сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р7-92-448

С.И.Федотов

НЕРАВНОВЕСНЫЕ НУКЛОНЫ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

1992

ВВЕДЕНИЕ

В инклюзивных и эксклюзивных реакциях с тяжелыми ионами при энергиях столкновения от 10 до 100 МэВ на нуклон наблюдается широкий спектр легких частиц /1/, свойства которых не описываются в рамках испарительной модели ядра. Эти частицы дают информацию о начальной стадии процесса взаимодействия сложных ядер, поэтому их изучение представляет существенный интерес.

При широком наборе налетающих ионов и их энергий возможны различные типы ядерных реакций. В принципе, в любой из этих реакций и в любой ее стадии развития может испускаться легкая или составная частица. Однако еще в ранней работе /2/ было показано, что в спектре заряженных частиц наблюдаются быстрые легкие частицы, испускаемые вперед. Последующие эксперименты, в том числе и корреляционные, подтвердили наличие испускаемых преимущественно вперед быстрых легких частиц. Это были указания на наличие дополнительного к испарительному механизма испускания.

Предложено несколько механизмов, объясняющих появление таких неравновесных частиц:

-модель фермиевских струй, учитывающая связь между относительной скоростью взаимодействующих ионов и внутренним ферми-движением /3/,

-механизм, основанный на мастер-уравнении Больцмана, предложенный Бланом /4/,

-феноменологические модели, типа hot spot, для эмиссии быстрых составных частиц /5/,

-модель коалесценции /6/,

-классические динамические модели /7/.

Каждая из этих возможностей может реализоваться при определенных условиях протекания реакции.

В данной работе рассматривается следующий механизм испускания нуклонов в реакциях с нерелятивистскими тяжелыми ионами. Предполагается, что значительная часть кинетической энергии относительного движения, переданная внутренним степеням свободы, приводит к возбуждению высоколежащих коллективных состояний фононного (частично-дырочного) типа. Рассматривается распад этих состояний через взаимодействие с неколлективными состояниями и вылет легких частиц.

ГАМИЛЬТОНИАН СИСТЕМЫ

Выделим три степени свободы, описывающие соответственно относительное движение сталкивающихся ядер (R), внутренние коллективные (B) и неколлективные (A) возбужденные состояния.

Запишем гамильтониан системы в виде:

$$H = H_1(R) + H_2(B) + H_3(A) + H_{12}(R,B) + H_{23}(B,A) . \qquad (1)$$

Динамические переменные каждой из подсистем коммутируют друг с другом.

$$H_1 = \frac{P^2}{2\mu} + V(\vec{R}) \qquad (2)$$

$$H_2 = \sum_k \hbar\omega_k (b_k^+ b_k + \tfrac{1}{2}) \qquad (3)$$

$$H_3 = \sum_k E_k a_k^+ a_k \qquad (4)$$

$$H_{12} = \sum_k \gamma_k(\vec{R}(t))(b_k^+ + b_{-k}) \qquad (5)$$

$$H_{23} = g_{23} \sum_k (b_k^+ a_k + a_k^+ b_k). \qquad (6)$$

В конкретных расчетах, которые будут приведены в следующей работе, используются определенные модельные выражения слагаемых гамильтониана.

Из возбужденных коллективных состояний выделим колебания плотности ядерного вещества. В последующем эти коллективные возбуждения распадаются на более сложные конфигурации, пока не установится тепловое равновесие, но на ранней стадии реакции ядро можно описывать гамильтонианом, взятым в гидродинамическом приближении /8/

$$H_2 = \frac{\hbar^2}{8} \int d\vec{r}_1 \left(\frac{1}{m}\vec{\nabla}\hat{\rho} - \frac{2i}{\hbar}\vec{j}\right) \frac{1}{\rho(\vec{r}_1)} \left(\frac{1}{m}\vec{\nabla}\hat{\rho}(\vec{r}_1) + \frac{2i}{\hbar}\vec{j}(\vec{r}_1)\right) + \frac{1}{2m^2}\iint V(\vec{r}_1-\vec{r}_1')\,\rho(\vec{r}_1)\rho(\vec{r}_1')\,d\vec{r}\,d\vec{r}_1' , \qquad (7)$$

где оператор плотности $\rho(\vec{r}_1)$ и оператор коллективного тока $\vec{j}(\vec{r}_1)$ определяются через операторы поля $\Psi(\vec{r}_1)$ как

$$\rho(\vec{r}_1) = \Psi^+\Psi = \rho_0 + \delta\rho(\vec{r}_1) ; \quad \vec{j} = -\frac{i\hbar}{2m}\left(\Psi^+\vec{\nabla}\Psi - \vec{\nabla}\Psi^+\Psi\right) , \qquad (8)$$

здесь ρ_0 -средняя плотность, $\delta\rho(\vec{r}_1)$-флуктуация плотности ядра.

Считая движение безвихревым, вводя потенциал скорости φ и ограничиваясь членами второго порядка по $\delta\rho$ и φ, можем записать гамильтониан H_2 в виде:

$$H_2 = \frac{m\rho_0}{2}\int(\vec{\nabla}\varphi)^2 d\vec{r}_1 + \frac{\hbar^2}{8m\rho_0}\int(\vec{\nabla}\delta\rho)^2 d\vec{r}_1 + \frac{1}{2}\int V(\vec{r}_1-\vec{r}_1')\,\delta\rho(\vec{r}_1)\,\delta\rho(\vec{r}_1')\,d\vec{r}_1 d\vec{r}_1' . \qquad (9)$$

Запишем $\delta\rho$ и φ через операторы фононов b_k^+ и b_k:

$$\begin{aligned} \delta\rho(\vec{r}_1) &= \sum_k k\sqrt{\frac{\rho_0\hbar}{2m\omega_k\Omega}}\,(b_k + b_{-k}^+)\,e^{i\vec{k}\vec{r}_1} \\ \varphi(\vec{r}_1) &= \sum_k \frac{1}{ik}\sqrt{\frac{\hbar\omega_k}{2m\rho_0\Omega}}\,(b_k - b_{-k}^+)\,e^{i\vec{k}\vec{r}_1} . \end{aligned} \qquad (10)$$

Тогда гамильтониан (8) принимает вид ($\hbar\omega_k$-энергия фонона), совпадающий с (3):

$$H_2 = \sum_k \hbar\omega_k (b_k^+ b_k + \tfrac{1}{2}) .$$

Получим выражение для фононного оператора через частично-дырочные операторы нуклонов. Для этого выделим в операторе поля частичную и дырочную часть:

$$\Psi^+(\vec{r}_1) = \Psi^+_{част.}(\vec{r}_1) + \Psi_{дыр.}(\vec{r}_1) = \sum_k \alpha_k^+ e^{-i\vec{k}\vec{r}_1}\,\theta(k-k_F) + \sum_k \beta_k e^{-i\vec{k}\vec{r}_1}\,\theta(k_F-k) ,$$

где $\Psi^+_{част.}(\vec{r}_1)$ рождает частицу в точке $\vec{r}_1$, $\Psi_{дыр.}(\vec{r}_1)$ уничтожает дырку.

Подставив это выражение в (8) и сравнив с (IO) получим для фононного оператора, с точностью до малых амплитуд RPA, выражение:

$$b_\kappa = \frac{1}{2\sqrt{\rho_0 \Omega}} \left\{ \left(\sqrt{\frac{2m\omega_\kappa}{\hbar \kappa^2}} + \sqrt{\frac{\hbar \kappa^2}{2m\omega_\kappa}} \right) \sum_q \beta_q \alpha_{q+\kappa} + \right.$$
$$\left. + \left(\sqrt{\frac{2m\omega_\kappa}{\hbar \kappa^2}} - \sqrt{\frac{\hbar \kappa^2}{2m\omega_\kappa}} \right) \sum_q \alpha^+_{q-\kappa} b^+_q \right. . \qquad (11)$$

Из коммутационных соотношений для фононов следует:

$$[\alpha^+_{q+\kappa} \beta^+_q , \beta_{q'} \alpha_{q'+\kappa'}] = 4\, \delta_{\kappa\kappa'} \delta_{qq'} .$$

Потенциальную энергию взаимодействия сталкивающихся тяжелых ионов ($\bar{R}$-относительное расстояние между их центрами) можно найти путем усреднения **эффективного** нуклон-нуклонного потенциала по плотностям $\rho_1(\bar{r}_1)$ и $\rho_2(\bar{r}_2)$ сталкивающихся ядер:

$$U_{\ell s} = \int d\bar{r}_1 d\bar{r}_2\, \rho_1(\bar{r}_1)\, v_{12}(|\bar{R} + \bar{r}_2 - \bar{r}_1|)\, \rho_2(\bar{r}_2) = \qquad (12)$$
$$= \int d\bar{r}_1\, U(\bar{R} - \bar{r}_1)\, \rho_1(\bar{r}_1) = \bar{U}(\bar{R}) + \int d\bar{r}_1\, \bar{U}(\bar{R} - \bar{r}_1)\, \delta\rho(\bar{r}_1) ,$$

где

$$U(\bar{R} - \bar{r}_1) = \int d\bar{r}_2\, \rho_2(\bar{r}_2)\, v_{12}(|\bar{R} + \bar{r}_2 - \bar{r}_1|), \quad \bar{U}(\bar{R}) = \int d\bar{r}_1\, \bar{U}(\bar{R} - \bar{r}_1)\, \rho_0(\bar{r}_1) \qquad (13)$$

содержит не зависящий от внутренних степеней свободы средний потенциал $\bar{U}(\bar{R})$ и связь относительного движения с колебаниями плотности $- \int d\bar{r}_1 U(\bar{R} - \bar{r}_1)\, \delta\rho(\bar{r}_1)$. Подставив в интеграл выражение $\delta\rho(\bar{r}_1)$ из (IO), получим выражение для H_{12} в (5) с $\gamma_\kappa(R(t)) = \int_0^{R_0} d\bar{r}_1\, U(|\bar{R} - \bar{r}_1|)\, \kappa \sqrt{\frac{\hbar \rho_0}{2m\omega_\kappa \Omega}}\, e^{i\bar{\kappa}\bar{r}_1}$.

Чтобы получить поперечное сечение эмиссии нуклонов из коллективного состояния, необходимо знать их импульсное распределение. Зная волновые функции состояний $\Psi(t)$, легко **рассчитать** эти распределения по формуле $\langle \Psi(t) | a^+ a | \Psi(t) \rangle$.

Запишем волновую функцию возбужденного состояния ядра в представлении взаимодействия:

$$\Psi(t) = e^{-i/\hbar H_2 t} \exp\left[\frac{1}{i\hbar} \int_0^t dt'\, e^{\frac{i}{\hbar} H_2 t'} \sum_\kappa \gamma_\kappa(\bar{R}(t)) (b_\kappa + b^+_{-\kappa})\, e^{-i/\hbar H_2 t'} \right] |0\rangle \qquad (14)$$
$$= \exp\left(\sum_\kappa f_\kappa(t) b^+_\kappa - f^+_\kappa b_\kappa \right) |0\rangle, \quad f_\kappa = \frac{\kappa}{i\hbar} \int_0^t dt'\, v_\kappa \sqrt{\frac{\hbar \rho_0}{2m\omega_\kappa \Omega}}\, e^{-i\bar{\kappa}\bar{R}(t)} e^{-i\omega_\kappa (t-t')} .$$

Если подставить в волновую функцию частично-дырочное выражение фононных операторов (II), то она будет иметь вид:

$$\Psi(t) = \exp\left\{ \sum_{\kappa q} F_\kappa(t)\, \alpha^+_{q+\kappa} \beta^+_q + F^+_\kappa(t)\, \beta_q \alpha_{q+\kappa} \right\} , \qquad (15)$$

где

$$F_\kappa(t) = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 \Omega}} \sqrt{\frac{\hbar \kappa^2}{2m\omega_\kappa}}\, f_\kappa(t) .$$

ЗАТУХАНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ

Затухание коллективных состояний учтем следующим образом. Коэффициенты $f_\kappa(t)$ (I4), определяющие волновую функцию $\Psi(t)$, удовлетворяют условию: $f_\kappa(t) = \langle \Psi(t) | b_\kappa | \Psi(t) \rangle$.

Чтобы определить f_κ, достаточно знать уравнение движения для фононных операторов. Получим уравнение движения для оператора b_κ, в котором будет учтена связь с амплитудами неколлективных состояний. Оператор $b_\kappa(t)$ в гейзенберговском представлении удовлетворяет уравнению:

$$i\hbar \frac{\partial b_\kappa(t)}{\partial t} = b_\kappa(t) H(t) - H(t) b_\kappa(t), \qquad (16)$$

где $H(t)$ - есть гамильтониан системы H, выраженный в терминах гейзенберговских операторов:

$$H(t) = H_1(\bar{R}_t) + H_2(B_t) + H_3(A_t) + H_{12}(\bar{R}_t, B_t) + H_{23}(B_t, A_t) . \qquad (17)$$

Замечая, что $[b_\kappa(t), H_1(\bar{R}_t)] = 0$ и $[b_\kappa(t), H_3(A_t)] = 0$, запишем (I6) в виде

$$\frac{\partial b_\kappa(t)}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar} [H_2(B_t), b_\kappa] + [H_{12}(\bar{R}_t, B_t), b_\kappa(t)] = \frac{1}{i\hbar} [b_\kappa(t), H_{23}(B_t, A_t)] . \qquad (18)$$

Удобно вести рассмотрение эволюции системы во времени в терминах матрицы плотности. Оператор матрицы плотности ρ_t системы удовлетворяет уравнению:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_t = [H(t), \rho_t] \qquad (19)$$

с начальным условием $\rho_{t_0} = \rho(A)\, \rho(B)\, \rho(\bar{R})$,

где $\rho(A)$, $\rho(B)$ и $\rho(\bar{R})$ -операторы матрицы плотности подсистем A, B, $\vec{R}$ соответственно.

$$\mathop{Sp}_{(A,B,R)} \rho_t = \mathop{Sp}_{(A,B,R)} \rho_{t_0} = \mathop{Sp}_{A} \rho(A) \mathop{Sp}_{B} \rho(B) \mathop{Sp}_{R} \rho(R) = 1 \qquad (20)$$

Формальное решение уравнения (I9) можно написать в виде:

$$\rho_t = U(t,t_0)\, \rho_{t_0}\, U^{-1}(t,t_0), \qquad (21)$$

если ввести унитарный оператор $U(t,t_0)$:

$$i\hbar \frac{\partial U(t,t_0)}{\partial t} = H(t)\, U(t,t_0) \qquad (22)$$

с начальным условием $U(t_0,t_0) = 1$.

Среднее значение любой динамической переменной системы в момент времени t есть:

$$\langle \mathcal{D} \rangle_t = \mathop{Sp}_{(A,B,R)} \mathcal{D} \rho_t = \mathop{Sp}_{(A,B,R)} \mathcal{D}\, U(t,t_0)\, \rho_{t_0} U^{-1}(t,t_0) = \qquad (23)$$

$$= \mathop{Sp}_{(A,B,R)} U^{-1}(t,t_0)\, \mathcal{D}\, U(t,t_0)\, \rho_{t_0} = \mathop{Sp}_{(A,B,R)} \mathcal{D}(t)\, \rho_{t_0}, \quad \mathcal{D}(t_0) = \mathcal{D},$$

где $\mathcal{D}(t)$ -оператор в представлении Гейзенберга.

Следовательно:

$$\langle \mathcal{D} \rangle_t = \mathop{Sp}_{(A,B,R)} \mathcal{D} \rho_t = \mathop{Sp}_{(A,B,R)} \mathcal{D}(t)\, \rho_{t_0}. \qquad (24)$$

Полагая, что налетающее ядро движется по **классической** траектории с постоянной скоростью $\vec{v}$ и прицельным параметром b, из уравнения (I9) получаем:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_t(A,B) = [h_t, \rho_t(A,B)] \qquad (25)$$

$$h_t = H_2(B_t) + H_3(A_t) + H_{12}(R_t, B_t) + H_{23}(B_t, A_t),$$

где $\rho_t(A,B) = \mathop{Sp}_{R} \rho_t$ -матрица плотности для внутренних степеней свободы.

Перейдем к получению уравнения для оператора b_k. Используя уравнение (I8), запишем:

$$\mathop{Sp}_{(A,B)} \left\{ b_e \frac{\partial}{\partial t} \rho_t(A,B) + \frac{1}{i\hbar} [(H_2(B) + H_{12}(R,B)), b_e]\, \rho_t(A,B) \right\} =$$

$$= \frac{1}{i\hbar} \mathop{Sp}_{(A,B)} \left\{ [b_e, H_{23}(B,A)]\, \rho_t(A,B) \right\}.$$

Принимая во внимание, что матрица плотности в пространстве коллективных переменных (B) $\rho_t(B) = \mathop{Sp}_{(A)} \rho_t(A,B)$ и (24), имеем:

$$\mathop{Sp}_{(B)} \left\{ b_e \frac{\partial}{\partial t} \rho_t(B) + \frac{1}{i\hbar} \left\{ [H_2(B), b_e] + [H_{12}(R,B), b_e] \right\} \rho_t(B) \right\} = \qquad (26)$$

$$= \frac{g_{23}}{i\hbar} \left\{ \mathop{Sp}_{(A,B)} \sum_k b_e(t) (b_k^+(t)\, a_k(t) + a_k^+(t)\, b_k(t)) - \mathop{Sp}_{(A,B)} \sum_k (b_k^+(t)\, a_k(t) + a_k^+(t)\, b_k(t))\, b_e(t) \right\} \rho_{t_0}.$$

В этом уравнении исключим операторы a_k, a_k^+. Уравнение движения для операторов $a_k(t)$:

$$i\hbar \frac{d a_k(t)}{dt} = a_k(t) H(t) - H(t) a_k(t) = E_k a_k(t) + g_{23} b_k(t) \qquad (27)$$

приводит к:

$$a_k(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} E_k (t-t_0)} a_k(t_0) - g_{23} \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^{t} d\tau\, e^{-\frac{i}{\hbar} E_k (t-\tau)} b_k(\tau) = -i B_k(t) + \tilde{a}_k(t). \qquad (28)$$

Аналогично:

$$a_k^+(t) = i B_k^+(t) + \tilde{a}_k^+(t),$$

где

$$B_k(t) = g_{23} \frac{1}{\hbar} \int_{t_0}^{t} d\tau\, e^{-\frac{i}{\hbar} E_k (t-\tau)} b_k(\tau); \quad B_k^+ = g_{23} \frac{1}{\hbar} \int_{t_0}^{t} d\tau\, e^{\frac{i}{\hbar} E_k (t-\tau)} b_k^+(\tau) \qquad (29)$$

$$\tilde{a}_k(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} E_k (t-t_0)} a_k(t_0); \quad \tilde{a}_k^+(t) = e^{\frac{i}{\hbar} E_k (t-t_0)} a_k^+(t_0). \qquad (30)$$

Подставим значение $a_k(t)$ и $a_k^+(t)$ в уравнение (26):

$$\mathop{Sp}_{(B)} \left\{ b_e \frac{\partial}{\partial t} \rho_t(B) + \frac{1}{i\hbar} [(H_2(B) + H_{12}(R,B)), b_e]\, \rho_t(B) \right\} = \qquad (31)$$

$$= \frac{g_{23}}{i\hbar} \sum_k \mathop{Sp}_{(A,B)} b_e(t) \left\{ b_k^+(t) (\tilde{a}_k(t) - i B_k(t)) + (\tilde{a}_k^+(t) + i B_k^+(t))\, b_k(t) \right\} \rho_{t_0}(AB) -$$

$$- \frac{g_{23}}{i\hbar} \sum_k \mathop{Sp}_{(A,B)} \left\{ b_k^+(t) (\tilde{a}_k(t) - i B_k(t)) + (a_k^+(t) + i B_k^+(t))\, b_k(t) \right\} b_e(t)\, \rho_{t_0}(AB).$$

В этом уравнении зависимость от операторов неколлективных состояний входит в $\tilde{a}_k(t)$ и $\tilde{a}_k^+(t)$. Чтобы освободиться от этой зависимости, воспользуемся методом, предложенным Боголюбовым Н.Н. в работе [9], для исключения фононных амплитуд. При этом предполагается, что подсистема (A) неколлективных состояний находится в статистическом равновесии. В итоге уравнение (3I) принимает вид:

$$\mathop{Sp}_{(B)} \left\{ b_e \frac{\partial}{\partial t} \rho_t(B) + \frac{1}{i\hbar} [(H_2(B) + H_{12}(RB)), b_e]\, \rho_{t_0}(B) \right\} = - \frac{g_{23}^2}{\hbar^2} \mathop{Sp}_{(B)} \rho_{t_0} \int_0^t d\tau\, e^{-\frac{i}{\hbar} E_k (t-\tau)} b_k(t-\tau). \qquad (32)$$

Разложим $b_k(t-\tau)$ в ряд в точке t:

$$b_k(t-\tau) = b_k(t) - \tau \frac{\partial b}{\partial t} + \ldots = b_k(t) \left(1 + \frac{\tau}{T}\right). \qquad (33)$$

Оценим $\partial b / \partial t$ как $\frac{b(t)}{T}$, вводя характеристическое время (время релаксакции) убывания Υ для $b(t)$. Считая $T \gg \tau$ (т.е. время взаимодействия много меньше характеристического времени), перепишем правую часть в уравнении (32) в виде:

$$-\frac{g_{23}^2}{\hbar^2} \mathop{Sp}_{(B)} b_k(t)\, \rho_{t_0}(B) \int_0^t d\tau\, e^{-i/\hbar E_k \tau} = -\langle b_k\rangle_t\, (i\Delta\omega_k + \Gamma_k)\hbar\,, \qquad (34)$$

где параметры $\Delta\omega_k$ и Γ_k зависят от g_{23} и E_k.

Окончательно из (32) получаем уравнение движения для **среднего** значения оператора :

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle b_k\rangle + \{i(\omega_k + \Delta\omega_k) + \Gamma_k\}\langle b_k\rangle + \frac{1}{i\hbar}\gamma_k\, e^{-i\vec{k}\vec{R}(t)} = 0\,. \qquad (35)$$

Смысл параметров $\Delta\omega_k$ и Γ_k можно уяснить, если написать уравнение движения для математического ожидания **фурье-компоненты** оператора колебания плотности, используя (10) и (35):

$$\frac{d^2}{dt^2}\langle\rho_k\rangle + 2k\frac{d}{dt}\langle\rho_k\rangle + [(\omega_k+\Delta\omega_k)^2 + \Gamma_k^2]\langle\rho_k\rangle = -\frac{2}{\hbar}\gamma_k^2(\omega_k+\Delta\omega_k)\, e^{-i\vec{k}\vec{R}(t)}.$$

Это хорошо известное классическое уравнение движения для затухающего гармонического **осциллятора, на** который действует внешняя сила. Решение его, если пренебречь зависимостью от времени параметров $\Delta\omega_k$ и Γ_k, имеет вид:

$$\langle\rho_k\rangle = \frac{2\gamma_k^2}{\hbar^2}\int_{t_0}^t e^{-\Gamma_k(t-\tau)}\left(e^{i(\omega_k+\Delta\omega_k)(t-\tau)} - e^{-i(\omega_k+\Delta\omega_k)(t-\tau)}\right) e^{-i\vec{k}\vec{R}(t\tau)}\, d\tau\,. \qquad (36)$$

Начальные условия:

$$\langle\rho_k\rangle_{t_0} = \left(\frac{d}{dt}\langle\rho_k\rangle\right)_{t_0} = 0\,.$$

Параметры Γ_k и $\Delta\omega_k$ есть соответственно коэффициент затухания и сдвиг частоты затухающего гармонического **осциллятора.**

Из уравнения (35) получаем выражение для $\langle b_k\rangle$:

$$\langle b_k\rangle = -\frac{\gamma_k}{\hbar} e^{-i\vec{k}\vec{b}} e^{-i\vec{k}\vec{v}t}\, \frac{\left(1 - e^{-i(\Omega_k - \vec{k}\vec{v})(t-t_0)} e^{-\Gamma_k(t-t_0)}\right)}{\Omega_k - \vec{k}\vec{v} - i\Gamma_k} = \tilde{f}_k(t) \qquad (37)$$

$\vec{R} = \vec{v}t + \vec{b}$; $\omega_k + \Delta\omega_k = \Omega_k$.

Таким образом, мы определили значение $\tilde{f}_k = \langle b_k\rangle$ и тем самым волновую функцию $\Psi(t)$.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ВЫЛЕТА НУКЛОНОВ

Нуклоны ядра мишени, имеющие импульс $\vec{p}$ и энергию, превышающую глубину потенциальной ямы, т.е. $\frac{p^2}{2m} > E_0$, вылетают с импульсом $\sqrt{1 - \frac{2mE_0}{p^2}}\,\vec{p}$

Среднее число таких нуклонов $\langle N_{\bar{p}}\rangle = \langle\Psi|a_{\bar{p}}^+ a_{\bar{p}}\rangle$ находим, записывая оператор частиц в виде $a_{\bar{p}}^+ = \alpha_{\bar{p}}^+\,\theta(\bar{p}-\bar{p}_F) + \beta_{\bar{p}}\,\theta(\bar{p}_F - \bar{p})$, беря волновую функцию в виде (15) с коэффициентом f_k из (37).

Получаем следующее выражение для импульсного распределения нуклонов:

$$\langle N_p\rangle = \sum_k |\tilde{F}_k(t)|^2\, \theta(p_F - |p-k|)\,,$$

где $\tilde{F}_k(t) = \frac{1}{\sqrt{\rho_0\Omega}}\sqrt{\frac{\hbar k^2}{2m\omega_k}}\,\tilde{f}_k(t)$.

Чтобы получить угловое и энергетическое распределение испущенных нуклонов, умножим вероятность занятости уровня $\vec{p}$, т.е. $\langle N_p\rangle$, на элемент фазового пространства и проинтегрируем по **прицельному** параметру.

Тогда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega\, dE} = \frac{mp}{(2\pi\hbar)^3}\langle N_p\rangle_b\,,$$

где

$$\langle N_p\rangle_b = \frac{2\gamma_k^2 k^2}{\hbar\rho_0 m\omega_k}\,\frac{1}{(\Omega_k - \vec{k}\vec{v}) + \Gamma_k^2}\left\{1 + \frac{v^2}{4R_0^2}\cdot\frac{\Gamma_k^2 - (\Omega_k - \vec{k}\vec{v})^2}{[(\Omega_k - \vec{k}\vec{v})^2 + \Gamma_k^2]^2}\, e^{-\frac{2R_0}{v}\Gamma_k}\cos\frac{2R_0}{v}(\Omega_k - \vec{k}\vec{v})\cdot\right.$$

$$\left[1 + \frac{2R_0\Gamma}{v}\,\frac{[(\Omega_k - \vec{k}\vec{v})^2 + \Gamma_k^2]}{[\Gamma^2 - (\Omega_k - \vec{k}\vec{v})^2]}\right] - \frac{v}{2R_0}\cdot\frac{\Omega_k - \vec{k}\vec{v}}{(\Omega_k - \vec{k}\vec{v})^2 + \Gamma_k^2}\, e^{-\frac{2R_0}{v}\Gamma_k}\sin\frac{2R_0}{v}(\Omega_k - \vec{k}\vec{v})\cdot$$

$$\left.\left[1 + \frac{v\Gamma_k}{R_0}\,\frac{1}{(\Omega_k - \vec{k}\vec{v})^2 + \Gamma_k^2}\right] - \frac{v^2}{4R_0^2}\,\frac{[\Gamma_k^2 - (\Omega_k - \vec{k}\vec{v})^2]}{[\Gamma_k^2 + (\Omega_k - \vec{k}\vec{v})^2]^2} - \frac{4}{3}\,\frac{R_0\Gamma_k}{v}\right\}.$$

Таким образом, мы имеем окончательные выражения для формул, по которым можно считать угловые и энергетические распределения нуклонов, испущенных из коллективных состояний с учетом затухания.

ЛИТЕРАТУРА

1.Wada R. et al. Nucl.Phys,1992,vol.A539,p.316.

2.Britt H C.,Quinton A.R. Phys.Rev.,1961,v.124,p.877.

3.Bondorf J.P. et al. Nucl.Phys.,1980,vol.A233,p.285.

4.Blann M. Phys.Rev.,1981,vol.C23,p.205.

5.Ho H. et al. Z PHys.,1977,vol.A283,p.235.

6.Jacak B.V. et al. Phys.Rev.,1987,vol.C35,p.1751.

7.Moehring K. et al. Phys.Lett.,1988,vol.B203,p.210.

8.Kobe D.H.,Coomer G.C. Phys.Rev.,1973, vol.A7,p.1312.

9.Bogolubov N.N. - JINR Communication E17-11822, Dubna, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 ноября 1992 года.