

Глава 3. Механизмы образования предравновесных легких частиц в ядро-ядерных столкновениях

Образование предравновесных легких частиц (n , p , d , t , α) в ядро-ядерных столкновениях определяется эволюцией ядерной системы на начальном этапе реакции. Известно, что сечение выхода легких частиц (ЛЧ) при столкновении тяжелых ионов составляет заметную часть полного сечения реакции даже при низких энергиях порядка 10 МэВ/нуклон, т.е. испускание ЛЧ является характерной чертой всех ядерных реакций с участием тяжелых ионов. Это означает, что изучение механизмов образования этих частиц может дать дополнительную информацию как о динамике начальной стадии реакции, так и о потенциальных и диссипативных ядро-ядерных силах. Изложение основных закономерностей экспериментальных спектров ЛЧ, образованных при столкновении тяжелых ионов промежуточных энергий, а также обзор теоретических подходов к их описанию можно найти в работах [17,129].

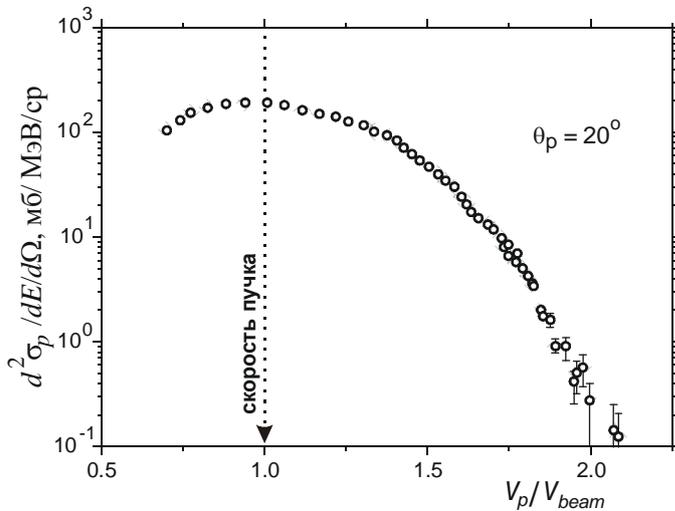


Рисунок 3.1. Экспериментально измеренное дифференциальное сечение выхода протонов [130], вылетающих под углом $\theta_{лаб} = 20^\circ$ в реакции $^{16}O + ^{197}Au$ при энергии $E_0 = 20$ А МэВ в зависимости от скорости протона, измеряемой в единицах скорости пучка.

Многочисленные экспериментальные данные [130-135] показывают, что в реакциях с тяжелыми ионами при энергиях на нуклон порядка энергии Ферми в широком диапазоне углов и с большой вероятностью образуются легкие частицы, в том числе, со скоростями в два и более раза превышающими скорость частиц пучка. В качестве примера, на Рис. 3.1 приведено измеренное дифференциальное сечение

выхода протонов под углом $\theta_{лаб} = 20^\circ$ при столкновении ядер ^{16}O (20 А МэВ) + ^{197}Au [130]. Каков механизм образования столь быстрых легких частиц? Окончательный ответ на этот вопрос до сих пор не получен. Косвенные данные указывают на предравновесный характер этих легких частиц, что значительно усложняет их прямое экспериментальное изучение, поскольку не всегда можно однозначно отделить их от легких частиц испущенных тяжелыми нагретыми фрагментами.

Попытки объяснить экспериментальные данные по выходу легких частиц привели к созданию целого ряда теоретических моделей и подходов. К ним, в частности, относятся модель «движущихся источников» [47,136,137], модель «горячего пятна» [138,139], развала и неполного слияния [140-143], диссипативного развала и процесса массивной передачи [144], модель фермиевских струй и близкие к ней по духу [145-151], модели классической молекулярной динамики [23,24,36,37,48,45,49, 51,52,152], модель квантовой молекулярной динамики [40,42,43], динамические модели, основанные на решениях уравнений Больцмана [153,154] и другие. Детальный обзор экспериментальных и теоретических работ по этой проблеме дан в [17].

С помощью этих подходов авторам удалось качественно описать энергетические и угловые зависимости спектров испущенных легких частиц, а также выявить некоторые механизмы их образования. К числу последних, в частности, относят механизм «выплескивания» нуклонов из тормозящего ядра снаряда, при этом большие скорости легких частиц обусловлены сложением скорости фермиевского движения внутри ядра снаряда и скорости движения его центра масс. Важность учета именно такого механизма была показана в работах [147,151] при описании спектров α -частиц, образующихся при развале снаряда и в процессах массивной передачи при энергиях столкновения порядка нескольких десятков МэВ на нуклон. Было также показано [143], что в процессе массивной передачи возможно образование холодного тяжелого ядра и быстрой α -частицы, уносящей всю кинетическую энергию системы [143]. Такие α -частицы формируют жесткую часть энергетического спектра, а тот факт, что эти частицы летят с максимально возможной скоростью приводит к появ-

лению в сечении резкого спада при больших энергиях. Нуклон-нуклонные столкновения также могут приводить к вылету быстрой легкой частицы за счет рассеяния на нуклонах с большими внутриядерными скоростями, существование которых объясняется фермиевской формой импульсных распределений нуклонов в ядре.

Хотя механизм «выплескивания» фермиевских частиц дает прозрачное качественное описание эксперимента, достичь удовлетворительного количественного согласия не удастся. Модель нуклон-нуклонных столкновений хорошо работает при высоких энергиях (≥ 100 А МэВ), но в области $E_0 < 50$ А МэВ действие принципа Паули приводит к уменьшению вероятности перерассеяния и влияние этого механизма на формирование жесткой части спектра легких частиц ослабевает.

В последние годы в связи со значительным улучшением технических возможностей ускорительной и измерительной техники стали возможны более прецизионные измерения угловых и энергетических спектров легких частиц и появился новый интерес к этой проблематике [132,134,135]. В настоящей главе в рамках четырехтельной классической модели столкновения ядер (близкой по духу моделям малочастичной молекулярной динамики) исследуется вопрос о роли средних ядерных полей и нуклон-нуклонных столкновений при формировании спектров предравновесных легких частиц.

3.1. Четырехтельная полуклассическая модель ядро-ядерного столкновения

В рамках используемой здесь модели ядро-снаряд (P) и ядро-мишень (T) представляются в виде двухчастичных подсистем: $P = (A + a)$, $T = (B + b)$, где символами A и B обозначены тяжелые ядра, а символами a и b – легкие фрагменты (n , p , d , t или α), движущиеся в поле ядер.

Введя шесть парных потенциалов взаимодействия $V(r_{ij})$ (где индексы i и j соответствуют частицам A , B , a , b , а $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ – расстояние между соответствующими частицами), запишем гамильтониан системы

$$H = \sum_i \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} + \sum_{i>j} V(r_{ij}) \quad (3.1)$$

Потенциалы ядерного взаимодействия тяжелых ядер с легкими частицами выбирались в форме потенциалов Вудса-Саксона с параметрами соответствующими оптическим потенциалам, построенным на основе анализа данных по упругому рассеянию [30]. Взаимодействие между ядрами A и B выбиралось в виде суммы кулоновской потенциальной энергии и ядерного потенциала «proximity» или Вудса–Саксона (см. раздел 1.5). Связь с каналами реакций, не учтенными явно в данной модели, моделировалась введением диссипативных сил и соответствующей им диссипативной функции D . Для численного решения системы 24 связанных уравнений движения

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i} - \frac{\partial D}{\partial \mathbf{v}_i}, \quad (3.2)$$

(здесь \mathbf{p}_i и \mathbf{v}_i – векторы импульса и скорости i -ой частицы) необходимо определить начальные условия для векторов \mathbf{r}_i и \mathbf{p}_i . Задание вектора \mathbf{r}_{Aa} относительного расстояния между фрагментами снаряда, энергии их относительного движения E_{Aa} (т.е. энергии связи снаряда), а также вектора орбитального момента \mathbf{l}_{Aa} относительного движения этих частиц полностью определяет внутреннюю пространственную конфигурацию ядра-снаряда. Выбор компонентов вектора $\mathbf{r}_{Aa}(t=0)$ осуществлялся методом случайной выборки на основе некоторой функции пространственного распределения. Как показали расчеты, форма радиальной зависимости этого распределения несильно влияет на конечный результат. Это объясняется спецификой классической модели, где любое начальное распределение с увеличением времени подлета ядер стремится к чисто классическому распределению, при котором легкая частица проводит больше времени вблизи внешней точки поворота. Уменьшение же времени подлета влечет за собой возрастание погрешности вычислений. Поэтому в данном случае относительное положение частиц A и a выбиралось равновероятно в энергетически разрешенной области пространства. Для однозначного определения относительного импульса \mathbf{p}_{Aa} , помимо значения относительной энергии E_{Aa} ,

расстояния между фрагментами $|\mathbf{r}_{Aa}|$ и величины орбитального момента l_{Aa} необходимо также зафиксировать (вновь случайной выборкой) одну из компонент вектора l_{Aa} . Повторяя те же действия для ядра мишени и задавая относительное движение центров масс ядер мишени и снаряда в соответствии с конкретной реакцией, мы полностью определим начальные условия, необходимые для решения системы уравнений (3.2).

Функция D в уравнениях (3.2) является обычной диссипативной функцией Релея, описывающей диссипацию энергии и углового момента относительного движения ядер. В случае, когда фрагменты a и b намного легче ядер A и B , предполагается, что силы трения действуют только между последними. Функция Релея в этом случае имеет диагональный вид в сферических координатах

$$D = \frac{1}{2} f(r) \left(\gamma_r \dot{r}^2 + \gamma_\theta r^2 \dot{\theta}^2 + \gamma_\varphi r^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi}^2 \right), \quad \gamma_r \quad \gamma_\theta \quad \gamma_\varphi, \quad (3.3)$$

где γ_r и γ_t – радиальный и тангенциальный коэффициенты трения, $f(r)$ – радиальный формфактор диссипативных сил, а вектор $\mathbf{r} = |\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_B| \equiv \{r, \theta, \varphi\}$ – вектор относительного движения частиц A и B . Выбор коэффициентов γ_r , γ_t и формфактора $f(r)$ основывался на работе [65].

Таким образом, мы имеем систему из 24 связанных дифференциальных классических уравнений движения (3.2), решаемую непосредственно в лабораторной системе в декартовых координатах. Численное интегрирование уравнений (3.2) по времени с различными начальными условиями приводит систему в различные выходные каналы. Легко убедиться, что в рамках используемой четырехтельной модели имеются 15 выходных каналов реакции: каналы рассеяния, развала снаряда и/или мишени, события с перераспределением частиц, полного и неполного слияния

$$P + T \equiv (Aa) + (Bb) \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} (Aa) + (Bb) \\ A + a + B + b \\ \dots\dots \\ (Ab) + (Ba) \\ (Aab) + B \\ \dots\dots \\ (ABb) + a \\ (AaBb) \end{array} \right. \quad (3.4)$$

Круглыми скобками в (3.4) обозначены связанные состояния двух или более фрагментов. Для более корректной оценки абсолютных величин канальных дифференциальных сечений при описании относительного движения частиц $(a + B)$ и $(b + A)$ вводится вероятность поглощения, т.е. выхода из канала их относительного движения в каналы, не перечисленные в (3.4), например, в каналы неупругого возбуждения ядер или их развала. Вероятность такого поглощения P_{ij}^{abs} определяется в квазиклассическом приближении выражением

$$P_{ij}^{abs} = 1 - \exp\left(-\frac{s_{ij}}{\lambda_{ij}}\right) \equiv 1 - \exp\left(-\int_{tr} \frac{2W_{ij}(r')dr'}{\hbar v_{ij}(r')}\right), \quad (3.5)$$

где s_{ij} – расстояние, пройденное частицей i в ядре j , λ_{ij} – соответствующая средняя длина свободного пробега, $W_{ij}(r)$ – мнимая часть оптического потенциала, описывающая поглощение при упругом рассеянии частицы i на ядре j , v_{ij} – относительная скорость их движения. Интегрирование в выражении (3.5) производится вдоль реальной траектории движения фрагментов.

Относительная энергия двух частиц в связанном состоянии в классической динамике может принимать любые допустимые значения, в частности, возможно «падение на дно потенциала». В квантовой механике это недопустимо. Кроме этого, принцип Паули запрещает нуклону попадать в занятые состояния с энергией Ферми для данного ядра. В связи с этим, образование в выходных каналах связанных состояний двух или более частиц требует дополнительной проверки их относительной энергии для того, чтобы исключить «нефизичные» события, в которых относитель-

ная энергия фрагментов оказывается ниже экспериментальной энергии их разделения.

Дифференциальное сечение любого из каналов реакции (3.4) рассчитывается способом, аналогичным изложенному в разделе 2.6, но с учетом вероятности поглощения в данном канале (3.5),

$$\frac{d^2\sigma_\mu}{dEd\Omega}(E, \theta) = \int_0^\infty 2\pi\rho d\rho \left[\frac{\Delta N_\mu(\rho, E, \theta)}{N_{\text{tot}}(\rho)} \cdot \frac{1 - P_\mu(\rho)}{2\pi \sin\theta \Delta\theta \Delta E} \right], \quad (3.6)$$

здесь и далее прицельный параметр обозначен символом ρ чтобы не путать его с легкой частицей снаряда b . В формуле (3.6) $\Delta N_\mu(\rho, E, \theta)$ – число событий, приведших систему в канал μ при данном прицельном параметре ρ , $N_{\text{tot}}(\rho)$ – полное число разыгранных событий для данного ρ , $P_\mu(\rho)$ – вероятность поглощения в данном канале. Часть подынтегральной функции, заключенная в квадратные скобки, представляет собой парциальную дифференциальную множественность для данного типа событий. Отдельное ее интегрирование по прицельным параметрам дает дифференциальную множественность, часто измеряемую в эксперименте, вместо соответствующего сечения.

3.2. Вклад испарительных процессов в сечение образования легких частиц при столкновениях тяжелых ионов

В «мягкую» часть энергетического спектра легких частиц основной вклад вносят процессы испарения из возбужденных продуктов реакции. Как правило, множественность испарительных легких частиц значительно превышает множественность предравновесных частиц в этом диапазоне энергий. В предлагаемой модели процессы испарения учитываются следующим образом. Введение феноменологических сил трения в уравнения движения (3.2) приводит к диссипации части кинетической энергии и её переходу в энергию возбуждения тяжелых фрагментов. Поскольку вопрос о разделении энергии возбуждения между сталкивающимися ядрами до сих пор остается нерешенным, для описания испарительной части спектра мы выбрали

простейший механизм разделения полной энергии возбуждения между сталкивающимися ядрами, предполагающий равенство их «температур», т.е. разделение энергии возбуждения, пропорциональное массам сталкивающихся ядер. Испарительные частицы имеют максвелловское энергетическое распределение в системе покоя источника и изотропное угловое распределение. В лабораторной системе координат функция распределения по энергии испаренных из i -го ядра легких частиц имеет вид

$$f_i(\rho, E, \theta, \varphi) = \frac{\sqrt{E - V_C}}{2(\pi T_i)^{3/2}} \exp\left(-\left[E - V_C + \varepsilon_i - 2\sqrt{(E - V_C)\varepsilon_i} \cos\theta'\right]/T_i\right). \quad (3.7)$$

Здесь E – энергия легкой частицы в л.с.к., V_C – высота кулоновского барьера для этой частицы при вылете из тяжелого фрагмента, $\varepsilon_i = m_i v_i^2 / 2$, где m_i – масса испущенной легкой частицы, а v_i – скорость i -го испаряющего фрагмента в л.с.к., $T_i(\rho) = \sqrt{E_i^* / a_i}$ – его температура, E^* – энергия возбуждения фрагмента, a_i – параметр плотности уровней данного ядра [76], угол θ' – угол между направлением вылета легкой частицы и испаряющего фрагмента

$$\cos\theta' = \sin\theta_i \sin\theta (\sin\varphi_i \sin\varphi + \cos\varphi_i \cos\varphi) + \cos\theta_i \cos\theta,$$

а (θ_i, φ_i) и (θ, φ) – сферические углы вылета i -го нагретого фрагмента и испаренной частицы в л.с., соответственно. Величины ε_i , T_i , а также углы θ_i и φ_i являются функциями прицельного параметра ρ и вычисляются усреднением по полному числу событий для данного ρ , приведших к образованию i -го фрагмента. Усреднение по азимутальному углу φ_i функции $f_i(\rho, E, \theta, \varphi, \theta_i, \varphi_i)$ можно произвести аналитически, при этом исчезнет также зависимость и от угла φ легкой частицы. Усреднение по полярному углу тяжелого фрагмента θ_i , в общем случае, осуществляется только численно.

В рамках данной модели возможно образование трех типов испаряющих фрагментов: снарядоподобный (PLF) и мишенеподобный (TLF) фрагменты, а также составное ядро (CN). Таким образом, в общем случае мы получаем три испарительных компонента энергетического спектра легких частиц. Двойное дифференци-

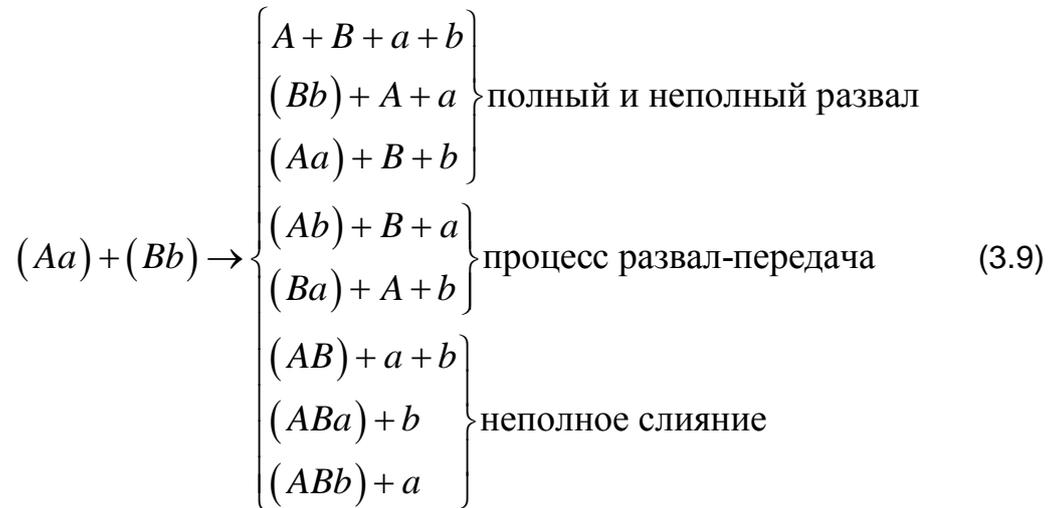
альное сечение образования испарительных легких частиц в данной модели вычисляется следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma^{\text{evap}}}{dEd\Omega}(E,\theta) = \int_0^{\rho_{\text{max}}} 2\pi\rho \times \times [P_{CN}(\rho) \cdot C_{CN}f_{CN} + (1 - P_{CN}(\rho)) \cdot (C_{PLF}f_{PLF} + C_{TLF}f_{TLF})] d\rho, \quad (3.8)$$

где $P_{CN}(\rho)$ – вероятность образования составного ядра в столкновении с прицельным параметром ρ , C_i – нормировочные коэффициенты. Коэффициенты C_i введены для того, чтобы корректно нормировать испарительный спектр по экспериментальным данным и, фактически, эти коэффициенты пропорциональны экспериментальной множественности образования испарительных частиц. Экспериментальная нормировка испарительной части спектра легких частиц позволяет выделить их относительный вклад в полном сечении с тем, чтобы в дальнейшем сосредоточить внимание на интересующих нас предравновесных легких частицах.

3.3. Основные механизмы образования быстрых предравновесных легких частиц

В предлагаемой нами модели имеются 8 каналов реакции, дающих вклад в полное сечение выхода предравновесных легких частиц:



Как показывают расчеты, уже при энергиях пучка порядка 30 МэВ/нуклон наибольший вклад в сечение образования легких частиц дают каналы развала, а также ка-

налы «развала-передачи». Каналы с образованием связанного состояния тяжелых коров (ABx) вносят заметный вклад лишь при низких энергиях ($E_0 \leq 20$ МэВ/нуклон). Эти процессы массивной передачи (неполного слияния) детально исследованы в работах [143].

Из схемы (3.9) видно, что предравновесные легкие частицы могут быть разделены на две основные группы: частицы, вылетевшие из снаряда (частица a) и из мишени (частица b). Таким образом, к трем испарительным компонентам энергетического спектра легких частиц добавляются два компонента предравновесных легких частиц. Также как и в случае испарительных спектров легких частиц, можно ввести нормировочные коэффициенты для предравновесных «мишени» и «снарядной» компонентов, поскольку в используемой здесь четырехтельной модели множественность легких частиц всегда ≤ 2 . Значения этих коэффициентов подбирались так, чтобы теоретически рассчитанные сечения на хвостах энергетических распределений по амплитуде совпадали с экспериментальными, поскольку в этой области спектра вклад дают только предравновесные частицы.

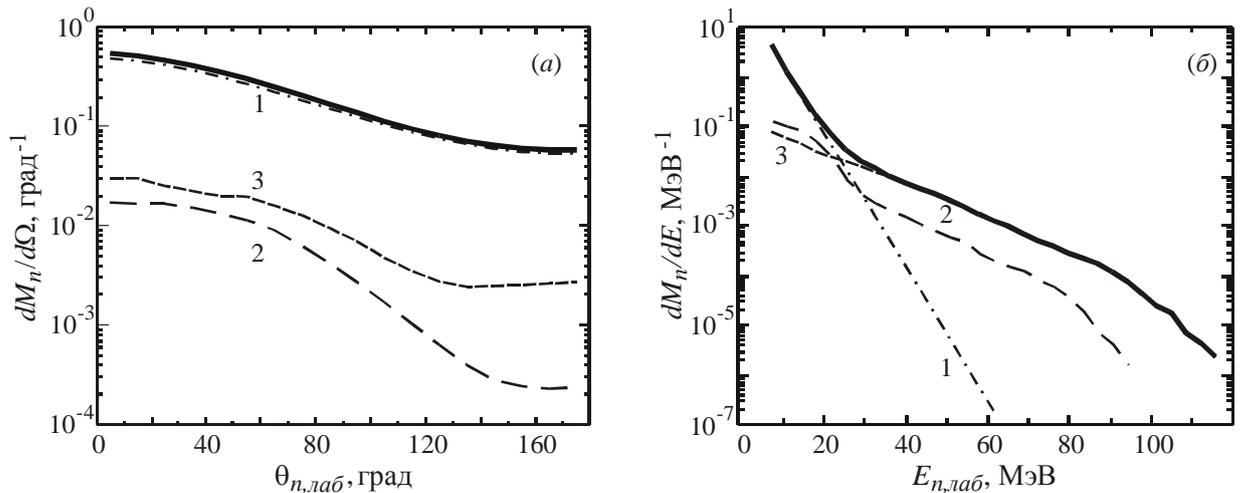


Рисунок 3.2. Дифференциальная множественность нейтронов, образующихся в реакции $^{20}\text{Ne}(20 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{165}\text{Ho} \rightarrow n + X$, в зависимости от угла вылета нейтронов (а) и их энергии (б). Кривая 1 – суммарный вклад испарительных нейтронов, кривые 2 и 3 – вклад предравновесных нейтронов, вылетевших из снаряда и мишени, соответственно.

В качестве первого примера применения предложенной модели мы исследо-

вали свойства нейтронов, испущенных в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho} \rightarrow n + X$ при энергии пучка $E_0 = 20$ МэВ/нуклон. Ядра мишени и снаряда в этом случае представляются в виде связанного состояния кора и нейтрона: $^{20}\text{Ne} = ^{19}\text{Ne} + n$ и $^{165}\text{Ho} = ^{164}\text{Ho} + n$, соответственно. Энергии связи и начальные угловые моменты нейтронов для этих систем выбраны на основании экспериментальных данных. На рисунке 3.2 представлены угловое (а) и энергетическое (б) распределения нейтронов, рассчитанные для данной реакции. Кривая 1 соответствует суммарному вкладу нейтронов, испаренных из возбужденных *PLF*, *TLF* и *CN* фрагментов реакции. Кривые 2 и 3 показывают вклад предравновесных нейтронов, испущенных из снаряда (частица *a*) и из мишени (частица *b*), соответственно.

При построении углового распределения, изображенного на рисунке 3.2а, интегрирование дифференциальной множественности $d^2M_n/(dEd\Omega)$ по энергии было выполнено с обрезанием низкоэнергетической части спектра ($E_n > 5$ МэВ). Видно, что испарительная часть доминирует и во всем угловом диапазоне при этом наблюдается заметная направленность вперед для обоих предравновесных компонентов.

Из рисунка 3.2б видно, что основной вклад в энергетическое распределение при больших энергиях нейтронов (при скоростях, больших скорости пучка) дают именно предравновесные компоненты (кривые 2 и 3). Замечательным и совершенно неожиданным является тот факт, что наиболее жесткая часть спектра соответствует нейтронам, вылетевшим из ядра-мишени, а не из ядра снаряда, как это обычно предполагалось до сих пор. Существует достаточно простое объяснение этого, на первый взгляд, необычного явления.

Вычислим кинематически максимально допустимые значения энергии нейтронов, вылетающих из снаряда и мишени в предположении, что массы коров намного больше масс нейтронов. Пренебрежем нейтрон-нейтронным взаимодействием и искажением траекторий тяжелых фрагментов *A* и *B*. Скорость нейтрона снаряда в л.с.к. (см. рисунок 3.3а) складывается из скорости пучка v_0 ($E_0 = m_n v_0^2/2$) и скоро-

сти внутреннего движения нейтрона в среднем поле ядра-снаряда v_n (для прямоугольной ямы $mv_n^2/2 = U_0 - E_{sep}$). Таким образом, при условии мгновенной остановки снаряда, вылетевший из него нейтрон имеет энергию

$$E_n = \left(\frac{m}{2} (\mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_n)^2 - U_0 \right) \Big|_{v_n=v_F, \theta_n=0^\circ} = \frac{m}{2} (v_0^2 + 2v_0v_F) - E_{sep}, \quad (3.10)$$

где m – масса нейтрона, U_0 – глубина среднего поля V_{Aa} , E_{sep} – энергия отделения нейтрона, v_F – скорость Ферми для нуклонов снаряда. Если, например, $v_0 \sim v_F$ и $E_0 \gg E_{sep}$, то максимальная энергия вылетевшего нейтрона составит $E_n^{max} \sim 3E_0$. Такой механизм («выплескивание» нуклонов снаряда) образования быстрых легких частиц подробно исследован в работах [146,151].

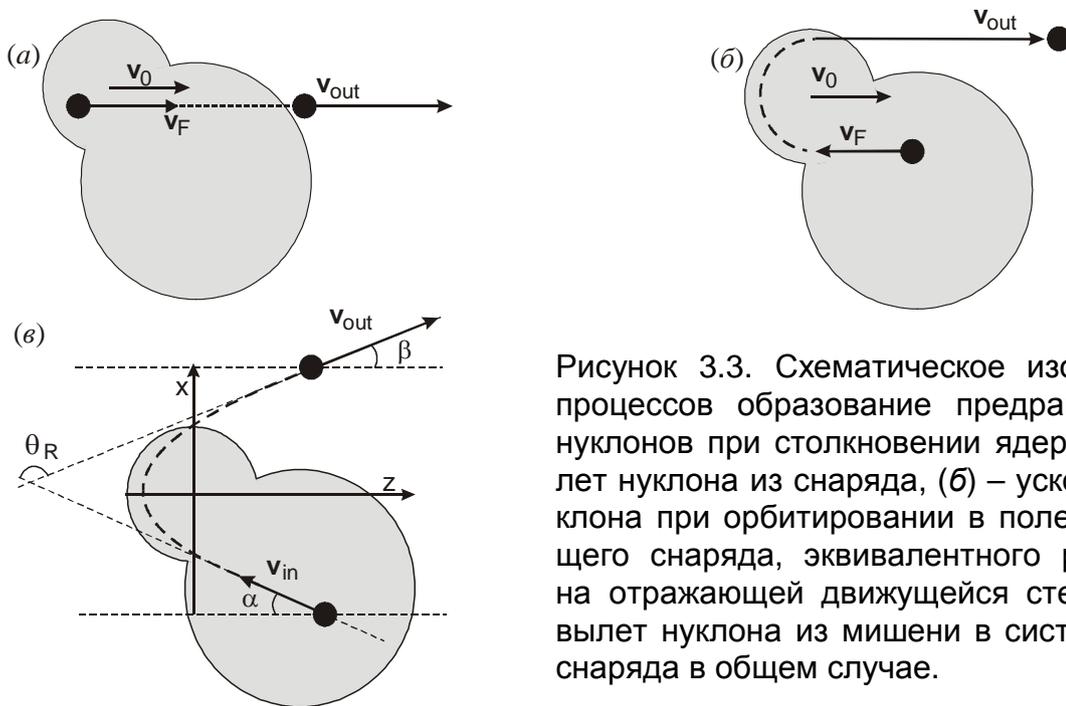


Рисунок 3.3. Схематическое изображение процессов образования предравновесных нуклонов при столкновении ядер: (а) – вылет нуклона из снаряда, (б) – ускорение нуклона при орбитировании в поле налетающего снаряда, эквивалентного рассеянию на отражающей движущейся стенке, (в) – вылет нуклона из мишени в системе покоя снаряда в общем случае.

Механизм вылета высокоэнергетических нейтронов из мишени более сложен. Основную роль в этом процессе играет потенциал взаимодействия налетающего ядра снаряда A и нейтрона мишени b . Рассмотрим вначале упрощенную модель, в которой взаимодействие V_{Ab} заменяется взаимодействием нейтрона b с бесконечно тяжелой движущейся стенкой. Пусть нейтрон b движется со скоростью v_n на-

встречу ядро A , который в свою очередь имеет противоположно направленную скорость v_0 . В системе их центра масс скорость нейтрона равна $v_{цм} = -(v_0 + v_n)$, а после упругого столкновения нейтрон приобретет скорость $v'_{цм} = (v_0 + v_n)$, что в л.с.к. соответствует скорости $v'_n = (2v_0 + v_n)$. При условии, что внутренняя скорость нейтрона мишени v_n равна скорости Ферми v_F , его асимптотическая энергия будет равна

$$E_n|_{v_n=v_F, \theta_n=0^\circ} = \frac{m}{2}(2v_0 + v_F)^2 - U_0 - 2m(v_0^2 + v_0v_F) - E_{sep}, \quad (3.11)$$

где U_0 – глубина среднего поля V_{Bb} , а E_{sep} – энергия отделения нейтрона мишени. Таким образом, при $v_0 \sim v_F$ и $E_0 \gg E_{sep}$ максимальная энергия нейтрона равна $E_n^{max} \sim 8E_0$, что более чем в 2.5 раза больше соответствующего предела для нейтронов, вылетающих из снаряда.

Теперь достаточно заметить, что упругое рассеяние нейтронов на угол $\theta_{цм} = -180^\circ$ в притягивающем среднем поле налетающего ядра кинематически эквивалентно их отражению от отталкивающей стенки (рисунок 3.3б). Рассеяние нейтронов на столь большие углы ($\theta_{цм} \leq -180^\circ$), т.е. процесс орбитирования, возможен лишь при сравнительно низких энергиях относительного движения нейтрона и налетающего ядра. При энергиях же $E_0/A \geq \varepsilon_F \approx 40$ А МэВ в с.ц.м. нейтроны могут быть отклонены средним полем ($U_0 \approx 50$ МэВ) не более, чем на некоторый предельный отрицательный угол θ_R , называемый углом радужного рассеяния. В реальности (с учетом квантовых эффектов) это соответствует малым сечениям рассеяния нейтронов на большие углы. В силу этого максимальное значение энергии нейтронов, вылетевших из мишени, будет сильно зависеть от энергии налетающего ядра, потенциала взаимодействия V_{Ab} , энергии связи нейтрона в мишени и сил трения, приводящих к замедлению налетающего ядра, в поле которого происходит перерассеяние нейтрона мишени. Пренебрегая влиянием нейтронов на движение тяжелых фрагментов и предполагая, что максимальную энергию нейтрон приобретет при рассеянии снарядом на угол θ_R в системе относительного движения нейтрон – снаряд (см. рисунок 3.3в), а также полагая начальную скорость нейтрона в

мишени равной скорости Ферми, можно получить следующую оценку его асимптотической энергии (при $v_n = v_F$)

$$E_n = m \left(v_0^2 + v_0 v_F \cos \alpha + v_0 \cos \beta \sqrt{v_0^2 + v_F^2 + 2v_0 v_F \cos \alpha} \right) - E_{sep}, \quad (3.12)$$

здесь α – угол, под которым нейтрон мишени попадает в среднее поле налетающего снаряда в системе, связанной со снарядом, а β – угол вылета в той же системе (см. рисунок 3.3в). Оба эти угла связаны друг с другом через угол ядерного радужного рассеяния, для величины которого существует эмпирическое соотношение [155]

$$\theta_R = \left(V_C - 0.56 U_0 \sqrt{R_V / a_V} \right) / E_{цм}, \quad (3.13)$$

где V_C – высота кулоновского барьера (для нейтрона равна нулю), U_0 , R_V , a_V – глубина, радиус и диффузность потенциала V_{Ab} , в котором происходит рассеяние нейтронов. Эмпирическая формула (3.13) с коэффициентом 0.56, как оказалось, плохо согласуется с точным классическим расчетом угла θ_R для реакций рассеяния легких частиц (таких как протон и нейтрон), поэтому здесь мы использовали коэффициент 0.7. Нетрудно видеть, что при $\alpha = \beta = 0$ (т.е. при $\theta_R = -180^\circ$) формула (3.12) переходит в (3.11).

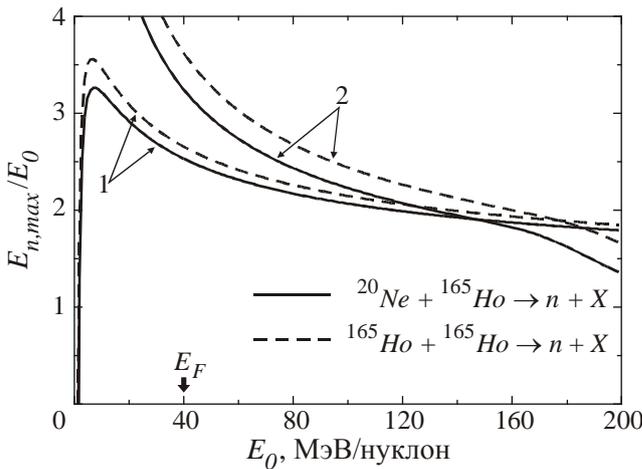


Рисунок 3.4. Отношение максимальной энергии E_n^{max} предравновесных нейтронов к энергии пучка E_0 для реакций $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho} \rightarrow n + X$ (сплошные кривые) и $^{165}\text{Ho} + ^{165}\text{Ho} \rightarrow n + X$ (штриховые кривые), рассчитанные согласно формулам (10) и (12). Кривые 1 соответствуют максимальной энергии нейтронов, вылетевших из снаряда, кривые 2 – энергия нейтронов, вылетевших из мишени.

На рисунке 3.4 изображен график зависимости максимальной энергии предравновесных нейтронов, образующихся в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ (сплошная кривая) и $^{165}\text{Ho} + ^{165}\text{Ho}$ (штриховая кривая) от энергии пучка E_0 . Кривые 1 соответствуют

рассчитанной по формуле (3.10) максимальной энергии нейтронов, вылетевших из снаряда, а кривые 2 – энергии нейтронов, выбитых из мишени (3.12). Из рисунка видно, что в области энергий меньше 100 МэВ/нуклон наиболее быстрые нейтроны вылетают из мишени, кроме того, при переходе к более тяжелому снаряду максимальная энергия вылетевшего нейтрона увеличивается. Это связано с увеличением радиуса потенциала V_{Ab} и, следовательно, с увеличением по модулю угла радужного рассеяния θ_R (см. формулу (3.13)).

Таким образом, одним из критериев справедливости сделанных выводов может явиться экспериментальное исследование образования легких частиц в реакциях с одинаковой мишенью, но с различными по массе снарядами. При этом для однозначной идентификации нуклонов, вылетевших из мишени и из снаряда, необходимо, чтобы спектр последних незначительно изменялся при переходе от одной системы к другой. В этом случае разница между распределениями предравновесных нуклонов будет полностью определяться выходом именно нуклонов мишени. Чтобы обеспечить «постоянство» спектров предравновесных нуклонов, вылетевших из снаряда, необходимо подобрать ядра снаряда со схожими характеристиками (угловым моментом валентных нуклонов и их энергией отделения).

На рисунке 3.5 приведены экспериментально измеренные дифференциальные множественности протонов, испущенных под углом $\theta_{лаб} = 51^\circ$ в реакциях $^{40}\text{Ar} + ^{51}\text{V} \rightarrow p + X$ (\square), $^{132}\text{Xe} + ^{51}\text{V} \rightarrow p + X$ (\circ), $^{132}\text{Xe} + ^{197}\text{Au} \rightarrow p + X$ (\blacktriangle) при энергии снаряда 44 МэВ/нуклон [132]. Видно, что при замене ядра снаряда ^{40}Ar на более массивный ^{132}Xe наклон энергетического спектра протонов уменьшается, т.е. увеличивается выход быстрых легких частиц. Напротив, при замене ядра мишени распределение протонов по энергии остается практически неизменным. Объяснить изменение характера спектров при замене ядра-снаряда за счет изменения его свойств довольно трудно, поскольку внутренняя структура снаряда (высота кулоновского барьера, величина энергии связи, оболочечные эффекты и пр.) при данной достаточно высокой энергии пучка значительного влияния на свойства предравно-

весных протонов не оказывает. Более того, механизм вылета легких частиц из снаряда не зависит от его массы, от нее зависит лишь множественность этих частиц (т.е. абсолютная нормировка спектра). Влияние диссипативных сил, прямо зависящих от массы ядра-мишени, приводит к замедлению протонов, вылетающих из ядра-снаряда. Следовательно, при замене ядра-мишени на более тяжелое, мы должны были бы наблюдать уменьшение выхода быстрых протонов (за счет роста диссипативных процессов), если бы они образовывались только за счет процессов срыва со снаряда. Однако при сравнении данных, приведенных на рисунке 3.5, для реакций $^{132}\text{Xe} + ^{51}\text{V}$, $^{132}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ при энергии 44 МэВ/нуклон мы не видим заметного изменения протонных спектров.

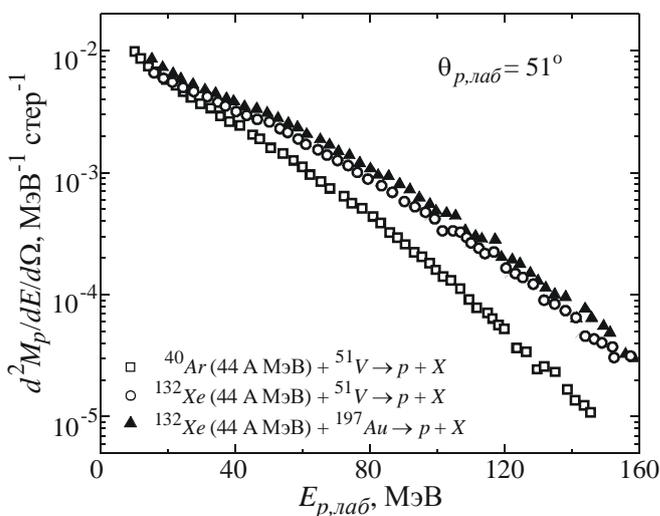


Рисунок 3.5. Экспериментально измеренная дифференциальная множественность протонов, вылетающих под углом $\theta_{лаб} = 51^\circ$ в реакциях $^{40}\text{Ar} + ^{51}\text{V} \rightarrow p + X$ (\square), $^{132}\text{Xe} + ^{51}\text{V} \rightarrow p + X$ (\circ), $^{132}\text{Xe} + ^{197}\text{Au} \rightarrow p + X$ (\blacktriangle) при энергии снаряда 44 МэВ/нуклон [132].

С другой стороны, описанный выше механизм ускорения нуклонов мишени в среднем поле снаряда очень чувствителен к геометрическим размерам снаряда, т.е. к его массе. Таким образом, можно сделать вывод, что основной вклад в высоко-энергетическую часть спектров, приведенных на рисунке 3.5, дают именно протоны, вылетевшие из мишени и ускоренные средним полем снаряда. Вывод о том, что энергетический спектр протонов слабо зависит от выбора ядра мишени также следует из данных, полученных в работе [156], где исследовалась зависимость от массы мишени выхода различных продуктов (в том числе протонов) в реакциях

$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{40}\text{Ca}$ при энергии $E_0 = 42$ МэВ/нуклон.

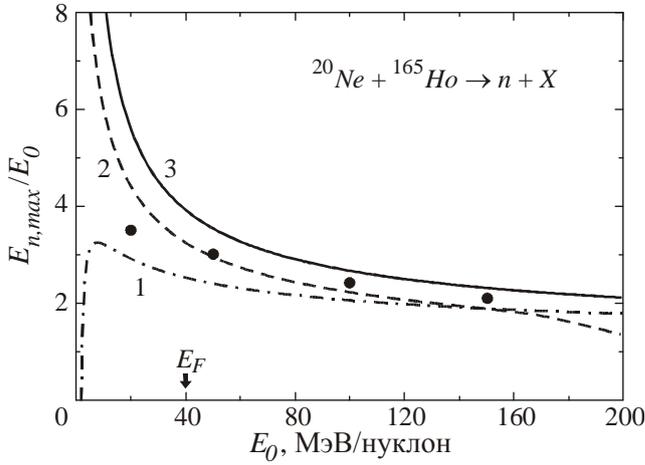


Рисунок 3.6. Отношение максимальной энергии предравновесных нейтронов к энергии пучка в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho} \rightarrow n + X$. Кривые 1 и 2 тоже что на рисунке 3.4. Кривая 3 – максимальная энергия, приобретенная нейтроном при упругом нуклон-нуклонном столкновении в среднем поле двойной ядерной системы (формула (14), без учета принципа Паули), точки – реальный расчет с учетом принципа Паули (см. текст).

Рассмотрим теперь в рамках нашей модели влияние нуклон-нуклонных столкновений на процесс образования быстрых легких частиц. Пусть в *л.с.к.* нуклон мишени до столкновения имеет скорость \mathbf{v}_j , а скорость налетающего нуклона снаряда складывается из векторов скорости пучка \mathbf{v}_0 и скорости нуклона внутри снаряда \mathbf{v}_i . Один из нуклонов может приобрести максимальную скорость, если после столкновения он уносит всю энергию их относительного движения. В этом случае максимальная энергия вылетевшего нуклона будет равна ($i = a, b$)

$$E_i^{max} = \frac{m}{2} \left(v_b^2 + (v_0 + v_a)^2 \right) - \frac{mv_i^2}{2} - E_i^{sep}. \quad (3.14)$$

Из формулы (14) следует, что если $v_0 \sim v_i \sim v_F$, то $E_i^{max} \sim 4E_0$. На рисунке 3.6 изображена зависимость максимальной энергии нейтронов от энергии пучка, рассчитанная по формулам (3.10) – кривая 1, (3.12) – кривая 2 и (3.14) – кривая 3 для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho} \rightarrow n + X$. Видно, что во всем диапазоне энергий нуклон-нуклонные столкновения в этой реакции могут, в принципе, приводить к образованию еще более энергичных легких частиц по сравнению с двумя первыми механизмами, рассмотренными выше.

В реальном эксперименте границы, обозначенные кривыми на рисунке 3.6, будут размыты за счет высокоэнергетической компоненты импульсного распределе-

ния нуклонов в исходных ядрах снаряда и мишени ($v_n > v_F$), а в случае, соответствующем кривой 3, также и за счет принципа Паули, запрещающего нуклонам после столкновения оказываться в состояниях уже занятых другими нуклонами ядра, что значительно уменьшает вероятность процессов с максимальным ускорением нуклонов.

Вводя нуклон-нуклонное взаимодействие с отталкивательным кором на малых расстояниях и решая систему уравнений (3.2) для случайно выбранных начальных условий, мы можем численно определить максимальную энергию, приобретаемую нуклоном в результате нуклон-нуклонного столкновения в среднем поле двойной ядерной системы. Контролируя в выходных каналах энергию связи нуклона отдачи, мы также можем учесть принцип запрета Паули в наших вычислениях. Результаты этих расчетов для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho} \rightarrow n + X$ показаны точками на рисунок 3.6 для нескольких значений энергии пучка. Видно, что при малых начальных энергиях ($E_0 \sim 20$ МэВ/нуклон) принцип запрета оказывает решающее влияние на образование быстрых предравновесных нейтронов в нуклон-нуклонных столкновениях. Максимальная энергия вылетевших частиц в этом случае не превышает $3.5 E_0$. При больших же значениях энергии пучка E_0 расхождение между предсказаниями формулы (14) и расчетом постепенно уменьшается. Необходимо отметить, что расчет максимальной энергии нейтронов производился с учетом действующих между тяжелыми ядрами диссипативных сил, которые, как будет показано ниже, оказывают большое влияние на спектры предравновесных легких частиц. Диссипативные силы приводят к замедлению ядра-снаряда, т.е. к уменьшению скорости v_0 . Это ведет к дополнительному уменьшению величины E_n^{max} при нуклон-нуклонных столкновениях. С ростом начальной энергии E_0 влияние диссипативных сил уменьшается, поскольку валентный нейтрон не успевает «почувствовать» замедление среднего поля снаряда. Таким образом, можно сделать вывод, что нуклон-нуклонные столкновения играют меньшую роль по сравнению с ролью средних полей вплоть до энергий пучка $E_0/A \sim \varepsilon_F$. При больших энергиях максимальная энергия, приобретаемая нукло-

нами в результате нуклон-нуклонных столкновений, становится больше максимально возможной энергии нуклонов мишени, ускоренных средним полем снаряда.

Нуклон-нуклонные столкновения как доминирующий при больших энергиях механизм должны привести к слабой зависимости спектров легких частиц от масс сталкивающихся ядер. Экспериментальное подтверждение этого факта будет еще одним косвенным доказательством в пользу существования механизма ускорения легких частиц средним полем снаряда при меньших энергиях.

3.4. Анализ экспериментальных данных

Для проверки качественных выводов, сделанных в предыдущем разделе, мы проанализировали дифференциальные сечения выхода нейтронов и протонов в нескольких ядерных реакциях и провели сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

На рисунке 3.7а приведены измеренные в работе [133] и рассчитанные двойные дифференциальные сечения выхода нейтронов в реакции ^{36}Ar (35 МэВ/нуклон) + $^{107}\text{Ag} \rightarrow n + X$. Штрих-пунктирная кривая соответствует испарительной, а штриховая – предравновесной компонентам, сплошная кривая – их сумма. В равновесную часть спектра вносят вклад нейтроны, испаренные из мишенеподобного фрагмента (изотропная по углам низкоэнергетическая компонента, полностью формирующая испарительный спектр на больших углах), и нейтроны, испаренные из снарядоподобного фрагмента, с максимумом в распределении на передних углах и энергиями, близкими к энергии пучка.

Вклад предравновесных нейтронов, вылетающих из снаряда (кривая 1) и из мишени (кривая 2) под углом $\theta_{\text{лаб}} = 15^\circ$, более подробно показан на рисунке 3.7б. Сплошная и штрих-пунктирная кривая – тоже, что и на рисунке 3.7а. Видно, что наиболее жесткая часть спектра обусловлена нейтронами, вылетающими из ядра-мишени. Для промежуточных углов ($\theta_{\text{лаб}} < 90^\circ$) такая тенденция сохраняется и лишь в области больших углов вклад обеих предравновесных компонент примерно

одинаков.

На рисунке 3.8а представлены экспериментальные данные по дифференциальной множественности протонов, испущенных в реакции ^{132}Xe (44

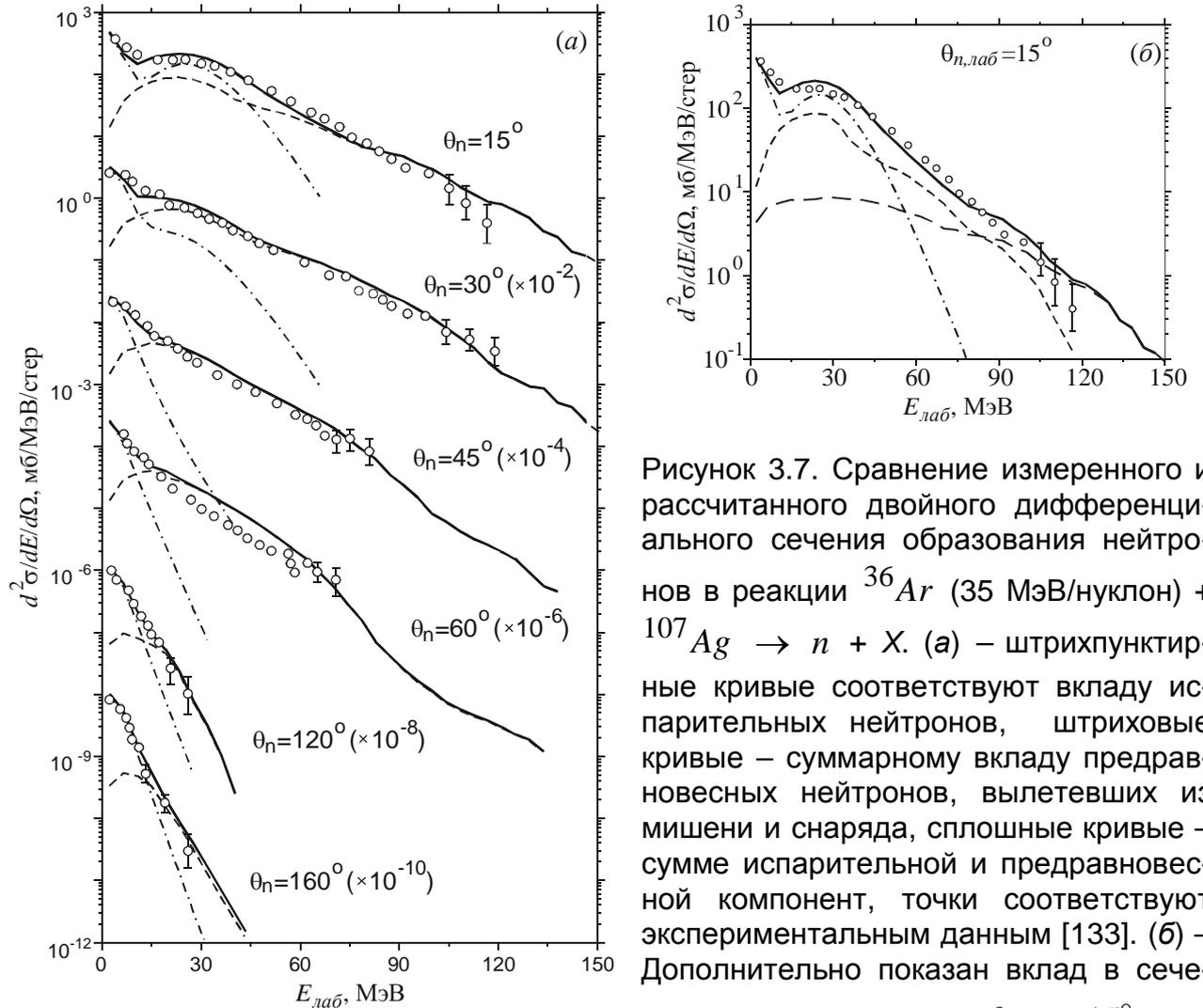


Рисунок 3.7. Сравнение измеренного и рассчитанного двойного дифференциального сечения образования нейтронов в реакции ^{36}Ar (35 МэВ/нуклон) + $^{107}\text{Ag} \rightarrow n + X$. (а) – штрихпунктирные кривые соответствуют вкладу испарительных нейтронов, штриховые кривые – суммарному вкладу предравновесных нейтронов, вылетевших из мишени и снаряда, сплошные кривые – сумме испарительной и предравновесной компонент, точки соответствуют экспериментальным данным [133]. (б) – Дополнительно показан вклад в сечение выхода под углом $\theta_{\text{лаб}} = 15^\circ$ нейтронов, вылетевших из снаряда (мелкий штрих), и нейтронов, вылетевших из мишени (крупный штрих).

МэВ/нуклон) + $^{197}\text{Au} \rightarrow p + X$ [132]. Сплошные кривые на рисунке соответствуют рассчитанному энергетическому распределению предравновесных протонов, для угла вылета $\theta_{\text{лаб}} = 14^\circ$ дополнительно показаны вклады протонов, вылетающих из мишени (штриховая кривая) и снаряда (штрих-пунктирная кривая). Вклад испарительных протонов не показан. Теоретически рассчитанный спектр протонов при

$\theta_{\text{лаб}} = 14^\circ$ по абсолютной величине заметно недооценивает сечение, однако хорошо воспроизводит ход экспериментальных данных. Напротив, теоретические кривые на задних углах ($\theta_{\text{лаб}} = 128^\circ$ и 160°) несколько переоценивают дифференциальную множественность предравновесных протонов, поскольку в этой области заметный вклад должна вносить испарительная составляющая. В целом, получено вполне удовлетворительное согласие с экспериментом.

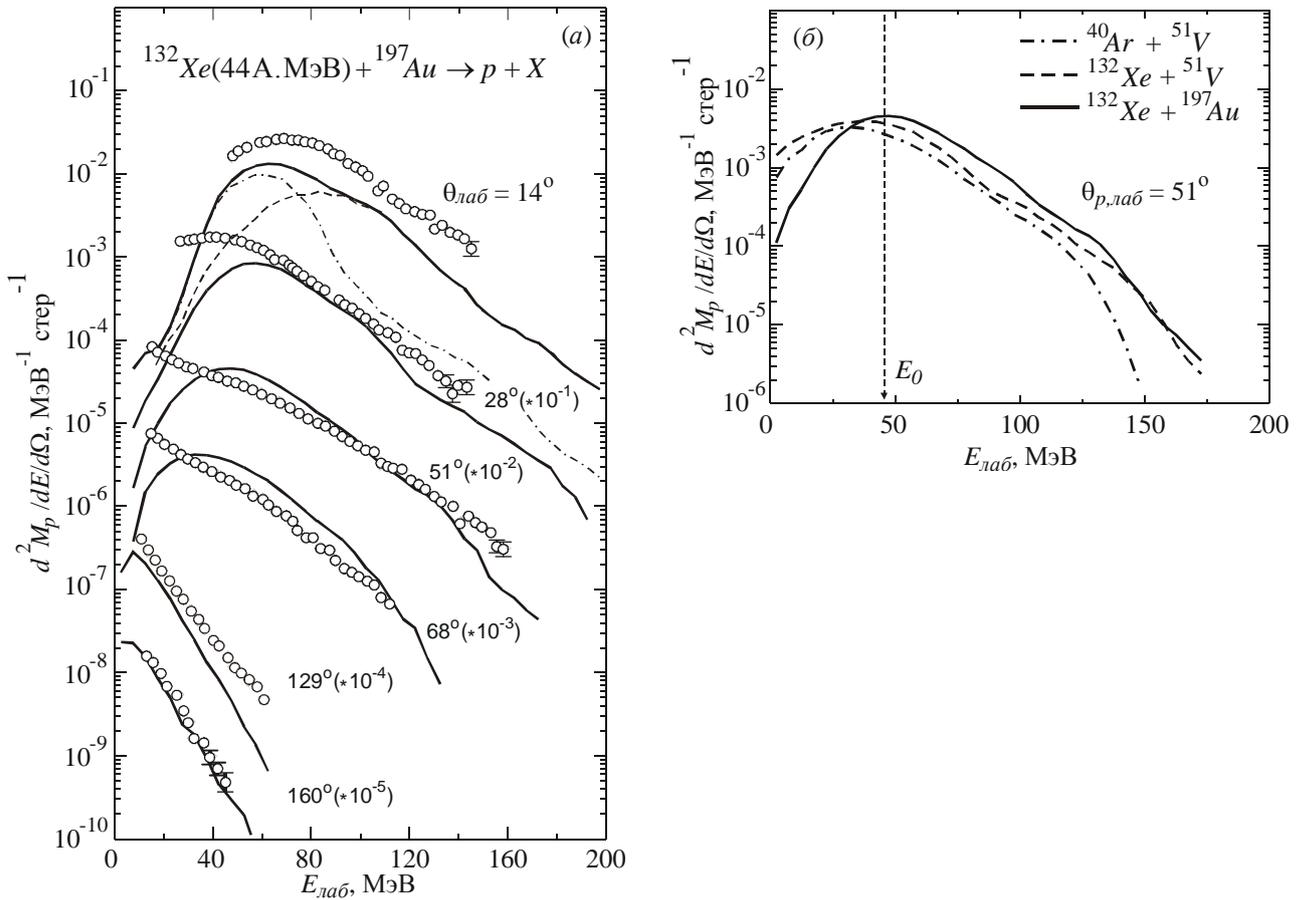


Рисунок 3.8 (а) – Сравнение измеренной [132] (точки) и рассчитанной дифференциальной множественности предравновесных протонов (сплошные кривые), образующихся в реакции ^{132}Xe (44 МэВ/нуклон) + $^{197}\text{Au} \rightarrow p + X$. Штриховая и штрихпунктирная кривые соответствуют вкладу предравновесных протонов, летящих под углом $\theta_{\text{лаб}} = 14^\circ$ из мишени и снаряда, соответственно. Вклад испарительных протонов не показан. (б) – Рассчитанная дифференциальная множественность протонов, вылетающих под углом $\theta_{\text{лаб}} = 51^\circ$ в реакциях $^{132}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ (сплошная кривая), $^{132}\text{Xe} + ^{51}\text{V}$ (штриховая) и $^{40}\text{Ar} + ^{51}\text{V}$ (штрихпунктирная) при энергии $E_0 = 44$ МэВ/нуклон.

На рисунке 3.8б приведено сравнение рассчитанных энергетических распределений предравновесных протонов, испущенных под углом $\theta_{лаб} = 51^\circ$ в реакциях $^{132}\text{Xe} + ^{197}\text{Au} \rightarrow p + X$ (сплошная кривая), $^{132}\text{Xe} + ^{51}\text{V} \rightarrow p + X$ (штриховая кривая) и $^{40}\text{Ar} + ^{51}\text{V} \rightarrow p + X$ (штрих-пунктирная кривая) при энергии пучка 44 МэВ/нуклон. Видно, что в области больших энергий замена легкого снаряда ^{40}Ar на более тяжелый ^{132}Xe приводит к увеличению жесткости спектра образующихся протонов за счет частиц, испущенных из ядра-мишени. Замена ядра мишени на более тяжелое такого эффекта не дает. Сравнивая кривые, приведенные на рисунке 3.8б, с экспериментальными данными, показанными на рисунке 3.5, наблюдаем удовлетворительное согласие между теоретическим расчетом и экспериментом. Это подтверждает сделанный в разделе 3.3 вывод о доминировании мишенных легких частиц при формировании жесткой части спектра легких частиц.

На рисунке 3.9а приведено сравнение экспериментально измеренного [130] и рассчитанного в рамках данной модели двойного дифференциального сечения образования протонов в реакции ^{16}O (20 МэВ/нуклон) + ^{197}Au . Сплошные кривые соответствуют суммарному вкладу предравновесных протонов, вылетевших из мишени и снаряда. Штрих-пунктирные кривые показывают вклад испарительных протонов. Для протонов, вылетающих под углом $\theta_{лаб} = 20^\circ$, более подробно показаны предравновесные компоненты соответствующие протонам, летящим из снаряда (крупный штрих) и из мишени (мелкий штрих). Рассчитанные сечения для этой реакции хорошо согласуются с экспериментальными данными для малых и промежуточных углов. Однако, как и в предыдущем случае, наблюдается переоценка сечения при больших углах вылета протонов.

В работе [157] была измерена дифференциальная множественность образования нейтронов в совпадении с испарительным остатком в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho} \rightarrow n + \text{ER}$ ($\theta_{\text{ER}} = 5.6^\circ$) при энергии $E_0 = 30$ МэВ/нуклон. В рамках используемой модели мы можем вычислить дифференциальную множественность для нейтронов в совпадении с испарительным остатком, однако без учета его угла вылета θ_{ER} . Та-

кое ограничение связано с тем, что можно лишь приблизительно оценить вклад испарительных процессов в сечение выхода легких фрагментов, при этом недооце-

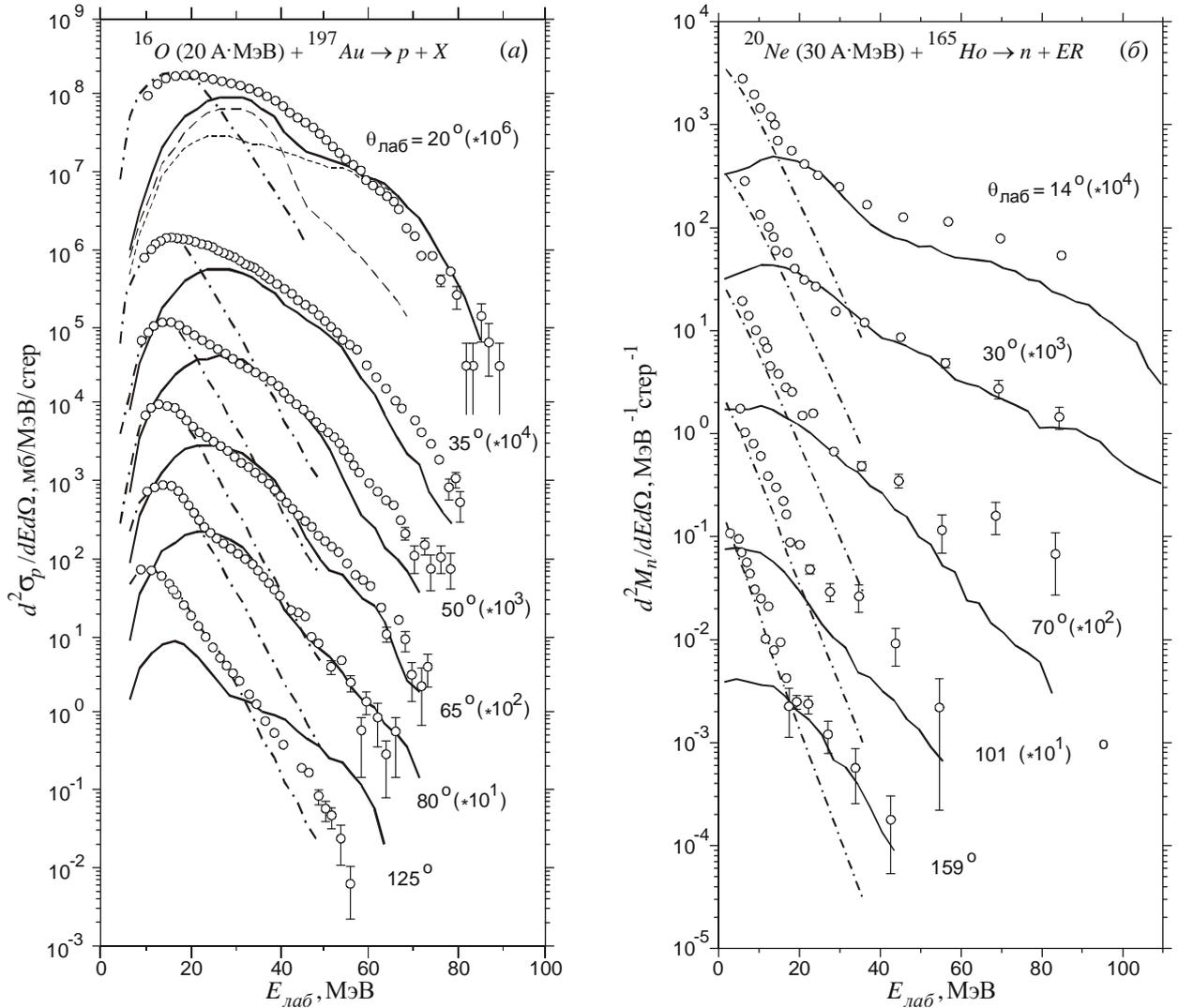


Рисунок 3.9 (а) – Сравнение измеренного [141] и рассчитанного двойного дифференциального сечения образования протонов в реакции $^{16}\text{O} (20 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{197}\text{Au} \rightarrow p + X$. (б) – Сравнение измеренной [157] и рассчитанной дифференциальной множественности нейтронов в реакции $^{20}\text{Ne} (30 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{165}\text{Ho} \rightarrow n + \text{ER}$ ($\theta_{\text{ER}} = 5.6^\circ$). Сплошные кривые на рисунках (а) и (б) – рассчитанные распределения предравновесных протонов и нейтронов, штрих-пунктирные – вклад в распределение испарительных легких частиц, точки соответствуют экспериментальным данным. На рисунке (а) для угла вылета $\theta_{\text{лаб}} = 20^\circ$ показан вклад предравновесных протонов, вылетевших из снаряда (длинный штрих) и из мишени (мелкий штрих).

ниваем множественности предравновесных частиц и, следовательно, не удастся

точно вычислить угол вылета испарительного остатка. На рисунке 3.9б приведено сравнение рассчитанных нами сечений с экспериментальными данными [157]. Штрих-пунктирная кривая показывает суммарный вклад испарительных нейтронов, а сплошная кривая – суммарное распределение предравновесных нейтронов. Наблюдается заметное расхождение теоретических расчетов с экспериментальными данными в области больших энергий для боковых углов вылета протонов. По всей видимости, это обусловлено ограничениями модели при описании корреляционных экспериментов, требующих точного описания процессов статистического распада возбужденного ядра.

В целом, можно сказать, что несмотря на простоту предложенной модели, данные эксперимента и расчетные сечения выхода легких частиц в ядро-ядерных столкновениях в рассматриваемом диапазоне энергий находятся в хорошем согласии. Это говорит о том, что основные механизмы образования легких частиц учтены и описываются достаточно адекватно в используемом подходе.

3.5. Динамика образования легких частиц и роль диссипативных сил

При изучении динамики ядерных столкновений в рамках полуклассического подхода с привлечением двухчастичных взаимодействий остается некоторая неопределенность в выборе параметров этих взаимодействий. В данной работе при выборе параметров потенциалов взаимодействия между легкой частицей и тяжелым фрагментом мы основывались на экспериментальных данных по упругому рассеянию и результатах их обработки в рамках оптической модели [30]. Известно, однако, что оптическая модель не позволяет однозначно определить параметры потенциала, кроме того в рассматриваемых процессах происходит рассеяние на тяжелом ядре связанного нуклона. Поэтому в расчетах параметры оптического потенциала варьировались в пределах 10-20% с целью определения устойчивости полученных результатов и выводов. В частности, потенциалы V_{Aa} и V_{Bb} (т.е. взаимодействие валентного нуклона с кором ядра), выбранные в форме потенциалов Вудса-

Саксона, имеют параметры: $U_0 = 50 - 60$ МэВ, $r_0 = 1.15 - 1.25$ фм, $a_V = 0.45 - 0.8$ фм. Оказалось, что изменение этих параметров в указанных интервалах не оказывает сильного влияния на угловые и энергетические распределения предравновесных легких частиц. Значительно более важную роль играют потенциалы V_{Ab} и V_{Ba} . Первый, как было показано выше, ответственен за ускорение валентного нуклона мишени и, таким образом, за формирование спектра предравновесных легких частиц, вылетевших из мишени. Второй потенциал определяет угловое распределение легких частиц, вылетающих из снаряда. Параметры потенциала V_{Ab} определяют угол радужного рассеяния в формуле (3.13), который определяет кинематический предел для энергии вылетевшей легкой частицы b . При расчетах параметры этих потенциалов для разных ядер выбирались в диапазоне: $U_0 = 45 - 55$ МэВ, $r_0 = 1.15 - 1.25$ фм, $a_V = 0.45 - 0.65$ фм.

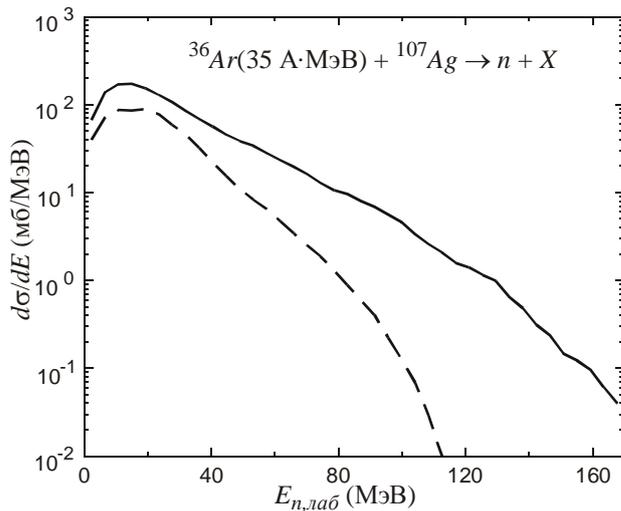


Рисунок 3.10. Вклад в энергетическое распределение предравновесных нейтронов, образованных в реакции $^{36}\text{Ar}(35 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{107}\text{Ag} \rightarrow n + X$ для прицельных параметров из различных интервалов: штриховая кривая — $\rho \in [0, 4]$ фм, сплошная кривая — $\rho \in [4, 9]$ фм.

Кроме реальной части взаимодействий V_{Ab} и V_{Ba} вводилась также и мнимая составляющая (см. раздел 3.1). Оказалось, что мнимые части этих потенциалов, определяя абсолютные значения сечений, практически не влияют на другие его характеристики (наклон спектра, положение максимума и пр.). В данном случае мнимые части потенциалов V_{Ab} и V_{Ba} выбирались в форме потенциала Вудса-Саксона на основе данных работы [30] или глобальной параметризации данной там же.

Роль ядро-ядерного потенциала взаимодействия V_{AB} в процессе образования легких частиц велика при низких энергиях пучка ($E_0 < 20$ МэВ/нуклон) и уменьшается с увеличением энергии. Потенциал V_{AB} определяет траектории движения снаряда, в поле которого ускоряются нуклоны мишени. Непрямолинейное движение снаряда «размывает» область передних углов в спектре наиболее быстрых легких частиц. Эти частицы рождаются в периферических столкновениях с близкими к касательному прицельными параметрами. На рисунке 3.10 показан вклад в энергетическое распределение предравновесных нейтронов, образованных в реакции ^{36}Ar (35 МэВ/нуклон) + ^{107}Ag при столкновениях с прицельными параметрами из разных диапазонов. Штриховая кривая соответствует прицельным параметрам $\rho < 4$ фм, сплошная кривая соответствует диапазону ρ от 4 до 9 фм. Прицельный параметр касательного столкновения в этой реакции равен приблизительно 8.5 фм. Из рисунка видно, что основной вклад в сечение дают события с большими прицельными параметрами (сплошная кривая). Следовательно, сечение выхода наиболее энергичных легких частиц в ядерных реакциях определяется в основном динамикой периферических столкновений, зависящей в свою очередь от ядерной части потенциала взаимодействия V_{AB} .

Как было показано выше, скорость относительного движения «мишенной» легкой частицы и тяжелого кора снаряда определяет максимальный угол (см. формулу (3.13)), на который может быть рассеяна легкая частица и, следовательно, определяет максимальную энергию этой частицы. Однако при энергиях пучка E_0/A порядка энергии Ферми относительные скорости настолько велики, что угол рассеяния легкой частицы и, следовательно, ее энергия оказываются малыми. С другой стороны, из эксперимента известно, что жесткая часть энергетического спектра легких частиц может достигать энергий порядка $4 - 6 E_0/A$. Учет в рамках данной модели ядерного трения является тем механизмом, который может обеспечить уменьшение относительной скорости при рассеянии легкого фрагмента b на коре снаряда A . Как уже говорилось, силы трения вводятся только между тяжелыми корами сна-

ряда и мишени. Форм-фактор диссипативных сил точно не известен, поэтому мы использовали феноменологический форм-фактор фермиевского типа как для радиальной, так и для тангенциальной компонент. В работе [65] указывается, что форм-фактор такого вида при одинаковых коэффициентах трения приводит к одинаковому трению между двумя легкими или двумя тяжелыми ядрами, если расстояние между их поверхностями одинаково. Это означает, что коэффициенты трения в этом случае должны зависеть от масс сталкивающихся ядер, поэтому нельзя ожидать существования универсальных значений для этих коэффициентов, применимых для любой системы ядер. В данной работе мы использовали параметры сил трения, приведенные в Таблице 1.

Таблица 1. Параметры диссипативных сил

Реакция	γ_r , (10^{-22} МэВ с фм $^{-1}$)	γ_t , (10^{-22} МэВ с фм $^{-1}$)	R_{fr} , фм	a_{fr} , фм
$^{132}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$	45	0.4	13.1	0.7
$^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$	15	0.1	9.4	0.7
$^{36}\text{Ar} + ^{107}\text{Ag}$	10	0.1	9.3	0.7
$^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$	6	0.05	9.2	0.7

На рисунке 3.11 для сравнения приведены сечения образования предравновесных нейтронов, вылетающих из снаряда (а) и из мишени (б), в реакции ^{36}Ar (35 МэВ/нуклон) + $^{107}\text{Ag} \rightarrow n + X$, рассчитанные при разных значениях радиального коэффициента трения. Из рисунка 3.11а видно, что наибольшее влияние ядерное трение оказывает на сечения выхода нейтронов снаряда. Диссипация энергии приводит к уменьшению относительной скорости ядер v_0 и, следовательно, к уменьшению максимальной энергии нейтронов, вылетевших из снаряда (см. формулу (3.10)). Однако для частиц, вылетающих из мишени, увеличение коэффициентов трения приводит к возрастанию их максимальной энергии (в данном случае на 10 –

15 МэВ) за счет уменьшения энергии относительного движения «мишенного» нейтрона и налетающего ядра, т.е. за счет роста угла радужного рассеяния нейтрона в поле снаряда (см. формулы (3.12) и (3.13)). Относительно слабая зависимость фор-

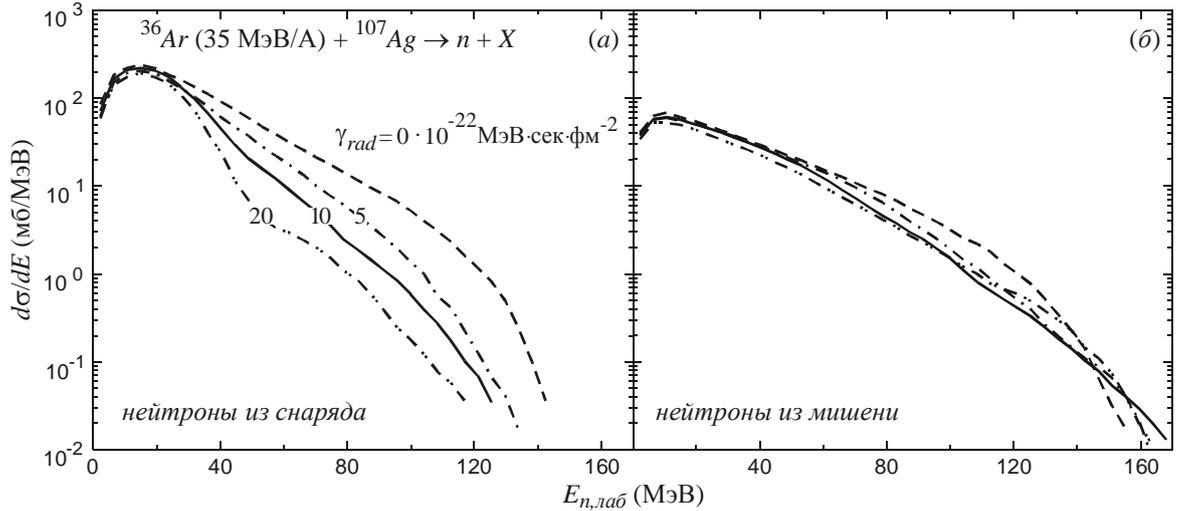


Рисунок 3.11. Энергетические распределения предравновесных нейтронов, испущенных в реакции ^{36}Ar (35 МэВ/нуклон) + $^{107}\text{Ag} \rightarrow n + X$ из снаряда (а) и мишени (б). Различные кривые соответствуют различным значениям радиального коэффициента трения. Значения коэффициента γ_r в ед. $10^{-22} \text{МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-2}$ приведены около каждой кривой на рисунке (а).

мы энергетического спектра нейтронов, вылетевших из мишени, от ядерных диссипативных сил объясняется главным образом периферийностью процессов, приводящих к их вылету. Безусловно безграничное увеличение коэффициента трения не ведет к постоянному возрастанию максимальной энергии нейтронов, вылетевших из мишени, другими словами в зависимости E_n^{max} от коэффициента γ_r существует некоторый максимум и если $\gamma_r \rightarrow \infty$, то $E_n^{max} \rightarrow 0$.

Фиксируя начальные конфигурации ядер снаряда и мишени, энергию столкновения E_0 и прицельный параметр ρ , из всего многообразия событий мы можем выбрать два отдельных события с вылетом легкой частицы в одном случае из снаряда, в другом случае из мишени. Можно подобрать начальные параметры так, чтобы на процесс образование легкой частицы в каждом из этих событий главное влияние оказывал какой-либо один механизм, из описанных в разделе 3. Варьируя парамет-

ры ядерного трения для каждого из этих событий, можно исследовать их воздействие на динамику столкновения и на свойства испускаемой легкой частицы, т.е. на величину ее энергии и угол вылета. Такой анализ проведен для предравновесных нейтронов, образующихся в реакции $^{36}\text{Ar}(35 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{107}\text{Ag}$ (см. Рис. 3.12). Как и предполагалось, наблюдается рост асимптотической энергии «мишенных» нейтронов, ускоренных средним полем ядра-снаряда, при увеличении коэффициента γ_r вплоть до значений $15 - 20 \times 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{сек} \cdot \text{фм}^{-2}$ (кружки на Рис. 3.12). При дальнейшем увеличении γ_r энергия нейтрона быстро уменьшается. Угол вылета нейтрона в л.с.к. с ростом радиального коэффициента трения уменьшается. Таким образом, можно утверждать, что малое трение разворачивает предравновесные легкие частицы, вылетающие из мишени, в направлении пучка, а также приводит к росту их энергии.

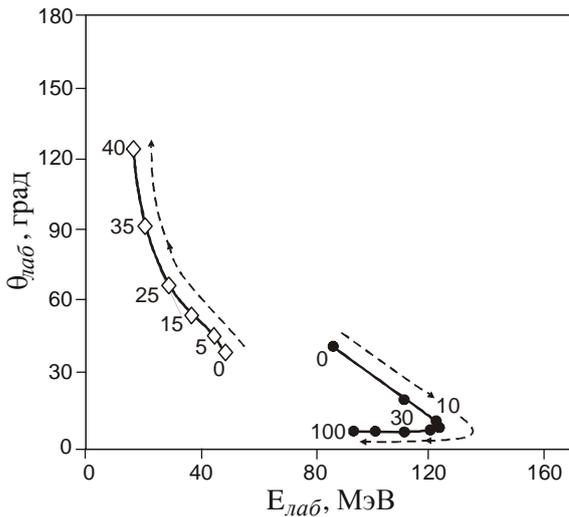


Рисунок 3.12. Изменение энергии и угла вылета нейтрона при варьировании радиального коэффициента трения γ_r в двух отдельных событиях в реакции $^{36}\text{Ar}(35 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{107}\text{Ag}$. Сплошные кружки – событие с вылетом нейтрона из мишени, ромбы – событие с вылетом нейтрона из снаряда. Цифры у точек соответствуют значению γ_r в единицах $10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{сек} \cdot \text{фм}^{-2}$.

Энергия нейтрона, вылетевшего из снаряда, с ростом величины γ_r монотонно убывает, а угол вылета растет по модулю, оставаясь при этом отрицательным (ромбы на Рис. 3.12). Это означает, что при уменьшении скорости относительного движения ядер за счет действия диссипативных сил нейтрон снаряда дольше «чувствует» притягивающее поле мишени, которое с увеличением коэффициента γ_r все сильнее искажает его траекторию, а при сильном ядерном трении может привести к

захвату нейтрона мишенью. Поэтому рост диссипативных сил оказывает на легкие частицы, вылетающие из снаряда, действие противоположное, оказываемому на «мишенные» легкие частицы.

Отметим также, что введение малого трения не ведет к изменению полного сечения (т.е. полной множественности) образования предравновесных легких частиц, а меняет лишь характер дифференциального сечения как функции энергии и угла ее вылета, т.е. приводит к перераспределению вылетающих легких частиц в координатах E_n и θ_n . И только при больших диссипативных силах множественность предравновесных легких частиц заметно уменьшается.

Мы видим, что свойства угловых и энергетических распределений легких частиц чувствительны к виду диссипативных ядерных сил, а следовательно, из анализа большого числа экспериментальных данных по выходу быстрых предравновесных частиц можно извлечь полезную информацию о величине коэффициентов ядерного трения и о других параметрах диссипативной функции, об их зависимости от масс сталкивающихся ядер, энергии и пр.

В заключение еще раз отметим, что анализ динамики взаимодействия тяжелых ионов промежуточных энергий в рамках четырехчастичной классической модели оказался достаточно продуктивным, что, в частности, позволило выявить новый механизм образования сверхбыстрых предравновесных легких частиц, косвенно подтверждаемый имеющимися экспериментальными данными. Расчеты сечений выхода предравновесных легких частиц, проведенные в рамках предложенной модели, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом. Развитием модели могло бы стать детальное исследование реакций с выходом более тяжелых фрагментов, например, ${}^A\text{He}$, ${}^A\text{Li}$ и др., а также более детальное изучение роли ядерного трения в динамике ядро-ядерного столкновения в рамках данной модели. Сравнение с экспериментальными данными по выходу легких частиц в широком диапазоне углов и энергий может дать важную информацию о величине и радиальной зависимости ядерных диссипативных сил.