl) $\varnothing 63 \times 63$ мм детекторов с фотомножителями ФЭУ-85. Предусмотрена возможность плавного изменения телесного угла ϕ детекторов, их ориентации и юстировки относительно мишени. Электронная система существенно отличается от ранее разработанных установок тем, что полностью устранена идеология мажоритарной схемы совпадения, на базе которой они были основаны, дополнительно включены спектроскопические тракты каждого модуля. Для n - γ разделения использовались блоки "время - цифровой код" причем стартовым сигналом служил триггерный логический сигнал несущий на себе дополнительную информацию о готовности контроллера крейта обработать данное событие. Данный триггерный сигнал может быть задержан относительно момента физического события на 500 - 800 нс, что позволило реализовать систему быстрого предпроцессорного анализа. Введение в систему сбора спектроскопических каналов модулей позволило устанавливать "off-line" точные энергетические пороги срабатывания модулей, что трудно сделать в быстрых временных трактах. Временное разрешение без дополнительных коррекций на энергетическую зависимость времен срабатывания составило $\Delta t_{(пшпм)} \simeq 6$ нс при пороге регистрации $E_{порог} = 50$ кэВ при условии стартовой загрузки триггерного детектора: 1×10^4 имп. сек⁻¹ и загрузке в каждом модуле спин - спектрометра 5×10^5 имп.сек⁻¹. Измерения проводились на γ -источнике ^{60}Co . Для получения абсолютной эффективности регистрации Ω каждого модуля спин-спектрометра

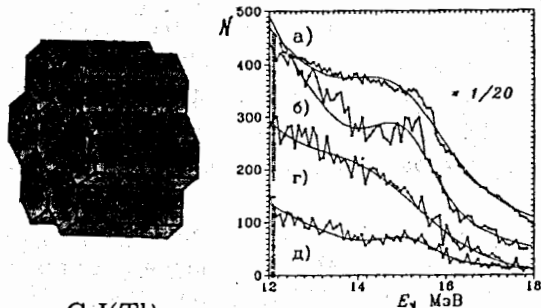


Рис. 1.3: CsI(Tl) γ -спектрометр, конструктивная схема (слева). Справа - спектры γ -квантов прямого распада на основное состояние возбужденного уровня $J^\pi = 1^+, T=1$ ^{12}C , заселяемого в реакции: $p + ^{12}\text{C}$ $E_p = 150$ МэВ.

использовалась методика калибровки с помощью HPGe рентгеновского детектора.

Многомодульный сцинтилляционный спектрометр на основе CsI(Tl) кристаллов для регистрации γ -квантов и заряженных частиц представляет собой сборку из 7 сцинтилляционных детекторов, см. рис.1.3 (слева), на основе кристаллов CsI(Tl) формы прямоугольных призм в основе которых лежат правильные шестигранники диаметром описывающей окружности 100 мм., высота призм составляет 150 мм [14]. Энергетическое разрешение детекторов составляло $dE_{662 \text{ кэВ}} = 12 - 17\%$ для $E_\gamma = 662$ кэВ и $t_{\text{шт}} = 1$ мкс. для различных экземпляров детекторов. В главе кратко описаны основные проблемы энергетических калибровок γ -спектрометров в высокоэнергетическом диапазоне, приведены описание использованных методик калибровок космическими мезонами, зарегистрированных в выделенных направлениях и расчеты энергетических потерь мезонов в сцинтилляционном кристалле детектора в заданных направлениях. Представлены описание и блок-схема системы сбора данных спектрометра, примененной для измерения γ -квантов и нейтронов в спонтанном делении ^{248}Cm , которое проведено с целью проверки возможности осуществления "п- γ " разделения время-пролетной методикой. В качестве стартового детектора осколков деления использовался газовый сцинтилляционный детектор с ксеноновым наполнением, позволявший выделять собы-

тия спонтанного деления ^{248}Cm от α -распада. Временное разрешение без поправок на зависимость времени срабатывания триггера от амплитуды сигнала, для γ -квантов $E_\gamma > 4$ МэВ составило $\Delta T_{\text{ПППМ}} \approx 7$ нс. Приведены результаты теста спектрометра γ -квантами распада $J^\pi = 1^+, T=1$ уровня ^{12}C $E_\gamma = 15.1$ МэВ. Проверка функций отклика спектрометра с расчетными на моноэнергетическое γ -излучение энергетического диапазона ГДР проводилась с использованием прямого γ -распада на основное состояние возбужденного уровня $J^\pi = 1^+, T=1$ ^{12}C , заселяемого в реакции: $p + ^{12}\text{C}$ $E_p = 150$ МэВ. На рис.1.3 (справа) ломаными кривыми приведены энергетические спектры частиц, зарегистрированный в центральном модуле спектрометра:

а) - "инкл.1"- спектр набранный в большей экспозиции, уменьшен в 20 раз для приведения к близкому по масштабу соответствию спектру "г)";

б) - спектр "сумма", энергия регистрируемых частиц в центральном модуле складывалась с энергией частиц, перерассеянных в боковые модули спектрометра;

г) "инкл.2"- спектр в меньшей экспозиции.

д) - спектр "актив. защиты", события записывались в спектр в том случае, когда энергия перерассеянных частиц в боковых модулях не превышала 50 кэВ, при этом были получены наилучшие спектроскопические характеристики ($\delta \approx 0.59$ МэВ) Спектры "б)", "г)", "д)" получены в "off-line" обработке данных. По оси абсцисс отложена энергия E_γ . Кривыми изображены результаты χ^2 аппроксимации спектров функцией:

$$F(E_\gamma) = A \frac{E_\gamma}{T_{\gamma 1}^2} + B e^{-0.5 \left(\frac{E_\gamma - E_{\gamma 0}}{\delta} \right)^2} \quad (1.1)$$

Из рисунка видно, что "инкл." спектры в районе $E_\gamma \approx 15$ МэВ - широкие ($\delta \approx 1.0$ МэВ) даже при значительной статистике набора. В то время как спектр "сумма" см. "б)", имеет в районе $E_\gamma \approx 15$ МэВ большую статистику в сравнении с "г)", за счет учета событий неполного энерговыделения в центральном модуле, и лучшие, по сравнению с инклюзивными, спектроскопические параметры ($\delta \approx 0.69$ МэВ). Так положение пиков $E_{\gamma 0}^{\text{сум.}} \approx 15.0$ МэВ, $E_{\gamma 0}^{\text{инкл.}} \approx 15.1$ МэВ в обоих спектрах "сумма" и "актив. защ." не

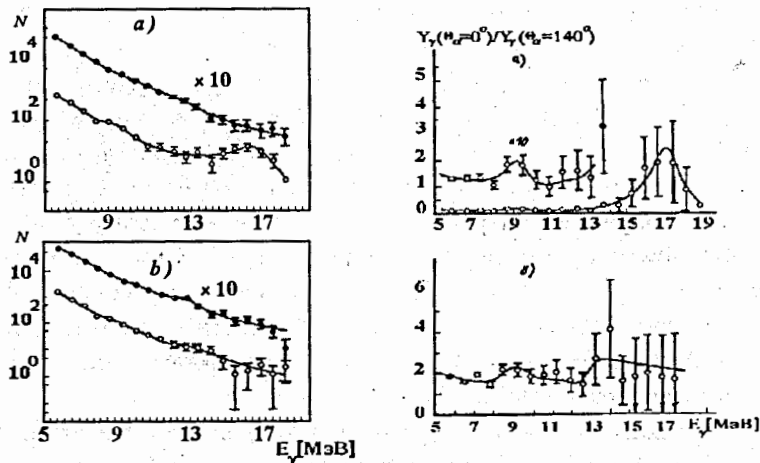


Рис. 1.4: γ -спектры (слева) и их отношение (справа), в совпадении с α -частицами, под углом 0° - (незакрашенные кружки - $(\Delta E - E)$ -телескоп 0°); 140° - (заполненные кружки, - кольцевой (E) -детектор 140°):

смещены в низкоэнергетическую область. Экспериментальное исследование спектров ВЭГК в диапазоне энергий $E_\gamma = (5 \div 20 \text{ МэВ})$ в реакциях $^{112}\text{Sn} + ^{20}\text{Ne} (164 \text{ МэВ})$, $^{112}\text{Sn} + ^{20}\text{Ne} (196 \text{ МэВ})$. проводились на пучке тяжелых ионов циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ.

Измерения проводились на тонкой мишени ^{112}Sn . Заряженные частицы регистрировались телескопом кремниевых детекторов, и кольцевым кремниевым детектором под углами: $\theta = 0^\circ$, $\theta = 140^\circ$ относительно оси пучка, соответственно. Спектры γ -квантов для реакций $^{112}\text{Sn} + ^{20}\text{Ne} (164 \text{ МэВ})$, $^{112}\text{Sn} + ^{20}\text{Ne} (196 \text{ МэВ})$ представлены на рис.1.4 а), б), (слева) где незакрашенными кружками показан спектр γ -квантов, зарегистрированных в совпадении с вперед летящими α -частицами $(\Delta E - E)$ -телескоп 0° , заполненными кружками - в совпадении с назад летящими α -частицами кольцевой (E) -детектор 140° (умножен на фактор 10) : в реакциях: а) $^{112}\text{Sn} + ^{20}\text{Ne} (164 \text{ МэВ})$; б) $^{112}\text{Sn} + ^{20}\text{Ne} (196 \text{ МэВ})$. Кривыми на рисунках приведены результаты фитирования спектров функциями, см. ниже. На рис.1.5 а), б) (справа) представлены отношения выходов γ -квантов, измеренных в совпадениях

с α -частицами, летящими вперед и назад:

Известно, что выход высокоэнергетических γ -квантов существенно зависит от энергии возбуждения составного ядра [8]. В работе [12] также отмечались небольшие, по сравнению с энергией возбуждения ядерной системы $E_{\text{ДС}}$ в рассматриваемых реакциях, различия средних кинетических энергий α -частиц, эмитируемых под передними и задними углами.

Поэтому, в случае: а) если образование и γ -распад ГДР произошли за время, большее 10^{-20} сек. (после эмиссии испарительных α -частиц, время эмиссии которых составляет 10^{-20} сек), следовало ожидать, что оба γ -спектра будут близки по форме. Однако, γ -спектр, связанный с α -частицами "вперед" (светлые точки) существенно отличается от спектра, соответствующего α -частицам "назад" (черные точки) б) если образование и γ -распад ГДР произошли до эмиссии испарительных частиц, но после эмиссии предравновесных (время эмиссии которых оценивается $\approx 10^{-22}$ сек [12]), то должно наблюдаться уменьшение отношения выходов γ -квантов, соответствующих α -частицам "вперед" и "назад", так как энергия возбуждения ядерной системы во время эмиссии γ -квантов меньше в случае испускания γ -квантов после предравновесных α -частиц.

Однако в эксперименте это не так, поскольку при $E_\gamma > 8 \text{ МэВ}$ отношение возрастает, как видно из рис.1.4 а), б) (справа). Следовательно, описание процесса образования ГДР и его прямого γ -распада с позиции баланса энергии возбуждения составного ядра не позволяет полностью объяснить экспериментальные данные. С другой стороны использование предложенной в ряде работ модельной зависимости параметров ГДР от формы излучающей системы и гипотезы тангенциальной эмиссии ЛЗЧ позволило объяснить экспериментальные результаты. Как показано в [15] для реакции $^{12}\text{C} + ^{180}\text{Er}$ угол вылета заряженных частиц в асимметричной реакции тесно связан с углом поворота ядерной системы. Иначе говоря, заряженные частицы, испускаемые под углом близким к нулю можно отнести к моменту самого начала образования двойной ядерной системы. Испарительные заряженные частицы, регистрируемые в задней полусфере, отвечают конфигурации составной ядерной системы близкой к составному ядру. Поскольку энергия ГДР связана

с формой излучающей системы, можно ожидать, что в энергетических спектрах ВЭГК, измеренных в совпадении с заряженными частицами под различными углами будет наблюдаться существенная разница. Из рис.1.4 отчетливо видно расщепление пика ГДР на две составляющие. Гладкими кривыми изображен расчет с использованием стандартного представления с использованием двухкомпонентного лоренциана:

$$Y_\gamma = C f(E_\gamma, T_1) + f(E_\gamma, T_2) L(E_\gamma) \quad (1.2)$$

$$\text{где: } f(E_\gamma, T_1) = \frac{E_\gamma}{T_{\gamma 1}^2} \exp\left(-\frac{E_\gamma}{T_{\gamma 1}}\right) \quad f(E_\gamma, T_2) = \frac{E_\gamma}{T_{\gamma 2}^2} \exp\left(-\frac{E_\gamma}{T_{\gamma 2}}\right) \quad (1.3)$$

$$L(E_\gamma) = C_1 \frac{E_\gamma \Gamma_{g1}}{(E_{g1}^2 - E_\gamma^2)^2 + E_{g1}^2 \Gamma_{g1}^2} + C_2 \frac{E_\gamma \Gamma_{g2}}{(E_{g2}^2 - E_\gamma^2)^2 + E_{g2}^2 \Gamma_{g2}^2} \quad (1.4)$$

где: E_{g1} и E_{g2} - энергии, а Γ_{g1} и Γ_{g2} - ширины первой и второй компонент ГДР, соответственно; C_1 и C_2 - коэффициенты сил первой и второй компонент расщепленного резонанса, $T_{\gamma 1}$, $T_{\gamma 2}$ - эффективные температуры. Параметры энергий E_{g1} и E_{g2} модельно связаны с деформацией ядерной системы - γ -излучателя. Можно поставить в соответствие разнице энергии между двумя компонентами степень деформации ЯС. В таком представлении из изложенного в главе анализа можно заключить, что деформация источника γ -квантов больше в случае вперед летящих частиц по сравнению со случаем назад летящих частиц в обеих изученных реакциях. В данной методике [15,16] определялись параметры расщепленных ГДР для определения коэффициента деформации β излучающих ядерных систем, аппроксимированных эллипсоидами вращения, где моды коллективных колебаний ГДР могут возникать вдоль осей симметрии эллипсоидов. В этом случае специфическое отношение сил ветвей прямого γ -распада расщепленных резонансов определяется выражением:

$$\frac{S_{g1}}{S_{g2}} = \frac{2}{1} \quad \text{-вытянутое ядро;} \quad \frac{S_{g1}}{S_{g2}} = \frac{1}{2} \quad \text{-сплюснутое ядро} \quad (1.5)$$

Отношение энергий ГДР выражается через отношение большей полуоси к меньшей полуоси эллипсоида выражением:

$$\frac{E_{g1}}{E_{g2}} = 0.911 d + 0.089 \quad \beta = (d - 1) d^{-1/3} \quad (1.6)$$

где d - отношение большей полуоси симметрии к меньшей, β - коэффициент деформации.

ТАБЛИЦА 1					
"χ ² " аппроксимация экспериментальных γ-спектров:					
E _{пучка} = 164 [МэВ]			E _{пучка} = 196 [МэВ]		
параметры расчета	Детектор		параметры расчета	Детектор	
	"0°"	"140°"		"0°"	"140°"
E _{g1}	9.1	10.0	E _{g1}	10.9	10.6
E _{g2}	16.7	13.2	E _{g2}	13.9	12.4
Γ _{g1} , Γ _{g2}	2.4	3.0	Γ _{g1} , Γ _{g2}	2.8	3.0

В таблице 1 представлены результаты "χ²" аппроксимации экспериментальных спектров; в частности, параметры энергий расщепленного ГДР; погрешности параметров не превышают величины 0.5 МэВ. Наилучшее согласие аппроксимирующей функции с экспериментальными данными были получены в приближении сплюснутой ядерной системы, используя этот факт мы связали параметры сил соотношением: $\frac{S_{g1}}{S_{g2}} = \frac{1}{2}$, "χ²" анализ был выполнен с данным условием. В результате проведенного анализа была получена верхняя граница времени изменения величины параметра деформации от β 0.7 до 0.2 равная $\approx 10^{-21}$ сек.

Четвертая глава посвящена регистрации заряженных частиц в релятивистских ядерно-ядерных столкновениях и экспериментальному изучению угловых азимутальных корреляций относительно плоскости реакции эмиссии заряженных частиц в реакции: $^{209}\text{Bi} + ^{208}\text{Pb}$ при энергии (1ГэВ/нуклон). Первая часть главы представляет собой краткое описание коллективных потоков частиц - потоку в плоскости реакции "Flow" и вне плоскости- "Squeeze-out", а также экспериментальным методам описания потоков частиц: "Анализ методом тензора потока энергии", "метод анализа в плоскости поперечного импульса и его модификации", "анализ в плоскости поперечных скоростей", "анализ методом азимутальных корреляций". Вторая часть главы посвящена методике идентификации заряженных частиц, которые регистрировались семимодульным ВаF₂ спектрометром перед которым располагался пластиковый "Veto" детектор. ВаF₂ спектрометр собранный из 7 сцинтилляционных детекторов (конструктивный аналог вышеописанного CsI(Tl) γ -спектромет-

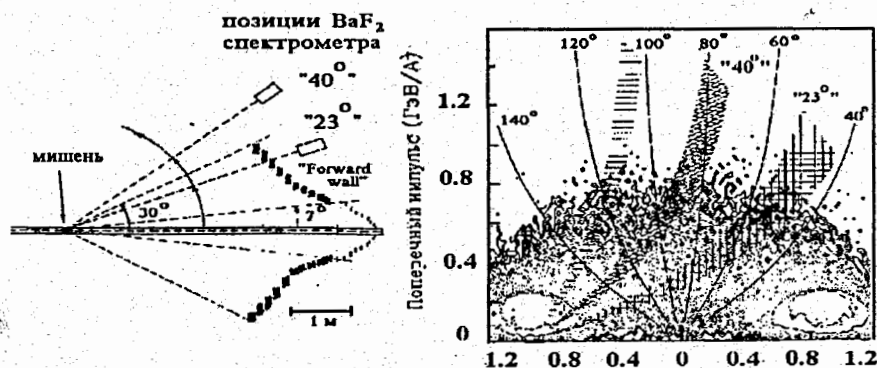


Рис. 1.5: Геометрия эксперимента по изучению угловых азимутальных корреляций относительно плоскости реакции эмиссии заряженных частиц в реакции: $^{209}\text{Bi} + ^{208}\text{Pb}$ при энергии (1ГэВ/нуклон). Справа - в проекции фазового пространства на плоскость поперечного момента и быстроты.

ра). Совместно с BaF_2 спектрометром в эксперименте использовалась установка "Forward Wall". Идентификация заряженных частиц проводилась "off-line" в 5-мерном пространстве. Данное пространство событий строилось использованием параметров, таких как "E-veto", "E-fast", "E-baf", "Pulse-shape", "E-kin/A". Параметр "E-veto" - энергия выделяющаяся зарегистрированной частицей в пластиковом "Veto" - детекторе. Параметр "E-baf" - энергетический сигнал с BaF_2 - детектора с максимальным значением величины "E-baf" в рассматриваемом событии (медленная компонента сцинтилляционного импульса BaF_2). "E-fast" - энергетический сигнал с BaF_2 - детектора с максимальным значением величины "E-baf" в рассматриваемом событии (быстрая компонента сцинтилляционного импульса BaF_2). "Pulse-shape" параметр определялся отношением $\frac{E_{\text{fast}}}{E_{\text{baf}}}$. Параметр "E-kin/A" - кинетическая энергия на нуклон идентифицируемой частицы, определялся по времени пролета частицы TOF методикой (временное разрешение детекторов по фотонному пику составляло $\Delta t = 353\text{пс}$). Анализ идентификации заряженных частиц проводился последовательно в определен-

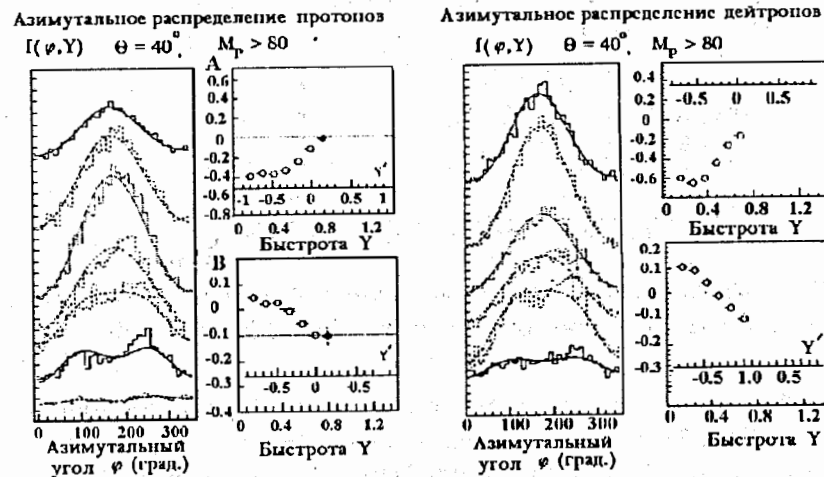


Рис. 1.6: Азимутальное распределение p, d $\Theta = 40^\circ$, $M_p > 80$

ных плоскостях данного пространства: "E-veto" X "E-kin/A", "E-baf X E-kin/A" и т.д. В главе последовательно приведено описание примененного анализа в каждой из анализируемых плоскостей. Третья часть главы посвящена описанию эксперимента по изучению угловых азимутальных корреляций относительно плоскости реакции эмиссии заряженных частиц в реакции: $^{209}\text{Bi} + ^{208}\text{Pb}$ при энергии (1ГэВ/нуклон). Эксперимент проводился на пучке ускорителя SIS GSI, Дармштадт. Геометрия эксперимента представлена на рис.1.5. Экспериментальные данные набирались в двух экспозициях при углах расположения спектрометра относительно оси пучка: $\Theta = 40^\circ$ и 23° , соответственно. Расстояние от передней плоскости спектрометра до мишени составляло 4.3 метра. В каждой из указанных экспозиций мы могли детектировать частицы с различными зонами распределения по быстротам, вплоть до быстрот системы центра масс, зоны файербола, см рис.1.5 (справа), на котором представлена проекция фазового пространства на плоскость поперечного момента и быстроты. По оси абсцисс отложена быстрота $Y_{\text{отн}}$ в относительных единицах $Y_{\text{отн}} = (Y - Y_{\text{CM}})/Y$, где Y_{CM} - быстрота системы центра масс, по оси ординат - поперечный импульс P^\perp в единицах [ГэВ / нуклон]. Заштрихованные области

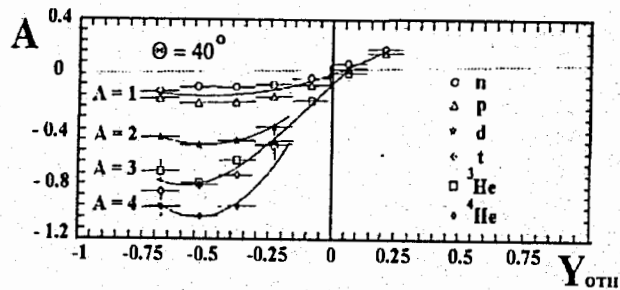


Рис. 1.7: Зависимость параметра потока A от относительной скорости Y для заряженных частиц при $\Theta = 40^\circ$, $M_p > 40$

фазового пространства -зоны, охватываемые BaF_2 спектрометром в позициях 40° и 23° с энергетическим диапазоном регистрируемых частиц вплоть до 1500 МэВ/А , 1700 МэВ/А соответственно. Результаты измерений представлены на рисунках. На рис. 1.6 (слева) гистограммами представлены угловые азимутальные распределения выхода протонов и дейтронов относительно плоскости реакции в зависимости от их скоростей (сверху вниз) при позиции спектрометра 40° . С целью количественной оценки наблюдаемых эффектов, экспериментальные данные, были фитированы функцией азимутального распределения:

$$F(\phi) = N\{1 + A\cos(\phi) + B\cos(2\phi)\} \quad (1.7)$$

где N , A , B параметры фитирования. Результаты фитирования представлены на рис.1.6 (слева) гладкими кривыми. Положительные или отрицательные значения величины параметра A соответствуют эмиссии частиц в плоскости реакции в прямом или противоположном направлении относительно тангенциальной составляющей потока заряженных частиц, зарегистрированных детекторами "Forward Wall" установки, т.е. соответствуют положительному либо отрицательному "flow" эффекту эмиссии частиц. Двугорбая структура кривых азимутального распределения на рис.1.6 (большая величина параметра B), соответствует эмиссии частиц перпендикулярно плоскости реакции, т.е. "Squeeze-out" -эффекту эмиссии частиц. Азимутальная зависимость эмиссии частиц, выраженная параметрами A , B для протонов и дейтронов от параметра

их относительных скоростей представлены рис.1.6 (справа). В результате обработки данных была выявлена значительная величина "squeeze-out" потока для всех идентифицированных частиц в диапазоне скоростей системы центра масс ($-0.2 < Y_{\text{отн}} < 0.2$) с высоким значением величины поперечного импульса. На рис. 1.7 приведена зависимость параметра A для частиц p , d , t , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ от их скоростей при позиции детектора 40° для центральных столкновений (множественность частиц в каждом событии > 80). Отрицательные значения величины параметра A при условии, что значение величины B для частиц во всем исследованном диапазоне скоростей по абсолютному значению не превышало величину 0.1, соответствуют проявлению отрицательного потока частиц в плоскости реакции для $Y_{\text{отн}} < -0.6$ и малым поперечным импульсом, причем, количественное сравнение для частиц, эмитируемых с мишенеподобными скоростями показало что величина "flow"-эффекта пропорциональна массовому числу частиц. Обнаруженная значительно большая положительная величина "flow" -эффекта проявляется для исследованных частиц с высоким значением $Y_{\text{отн}} > 0.6$ и средних величинах поперечного импульса.

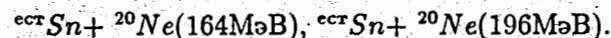
В заключении сформулированы основные результаты, полученные автором в диссертационной работе:

1. Создан многомодульный NaI(Tl) спин-спектромер позволяющий измерять множественность γ -излучения в выделенных каналах реакции с тяжелыми ионами, с временным разрешением $\delta t = 6 \text{ нс}$ при $E_{\text{порог}} = 50 \text{ кэВ}$ при счетных нагрузках в трактах спектрометра ($5 \times 10^5 \text{ имп} \times \text{сек}^{-1}$).

2. Создан многодетекторный CsI(Tl) спектрометр для измерения высокоэнергетического γ -излучения диапазона энергий $1 \div 50 \text{ МэВ}$ обладающий высоким энергетическим разрешением ($(\delta E(\text{ППШВ}))_{15.1 \text{ МэВ}} \approx 10\%$) и эффективностью регистрации в пике полного поглощения.

3. Разработан и осуществлен метод энергетической калибровки γ -спектрометра, основанный на регистрации γ -распада уровня ${}^{12}\text{C}$ ($J^\pi = 1^+$, $T = 1$) $E_\gamma = 15.1 \text{ МэВ}$ и мезонной составляющей космического излучения, позволяющий проводить калибровку в диапазоне до 100 МэВ также и в "on-line" режиме.

4. Экспериментально измерен выход высокоэнергетического γ -излучения в диапазоне энергий $5 \div 17$ МэВ в совпадении с легкими заряженными частицами (ЛЗЧ) в зависимости от угла их эмиссии в реакциях:



Зарегистрированный в эксперименте повышенный выход γ -квантов в диапазоне энергий $9 \div 17$ МэВ согласно систематике соответствует γ -квантам прямого распада гигантского дипольного резонанса в составных ядрах. γ -спектр состоит из нескольких компонент, параметры которого зависят от угла эмиссии ЛЗЧ. Для угла эмиссии ЛЗЧ $\Theta = 0^\circ$ полученное отношение расщепленных компонент $E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$ согласно гидродинамической модели приводит к величине деформации составного ядра $\beta = 0.7$, что характерно для деформации двойной ядерной системы.

5. Для реакции ${}^{136}\text{Sn} + {}^{20}\text{Ne}(164\text{МэВ})$ получена верхняя граница времени изменения величины параметра деформации от $\beta 0.7$ до 0.2 равная $\approx 10^{-21}$ сек.

6. Проведена обработка экспериментальных данных реакции ${}^{209}\text{Bi} + {}^{208}\text{Pb}$ при энергии 1 ГэВ/нуклон. Полученные данные по параметрам эмиссии заряженных частиц $p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ в зависимости от их быстрот во всем диапазоне быстрот вплоть до быстрот файер-бола, множественности заряженных частиц, азимутального угла для двух полярных углов в 23° и 40° в лабораторной системе координат впервые позволяют количественно сравнить величину потока частиц-изобаров, что особенно важно для прямого сравнения различных модельных подходов.

7. Установлено, что измеренная асимметрия распределения по азимутальному углу для ЛЗЧ в области до быстрот файербола пропорциональна их массовым числам. Полученные экспериментальные данные находятся в соответствии с предположением коалисцентных моделей эмиссии частиц.

Основные результаты, представленные в диссертации, опубликованы в следующих работах:

- 1 Kamanin V.V., Kugler A., Sobolev Yu.G., Fomichev A.S., "Experimental evidence for the emission of high-energy gamma-rays from the dinuclear system formed at the first stage of the

fusion reactions Sn+Ne": preprint JINR, Dubna, 1990. E15-90-155, -5P.

- 2 Kamanin V.V., Kugler A., Sobolev Yu.G., Fomichev A.S. "Experimental evidence for the emission of high-energy gamma-rays from the dinuclear system formed at the first stage of the fusion reactions Sn+Ne" // Z.Phys. A-Atomic Nuclei, 1990. N337, P.111-113.
- 3 Каманин В.В., Куглер А., Соболев Ю.Г., Фомичев А.С. "Измерение γ -множественности в каналах эмиссии высокоэнергетического γ -излучения в реакциях с тяжелыми ионами" // Сообщение /Объедин-т ядер.исслед. Дубна, 1987, P15-89-103, -13 С.
- 4 Соболев Ю.Г., Иванов М.П., Кузнецов И.В., Даниэль А.В., "Многомодульный сцинтилляционный спектрометр на основе CsI(Tl) -кристаллов для регистрации γ -квантов с энергией $1-100$ МэВ" // Сообщение /Объедин-т ядер.исслед. Дубна, 1992. P13-92-331, -16С.
- 5 Каманин В.В., Куглер А., Соболев Ю.Г., Фомичев А.С. "Экспериментальная возможность изучения эмиссии высокоэнергетических γ -квантов из двойной ядерной системы на первой стадии слияния в реакциях с тяжелыми ионами" // Известия АН СССР, сер.Физ., 1990, Т.54, N11, С.2223-2229.
- 6 Sobolev Yu.G., Ivanov M.P., Kuznetsov I.V., Daniel A.V., Multimodule CsI(Tl) scintillation spectrometer for γ -quanta measurements in $1-100$ MeV range // Scientific report FLNR JINR 1991-1992, Dubna, 1993. E7-93-57, P.223.
- 7 Ivanov M.P., Kuznetsov I.V., Sobolev Yu.G., The set-up investigation of prompt gamma-rays from spontaneous fission of nuclei // Scientific report FLNR JINR 1991-1992, Dubna, 1993. E7-93-57, P.224.
- 8 Chubarian G.G., Dmitriev V.D., Georgiev G., Kozulin E.M., Oganessian Yu.Ts., Ortlepp H.-G., Penionzhkevich Yu.E., Sobolev YU.G., Salamatin V.S., Tonchev A.P., Voronin S.R., Zhuchko V.E. The set-up for measurements neutrons and gamma-

quanta in reactions induced by heavy ions // Scientific report FLNR JINR 1991-1992, Dubna, 1993. E7-93-57, P.213-215.

- 9 Kugler A., Wagner V., Pachr M., Šumbera M., Sobolev Yu.G., Hlaváč S., Wohlgemuth R., Simon R.S., Lorencz R., and TAPS collaboration "Angular Distribution of particles emission relatively to the reaction plane Bi+Pb collisions at 1 GeV/nucleon" // Proceedings of the INTERNATIONAL WORKSHOP ON GROSS PROPERTIES OF NUCLEAR EXCITATIONS XX, Hirsheg, 1992, P.35.
- 10 Kugler A., Wagner V., Pachr M., Šumbera M., Sobolev Yu.G., Hlaváč S., Simon R.S., Lorencz R., Wohlgemuth R., and TAPS and FOPI collaborations "Angular Distribution of particle emission relative to the reaction plane in heavy ion collisions at 1 GeV/U" // Proceedings of the International School-Seminar on HEAVY ION PHYSICS, Dubna, Russia, 10-15 May 1993, Vol. 2, P.345-356.
- 11 Kugler A., Wagner V., Pachr M., Šumbera M., Sobolev Yu.G., Hlaváč S. and Simon R.S. Flow effects in Bi + Pb collisions at 1 GeV/u // Acta Physica Polonica B, 1994. Vol.25, No 3-4, P.691-698.
- 12 Kugler A., Wagner V., Pachr M., Šumbera M., Sobolev Yu.G., Hlaváč S., Simon R.S., Lorencz R., Wohlgemuth R. and TAPS collaboration. Emission of nucleons and light fragments relative to the reaction plane in Bi+Pb collision at 1GeV/u. //Phys.Lett.B, 1994. Vol.335, P.319.

Цитируемая литература:

- 1 F.E.Bertrand, J.R.Beene and T.P.Sjoereen. Heavy ion excitation and photon decay og giant resonances. -Jour. de Phys. C4, 1984, T.45, p.99-114.
- 2 A.Lukasiak, W.Norenberg "Precompound giant quadrupole gamma rays in heavy-ion fusion reactions" In Ges. f. Schwe- rionenfor. Scientific Report 1982. -Darmstadt, 1985, p.134.
- 3 В.В.Каманин, А.Куглер, Т.И.Михайлова, Ю.Э.Пенионжкевич, Ю.Г.Соболев, и Е.А.Черепанов "Ис- следование гигантских дипольных резонансов в реакциях с

тяжелыми ионами" - в кн.: Совещание по экспериментам на пучках с тяжелыми ионами (Сборник аннотаций) -Дубна, 1984, -стр. 33-34.

- 4 V.V.Kamanin, A.Kugler, T.I.Mikhailova, Yu.E.Penionzhkevich, Yu.G.Sobolev, and N.V.Eremin "Study of high energy gamma-rays in heavy ion reactions"
 - In Proc. of the IV International conference on Nuclear reaction mechanism, Varrena, 1985. -Milano, p. 413-422. (University degli Studi di Milano)
 - 6)-JINR Rapid Communications N 8-85, Dubna, 1985, p.18-28.
- 5 Kamanin V.V., Kugler A., Penionzhkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Fomichev A.S., David I. "Comparison of the yields of high energy gamma-rays with E_{γ} 18 MeV measured in the reactions Sn+ Ar and Zn+ Zn".
 - a)-Zeitschrift fur Phys. A, 1987, v.327, p.109-113.
 - b)-Dubna, 1986. -6p. (Preprint Joint. Inst. Nucl.Res.: E7- 86-457)
 - c)-In: Proc. of Inter. Symposium on Nuclear Symmetries and Nuclear Structure, Dubrovnik, 1986, p.417-424.
- 6 Newton J.O., Herskind B., Diamond R.M., Dines E.L., Draper J.E., Lindenberk K.H., Schuck C., Shih S., and Stephens F.S. Observation of Giant Dipole Resonances Built on States of High Energy and Spin -Phys.Rev.Lett., 1981, v.46, p.1383-1386.
- 7 Snover K.A. "Giant Resonances Built on Highly Excited States" -Journal de Physique C4, 1984, p.337-350.
- 8 Cherepanov "Statistical model for calculating the characteristics of heavy ion nuclear reactions based on the Monte-Carlo methods" - in Proc. of Int. Symp. on in-beam nuclear spectroscopy, Debrecen, Hungary, May 14-18, 1984, p.499-506.
- 9 Perrin N., Tricoir H., Efficacite d'un Cristal INa de 7,5x7,5 cm aux Neutrons Rapides: Report IPNO D.RE.82-05, Orsay, 1982.

- 10 Плюйко В.А. "Выход гамма-квантов в процессе сферизации ядерной системы". Тез. докл. XXXVIII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Баку, 1988, стр.468.
- 11 Royer G., Remaud B. "Static and dynamic fusion barriers in heavy-ion reactions" Nucl.Phys.,1985, v. A444, p.477-497.
- 12 Пенионжквич Ю.Э., Герлик Э., Каманин В.В., Борча К. "Экспериментальное исследование эмиссии высокоэнергетических гамма-квантов в реакциях с тяжелыми ионами до 10 МэВ/нуклон" ЭЧАЯ, 1986, Т.17, стр. 165-223.
- 13 Каманин В.В., Куглер А., Соболев Ю.Г., Фомичев А.С. "Выделение канала реакции с помощью Кх-детектора в экспериментах по изучению жесткой компоненты γ -излучения" - Дубна, 1987, (препринт ОИЯИ Э-15-87-783)
- 14 Соболев Ю.Г., Иванов М.П., Кузнецов И.В., Даниэль А.В. "Многомодульный сцинтилляционный спектрометр на основе CsI(Tl)- кристаллов для регистрации γ -квантов с энергией 1-100 МэВ" Дубна, 1992, -16с., (Препринт ОИЯИ P13-92-331)
- 15 Berman B.L., Fultz S.C., Rev.Mod.Phys.,1975,Vol.47, p.713-761.
- 16 Royer G., Remaud B., "Static and dynamic fusion barriers in heavy-ion reactions" Nucl.Phys. A444 (1985) p.477-497.
- 17 Kampert K.H. "Shock compression of hadronic matter in high energy heavy-ion collisions" J.Phys. G:Nucl.Part.Phys.15 (1989) p.691-740.
- 18 Chomaz Ph., Di Toro M., Smerzi A. and Zhong Jiguan "Pre-equilibrium giant dipole emissions" - Nuclear physics at GANIL, A compilation 1992 - 1993, Editors: Monique BEX, Joel GALIN, April 1994, P.19-22.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 ноября 1994 года.