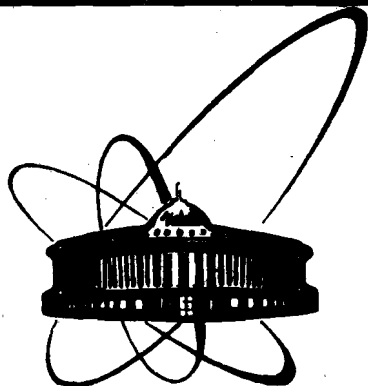


89-805



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Г 202

P2-89-805

Ф. А. Гареев, Ю. Л. Ратис*

**ИНКЛЮЗИВНЫЕ РЕАКЦИИ ПЕРЕЗАРЯДКИ
ПРОТОНОВ НА ЯДРАХ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ
 Δ -ИЗОБАРЫ**

* Куйбышевский авиационный институт

1989

1. Введение

Инклюзивные реакции типа (e, e') , (p, p') , (π, π') , (p, n) , $({}^3\text{He}, t)$, $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$, ... являются основным источником информации об эффективных NN- и NA-взаимодействиях, механизмах реакций и ядерной структуре при промежуточных энергиях. Изучение этих реакций в последние годы привело к открытию гамов-теллеровского и других зарядово-обменных резонансов, углубило наши знания о спиновых силах в ядрах, дало новые сведения о ненуклонных степенях свободы в ядре и т.д. Особый интерес в этом ряду процессов представляют реакции перезарядки с участием Δ -изобары: (p, Δ^{++}) , $(p, n)_\Delta$, $({}^3\text{He}, t)_\Delta$, $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})_\Delta$, ... так как из их анализа можно получить сведения о роли Δ -изобары в спиновых и изоспиновых компонентах ядерных сил. Отмеченная выше перспективность проблематики вызвала появление большого числа работ по реакциям перезарядки, как теоретических, так и экспериментальных (см., например, [1-6] и ссылки в них).

Однако целостной картины явления на сегодняшний день нет. В частности, существующие подходы не позволяют корректно отделить эффекты ядерной структуры от механизма реакции $(p, n)_\Delta$ при энергиях налетающего протона $T_p \geq 1$ ГэВ [1]. Анализ процесса существенно усложняют коллективные возбуждения типа (ΔN^{-1}) , т.е. Δ -изобара плюс нуклонная дырка [4]. Для промежуточных энергий недостаточно исследован вопрос о перенормировке NN-NA взаимодействия при переходе от вакуума к ядру [1,7]. Как всегда, остается дискуссионной техника учета ядерных искажений во входном и выходном каналах в рассматриваемой области энергий [8-11]. Наконец, анализ инклюзивных сечений имеет свою специфику, связанную с нечувствительностью к деталям структуры ядра-мишени [8,9]. Следуя терминологии работ [8,9], будем называть это свойство "универсальностью" инклюзивных сечений. В теоретических расчетах универсальность проявляется как практическая независимость результатов вычислений от выбора базисных функций оболочечной модели. Например, замена вудсаксоновских волновых функций на осцилляторные, квазиклассические

или даже на волновые функции ферми-газа меняет значения сечений всего на 5-10% [8,9]. Экспериментально универсальность выражается в том, что сечения процесса перезарядки, содержащие информацию о NN-NA-взаимодействиях и механизме реакции, являются плавными функциями своих аргументов- массового числа A и энергии налетающей частицы.

Целью настоящей работы является изучение A- зависимости сечений инклюзивных реакций $(p,n)_\Delta$ при $T_p > 0,6$ ГэВ. Далее мы будем систематически опираться на результаты, полученные в работах [8,9,12] при анализе инклюзивных реакций выбивания кластеров (p,pX) , которые кинематически аналогичны процессу $(p,n)_\Delta$. В работе используется система единиц $\hbar=c=1$.

2. Формализм

В работах [1,3,4,10,13,14] приведена подробная аргументация в пользу того, что реакцию $(p,n)_\Delta$ можно рассматривать в рамках метода искаженных волн. Исходя из этого, запишем инвариантное сечение реакции $(p,n)_\Delta$ в следующем виде [15]:

$$d\sigma = \frac{2E_i E_A}{\lambda^{1/2}(S_{NA}, m_N^2, M_A^2)} \frac{1}{2} \frac{1}{2J_i + 1} \sum (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_i + P_A - P_n - P_f) |T_{B+\Delta, A}^{np}|^2 d\vec{p}_n, \quad (1)$$

где суммирование ведется по квантовым числам m, M_i и f . В первом борновском приближении матричный элемент T-матрицы имеет вид

$$T_{B+\Delta, A}^{np} = \langle A(\chi_n^{(-)}(\vec{k}_n, \vec{r}) \Psi_{B+\Delta}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) | \sum_{j=1}^A V_{NA}(\vec{r}_j, \vec{r}) | * A(\chi_p^{(+)}(\vec{k}_p, \vec{r}) \Psi_{\alpha, J, M_i}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \rangle. \quad (2)$$

В формуле (1) и далее используются следующие обозначения:

$E_i = \{\vec{p}_i^2 + m_N^2\}^{1/2}$ - энергия налетающего протона с импульсом \vec{p}_i и массой m_N , $E_A = \{\vec{p}_A^2 + M_A^2\}^{1/2}$ - энергия ядра-мишени A, S_{NA} - квадрат инвариантной массы системы $p+A$, $\lambda(x, y, z) = (x-y-z)^2 - 4yz$ - кинематическая или треугольная функция [16], P_i, P_A, P_n и P_f - 4-импульсы налетающего протона, регистрируемого нейтрона и нерегистрируемых фрагментов $f=B+\Delta$, соответственно. Формула (2) записана в системе центра инерции $p+A$. Она содержит волновую функцию Ψ_{α, J, M_i} ядра-мишени A со спином J и его проекцией M и прочими квантовыми числами α , волновую функцию $\Psi_{B+\Delta}$ ненаблюдаемой системы f , состоящей из ядра $B=A-1$ и Δ -изобары, искаженную волну протона $\chi_p^{(+)}$ и нейтрона $\chi_n^{(-)}$, а также оператор V_{NA} перехода NN+NA и антисимметризатор A. Фактор $[2(2J_i+1)]^{-1}$ в формуле (1) возникает из-за усреднения по проекциям спина падающего протона и ядра-мишени, т. е. и пучок, и мишень считаются неполяризованными.

В работах [8,9,11] показано, что обычный способ учета ядерных искажений при расчете $\chi_p^{(+)}$ ($\chi_n^{(-)}$) в рамках оптической модели приводит к заниженным значениям теоретических сечений, т.к. не учитывает вклада процессов, связанных с некогерентным перерасеянием протона (нейтрона) на нуклонах ядра-мишени A (ядра-остатка $B+\Delta$). Этот эффект можно учесть, используя глауберовские искаженные волны [8,9,11]:

$$\chi_p^{(+)}(\vec{k}_p, \vec{r}) = (2\pi)^{-3/2} \exp(i\vec{k}_p \cdot \vec{r}) \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma(\vec{b}-\vec{b}_j) \theta(z_j - z)] \chi_m(\vec{r}), \quad (3)$$

$$\chi_n^{(-)}(\vec{k}_n, \vec{r}) = (2\pi)^{-3/2} \exp(i\vec{k}_n \cdot \vec{r}) \prod_{j=1}^{A-1} [1 - \Gamma(\vec{b}-\vec{b}_j) \theta(z - z_j)] \chi_m(\vec{r}), \quad (4)$$

где $\Gamma(\vec{b})$ - функция профиля:

$$\Gamma(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i k} \int e^{i\vec{q} \cdot \vec{b}} A_{NN}(\vec{q}) d^2 q. \quad (5)$$

В формулах (3-5) \vec{b} - прицельный параметр, \vec{q} - переданный импульс, $A_{NN}(\vec{q})$ - амплитуда нуклон-нуклонного рассеяния, $\chi_m(\vec{r})$ - спиновая функция нуклона со спином \vec{r} и его проекцией m , а $\theta(z)$ - ступенчатая функция:

$$\theta(z) = \begin{cases} 1 & \text{при } z \geq 0, \\ 0 & \text{при } z < 0. \end{cases} \quad (6)$$

В работах [8,9] на примере инклюзивных реакций (p,pX) исследовано приближение эффективных чисел, отличающееся от стандартного DWIA заменой оптических искаженных волн на глауберовские. В этом приближении, существенно использующем условие полноты конечных состояний нерегистрируемых фрагментов, сечение реакции $A(p,n)_\Delta B$ можно представить в следующем виде (см. монографии [9,11,15,17] и ссылки в них):

$$\frac{d\sigma_{A(p,n)_\Delta B}}{d\Omega_n} = \int d\vec{Q} [\Phi_N^A(\vec{Q})]^2 \frac{d\sigma_{p+p+A+\Delta^{++}}(\vec{p}_i, \vec{Q})}{d\Omega_n}, \quad (7)$$

где $[\Phi_N^A(\vec{Q})]^2$ - импульсное распределение нуклонов в ядре A, принимающих участие в реакции перезарядки.

Полная функция импульсного распределения нуклонов $[\Phi_N^A(\vec{Q})]^2$ легко выражается через парциальные импульсные распределения протонов ($[\Phi_p^A(\vec{Q})]^2$) и нейтронов ($[\Phi_n^A(\vec{Q})]^2$):

$$[\Phi_N^A(\vec{Q})]^2 = \frac{1}{3} [\Phi_p^A(\vec{Q})]^2 + \frac{2}{3} [\Phi_n^A(\vec{Q})]^2, \quad (8)$$

где 1/3 в формуле (8) - изотопический весовой множитель для рождения Δ^+ -изобары на нейтроне. Эффективное число протонов (нейтронов), принимающих участие в процессе $(p,n)_\Delta$, определяется интегралом от импульсного распределения:

$$\tilde{N}_{p(n)} = \int d\vec{Q} [\Phi_{p(n)}^A(\vec{Q})]^2. \quad (9)$$

В приближении плоских волн эффективные числа равны $\tilde{N}_p^A(PW) = Z$ ($\tilde{N}_n^A(PW) = N$), где $Z(N)$ - число протонов (нейтронов) в ядре A. Подроб-

ный анализ свойств эффективных чисел нуклонов и кластеров проведен в монографиях [9,12,17] и обзоре [33]. Присутствие импульса внутриядерного нуклона \vec{Q} в числе аргументов сечения перезарядки на свободном нуклоне $d\sigma_{p+p+n+\Delta^{++}}(\vec{P}_i, \vec{Q})/d\Omega_n$ указывает на необходимость учета эффектов схода с массовой поверхности. Внемассовые эффекты принято рассчитывать в рамках оптимального приближения [35]. Однако в исследуемой области энергии $T_p > 0,6$ ГэВ влиянием немассовых эффектов на интегральные сечения можно пренебречь, поскольку для величин импульса налетающего нуклона \vec{P}_i и переданного импульса \vec{Q} выполняются условия $|\vec{P}_i| \gg P_F, |\vec{Q}| \gg P_F$, где P_F - импульс Ферми. Дело в том, что величина взаимодействия зависит от импульсов налетающего протона \vec{P}_i и внутриядерного нуклона \vec{Q} как $(P_i^2 + Q^2)^{1/2}$, так что интегральная поправка от учета фермиевского движения нуклонов и их связанности не превосходит 3+5%. Кроме того, немассовые эффекты оказывают слабое влияние на интересующую нас A-зависимость интегрального сечения реакции $A(p,n)_\Delta B$. Указанные обстоятельства позволяют на данном этапе исследований воспользоваться приближением

$$\frac{d\sigma_{p+p+n+\Delta^{++}}(\vec{P}_i, \vec{Q})}{d\Omega_n} \approx \frac{d\sigma_{p+p+n+\Delta^{++}}(\vec{P}_i, \vec{Q}=0)}{d\Omega_n} \equiv \left. \frac{d\sigma_{p+p+n+\Delta^{++}}(\vec{P}_i)}{d\Omega_n} \right|_{\text{св}}. \quad (10)$$

В этом приближении соотношение (7) факторизуется:

$$\frac{d\sigma_{A(p,n)_\Delta B}}{d\Omega_n} \approx N \frac{d\sigma_{p+p+n+\Delta^{++}}(\vec{P}_i)}{d\Omega_n} \Big|_{\text{св}}, \quad (11)$$

причем в приближении эффективных чисел выражение для величины \tilde{N} имеет простую структуру [8,9]:

$$\tilde{N} = \int d\vec{Q} [\hat{\mathbb{N}}(\vec{Q})]^2 = (Z + \frac{N}{3}) \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) f^2(b, z) \equiv (Z + \frac{N}{3}) \langle f^2 \rangle. \quad (12)$$

В формуле (12) $\langle f^2 \rangle$ - эффективный фактор поглощения, $\rho(\vec{r})$ - однонуклонная плотность, нормированная условием $\int d\vec{r} \rho(\vec{r}) = 1$, а $f^2(b, z)$ - глауберовский фактор поглощения:

$$f^2(b, z) = \left[\left(1 - \frac{\sigma_{PN}^{\text{tot}} - \sigma_{PN}^{\text{el}}}{A} T_-(b, z) \right) \left(1 - \frac{\sigma_{NN}^{\text{tot}} - \sigma_{NN}^{\text{el}}}{A} T_+(b, z) \right) \right]^A \\ = \sum_{\lambda_p=0}^A \sum_{\lambda_n=0}^A \binom{A}{\lambda_p} \left(1 - \frac{\sigma_{PN}^{\text{tot}}}{A} T_-(b, z) \right)^{A-\lambda_p} \left(\frac{\sigma_{PN}^{\text{el}}}{A} T_-(b, z) \right)^{\lambda_p} \times \\ \binom{A}{\lambda_n} \left(1 - \frac{\sigma_{NN}^{\text{tot}}}{A} T_+(b, z) \right)^{A-\lambda_n} \left(\frac{\sigma_{NN}^{\text{el}}}{A} T_+(b, z) \right)^{\lambda_n} \equiv \sum_{\lambda_p=0}^A \sum_{\lambda_n=0}^A f_{\lambda_p \lambda_n}^2(b, z), \quad (13)$$

где σ_{PN}^{tot} (σ_{NN}^{tot}) - полное сечение протон (нейтрон)-нуклонного рассеяния, а σ_{PN}^{el} (σ_{NN}^{el}) - аналогичное упругое сечение. Функции толщины T_{\pm} записываются в стандартной форме:

$$T_+(b, z) = A \int_z^{\infty} d\xi \rho(\{b^2 + \xi^2\}^{1/2}), \quad (14)$$

$$T_-(b, z) = A \int_0^z d\xi \rho(\{b^2 + \xi^2\}^{1/2}). \quad (15)$$

Формула (13) представляет собой разложение фактора поглощения по числу λ_p (λ_n) квазиупругих соударений налетающего протона (вылетающего нейтрона) с нуклонами ядра A (B). Она позволяет представить эффективные числа \tilde{N} в физически ясном виде:

$$\tilde{N} = (Z + \frac{N}{3}) \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) \sum_{\lambda_p=0}^A \sum_{\lambda_n=0}^A f_{\lambda_p \lambda_n}^2(b, z), \quad (16)$$

$$\tilde{N}_{\nu_p \nu_n} = (Z + \frac{N}{3}) \sum_{\lambda_p=0}^{\nu_p} \sum_{\lambda_n=0}^{\nu_n} \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) f_{\lambda_p \lambda_n}^2(b, z). \quad (16a)$$

Каждая частичная сумма (16a) описывает вклад в полное сечение от определенной группы конечных состояний ядра B+Δ. Например, \tilde{N}_{00} соответствует тому, что в результате реакции образовалось состояние (ΔN^{-1}) и никаких других возбуждений в ядре B нет; величина \tilde{N}_{10} отвечает процессу, когда налетающий нуклон вначале возбудил в ядре A состояние $(1p-1h)$ и только потом, перезарядившись, образовал еще и (ΔN^{-1}) -возбуждение. Вообще, если $\nu_p + \nu_n = k$, то это означает, что в реакции $A(p,n)_\Delta B$ образовалось возбуждение $(k p - k h) + (\Delta N^{-1})$.

Зарядовая симметрия позволяет несколько упростить выражение (13), так как из нее вытекает равенство сечений $\sigma_{PN} = \sigma_{nN} = \sigma_{NN}$ и, следовательно, вместо двух функций толщины $T_{\pm}(b, z)$ можно ввести одну

$$T(b) = T_-(b, z) + T_+(b, z) = A \int dz \rho(\{b^2 + z^2\}^{1/2}). \quad (14a)$$

В этом случае в пределе больших массовых чисел $A \gg 1$ мы получаем хорошо известное приближение эйконала:

$$f_{\text{elk}}^2(b) = \exp\{- (\sigma_{NN}^{\text{tot}} - \sigma_{NN}^{\text{el}}) T(b)\}. \quad (17)$$

Отметим, что при переходе от выражения (13) к (17) мы использовали факт слабой зависимости сечений $\sigma_{PN}(T_p)$ и $\sigma_{nN}(T_n)$ от энергии T_p (T_n), так как, строго говоря, $\sigma_{PN}(T_p) = \sigma_{nN}(T_n)$ только при $T_p = T_n$.

Если ядро регистрируется в основном состоянии, как, например, это имеет место в эксперименте [18], то в факторах поглощения (13) и (17) следует формально положить $\sigma_{NN}^{\text{el}} = 0$. В этом случае формула (17) соответствует приближению эйконала для оптической модели упругого рассеяния.

Подставляя выражение (17) для $f^2(b)$ в формулу (12), представим эффективный фактор поглощения $\langle f^2 \rangle$ в приближении эйконала в следующем виде:

$$\langle f^2 \rangle = \frac{2\pi}{A} \int db b T(b) e^{-\sigma T(b)}, \quad (18)$$

где σ_{NN}^{tot} для эксклюзивных и $\sigma_{NN}^{tot} - \sigma_{NN}^{el}$ для инклюзивных реакций, соответственно. Интеграл (18) можно оценить методом перевала:

$$\langle f^2 \rangle = \{ (2\pi)^{3/2} b_0 \} / \{ A \sigma^2 e |T'(b_0)| \}, \quad (19)$$

где b_0 - корень уравнения

$$T(b_0) = \sigma^{-1}. \quad (20)$$

При энергиях $T_p > 0,6$ ГэВ величина σ лежит в интервале $\sigma \approx 20+40$ мбарн ($\sigma_{NN}^{tot} \approx 40$ мбарн, $\sigma_{NN}^{el} \approx 10+20$ мбарн). В этом случае $b_0 = R_A$, $|T'(b_0)| \approx 1/\sigma a$, где R_A - радиус ядра, a - диффузность его границы, и приближенное выражение для $\langle f^2 \rangle$ запишется как

$$\langle f^2 \rangle \approx \{ (2\pi)^{3/2} \} R_A a / (\sigma A e), \quad (21)$$

Из формулы (21) немедленно следует, что величина $\langle f^2 \rangle \sim A^{-2/3}$ и, следовательно, A -зависимость \tilde{N} имеет вид:

$$\tilde{N} = \kappa_1 A^{1/3}. \quad (22)$$

В таблицах 1, 2 представлены A - и T_p -зависимости эффективных чисел \tilde{N} . Из таблиц и рисунков видно, что эффективные числа $\tilde{N} = \kappa_1 A^\alpha$, где α есть медленно растущая функция λ_p и λ_n : $\alpha_{00} = 0,31$ для \tilde{N}_{00} и $\alpha_{33} = 0,35$ для \tilde{N}_{33} . При этом ряд (16) сходится очень быстро - около 90% полной величины \tilde{N} составляет его частичная сумма \tilde{N}_{11} . Этот результат фактически оправдывает используемое нами приближение полноты и подтверждает справедливость соотношений (21, 22). Здесь же отметим, что несколько завышенное значение $\alpha_{33} = 0,38$ для \tilde{N} возникает из-за неучета поглощения Δ -изобары в ядре (например, ухода Δ -изобары в канал безмезонной разрядки). Учет этого поглощения уменьшает значение α до 0,36.

Для вычисления T_p -зависимости величин \tilde{N} и $\langle f^2 \rangle$ нами использовались данные о сечениях σ_{NN}^{tot} и σ_{NN}^{el} , систематизированные в работах [32, 36]. Из таблицы 2 видно, что в рассматриваемой области энергий T_p -зависимость эффективных чисел \tilde{N} слабая, что обосновывает законность приближения $\sigma_{NN}(T_p) \approx \sigma_{NN}(T_n)$.

При анализе эффективных чисел нуклонов и факторов поглощения использовалась следующая параметризация однонуклонной плотности $\rho(r)$. При $A \geq 20$ $\rho(r)$ представлялась в виде распределения Вудса-Саксона:

$$\rho(r) = \rho_0 \left\{ 1 + \exp\left(\frac{r-R_A}{a}\right) \right\}^{-1}, \quad (23)$$

где $a = 0,54$ фм, $R_A = 1,12A^{1/3} - 0,86A^{-1/3}$ [23], а при $A < 20$ использовалось приближение Хартри для одночастичной плотности, рассчитанной в осцилляторном оболочечном базисе:

$$\rho(r) = \frac{4}{A(a_0\pi)^{3/2}} \left[1 + \frac{A-4}{6} \left(r/a_0 \right)^2 \right] \exp\{- (r/a_0)^2 \}, \quad (24)$$

где $a_0 = 1,6$ фм [17, 24, 25].

Таблица 1

Эффективные числа нуклонов \tilde{N} как функция массового числа A при энергии налетающего протона $T_p = 6$ ГэВ. Индекс "opt" означает, что при вычислении \tilde{N} расчет факторов поглощения производился в рамках оптической модели упругого рассеяния. Смысл индексов "eik" и "jk" ($j, k = 0, 3$) подробно описан при обсуждении формул (12-19). Во всех последующих таблицах и рисунках используется указанная система обозначений. В расчетах используется факторы поглощения (13) без учета ухода Δ -изобары в $\Delta N \rightarrow NN$ канал

A	\tilde{N}_{opt}	\tilde{N}_{00}	\tilde{N}_{11}	\tilde{N}_{22}	\tilde{N}_{33}	\tilde{N}_{eik}
12	1,79	1,69	2,23	2,32	2,34	2,43
16	1,79	1,71	2,28	2,40	2,42	2,51
27	2,66	2,58	3,46	3,65	3,68	3,78
40	3,07	3,00	4,08	4,33	4,38	4,47
58	3,38	3,32	4,54	4,85	4,92	5,02
118	3,90	3,86	5,31	5,69	5,74	5,88
208	4,35	4,33	5,98	6,43	6,55	6,83

Таблица 2

Эффективные числа \tilde{N} для ядра ^{12}C в зависимости от энергии T_p

T_p (ГэВ)	\tilde{N}_{opt}	\tilde{N}_{00}	\tilde{N}_{11}	\tilde{N}_{22}	\tilde{N}_{33}	\tilde{N}_{eik}
1,0	1,79	1,69	2,67	2,98	3,06	3,12
6,0	1,79	1,69	2,23	2,32	2,34	2,43
10,0	1,83	1,74	2,24	2,33	2,34	2,43
14,0	1,83	1,74	2,30	2,40	2,41	2,51
20,0	1,93	1,84	2,27	2,33	2,34	2,43

3. Результаты расчетов

Опыт работы с эффективными числами показывает, что для многих прямых реакций они дают достаточно хорошее [8, 9, 12, 17] описание эксперимента. При этом во всех исследованных случаях отклонение теории от эксперимента было связано с нарушением приближения DWIA [8, 9, 17]. Например, для реакции выбивания дейтронов (p, pd) при больших переданных импульсах q , некорректность применения DWIA связана с короткодействующими NN-корреляциями [8], а при малых q сечение процесса усиливается по сравнению с DWIA за счет вклада возбужденных кластеров [17].

Таблица 3

Массовые и угловые зависимости (в лабораторной системе) экспериментальных сечений (при $T_p = 1$ ГэВ [21]) и эффективных чисел \tilde{N}^{exp} . Величина \tilde{N}^T — теоретический расчет для $\theta_n = 0^\circ$

Мишень	\tilde{N}^T $\theta_n = 0^\circ$	$\frac{d\sigma[A(p,n)_\Delta B]^{exp}}{d\Omega_n}$ [mb/sr]			\tilde{N}^{exp}		
		$\theta = 4^\circ$	$\theta = 7,5^\circ$	$\theta = 11,3^\circ$	$\theta = 4^\circ$	$\theta = 7,5^\circ$	$\theta = 11,3^\circ$
H	1,000	42,7	31,0	20,7	1,00	1,00	1,00
D	0,805	52,1	44,7	29,6	1,22	1,44	1,43
⁷ Li	2,150	123,8	90,5	----	2,90	2,92	----
⁹ Be	2,500	177,1	132,4	81,2	4,15	4,27	3,92
¹⁰ B	2,770	165,8	118,3	73,2	3,88	3,82	3,54
¹¹ B	2,740	159,8	117,5	74,3	3,74	3,79	3,59
¹² C	2,960	162,3	122,9	81,3	3,80	3,96	3,92
¹⁶ O	3,150	220,6	159,9	118,0	5,17	5,16	5,07
¹⁹ F	3,110	246,6	169,4	117,9	5,78	5,46	5,91
²⁴ Mg	4,650	254,3	153,6	128,4	5,96	4,95	5,91
²⁵ Mg	4,650	243,6	179,6	122,5	5,70	5,79	5,92
²⁶ Mg	4,850	263,6	207,1	128,8	6,17	6,68	6,22
²⁷ Al	4,840	255,8	191,1	133,7	5,99	6,16	6,46
⁴⁰ Ca	5,900	331,5	228,2	162,1	7,76	7,36	7,83
⁴⁴ Ca	5,860	344,0	245,1	----	8,06	7,90	----
Cu	6,790	400,2	297,9	209,9	9,37	9,61	10,14
¹¹⁶ Sn	8,130	554,7	----	----	12,99	----	----
¹²⁴ Sn	8,060	533,2	----	----	12,49	----	----
¹⁸¹ Ta	9,020	611,5	451,8	303,3	14,32	14,67	14,66
Pb	9,270	588,4	481,6	324,5	13,78	15,53	15,68

Таблица 4

A-зависимость сечений и эффективных чисел для $T_p = 0,8$ ГэВ при $\theta_n = 0^\circ$ по данным работ [19,20]. Значения \tilde{N}^T вычислены в настоящей работе

Мишень	A	Z	$\frac{d\sigma[A(p,n)_\Delta B]^{exp}}{d\Omega_n}$	\tilde{N}^{exp}	\tilde{N}^T	$\frac{\Delta\tilde{N}}{\tilde{N}^{exp} - \tilde{N}^T}$	$\tilde{K} = \frac{\tilde{N}^{exp}}{\tilde{N}^T}$	$\langle f_{33}^2 \rangle$
H ⁺	1	1	33,0 \pm 3,0	1,0	1,0	0	1,00	----
Al	27	13	271,4 \pm 2,0	8,2	6,0	2,2	1,36	0,34
Ti	47,9	22	372,1 \pm 2,7	11,3	7,9	3,4	1,43	0,26
Cu	63,5	29	425,0 \pm 3,2	12,9	8,9	4,0	1,45	0,22
W	183,9	74	695,5 \pm 5,6	21,1	12,3	8,8	1,71	0,11
Pb	207,2	82	695,4 \pm 5,5	21,1	12,6	8,5	1,70	0,10
U	238	92	767,9 \pm 6,3	23,3	13,0	10,3	1,80	0,09

+— данные работы [19], $\theta = 0^\circ$.

Необходимо отметить, что в случае легких ядер 1p-оболочки расхождение между \tilde{N}^{exp} и \tilde{N}^T в основном связано с наличием ярко выраженных структурных особенностей этих ядер (например, ⁶Li имеет квазимолекулярную α -структуру), а при $A > 16$ отличие \tilde{N}^T от \tilde{N}^{exp} является прямым указанием на наличие дополнительных механизмов реакции.

Проанализируем с этих позиций экспериментальные данные по реакции $A(p,n)_\Delta B$ на языке эффективных чисел. Таблица 3 содержит зависимость эффективных чисел $\tilde{N}^{exp}(\theta_n)$ от угла θ_n регистрации нейтронов в лабораторной системе отсчета, вычисленную по формуле (11) на основе измеренных в работе [21] сечений при $T_p = 1$ ГэВ для углов $\theta_n = 4^\circ, 7,5^\circ, 11,3^\circ$ и $13,2^\circ$. Из этой таблицы видно, что в пределах ошибок эксперимента приближение эффективных чисел воспроизводит угловую зависимость сечений реакции перезарядки. Наблюдающиеся аномалии значений $\tilde{N}^{exp} = 4,95$ для ядра ²⁴Mg ($\theta_n = 7,5^\circ$), а также $\tilde{N}^{exp} = 13,78$ для Pb ($\theta_n = 4^\circ$) свидетельствуют скорее о статистических выбросах соответствующих экспериментальных сечений, чем о наличии динамических или структурных факторов, влияющих на механизм реакции. Заметим, что совершенно аналогичная ситуация описана в работах [8,9] при анализе инклюзивного процесса (p,pd) . Экспериментальное эффективное число дейтронов в ядре Pb $\tilde{N}_d^{exp} = 19 \pm 2,5$, измеренное при $T_p = 1$ ГэВ [22], пришлось "закрыть", как не укладывающееся в систематику [8]. Таким образом, угловые зависимости сечений $d\sigma^{exp}[A(p,n)_\Delta B]/d\Omega_n$ свидетельствуют, вообще говоря, в пользу DWIA или приближения эффективных чисел. Физически это означает, что процесс разыгрывается на периферии ядра, то есть в области, где плотность нуклонов мала и, следовательно, все NN- и ΔN -взаимодействия в ядре близки к пустотным.

Сложнее обстоит с A-зависимостью сечений. В таблицах 4 и 5 представлены результаты обработки эксперимента, выполненного в работах [19,20] ($T_p = 0,8$ ГэВ, $\theta_n = 0^\circ$) и [21] ($T_p = 1$ ГэВ, $\theta_n = 4^\circ$). Из этих таблиц видно, что значения \tilde{N}^{exp} систематически превосходят \tilde{N}^T приблизительно на фактор 1,5, что явно указывает на недостаточность приближения эффективных чисел для описания реакции $A(p,n)_\Delta B$. Использование "оптических" факторов поглощения вместо глауберовских (то есть переход к DWIA) только ухудшает соотношение теории и эксперимента. В этом случае отношение $\tilde{K} = \tilde{N}^{exp}/\tilde{N}^T \approx 2$ лишь возрастает по сравнению с аналогичными величинами \tilde{K} из таблиц 4 и 5.

Возникшую ситуацию можно качественно понять, если рассмотреть A-зависимость величин $\Delta\tilde{N} = \tilde{N}^{exp} - \tilde{N}^T$. Из таблиц 4 и 5 и рисунка 1 следует, что в целом значения $\Delta\tilde{N}$ возрастают по закону A^α , где $\alpha = 0,6+$

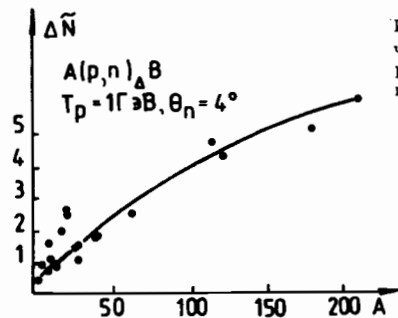


Рис. 1. Зависимость от массового числа величин $\Delta \tilde{N} = \tilde{N}^{\text{exp}} - \tilde{N}^T$. Экспериментальные значения \tilde{N}^{exp} взяты из работы [21].

Таблица 5⁺

То же, что и таблица 4, для $T_p = 1$ ГэВ при $\theta_n = 4^\circ$ [21]

Мишень	A	Z	$\frac{d\sigma[A(p,n)\Delta B]}{d\Omega_n}^{\text{exp}}$	\tilde{N}^{exp}	\tilde{N}^T	$\frac{\Delta \tilde{N}}{\tilde{N}^{\text{exp}} - \tilde{N}^T}$	$K = \frac{\tilde{N}^{\text{exp}}}{\tilde{N}^T}$	$\langle f_{ss}^2 \rangle$
H	1	1	42,7±4,3	1,0	1,0	0	1,00	----
D	2	1	52,1±5,2	1,2	0,6	0,62	2,02	0,45 ⁺⁺
⁷ Li	7	3	123,8±3,8	2,9	2,2	0,75	1,35	0,50
⁹ Be	9	4	177,1±5,3	4,2	2,5	1,65	1,88	0,44
¹⁰ B	10	5	165,8±5,0	3,9	2,8	1,11	1,40	0,42
¹¹ B	11	5	159,8±4,7	3,7	2,7	1,00	1,36	0,39
¹² C	12	6	162,3±4,8	3,8	3,0	0,84	1,28	0,37
¹⁶ O	16	8	220,6±11,0	5,2	3,2	2,02	1,64	0,30
¹⁹ F	19	9	246,6±12,4	5,8	3,1	2,87	1,86	0,25
²⁴ Mg	24	12	254,3±17,5	6,0	4,7	1,37	1,29	0,29
²⁵ Mg	25	12	243,6±17,0	5,7	4,7	1,05	1,23	0,28
²⁶ Mg	26	12	263,6±17,6	6,2	4,7	1,52	1,33	0,28
²⁷ Al	27	13	255,8±7,5	6,0	4,8	1,15	1,24	0,27
⁴⁰ Ca	40	20	331,5±23,2	7,8	5,9	1,86	1,38	0,22
⁴⁴ Ca	44	20	344,0±24,2	8,1	5,9	2,20	1,38	0,21
Cu	64	29	400,2±16,1	9,4	6,8	2,58	1,38	0,17
¹¹⁶ Sn	116	50	554,7±28,0	13,0	8,1	4,86	1,60	0,11
¹²⁴ Sn	124	50	533,2±26,9	12,5	8,1	4,43	1,55	0,11
¹⁸¹ Ta	181	73	611,5±26,1	14,3	9,0	5,30	1,59	0,08
Pb	208	82	588,4±23,8	13,8	9,3	4,51	1,49	0,08

+—Обработка выполнена для $\theta_n = 4^\circ$.

++—для дейтрона приведен фактор $\langle f_{\sigma_1}^2 \rangle$

0,7. Если предположить, что эффект схода с массовой поверхности в сечении $d\sigma[p+p \rightarrow n+\Delta^{++}]/d\Omega_n$ не слишком велик (оценки, выполненные в работе [4], подтверждают это), то можно считать, что выражения (11-16) правильно описывают часть сечения, связанную с реакцией $(p,n)_\Delta$, в которой рождается реальная Δ^{++} - или Δ^+ -изобара (см. диаграмму 1). Диаграмма 1 по определению включает в себя только прямой процесс перезарядки. Однако в рамках развиваемого формализма сечение содержит как прямой, так и обменный член. Последний по терминологии работы [37] физически соответствует возбуждению Δ -изобары в налетающей частице и, как показано в этой же работе, играет существенную роль. Аналогичное замечание относится и к диаграмме 2, обсуждаемой ниже.

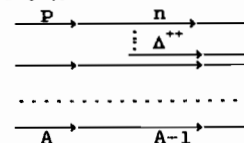


Диаграмма 1. Этот процесс мы будем для краткости обозначать $(p,n)_\Delta^{NN}$, подчеркивая реальность, принципиальную наблюдаемость рождающейся Δ -изобары, разрядка которой происходит через распад на пион и нуклон.

Учитывая сделанные выше замечания, наблюдаемое сечение можно представить в виде суммы:

$$\tilde{N} = \kappa_1 A^{1/3} + \kappa_2 A^{2/3}, \quad (25)$$

причем первое слагаемое полностью воспроизводится в приближении эффективных чисел (см. рис. 2). Второе слагаемое представляется естественным связать с процессом безмезонной разрядки, в котором участвует виртуальная Δ -изобара (см. диаграмму 2).

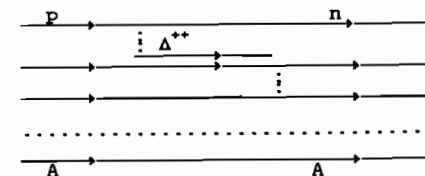


Диаграмма 2. В работе [26] процесс, описываемый диаграммой 2, называют "безмезонным снятием Δ -изобарного возбуждения". Обозначать этот процесс мы будем как $(p,n)_\Delta^{NN}$, подчеркивая этим, что виртуальная Δ -изобара разряжается в результате перезарядки на одном из внутриядерных нуклонов.

Таблица 6

Разделение вклада $(p,n)_{\Delta}^{NN}$ и $(p,n)_{\Delta}^{NN}$ каналов перезарядки на основе обработки экспериментальных данных [21] ($T_p=1$ ГэВ, $\theta_n=4^\circ$) методом наименьших квадратов: $\{d\sigma[A(p,n)_{\Delta}B]/d\Omega_n\}^a = d\sigma^{(1)}/d\Omega_n + d\sigma^{(2)}/d\Omega_n \approx x_1 A^\alpha + x_2 A^{2\alpha}$ (аналог формулы (25)), $x_1=50$, $x_2=5,1$, $\alpha=0,38$. Величина $\{d\sigma[A(p,n)_{\Delta}B]/d\Omega_n\}^T$ рассчитана по формуле (11). В таблице соответствующие сечения приведены в записи с очевидными сокращениями.

A	σ^{*XP}	σ^a	$\sigma^{(1)}$	$\sigma^{(2)}$	σ^T
7	123,8	127,2	104,7	22,4	93,9
9	177,1	142,3	115,2	27,1	106,8
10	165,8	149,2	119,9	29,3	119,6
11	159,8	156,0	124,4	31,6	115,3
12	162,3	162,2	128,5	33,7	128,1
16	220,6	185,3	143,4	41,9	136,6
19	246,6	200,9	153,1	47,8	132,4
24	254,3	224,4	167,3	57,1	200,7
25	243,6	228,8	169,9	58,9	200,7
26	263,6	233,0	172,4	60,6	200,7
27	255,8	237,3	174,9	62,4	205,0
40	331,5	287,3	203,1	84,2	251,9
44	344,0	311,1	210,6	90,5	290,4
116	554,7	493,4	304,4	189,0	345,9
124	533,2	511,2	312,2	199,0	345,9
181	611,5	625,6	360,5	265,1	384,3
208	588,4	674,6	380,0	294,6	397,1

Возникшую ситуацию можно качественно понять, если учесть два обстоятельства, из-за которых значения $N_{СЕК}^T$ и $N_{СЕК}^{*XP}$ в таблицах 7 и 8 оказываются завышенными. Величина $N_{СЕК}^{*XP}$ нуждается в корректировке из-за того, что она рассчитана по формуле

$$N_{СЕК}^{*XP} = [d\sigma_{A(p,n)B}/d\Omega_n]_{СЕК}^{*XP} / [d\sigma_{d(p,n)2p}]_{СЕК}^{*XP} \quad (29)$$

поскольку экспериментальные данные по рассеянию протонов на свободных нейтронах получить невозможно (в лучшем случае можно исследовать обратную реакцию $p(n,p)n$ -нейтронный пучок рассеивается на водородной мишени). Эффекты экранировки приводят к тому, что

$$[d\sigma_{d(p,n)2p}/d\Omega_n]_{СЕК}^{*XP} < [d\sigma_{p(n,p)n}]_{СЕК}^{*XP}$$

и, следовательно, значения $N_{СЕК}^{*XP}$ в таблицах 7 и 8 должны быть уменьшены на 10-20% [32]. Вопрос о корректном учете влияния экранировки на величину сечения $[d\sigma_{p(n,p)n}/d\Omega_n]_{СЕК}$ при ее извлечении из $[d\sigma_{d(p,n)2p}/d\Omega_n]_{СЕК}^{*XP}$ нуждается в дополнительном исследовании.

Таблица 7

Эффективные числа $N_{СЕК}^T$ для квазисвободной области ($T_p=1$ ГэВ, экспериментальные данные взяты из работы [21]). Значения $N_{СЕК}^T$ рассчитаны без учета, а $N_{СЕК}^{*XP}$ - с учетом энергетической дискриминации сечений σ_{NN}^{o1}

Мишень	A	Z	$N_{СЕК}^{*XP}$			$N_{СЕК}^T$	$N_{СЕК}^T$
			$\theta=4^\circ$	$\theta=7,5^\circ$	$\theta=11,3^\circ$		
⁷ Li	7	3	2,25	2,39	----	2,03	1,69
⁹ Be	9	4	2,88	3,01	3,20	2,21	1,84
¹⁰ B	10	5	2,17	2,17	2,35	2,10	1,72
¹¹ B	11	5	2,45	2,44	2,51	2,31	1,93
¹² C	12	6	2,23	2,28	2,56	2,25	1,80
¹⁶ O	16	8	2,72	2,81	3,10	2,40	1,88
¹⁹ F	19	9	3,18	3,40	3,63	2,51	1,98
²⁴ Mg	24	12	2,99	2,88	2,87	3,53	2,77
²⁵ Mg	25	12	3,19	3,11	3,17	3,74	2,93
²⁶ Mg	26	12	3,72	3,47	3,80	3,95	3,08
²⁷ Al	27	13	3,22	3,26	3,45	3,80	3,02
⁴⁰ Ca	40	20	3,39	3,60	4,04	4,42	3,41
⁴⁴ Ca	44	20	4,26	4,45	----	5,08	3,86
Cu	64	29	5,20	5,23	5,40	5,85	4,40
¹¹⁶ Sn	116	50	6,62	----	----	7,42	5,53
¹²⁴ Sn	124	50	7,29	----	----	8,03	5,93
¹⁸¹ Ta	181	73	9,37	8,68	8,90	8,92	6,58
Pb	208	82	9,79	9,23	9,83	9,45	6,92

Таблица 8

Эффективные числа для квазисвободной области при $T_p=0,8$ ГэВ и $\theta_n=0^\circ$ (экспериментальные данные из работ [19,20], обозначения те же, что и в таблице 7).

Мишень	A	Z	$N_{СЕК}^{*XP}$	$N_{СЕК}^T$	$N_{СЕК}^T$
Al	27	13	1,87	4,75	2,75
Ti	47,9	22	2,85	6,70	3,58
Cu	63,5	29	3,40	7,66	3,98
W	183,9	74	7,18	12,22	5,95
Pb	207,2	82	7,28	12,74	6,18
U	238	92	8,14	13,49	8,49

Теоретические значения $\tilde{N}_{\text{СЕК}}^T$ в таблицах 7 и 8 завышены из-за использования в факторах поглощения (13) сечений σ_{NN}^{el} без учета энергетической дискриминации. Дело в том, что некогерентное перерассеяние $p(n)$ на нуклонах ядра-мишени приводит к возбуждению ядра-остатка и отклонению протона p (нейтрона n) на угол α_p (α_n) от первоначального направления движения. Вылет нейтрона в область квазиупругого пика кинематически разрешен, если только угол α_p не слишком велик. Ограничения на величину α_p , накладываемые шириной ΔE_n спектра $d^2\sigma_{A(p,n)B}/d\Omega_n dE_n$ ($\Delta E_n \approx 100$ МэВ на полувьсоте экспериментального квазиупругого пика), приводят к тому, что вклад в сечение $\tilde{N}_{\text{СЕК}}^T$ могут дать только протоны, квазиупруго перерассеянные на угол $\alpha_p < \alpha_p^0$, где величина α_p^0 определяется кинематикой реакции $A(p,n)B$. При энергиях $T_p < 1$ ГэВ сечение упругого рассеяния не очень резко вытянуто вперед, в частности, $\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}} = 0,5\sigma_{NN}^{\text{el}}$ при $T_p = 0,8$ ГэВ, где через $\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}}$ обозначена часть сечения σ_{NN}^{el} , связанная с рассеянием протона на углы $\alpha_p < \alpha_p^0$ (см. таблицу 9), соответствующие потерям энергии $\Delta E < 140$ МэВ (то есть ниже порога пинообразования).

Таблица 9

Сечение упругого NN-рассеяния без учета (σ_{NN}^{el}) и с учетом ($\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}}$) энергетической дискриминации. Здесь $\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}}$ есть часть сечения σ_{NN}^{el} , соответствующая рассеянию на угол $\alpha_p < \alpha_p^0$, при которой переданная энергия $\Delta E < \Delta E_{\text{п}} \approx 140$ МэВ. Значения σ_{NN}^{el} и $\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}}$ получены на основе данных из работ [32,36]

T_p (ГэВ)	α_p^0	σ_{NN}^{el} (мб)	$\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}}$ (мб)
0,67	23°	25	11
0,80	21°	23	11
1,00	18°	19	14,5
1,40	14°	18	16

Как видно из таблиц 7 и 8, замена σ_{NN}^{el} на $\tilde{\sigma}_{NN}^{\text{el}}$ (энергетическая дискриминация) существенно улучшает согласие теории и эксперимента при $T_p = 0,8$ ГэВ, а уменьшение значений $\tilde{N}_{\text{СЕК}}^T$ при $T_p = 1$ ГэВ не приводит к заметному расхождению с экспериментом, если учесть эффект экранировки в сечении $[d\sigma_{mp,np}/d\Omega_n]_{\text{СЕК}}$.

Отметим, что все изложенные выше результаты применимы и к реакции $({}^3\text{He}, t)_\Delta$. Учет $\Delta N \rightarrow NN$ канала перезарядки позволяет качественно объяснить и уширение Δ -пика, и его сдвиг по сравнению с Δ -пиком на свободных протонах, и удвоенное (по сравнению с глауберов-

скими или DWIA расчетами) значение сечения и A-зависимость этих сечений, исследованные в работах [26-30]. В связи с этим оценку коллективных эффектов при возбуждении в ядрах широких нуклонных резонансов [26,31] необходимо проводить с учетом вклада диаграммы 2. Дело в том, что в рассматриваемой области энергий длина волны Δ -изобары в ядре меньше среднего межнуклонного расстояния, и, следовательно, коллективные эффекты необходимо анализировать совместно с прямыми механизмами типа $(p,n)_\Delta^{\text{pn}}$ и $(p,n)_\Delta^{\text{nn}}$.

4. Заключение

Резюмируем вышесказанное следующим образом.

1. Показано, что процесс перезарядки с возбуждением Δ -изобары в ядре является периферическим. Продемонстрирована важная роль $\Delta N \rightarrow NN$ канала перезарядки в реакциях $A(p,n)_\Delta B$.
2. Теоретически воспроизведены экспериментальные угловые спектры нейтронов как в области квазиупругого пика, так и в области возбуждений Δ -изобары. В использованном подходе дифференциальные сечения реакции перезарядки на ядрах $A(p,n)_\Delta B$ ($A(p,n)B$) пропорциональны сечениям соответствующего процесса на свободном протоне (дейтроне), а коэффициенты пропорциональности равны эффективным числам \tilde{N} и не зависят от θ_n . Показано, что форма углового распределения $d\sigma[A(p,n)_\Delta B]/d\Omega_n$ в области энергий $|P_i| \gg P_F$ одинакова для процессов $(p,n)_\Delta^{\text{pn}}$ и $(p,n)_\Delta^{\text{nn}}$.
3. Получено объяснение A-зависимостей интегральных инклюзивных сечений реакций (p,n) .

В рамках развиваемого подхода представляется перспективным исследование импульсных спектров нейтронов, образующихся в реакции $(p,n)_\Delta$, так как из их анализа можно извлечь данные о перенормировке в ядре вакуумных вершинных констант $f_{\text{pnn}}, f_{\text{pnd}}, f_{\text{pnn}}, f_{\text{pnd}}$, массы Δ -изобары m_Δ и ее ширины Γ_Δ . Для получения более полной картины процессов с участием Δ -изобары необходимо также провести аналогичный анализ реакций $({}^3\text{He}, t)_\Delta, (p, p')_\Delta, (e, e')_\Delta$ и других родственных реакций.

Авторы благодарны за полезные обсуждения Е.А.Строковскому, В.Г.Аблееву, В.Ф.Димитриеву, А.Б.Курепину, В.И.Иноземцеву и Е.Бангу.

Литература

- [1]. Ф.А.Гареев, С.Н.Ершов, Н.И.Пятов, С.А.Фаянс. ЭЧАЯ, 19 (1988) 864
- [2]. G.Faltdt, C.Lazard and R.J.Lombard, Phys. Rev. C36, 1987, 1037.

- [3]. C.Gaarde, Niels Bohr Centennial Conference, "Nuclear Structure", Copenhagen, May 20-25, 1985.
- [4] B.K.Jain, Phys. Rev. C29 (1984) 1396.
- [5]. C.Gaarde, Nucl. Phys., A478(1988)475c.
- [6]. V.G.Ableev e.a., Proc. of the Inter. symposium on Modern Developments in Nuclear Physics, June 27-July 1, 1989, Novosibirsk, USSR, 690.
- [7]. А.Б.Мигдал, "Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер", М., "Наука", 1983.
- [8]. С.Г.Кадменский, Ю.Л.Ратис, ЯФ, 38 (1983) 1325 .
- [9]. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, "Альфа-распад и родственные ядерные реакции", М., "Энергоатомиздат", 1985
- [10]. T.Udagawa, S.-W.Hong, F.Osterfeld, (1989)
- [11]. R.D.Smith, S.J.Wallace, Phys. Rev. C32 (1985) 1654.
- [12]. О.Ф.Немец, В.Г.Неудачин, А.Т.Рудчик, Ю.Ф.Смирнов, Ю.М.Чувильский, "Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач", Киев, "Наукова думка", 1988.
- [13]. B.K.Jain, Phys.Rev. C32 (1985) 1253.
- [14]. M.Ichimura, K.Kawahigashi, T.S.Jorgensen, C.Gaarde, Phys. Rev. C39 (1989) 1446.
- [15]. М.Гольдберг, К. Ватсон, "Теория столкновений", М., "Мир", 1967.
- [16]. Е.Бюклинг, К.Каянти, "Кинематика элементарных частиц", М., "Мир", 1975.
- [17]. В.Г.Неудачин, Ю.Ф.Смирнов, "Нуклонные ассоциации в легких ядрах" М., "Наука", 1969.
- [18]. T.Hennino e.a., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 997.
- [19]. C.W.Bjork e.a., Phys. Lett. B63 (1976) 31.
- [20]. В.Е.Боннер e.a., Phys. Rev. C18 (1978) 1418.
- [21] В.Н.Батурин и др. Письма ЖЭТФ, 30(1979)86; V.N.Baturin e.a. Preprint LLJAPF, N 1322, 1987.
- [22]. G.W.Bennet e.a., Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 381.
- [23]. О.Бор, Б.Моттelson, "Структура атомного ядра", М., "Мир", т.1, 1971.
- [24]. Р.Хофштадтер, "Электромагнитная структура ядер и нуклонов", М., ИИЛ, 1958.
- [25]. Л.Элтон, "Размеры ядер", М., ИИЛ, 1962.
- [26]. В.Г.Аблеев, Е.А.Строковский, Хольцхау, 1989.
- [27]. В.Г.Аблеев и др., ЯФ, 46(1987)549.
- [28]. V.G.Ableev e.a. Preprint JINR, E1-87-246, 1987.
- [29]. V.G.Ableev e.a. Preprint JINR, E1-87-797, 1987.
- [30]. В.Г.Аблеев и др., ЯФ, 48(1988)27.
- [31]. F.Lenz, Ann.of Phys., 95 (1975) 348.
- [32]. В.С.Барашенков, "Сечения взаимодействия элементарных частиц", М., "Наука", 1966.
- [33]. V.G.Neudatchin, Yu.F.Smirnov, N.F.Golovanova, Advances in Nuclear Physics, 11 (1979) 1.
- [34] C.R.Chen, T.-S.H.Lee, Phys. Rev. C38 (1988) 2187.
- [35]. S.A.Gurvitz, J.-P. Dedonder, R.D.Amado, Phys. Rev. C19 (1979) 142.
- [36]. V.Flamino e.a., CERN-HERA-84-01 (1989), Cern, Geneva.
- [37]. B.K.Jain, A.B. Santra, Nucl. Phys., A500(1989)681.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 декабря 1989 года.