

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

5

1211/2-81

9/III-81

P2-80-777

К.К.Гудима, С.Г.Машник, В.Д.Тонеев

КАСКАДНО-ЭКСИТОННАЯ МОДЕЛЬ
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ.
СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей работе^{/1/} был развит подход, обобщающий существенные черты экситонной модели и модели внутриядерных каскадов. Там же дано детальное описание каскадно-экситонной модели /КЭМ/, показана чувствительность результатов к параметризации модели *. Настоящая работа посвящена сопоставлению с опытом предсказаний КЭМ для энергетических спектров, угловых распределений и двойных дифференциальных распределений частиц в нуклон-ядерных реакциях при энергии бомбардирующей частицы $T_0 \leq 100$ МэВ. При этом особое внимание будет уделено обсуждению угловой анизотропии предравновесной компоненты и эмиссии сложных частиц.

2. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ НУКЛОНОВ

Результаты вычислений $d\sigma/dT$ по КЭМ представлены на рис. 1, там же указан вклад различных компонент. Модель хорошо воспроизводит изменение формы спектров как с ростом энергии бомбардирующего протона, так и при переходе от легких ядер-мишеней к более тяжелым, правильно предсказывая абсолютный выход частиц. Следует подчеркнуть, что величина σ_{in} рассчитана в рамках нашего подхода, а не взята из известных экспериментальных данных или независимых расчетов по оптической модели, как это делается во всех других моделях предравновесного распада. Проведение абсолютных расчетов оказалось возможным благодаря использованию модели внутриядерного каскада. Относительный вклад каскадных и предравновесных частиц зависит как от T_0 , так и от массового числа ядра-мишени A , причем вклады этих двух механизмов в $d\sigma/dT$ невозможно локализовать в какой-то узкой энергетической области T .

* Ссылки на формулы, цитируемые из работы^{/1/}, будут далее снабжены индексом 1.

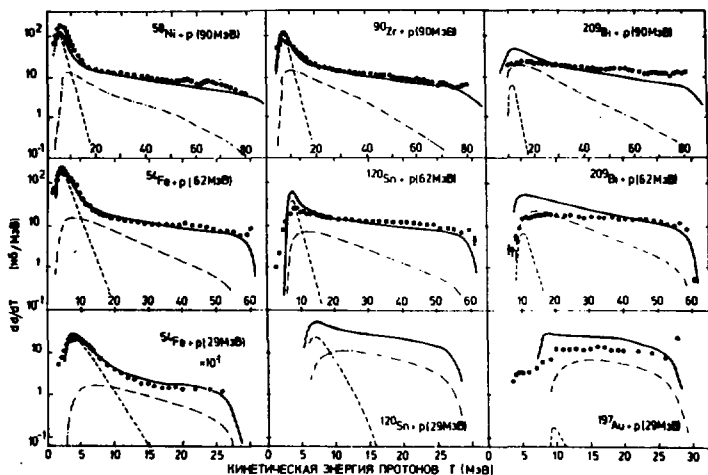


Рис.1. Проинтегрированные по углам дифференциальные спектры протонов. Пунктирная и штрихпунктирная кривые относятся соответственно к испарительной и предравновесной компонентам, непрерывная кривая – сумма всех трех компонент. Экспериментальные точки – из работ [2,3].

Следует отметить, что общая степень согласия предсказаний КЭМ с опытом примерно такая же, как и для других вариантов экситонной модели, однако входные состояния для предравновесного распада сильно отличаются от обычно постулируемых значений $p_0=3$, $E_0=E_{CN}-T_0+V_p$. Как видно из рис. 2, спектр значений p_0, E_0 очень широкий, и 99% событий после каскадной стадии приводят к неравновесному состоянию ядра. К этому необходимо добавить, что данные значения p_0, E_0 относятся ко всему спектру остаточных ядер, а не к какой-то одной паре A и Z . Интересно, что в данном случае четверть всех взаимодействий приводит к захвату налетающего протона, т.е. $E=E_{CN}$, но при этом протон /и, возможно, нуклон отдачи/ испытывает более одного внутриядерного рассеяния. При меньших энергиях T_0 с большой вероятностью бомбардирующий нуклон может быть захвачен ядром в результате первого столкновения. В частности, при $T_0 \approx 15$ МэВ каскадная стадия почти вырождается, и основной вклад дает входное состояние с $p_0=3$ и $E_0=T_0+V_p$. Степень согласия с опытом при низких энергиях демонстрируется на рис. 3.

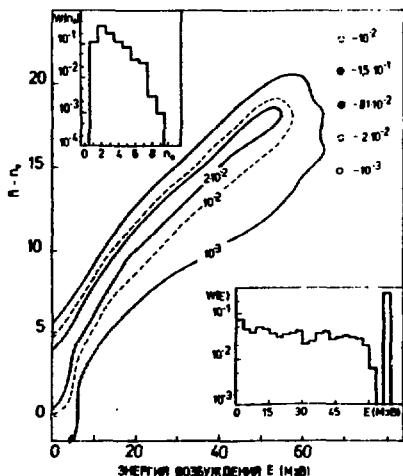


Рис. 2. Диаграмма входных состояний для предравновесного распада ядер в реакции $^{54}\text{Fe} + p/62$ МэВ/. Линиями соединены состояния с равным относительным выходом, кружки отвечают состояниям с $E = E_{\text{CN}}$. На вставках показаны проекции этого двумерного распределения: распределение по полному числу экситонов и по энергии возбуждения E .

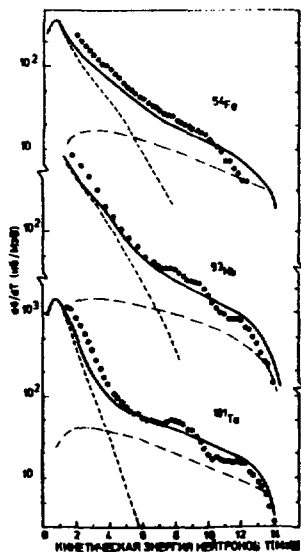


Рис. 3. Энергетические спектры нейтронов, образованных нейтронами с энергией 15 МэВ на различных ядрах. Все обозначения — как на рис. 1; экспериментальные значения [точки] — из работы [4].

3. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

В рамках КЗМ угловое распределение вторичных нуклонов будет асимметрично. Это в первую очередь обусловлено асимметрией каскадной компоненты. Возможность иметь асимметричное распределение для частиц, испущенных на предравновесной стадии взаимодействия, связана с сохранением "памяти" о направлении частицы, инициировавшей реакцию. Это означает, что наряду с законом сохранения энергии необходимо учесть закон сохранения импульса на каждом шаге усложнения ядерного состояния. В феноменологическом подходе это может быть реализовано по-разному.

Другой способ учета анизотропии состоит в том, чтобы характеризовать состояние системы α не только числом экситонов и энергией, но и направлением Ω импульса, т.е. $\alpha = |n, \Omega\rangle$. Если, следуя Мантзуранису и др.¹⁶, предположить факторизацию угловой зависимости переходов $\lambda_+, \lambda_0, \lambda_-$, то нетрудно обобщить мастер-уравнение /1.11/. В соответствии с /1.17/ и /1.22/ естественно положить

$$\langle \sigma \rangle \rightarrow \langle \sigma \rangle F(\Omega), \quad /1/$$

где $F(\Omega) = \frac{d\sigma_{free}/d\Omega}{\int d\Omega' d\sigma_{free}/d\Omega'}$ /см. также /1.19/ и /1.20//. Сечение рассеяния $d\sigma_{free}/d\Omega$ считается изотропным в собственной системе взаимодействующих экситонов. Такая схема легко реализуется в технике Монте Карло. Вид получаемого при этом углового распределения показан на рис. 4. Видно, что оба способа дают близкие распределения для предравновесных частиц. При сравнении с экспериментом детали распределений еще более затухают из-за вклада каскадной и испарительной /равновесной/ компонент. Везде ниже мы будем использовать второй способ учета анизотропии частиц, испущенных на предравновесной стадии реакции.

Результаты, представленные на рис. 5, дают представление об энергетической и A -зависимости угловых распределений протонов для различных компонент, предсказываемых КЭМ.

4. ИНКЛЮЗИВНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Эта характеристика содержит более детальную информацию. На ее примере можно также проследить отмеченные выше закономерности в энергетической и A -зависимости отдельных компонент. Мы ограничимся лишь несколькими примерами. Как видно из рис. 6 и 7, под малыми углами доминирует эмиссия каскадных частиц, хотя и здесь учет предравновесных протонов улучшает согласие с опытом /ср., например, с результатами каскадных расчетов^{17,8}/ . Важно, что выход быстрых протонов под большими углами практически полностью обусловлен предравновесной эмиссией. Это позволяет именно по этой характеристике фиксировать значение параметра \mathcal{P} /см.¹¹/ .

На рис. 8 показано влияние параметра \mathcal{P} на инклюзивные спектры под большими углами. Из представленных там же результатов видно, что каскадно-испарительная модель не может удовлетворительно описать жесткую часть спектра нуклонов, испущенных в заднюю полусферу. Такой же характер согласия теории и эксперимента наблюдается и при меньших энергиях /рис. 9/ .

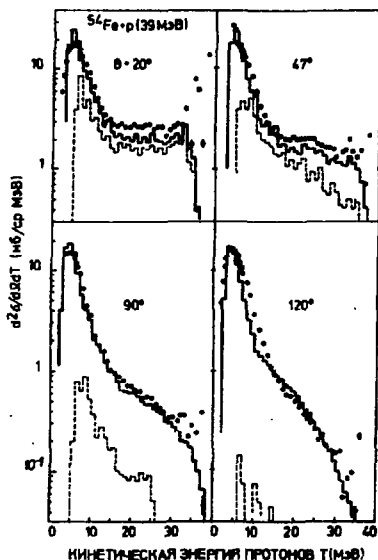


Рис. 6. Инклюзивные спектры протонов из реакции $^{54}\text{Fe} + p$ при $T_0 = 39$ МэВ. Сплошная гистограмма рассчитана по каскадно-экситонной модели, пунктиром указан вклад каскадных протонов. Экспериментальные значения — точки — из работы /12/.

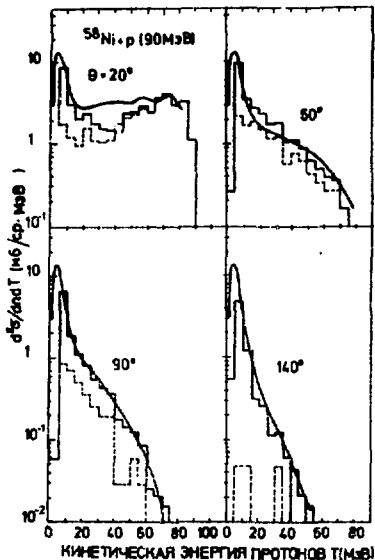


Рис. 7. Инклюзивные спектры протонов из реакции $^{58}\text{Ni} + p$ при $T_0 = 90$ МэВ. Непрерывные кривые — эксперимент /3/, остальные обозначения — как на рис. 6.

Пример реакции с перезарядкой нуклонов, $p + ^{120}\text{Sn} \rightarrow n + \dots$, дан на рис. 10. И в этом случае можно отметить вполне разумное согласие теории с экспериментом. Объяснение пика в энергетическом распределении нейтронов, наблюдаемого вблизи значения $T \approx 30$ МэВ и связанного, по-видимому, с возбуждением состояний аналогового резонанса, требует дальнейшей детализации модели.

Представленные на рис. 11 результаты относятся к наиболее высокой из рассчитанных энергий. Предсказания модели вполне удовлетворительно согласуются с опытом, особенно если учесть, что в эксперименте /9/ детектировались не все протоны с энергией $T \leq 20$ МэВ. Сопоставление с результатами КЭМ при меньших T_0 показывает, что по мере перехода к более высоким энергиям относительная доля прямого /каскадного/ механизма возрастает.

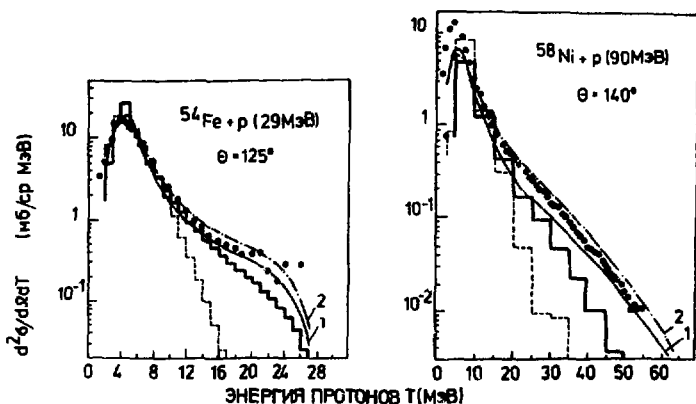


Рис. 8. Спектры протонов под углом θ , рассчитанные в различных модельных предположениях. Кривые 1 и 2 вычислены по КЭМ с $\mathcal{P} = 0,3$ и $0,1$ соответственно; непрерывная гистограмма – вариант с "резким обрезанием" /1/. Результаты каскадно-испарительной модели нанесены пунктирной гистограммой. Точки – из работ /2,3/.

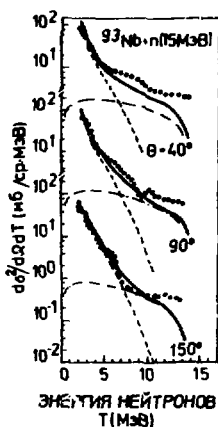


Рис. 9. Двойные дифференциальные распределения нейтронов из реакции $^{93}\text{Nb} + n$ при $T_0 = 15$ МэВ. Обозначения – как на рис. 1. Экспериментальные значения – из работы /4/.

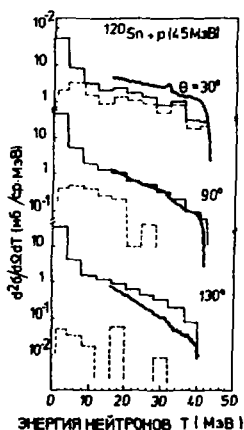


Рис. 10. Инклюзивные спектры нейтронов. Непрерывная кривая – результаты эксперимента /6/. Пунктиром указан вклад предравновесной компоненты.

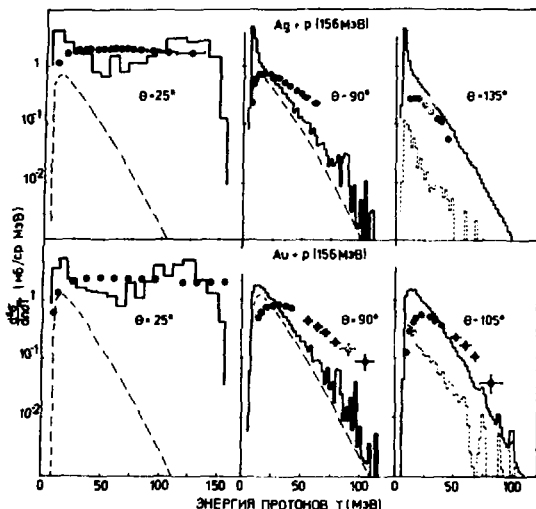


Рис.11. Инклюзивные спектры протонов, образованных при взаимодействии с ядрами протонов с энергией 156 МэВ. Пунктирная гистограмма указывает вклад каскадных частиц, штрих-пунктирная – предравновесная компонента. Непрерывная гистограмма – вклад всех трех /каскадной, предравновесной и испарительной/ компонент. Экспериментальные значения – из работы /9/.

Однако даже при $T_0 = 156$ МэВ для вторичных частиц, испущенных под углами $\theta > 90^\circ$, предравновесный распад дает существенный вклад в высокоэнергетическую часть инклюзивного спектра.

5. ЭМИССИЯ СЛОЖНЫХ ЧАСТИЦ

В нуклон-ядерных реакциях сложная частица может быть испущена на различных стадиях взаимодействия и за счет многих механизмов. Это могут быть быстрые процессы типа прямого выбивания сложных частиц*, реакции подхвата и процессы взаимодействия в конечном состоянии, приводящие к коалесценции нуклонов в сложные частицы. В данном варианте КЭМ пренебрегается всеми этими процессами на каскадной стадии взаимодействия. Следовательно, появление, например, быстрых α -частиц, возмож-

* Попытка учесть эффекты прямого выбивания сложных частиц в схеме экситонной модели предпринималась в работах /10,11/.

но лишь за счет предравновесных процессов. Однако учет предравновесной эмиссии сложных частиц содержит дополнительную неопределенность, связанную с "происхождением" этих частиц. В работах миланской группы /см. обзор^{12/} предполагалось, что с вероятностью ϕ в ядре существуют готовые α -кластеры, которые рассматриваются как один экситон с одночастичной плотностью уровней $g_\alpha = g/4$. Параметр ϕ извлекается из сравнения с экспериментом рассчитанных спектров α -частиц, разбиваемый в работах^{13-16/} исходит из предположения, что в ходе реакции p_j возбужденных частиц /экситонов/ могут с вероятностью γ_j "сконденсироваться", образовав сложную частицу, которая может быть испущена на предравновесной стадии взаимо-

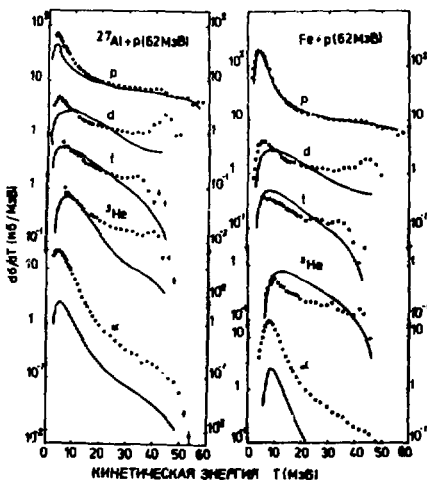


Рис.12. Спектры вторичных частиц, испущенных при взаимодействии протонов с энергией 62 МэВ с ядрами алюминия и железа. Экспериментальные значения взяты из работы^{2/}.

действия. Ниже мы будем следовать второму подходу и учтем возможность испускания в ходе реакции ядер дейтерия, трития, ^3He и ^4He .

Модификация формулы для вероятности эмиссии сложной частицы сводится к замене в подынтегральном выражении /1.14/ фактора

$$\frac{\omega(p-1, E - B_j - T)}{\omega(p, h, E)} \quad \text{на} \quad \gamma_j \frac{\omega(p-p_j, h, E - B_j - T)}{\omega(p, h, E)} \cdot \frac{\omega(p_j, P, B_j + T)}{g_j}$$

Такая подстановка позволяет учесть все возможные конфигурации как остаточного ядра, так и p_j нуклонов /фактор $g_j^{-1} \times \omega(p_j, 0, B_j + T)$ /. Выбранная конфигурация p_j нуклонов должна иметь правильный изотопический состав, что гарантируется фактором

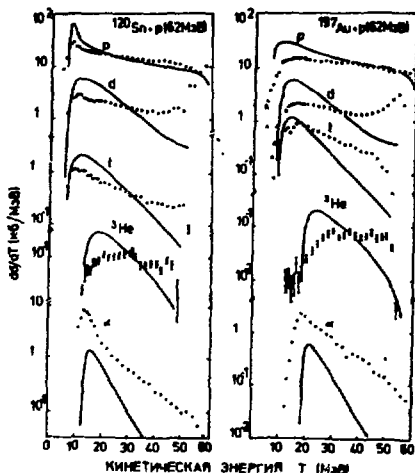


Рис.13. Спектры вторичных частиц, испущенных при взаимодействии протонов с энергией 62 МэВ с ядрами олова и золота. Экспериментальные значения взяты из работы /2/.

\mathcal{R}_j в /1.14/. Вероятность "конденсации" нуклонов в сложную частицу, γ_j , может быть найдена как интеграл перекрытия волновых функций независимых нуклонов с кластерной волновой функцией. Полагая волновые функции постоянными внутри объема V , где они отличны от нуля, получим оценку /16/

$$\gamma_j = p_j^3 \left(\frac{V_j}{V}\right)^{p_j-1} = p_j^3 \left(\frac{p_j}{A}\right)^{p_j-1} \quad /2/$$

Это довольно грубая оценка. Обычно величина γ_j извлекается из эксперимента путем подгонки теоретических предравновесных спектров к экспериментальным, что приводит к дополнительной по сравнению с /2/ зависимости от p_j и энергии возбуждения E /см., например, /15.17/ /. В силу отмеченного выше разнообразия механизмов образования сложных частиц мы не видим глубокого физического смысла в такой процедуре. Поэтому мы определим вероятность конденсации γ_j нуклонов в сложную частицу соотношением /2/, чтобы затем выяснить относительную роль этого статистического механизма эмиссии. Одночастичную плотность состояний для сложной частицы g_j найдем в предположении, что сложные частицы свободно движутся в потенциальной яме, глубина которой равна энергии связи этой частицы в ядре:

$$g_j(T) = \frac{V(2s_j+1)(2\mu_j)^{3/2}}{4\pi^2 h^3} (T+B_j)^{1/2}$$

Относительно углового распределения сложных частиц будем предполагать, что оно совпадает с угловым распределением нуклонов в данном (n, Ω) -состоянии ядра. Интегральные спектры сложных частиц при $T_0=15$ и 62 МэВ представлены на рис. 12-14. Там же для сравнения приведены обсуждавшиеся выше спектры протонов. На рис. 15-16 с экспериментом сопоставляются инклюзивные распределения частиц при $T_0=90$ МэВ.

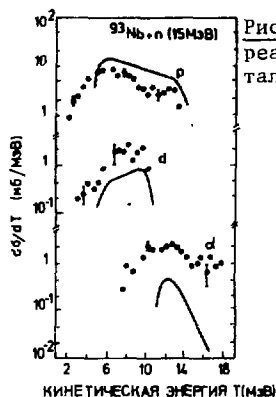


Рис.14. Спектры вторичных частиц из реакции $^{93}\text{Nb}+n$ при $T_0=14$ МэВ. Экспериментальные данные - из работы /18/.

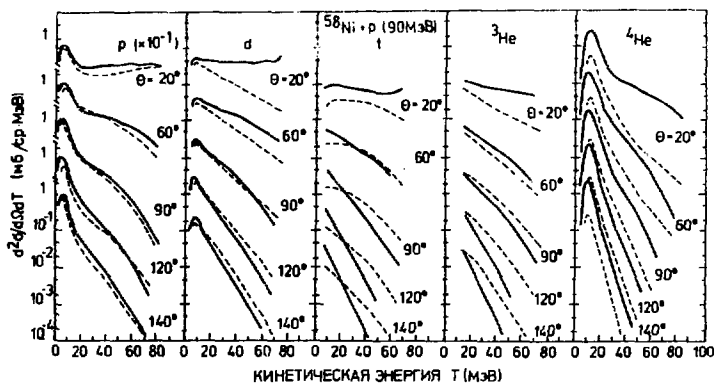


Рис.15. Инклюзивные спектры вторичных частиц из реакции $^{58}\text{Ni}+p$ при $T_0=90$ МэВ. Сплошные кривые - эксперимент /3/, пунктирные - результаты расчета по каскадно-экситонной модели.

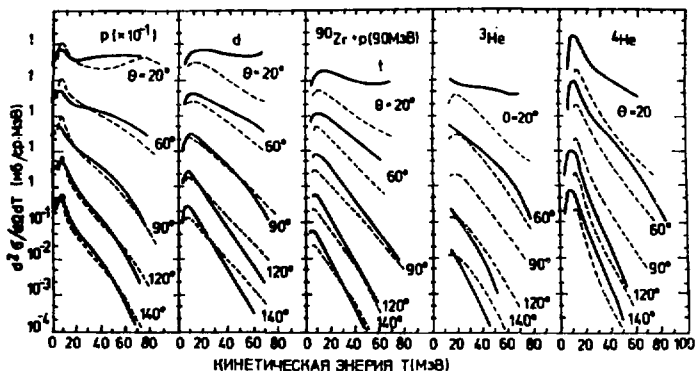


Рис. 16. Инклюзивные спектры вторичных частиц из реакции $^{90}\text{Zr} + p / 90 \text{ МэВ}$. Обозначения как на рис. 15.

Прежде всего следует отметить, что КЭМ дает правильные значения для абсолютного выхода сложных частиц. Это достигнуто на основе использования соотношения /2/ для γ_j , тогда как при попытке описать спектр сложных частиц в рамках чисто экситонной модели необходимы значения γ_j почти на два порядка ниже /15/. Однако выход α -частиц для всех рассмотренных комбинаций наша модель существенно занижает. Это, по-видимому, указывает на то, что наряду со статистическим фактором /2/ необходимо учесть эффекты структуры ядра, которые наиболее важны как раз для ядра ^4He . Большие вероятности формирования α -частичных кластеров в ядрах делают особенно важным учет процессов прямого выбивания α -частиц.

КЭМ неплохо передает общую форму спектров сложных частиц. Область энергий $T \geq 15-20 \text{ МэВ}$ практически полностью обусловлена процессом предравновесной эмиссии. Тем не менее выход быстрых частиц в области малых углов сильно недооценивается /рис. 15, 16/, что вновь указывает на важность вклада прямых процессов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, объединение каскадной модели с предравновесным подходом к ядерным реакциям позволяет успешно описать большую совокупность экспериментальных данных, выявить вклад

механизма предравновесной эмиссии частиц. В то же время выполненный анализ показывает, что энергетические спектры нуклонов $d\sigma/dT$, широко обсуждаемые в терминах моделей предравновесного распада, оказываются характеристикой, слабо чувствительной к деталям взаимодействия. Форма спектра четко указывает лишь на то, что механизм взаимодействия не сводится к однократному рассеянию бомбардирующего нуклона или к эмиссии частицы из компаунд-ядра. Другими словами, неупругое взаимодействие частицы с ядром в рассматриваемой области энергий имеет многоступенчатый характер, и на каждой ступени возможна эмиссия частицы. Учет анизотропии эмиссии нуклонов расширяет класс обсуждаемых характеристик, но, являясь отражением общих законов сохранения, переход к исследованию инклюзивных спектров мало что добавляет к пониманию относительной роли различных механизмов взаимодействия. Локализация вклада отдельных компонент возможна путем наложения существенных кинематических ограничений на интересующую нас частицу, как, например, в случае эмиссии быстрых нуклонов в область больших углов, где доминирует процесс предравновесного распада. Другим путем выделения вклада различных механизмов является исследование корреляций между вторичными частицами.

Проблема описания эмиссии сложных частиц еще далека от своего решения. Сложность проблемы заключается в большом разнообразии возможных механизмов и в тесном переплетении вопросов структуры ядра и механизма ядерной реакции.

Важным фактом, который до последнего времени оставался без внимания, является изотопическая зависимость выхода сложных частиц. Как показал обстоятельный анализ экспериментальных данных по фрагментации ядер в столкновениях с быстрыми частицами 19 , выход фрагментов /т.е. сложных частиц с зарядом $Z \geq 2$ / и форма их энергетических спектров весьма существенно зависят от изотопического состава ядра-мишени и испускаемого фрагмента. Это требует введения структурных факторов в величину вероятности "конденсации" u_i . В этой связи особый интерес представляют эксперименты по измерению спектров сложных частиц на разделенных изотопах.

Интересные проблемы возникают и при переходе к более высоким энергиям. Каскадно-экситонная модель предсказывает значительный выход быстрых частиц под большими углами за счет механизма предравновесной эмиссии. Как уже отмечалось ранее 20 , испускание частиц на стадии установления статистического равновесия в реакциях, инициированных быстрыми адронами, может рассматриваться как один из возможных механизмов образования нуклонов в кинематической области, запрещенной для свободного рассеяния частиц. Этот факт важен в связи с последними обсуж-

денями результатов экспериментов по рассеянию частиц назад и проблемой ядерного скейлинга^{21,22}.

Предложенная модель может рассматриваться как основа для исследования эффектов предравновесной эмиссии в ядро-ядерных взаимодействиях. На важность этих эффектов указано в работах²³, где в рамках каскадной модели анализировались сигналы образования ударных волн в высокоэнергетических столкновениях двух ядер.

Мы благодарны Э.Бетаку за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гудима К.К., Машник С.Г., Тонеев В.Д. ОИЯИ, P2-80-774, Дубна, 1980.
2. Bertrand F.E., Peelle R. Phys.Rev., 1973, C8, p. 1045.
3. Wu J.R., Chang C.C., Holmgren H.D. Phys.Rev., 1979, C19, p. 698.
4. Hermsdorf D. et al. Report ZfK-277, 1974, p. 226.
5. Mädler P., Reif R. Nucl.Phys., 1980, A337, p. 445.
6. Mantzouranis G., Weidenmüller H.A., Agassi D. Z.Physik, 1976, A276, p. 145.
7. Bertini H.W., Harp G.D., Bertrand F.E. Phys.Rev., 1974, C10, p. 2472.
8. Galonsky A. et al. Phys.Rev., 1976, C14, p. 748.
9. Brun C. et al. Nucl.Phys., 1967, A95, p. 337.
10. Mignarey A., Blann M., Scobel W. Nucl.Phys., 1976, A273, p. 125; Nucl.Phys., 1977, A287, p. 301.
11. Kolbach C. Z.Physik, 1977, A283, p. 401.
12. Milazzo Colli L., Braga Marcazzan G.M. Riv.Nuovo Cim., 1973, 3, p. 535.
13. Cline C.K. Nucl.Phys., 1972, A193, p. 417.
14. Ribanský I., Obložinský P. Phys.Lett., 1973, B45, p. 318.
15. Běťák E. Acta Phys.Slov., 1976, 26, p. 21.
16. Běťák E., Obložinský P. Proceedings of the Vth International Symposium on the Interactions of Fast Neutrons with Nuclei, Caussig, GDR, ZfK-324, 1976, p. 77.
17. Wu J.R., Chang C.C. Phys.Rev., 1978, C17, p. 1540.
18. Grimes S.M., Haight R.C., Anderson J.D. Phys.Rev., 1978, C17, p. 508.
19. Avdeichikov V.V. Phys.Lett., 1980, B92, p. 74.
20. Тонеев В.Д. ОИЯИ, P4-9488, Дубна, 1976.
21. Leksin G.A. Proceedings of the XVIII Intern.Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, ОИЯИ, D1,2-10400, 1976, p.A6-3.
22. Gudima K.K., Mashnik S.G., Toneev V.D. JINR, E2-11307, Dubna, 1978; Komarov V.I. et al. Nucl.Phys., 1979, A326, p. 297.
23. Gudima K.K., Toneev V.D. Phys.Lett., 1979, B273, p. 293; ЯФ, 1978, 27, с. 658.

Рукопись поступила в издательский отдел

28 ноября 1980 года.