

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P4-87-70

В.П.Курочкин*, А.В.Купцов

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ЭФФЕКТИВНОГО ЧИСЛА НУКЛОНОВ
В РЕАКЦИЯХ ТИПА ФОТОРОЖДЕНИЯ
ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ НА ЯДРАХ
ПО АБСОРБЦИОННОМУ
И НЕУПРУГОМУ СЕЧЕНИЯМ**

* Научно-исследовательский институт ядерной физики
МГУ, Москва

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе рассматриваются некогерентные инклюзивные процессы на ядрах с участием заряженных пионов и γ -квантов /реальных и виртуальных/: $A(\gamma, \pi^\pm)$, $A(\pi^\pm, \gamma)$ и $A(\pi^\pm, e^+e^-)$. Сечение какой-либо из этих реакций на ядре из Z протонов и N нейтронов ($Z + N = A$) можно записать в виде:

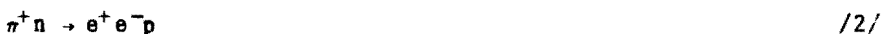
$$\sigma(A) = Z_{\text{эфф}} \cdot \sigma(p), \quad /1/$$

если регистрируется реакция с π^- -мезонами, и

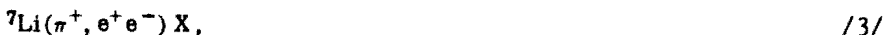
$$\sigma(A) = N_{\text{эфф}} \cdot \sigma(n), \quad /1'/$$

если регистрируется реакция с π^+ -мезонами. Здесь $\sigma(p)$, $\sigma(n)$ — сечения соответствующих реакций на свободном протоне и нейтроне. Эффективное число протонов $Z_{\text{эфф}}$ /или нейтронов $N_{\text{эфф}}$ / меньше Z /или, соответственно, N / из-за экранирования нуклонов при перерассеяниях пиона внутри ядра и из-за влияния принципа Паули и ферми-движения на сечение элементарной реакции на связанном нуклоне. Величины $Z_{\text{эфф}}$, $N_{\text{эфф}}$ зависят от вида реакции и способа регистрации.

Потребность в величине $N_{\text{эфф}}$ возникла при определении сечения реакции обратного электророждения пионов /ОЭП/ на нейтроне



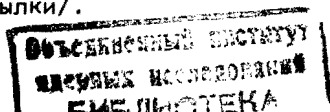
по величине инклюзивного сечения реакции ОЭП на ядре ${}^7\text{Li}$



измеренного в работе ^{/1/} при кинетической энергии пиона $T_\pi = 380$ МэВ. Помимо самостоятельного интереса, измерение сечения реакции /2/ при условиях эксперимента ^{/1/} позволяет с помощью дисперсионной модели ^{/2/} процесса ОЭП определить изовекторный формфактор нуклона F_1^V при значении квадрата времениподобного четырехимпульса фотона $k^2 = 0,15$ /ГэВ/с². Во времениподобной области $0 < k^2 \leq 4 \cdot M_N^2 / M_N$ — масса нуклона/ значения формфактора F_1^V получены к настоящему времени при десяти значениях k^2 в интервале $0,05 < k^2 < 0,12$ /ГэВ/с² из анализа экспериментальных данных по процессу ОЭП на протоне



/см., например, ^{/3/} и имеющиеся там ссылки/.



Эффективное число нуклонов в процессах типа фоторождения пионов измерялось только для углерода в инклюзивных реакциях $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^\pm)X$ при энергиях $E_\gamma \approx 300 \div 850$ МэВ /4-6/. В работе /8/ был проведен также расчет по модели внутриядерных каскадов экранирования нуклонов в обратной реакции $^{12}\text{C}(\pi^\pm, \gamma)X$ при кинетической энергии пионов $T_\pi < 200$ МэВ.

В дальнейшем используется следующее представление для полного неупругого сечения σ_{In} взаимодействия пионов с ядром А:

$$\sigma_{\text{In}} = \sigma_{\text{Abs}} + \sigma_{\text{R}}.$$

Здесь σ_{Abs} - абсорбционная часть неупругого сечения, то есть то сечение, которое ответственно за исчезновение пионов из входного канала /например, на коррелированных нуклонных парах в ядре: $\pi + (\text{NN}) \rightarrow \text{N} + \text{N}'$. σ_{R} - остальная часть неупругого сечения.

Цель настоящей работы - показать, что информация об эффективном числе нуклонов для процессов типа (π, γ) в районе $\Delta/1236/-$ резонанса содержится как в $\sigma_{\text{In}}(A)$, так и в $\sigma_{\text{Abs}}(A)$. Величины σ_{In} и σ_{Abs} задают минимально и максимально возможные значения эффективного числа нуклонов, которые осуществляются при двух крайних и наиболее часто применяемых условиях регистрации. На основании известных значений σ_{In} и σ_{Abs} /7/ производится расчет эффективного числа нуклонов для ядер ^7Li и ^{12}C в промежуточной области энергий $125 \leq T_\pi \leq 380$ МэВ/. Полученные значения сравниваются с имеющимися /4-6/. Значение $N_{\text{эфф}}$, соответствующее условиям эксперимента /1/, используется для определения сечения реакции ОЭП на нейтроне $\sigma_{\text{ОЭП}}(n)$ по величине сечения $\sigma_{\text{ОЭП}}(A)$ реакции /3/ и для вычисления значения фактора F_1^v при $k^2 = 0,15$ /ГэВ/с/2.

Экранирование нуклонов в области $\Delta/1236/-$ резонанса достаточно велико даже для легких ядер. С другой стороны, уже при кинетической энергии пиона $T_\pi = 165$ МэВ его дебройлевская длина волны $\lambda \approx 0,75$ фм, а при $T_\pi = 380$ МэВ $\lambda \approx 0,4$ фм, что значительно меньше радиусов ядер ^7Li и ^{12}C , которые равны 2,41 и 2,45 фм соответственно. По этой причине большие величины эффекта экранирования удалось описать с помощью квазиклассических формул с достаточной для практики точностью.

2. КВАЗИКЛАССИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ЧИСЛА НУКЛОНОВ В ЯДРЕ

Рассмотрим некогерентную инклюзивную реакцию образования частицы b налетающей частицей a на ядре А:



/5/

Предполагаем, что соответствующая элементарная реакция на нуклоне $a + N \rightarrow b + N'$ идет с сечением σ .

Для эффективного числа нуклонов в реакции /5/ имеется квазиклассическое выражение /8/:

$$A_{\text{эфф}} = A_{\text{эфф}}(A, \sigma_1, \sigma_2) = \frac{1}{\sigma_1 - \sigma_2} \int_0^\infty d^2b \cdot [e^{-\sigma_2 \cdot T(b)} - e^{-\sigma_1 \cdot T(b)}]. \quad /6/$$

Здесь интеграл берется по двумерному прицельному параметру b , а $T(b)$ - функция профиля или интеграл от ядерной плотности по траектории частицы:

$$T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z) dz.$$

При этом $\int_0^\infty T(b) d^2b = A$. Сечения σ_1, σ_2 - сечения взаимодействия

частиц a и b с нуклоном ядра /усредненные по протонам и нейтронам ядра/.

Величины экранирующих сечений σ_1 и σ_2 зависят от условий регистрации. Если установка забраковывает случаи с любыми перерассеяниями частиц a и b в ядре и регистрирует только случаи без перерассеяний, то σ_1 и σ_2 равны полному сечению взаимодействия соответствующей частицы с нуклоном σ_t , если нет, то $\sigma_1, \sigma_2 < \sigma_t$ и равны тем сечениям, которые выводят частицы из канала регистрации.

Для процессов прямого фоторождения пионов (γ, π) и обратного фоторождения (π, γ) одно из сечений, σ_1 или σ_2 , соответствующее перерассеяниям фотона, можно считать равным нулю. Другое сечение, соответствующее перерассеяниям пиона, обозначим через σ_3 . Эффективные числа для этих процессов получаются одинаковыми и равными

$$A_{\text{эфф}}(A, 0, \sigma_3) = A_{\text{эфф}}(A, \sigma_3, 0) = \frac{1}{\sigma_3} \int d^2b \cdot (1 - e^{-\sigma_3 \cdot T}).$$

/В конкретной реакции с пионом определенного знака участвуют, конечно, не все $A_{\text{эфф}}$ нуклонов, а только $Z_{\text{эфф}}$ протонов или $N_{\text{эфф}}$ нейтронов/.

Удобно пользоваться относительным эффективным числом нуклонов $\eta = \frac{A_{\text{эфф}}}{A} \leq 1$. В этом случае не надо оговаривать, о какой

величине, $Z_{\text{эфф}}$ или $N_{\text{эфф}}$, идет речь, т.к. при одинаковых услови-

$$\eta = \frac{A_{\text{эфф}}}{A} = \frac{Z_{\text{эфф}}}{Z} = \frac{N_{\text{эфф}}}{N} \quad \text{и определяется только сечениями}$$

сильных взаимодействий. В квазиклассике прямая зависимость этой величины от массового числа A пропадает:

$$n(\sigma_3) = \frac{A_3 \Phi(A, \sigma_3, 0)}{A} = \frac{1}{A \sigma_3} \int d^2 b \cdot [1 - e^{-\sigma_3 \cdot T(b)}], \quad /7/$$

т.к. обычно полагают, что нуклоны независимы и $T(b)$ линейна по A .

При численных расчетах выражения /7/ использовалась гауссова плотность нуклонов в ядре

$$\rho(\vec{r}) = \frac{A}{\pi \cdot \sqrt{\pi} \cdot a^3} \cdot e^{-r^2/a^2}, \quad (T(b) = \frac{A}{\pi a^2} e^{-b^2/a^2}).$$

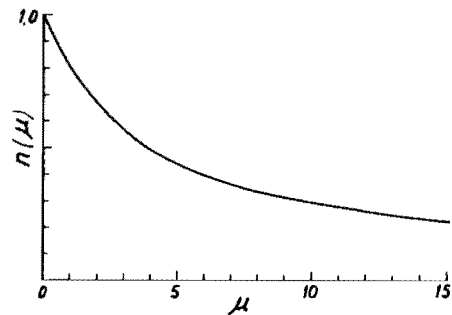
Вводя вспомогательную переменную $t(b) = \sigma_3 \cdot T(b) = \mu \cdot e^{-b^2/a^2}$,

где $\mu = \frac{\sigma_3 A}{\pi a^2}$, можем записать $n(\sigma_3)$ в следующем виде:

$$n(\sigma_3) = \frac{\pi}{A \sigma_3} \int_0^\infty db^2 (1 - e^{-t}) = \frac{\int_0^\mu \frac{dt}{t} (1 - e^{-t})}{\mu} = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\mu^{k-1} \cdot (-1)^{k-1}}{k \cdot k!} = n(\mu),$$

т.е. относительное эффективное число нуклонов для фоторождения в случае гауссовой плотности является функцией одного безразмерного параметра $\mu = \frac{A \sigma_3}{\pi a^2}$, характеризующего степень экранирования

нуклонов в ядре для пиона. Параметр μ имеет смысл среднего числа столкновений при нулевом прицельном параметре. Величина $n(\mu)$ одинакова для всех ядер и была протабулирована. График зависимости $n(\mu)$ представлен на рисунке.



Зависимость относительного эффективного числа нуклонов n

от параметра $\mu = \frac{A \sigma_3}{\pi a^2}$.

3. КВАЗИКЛАССИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ СЕЧЕНИЙ НА ЯДРЕ И НУКЛОНЕ

Для сечений σ_{Abs} и σ_{In} на ядре также имеются квазиклассические выражения /9/:

$$\sigma_{Abs}(A) = \int d^2 b \cdot [1 - e^{-\sigma_{abs} \cdot T(b)}], \quad /8/$$

$$\sigma_{In}(A) = \int d^2 b \cdot [1 - e^{-\sigma_t \cdot T(b)}], \quad /9/$$

где σ_{abs} означает условную величину - абсорбционное сечение, приведенное на один нуклон ядра, без учета экранирования.

Используя /7/, запишем также формулу для сечения реакции типа $A(\pi^+, \gamma)$ на ядре через сечения $\sigma_{\pi^+ \gamma}(n)$ аналогичной реакции

на нейтроне:

$$\sigma_{\pi^+ \gamma}(A) = \sigma_{\pi^+ \gamma}(n) \cdot N \cdot n(\sigma_3) = \frac{N}{A} \cdot \frac{\sigma_{\pi^+ \gamma}(n)}{\sigma_3} \int d^2 b [1 - e^{-\sigma_3 T(b)}]. \quad /10/$$

Одинаковый вид интегралов в формулах /8/÷/10/ является следствием одного и того же факта, а именно - никакие перераспределения в выходном канале не меняют характера любой из реакций /8/÷/10/, если она уже произошла.

Используя функцию $n(\sigma)$, перепишем формулы /8/÷/10/:

$$\sigma_{Abs}(A) = A \sigma_{abs} \cdot n(\sigma_{abs}), \quad /11/$$

$$\sigma_{In}(A) = A \sigma_t \cdot n(\sigma_t), \quad /12/$$

$$\sigma_{\pi^+ \gamma}(A) = N \sigma_{\pi^+ \gamma}(n) \cdot n(\sigma_3). \quad /13/$$

Аналогично для процессов $A(\pi^-, \gamma)$

$$\sigma_{\pi^- \gamma}(A) = Z \sigma_{\pi^- \gamma}(p) \cdot n(\sigma_3). \quad /13'/$$

Поскольку при любых условиях регистрации $\sigma_{abs} \leq \sigma_3 \leq \sigma_t$, то $n_{max} \geq n_{\pi \gamma} \geq n_{min}$, где $n_{max} = n(\sigma_{abs})$, $n_{min} = n(\sigma_t)$ и $n_{\pi \gamma} = n(\sigma_3)$.

Рассмотрим два крайних случая при регистрации реакций типа (π, γ) .

1. $\sigma_3 = \sigma_t$, $n_{\pi \gamma} = n_{min} = n(\sigma_t)$.

Любые перераспределения пиона, в том числе и упругие, выводят событие из канала регистрации. Этот случай соответствует установкам с "хорошим" разрешением по энергии.

$$2. \sigma_{\pi} = \sigma_{abs}, \quad n_{\pi\gamma} = n_{max} = n(\sigma_{abs}).$$

К выбыванию частиц из канала регистрации ведет только процесс поглощения пиона. Упругие перерассеяния и часть неупругих /которые не ведут к поглощению пиона/ не запрещают протекание и регистрацию нашей реакции. Этот случай соответствует установкам с "плохим" разрешением по энергии.

Таким образом, в квазиклассическом приближении оказывается, что $n_{min} \leq n_{\pi\gamma} \leq n_{max}$. Крайние значения n_{min} , n_{max} определяются по величинам абсорбционного и полного неупругого сечений взаимодействия пионов с ядром с использованием формул /11/, /12/ и функции /7/.

Необходимо отметить, что формулы /11/÷/13/ учитывают явным образом только эффект экранирования /или затенения/ нуклонов и связывают ядерные сечения с соответствующими сечениями для связанного нуклона. Нас же при сравнении экспериментальных данных интересует связь ядерных сечений с сечениями для свободного нуклона.

Учесть это обстоятельство можно следующим образом. Неравенство $\sigma_{abs} \leq \sigma_{\pi} \leq \sigma_t$ продолжает оставаться справедливым и для свободных нуклонов, так как любое значение сечения экранирующих процессов σ_{π} лежит между минимально возможным значением σ_{abs} и максимально возможным значением σ_t . Вследствие монотонной зависимости $n(\sigma)$ неравенство $n_{max} \geq n_{\pi\gamma} \geq n_{min}$ также справедливо для свободных нуклонов.

Величину n_{min} для свободных нуклонов можно определить из обращенной формулы /12/:

$$n_{min} = n(\sigma_t) = \frac{\sigma_{in}(A)}{A \cdot \sigma_t}, \quad /14/$$

считая это определением эффективного числа n_{min} . При этом σ_t берется для свободного, а не для связанного нуклона.

Остается определить n_{max} для свободных нуклонов, т.е. учесть влияние на σ_{abs} ферми-движения и принципа Паули в ядре. Очевидно, однако, что это влияние незначительно, т.к. принцип Паули, дающий основной вклад при промежуточных энергиях, здесь почти не действует. Принцип Паули запрещает состояния с малыми энергиями вторичных нуклонов, сравнимыми с энергией Ферми ϵ_F в ядре, в то время как при абсорбции пиона нуклонной паре передается энергия, равная полной энергии пиона. Поэтому для свободных нуклонов n_{max} можно определить из формулы /11/, если знать $\sigma_{abs}(A)$. Для удобства формула /11/ была преобразована с использованием параметра $\mu = A\sigma/\pi a^2$:

$$\frac{\sigma_{Abs}(A)}{\pi a^2} = \mu_{abs} \cdot n(\mu_{abs}). \quad /15/$$

Функция $\mu \cdot n(\mu)$ также была протабулирована. По величине $\sigma_{Abs}(A)$ определялось μ_{abs} и $n_{max} = n(\mu_{abs})$. Параметр a выражался следующим образом: $a = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot R$, где в качестве радиуса

канала R брался радиус ядра. Вследствие достаточной прозрачности ядра в канале абсорбции ($\sigma_{Abs}(A) \ll \sigma_{Tot}(A) \approx 2\pi(R + \lambda)^2$) учет радиуса пиона и его длины волны λ в величине R не производился.

4. РАСЧЕТ n_{min} И n_{max} ДЛЯ ЯДЕР ${}^7\text{Li}$ И ${}^{12}\text{C}$ ИЗ ДАННЫХ ПО σ_{Abs} , σ_{In} И СРАВНЕНИЕ С ИЗМЕРЕНИЯМИ В ПРОЦЕССАХ ФОТОРОЖДЕНИЯ

Экспериментальные значения $\sigma_{in}(A)$, $\sigma_{Abs}(A)^{/7/}$, $A\sigma_t^{/10/}$ и вычисленные с их помощью по формулам /14/ и /15/ n_{min} и n_{max} при различных кинетических энергиях пиона T_{π} приведены в табл.1 (${}^7\text{Li}$) и в табл.2 (${}^{12}\text{C}$). Значения σ_t брались как среднее по про-

тонам и нейтронам: $\sigma_t = \frac{Z \cdot \sigma_t(p) + N \cdot \sigma_t(n)}{A}$. Для ${}^{12}\text{C}$ приво-

дятся также измеренные в эксперименте $n_{min}^{эксп}$ и $n_{max}^{эксп}$, которые приведены линейной интерполяцией к значениям энергий T_{π} , использованным в /7/.

Согласие экспериментальных и теоретических значений n_{min} и n_{max} для углерода показывает, что предложенным способом можно определить крайние значения эффективного числа нуклонов в реакциях типа фоторождения без использования данных по этим реакциям. Это можно делать не только для ${}^7\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$, но и для других ядер и при других энергиях. Данные по σ_{Abs} , σ_{In} имеются пока только в районе $\Delta/1236/$ -резонанса для ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, а также более тяжелых ядер /см. /7,12/ и ссылки в /13//. Величины $\sigma_{in}(A)$ можно также получить вычитанием $\sigma_{El}(A)$ из $\sigma_{Tot}(A)$.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ $\sigma_{o3n}(n)$ И ФОРМФАКТОРА F_1^y ПО ВЕЛИЧИНЕ СЕЧЕНИЯ $\sigma_{o3n}(A)$ ДЛЯ ЭНЕРГИИ ПИОНА $T_{\pi} = 380$ МЭВ

Экспериментальное сечение $^{/1/}$ реакции /3/ составляет $\Delta\sigma_{o3n}({}^7\text{Li}) = /5,5 \pm 1,4/ \cdot 10^{-33}$ см². Условия регистрации таковы, что случаи с перерассеянием от случаев без перерассеяния не отличаются, т.е. используется установка с "плохим" разрешением по энергии. Этим условиям соответствует относительное эффективное число нуклонов $n_{эфф} = n_{max} = 0,91 \pm 0,02$ /см. табл.1/. Отсюда следует, что эффективное число нейтронов /реакция /3/ идет на нейтронах ядра/ равно $N_{эфф} = 4 \cdot n_{эфф} = 3,64 \pm 0,08$.

Таблица 1

 π^+Li

T_π , МэВ	125	165	205	245	315	380
$\sigma_{In} /7/$, мб	288±16	361±16	343±14	301±10	228±8	-
$\sigma_{Abs} /7/$, мб	114±26	124±30	59±33	42±30	~20±20*	~10*
$A\sigma_t /10/$, мб	556	883	763	504	294 /11/	216 /11/
ρ_{min}	0,52±0,03	0,41±0,02	0,45±0,02	0,60±0,02	0,78±0,03	-
ρ_{max}	0,70±0,06	0,74±0,06	0,88±0,06	0,91±0,07	0,95±0,05**	0,98**

* Сечение получено экстраполяцией однонуклонного сечения σ_{abs} по данным /7/ в соответствии с поведением сечения $\sigma_{\pi^+d \rightarrow pp}$.

** При энергиях $T_\pi + \geq 300$ МэВ, помимо абсорбции пиона, сказывается экранирование нуклонов

за счет реакций рождения дополнительного пиона $\pi^+N \rightarrow \pi\pi N$ и перезарядки $\pi^+p \rightarrow \pi^0p$ /процессы типа фоторождения идут на нейтральных пионах с сечениями, меньшими, чем на заряженных пионах/. Учет этих двух эффектов приводит к значениям $\rho_{max} = 0,92 \pm 0,05$ и $\rho_{max} = 0,91 \pm 0,02$ для энергий $T_\pi = 315$ и 380 МэВ соответственно.

Таблица 2

 π^+C

T_π , МэВ	125	165	205	245	315
$\sigma_{In} /7/$, мб	417±24	447±24	412±22	366±22	309±16
$\sigma_{Abs} /7/$, мб	166±26	194±36	157±37	95±32	64±27
$A\sigma_t /10/$, мб	1026	1626	1404	924	534 /11/
ρ_{min}	0,41±0,02	0,28±0,02	0,29±0,02	0,40±0,02	0,58±0,03
ρ_{max}	0,66±0,05	0,60±0,06*	0,68±0,07	0,81±0,07	0,87±0,06
$\rho_{ксп} /4,5/$ ρ_{min}	0,33 /8/	0,27±0,02	0,30±0,02	0,50±0,05	0,55±0,02
$\rho_{ксп} /8/$ ρ_{max}	0,53±0,03	0,54±0,03	0,73±0,03	0,91±0,04	-

* Результаты измерений /7/ для отрицательно заряженных пионов имеются только при двух энергиях и мало отличаются от результатов для положительно заряженных пионов. Например, для энергии $T_\pi = 165$ МэВ $\sigma_{Abs} (^{12}C) = 204 \pm 33$ мб, что дает $\rho_{max} = 0,58 \pm 0,06$.

Поэтому экспериментальное значение сечения реакции ОЭП на нейтроне получается равным

$$\Delta\sigma_{\text{ОЭП}}(n) = \frac{\Delta\sigma_{\text{ОЭП}}(\text{Li})}{N_{\text{эфф}}} = /1,51 \pm 0,39/ \cdot 10^{-33} \text{ см}^2. \quad /16/$$

Такая же величина теоретического сечения ОЭП получается при расчете по дисперсионной модели с учетом условий эксперимента при значении формфактора нуклона $F_1^v = 1,55 \pm 0,19$, при этом квадрат четырехимпульса фотона $k^2 = 0,15 \text{ ГэВ}/c^2$. Отметим, что теоретическое значение формфактора при таком k^2 составляет $^{14}/(F_1^v)_{\text{теор}} = 1,59$.

Таким образом, простые квазиклассические соображения позволяют определять значения эффективного числа нуклонов в реакциях типа фоторождения, не прибегая к измерениям сечений процесса фоторождения, и, в частности, получать с помощью этого числа од-нонуклонные сечения реакции ОЭП и формфактор нуклона F_1^v по измерениям сечений этого процесса на ядрах.

Авторы благодарны Л.Л.Неменову, С.С.Камалову, Б.З.Копелиовичу и А.В.Тарасову за полезные обсуждения и В.Ф.Чуркиной за помощь в оформлении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Г.Д. и др. - ЯФ, 1982, 36, с.322.
2. Блохинцева Т.Д., Суровцев Ю.С., Ткебучава Ф.Г. - ЯФ, 1975, 21, с.850.
3. Ализаде В.В. и др. - ЯФ, 1981, 33, с.357.
4. Endo I. et al. - Phys.Lett., 1973, 47B, p.469.
5. Baba K. et al. - Nucl.Phys., 1978, A306, p.292.
6. Arends J. et al. - Z.Phys., 1982, 305A, p.205.
7. Ashery D. et al. - Phys.Rev., 1981, C23, p.2173.
8. Kölbig K.S., Margolis B. - Nucl.Phys., 1968, B6, p.85.
9. Stricker K., McManus H., Carr J.A. - Phys.Rev., 1979, C19, p.929.
10. Carter A.A. et al. - Nucl.Phys., 1971, B26, p.445.
11. Davidson D. et al. - Phys.Rev., 1972, D6, p.1199.
12. Binon F. et al. - Nucl.Phys., 1970, B17, p.168.
13. Ginocchio J.N. - Phys.Rev., 1978, C17, p.195.
14. Nöhler G., Pietarinen E. - Nucl.Phys., 1975, B95, p.210.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 февраля 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р.50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.
Д3,4,17-86-747	Труды У Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований