

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-85-126

С.С.Камалов, Т.Д.Каипов*

О ПРОТИВОРЕЧИВОЙ СИТУАЦИИ
В КОГЕРЕНТНЫХ $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)$ -
И $^4\text{He}(\gamma, \pi^0)$ -РЕАКЦИЯХ

Направлено в "Physics Letters B"

* Казахский государственный университет,
Алма-Ата

1985

При описании процесса когерентного фоторождения π^0 -мезонов на ядрах в настоящее время сложилась противоречивая ситуация. Например, в основополагающей работе^{/1/} было показано, что расчеты в импульсном приближении с плоскими волнами (PWIA) неплохо воспроизводят экспериментальные данные. Однако учет πA -взаимодействия в конечном состоянии методом искаженных волн (DWIA) приводит к сильному подавлению дифференциального сечения. Хорошее согласие с экспериментом в DWIA-подходе удалось получить только авторам работы^{/2/}, когда была использована CGLN-амплитуда^{/3/}. Расчеты с более полной BDW-амплитудой^{/4/} по-прежнему давали заниженные результаты.

С другой стороны, DWIA-результаты, полученные в рамках изобар-дырочной ($\Delta - h$) модели, приблизительно в два раза выше экспериментальных данных^{/5/}. Здесь согласие с экспериментом достигается модификацией оператора фоторождения пионов, которая учитывает "все эффекты влияния ядерной среды, важные в рассеянии пионов"^{/6/} /связь нуклонов, принцип Паули, взаимодействие Δ -изобары с ядром-остатком, описываемое эффективным потенциалом $V_{s.p.}$ /.

Главная цель настоящей работы - попытаться выявить причины возникновения указанной выше противоречивой ситуации.

Рассмотрим вначале коротко основные элементы используемого нами формализма. Следуя работе^{/7/}, амплитуду фоторождения π -мезонов $F_{\pi\gamma}^{n0}(\vec{q}, \vec{k}, \lambda)$ при переходе ядра из состояния $|0\rangle$ в состояние $|n\rangle$ запишем в виде

$$F_{\pi\gamma}^{n0}(\vec{q}, \vec{k}, \lambda) = V_{\pi\gamma}^{n0}(\vec{q}, \vec{k}, \lambda) - \frac{a}{(2\pi)^2} \sum_m \int \frac{d\vec{q}'}{\mathfrak{M}_m(\vec{q}')} \frac{F_{\pi\pi}^{nm}(\vec{q}, \vec{q}') V_{\pi\gamma}^{m0}(\vec{q}', \vec{k}, \lambda)}{\epsilon_n(q) - \epsilon_m(q') + i\epsilon}, \quad /1/$$

где \vec{q} и \vec{k} - соответственно импульсы пиона и фотона, $\lambda = \pm 1$ - поляризация фотона, $\epsilon_n(q) = E_\pi(q) + E_A^n(q)$ - полная энергия и $\mathfrak{M}_n(q) = E_\pi(q)E_A^n(q)/\epsilon_n(q)$ - приведенная масса πA -системы. Первое слагаемое описывает случай плоско-волнового движения родившегося пиона. С помощью второго слагаемого, содержащего амплитуду рассеяния пионов $F_{\pi\pi}^{nm}(\vec{q}, \vec{q}')$, учитывается πA -взаимодействие в конечном состоянии. Коэффициент $a = (A - 1)/A$ исключает возможность двойного учета эффектов перерассеяния пионов на одном и том же нуклоне. Такие эффекты включены в $V_{\pi\gamma}^{n0}$.

При расчете плосковолновой части будем использовать импульсное приближение, которое позволяет связать амплитуду $V_{\pi\gamma}^{n0}$ с амплитудой процесса фоторождения пионов на свободном нуклоне

$$f_{\pi\gamma}(\vec{q}, \vec{k}, \lambda) : \\ V_{\pi\gamma}^{n0}(\vec{q}, \vec{k}, \lambda) = \langle n | \sum_{j=1}^A W_{n0}^j(\vec{q}, \vec{k}) e^{i(\vec{k}-\vec{q}) \cdot \vec{r}_j} f_{\pi\gamma}^j(\vec{q}, \vec{k}, \lambda) | 0 \rangle, \quad /2/$$

где множитель

$$W_{n0}^j(\vec{q}, \vec{k}) = \left(\frac{E_A^n(\vec{q}) E_A^0(\vec{k})}{\epsilon_n(\vec{q}) \epsilon_0(\vec{k})} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{s}{E_1 E_2} \right)^{1/2} \right]_j \quad /3/$$

возникает при переходе из с.ц.м. πN в с.ц.м. πA . Через $E_{1(2)}$ = $\sqrt{M^2 + p_{1(2)}^2}$ обозначена энергия j -го нуклона в начальном /конечном/ состоянии, s - инвариантная переменная Мандельштама для πN -системы:

$$s = (k + E_1(\vec{p}_1))^2 - (\vec{k} + \vec{p}_1)^2 \quad /4/$$

Для определения второго слагаемого в выражении /1/ мы будем использовать DWIA-подход, в рамках которого не учитываются вклады процессов некогерентного перерассеяния пионов, т.е. полагается $F_{\pi\pi}^{nm} = 0$ при $n \neq m$. Детальная информация о способе расчета когерентной части $F_{\pi\pi}^{00}$ приведена в /8/. Отметим только, что амплитуда упругого рассеяния пионов $F_{\pi\pi}^{00}$ получена с учетом эффектов схода пиона с энергетической поверхности, и реального поглощения пионов. Последнее учитывалось с помощью процедуры, предложенной в /9/. Необходимые при этом значения параметров потенциала поглощения V_0 и C_0 были взяты из работы /10/ /см. также /11/. Рассчитанная таким образом амплитуда $F_{\pi\pi}^{00}$ в целом находится в согласии с экспериментом для процесса упругого рассеяния пионов. Применительно к процессам неупругого рассеяния и фоторождения заряженных пионов в рамках метода DWIA она также хорошо воспроизводит соответствующие экспериментальные данные /7,8/.

Попытаемся теперь понять, почему метод DWIA, предложенный в работе /1/, приводит к заниженным дифференциальным сечениям когерентного фоторождения π^0 -мезонов. Здесь прежде всего следует отметить, что в случае процесса на ядре с нулевым спином плосковолновая часть $V_{\pi\gamma}^{00}$ выражается через спин-независимую компоненту элементарной амплитуды $f_{\pi\gamma}$. Если не учитывать ферми-движение нуклонов в начальном состоянии /т.е. положить $\vec{p}_1 = 0$ и $\vec{p}_2 = \vec{k} - \vec{q}$ аналогично тому, как это было сделано в работах /1,2/, тогда для $f_{\pi\gamma}$ имеем

$$f_{\pi\gamma}(\vec{q}, \vec{k}, \lambda) = w(\vec{q}, \vec{k}) C_5(s, \vec{x}) [\vec{q} \times \vec{k}] \cdot \vec{\epsilon}_\lambda, \quad /5/$$

где в обозначениях работ /3,4/ $C_5(BDW) = f_2(k q m_\pi)^{-1}$ и $C_5(CGLN) = 4,6 e h^{(++)} / (4 M f m_\pi) / e^2 = 1/137$, $f = 0,08$, $\vec{x} = \vec{k} \cdot \vec{q} / \vec{k} \vec{q}$ в с.ц.м. πN .

Множитель $\omega(\vec{q}, \vec{k})$ учитывает преобразование векторного произведения $[\vec{q} \times \vec{k}]$ при переходе из с.ц.м. πN в с.ц.м. πA . В случае $\vec{p}_1 = 0$ он равен величине $M \sqrt{s}$. Здесь уместно отметить следующее. Авторы /12/ утверждают, что причиной заниженных результатов, полученных в /1/, является отсутствие множителя $W_{n0}^j(\vec{q}, \vec{k})$ в выражении /2/. Однако при $\vec{p}_1 = 0$ данный множитель можно и не учитывать, если положить $[\vec{q} \times \vec{k}] = [\vec{q} \times \vec{K}]$, поскольку $W_{n0}^j \cdot \omega \approx 1$. Именно таким путем были проведены расчеты в работах /1,2/.

Истинная причина заниженных результатов, на наш взгляд, другая. В /1/ было сделано предположение о том, что амплитуду $F_{\pi\gamma}^{00}$ можно приближенно записать в следующем факторизованном виде:

$$F_{\pi\gamma}^{00}(\vec{q}, \vec{k}, \lambda) \approx C_5 [\vec{q} \times \vec{k}] \cdot \vec{\epsilon}_\lambda F_0(\vec{q}, \vec{k}), \quad /6/$$

где

$$F_0(\vec{q}, \vec{k}) = V_0(\vec{k} - \vec{q}) - \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{d\vec{q}'}{M_0(\vec{q}')} \frac{F_{\pi\pi}^{00}(\vec{q}, \vec{q}') V_0(\vec{k} - \vec{q}')}{\epsilon_0(\vec{q}) - \epsilon_0(\vec{q}') + i\epsilon}, \quad /7/$$

$$V_0(\vec{k} - \vec{q}) = \langle 0 | \sum_{j=1}^A e^{i(\vec{k}-\vec{q}) \cdot \vec{r}_j} | 0 \rangle \quad /8/$$

Тем самым во втором слагаемом выражения /1/ пренебрегается зависимостью амплитуды $f_{\pi\gamma}$ от импульса пиона \vec{q}' . Как показывают проведенные нами расчеты, такое приближение в действительности является очень грубым, и именно оно ответственно за сильное подавление дифференциального сечения /ср. точечные и штрих-пунктирные кривые на рис.1/. Более того, в рассматриваемом примере оно приводит к необходимости учитывать вклад s -волны пиона, что противоречит закону сохранения полного момента системы. В этом нетрудно убедиться, если перейти к представлению полного момента

Таким образом, нужно отказаться от приближения /6/, и во втором слагаемом выражения /1/ учесть зависимость от импульса пиона \vec{q}' в промежуточном состоянии. Это можно сделать двумя способами: 1/ непосредственно осуществить численное интегрирование, оставаясь в импульсном представлении /как было сделано нами/; 2/ перейти в координатное представление, осуществляя замену $\vec{q} \rightarrow -i\vec{\nabla}_\pi$. Во втором способе амплитуда приобретает вид

$$F_{\pi\gamma}^{00}(\vec{q}, \vec{k}, \lambda) = i C_5 [\vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_\lambda] \langle 0 | \sum_{j=1}^A (\nabla_\pi \cdot \vec{\phi}_q^*(\vec{r}_j) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}_j}) | 0 \rangle, \quad /9/$$

где $\vec{\phi}_q(\vec{r})$ - искаженная волновая функция пиона. Расчеты с помощью /9/ проведены в работе /2/. К сожалению, здесь не было учтено ферми-движения нуклонов, хотя известно, что при резонансном характере поведения элементарной амплитуды его роль важна /7,13/.

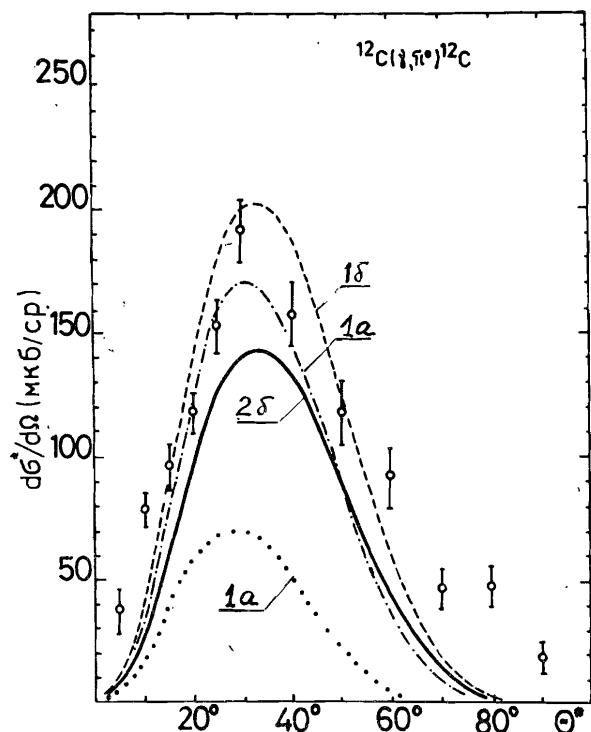


Рис.1. Дифференциальные сечения $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}_{g.s.}$ - реакции при энергии фотона $k_{п.с.} = 250$ МэВ, рассчитанные: 1а и 1б - с амплитудой CGLN соответственно с $\vec{p}_1^{eff} = 0$ и $\vec{p}_1^{eff} \neq 0$ /см. выражение /10//, 2б - с амплитудой BDW и с $\vec{p}_1^{eff} \neq 0$. Точечная кривая - результат расчета в случае 1а с использованием приближения /6/. Экспериментальные данные взяты из /19/.

Движение нуклонов в наших расчетах введено с помощью так называемого "приближения факторизации", согласно которому

$$\vec{p}_1 \rightarrow \vec{p}_1^{eff} = -\frac{\vec{k}}{A} - \frac{A-1}{A}(\vec{k} - \vec{q}); \quad \vec{p}_2 = \vec{p}_1^{eff} + \vec{k} - \vec{q}. \quad /10/$$

Анализ этого приближения можно найти в работах /13-15/. В этом случае структура амплитуды /5/ не меняется, а лишь переопределяется множитель $w(\vec{q}, \vec{k})$:

$$w(\vec{q}, \vec{k}) \rightarrow w_A(\vec{q}, \vec{k}) = \frac{1}{\sqrt{s}} [E_1 + k - \frac{A-1}{2A}(k + E_\pi)] \quad /11/$$

и изменяются величины χ и s , причем изменение s оказывается особенно важным в силу резонансного поведения C_5 . В конечном итоге учет ферми-движения нуклонов приводит к существенному по-

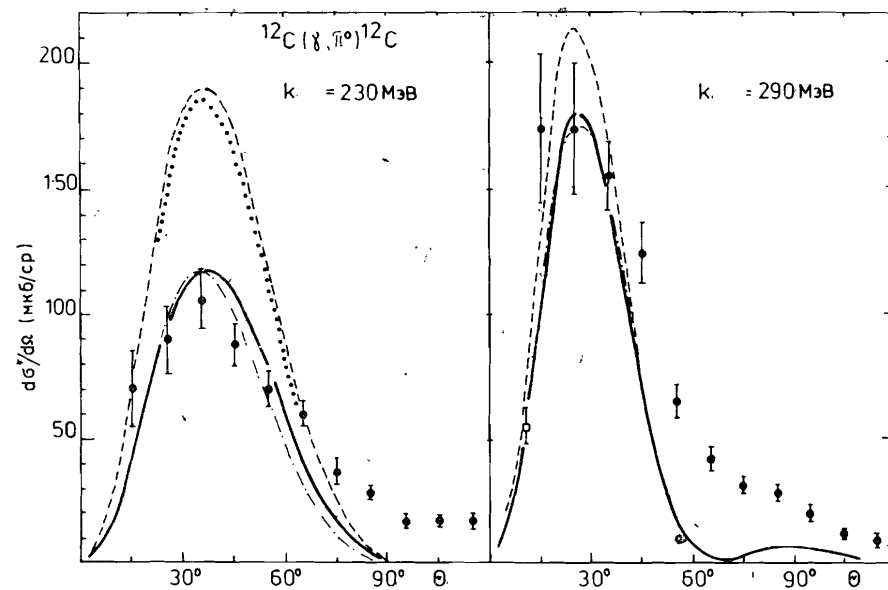


Рис.2. Дифференциальные сечения для $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}_{g.s.}$ - реакции при $k_{п.с.} = 230$ и 290 МэВ. Сплошная и пунктирная кривые - результаты расчетов соответственно с BDW и CGLN-амплитудами /с учетом ферми-движения/. Точечная и штрих-пунктирная кривые - результаты работ /5,6/ в $(\Delta - h)$ модели соответственно при $V_{s.p.} = 0$ и $V_{s.p.} \neq 0$. Экспериментальные данные взяты из /20/.

вышению дифференциального сечения /ср. пунктирные и штрих-пунктирные кривые на рис.1/. Из рис.2 видно, что в результате такого эффекта происходит рассогласование с экспериментальными данными расчетов, проведенных с CGLN-амплитудой, и достигается их лучшее описание при использовании более полной BDW-амплитуды. Расхождение в области больших углов вылета π^0 -мезонов, по нашим предварительным оценкам, связано с вкладами процессов некогерентного рождения пионов, идущих с возбуждением низколежащих состояний ядра ^{12}C ($E^* \lesssim 15$ МэВ), которые не выделены в эксперименте.

На рис.3 и 4 показаны результаты для $^4\text{He}(\gamma, \pi^0)^4\text{He}$ -реакции. Здесь же приведены новые экспериментальные данные, взятые из работ /16,17/. Как видно, и в этом случае наши DWIA-расчеты с BDW-амплитудой хорошо согласуются с ними.

Завершая обсуждение, проведем сравнение с результатами Δ -h модели /5,16/. Как уже было отмечено, DWIA-подход в этой модели приводит к завышенным дифференциальным сечениям /см. на рис.2а точечную кривую/. Хорошее согласие с экспериментом здесь достигается путем модификации оператора фоторождения за счет учета

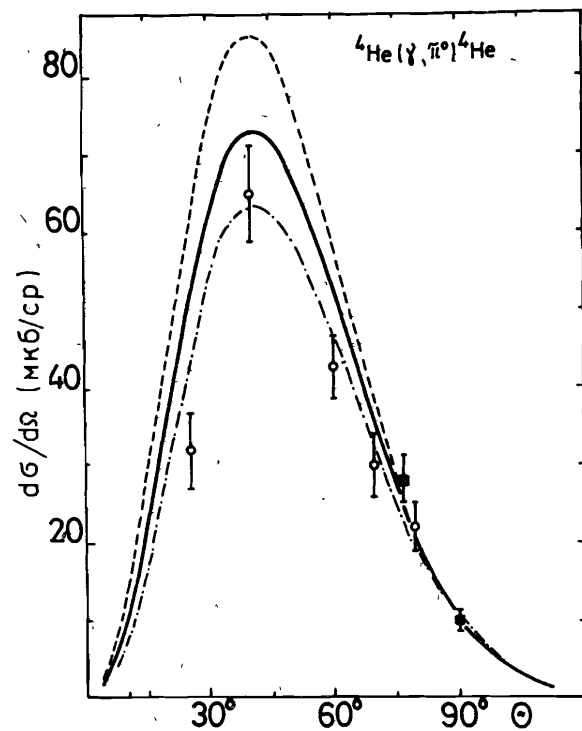


Рис.3. Дифференциальные сечения для ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0){}^4\text{He}_{g.s.}$ реакции при $k_{p.c.} = 290$ МэВ. Обозначение кривых такое же, что и на рис.2. Экспериментальные данные взяты из работ ${}^{16}/(\phi)$ и ${}^{21}/(\psi)$.

главным образом ($\Delta - h$)-взаимодействия с помощью эффективного потенциала $V_{s.p.}$ /см. на рис.2 и 3 штрих-пунктирные кривые/. К сожалению, из-за сильной чувствительности (γ, π^0)-реакции к деталям построения элементарной амплитуды делать отсюда определенные выводы об эффектах модификации оператора пока трудно. Амплитуда, используемая в работах ${}^{5,6}/$, в рамках ($\Delta - h$)-модели более близка к CGLN-варианту. В этом можно убедиться, сравнивая PWIA- и DWIA-результаты, полученные в наших работах и в ${}^{5,6}/$. Следовательно, если бы в ($\Delta - h$) модели использовалась амплитуда типа BDW, то, согласно нашим оценкам, модификация оператора приводила бы к заниженным результатам. Нам кажется, что в дальнейшем вопросу построения элементарных амплитуд следует обратить самое серьезное внимание, особенно проблеме разделения ее резонансных и фоновых вкладов. Такие исследования, на наш взгляд, способствовали бы получению более надежной информации о Δ -изобарной динамике в ядрах в рамках ($\Delta - h$)-модели.

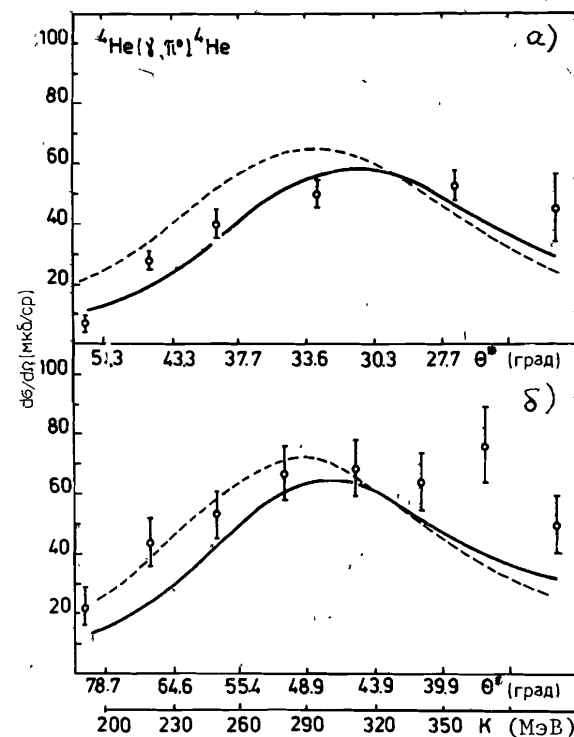


Рис.4. Энергетическая зависимость дифференциального сечения для ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0){}^4\text{He}_{g.s.}$ -реакции при фиксированных кинетических энергиях ядра ${}^4\text{He}$ в лаб. системе $T_{{}^4\text{He}} = 3$ МэВ $\sqrt{a/}$ и 6 МэВ $\sqrt{b/}$. Обозначение кривых такое же, что и на рис.2. Экспериментальные данные взяты из ${}^{17}/$.

Что касается DWIA-подхода, то, как видно из проведенного нами анализа, в случае использования реалистических элементарных амплитуд, он не встречает серьезных трудностей при интерпретации современных экспериментальных данных как для (γ, π^0)-реакций ${}^{8,18}/$, так и для процесса когерентного фоторождения π^0 -мезонов.

В заключение мы благодарим Р.А.Эрамжяна и М.Гмитро за интерес к работе и ряд ценных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Saunders L.M. Nucl.Phys., 1968, B7, p. 293.
2. Girija V. et al. Phys.Rev., 1983, C27, p. 1169.
3. Ghew G.F. et al. Phys.Rev., 1957, 106, p. 1345.
4. Berends F.A., Donnachie A., Weaver D.L. Nucl.Phys., 1967, B4, p.1.

5. Koch J.H., Moniz E.J., Ohtsuka N. Ann.Phys., 1984, 154, p. 99.
6. Koch J.H., Moniz E.J. Phys.Rev., 1983, C27, p. 751.
7. Eramzhyan R.A. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1983, 9, p.605.
8. Eramzhyan R.A. et al. Nucl.Phys., 1984, A429, p. 403.
9. Landau R.H., Thomas A.W. Nucl.Phys., 1970, A302, p. 461.
10. Stricker K., McManus H., Carr J.A. Phys.Rev., 1979, C19, p. 929.
11. Singham M.K., Tabakin F. Ann.Phys., 1981, 135, p. 71.
12. Saharia A.N., Woloshyn R.M. Phys.Rev., 1981, C23, p. 351.
13. Tryasuchey V.A. Sov.J.Nucl.Phys., 1983, 37, p. 75.
14. London P.H., Phatak S.C., Tabakin F. Ann.Phys., 1973, 78, p. 299.
15. Mach R. Czech. J.Phys., 1983, 33, p. 549.
16. Tieger D.R. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p. 755.
17. Ananin P.S., Glavanakov I.V., Gushtan M.N. Sov.J.Nucl. Phys., 1985, 41, p. 292.
18. Kamalov S.S., Kaipov T.D. Sov.J.Nucl.Phys., 1984, 40, p.420.
19. Davidson G.Ph. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1959.
20. Arends J. et al. Z.Phys., 1983, A311, p. 367.
21. LeFrancois J., Lehmann P., Repellin J.P. Nuovo Cim., 1970, A65, p. 333.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 февраля 1985 года.

Камалов С.С., Каипов Т.Д. P4-85-126
О противоречивой ситуации в когерентных $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)$ -
и $^4\text{He}(\gamma, \pi^0)$ -реакциях

В рамках импульсного приближения и метода искаженных волн (DWIA) рассчитаны дифференциальные сечения для процесса когерентного фоторождения π^0 -мезонов на ядрах ^{12}C и ^4He в Δ_{33} резонансной области, проведено сравнение с новыми экспериментальными данными. Выявлены причины расхождений, существовавших в рамках DWIA-расчетов. Показана важная роль ферми-движения нуклонов и сильная чувствительность к выбору разных вариантов элементарных амплитуд. Получено хорошее согласие с экспериментом при использовании BDW-амплитуды.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1985

Перевод Т.Ю. Думбрайс.

Kamalov S.S., Kaipov T.D. P4-85-126
On Contradictory Situation in Coherent $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)$
and $^4\text{He}(\gamma, \pi^0)$ Reactions

In the framework of the DWIA differential cross sections are calculated with the CGLN and BDW amplitudes for the coherent $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)$ and $^4\text{He}(\gamma, \pi^0)$ reactions. A better agreement with the experiment is achieved when the BDW amplitude is used. It is shown that a strong suppression of the differential cross section in previous DWIA calculations is due to the neglect of the nucleon Fermi-motion and the pion-momentum dependence of the photoproduction operator.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985