

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ ПРОТОНОВ В РЕАКЦИИ $^{27}\text{Al}(\text{p},\text{xp})$ ПРИ $E_p = 30.0$ МэВ

А. Дуйсебаев, Б.А. Дуйсебаев, И.И. Ертаева*, Т.К. Жолдыбаев, Б.М. Садыков

Институт ядерной физики НЯЦ РК, г. Алматы

**Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, г. Астана*

Измерены дважды-дифференциальные и интегральные сечения реакции (p,xp) на ядре ^{27}Al при энергии налетающих протонов 30.0 МэВ. Выполнен теоретический анализ экспериментальных результатов в рамках экситонной модели предравновесного распада. Определен вклад прямых и компаунд механизмов.

До недавнего времени в физике ядерных реакций рассматривались два механизма – прямые процессы, протекающие за время пролета падающей частицы в поле ядра-мишени, и образование составного ядра, распадающегося за времена на 6-7 порядков больше. Вместе с тем, при энергиях ≈ 10 МэВ/нуклон и более, опыт показывал существование класса ядерных взаимодействий, занимающих промежуточное положение между этими крайними подходами, связанных с реализацией специфического механизма эмиссии частиц задолго до наступления равновесия в промежуточной системе – образование компаунд ядра в классическом его понимании. Характерными особенностями реакции на этой стадии является образование большого количества высокоэнергетических частиц, обладающих значительной асимметрией вперед в угловых распределениях. Это означает, что энергия возбуждения ядра распределяется среди ограниченного числа свободы на ранних стадиях процесса релаксации и что направление движения частицы во входном канале на этих стадиях, в определенной степени, сохраняется. Как следствие, в классификации ядерных реакций возникла концепция предравновесного (неравновесного) механизма распада, отражающая динамику образования и эволюции возбужденной ядерной системы к равновесному состоянию [1,2].

Разработка фундаментальной концепции механизма предравновесного распада в ядерных реакциях, отражающая динамику образования и эволюции возбужденной системы к равновесному состоянию, является актуальной задачей теории ядерных реакций. Исследования предравновесных процессов позволяют глубже понять динамику релаксационных процессов в высоковозбужденном ядре, выявить роль различных механизмов ядерных реакций. Открывающиеся в результате систематических исследований возможности априорного описания спектров эмиссии могут найти и уже находят применение в прикладных областях. Например, при разработке гибридных ядерно-энергетических систем (Accelerator Driven Systems), предназначенных для получения энергии и трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов, конструировании ускорителей, при расчетах распределений первично выбитых атомов в радиационном материаловедении, термоядерных реакторов и космической техники.

Решение этой задачи в значительной степени связано с необходимостью получения прецизионных экспериментальных данных по дважды дифференциальным сечениям в реакциях с заряженными частицами. Принципиально важным для экспериментального изучения предравновесного распада ядер является разработка методик, позволяющих проводить одновременное измерение полных инклюзивных спектров и непрерывных угловых распределений для всех открытых каналов.

Измерения сечений ядерных реакций $^{27}\text{Al}(\text{p},\text{xp})$ были выполнены на изохронном циклотроне У-150М ИЯФ НЯЦ РК при $E_p = 30.0$ МэВ [3].

Камера рассеяния установлена на расстоянии 23.9 м от выхода пучка циклотрона. Максимальная угловая неопределенность системы коллиматоров, расположенной непосредственно перед камерой рассеяния, обеспечивала линейные размеры пучка на

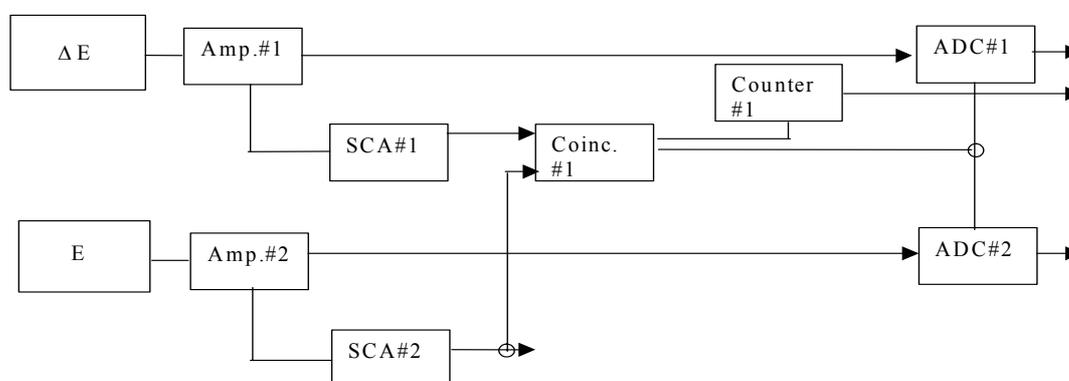
мишени ~ 3 мм. Юстировка камеры рассеяния относительно оси ионопровода осуществлялась оптическими методами. Энергетический разброс пучка составлял ~ 1.0 %.

Спектрометр частиц располагался на вращающейся крышке камеры рассеяния под углом 10^0 к плоскости реакции и мог быть установлен относительно оси пучка под углами $\theta_{ЛС} = 10 \div 170^0$ с точностью 0.1^0 .

Для определения числа частиц, падающих на мишень, применялась система цилиндр Фарадея - интегратор тока. Погрешность в определении постоянной интегратора не превышала ± 1 %. Давление во всей системе ускорения и проводки пучка составляло в среднем $5 \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст.

В качестве мишени использовалась самоподдерживающаяся фольга ^{27}Al толщиной 3.65 мг/см² и обогащением 98 %. Толщина мишени контролировалась по потерям энергии α -частиц источника $^{241,243}\text{Am} + ^{244}\text{Cm}$.

При измерении сечений реакций $^{27}\text{Al}(p, xp)$ использовался двухдетекторный телескоп, состоящий из пролетного кремниевого детектора толщиной 100 мкм и сцинтиллятора CsI(Tl) толщиной 25 мм. Телесный угол телескопа составил $\Omega = 2.72 \cdot 10^{-5}$ ср. Блок-схема электроники ΔE -E методики приведена на рис.1.



Amp.#1,2-спектроскопический усилитель; *SCA#1,2*-одноканальный анализатор; *Coinc.#1*-схема совпадений; *Counter#1*-пересчетная схема; *ADC#1,2*-амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП)

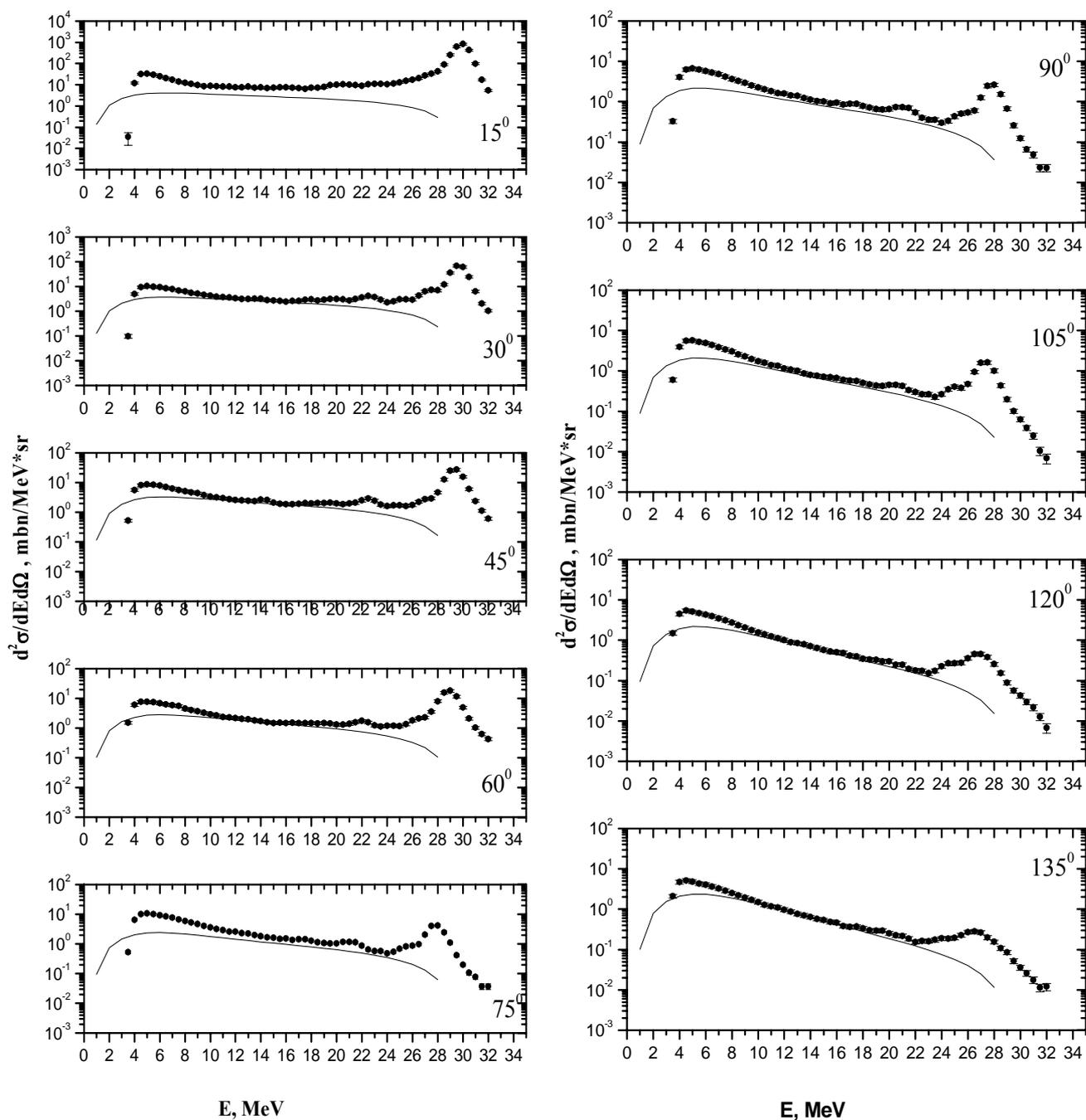
Рис.1. Блок-схема электроники ΔE -E методики

Систематические ошибки сечений обусловлены, главным образом, погрешностями в определении толщины мишени ($< 1\%$), калибровки интегратора тока ($\sim 1\%$) и телесного угла спектрометра (1.3%). Энергия пучка ускоренных частиц измерялась с точностью 1.2% . Полная систематическая ошибка не превышала 5% . Статистическая ошибка, величина которой зависела от типа и энергии регистрируемых частиц, изменялась для протонов от 1 % в низкоэнергетической до 10 % в высокоэнергетической областях энергий

На рисунках 2, 3 представлены дважды-дифференциальные и интегральные спектры реакций $^{27}\text{Al}(p, xp)$. Определенные из них парциальные сечения реакций приведены в таблице 1.

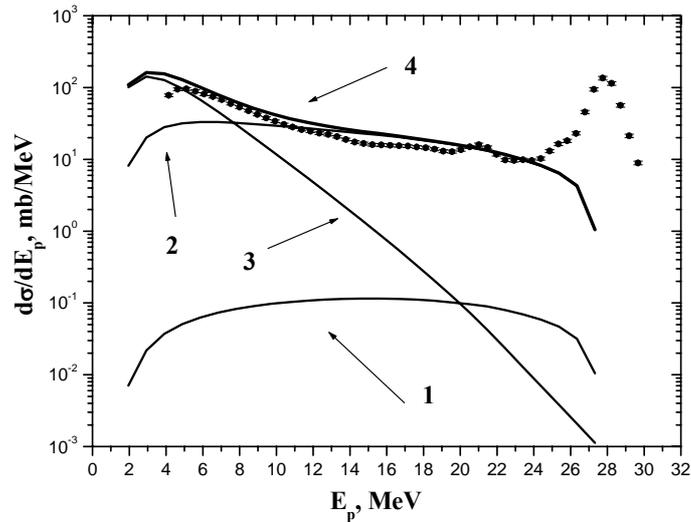
Таблица 1 – Экспериментальные парциальные сечения реакций, (p,p) на ядре ^{27}Al

| ^{27}Al | Энергетический диапазон, МэВ | σ , (мбн) |
|------------------|------------------------------|------------------|
| (p,xp) | 4-30 | $892,4 \pm 0.3$ |



Точки – эксперимент, сплошные линии – расчет в рамках экситонной модели
 Рис. 2. Дважды-дифференциальные сечения реакций (p,xp) на ядре ^{27}Al

Полученные данные были проанализированы в рамках экситонной модели, впервые предложенной Гриффином в 1966 году [2]. Оказалось, что если по аналогии с моделью внутриядерного каскада предположить, что процесс ядерной релаксации происходит через серию двух-частичных взаимодействий, можно в рамках простой феноменологической модели описать экспериментальные закономерности, не находившие объяснения в рамках теории прямых ядерных реакций и испарительной модели распада составного ядра.



Точки – эксперимент, 1 – одноступенчатый процесс передачи нуклона, 2 – предравновесный процесс, 3 – равновесный процесс, 4 – полное сечение

Рис.3. Интегральные сечения реакций (p,xp) на ядре ^{27}Al

Экситонная модель широко используется при интерпретации многих экспериментальных результатов. Одним из достоинств модели является то, что кинетические уравнения, на которых она основана, описывают весь процесс релаксации возбужденной ядерной системы, начиная от простейших квазичастичных конфигураций и заканчивая установлением статистического равновесия. Это, в частности, позволяет по-новому взглянуть на ставший уже традиционным механизм испускания частиц из составного ядра.

Разработанные быстрые методы решения кинетических уравнений открыли возможность изучения многочастичной эмиссии частиц. Модель описывает одновременно энергетические спектры не только нуклонов, но и сложных частиц, а современные ее версии включают также описание и угловых распределений. Дальнейшее развитие модели, проверка основных ее положений требует получения систематических экспериментальных данных по энергетическим и угловым распределениям для разных входных и выходных каналов реакций.

В основе любых модификаций экситонной модели лежат следующие предположения:

1. Атомное ядро рассматривается как система фермионов со слабым двухчастичным остаточным взаимодействием.
2. Возбужденные состояния ядра характеризуются энергией возбуждения E_a и суммарным числом экситонов n - возбужденных частиц p над поверхностью Ферми и дырок h ($n = p + h$). При этом считается, что все способы распределения энергии возбуждения между частицами и дырками для данного n -экситонного состояния равновероятны.

Реакция протекает по следующей схеме. Вошедший в область ядерного потенциала нуклон в результате первого взаимодействия с одной из частиц ядра порождает частично-дырочную пару, т.е. образует входное состояние с $n_0 = 3$, состояние типа $2p1h$ (две частицы - одна дырка). Возбужденная промежуточная система далее будет развиваться в сторону состояний возрастающей сложности (на первых стадиях процесса переход к большим n означает существенное увеличение конфигурационного пространства и, соответственно увеличение вероятности таких переходов). Усложнение частично-дырочных конфигураций будет происходить до тех пор, пока вероятность переходов в единицу времени в состояния с меньшим числом экситонов не сравняется с вероятностью переходов в состояния с большим числом экситонов. Когда это происходит, устанавливается равновесие и промежуточная

система начинает долго "блуждать" около равновесного числа экситонов n_{eq} . Эта стадия соответствует составному ядру. На каждой стадии возможен вылет частиц с вероятностью $W(n, E_a)$ как показано на рис.4.

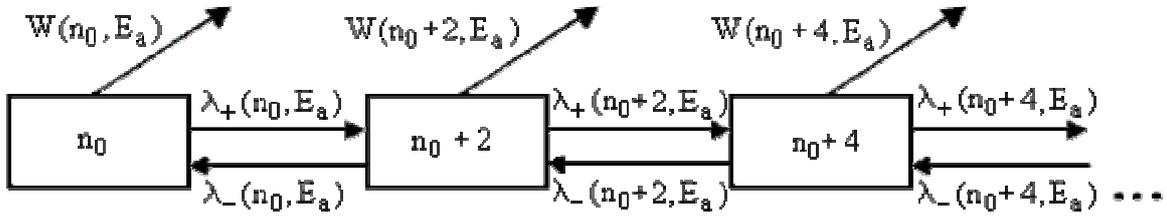


Рис.4. Эволюция составной системы

Предравновесный этап имеет место в период времени порядка времени перехода, около $10^{-22} \div 10^{-20}$, зависит от энергии возбуждения и ядра-мишени, в то время как стадия составного ядра занимает около $10^{-18} \div 10^{-16}$. Вероятность того, что промежуточное ядро испустит частицу с энергией в диапазоне $\varepsilon_e \div \varepsilon_e + d\varepsilon_e$ за интервал времени $t \div t + dt$ определяется выражением:

$$I_e(\varepsilon_e, t) d\varepsilon_e dt = \sum_{n=n_0, \Delta n=2} P(n, t) \lambda_e(n, \varepsilon_e) d\varepsilon_e dt. \quad (1)$$

Здесь суммирование ведется по всем разрешенным конфигурациям с весами, определяемыми вероятностями нахождения системы в n экситонном состоянии $P(n, t)$; $\lambda_e(n, \varepsilon_e)$ – вероятность в единицу времени вылета частицы с энергией ε_e из n -экситонного состояния (скорость вылета). Для того, чтобы получить полный спектр, нужно $I_e(\varepsilon_e, t)$ проинтегрировать по времени:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_e} = \sigma(E_a) \int_0^\infty I_e(\varepsilon_e, t) dt = \sigma(E_a) \sum_{n=n_0, \Delta n=2}^{n_{max}} \lambda_e(n, \varepsilon_e) \int_0^\infty P(n, t) dt, \quad (2)$$

где $\sigma(E_a)$ – сечение поглощения налетающей частицы ядром.

Для $P(n, t)$ можно записать уравнение, связывающее $P(n, t)$ с $P(n-2, t)$ и $P(n+2, t)$. Это так называемое кинетическое или мастер-уравнение экситонной модели с учетом вылета частиц:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(n, t)}{\partial t} = & \lambda_+(n-2, E_a) P(n-2, t) + \lambda_-(n+2, E_a) P(n+2, t) - \\ & - \left[\lambda_+(n, E_a) + \lambda_-(n, E_a) + \sum_i W(n, E_a) \right] P(n, t) \end{aligned} \quad (3)$$

с начальным условием $P(n, 0) = \delta_{nn_0} = \delta_{pp_0} \delta_{hh_0}$.

В уравнении величины λ_+ и λ_- являются вероятностями внутриядерных переходов в единицу времени (скоростями переходов) с $\Delta n=2$ и $\Delta n=-2$. Здесь $\sum_n P(n, t) = 1$ для любых t , в то же время физическое граничное условие, должно быть $P(n, t \rightarrow \infty) = 0$.

Это наиболее широко распространенный вариант кинетического уравнения экситонной модели. Для его решения можно применить разностные методы. Однако, если учесть, что нас в основном интересует $\int_0^\infty P(n, t) dt$, дифференциальные уравнения можно свести к алгебраическим, что существенно упрощает вычисления. Кроме того, можно интерпретировать ядерную релаксацию как разрывный марковский процесс: временная переменная меняется непрерывно и в некоторый момент происходит скачкообразное изменение состояния системы, причем поведение системы в будущем полностью определяется ее состоянием в настоящий момент. С этой точки зрения уравнение является

уравнением Колмогорова-Чепмена для данного случайного процесса и может быть промоделировано методом Монте-Карло.

Интерпретация ядерных реакций в терминах экситонной модели предравновесного распада приводит к необходимости рассчитать фигурирующие в них плотности возбужденных состояний. Мы использовали двух-компонентную модель, в которой степени свободы протона и нейтрона рассматриваются отдельно, что дает возможность для более точного учета эффекта спаривания нуклонов, оболочечной структуры ядра и позволило ввести изоспин.

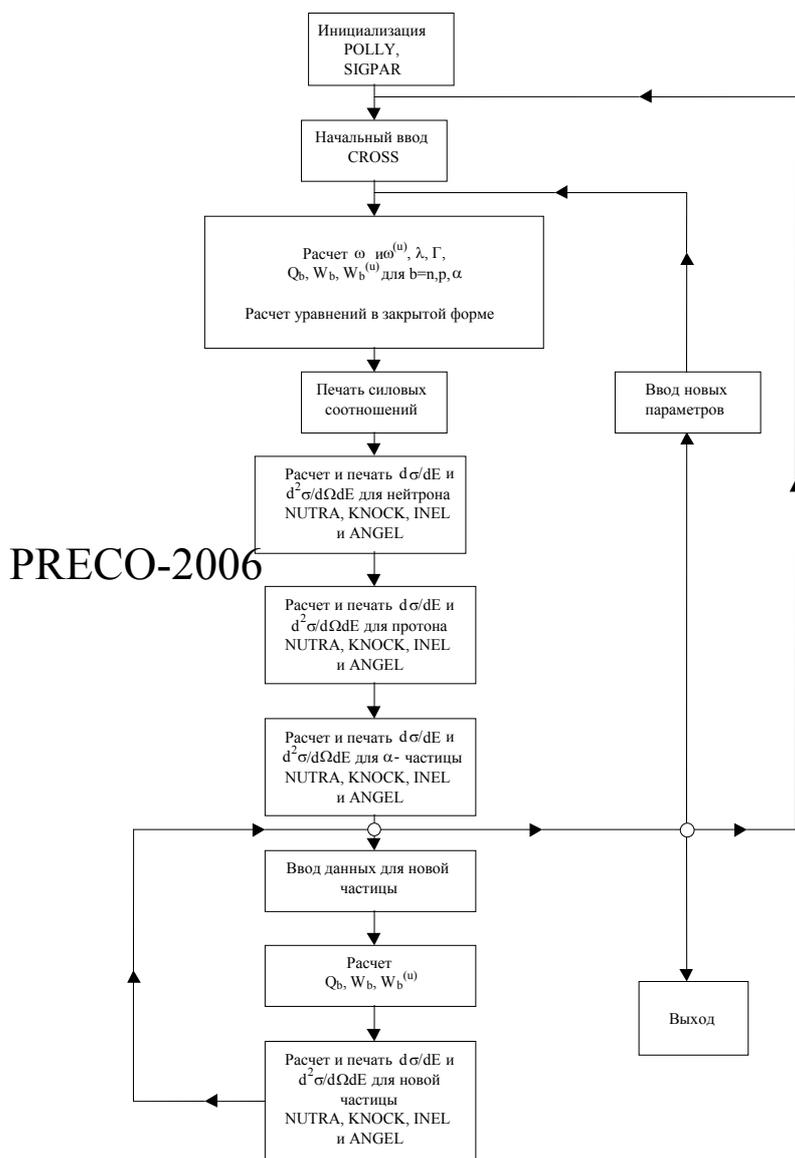


Рис.5. Схематичная диаграмма программы PRECO-2006

Теоретический анализ экспериментальных результатов выполнен в рамках экситонной модели предравновесного распада ядер по программе PRECO-2006 [4], структура которой изложена на рис.5.

Во всех расчетах в качестве исходной принималась $(1p0h)$ частично-дырочная конфигурация. При генерации коэффициентов проницаемости использовались параметры оптического потенциала Vecchetti-Greenlees [5] для протонов. На рис.2,3 представлены рассчитанные вклады всех процессов в формирование полных сечений реакций $^{27}\text{Al}(p,px)$.

Из сравнения экспериментальных и теоретически рассчитанных дважды-дифференциальных и интегральных спектров (рис.2,3) следует, что основной вклад в жесткую часть полного сечения реакций (p,px) обусловлен предравновесным механизмом.

Литература

1. Gadioli E. and Hodgson P.E., Pre-equilibrium Nuclear Reactions (Oxford: Clarendon Press), 1992.
2. Griffin J.J., Statistical model of intermediate structure // Phys.Rev. Lett 1966, **17**, с. 478-48.
3. Арзуманов А.А., Неменов Л.М., Анисимов О.И. и др., Изохронный циклотрон с регулируемой энергией ионов // Изв. АН КазССР, сер.: физ.-мат., 1973, № 4, с. 6-15.
4. Kalbach C., PRECO-2006: Program for Calculating Pre-equilibrium and Direct Reaction Double Differential Cross-Sections // LA-10248-MS, February 2006.
5. Becchetti F. D., Greenlees G.W., Nucleon-nucleus optical-model parameters, A340, E<50 MeV // Phys. Rev., 1969, C 182, p.1190-1209.

$E_p=30.0$ МэВ КЕЗІНДЕ ^{27}Al (p,xp) РЕАКЦИЯСЫНДА ПРОТОНДАРДЫҢ ИНКЛЮЗИВТИ СПЕКТРЛЕРІН ЗЕРТТЕУ

А. Дүйсебаев, Б. Дүйсебаев, И.И. Ертаева, Т.К. Жолдыбаев, Б.М. Садыков

Ұшып келуші протондардың энергиясы $E_p=30.0$ МэВ кезінде ^{27}Al ядросында (p,xp) реакциялардың екі рет дифференциалдық және интегралдық қималары өлшенді. Тепетен алдындағы шашыраудың экситон моделі негізінде эксперименттік нәтижелері теориялық талдаудан өткізілді. Тура және компаунд механизмдердің қималардың қалыптасуына қосқан үлесі анықталған.

THE INVESTIGATION OF INCLUSIVE SPECTRA OF PROTONS OF REACTIONS ^{27}Al (p,xp) AT $E_p=30.0$ MeV

A. Duisebaev, B. Duisebaev, I.I. Ertaeva, T.K. Zholdybayev, B.M. Sadykov

The cross sections of inclusive reactions (p,xp) on ^{27}Pb at $E_p=30.0$ MeV have been measured. The analysis of experimental data was executed on basing of exiton model. The contribution in formation of cross sections of multistep direct and compound processes has been determined.