

На правах рукописи

ЛАРИОНОВ Алексей Борисович

**Применения уравнения  
Больцмана-Уэлинга-Уленбека в задачах  
ядерной динамики и рождения частиц**

01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Москва – 2013

Работа выполнена в *Национальном исследовательском центре  
“Курчатовский институт”*.

Официальные оппоненты:

д.ф.-м.н. *Антоненко Николай Викторович*

(старший научный сотрудник, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна)

д.ф.-м.н. *Дмитриев Владимир Федорович*

(проф., главный научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск)

д.ф.-м.н. *Камерджиев Сергей Павлович*

(проф., главный научный сотрудник, Федеральное государственное унитарное предприятие “Государственный научный центр РФ – Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского”, Обнинск)

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований РАН, Москва

Защита состоится «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2014 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д 520.009.03, созданного на базе НИЦ “Курчатовский институт”, по адресу: Москва, 123182, пл. И.В. Курчатова, д.1, НИЦ “Курчатовский институт”

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЦ “Курчатовский институт”.

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2013 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета Д 520.009.03,  
доктор физико-математических наук

*А.Л. Барабанов*

## Общая характеристика работы

**Актуальность работы.** В настоящее время кинетическая транспортная теория, основанная на уравнении Больцмана-Уэлинга-Уленбека (БУУ), применяется при решении большого числа задач ядерной физики, где речь идет о системе многих ( $> 10$ ) частиц. Это связано с возможностью учета произвольных отклонений системы от локального термодинамического равновесия, т.е. выхода за рамки гидродинамического подхода.

В реакциях, приводящих к малым энергиям возбуждения ядра-мишени ( $\sim 10$  МэВ), уравнение БУУ<sup>1</sup> позволяет описать ядерные вибрации с учетом диссипации благодаря двухнуклонным соударениям, связи одночастичного и коллективного движений, а также эмиссии частиц в вакуум. Отметим, что более мощные современные полностью квантовые подходы не всегда дают возможность понять, является ли ядерное возбуждение данного типа коллективным или нет. В случае же кинетического подхода само существование решения БУУ с квантовыми числами данного возбуждения уже подразумевает коллективность последнего. Поэтому БУУ позволяет прояснить физическую природу многих ядерных возбуждений и ответить на вопрос об их коллективности. Еще одно преимущество кинетического описания применительно к области гигантских мультипольных резонансов состоит в относительно простом и естественном обобщении на случай конечных температур. Прояснение механизмов диссипации коллективных ядерных движений в нагретых ядерных системах является фундаментальной проблемой. В особенности, в последние несколько десятилетий большой интерес вызывает гигантский дипольный резонанс (ГДР) при конечной температуре.

В высокоэнергетических реакциях, в частности, в ядро-ядерных столкновениях при энергиях от десятков МэВ/нуклон до десятков ГэВ/нуклон в лабораторной системе (lab, л.с.), благодаря значительным отклонениям от локального термодинамического равновесия и большому числу открытых каналов реакции включая рождение новых частиц (мезонов, барионных резонансов и т.д.) БУУ является фактически незаменимым теоретическим инструментом. В данном случае нельзя обойтись без сложных численных подходов к решению БУУ, основанных на методе Монте-Карло. Разработка численных моделей, основанных на связанных уравнениях БУУ для различных сортов частиц с учетом неупругих столкновений, и их тестирование сопоставлением с экспериментом является очень важным направлением теоретических исследований. Это обусловлено, в частности, строящимися ускорителями НИКА (ОИЯИ) и FAIR (Дармштадт).

**Целью настоящей работы** является разработка и применение как ана-

---

<sup>1</sup> В дальнейшем для краткости вместо слов “уравнение БУУ” будем, как правило, использовать просто “БУУ”.

литических так и численных методов решения уравнений типа БУУ и Власова к широкому классу задач коллективной ядерной динамики и рождения частиц в ядерных взаимодействиях:

- Звуковые моды изоскалярного и изовекторного типа в изоспин-асимметричной ядерной материи.
- ГДР в нагретых ядрах.
- Переход от нулевого к первому звуку.
- Гигантский монополярный резонанс (ГМР) в основном состоянии ядер.
- Диссипативные явления в столкновениях тяжелых ионов при  $E_{\text{lab}} \simeq 5 - 20$  МэВ/нуклон.
- Коллективные потоки ядерного вещества в столкновениях тяжелых ионов при  $E_{\text{lab}} \simeq 0.1 - 2$  ГэВ/нуклон.
- Рождение пионов в столкновениях тяжелых ионов при  $E_{\text{lab}} \simeq 1 - 2$  ГэВ/нуклон.
- Рождение протонов, пионов, каонов и гиперонов в тяжелоионных столкновениях при  $E_{\text{lab}} \simeq 2 - 40$  ГэВ/нуклон.
- Антипротон-ядерные взаимодействия.

**Научная новизна.** Впервые в рамках единого подхода на основе кинетического уравнения с самосогласованным средним полем и интегралом столкновений рассмотрен столь широкий класс задач физики ядра и частиц, обычно рассматриваемых в рамках специфических подходов. При этом следующие конкретные результаты получены впервые:

1. На основе решения линеаризованного уравнения Власова (УВ) в изоспин-асимметричной ядерной материи предсказана потеря коллективности изоскалярных вибраций с ростом нейтронного избытка.
2. Показано, что развитие спиноподобной неустойчивости в нейтрон-избыточной ядерной материи при субъядерной плотности приводит к формированию близкой к изоспиновой симметрии жидкой фазы (ядра-фрагменты) и нейтрон-избыточной газовой фазы (нуклоны и легкие кластеры). Этот эффект был предсказан ранее (В.А. Ли, С.М. Ко, 1997), но косвенным образом, в рамках термодинамической модели. Данный теоретический результат в настоящее время подтвержден экспериментально и носит название “фракционирования изоспина” (S. Yennello, 1997;

- H.S. Xu et al., 2000), хотя несколько позже появились и иные интерпретации данного эффекта (A.S. Botvina, I.N. Mishustin, 2001).
3. В рамках теории ферми-жидкости Ландау рассмотрено бесстолкновительное кинетическое уравнение в ядерной материи при конечной температуре и найдены ранее не известные распространяющиеся решения нуль-звукового типа в области затухания Ландау ( $-1 < F_0 < 0$ ).
  4. С использованием теории ферми-жидкости и модели Стейнведеля-Йенсена рассчитаны сечения дипольного фотопоглощения нагретым ядром. Предсказано монотонное возрастание ширины изовекторной коллективной моды с ростом температуры  $\propto T^2$ , причем не только при низких ( $\omega\tau \gg 1$ ), но (в отличие от изоскалярных вибраций) и при высоких ( $\omega\tau \ll 1$ ) температурах. Получено хорошее количественное описание экспериментальных данных по температурной зависимости ширины ГДР. Исследованы проявления перехода от нулевого к первому звуку для изовекторных вибраций с ростом температуры.
  5. Исследована релаксация изоскалярных квадрупольных вибраций в процессе слияния ядер при низких энергиях  $E_{\text{lab}} = 5 - 20$  МэВ/нуклон и выявлен переход от нулевого к первому звуку.
  6. В рамках полного БУУ (с интегралом столкновений) исследован ГМР в основном состоянии ядер и установлен вклад двухчастичных столкновений в его ширину.
  7. Показано, что для одновременного описания коллективного потока нуклонов в плоскости реакции и азимутальных распределений нуклонов в ядро-ядерных столкновениях при энергиях  $E_{\text{lab}} \simeq 0.2 - 2$  ГэВ/нуклон необходимо мягкое уравнение состояния (УС) с модулем сжатия  $K \simeq 220$  МэВ, а также импульсная зависимость нуклонного потенциала, соответствующая эффективной массе  $m^* = (0.6 - 0.8)m$  при нормальной ядерной плотности.
  8. Рассмотрена проблема завышения множественности пионов в БУУ-расчетах ядро-ядерных столкновений при  $E_{\text{lab}} \simeq 1 - 2$  ГэВ/нуклон и выше. Выяснено, что для воспроизведения множественности пионов необходимо введение модификаций сечений  $NN \leftrightarrow N\Delta$  в ядерном веществе. Показано, что последовательный учет ферми-жидкостных эффектов в модели однопионного обмена приводит к уменьшению сечений  $NN \leftrightarrow N\Delta$  в ядерной среде в согласии с расчетами на основе теории Дирака-Бракнера (B. ter Haar, R. Malfliet, 1987). Сечения в ядерной среде рассчитаны

и учтены в модели БУУ, что дает хорошее описание множественности пионов.

9. Рассмотрено обобщение уравнения БУУ на случай схода пионов с вакуумной массовой поверхности. Показано, что эффект схода с массовой поверхности приводит к усилению выхода пионов с малыми поперечными импульсами в ядро-ядерных столкновениях при  $E_{\text{lab}} \simeq 1 - 2$  ГэВ/нуклон в согласии с экспериментом. Следует отметить, что в более ранних работах (Д.Н. Воскресенский, А.В. Сенаторов, 1988, 1991; A.V. Senatorov, D.N. Voskresensky, 1989; Д.Н. Воскресенский, Е.Э. Колмейцев, 1993, 1995) усиление выхода мягких пионов уже объяснялось аналогичным образом, т.е. с использованием модели типа  $\Delta N^{-1}$ . Однако при этом динамика системы сталкивающихся ядер была рассмотрена очень схематично, в картине расширяющегося файрбола. В настоящей диссертации независимо развит последовательный метод расчета рождения и динамики немассовых пионов с учетом постепенного выхода на массовую поверхность при вылете в вакуум, близкий к описанию на основе уравнений Каданова-Бейма. Данный метод введен в микроскопическую транспортную модель, что позволило получить более детальное описание пионорождения в тяжелоионных столкновениях.
10. Предложенный ранее метод учета тройных столкновений частиц (G. Watko, J. Randrup, T. Vetter, 1992) обобщен на случай ядро-ядерных столкновений при  $E_{\text{lab}} \simeq 2 - 40$  ГэВ/нуклон. Показано, что тройные столкновения существенно увеличивают температуру наклона спектров каонов по поперечной массе в согласии с экспериментом.
11. Из сравнения БУУ-расчетов сечений поглощения антипротонов на ядрах и аннигиляционных спектров пионов, протонов и  $\Lambda$ -гиперонов определена действительная часть антипротонного оптического потенциала  $\text{Re}(V_{\text{opt}}) \simeq -150 \pm 30$  МэВ в центре тяжелых ядер. Данный результат близок к недавним результатам анализа рентгеновских переходов в антипротонных атомах (E. Friedman, A. Gal, J. Mares, 2005).

**Практическая значимость.** Основная часть результатов, представленных в диссертации, имеет непосредственное отношение к соответствующим экспериментам. Некоторые результаты, в частности, изоспиновые эффекты в спиноподобной неустойчивости, носят качественный характер, но полезны для прояснения физического механизма рассматриваемых явлений.

Сечения Е1-фотопоглощения нагретыми ядрами могут быть использованы при статистическом моделировании распадов возбужденных ядер для расчета спектров испущенных  $\gamma$ -квантов. Рассчитанные автором сечения дипольного фотопоглощения были включены в статистические модели CASCADE

(G. Gervais, M. Thoennessen, W. E. Ormand, 1998) и MONTECASCA (M. Cabibbo, V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro, 1998; см. также [1]). Как оказалось, с данными сечениями экспериментальные спектры  $\gamma$ -квантов из нагретых ядер описываются лучше, чем с сечениями, рассчитанными исходя из модели адиабатической связи с тепловыми флуктуациями формы ядра (G. Gervais et al., 1998).

Результаты исследования ГМР, тяжелоионных столкновений при релятивистских энергиях, а также антипротон-ядерных реакций получены в процессе многолетнего участия автора в создании и тестировании гиссенской модели БУУ (ГиБУУ). Модель ГиБУУ представляет собой открытый программный пакет с возможностями моделирования фотон-, лептон-, адрон- и ядро-ядерных взаимодействий. ГиБУУ в настоящее время уже используют  $\sim 100$  внешних пользователей, в основном, экспериментаторов из различных лабораторий мира.

**На защиту выносятся следующие результаты:**

1. На основе линеаризованного УВ обнаружено взаимодействие изоскалярных и изовекторных вибраций в изоспин-асимметричной ядерной материи. Показано, что коллективность изоскалярных вибраций теряется с ростом нейтронного избытка. Предсказано восстановление изотопической симметрии жидкой фазы при развитии спиноподобной неустойчивости в нейтрон-избыточной ядерной материи и его связь с явлением “фракционирования изоспина” в мультифрагментации ядер. Обнаружены распространяющиеся решения УВ в ядерной материи при конечной температуре в области затухания Ландау.
2. На основе модели ГиБУУ определены вклады нуклон-нуклонных столкновений в ширину ГМР-вибраций.
3. Построена модель ГДР при конечной температуре. Исследован переход от нулевого к первому звуку для изовекторных дипольных и изоскалярных квадрупольных вибраций.
4. В модели ГиБУУ исходя из одновременного описания коллективного потока нуклонов в плоскости реакции и азимутальных распределений нуклонов в ядро-ядерных столкновениях при  $E_{\text{lab}} \simeq 0.2 - 2$  ГэВ/нуклон установлены ограничения на параметры УС и нуклонного оптического потенциала.
5. Проведены расчеты сечений  $NN \leftrightarrow N\Delta$  и спектральной функции пиона в ядерной материи. На основе введения этих новых составляющих в модель ГиБУУ решена проблема пионного избытка в расчетах релятивистских ядро-ядерных столкновений при  $E_{\text{lab}} \simeq 1 - 2$  ГэВ/нуклон.

6. В рамках модели ГиБУУ учтены тройные столкновения. С их помощью объяснен эффект увеличения температуры наклона  $m_t$ -спектра каонов в ультрарелятивистских ядро-ядерных столкновениях при  $E_{\text{lab}} \simeq 2 - 40$  ГэВ/нуклон.
7. Из ГиБУУ-расчета сечений поглощения антипротонов на ядрах и спектров вторичных частиц определена глубина действительной части антипротонного оптического потенциала.

**Апробация работы.** Результаты работы доложены автором на семинарах ОИЯИ (Дубна), южной национальной лаборатории итальянского национального института ядерной физики (Катания), университетов Гиссена и Франкфурта (Германия), а также на нескольких заседаниях немецкого физического общества (DPG). Кроме того, результаты представлялись автором на следующих международных конференциях, школах и совещаниях: школа-семинар по физике тяжелых ионов (Дубна, 1997 г.), конференция по гигантским резонансам (Варенна, Италия, 1998 г.), совещание по квантовому транспорту в релятивистской физике тяжелых ионов (Гиссен, Германия, 2001 г.), зимняя конференция по ядерной физике (Бормио, Италия, 2002 г.), совещание по ядерной коллективной динамике в экстремальных условиях (ЕСТ\*, Тренто, 2002 г.), совещание "Транспортные теории для тяжелоионных реакций" (ЕСТ\*, Тренто, 2003 г.), школа по ядерной физике "Тяжелоионные реакции от ядерной к кварковой материи" (Эриче, Италия, 2003 г.), совещание "Физика высокой барионной плотности" (ЕСТ\*, Тренто, 2006 г.), совещание по горячей и плотной материи в релятивистских столкновениях тяжелых ионов (Будапешт, Венгрия, 2006), 31-я конференция по физике на Мазурских озерах "Ядерная физика и путь к FAIR" (Пески, Польша, 2009), конференция по низкоэнергетической физике антипротонов (LEAP-2011, Ванкувер, Канада), совещание по рождению, свойствам и взаимодействию мезонов (MESON-2012, Краков, Польша).

**Публикации.** Материалы диссертации опубликованы в работах [1–20].

**Объем и структура диссертации:** 325 страниц, включая 87 рисунков, 6 таблиц, 357 наименований библиографии и 7 приложений. Диссертация состоит из двух частей, разбитых на главы. Первая часть (1-2 главы) посвящена применению аналитических методов теории ферми-жидкости Ландау в низкоэнергетической коллективной ядерной динамике, а также их сопоставлению с численным моделированием УВ и БУУ. Во второй части (3-7 главы) на основе модели ГиБУУ рассматриваются ядро-ядерные столкновения начиная от области фермиевских энергий ( $E_{\text{lab}} \sim 30$  МэВ/нуклон) до релятивистских столкновений в режиме CERN/SPS ( $E_{\text{lab}} \simeq 40$  ГэВ/нуклон), а также антипротон-ядерные взаимодействия.



## Краткое содержание работы

В **первой главе** рассмотрены решения кинетического уравнения без интеграла столкновений применительно к звуковым и неустойчивым модам в бесконечной ядерной материи при конечной изоспиновой асимметрии  $I = (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p)$  и (или) температуре. Система двух связанных через средние ядерные поля линеаризованных УВ для нейтронов и протонов ( $q = n, p$ ) имеет вид:

$$\partial_t \delta f_q + \nabla_p \varepsilon_{p,q} \nabla_r \delta f_q - \nabla_r \delta \varepsilon_{p,q} \nabla_p f_{\text{eq},q} = 0 . \quad (1)$$

Здесь  $\delta f_q(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  – отклонение функции распределения (ФР) от распределения Ферми

$$f_{\text{eq},q}(\varepsilon_{p,q}) = \left[ 1 + \exp \left( \frac{\varepsilon_{p,q} - \mu_q}{T} \right) \right]^{-1} , \quad (2)$$

$\varepsilon_{p,q} = \delta E / \delta f_q$  – энергия квазичастицы. Сначала рассмотрена ядерная материя при нулевой температуре [2]. При этом использованы взаимодействия двух типов: взаимодействие Скирма без импульсной зависимости и зависящее от импульса взаимодействие ВРАЛ32, известное из расчетов структуры нейтронных звезд (М. Prakash et al., 1997). Построены плосковолновые решения УВ (1) типа  $\delta f_q \propto \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$ . Найдены решения дисперсионного соотношения для фазовой скорости  $u = \omega/k$  изовекторных ( $\delta\rho_p/\delta\rho_n < 0$ ) и изоскалярных ( $\delta\rho_p/\delta\rho_n > 0$ ) мод в зависимости от плотности  $\rho = \rho_n + \rho_p$  и изоспиновой асимметрии  $I$  невозмущенной ядерной материи. Показано, что независимо от используемого взаимодействия при плотности вблизи нормальной ядерной изоскалярная мода смягчается с ростом избытка нейтронов и при достижении некоторого критического значения  $I \simeq 0.05 - 0.08$  пропадает в континууме нейтрон-дырочных возбуждений. Найденное смягчение качественно подтверждается результатами недавних расчетов ГМР на основе квазичастичного приближения случайных фаз (КПСФ) и квазичастичного приближения временной блокировки (КПВБ) для изотопов  $^{112-124}\text{Sn}$  с четным  $A$  (V. Tselyaev et al., 2009). Также обнаружен новый динамический эффект восстановления изотопической симметрии в формирующейся жидкой фазе и рост нейтронного избытка в газовой фазе при спиноподальном распаде ядерной материи при субъядерных плотностях.

Последний эффект детально рассмотрен в случае конечной температуры [3]. Для не зависящего от импульса взаимодействия система уравнений для возмущений плотности нейтронов и протонов имеет вид

$$\begin{aligned} (1 + F_0^{nn} \chi_{T,n}) \delta\rho_n + \chi_{T,n} F_0^{np} \delta\rho_p &= 0 \\ \chi_{T,p} F_0^{pn} \delta\rho_n + (1 + F_0^{pp} \chi_{T,p}) \delta\rho_p &= 0 , \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\chi_{T,q}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{1}{N_q(T)} \int \frac{2d^3p}{(2\pi)^3} \frac{\mathbf{k}\mathbf{v}}{\omega + i0 - \mathbf{k}\mathbf{v}} \frac{\partial f_{\text{eq},q}(\varepsilon_{\mathbf{p},q})}{\partial \varepsilon_{\mathbf{p},q}} \quad (4)$$

– длинноволновый предел функции Линдхарда при конечной температуре,

$$N_q(T) = - \int \frac{2d^3p}{(2\pi)^3} \frac{\partial f_{\text{eq},q}(\varepsilon_{\mathbf{p},q})}{\partial \varepsilon_{\mathbf{p},q}} \simeq N_q(0) \left[ 1 - \frac{\pi^2}{12} \left( \frac{T}{\varepsilon_{F,q}} \right)^2 \right], \quad (5)$$

– усредненная по тепловому размытию поверхности Ферми плотность уровней ферми-газа,  $N_q(0) = m_q^* p_{F,q} / \pi^2$ ,  $\varepsilon_{F,q} = p_{F,q}^2 / 2m_q^*$ ,  $p_{F,q} = (3\pi^2 \rho_q)^{1/3}$ . Параметры Ландау-Мигдала в (3) зависят от конкретного вида функционала плотности энергии взаимодействия  $V[\rho_n, \rho_p]$  и выражаются в виде:

$$F_0^{qq'} = N_q(T) \frac{\delta^2 V[\rho_n, \rho_p]}{\delta \rho_{q'} \delta \rho_q}. \quad (6)$$

Найдена область спиnodальной неустойчивости на плоскости  $(\rho, T)$  при  $I = \text{const}$  и на плоскости  $(\rho, I)$  при  $T = \text{const}$ , даваемая нарушением обобщенных условий устойчивости Померанчука<sup>2</sup>:

$$1 + F_0^{nn} > 0, \quad (7)$$

$$(1 + F_0^{nn})(1 + F_0^{pp}) - F_0^{np} F_0^{pn} > 0. \quad (8)$$

Изотопическая асимметрия ведет к сжиманию спиnodальной области на плоскости  $(\rho, T)$  уменьшая как критическую температуру, так и критическую плотность в согласии с более ранними термодинамическими расчетами (Н. Müller, В. D. Serot, 1995). На левом Рис. 1 показан инкремент неустойчивости  $\Gamma = \text{Im} \omega(k)$ . Инкремент уменьшается с ростом начальной изотопической асимметрии ядерной материи. Химический состав растущего возмущения плотности определяется асимметрией возмущения  $I_{pt} = (\delta \rho_n - \delta \rho_p) / (\delta \rho_n + \delta \rho_p)$ . В случае  $I_{pt} = I$  химические эффекты отсутствуют, т.е. формирующиеся жидкая и газовая фазы в этом случае будут обладать той же асимметрией, что и изначальная однородная ядерная материя. Правый Рис. 1 показывает асимметрию возмущения как функцию начальной асимметрии ядерной материи. Поскольку  $I_{pt} < I$ , то изотопическая асимметрия жидкой фазы будет меньше, а газовой – больше, чем в начальной однородной материи. Приведены также результаты численного моделирования БУУ методом тестовых

<sup>2</sup> В изоспин-симметричной ядерной материи имеем  $F_0^{nn} = F_0^{pp}$ ,  $F_0^{np} = F_0^{pn}$ . В этом случае обычные изоскалярный и изовекторный параметры Ландау-Мигдала имеют вид  $F_0 = F_0^{nn} + F_0^{np}$  и  $F'_0 = F_0^{nn} - F_0^{np}$ .

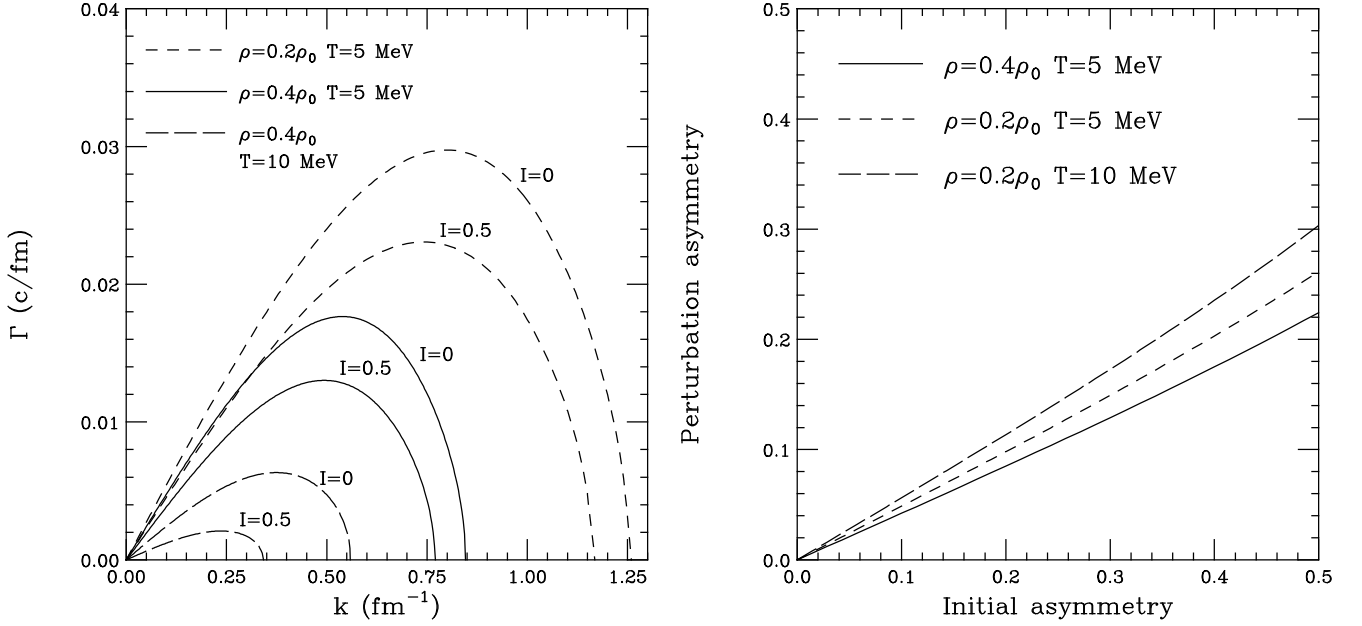


Рис. 1. (слева) Инкремент неустойчивости как функция волнового вектора  $k$ , рассчитанный из условия равенства нулю детерминанта системы (3) при различных значениях  $\rho$ ,  $T$ ,  $I$  ядерной материи. (справа) Асимметрия возмущения  $I_{pt}$  как функция начальной асимметрии  $I$  для различных начальных плотностей и температур ядерной материи. Использовано взаимодействие Скирма Soft2 ( $K = 201$  МэВ,  $m^*/m = 1$ ) с градиентными членами по плотности.  $\rho_0 = 0.16$  ФМ $^{-3}$  – нормальная ядерная плотность.

частиц в кубическом объеме с периодическими граничными условиями, подтверждающие линейный анализ неустойчивости. Даны указания на наблюдаемые проявления обнаруженного в расчетах эффекта, которые качественно подтвердились в экспериментах по мультифрагментации в столкновениях нейтрон-избыточных ядер (S. Yennello, 1997; H.S. Xu et al., 2000).

Далее рассмотрено затухание Ландау для нулевого звука при  $I = 0$  и конечной температуре [4]. Показано, что декремент затухания Ландау  $\propto T$  и при  $T \simeq 1$  МэВ становится сравнимым с декрементом столкновительного затухания. Найдены ранее неизвестные распространяющиеся решения дисперсионного соотношения  $1 + F_0\chi_T(\omega, \mathbf{k}) = 0$  при  $T > 0$  в режиме  $-1 < F_0 < 0$ . Материалы первой главы опубликованы в работах [2–4].

Во **второй главе** рассматриваются решения полного уравнения БУУ, включающего интеграл столкновений, применительно к гигантским мультипольным вибрациям в ядрах. Отправной точкой является линеаризованное уравнение БУУ для малых возмущений ФР в бесконечной изоспин-симмет-

ричной ядерной материи [1, 5]:

$$\begin{aligned} \partial_t \delta f^{(\pm)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) + \mathbf{v} \nabla_r \delta f^{(\pm)} - \nabla_r [\delta U^{(\pm)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) + \delta V^{(\pm)}(\mathbf{r}, t)] \nabla_p f_{\text{eq}}(\varepsilon_p) = \\ = - \sum_{l=l_{\min}^{(\pm)}}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{\delta f_{lm}^{(\pm)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\tau_l^{(\pm)}}, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\delta f^{(\pm)} = \delta f_n \pm \delta f_p$ ,  $\delta U^{(\pm)} = \delta U_n \pm \delta U_p$ ,  $\delta V^{(\pm)} = \delta V_n \pm \delta V_p$ . Знак  $- (+)$  соответствует изовекторным (изоскалярным) вибрациям.  $\delta U_q$  и  $\delta V_q$  ( $q = n, p$ ) – возмущение среднего поля и внешнее поле, соответственно. Интеграл столкновений в (9) записан в приближении времен релаксации, которые зависят от мультиполярности  $l$  деформации поверхности Ферми. Компонента возмущения ФР с мультиполярностями  $(l, m)$  в импульсном пространстве записывается в виде:

$$\delta f_{lm}^{(\pm)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = Y_{lm}(\hat{p}) \int d\Omega_{\hat{p}'} Y_{lm}^*(\hat{p}') \delta f^{(\pm)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}', t)|_{p'=p}. \quad (10)$$

В изоскалярном случае интеграл столкновений сохраняет число частиц, импульс и энергию, что требует положить  $l_{\min}^{(+)} = 2$  в правой части (9). Однако при изовекторных колебаниях относительная скорость нейтронов и протонов уменьшается благодаря  $pn$ -столкновениям. Поэтому компоненты  $\delta f_{1m}^{(-)}$  затухают и  $l_{\min}^{(-)} = 1$ . Времена релаксации  $\tau_l^{(\pm)}$  вычисляются в Приложении Г на основе преобразования Абрикосова-Халатникова (А.А. Abrikosov, I.M. Khalatnikov, 1959) в низкотемпературном приближении  $T \ll \varepsilon_F$  исходя из интеграла столкновений Уэлинга-Уленбека, что дает

$$\frac{1}{\tau_l^{(\pm)}} = \frac{T^2}{\kappa_l^{(\pm)}}. \quad (11)$$

Параметры  $\kappa_l^{(\pm)}$  определяются сечениями упругого  $pp$ - и  $pn$ -рассеяния и показаны на Рис. 2 для зависящих от энергии и угла рассеяния вакуумных (сплошные линии) и средовых (длинноштриховые линии)  $NN$ -сечений, взятых из расчетов в ядерной материи методом Дирака-Бракнера с боннским  $NN$ -потенциалом (G.Q. Li, R. Machleidt, 1993, 1994), а также для изотропных не зависящих от энергии сечений  $\sigma_{pn} = 50$  мб и  $\sigma_{nn} = \sigma_{pp} = 25$  мб (короткоштриховые линии).

Для упрощения уравнение (9) решалось в предположении, что  $\tau_2^{(\pm)} = \tau_3^{(\pm)} = \dots = \tau_{\infty}^{(\pm)}$ . При рассмотрении ГДР были учтены также эффекты памяти в интеграле столкновений, что приводит к замене  $T^2 \rightarrow T^2 + (\omega_R/2\pi)^2$  в формуле (11), где  $\omega_R$  – действительная часть частоты колебаний (А.А. Abrikosov, I.M. Khalatnikov, 1959; V.M. Kolomietz, V.A. Plujko, S. Shlomo, 1996).

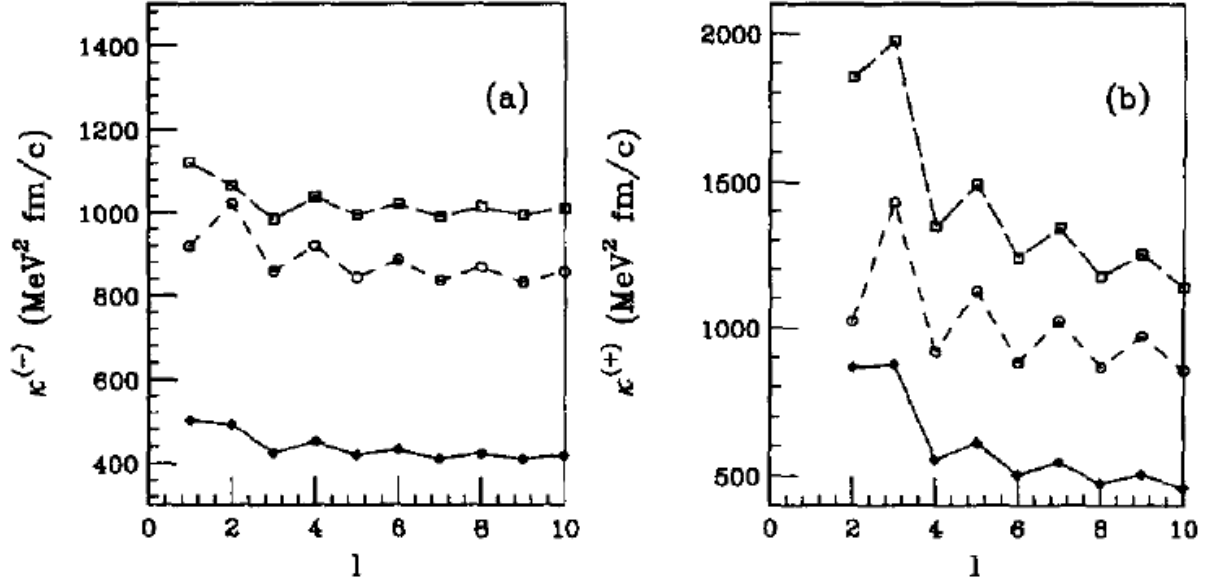


Рис. 2. Параметры  $\kappa_l^{(\pm)}$  времен релаксации (11) как функции мультиполярности  $l$ . (a) — изовекторная мода,  $\kappa_l^{(-)}$ . (b) — изоскалярная мода,  $\kappa_l^{(+)}$ . Линии описаны в тексте.

В конечной системе важную роль играет диссипация коллективных движений благодаря столкновениям частиц с поверхностью ядра. Квантовым аналогом стеночной диссипации является уширение коллективной моды за счет связи с частично-дырочными возбуждениями, приводящее к фрагментации силовой функции (J.J. Griffin, M. Dworkzecka, 1985). Вклад стеночной диссипации был учтен в виде дополнительного диссипативного члена в правой части (9), т.е. путем замены  $(\tau_l^{(\pm)})^{-1} \rightarrow (\tau_l^{(\pm)})^{-1} + \tau_{\text{wall}}^{-1}$ , где  $\tau_{\text{wall}}^{-1} = \bar{v}/2R\xi$  (V.M. Kolomietz, V.A. Plujko, S. Shlomo, 1996). Здесь  $R = 1.2A^{1/3}$  — радиус ядра,  $\bar{v}$  — средняя скорость нуклонов,  $\xi \sim 1 - 10$  — численный коэффициент, зависящий от мультиполярности и изоспина моды.

Исходя из (9) была рассчитана функция отклика плотность-плотность для периодического внешнего поля  $\delta V^{(\pm)} \propto \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$ :

$$\chi_{\rho\rho}^{(\pm)}(\omega, k) = -\frac{2\delta\rho^{(\pm)}}{\delta V^{(\pm)}}, \quad (12)$$

где

$$\delta\rho^{(\pm)}(\mathbf{r}, t) = \int \frac{2d^3p}{(2\pi)^3} \delta f^{(\pm)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \quad (13)$$

— возмущение плотности [1, 5]. Для не зависящего от импульса взаимодействия функция отклика имеет следующий вид:

$$\chi_{\rho\rho}^{(\pm)}(\omega, k) = \frac{2N(0)\chi_T^\tau(\omega, k)}{1 + F_0^{(\pm)}\chi_T^\tau(\omega, k)}, \quad (14)$$

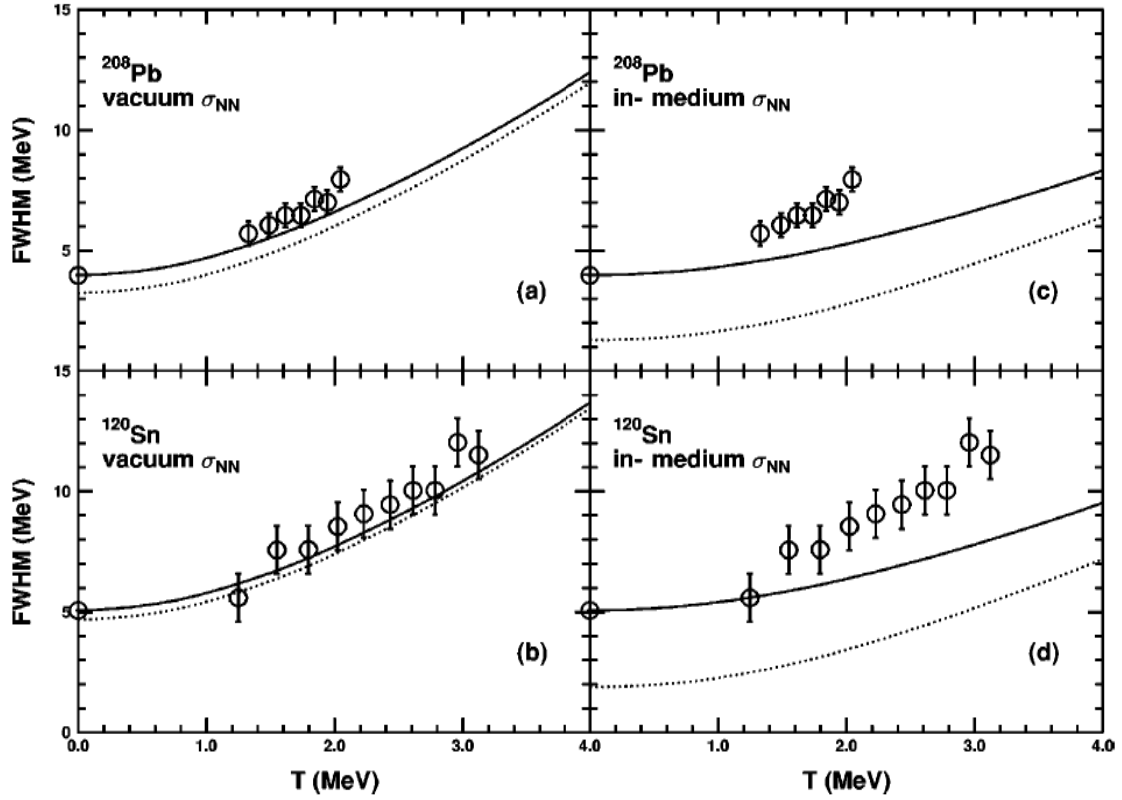


Рис. 3. Ширина ГДР в ядрах  $^{208}\text{Pb}$  (a),(c) и  $^{120}\text{Sn}$  (b),(d) как функция температуры. Полный расчет показан сплошными линиями. Расчет без учета стеночной диссипации показан пунктирными линиями. Панели (a),(b) [(c),(d)] соответствуют вакуумным [уменьшенным в среде] сечениям NN рассеяния. Точками показаны экспериментальные данные (E. Ramakrishnan et al., 1996).

где  $F_0^{(+)} \equiv F_0$ ,  $F_0^{(-)} \equiv F'_0$  – параметры Ландау-Мигдала,  $\chi_T^r(\omega, k)$  – функция отклика ферми-газа со столкновениями, но без среднеполевого взаимодействия,  $N(0) = m^* p_F / \pi^2$ . Применение к конечному ядру достигалось выбором волнового вектора  $k = \pi/2R$  согласно модели Стейнведеля-Йенсена (F.L. Braghin, D. Vautherin, 1994). Данная модель ГДР предполагает неизменность полной плотности нуклонов (поляризационная мода) и неподвижность поверхности ядра, что приближенно выполняется для тяжелых сферических ядер. При этом сечение дипольного фотопоглощения нагретым ядром, удовлетворяющее правилу сумм Томаса-Райхе-Куна, рассчитывалось следующим образом:

$$\sigma_{\text{abs}}(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2 N Z}{k^2 \rho_0 A} \omega S^{(-)}(\omega, k), \quad (15)$$

где  $S^{(\pm)}(\omega, k) = \pi^{-1} \text{Im}(\chi_{\rho\rho}^{(\pm)})$  – силовая функция на единицу объема. На Рис. 3 показана рассчитанная при конечной температуре ширина ГДР в ядрах свинца и олова в сравнении с экспериментом. Экспериментальные данные лучше

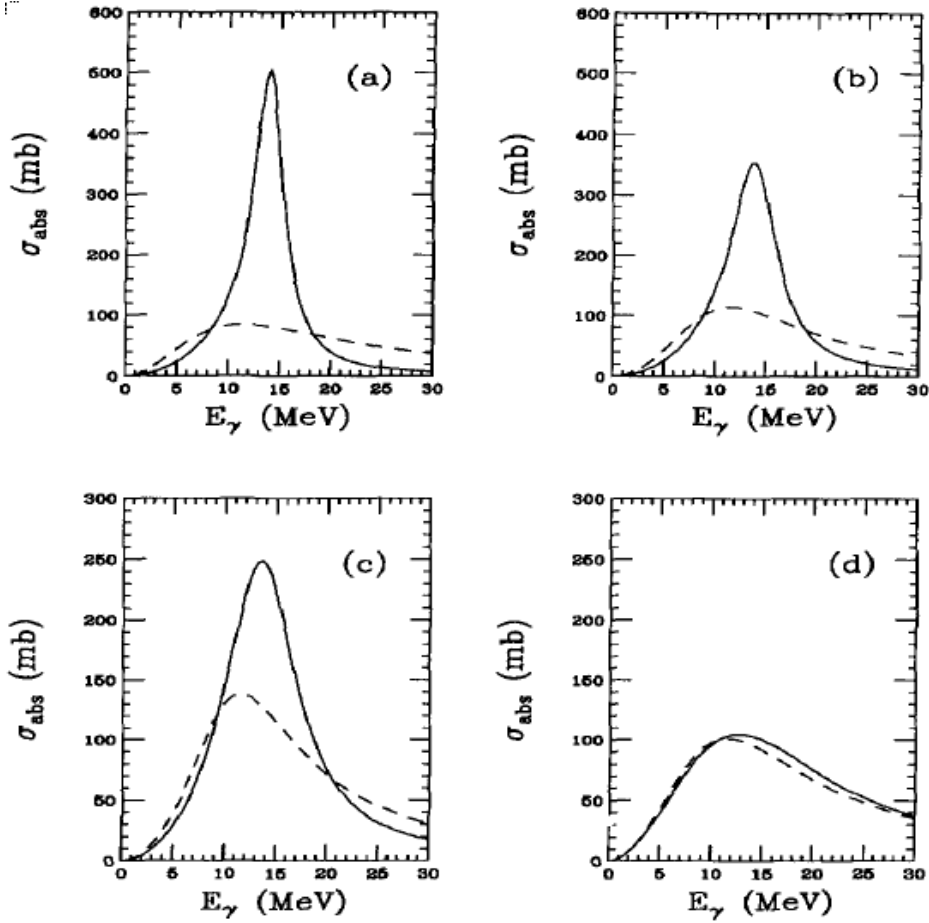


Рис. 4. Сечение фотопоглощения ядром  $^{208}\text{Pb}$ , рассчитанное с вакуумными сечениями  $NN$  рассеяния при различных температурах: (a)  $T = 1$  МэВ, (b)  $T = 2$  МэВ, (c)  $T = 3$  МэВ и (d)  $T = 6$  МэВ. Сплошные линии — полный расчет на основе формулы (15). Штриховые линии — лоренцианы, полученные в пределе первого звука (16).

всего описываются расчетом с вакуумными  $NN$ -сечениями, что также подтверждается расчетом спектров  $\gamma$ -квантов из возбужденного ядра  $^{208}\text{Pb}$  по статистической модели MONTECASCA.

Важным вопросом является поведение ширины ГДР при высоких температурах. Из теории однокомпонентной ферми-жидкости (А.А. Abrikosov, I.M. Khalatnikov, 1959) известно, что коэффициент вязкости ведет себя как  $1/T^2$  в пределе  $\omega\tau \ll 1$ . Иначе говоря, при высоких температурах ожидается уменьшение ширины коллективных вибраций. Однако в случае двухкомпонентной ферми-жидкости это не так. Из-за трения между нейтронной и протонной жидкостями ширина ГДР монотонно возрастает с температурой  $\propto 1/\tau_1^{(-)} \propto T^2$  при высоких температурах. При этом переход от нулевого к первому звуку с ростом температуры проявляется в изменении формы энергетической зависимости сечения фотопоглощения, как показано на Рис. 4. С

ростом температуры  $\sigma_{\text{abs}}(\omega)$  приближается к лоренциану вида

$$\sigma_{\text{abs}}(\omega) = \frac{4\pi e^2 NZ}{m A} \frac{\Gamma \omega^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \Gamma^2 \omega^2}. \quad (16)$$

Здесь  $\omega_0 = kv_F \sqrt{(1 + F'_0)/3} = \sqrt{\omega_{R,fs}^2 + \omega_{I,fs}^2}$ , где  $\omega_{R,fs}$  и  $\omega_{I,fs}$  – действительная и мнимая части частоты первого (т.е. гидродинамического) звука. При этом  $\omega_{I,fs} = -1/2\tau_1^{(-)} - \frac{2}{15}(kv_F)^2\tau_2^{(-)}$ . Ширина ГДР в формуле (16) выражается как  $\Gamma = -2\omega_{I,fs}$ . Приближение сечения фотопоглощения к виду (16) с ростом температуры может служить хорошим наблюдаемым сигналом перехода от нулевого к первому звуку для ГДР. Ожидаемая температура перехода  $T_{\text{tr}} \simeq 4 - 5$  МэВ.

Далее рассматривается диссипация коллективного квадрупольного движения на фазе слияния ядер в центральных столкновениях  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$  при  $E_{\text{lab}} = 5 - 20$  МэВ/нуклон [9]. Интерес к этой задаче связан с возможностью извлечь редуцированный коэффициент трения

$$\beta = \frac{1}{E_{\text{kin}}^{\text{coll}}} \left( \frac{dE}{dt} \right)_{\text{diss}}, \quad (17)$$

где  $E_{\text{kin}}^{\text{coll}}$  – коллективная кинетическая энергия биядерной системы (БЯС), а  $(dE/dt)_{\text{diss}}$  – скорость диссипации полной коллективной энергии  $E = E_{\text{kin}}^{\text{coll}} + E_{\text{pot}}$ . Ранее коэффициент  $\beta$  уже извлекался из данных по множественности предразделительных нейтронов в реакциях быстрого распада (J. Wilczynski, K. Siwek-Wilczynska, H.W. Wilschut, 1996; L. Donadille et al., 1999). Найденные значения  $\beta \sim (10 - 100) \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  оказались слишком большими, чтобы объясняться только лишь одночастичным механизмом диссипации.

Численные расчеты были проведены на основе модели Больцмана-Нордхейма-Власова (БНВ) (M. Colonna, M. Di Toro, A. Guarnera, 1995; A. Guarnera, PhD thesis, GANIL, Caen, 1996). Рассмотрена временная зависимость квадрупольного момента БЯС

$$Q_{zz}(t) = \int d^3r (2z^2 - x^2 - y^2) \rho(\mathbf{r}, t), \quad (18)$$

где ось  $z$  направлена вдоль импульса налетающего ядра в системе центра масс (с.ц.м.). Временная зависимость квадрупольного момента оказалась близка к периодическому закону с затуханием, т.е.  $Q_{zz}(t) \propto \exp(-i\omega t)$ , где  $\omega = \omega_R + i\omega_I$  ( $\omega_I < 0$ ). При этом на больших временах частота осцилляций приблизительно соответствует эмпирической ( $\hbar\omega_R \simeq 65A^{-1/3}$  МэВ при  $A = 302$ ). Показано, что редуцированный коэффициент трения дается выражением  $\beta = -4\omega_I$ . Определенный из БНВ-моделирования коэффициент



$\beta \simeq 0.05 - 0.08 \text{ с}/\Phi_{\text{М}} = (15 - 24) \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  находится в пределах эмпирических значений. Показано, что  $\beta$  имеет максимум как функция температуры БЯС при  $T \simeq 4.6 \text{ МэВ}$  ( $E_{\text{lab}} = 10 \text{ МэВ/нуклон}$ ), что интерпретировано как проявление перехода от нулевого к первому звуку. Сделан вывод, что переход к гидродинамическому режиму (первый звук) при энергиях пучка выше  $10 \text{ МэВ/нуклон}$  должен проявиться в увеличении сечения реакций быстрого распада.

Рассмотрение ГМР [10] ограничивалось случаем ядра, приготовленного изначально при нулевой температуре<sup>3</sup>. Расчеты были проведены на основе модели ГиБУУ [11] с релятивистскими средними полями (RMF) в параметризации NL3\*, дающей модуль сжатия ядерной материи  $K = 258 \text{ МэВ}$  и массу Дирака для нуклона  $m^* = 0.594m$  при  $\rho = \rho_0$  (G.A. Lalazissis et al., 2009). ГМР-мода возбуждалась увеличением радиуса  $R$  ядра так, что энергия возбуждения  $E^* = E(R) - E_0$  приблизительно равна эмпирической энергии ГМР. При этом энергия расширенного ядра связана с модулем сжатия ядерной материи соотношением

$$\frac{E(R)}{A} \simeq \frac{E_0}{A} + \frac{K}{2} \left( \frac{R - R_0}{R_0} \right)^2, \quad (19)$$

где  $R_0$  – равновесный радиус ядра. Исследована временная эволюция среднеквадратического радиуса ядра  $\langle r^2 \rangle^{1/2}(t)$  для ядер в интервале массовых чисел  $A = 56 - 208$ . Параметры ГМР извлекались из фитирования радиуса  $\langle r^2 \rangle^{1/2}(t)$  функцией

$$F(t) = \alpha + \beta \cos(\omega t + \delta) \exp(-\gamma t) \quad . \quad (20)$$

При этом  $E^* = \omega$  и  $\Gamma = 2\gamma$ . Примеры временных эволюций среднеквадратического радиуса для нескольких ядер даны на Рис. 5. Полученная из ГиБУУ-расчета массовая зависимость энергии ГМР для тяжелых ядер ( $A \geq 60$ ) воспроизводится формулой  $E^* \simeq 90A^{-1/3} \text{ МэВ}$  и удовлетворительно согласуется с экспериментом. В то же время ширина ГМР, как видно на Рис. 6, недооценивается на 30 – 50%. Из сопоставления результатов ГиБУУ- и УВ-моделирования с результатами КПВБ- и КПСФ-расчетов сделан вывод о важности учета фрагментационной ширины ГМР для количественного описания эксперимента. Проведен также анализ результатов ГиБУУ- и УВ-расчетов в рамках звуковой картины. Материалы второй главы опубликованы в [1, 5, 6, 8–10].

**Третья глава** содержит краткое описание модели ГиБУУ [11], которая использовалась в расчетах ГМР, ядро-ядерных столкновений и антипротон-ядерных реакций. В модели ГиБУУ решается связанная система кинетических уравнений для ФР  $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  частиц разных сортов ( $i = N, \Delta, N^*, \pi,$

---

<sup>3</sup> В модели БУУ в процессе временной эволюции энергия ГМР за счет связи с 2p2h-возбуждениями переходит в тепло.

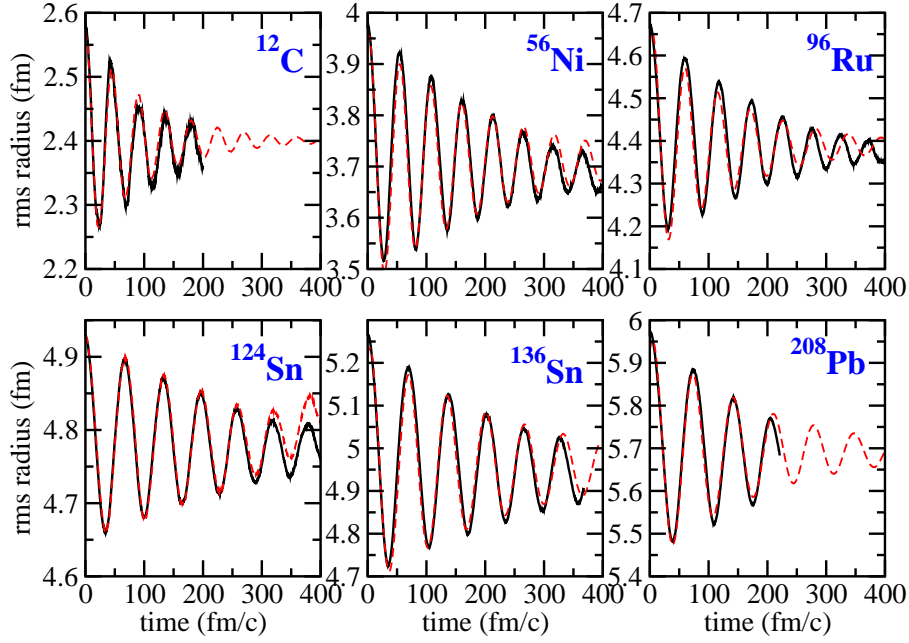


Рис. 5. Временная эволюция среднеквадратического радиуса в случае ГМР для различных ядер, указанных на рисунке. Сплошные линии – ГиБУУ-расчет. Штриховые линии – фит согласно (20).

$K$  и т.д.) с учетом проекций изоспина. Для нуклонов ( $i = n, p$ ) кинетические уравнения имеют вид

$$\begin{aligned}
 (\partial_t + \nabla_{\mathbf{p}} \varepsilon_i \nabla_{\mathbf{r}} - \nabla_{\mathbf{r}} \varepsilon_i \nabla_{\mathbf{p}}) f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \sum_{j=n,p} \int \frac{2d^3 p_j}{(2\pi)^3} v_{ij} \int d\Omega \frac{d\sigma_{ij \rightarrow i'j'}}{d\Omega} \times \\
 \times (f_{i'} f_{j'} \bar{f}_i \bar{f}_j - f_i f_j \bar{f}_{i'} \bar{f}_{j'}) + \text{члены связи} .
 \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь  $d\sigma_{ij \rightarrow i'j'}/d\Omega$  – дифференциальное сечение NN рассеяния;  $v_{ij} = |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j|$  – относительная скорость сталкивающихся частиц;  $f_k \equiv f_k(\mathbf{r}, \mathbf{p}_k, t)$ ,  $k = i, j, i'j'$  ( $\mathbf{p}_i \equiv \mathbf{p}$ ). В отличие от интеграла столкновений Больцмана, правая часть (21) содержит факторы блокировки Паули  $\bar{f}_k \equiv 1 - f_k$ . Зависящие от энергии дифференциальные сечения pp и np рассеяния брались в параметризации Куньона с соавторами (J. Cugnon, D. L'N ôte, J. Vandermeulen, 1996). Дополнительные члены связи в правой части (21), которые для простоты не выписаны явно, однако учтены в модели ГиБУУ, описывают всевозможные неупругие каналы взаимодействий частиц:  $NN \leftrightarrow \pi NN$  – s-волновое рождение и поглощение пионов,  $NN \leftrightarrow NR$  – рождение и поглощение барионных резонансов,  $NN \rightarrow YKN$  – рождение странных частиц и т.д.

Квазичастичные энергии  $\varepsilon$  определяются в модели ГиБУУ двумя различными методами. Первый метод опирается на нерелятивистский нуклон-ядерный потенциал (G.M. Welke, M. Prakash, T.T.S. Kuo, S. Das Gupta, C. Gale,

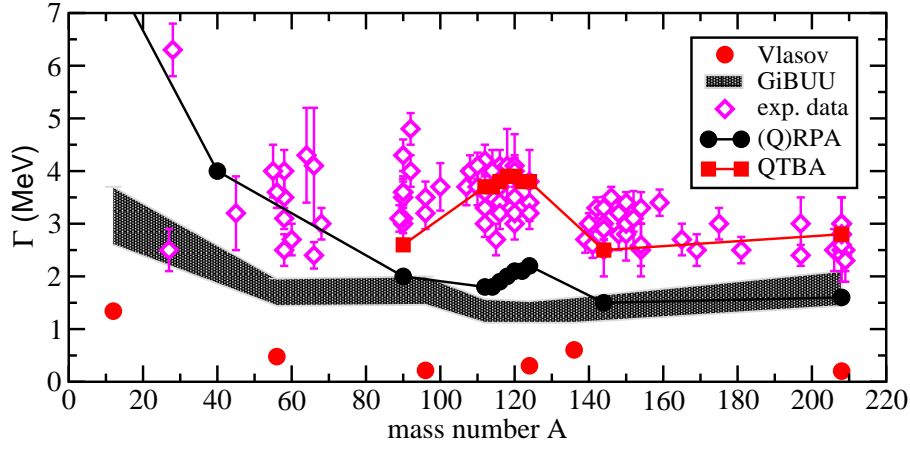


Рис. 6. Ширина ГМР как функция массового числа ядра. Результаты численного моделирования УВ (кружки) и ГиБУУ (серая полоса) сопоставляются с результатами КПСФ- (линия с кружками) и КПВБ- (линия с квадратиками) расчетов (V. Tselyaev, S. Krewald, E. Litvinova, J. Speth, 2009) и с экспериментальными данными (S. Shlomo, D.H. Youngblood, 1993).

1988), вычисляемый в локальной системе покоя (LRF) элемента ядерной материи:

$$U(\rho, \mathbf{p}) = A \frac{\rho}{\rho_0} + B \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma + \frac{2C}{\rho_0} \sum_j \int \frac{2d^3p'}{(2\pi)^3} \frac{f_{j,LRF}(\mathbf{r}, \mathbf{p}')}{1 + (\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2/\Lambda^2}. \quad (22)$$

При этом в LRF энергия квазичастицы имеет вид

$$\varepsilon_{LRF}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_{LRF}) = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}_{LRF}^2} + U(\rho_{LRF}, \mathbf{p}_{LRF}). \quad (23)$$

Переход из исходной вычислительной системы в LRF производится с помощью преобразования Лоренца. Процедура нахождения  $\varepsilon$  имеет вид итераций, т.к. требуется, чтобы скалярный потенциал  $S = \sqrt{\varepsilon_{LRF}^2 - \mathbf{p}_{LRF}^2} - m$  не менялся при переходе в вычислительную систему координат. В случае заряженной частицы к определенной из итераций энергии  $\varepsilon$  добавляется кулоновский потенциал. Переход в LRF для нахождения потенциала особенно важен в случае релятивистских ядро-ядерных столкновений ( $E_{lab} > 1 - 2$  ГэВ/нуклон), когда в с.ц.м. оба ядра лоренц-сжаты. Прямое нахождение нерелятивистского потенциала (22) в вычислительной системе привело бы к неустойчивости основных состояний ядер. Использование плотности барионов в LRF в формуле (23) устраняет эту проблему. Тем не менее при высокой барионной плотности  $\sim 10\rho_0$ , достигаемой в центральных столкновениях тяжелых ионов при  $E_{lab} = 10 - 20$  ГэВ/нуклон, использование потенциала (22) вызывает опасе-

ния, т.к. даже движение Ферми в этом случае становится релятивистским<sup>4</sup>. Более того, не ясно, как обобщить потенциалы скирмовского вида на случай антибарионов.

С этими целями в работах [10, 16, 17] в ГиБУУ был включен второй метод определения барионных потенциалов, основанный на релятивистском среднеполевом лагранжиане нелинейной модели Валечки (J.D. Walecka, 1974; J. Voguta, A.R. Bodmer, 1977; G.A. Lalazissis, J. König, P. Ring, 1997) с модифицированными антибарион-мезонными константами связи (см. седьмую главу). При этом переход в LRF не требуется, т.к. все уравнения явно лоренц-инвариантны. В результате квазичастичные энергии принимают следующий вид:

$$\varepsilon_{\mathbf{p},i} = V_i^0 + \sqrt{(\mathbf{p}_i^*)^2 + (m_i^*)^2}, \quad (24)$$

где

$$m_i^* = m + S_i, \quad (25)$$

$$V_i^\mu = g_{\omega i} \omega^\mu + g_{\rho i} \tau_i^3 \rho^{3\mu} + \frac{e}{2} (B_i + \tau_i^3) A^\mu, \quad (\mu = 0, 1, 2, 3) \quad (26)$$

– эффективная масса Дирака и векторное поле, соответственно;

$$p_i^{*\mu} = p^\mu - V_i^\mu \quad (27)$$

– кинетический 4-импульс. Здесь  $S_i = g_{\sigma i} \sigma$  – скалярный потенциал. Учтены следующие средние мезонные поля:  $\sigma$  – изоскаляр-скаляр ( $I^G = 0^+$ ,  $J^\pi = 0^+$ ),  $\omega^\mu$  – изоскаляр-вектор ( $I^G = 0^-$ ,  $J^\pi = 1^-$ ) и  $\rho^\mu$  – изовектор-вектор ( $I^G = 1^+$ ,  $J^\pi = 1^-$ ). Учтен также 4-потенциал электромагнитного поля  $A^\mu$ . Ввиду того, что  $\tau_{p,\bar{n}}^3 = +1$  и  $\tau_{n,\bar{p}}^3 = -1$ , в электромагнитное взаимодействие введены барионные заряды  $B_{p,n} = 1$  и  $B_{\bar{p},\bar{n}} = -1$ . Выбор констант связи нуклона со средними мезонными полями зависит от конкретной физической задачи. При расчетах ядро-ядерных столкновений выбиралась параметризация NL2 (A. Lang, W. Cassing, U. Mosel, K. Weber, 1992), дающая мягкое УС в широком диапазоне плотности нуклонов, а также сравнительно большую массу Дирака для нуклона ( $m^* = 0.83m$  при  $\rho = \rho_0$ ), которая приводит, в среднем, к неплохому описанию импульсной зависимости протон-ядерного оптического потенциала. При расчетах ядерных вибраций и взаимодействий частиц с ядрами, т.е. в случаях, когда выживает ядро-остаток, более реалистичными представляются параметризации NL3 (G.A. Lalazissis, J. König, P. Ring, 1997) и NL3\* (G.A. Lalazissis, S. Karatzikos, R. Fossion, D. Pena Arteaga, A.V. Afanasjev, P. Ring, 2009), ориентированные на воспроизведение свойств ядер

---

<sup>4</sup> При столь высоких плотностях возможен переход в кварковую фазу. Однако в настоящей диссертации данный переход не рассматривается.

в основном состоянии. Средние мезонные поля  $\sigma$ ,  $\omega^\mu$ ,  $\rho^{3\mu}$  и кулоновский потенциал  $A^0$  вычисляются из решения уравнений типа Клейна-Гордона с источниками, даваемыми скалярными плотностями и токами барионов.

Численное решение уравнения (21) основано на методе тестовых частиц (C.Y. Wong, 1982; G.F. Bertsch, S. Das Gupta, 1988). Функция распределения представляется в виде суммы вкладов отдельных тестовых частиц:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{(2\pi)^3}{g_s N} \sum_{n=1}^{N_{\text{phys}} N} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n(t)) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_n(t)), \quad (28)$$

где  $N_{\text{phys}}$  – число физических частиц данного сорта,  $N$  – число тестовых частиц на одну физическую частицу,  $g_s = 2J + 1$  – фактор спинового вырождения частицы. Положения центров  $\delta$ -функций зависят от времени согласно уравнениям Гамильтона:

$$\frac{d\mathbf{r}_n}{dt} = \frac{\partial \varepsilon(\mathbf{r}_n, \mathbf{p}_n, t)}{\partial \mathbf{p}_n}, \quad (29)$$

$$\frac{d\mathbf{p}_n}{dt} = -\frac{\partial \varepsilon(\mathbf{r}_n, \mathbf{p}_n, t)}{\partial \mathbf{r}_n}. \quad (30)$$

При моделировании интеграла столкновений весь набор тестовых частиц разбивается на  $N$  параллельных ансамблей так, что каждый параллельный ансамбль может рассматриваться как реальная физическая система частиц. Таким образом, учитываются только столкновения между частицами одного и того же ансамбля. Частицы а и б испытают столкновение на протяжении временного шага  $\Delta t$ , если выполнены два условия: 1) в течение данного временного шага достигается минимальное расстояние  $d_{\text{min}}$  между частицами и 2)  $d_{\text{min}} < \sqrt{\sigma_{ab}/\pi}$ , где  $\sigma_{ab}$  – полное сечение взаимодействия частиц а и б. Столкновение частиц моделируется методом Монте-Карло так, что вероятность данного конечного канала пропорциональна парциальному сечению этого канала. Если среди конечных частиц имеются нуклоны, то результат столкновения принимается с вероятностью  $P = \prod_{i=1}^{n_{\text{nucl}}} (1 - f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}_i, t))$ , где  $n_{\text{nucl}} = 1$  или  $2$  – число нуклонов в конечном состоянии. Таким образом, учитывается блокировка Паули конечных состояний нуклонов.

Начальные ядра готовятся в приближении локального распределения Ферми при  $T=0$ . При этом используются эмпирические профили плотности Вудса-Саксона или (для легких ядер с массовым числом  $A < 20$ ) из модели гармонического осциллятора. В случае ядро-ядерных столкновений для каждого ядра производится преобразование Лоренца энергий и импульсов нуклонов из системы покоя ядра в с.ц.м. всей системы. Подробное описание модели ГиБУУ дано в обзоре [11].

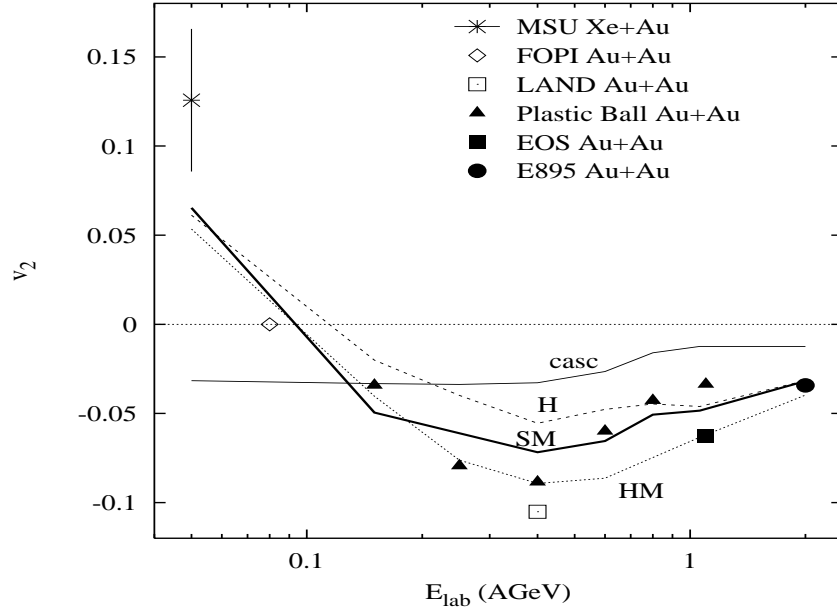


Рис. 7. Функция возбуждения эллиптического потока  $v_2$  для протонов при быстроте в с.ц.м.  $|y| < 0.1$ . ГиБУУ-расчеты проведены для столкновений Au+Au при  $b = 5 - 7$  Фм. Различные кривые соответствуют различным параметризациям среднеполевого потенциала, как обозначено. Тонкой сплошной линией показан результат каскадного расчета (без потенциалов). Компиляция экспериментальных данных (N. Herrmann et al., 1999) показана точками.

В четвертой главе модель ГиБУУ с нерелятивистским нуклон-ядерным потенциалом применяется к анализу коллективных потоков в ядро-ядерных столкновениях при  $E_{\text{lab}} \simeq 0.03 - 2$  ГэВ/нуклон [12]. Основной задачей при этом является исследование механизма выдавливания нуклонов из плоскости реакции<sup>5</sup> в периферических столкновениях. Наблюдаемой величиной служит отношение выдавливания  $R_N \equiv (N(90^\circ) + N(270^\circ))/(N(0^\circ) + N(180^\circ))$  при центральной быстроте. Здесь  $N(\phi)$  – азимутальное распределение нуклонов относительно плоскости реакции ( $\phi = 0$ ). Если разложить  $N(\phi)$  в ряд Фурье

$$N(\phi) \propto 1 + 2v_1 \cos(\phi) + 2v_2 \cos(2\phi) + \dots, \quad (31)$$

где  $v_1$  – направленный поток, а  $v_2$  – эллиптический поток, то отношение выдавливания выражается в виде

$$R_N \simeq \frac{1 - 2v_2}{1 + 2v_2}. \quad (32)$$

На Рис. 7 показан эллиптический поток  $v_2$  для протонов в периферических столкновениях Au+Au как функция энергии пучка. При энергиях ниже  $\simeq 100$

<sup>5</sup> Плоскость реакции задается прицельным параметром и импульсом ядра-снаряда в л.с.

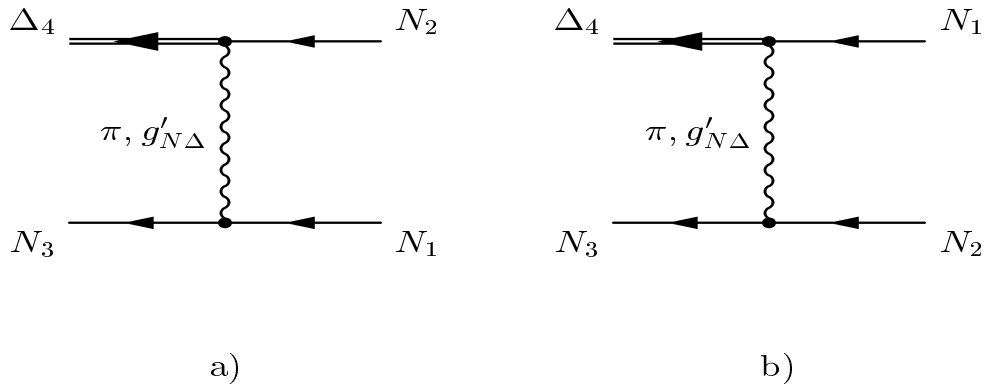


Рис. 8. Прямая (а) и обменная (б) диаграммы, дающие вклад в амплитуду процесса  $N_1 N_2 \rightarrow N_3 \Delta_4$ . Волнистая линия обозначает либо обмен  $\pi$ -мезоном, либо контактное взаимодействие  $\propto g'_{N\Delta}$ .

МэВ/нуклон  $v_2 > 0$ , что вызвано вращательным движением БЯС, приводящим к преимущественному испусканию протонов в плоскости реакции. С ростом энергии начинает доминировать механизм участники-зрители. Протоны, испущенные фэйрболем (зона участников) затеняются зрительными ядрами-остатками. Это приводит к усилению эмиссии частиц из плоскости реакции, т.е. явлению выдавливания ( $v_2 < 0$ ,  $R_N > 1$ ). Выдавливание достигает максимума при  $E_{\text{lab}} \simeq 0.4$  ГэВ/нуклон. С дальнейшим увеличением  $E_{\text{lab}}$  зрительные остатки быстро покидают зону взаимодействия. В результате выдавливание постепенно ослабевает. Подтверждением данной картины является сильная зависимость  $v_2$  от присутствия зависящего от импульса взаимодействия (MDI) в нуклон-ядерном потенциале (последний член в правой части (22), ср. линии Н и НМ на Рис. 7)<sup>6</sup>. Показано, что усиление выдавливания благодаря MDI происходит за счет увеличения скоростей нуклонов в зоне участников, т.к.  $\mathbf{v} \simeq \mathbf{p}/m^*$  при  $m^* < m$ . Совокупность экспериментальных данных по выдавливанию и направленному потоку накладывает ограничения на эффективную массу нуклона  $m^*/m = 0.65 \pm 0.03$  при нормальной ядерной плотности. Результаты четвертой главы опубликованы в [12].

В **пятой главе** исследуется пионерождение в столкновениях ядер при  $E_{\text{lab}} = 1 - 2$  ГэВ/нуклон [13–15]. Главное внимание уделено проблеме завышенности множественности пионов в микроскопических транспортных расчетах, которая была впервые выявлена при анализе данных FOP1 для реакции Au(1.06 ГэВ/нуклон)+Au в рамках молекулярно-динамической модели (D. Pelte et al., 1997). Рождение и поглощение пионов происходит в результате двухшаговых процессов  $NN \leftrightarrow N\Delta$ ,  $\Delta \leftrightarrow N\pi$ . Рассчитано сечение реакции  $NN \rightarrow N\Delta$  в ядерной материи [15]. При этом использована нерелятивистская версия модели

<sup>6</sup> Данный эффект впервые обнаружил в БУУ-расчетах Данилевич (P. Danielewicz, 2000), но не дал ему ясную интерпретацию.

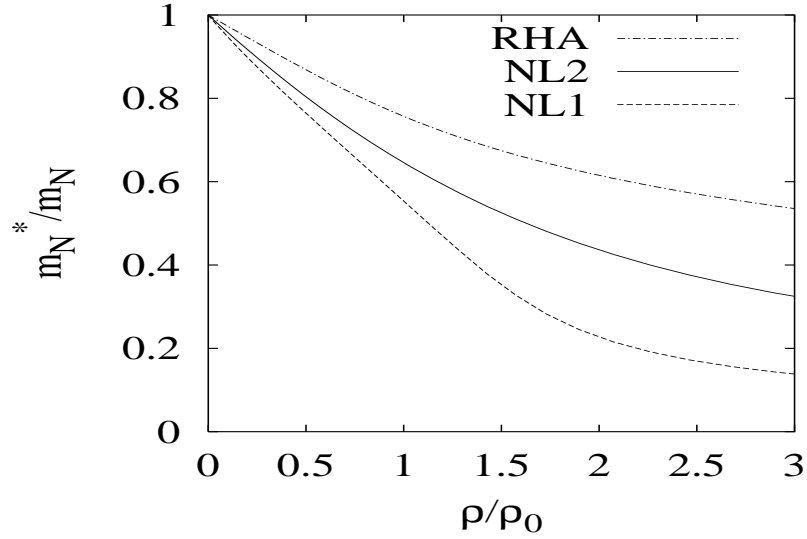


Рис. 9. Эффективная масса Дирака в единицах вакуумной массы для нуклона как функция плотности барионов в ядерной материи в единицах  $\rho_0$ . Штриховая, сплошная и штрих-пунктирная линии соответствуют расчетам с использованием RMF параметризаций NL1, NL2 (S.-J. Lee, 1986) и в рамках релятивистского приближения Хартри (RHA), учитывающего вакуумные флуктуации (B.D. Serot, J.D. Walecka, 1986).

однопионного обмена (см. Рис. 8) с учетом коллективности обменного пиона, вершинных поправок за счет контактных ядерных взаимодействий и уменьшенных в ядерной среде масс Дирака для нуклона и  $\Delta$ -резонанса. В вакууме получено хорошее согласие с экспериментом и с релятивистскими расчетами (V. Dmitriev, O. Sushkov, C. Gaarde, 1986) для сечения реакции  $pp \rightarrow n\Delta^{++}$  (левый Рис. 10). В ядерной среде дифференциальное сечение данной реакции в с.ц.м. имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma_{pp \rightarrow n\Delta^{++}}^{med}}{dM_{\Delta}^{*2} d\Omega} = \frac{(2m^*)^3 2M_{\Delta}^*}{64\pi^2 s^*} \frac{|T^{med}|^2 q(\sqrt{s^*}, M_{\Delta}^*, m^*)}{q(\sqrt{s^*}, m^*, m^*)} \mathcal{A}_{\Delta}^*(M_{\Delta}^{*2}), \quad (33)$$

где  $m^*$  и  $M_{\Delta}^*$  – массы Дирака для нуклона и  $\Delta$ -резонанса;  $s^* = (p_1^* + p_2^*)^2$ ;  $q(M, m_1, m_2) = [(M^2 + m_1^2 - m_2^2)^2/4M^2 - m_1^2]^{1/2}$  – импульсы частиц с массами  $m_1$  и  $m_2$  в с.ц.м. распадающейся частицы с массой  $M$ ;  $\mathcal{A}_{\Delta}^*(M_{\Delta}^{*2})$  – спектральная функция  $\Delta$ -резонанса. Показано, что матричный элемент в (33) слабо модифицируется в ядерной среде, т.е. включение ферми-жидкостных эффектов и масс Дирака взаимно погашается при расчете  $|T^{med}|^2$ . В то же время, поскольку сечение (33) пропорционально  $(m^*)^3 M_{\Delta}^*$ , то уменьшение масс Дирака приводит к сильному уменьшению сечения<sup>7</sup>. Масса Дирака для нуклона, рассчитанная с несколькими вариантами RMF-модели, показана на Рис. 9. За счет усиления скалярного  $\sigma$ -поля ( $\sigma \simeq -g_{\sigma N} \rho_s / m_{\sigma}^2$ ) масса Дирака падает с

<sup>7</sup> Данный результат был впервые получен тер Хааром и Малфлиетом (B. ter Haar, R. Malfliet, 1987) в методе Дирака-Бракнера.



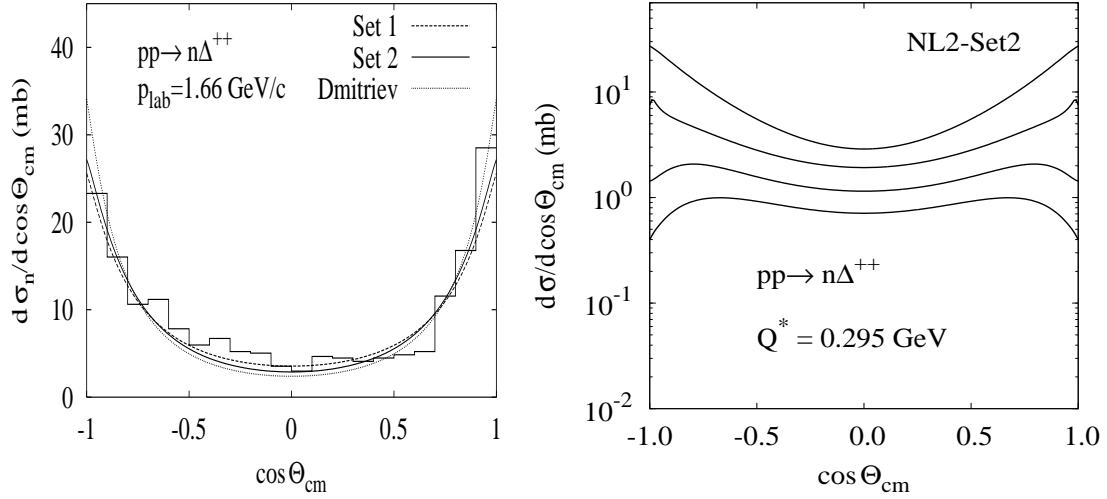


Рис. 10. Зависимость дифференциального сечения  $d\sigma_{pp \rightarrow n\Delta^{++}}/d \cos \Theta_{c.m.}$  при  $p_{lab} = 1.66$  ГэВ/с от косинуса полярного угла вылета нейтрона в с.ц.м. Слева: расчет в вакууме с двумя различными наборами параметров нерелятивистской модели однопионного обмена в сравнении с релятивистским расчетом и с экспериментом (гистограмма, D.V. Bugg et al., 1964). Справа: расчет в ядерной материи. Линии в порядке от верхней к нижней соответствуют барионным плотностям  $\rho = 0, \rho_0, 2\rho_0$  и  $3\rho_0$ .

ростом барионной плотности. На правом Рис. 10 представлена угловая зависимость дифференциального сечения вылета нейтрона в реакции  $pp \rightarrow n\Delta^{++}$  в ядерной материи при различных барионных плотностях. При увеличении плотности барионов от  $\rho = 0$  до  $\rho = 3\rho_0$  полное сечение  $pp \rightarrow n\Delta^{++}$  уменьшается почти на порядок. Сечение обратного процесса  $n\Delta^{++} \rightarrow pp$  следует из формулы детального баланса:

$$\frac{d\sigma_{n\Delta^{++} \rightarrow pp}^{med}}{d\Omega} = \frac{(2m^*)^3 2M_{\Delta}^*}{64\pi^2 s^*} \frac{2}{2J_{\Delta} + 1} \frac{1}{|T^{med}|^2} \frac{q(\sqrt{s^*}, m^*, m^*)}{q(\sqrt{s^*}, M_{\Delta}^*, m^*)} \frac{1}{2!}. \quad (34)$$

Сечения  $NN \leftrightarrow N\Delta$  в других изоспиновых каналах получены с помощью вакуумных изоспиновых соотношений, которые справедливы ввиду предполагаемой изоспиновой симметрии ядерной материи.

Рассчитанные сечения  $NN \leftrightarrow N\Delta$  в ядерной среде введены в модель ГиБУУ. ГиБУУ-расчеты с модифицированными в среде сечениями хорошо описывают данные FOPI по множественностям пионов в столкновениях Ca+Ca, Ru+Ru и Au+Au при энергиях пучка 400, 1000 и 1500 МэВ/нуклон.

Далее рассматривается эффект схода пионов с массовой поверхности, обусловленный цепью процессов поглощения-рождения  $\pi_1 N_1 \rightarrow \Delta_1 \rightarrow \pi_2 N_2 \rightarrow \Delta_2 \rightarrow \pi_3 N_3 \dots$  в ядерной материи [14]. В модели  $\Delta N^{-1}$  вычисляется поляризационный оператор пиона  $\Pi(k)$  (см. Рис. 11), который затем корректируется учетом отталкивательного взаимодействия дырок и  $\Delta$ -резонансов на

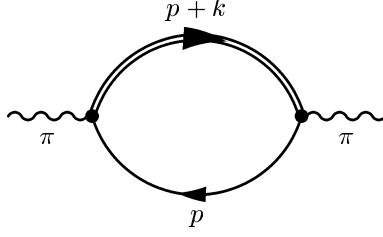


Рис. 11. Диаграмма Фейнмана, представляющая  $-i\Pi(k)$ , где  $\Pi(k)$  – поляризационный оператор пиона.  $k$  и  $p$  – 4-импульсы пиона и нуклона, соответственно.

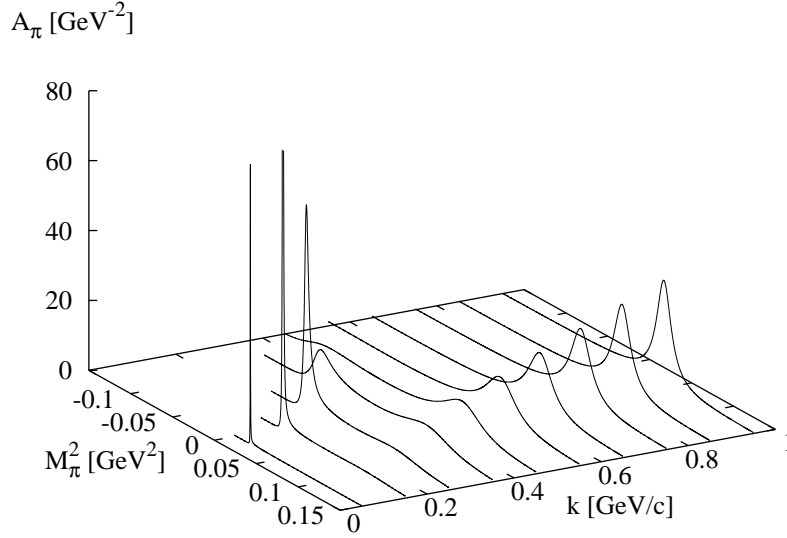


Рис. 12. Зависимость спектральной функции пиона от квадрата инвариантной массы и модуля импульса пиона в ядерной материи при плотности  $\rho = \rho_0$  и температуре  $T = 5$  МэВ.

малых расстояниях:

$$\Pi_c(k) = \frac{|\mathbf{k}|^2 \Pi(k)}{|\mathbf{k}|^2 - g'_{\Delta\Delta} \Pi(k)}, \quad (35)$$

где  $g'_{\Delta\Delta} \simeq 0.5$  – параметр Мигдала. Спектральная функция пиона  $A_\pi(k)$  пропорциональна мнимой части запаздывающего пропагатора пиона  $D_R(k)$ :

$$A_\pi(k) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} D_R(k) = -\frac{1}{\pi} \frac{\text{Im} \Pi_R(k)}{(k^2 - m_\pi^2 - \text{Re} \Pi_R(k))^2 + (\text{Im} \Pi_R(k))^2} \quad (36)$$

где  $D_R(k) = [k^2 - m_\pi^2 - \Pi_R(k)]^{-1}$ ;  $\Pi_R(k) \simeq \Pi_c(k)$ . На Рис. 12 показана зависимость спектральной функции  $A_\pi$  от квадрата инвариантной массы  $M_\pi^2 = k^2$  и импульса  $|\mathbf{k}|$  пиона. Как функция  $M_\pi^2$  при фиксированном импульсе,  $A_\pi$  имеет два максимума. Узкий максимум соответствует пионным возбуждениям, а широкий –  $\Delta N^{-1}$ -возбуждениям. Пионная и  $\Delta$ -дырочная ветви возбуждений

пересекаются при  $|\mathbf{k}| \simeq 0.4$  ГэВ/с. Данная картина в целом согласуется с расчетами других авторов (V.F. Dmitriev, T. Suzuki, 1985; R. Rapp, J. Wambach, 1994).

Рассчитанная при различных температурах и плотностях барионов спектральная функция пиона была учтена в модели ГиБУУ. При распадах  $\Delta \rightarrow N\pi$  квадрат инвариантной массы конечного пиона  $M_\pi^2$  разыгрывался методом Монте-Карло согласно распределению  $\propto A_\pi(\mathbf{k}, M_\pi^2)$ . Распространение немассовых (т.е.  $M_\pi^2 \neq m_\pi^2$ ) пионов описывалось уравнением БУУ с добавлением в левую часть члена, выводящего пионы на массовую поверхность при вылете в вакуум. Возникающие при этом уравнения движения для пионных тестовых частиц являются обычными уравнениями Гамильтона с одночастичными энергиями

$$H_{off-shell,n} = \sqrt{\mathbf{k}_n^2 + M_{\pi,n}^2(t)}, \quad (37)$$

где  $M_{\pi,n}(t) = m_\pi + S_{\pi,n}(\mathbf{r}_n(t), t)$  – инвариантная масса,

$$S_{\pi,n}(\mathbf{r}_n(t), t) = \frac{M_{\pi,n}(t_{cr}) - m_\pi}{\rho_N(\mathbf{r}_n(t_{cr}), t_{cr})} \rho_N(\mathbf{r}_n(t), t) \quad (38)$$

– немассовый скалярный потенциал (M. Effenberger, E.L. Bratkovskaya, U. Mosel, 1999; M. Effenberger, U. Mosel, 1999), действующий на  $n$ -ю пионную тестовую частицу. Здесь  $t_{cr}$  – время рождения  $n$ -й тестовой частицы;  $\rho_N(\mathbf{r}, t)$  – плотность нуклонов в LRF элемента ядерной материи. Поскольку потенциал  $S_{\pi,n}$  пропорционален плотности нуклонов, то при вылете в вакуум пион действительно оказывается на массовой поверхности. Данный метод описания распространения немассовых частиц можно и непосредственно вывести исходя из решения уравнений Каданова-Бейма в градиентном приближении методом тестовых частиц (W. Cassing, S. Juchem, 2000; S. Leupold, 2000) предполагая, что  $\text{Im} \Pi_R \propto \rho_N$ ,  $\text{Re} \Pi_R = 0$ , и  $|M_{\pi,n}(t) - m_\pi| \ll m_\pi$ .<sup>8</sup> На Рис. 13 показаны спектры пионов по поперечному импульсу для системы Au+Au при 1.06 ГэВ/нуклон. Стандартный ГиБУУ-расчет (пунктирные линии) сильно завышает выходы пионов при больших  $p_t$ . Использование модифицированных в ядерной среде сечений  $NN \leftrightarrow N\Delta$  (NL2, штрих-пунктирные линии) улучшает согласие с экспериментом, но выходы мягких пионов при этом занижаются. Учет схода пионов с массовой поверхности (сплошные линии) усиливает выход мягких пионов не меняя их полного числа, что заметно улучшает согласие с экспериментом. Результаты пятой главы опубликованы в работах [13–15].

В **шестой главе** речь идет о столкновениях ядер в релятивистском режиме,  $E_{\text{lab}} = 2 - 40$  ГэВ/нуклон [16]. В этой области энергий в недалеком буду-

---

<sup>8</sup> Отметим, что выбор  $\Pi_R(k) \equiv \Pi_c(k)$  приводит к появлению сверхсветовых пионных тестовых частиц.

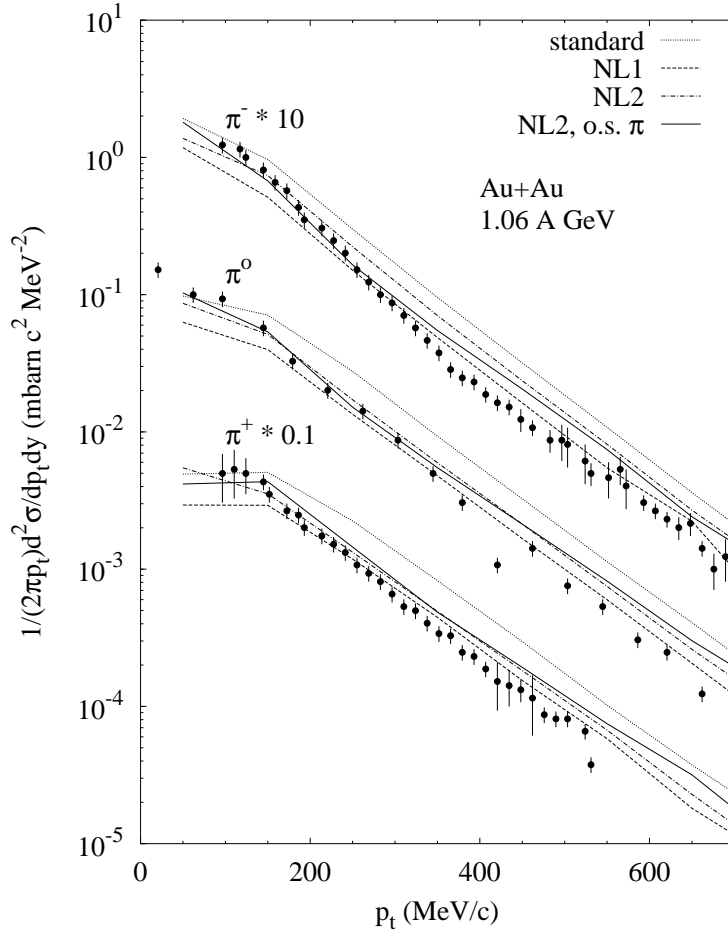


Рис. 13. Инклюзивные распределения пионов по поперечному импульсу при промежуточных быстротах для реакции Au+Au при 1.06 ГэВ/нуклон, рассчитанные в модели ГиБУУ (линии объяснены в тексте) в сравнении с экспериментом (D. Pelte et al., 1997; O. Schwalb et al., 1994).

щем начнутся эксперименты на ускорителях НИКА (ОИЯИ) и FAIR (Дармштадт) с целью поиска сигналов перехода в кварк-глюонную фазу. Поскольку при энергиях  $E_{\text{lab}} \simeq 10 - 20$  ГэВ/нуклон ожидается формирование сверхплотной барионной материи ( $\rho \sim 10\rho_0$ ), то в адронном транспортном подходе приближение бинарных столкновений теряет применимость. Поэтому в модель ГиБУУ были введены тройные столкновения. Тройное столкновение произойдет, если при бинарном столкновении частиц 1 и 2 в эллипсоиде с осью вдоль импульсов частиц 1 и 2 в их с.ц.м., поперечной полуосью  $R_{\text{max}} = \sqrt{\sigma_{12}^*/\pi}$  и продольной полуосью  $R_{\text{max}}/\gamma_{12}$  находится третья частица. Здесь  $\sigma_{12}^*$  – полное сечение взаимодействия частиц 1 и 2 в ядерной среде;  $\gamma_{12} = (\gamma_1 + \gamma_2)/2$  – средний  $\gamma$ -фактор сталкивающихся частиц 1 и 2 в их с.ц.м. Тройное столкновение разыгрывается в два шага. На первом шаге импульсы тройки частиц в их общей с.ц.м. микроканонически перераспределяются. На втором шаге моделируется бинарное столкновение частиц 1 и 2 с новыми импульсами. Таким образом, третья частица обменивается импульсом и энергией с изна-

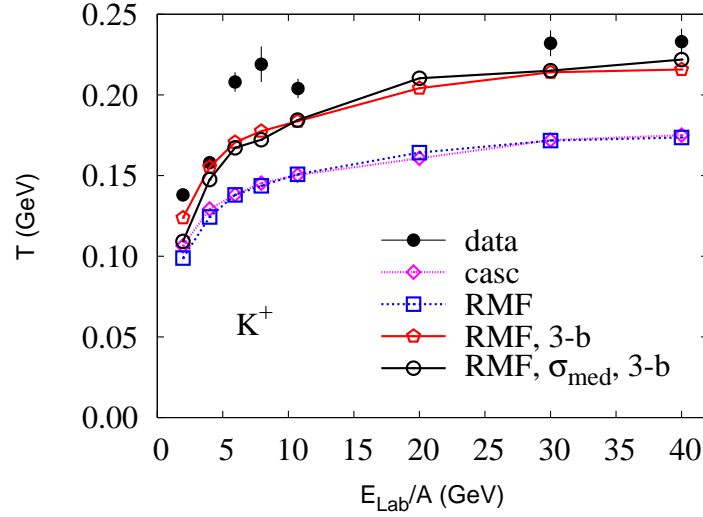


Рис. 14. Температура наклона спектров  $K^+$  по поперечной массе при промежуточной скорости для центральных столкновений Au+Au и Pb+Pb как функция энергии пучка в сравнении с экспериментальными данными (L. Ahle et al., 2000; S.V. Afanasiev et al., 2002; V. Friese et al., 2004).

начально сталкивающейся парой частиц, но при этом сохраняет свою идентичность. Данный метод является обобщением уже известного метода (G. Batko, J. Randrup, T. Vetter, 1992) на случай высокоэнергетических ядро-ядерных столкновений за счет введения лоренц-сжатия сферы взаимодействия частиц. В расчеты были включены также RMF для барионов и уменьшенные в среде сечения процессов мезонорождения в барион-барионных столкновениях. На Рис. 14 показана температура наклона  $T$  спектров  $K^+$  по поперечной массе  $m_t = \sqrt{p_t^2 + m_K^2}$ , найденная из фита распределения  $d^2n/m_t dm_t dy$  функцией  $\propto \exp(-m_t/T)$ . Без тройных столкновений температура наклона  $T$  недооценивается примерно на 30%. Включение тройных столкновений значительно улучшает согласие с экспериментом. Это говорит о недостаточности термализации в картине бинарных столкновений, о чем также свидетельствует успех трехжидкостных гидродинамических расчетов (Yu.V. Ivanov, V.N. Russkikh, 2008) при описании  $m_t$ -спектров адронов при энергиях AGS-SPS. На Рис. 15 показаны рассчитанные выходы  $\pi^+$  при промежуточной скорости для центральных столкновений Au+Au и Pb+Pb. Тройные столкновения довольно слабо влияют на выходы пионов при промежуточной скорости. Средовая модификация сечений мезонорождения в барион-барионных столкновениях уменьшает выходы частиц на 30 – 50%. С модифицированными в среде сечениями достигается хорошее описание выходов  $\pi^+$ , а также протонов,  $\pi^+$  и  $K^-$  при промежуточных скоростях. Однако выходы  $\Lambda$ -гиперонов и  $K^+$  при этом занижаются. Поскольку пионорождение является доминирующим неупругим каналом в нуклон-нуклонных столкновениях, то модифицированные в среде сечения, в целом, дают правильное описание перехода начальной

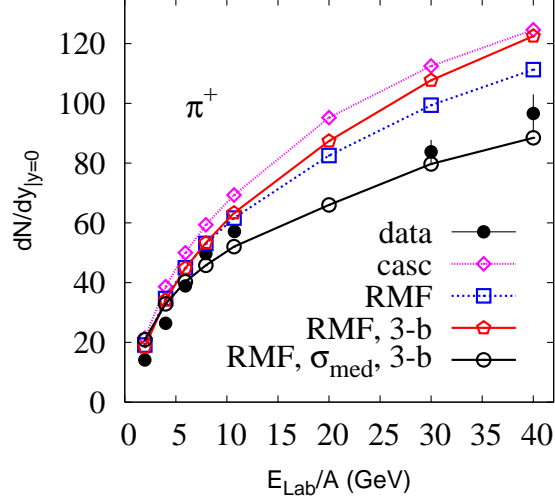


Рис. 15. Выход  $\pi^+$  при промежуточной быстроте как функция энергии пучка для центральных столкновений Au+Au при  $E_{lab} \leq 20$  ГэВ/нуклон и Pb+Pb при  $E_{lab} = 30$  и 40 ГэВ/нуклон в сравнении с экспериментом (L. Ahle et al., 2000; S.V. Afanasiev et al., 2002).

энергии сталкивающихся ядер в неупругие каналы. Результаты шестой главы опубликованы в [16].

В **седьмой главе** рассматриваются применения модели ГиБУУ к антипротон-ядерным реакциям [18–20]. Аннигиляция нуклона и антинуклона в мезоны описывается на основе статистической модели, предполагающей  $SU(3)$ -симметрию ароматов (И.А. Пшеничнов, кандидатская диссертация, ИЯИ, Москва, 1998). При малых импульсах антипротона в л.с. модель дополнена феноменологическими вероятностями различных конечных состояний аннигиляции (E.S. Golubeva, A.S. Iljinov, V.V. Krippa, I.A. Pshenichnov, 1992; см. также [20]). При рассмотрении взаимодействий антипротонов невысоких энергий ( $E_{lab} < 1$  ГэВ или  $p_{lab} < 1.7$  ГэВ/с) с ядрами важную роль играет притягательная действительная часть  $\bar{p}$ -ядерного оптического потенциала, которая может быть определена в RMF-модели как шредингер-эквивалентный потенциал (E. Friedman, A. Gal, J. Mares, 2005; A. Bouyssy, S. Marcos, 1982):

$$\text{Re}(V_{\text{opt}}) = S_{\bar{p}} + V_{\bar{p}}^0 + \frac{S_{\bar{p}}^2 - (V_{\bar{p}}^0)^2}{2m} + \frac{V_{\bar{p}}^0}{m} E_{\text{lab}}, \quad (39)$$

где скалярный потенциал  $S_{\bar{p}}$  и временная компонента векторного поля  $V_{\bar{p}}^0$  определены согласно (25),(26);  $E_{\text{lab}} = \sqrt{p_{\text{lab}}^2 + m^2} - m$  – кинетическая энергия налетающего антипротона вдали от ядра. Антибарион-мезонные константы связи определяются из соотношений (I.N. Mishustin, L.M. Satarov, T.J.

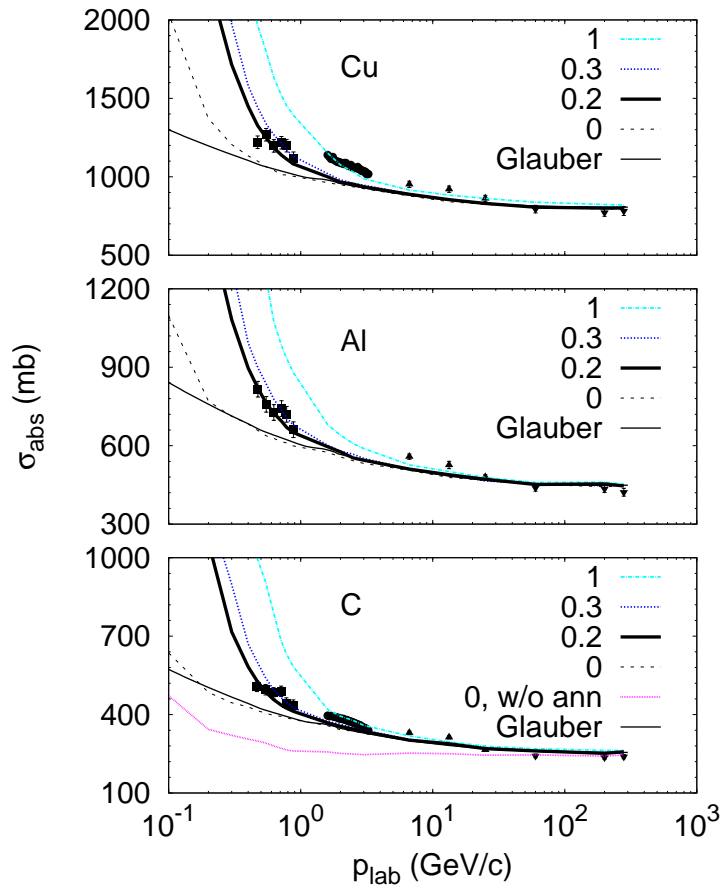


Рис. 16. Сечение  $\bar{p}$ -поглощения на различных ядрах как функция импульса антипротона в л.с. Линии с указанным значением параметра  $\xi$  получены из ГиБУУ-расчетов. Тонкими сплошными линиями показаны расчеты по модели Глаубера. В случае углеродной мишени пунктирная линия дополнительно показывает расчет с выключенным антипротонным потенциалом ( $\xi = 0$ ) и выключенной аннигиляцией. Точки показывают данные экспериментов (К. Nakamura et al., 1984; R.J. Abrams et al., 1971; S.P. Denisov et al., 1973; A.S. Carroll et al., 1979).

(Bürvenich, H. Stöcker, W. Greiner, 2005)

$$g_{\sigma\bar{N}} = \xi g_{\sigma N}, \quad g_{\omega\bar{N}} = -\xi g_{\omega N}, \quad g_{\rho\bar{N}} = \xi g_{\rho N}, \quad (40)$$

где  $0 < \xi \leq 1$  – регулирующий параметр. При  $\xi = 1$  данные соотношения следуют из преобразования G-четности и в точности соответствуют модели Валочки. Однако при этом действительная часть  $\bar{p}$ -ядерного оптического потенциала оказывается нефизически глубокой ( $\text{Re}(V_{\text{opt}}) = -661$  МэВ). Поэтому значение  $\xi$  определялось из сравнения с экспериментом. На Рис. 16 показано сечение поглощения антипротона на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{64}\text{Cu}$ . ГиБУУ-расчет с выключенным потенциалом антипротона ( $\xi = 0$ ) близок к глауберовскому и занижает эксперимент при  $p_{\text{lab}} < 2$  ГэВ/с. Согласие с данными достигается только при учете антипротонного потенциала, приводящего к искривлению траекторий антипротонов с большими прицельными параметрами в сторону ядра. Из наилучшего описания данных КЕК при  $p_{\text{lab}} = 470 - 880$  МэВ/с (К. Nakamura et al., 1984) следует оптимальное значение параметра  $\xi \simeq 0.2$ , что соответствует  $\text{Re}(V_{\text{opt}}) \simeq -150$  МэВ в центре тяжелых ядер. Данный резуль-

тат подтверждается расчетами инклюзивных импульсных распределений  $\pi^+$  и протонов в реакциях  $\bar{p}$ -аннигиляции на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{238}\text{U}$  при  $p_{\text{lab}} = 608$  МэВ/с и спектрами  $\pi^-$ ,  $p$  и  $\Lambda$  по кинетической энергии для  $\bar{p}$ -аннигиляции в покое на ядре  $^{14}\text{N}$ . Результаты седьмой главы опубликованы в [18–20].

В **Заключении** делается вывод, что в целом адронные микроскопические транспортные модели, построенные на решении уравнения БУУ, достигли значительного совершенства. Важнейшим направлением исследований является выход за рамки квазичастичного приближения, а также разработка методов решения кинетических уравнений для частиц вне массовой поверхности. Разработанные и использованные в диссертации подходы к решению БУУ и УВ могут быть в дальнейшем применены в следующих задачах:

- Ядерные “пигми” резонансы, т.е. поверхностные возбуждения в нейтрон-избыточных ядрах.
- Осцилляции ультрахолодных атомных ферми-газов в магнитных ловушках.
- Осцилляции в двухкомпонентных ферми-жидкостях со взаимным притяжением, например, в кулоновских плазмах, состоящих из двух видов фермионов с противоположными зарядами.
- Осцилляции электронного облака в металлических кластерах. Здесь, аналогично случаю ГДР, также появляется член с  $l = 1$  в интеграле столкновений из-за рассеяния электронов на дефектах (N.D. Mermin, 1970).
- Распространение звуковых мод в веществе нейтронных звезд.
- Вычисление характеристик возбужденных ядер-остатков для последующего их девозбуждения на основе статистических моделей, в частности, на основе статистической модели мультифрагментации (J.P. Bondorf, A.S. Botvina, A.S. Цјинов, I.N. Mishustin, K. Sneppen, 1995; A.S. Botvina, J. Pochodzalla, 2007). Данная задача особо актуальна для расчета образования  $\Lambda$ - и  $\Lambda\Lambda$ -гиперядер в ядро-ядерных столкновениях при энергиях ускорителей НИКА и FAIR.
- Начальная и конечная адронные стадии эволюции высокоэнергетического ядро-ядерного столкновения с описанием промежуточной партонной стадии на основе других моделей, например, гидродинамической модели (A.V. Merdeev, L.M. Satarov, I.N. Mishustin, 2011) или модели партонного каскада (Z. Xu, C. Greiner, 2005).

**Приложения А-Ж** содержат детали аналитических вычислений.

## Работы, вошедшие в диссертацию

1. Larionov A. B., Cabibbo M., Baran V., Di Toro M. Zero-to-first sound transition for isovector modes in hot nuclei // Nucl. Phys. A. 1999. Vol. 648. P. 157–180.



2. Colonna M., Di Toro M., Larionov A. B. Collective modes in asymmetric nuclear matter // *Phys. Lett. B.* 1998. Vol. 428. P. 1–7.
3. Baran V., Colonna M., Di Toro M., Larionov A. B. Spinodal decomposition of low-density nuclear matter // *Nucl. Phys. A.* 1998. Vol. 632. P. 287–303.
4. Kolomietz V. M., Larionov A. B., Di Toro M. Collisionless damping of nuclear sound at finite temperature // *Nucl. Phys. A.* 1997. Vol. 613. P. 1–13.
5. Di Toro M., Kolomietz V. M., Larionov A. B. Isovector vibrations in nuclear matter at finite temperature // *Phys. Rev. C.* 1999. Vol. 59. P. 3099–3108.
6. Baran V., Colonna M., Di Toro M., Larionov A. B. Zero- to first-sound transition for the Giant Dipole propagation in hot nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1999. Vol. 649. P. 185c–192c.
7. Di Toro M., Colonna M., Baran V., Larionov A. B. Isospin effects on collective nuclear dynamics // *Nucl. Phys. A.* 1999. Vol. 649. P. 327c–334c.
8. Ди Торро М., Баран В., Кабиббо М., Колонна М., Ларионов А. Б., Цонева Н. Ядерный гигантский дипольный резонанс при экстремальных условиях // *ЭЧАЯ.* 2000. Т. 31. С. 874–904.
9. Larionov A. B., Piperova J., Colonna M., Di Toro M. Strongly damped nuclear collisions: zero or first sound ? // *Phys. Rev. C.* 2000. Vol. 61. P. 064614–1–6.
10. Gaitanos T., Larionov A. B., Lenske H., Mosel U. Breathing mode in an improved transport approach // *Phys. Rev. C.* 2010. Vol. 81. P. 054316–1–13.
11. Buss O., Gaitanos T., Gallmeister K., van Hees H., Kaskulov M., Lalakulich O., Larionov A. B., Leitner T., Weil J., Mosel U. Transport-theoretical description of nuclear reactions // *Phys. Rep.* 2012. Vol. 512. P. 1–124.
12. Larionov A. B., Cassing W., Greiner C., Mosel U. Squeeze-out of nuclear matter in peripheral heavy-ion collisions and momentum-dependent effective interactions // *Phys. Rev. C.* 2000. Vol. 62. P. 064611–1–10.
13. Larionov A. B., Cassing W., Leupold S., Mosel U. Quenching of resonance production in heavy-ion collisions at 1-2 A GeV // *Nucl. Phys. A.* 2001. Vol. 696. P. 747–760.
14. Larionov A. B., Mosel U. Off-shell pions in the BUU transport theory // *Phys. Rev. C.* 2002. Vol. 66. P. 034902–1–9.
15. Larionov A. B., Mosel U. The  $NN \rightarrow N\Delta$  cross section in nuclear matter // *Nucl. Phys. A.* 2003. Vol. 728. P. 135–164.

16. Larionov A. B., Buss O., Gallmeister K., Mosel U. Three-body collisions in Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck theory // Phys. Rev. C. 2007. Vol. 76. P. 044909–1–13.
17. Larionov A. B., Mishustin I. N., Satarov L. M., Greiner W. Dynamical simulation of bound antiproton-nuclear systems and observable signals of cold nuclear compression // Phys. Rev. C. 2008. Vol. 78. P. 014604–1–14.
18. Larionov A. B., Pshenichnov I. A., Mishustin I. N., Greiner W. Antiproton-nucleus collisions simulation within a kinetic approach with relativistic mean fields // Phys. Rev. C. 2009. Vol. 80. P. 021601(R)–1–5.
19. Larionov A. B., Mishustin I. N., Pshenichnov I. A., Satarov L. M., Greiner W. Transport calculations of antiproton-nucleus interactions // Acta Phys. Polon. B. 2010. Vol. 41. P. 299–304.
20. Larionov A. B., Gaitanos T., Mosel U. Kaon and hyperon production in antiproton-induced reactions on nuclei // Phys. Rev. C. 2012. Vol. 85. P. 024614–1–18.