§ 11.Теоретическое описание реакций с перераспределением нуклонов.

1. Реакция с перераспределением нуклонов схематически может быть изображена следующим образом:

$$A + a \Rightarrow B + b \qquad (4.84)$$

В процессе взаимодействия налетающей частицы с ядром-мишенью **меняется нуклонный состав** и ядра-мишени, и налетающей частицы.

При использовании многоканального подхода для описания реакций с перераспределением нуклонов волновая функция всей системы может быть разложена по собственным состояниям ядра-мишени во входном канале или по собственным состояниям ядра-остатка в выходном канале;

$$\phi(A,a) = \sum_n f_n(a)\Phi_n(A) \qquad (4.85)$$

$$\phi(B,b) = \sum_n f_n(b)\Phi_n(B) \qquad (4.86)$$

Решая систему связанных уравнений, соответствующую разложению (4.85), получаем с соответствующей асимптотикой состояния $f_n^{(\pm)}(a)$, а решая систему, соответствующую разложению (4.86), находим $f_n^{(\pm)}(b)$. В Т-матрицу и сечения рассеяния входят одновременно состояния $f_n^{(-)}(b)$ и $f_n^{(+)}(a)$, которые не могут быть получены из решения той или другой системы уравнений. Таким образом, в стандартном многоканальном подходе возникают трудности с формулировкой граничных условий при описании процессов с перераспределением нуклонов. Обычно для описания этих процессов используется борновское приближение с искаженными волнами.

2. Частным случаем реакций с перераспределением нуклонов являются **зарядово-обменные** реакции. В этом случае количество нуклонов в ядре-мишени А и ядре-остатке В одно и то же , но происходит **передача (обмен) заряда:**

$$Z(a)-Z(b)=Z(B)-Z(A) \qquad (4.87)$$

Это соотношение выражает закон сохранения заряда. К зарядово-обменным реакциям относятся реакции (p,n), (n,p),(^{3}He,t) и т.п. Рассмотрим описание (p,n) реакции в модели Лейна.

Оптико-модельный анализ упругого рассеяния на ядрах показал, что протонные и нейтронные потенциалы различаются, и это различие связано с избытком в ядрах числа нейтронов над числом протонов. Таким образом, протонные и нейтронные ОП могут быть записаны в виде:

$$V_{op}(\vec{r}) = V_o(\vec{r}) - \frac{1}{4}(N-Z)/A \cdot V_1(\vec{r}) \qquad (4.88)$$

$$V_{on}(\vec{r}) = V_o(\vec{r}) + \frac{1}{4}(N-Z)/A \cdot V_1(\vec{r}) \qquad (4.89)$$

Величина $\left[\ \pm\frac{1}{4}(N-Z)/A \cdot V_1(\vec{r})\ \right]$ называется **изобарспиновым потенциалом,** он имеет разный знак для протонов и нейтронов. Кроме того, величины $V_1(\vec{r})$ и $V_o(\vec{r})$ тоже разного знака. Это обстоятельство приводит к тому, что ядерная часть протонного ОП глубже, чем нейтронный ОП. Из данного анализа в рамках ОМ следует, что V_o~ - 50 МэВ, в то время как V_1~100 МэВ. Однако, в следствие малости фактора $(N-Z)/4A$ изобарспиновый потенциал дает небольшие поправки к ОП для легких и средних ядер, лишь для тяжелых ядер (

например, ^{208}Pb) эти поправки достигает 10%. Лейн обобщил выражение для изобарспинового потенцциала и предложил для него следующую форму:

$$\pm\frac{1}{4}\frac{N-Z}{A}V_1(\vec{r})\Rightarrow\frac{1}{A}(\vec{t}\vec{T})V_1(\vec{r}) \qquad (4.90)$$

Здесь $\vec{t}$ - изотопический спин налетающего нуклона, $\vec{T}$ - изотопический спин ядра-мишени. Правая часть выражения (4.90) получила название **потенциала Лейна.** Потенциал Лейна отличается от изобарспинового члена в (4.88)-(4.89) тем, что он удовлетворяет требованию изотопической инвариантности, а также, являясь оператором в изотопическом пространстве, переводит протонное состояние в нейтронное и,наоборот:

$$(\vec{t}\vec{T})|p\rangle\Rightarrow|n\rangle \qquad (4.91)$$

$$(\vec{t}\vec{T})|n\rangle\Rightarrow|p\rangle \qquad (4.92)$$

Последнее обстоятельство позволяет использовать потенциал Лейна для описания канала **квазиупругого рассеяния** в (p,n) реакции. В этом канале происходит возбуждение ИАС основного состояния ядра-мишени в ядре-остатке. Соответствующая схема изображена на рисунке 4.1. На эксперименте также наблюдается возбуждение в (p,n) реакции состояний в ядре-остатке с изотопическим спином (T-1), лежащих ниже ИАС. Однако, интенсивность возбуждения таких состояний значительно меньше, чем ИАС.

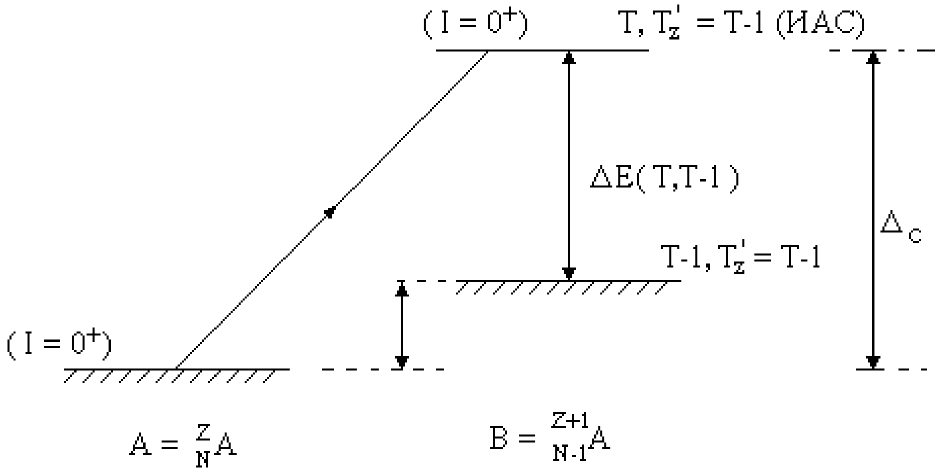

Рис.4.1.

Согласно модели Лейна волновая функция системы: налетающий протон + ядро-мишень удовлетворяет следующему уравнению Шредингера:

$$\left\{\hat{T}+\hat{V}_o+\frac{1}{A}(\hat{\vec{t}}\hat{\vec{T}})\hat{V}_1+(\frac{1}{2}-t_z)\hat{V}_c\right\}|\phi\rangle=\left\{E-(\frac{1}{2}+t_z)\Delta_c\right\}|\phi\rangle \qquad (4.93)$$

Здесь t_z - проекция изотопического спина нуклона, для протонов $t_z = -1/2$, а для нейтронов $t_z = +1/2$, $\hat{V}_c$ - оператор кулоновского взаимодействия, Δ_c - так называемая **кулоновская энергия.** Она равна разности кулоновских энергий ядра-остатка и ядра-мишени:

$$\Delta_c = E_{кул}(B) - E_{кул}(A) \qquad (4.94)$$

С другой стороны, Δ_c - может быть построено как сумма различия в энергии связи протона и нейтрона в ядре и **энергетического расщепления по изотопическому спину** :

$$\Delta_c = |E_n| - |E_p| + \Delta E(T, T-1) \qquad (4.95)$$

Более удобной является формула (4.94),а соотношение (4.95) в таком случае может быть использовано для нахождения $\Delta E(T, T-1)$.

В изотопическом представлении функцию ϕ будем строить в следующем виде:

$$\left|\phi\right\rangle = f_p \left| t\ \text{-}\ {}^1\!/_2\ TT_z = T \right\rangle + f_n \left| t\ {}^1\!/_2\ TT_z = T-1 \right\rangle =$$
$$= f_p \left| t\ \text{-}\ {}^1\!/_2\ TT \right\rangle + f_n \left| t\ {}^1\!/_2\ TT-1 \right\rangle \qquad (4.96)$$

Здесь f_p и f_n - амплитуды, соответственно, протонного и нейтронного состояний. Базисные состояния в разложении (4.96) обладают свойством ортонормированности:

$$\left\langle tt_z TT_z \middle| tt'_z TT'_z \right\rangle = \delta_{t_z t'_z} \delta_{T_z T'_z} \qquad (4.97)$$

Подставим разложение (4.96) в уравнение (4.93) и домножим правую и левую части уравнения слева на вектор состояния $\left\langle t - {}^1\!/_2 TT \right|$. В уравнении (4.93) все члены, кроме потенциала Лейна, диагональны в изоспиновом представлении. Рассмотрим матричный элемент:

$$\left\langle t - {}^1\!/_2 TT \right| \frac{1}{A}(\vec{t}\vec{T}) \cdot f_p \left| t - {}^1\!/_2\ TT \right\rangle \qquad (4.98)$$

Представим скалярное произведение $\vec{t}\vec{T}$ в следующем виде:

$$\vec{t}\vec{T} = -(t_+T_- + t_-T_+) + t_zT_z \qquad (4.99),$$

где $$j_\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(j_x \pm i j_y) \qquad j = \{t, T\} \qquad (4.100)$$

Из теории углового момента известно, как операторы $j_\pm$ действуют на вектор состояния $\left| jk \right\rangle$:

$$j_\pm \left| jk \right\rangle = \mp \sqrt{\frac{(j \mp k)(j \pm k + 1)}{2}} \left| jk \pm 1 \right\rangle \qquad (4.101)$$

Здесь k - проекция углового момента j. Таким образом, операторы $j_\pm$ увеличивают (уменьшают) значение проекции углового момента на 1. Аналогично операторы $t_\pm$ увеличивают (уменьшают) значение проекции изоспина нуклона на 1, т.е. превращают протонное состояние в нейтронное и, наоборот. Соответственно, операторы $T_\pm$ увеличивают (уменьшают) значение проекции изоспина ядра на 1, т.е. превращают в ядре-мишени протонное состояние в нейтронное и, наоборот.

Используя (4.99) и (4.101), получаем:

$$\vec{t}\vec{T} \left| t - {}^1\!/_2\ TT \right\rangle = \frac{1}{2}\sqrt{2T} \left| t\ {}^1\!/_2\ TT-1 \right\rangle - \frac{1}{2} T \left| t - {}^1\!/_2\ TT \right\rangle \qquad (4.102)$$

$$\vec{t}\vec{T} \left| t\ {}^1\!/_2\ TT-1 \right\rangle = \frac{1}{2}\sqrt{2T} \left| t - {}^1\!/_2\ TT \right\rangle + \frac{1}{2}(T-1) \left| t\ {}^1\!/_2\ TT-1 \right\rangle \qquad (4.103)$$

Подставляя (4.102) в (4.98), будем иметь:

$$\left\langle t-\tfrac{1}{2}TT\right|\frac{1}{A}(\vec{t}\vec{T})f_p\left|t-\tfrac{1}{2}TT\right\rangle=-\frac{f_p}{2A}T \qquad (4.104)$$

Аналогично с применением (4.103) вычисляется другой матричный элемент:

$$\left\langle t-\tfrac{1}{2}TT\right|\frac{1}{A}(\vec{t}\vec{T})f_n\left|t\ \tfrac{1}{2}TT-1\right\rangle=\frac{f_n}{2A}\sqrt{2T} \qquad (4.105)$$

При получении формул (4.104)- (4.105) было использовано соотношение (4.97). После домножения правой и левой частей уравнения (4.93) слева на вектор состояния $\left\langle t-\tfrac{1}{2}TT\right|$ получаем следующее уравнение:

$$\left[\hat{T}+\hat{V}_o-E+\hat{V}_c-\frac{1}{2A}T\hat{V}_1\right]f_p+\frac{1}{2A}\sqrt{2T}\hat{V}_1f_n=0 \qquad (4.106)$$

Домножая обе части уравнения (4.93)) слева на вектор состояния $\left\langle t\ \tfrac{1}{2}TT-1\right|$ и проделывая аналогичные преобразования, будем иметь:

$$\left[\hat{T}+\hat{V}_o-E+\Delta_c+\frac{1}{2A}(T-1)\hat{V}_1\right]f_n+\frac{1}{2A}\sqrt{2T}\hat{V}_1f_p=0 \qquad (4.107)$$

Объединим уравнения (4.106) и (4.107), несколько изменив форму их записи:

$$\left.\begin{aligned}&\left[\hat{T}+\hat{V}_o-E+\hat{V}_c-\frac{1}{2A}T\hat{V}_1\right]f_p=-\frac{1}{2A}\sqrt{2T}\hat{V}_1f_n\\&\left[\hat{T}+\hat{V}_o-E+\Delta_c+\frac{1}{2A}(T-1)\hat{V}_1\right]f_n=-\frac{1}{2A}\sqrt{2T}\hat{V}_1f_p\end{aligned}\right\} \quad (4.108)$$

Это есть система зацепляющихся уравнений для амплитуд протонного и нейтронного состояний. Связь протонного и нейтронного канала осуществляется взаимодействием:

$$\Delta V_{pn}(\vec{r})=\frac{\sqrt{N-Z}}{2A}V_1(\vec{r}) \qquad (4.109)$$

Система уравнений Лейна позволяет описать **на единой основе** упругое рассеяние нейтронов и протонов на ядрах, а также реакцию квазиупругого рассеяния с возбуждением ИАС. Диагональная часть потенциала Лейна дает изобарспиновый потенциал, а недиагональная часть ответственна за квазиупругое рассеяние. Из-за фактора $\frac{\sqrt{N-Z}}{2A}$ взаимодействие $\Delta V_{pn}(\vec{r})$ невелико и поэтому для описания (p,n) реакции можно использовать МИВ. Для дифференциального сечения будем иметь:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{(2\pi)^4\mu^2}{\hbar^4}\frac{k_n}{k_p}|T_{pn}|^2 \qquad (4.110),$$

где

$$T_{pn}=\int\chi_n^{(-)^*}(\vec{k}_n,\vec{r})\Delta V_{pn}(\vec{r})\chi_p^{(+)}(\vec{k}_p,\vec{r})d\vec{r} \qquad (4.111)$$

Здесь $\chi_n^{(-)}$ и $\chi_p^{(+)}$- нейтронная и протонная искаженные волны, которые находятся из уравнений (4.108) без правых частей.

3. Модель Лейна может быть обобщена на случай ядер-мишеней со статической или динамической деформацией. Изовекторное взаимодействие $V_1(\vec{r})$ предполагается теперь зависящим от коллективных переменных ядра-мишени. Разлагая, как и ранее, в ряд Тейлора, получаем:

$$\frac{(\vec{t}\cdot\vec{T})}{A}V_1(\vec{r}) = \frac{(\vec{t}\cdot\vec{T})}{A}V_1(r) - R_o\,\frac{\partial V_1(r)}{\partial r}\sum_{\lambda\mu}\alpha^{(1)}_{\lambda\mu}Y_{\lambda\mu}(\theta,\varphi)\frac{(\vec{t}\cdot\vec{T})}{A} \qquad (4.112)$$

Здесь индекс (1) указывает на связь $\alpha_{\lambda\mu}$ с **изоспиновыми степенями свободы** в отличие о рассматривавшихся ранее **изоскалярных степеней свободы**. Для ядер со статической деформацией будем иметь:

$$V_{pn,\lambda}(r) = -\frac{\sqrt{N-Z}}{2A}R_o\,\frac{\partial V_1(r)}{\partial r}\beta^{(1)}_{\lambda}\sum_{\mu}D^{\lambda *}_{\mu o}(\theta_1,\theta_2,\theta_3)Y_{\lambda\mu}(\omega) \qquad (4.113),$$

где $V_{pn,\lambda}(r)$ - взаимодействие, ответственное за возбуждение **ИАС возбужденного состояния** ядра-мишени в зарядово-обменной (p,n) реакции с передачей ядру-остатку момента λ; $\beta^{(1)}_{\lambda}$ - параметр изовекторной деформации. Процесс возбуждения ИАС может быть как **одноступенчатым**, так и **многоступенчатым** (см. рисунок 4.2).

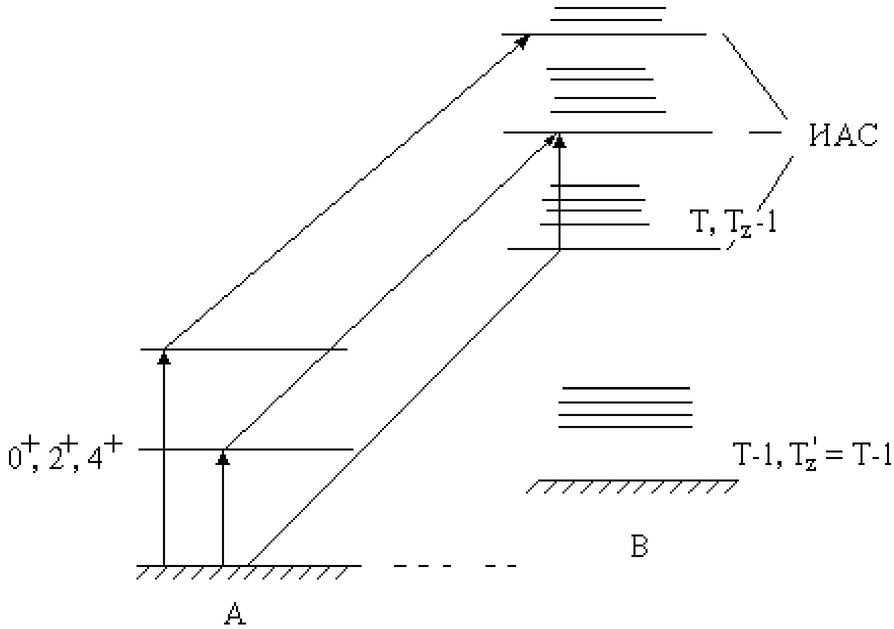

Рис.4.2.

Помимо реакции (p,n) эти состояния могут возбуждаться и в других зарядово-обменных реакциях, например, в реакции (^{3}He,t). Эта реакция имеет определенное преимущество перед (p,n) реакцией. Во-первых, легче идентифицировать заряженные частицы t,чем нейтроны в (p,n) реакции. Во-вторых, меньше роль многоступенчатых процессов в реакции (^{3}He,t), поэтому более достоверной является извлекаемая информация о свойствах изовекторного нуклон-ядерного взаимодействия.

4. Другим примером реакции с перераспределением нуклонов является **реакция срыва** (подхвата). Символически она может быть изображена следующим образом :

$$d + A \rightarrow p + B \qquad (4.114)$$

В процессе взаимодействия дейтона с ядром-мишенью происходит **"срыв" нейтрона** и захват его ядром-остатком. Как отмечалось во введении к параграфу, многоканальный подход к описанию реакций срыва не применим и используется борновское приближение с искаженными волнами. Для матрицы перехода имеем:

$$T_{fi} = \left\langle \varphi_f \left| \hat{V}_A \right| \Phi_i^{(+)} \right\rangle + \left\langle \Phi_i^{(-)} \left| \hat{V}_B \right| \Phi_i^{(+)} \right\rangle \qquad (4.115)$$

Здесь φ_f - волновая функция, содержащая плоскую волну для описания относительного движения дейтона и ядра-мишени, $\hat{V}_A$ - взаимодействие, ответственное за упругое рассеяние дейтонов, а $\hat{V}_B$ - взаимодействие, приводящее к срыву нейтрона, $\Phi_{i,f}$ - искаженные волновые функции.

Рассмотрим гамильтониан системы $(d + A)$ во входном канале:

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_d + \hat{T}_{dA} + \hat{V}_{pA} + \hat{V}_{nA} \qquad (4.116),$$

где $\hat{H}_d$, $\hat{H}_A$ - гамильтонианы дейтона и ядра-мишени, соответственно; $\hat{T}_{dA}$ - оператор кинетической энергии их относительного движения, $\hat{V}_{pA}, \hat{V}_{nA}$ - операторы взаимодействия , соответственно, протона и нейтрона с ядром-мишенью. Произведем некоторую перестройку в (4.116), добавив и вычтя в правой части $\hat{\bar{V}}_{dA}$ - оптический дейтонный потенциал. В результате получаем:

$$\hat{H} = \hat{H}_{oi} + \hat{V}_{1i} + \hat{V}_{2i} \qquad (4.117)$$

$$\hat{H}_{oi} = \hat{H}_A + \hat{H}_d + \hat{T}_{dA} \qquad (4.118)$$

$$\hat{V}_{1i} = \hat{\bar{V}}_{dA} \qquad (4.119)$$

$$\hat{V}_{2i} = \hat{V}_{pA} + \hat{V}_{nA} - \hat{\bar{V}}_{dA} \qquad (4.120)$$

Примем $\hat{H}_{oi} + \hat{V}_{1i}$ за базисный гамильтониан во входном канале, а $\hat{V}_{2i}$ будем рассматривать как возмущение. Для базисных состояний будем иметь:

$$(\hat{H}_{oi} + \hat{V}_{1i})\phi_i = E_i \phi_i \qquad (4.121)$$

$$\phi_i(\vec{r}_n, \vec{r}_p, \vec{r}_1 ......\vec{r}_A) = \varphi_{E_d}(\vec{r}_n - \vec{r}_p) f_d(\varepsilon_d, \frac{\vec{r}_n + \vec{r}_p}{2}) \Phi_i(\vec{r}_1 .....\vec{r}_A) \qquad (4.122)$$

Здесь φ_{E_d} - внутренняя волновая функция дейтона, f_d -волновая функция относительного движения дейтона, а Φ_i - волновая функция ядра-мишени. В (4.121) E_i - полная энергия системы во входном канале:

$$E_i = E_{Ai} + E_d + \varepsilon_d \qquad (4.123)$$

Рассмотрим гамильтониан системы $(p + B)$ в выходном канале:

$$\hat{H} = \hat{H}_B + \hat{T}_{Bp} + \hat{V}_{pB} \qquad (4.124),$$

где $\hat{H}_B$ - гамильтониан ядра-остатка, $\hat{T}_{Bp}$ -оператор кинетической энергии протона, $\hat{V}_{pB}$ -оператор взаимодействия протона с ядром-остатком.

Для $\hat{H}_B$ и $\hat{V}_{pB}$ имеем:

$$\hat{H}_B = \hat{H}_A + \hat{H}_n = \hat{H}_A + \hat{T}_{nA} + \hat{V}_{nA} \qquad (4.125)$$

$$\hat{V}_{pB} = \hat{V}_{np} + \hat{V}_{pA} \qquad (4.126)$$

Добавляя и вычитая в правой части (4.124) $\hat{\bar{V}}_{pB}$ и учитывая (4.125)- (4.126), получаем:

$$\hat{H} = \hat{H}_{of} + \hat{V}_{1f} + \hat{V}_{2f} \qquad (4.127)$$

$$\hat{H}_{of} = \hat{H}_A + \hat{H}_n + \hat{T}_{Bp} \qquad (4.128)$$

$$\hat{V}_{1f} = \hat{\bar{V}}_{pB} \qquad (4.129)$$

$$\hat{V}_{2f} = \hat{V}_{np} + \hat{V}_{pA} - \hat{\bar{V}}_{pB} \qquad (4.130)$$

Примем $\hat{H}_{of} + \hat{V}_{1f}$ за базисный гамильтониан в выходном канале, а $\hat{V}_{2f}$ будем рассматривать как возмущение. Для базисных состояний имеем:

$$(\hat{H}_{of} + \hat{V}_{1f})\phi_f = E_f \phi_f \qquad (4.131)$$

$$\phi_f(\vec{r}_n, \vec{r}_p, \vec{r}_1 .....\vec{r}_A) = \phi_n(\vec{r}_n)\phi_p(\vec{r}_p)\Phi_f(\vec{r}_1 .....\vec{r}_A) \qquad (4.132)$$

$$E_f = E_{Af} + E_n + \varepsilon_p \qquad (4.133)$$

Положим $\hat{V}_{pA} \approx \hat{\bar{V}}_{pB}$, т.е. взаимодействие протона с ядром-мишенью А приближенно равно оптическому потенциалу протона в поле ядра-остатка В. Тогда, в соответствии с (4.130) $\hat{V}_{2f} = \hat{V}_{np}$.

Будем считать взаимодействие $\hat{V}_{np}$ ответственным за реакцию срыва. Для матрицы переходов в борновском приближении с искаженными волнами получаем:

$$T_{fi} = \left\langle \Phi_f \phi_n \phi_p^{(-)} \middle| \hat{V}_{pn} \middle| \Phi_i f_d^{(+)} \varphi_d \right\rangle \qquad (4.134)$$

Учитывая, что $\left\langle \Phi_f \middle| \Phi_i \right\rangle = 1$, окончательно будем иметь:

$$T_{fi} = \left\langle \phi_p^{(-)} \phi_n \middle| \hat{V}_{pn} \middle| \varphi_d f_d^{(+)} \right\rangle \qquad (4.135)$$

В координатном представлении получаем:

$$T_{fi} = \iint \phi_p^{(-)*}(\vec{r}_p)\phi_n^*(\vec{r}_n) U_{pn}(\vec{r}_p, \vec{r}_n)\varphi_d(\vec{r}_n - \vec{r}_p) f_d^{(+)}\left(\frac{\vec{r}_n + \vec{r}_p}{2}\right) d\vec{r}_n d\vec{r}_p \qquad (4.136)$$

Применим для $U_{pn}(\vec{r}_p, \vec{r}_n)$ приближение нулевого радиуса действия:

$$U_{pn}(\vec{r}_p, \vec{r}_n) = V_{pn}\delta(\vec{r}_p - \vec{r}_n) \qquad (4.137)$$

Подставляя (4.137) в (4.136), будем иметь:

$$T_{fi}^o = V_{pn}\varphi_d(0) \int \phi_p^{(-)*}(\vec{r})\phi_n^*(\vec{r}) f_d^{(+)}(\vec{r}) d\vec{r} \qquad (4.138)$$

Обозначая $V_{pn}\varphi_d(0)$ постоянной С, получаем:

$$T_{fi}^o = C \int \phi_p^{(-)*}(\vec{r})\phi_n^*(\vec{r}) f_d^{(+)}(\vec{r}) d\vec{r} \qquad (4.139)$$

Используя для протонной и дейтонной волновых функций плоские волны, для T_{fi}^o будем иметь:

$$T_{fi}^o = C \int e^{-i\vec{k}_p \vec{r}} \phi_n^*(\vec{r}) e^{i\vec{k}_d \vec{r}} d\vec{r} \qquad (4.140)$$

Этот результат был получен Батлером в 1950 году.

Выражение (4.139) отличается от формулы (4.140) тем, что в него входят не плоские волны , а волновые функции, соответственно, протона и дейтона, искаженные оптическим потенциалом.Таким образом, формула (4.140) дает амплитуду срыва в **плосковолновом борновском приближении**, а (4.139) – амплитуду срыва в **борновском приближении с искаженными волнами**. Константа C нормируется сравнением теоретического сечения с экспериментальными, но она не влияет на форму угловых распределений.

Формула (4.139) передает основные черты реакции срыва, однако, она получена с использованием ряда предположений, которые ограничивают ее применимость. Перечислим эти предположения:

1). $\vec{V}_{pA} \approx \vec{V}_{pB}$, т.е. замена взаимодействия протона с ядром-мишенью оптическим протонным потенциалом для ядра-остатка.

2). Борновское приближение по взаимодействию $\vec{V}_{pn}$.

3). Неучет возбуждений остова A в ядре-остатке B.

4). Неучет трехчастичных взаимодействий.

5). Нулевой радиус действия для взаимодействия протона с нейтроном.

6). Неучет возможности срыва в резонансном состоянии.

7). Неучет смешивания одночастичных нейтронных конфигураций.

Последнее приближение может быть устранено введением спектроскопического фактора. Заменим $\phi_n \Phi_f$ в выражении (4.132) следующей суперпозицией:

$$\phi_n \Phi_f \Rightarrow \phi_{BJ_BM_B} = \sum_{jlM_A} \theta_{jl} \Phi_{J_AM_A} \phi_{jlm_j} C(jm_j J_A M_A | J_B M_B) \quad (4.141),$$

где
$$\phi_{jlm_j} = \sum_m C(lmsm_j - m | jm_j) R_{lj} i^l Y_{lm} \chi_{sm_j - m} \qquad (4.142)$$

Подставляя (4.142) в элемент T-матрицы и далее в сечение рассеяния, получаем:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\theta_{jl}|^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{одн} \qquad (4.143)$$

$$S_{jl} = |\theta_{jl}|^2 \qquad (4.144)$$

При получении (4.143) учтено свойство ортонормированности коэффициентов Клебша-Гордана. Величина S_{jl} называется **спектроскопическим фактором**. Спектроскопический фактор извлекается из сравнения экспериментального сечения с $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{одн}$. Его величина показывает вес одночастичного нейтронного состояния в суперпозиции (4.141).

К настоящему времени развиты расчетные схемы для описания реакций с перераспределением нуклонов, свободные от перечисленных выше приближений и позволяющие вычислять сечение n-нуклонных передач, где n>1.

.