



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

N 12-85

# КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

сборник

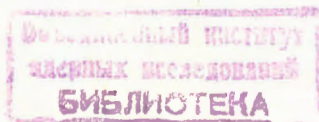
1985

Объединенный институт ядерных исследований  
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 12-85

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ  
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник  
COLLECTION



Дубна 1985

## РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

|               |                    |
|---------------|--------------------|
| Н.Н.Боголюбов | — председатель     |
| А.М.Балдин    | — зам.председателя |
| А.Н.Сисакян   | — зам.председателя |
| Д.В.Ширков    | — зам.председателя |
| В.А.Бирюков   | — ученый секретарь |

|                |   |                |
|----------------|---|----------------|
| Р.А.Асанов     | } | — члены совета |
| А.М.Говоров    |   |                |
| А.Д.Коваленко  |   |                |
| А.Б.Кузнецов   |   |                |
| Б.И.Пустыльник |   |                |
| М.Г.Сапожников |   |                |
| А.Б.Швачка     |   |                |

## EDITORIAL BOARD

|               |                        |
|---------------|------------------------|
| N.N.Bogolubov | — Chairman             |
| A.M.Baldin    | — Vice-Chairman        |
| A.N.Sissakian | — Vice-Chairman        |
| D.V.Shirkov   | — <b>Vice-Chairman</b> |
| V.A.Biryukov  | — Scientific Secretary |

|                 |   |                        |
|-----------------|---|------------------------|
| R.A.Asanov      | } | — Members of the Board |
| A.M.Govorov     |   |                        |
| A.D.Kovalenko   |   |                        |
| A.B.Kuznetsov   |   |                        |
| B.I.Pustynnik   |   |                        |
| M.G.Sapozhnikov |   |                        |
| A.B.Shvachka    |   |                        |

# ОГЛАВЛЕНИЕ

## CONTENTS

Ю.А.Батусов, Ф.Балестра, Дж.Бендишоли, С.А.Бунятов,  
М.П.Бусса, Л.Буссо, М.Васкон, К.Гуаральдо,  
Дж.Занелла, А.Зенони, Э.Лоди-Риццини, А.Маджиора,  
Ф.Никитиу, Д.Панзиери, Г.Пираджино, Д.В.Понтекорво,  
А.Ротонди, М.Г.Сапожников, Ф.Тозелло, В.И.Третьяк,  
И.В.Фаломкин, Л.Ферреро, В.Филиппини

Подавление процессов безаннигиляционного развала  
ядра при взаимодействии антипротонов с  $^4\text{He}$

Yu.A.Batusov, F.Balestra, G.Bendisoli, S.A.Bunyatov,  
M.P.Bussa, L.Busso, M.Vascon, C.Guaraldo,  
G.Zanella, A.Zenoni, E.Lodi-Rizzini, A.Maggiore,  
F.Nichitiu, D.Panzieri, G.Piragino, G.B.Pontecorvo,  
A.Rotondi, M.G.Sapozhnikov, F.Tosello, V.I.Tretyak,  
I.V.Falomkin, L.Ferrero, V.Filippini

Suppression of the Annihilationless Break-up

Processes at Antiproton -  $^4\text{He}$  Interaction . . . . . 6

А.Вокалова, А.Абдужамилов, Ш.Абдужамилов,  
М.И.Адамович, Н.П.Андреева, З.В.Анзон, В.А.Антончик,  
Ф.А.Аветян, С.А.Азимов, А.Х.Бабаев, В.А.Бакаев,  
Е.С.Басова, А.В.Белоусов, В.Г.Богданов, С.Д.Богданов,  
А.И.Бондаренко, В.И.Бубнов, С.Вокал, В.Вольтер,  
Б.Восек, С.Гаджиева, А.Ш.Гайтинов, М.Гицок,  
Э.Гладыш, К.Г.Гуламов, У.Г.Гулямов, М.Джураев,  
Л.Е.Еременко, А.Жуманов, Г.С.Калячкина, Э.К.Каныгина,  
М.Карабова, Н.И.Костанашвили, С.А.Краснов,  
В.М.Кришян, В.Г.Ларионова, Ф.Г.Лепехин, В.А.Лескин,  
Н.С.Лукичева, Н.А.Марутян, Н.В.Масленникова,  
Д.Мирходжаева, В.Ш.Навотный, Г.И.Орлова,  
В.И.Остроумов, В.И.Петров, В.А.Плющев, Е.А.Раввина,  
Н.Ш.Саидханов, Дж.А.Саломов, Л.Г.Саркисова,  
В.Ф.Саркисян, Л.Н.Свечникова, А.М.Сейтимбетов,  
Э.Силез, В.Б.Симонов, В.И.Соловьева, Л.Сэрдамба,  
Р.Тогоо, К.Д.Толстов, В.Топор, М.Тотова,  
М.И.Третьякова, Т.П.Трофимова, Д.Тувдендорж,  
М.Хайдук, Р.У.Халматова, С.П.Харламов, Р.Холынски,  
Р.А.Хошмухамедов, И.Я.Часников, Г.М.Чернов, Л.П.Чернова,  
М.М.Чернявский, Г.С.Шабратова, Ц.И.Шахова

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Неупругие столкновения ядер неона-22<br>с ядрами в фотоэмульсии при импульсе 90 ГэВ/с<br>A.Vokalova, A.Abduzhamilov, Sh.Abduzhamilov,<br>M.I.Adamovich, N.P.Andreeva, Z.V.Anzon, V.A.Antonchik,<br>F.A.Avetyan, S.A.Azimov, A.Kh.Babaev, V.A.Bakaev, E.S.Basova,<br>A.V.Belousov, V.G.Bogdanov, S.D.Bogdanov,<br>A.I.Bondarenko, V.I.Bubnov, S.Vokal, V.Volter,<br>B.Vosek, S.Gadzhieva, A.Sh.Gaitinov, M.Gitsok,<br>E.Gladysh, K.G.Gulamov, U.G.Gulyamov, M.Dzhuraev,<br>L.E.Eremenko, A.Zhumanov, G.S.Kalyachkina,<br>E.K.Kanygina, M.Karabova, N.I.Kostanashvili,<br>S.A.Krasnov, V.M.Krishchyan, V.G.Larionova,<br>F.G.Lepekhin, V.A.Leskin, N.S.Lukicheva,<br>N.A.Marutyan, N.V.Maslennikova, D.Mirkhodzhaeva,<br>V.Sh.Navotnyi, G.I.Orlova, V.I.Ostroumov,<br>V.I.Petrov, V.A.Plyushchev, E.A.Ravvina,<br>N.Sh.Saidkhanov, J.A.Salomov, L.G.Sarkisova,<br>F.G.Sarkisyan, I.N.Svechnikova, A.M.Seitimbetov,<br>E.Silesh, B.B.Simonov, V.I.Solovieva, L.Serdamba,<br>R.Togoo, K.D.Tolstov, V.Topor, M.Totova,<br>M.I.Tret'yakova, T.P.Trofimova, D.Tuvdendorzh,<br>M.Haiduk, R.U.Khalmatova, S.P.Kharlamov,<br>R.Holynski, R.A.Khoshmukhamedov, I.Ya.Chasnikov,<br>G.M.Chernov, L.P.Chernova, M.M.Chernyavsky,<br>G.S.Shabratova, Tz.I.Shakhova<br>Inelastic Collisions of Neon-22 Nuclei<br>with Nuclei in Photoemulsion at 90 GeV/c . . . . . | 15 |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                             |    |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| А.Г.Литвиненко, В.С.Ставинский<br>Верхний предел сечений рождения кумулятивных<br>изобар, $\rho$ -мезонов из анализа деформаций<br>инклюзивных спектров<br>A.G.Litvinenko, V.S.Stavinsky<br>Upper Limits for Cumulative Isobars,<br>$\rho$ -Meson Production Cross Sections Determined<br>from the Analysis of Inclusive Spectrum<br>Deformations . . . . . | 22 |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Ю.Ц.Оганесян, Ш.Гэрбис, Ю.В.Лобанов,<br>Ю.С.Короткин, М.Юссонуа<br>Сильно-асимметричное деление ядер, образующихся<br>при облучении тория альфа-частицами и дейтронами<br>Yu.Ts.Oganessian, Sh.Gerbish, Yu.V.Lobanov,<br>Yu.S.Korotkin, M.Yussonua<br>The Extreme Asymmetric Fission of Nuclei<br>Produced in Reactions $^{232}\text{Th} + {}^2\text{H}, {}^4\text{He}$ . . . . . | 30 |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|

|                                                                                                                                                                                                                                                                 |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Б.Н.Захарьев, Х.Функе<br>Обратная задача для аксиально-деформированных потенциалов<br>B.N.Zakhariev, Ch.Funke<br>Inverse Problem for Axial-Deformed Potentials. . . . .                                                                                         | 35 |
| Е.А.Кочетов<br>Точные решения в задачах о взаимодействии двухуровневых систем с излучением<br>E.A.Kochetov<br>Exact Solutions of the Problems on Interaction of Two-Level Systems with Radiation . . . . .                                                      | 41 |
| Ю.В.Таран<br>Новый метод измерения поляризационных характеристик ферромагнитных пленок на ультрахолодных нейтронах<br>Yu.V.Taran<br>A New Method for the Measurement of the Polarization Characteristics of Ferromagnetic Films on Ultracold Neutrons . . . . . | 48 |

ПОДАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОВ  
БЕЗАННИГИЛЯЦИОННОГО РАЗВАЛА ЯДРА  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АНТИПРОТОНОВ С  ${}^4\text{He}$

Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Ф.Никитиу, Д.Б.Понтекорво,  
В.И.Третьяк, М.Г.Сапожников, И.В.Фаломкин  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ф.Балестра, М.П.Бусса, Л.Буссо, Л.Ферреро,  
Д.Панциери, Г.Пираджино, Ф.Тозелло  
Институт общей физики Туринского университета, Италия

Дж.Бендишоли, В.Филиппини, Э.Лоди-Риццини, А.Ротонди,  
А.Зенони  
Факультет ядерной физики и теории, Университет, Павия,  
Италия

К.Гуаральдо, А.Маджиора  
Национальная лаборатория, Фраскати, Италия

М.Васкон, Дж.Занелла  
Физический факультет университета, Падуа, Италия

На ускорителе LEAR в ЦЕРНе с помощью стримерной камеры в магнитном поле измерены сечения образования различного числа заряженных частиц во взаимодействиях антипротонов с  ${}^4\text{He}$  при энергиях 19,6; 48,7 и 179,6 МэВ. Обнаружено, что распределения по множественности заряженных частиц практически не зависят от энергии налетающего антипротона. Это свидетельствует о сильном подавлении процессов безаннигиляционного развала ядра типа  $(\bar{p}, \bar{p}')$ , сечение которого оказалось на порядок меньше, чем сечение аналогичных реакций в случае рассеяния протонов на  ${}^4\text{He}$ .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Suppression of the Annihilationless Break-up  
Processes at Antiproton -  ${}^4\text{He}$  Interaction

Yu.A.Batusov et al.

Production of charged particles in the 19.6, 48.7 and 179.6 MeV antiproton- ${}^4\text{He}$  scattering has been measured at LEAR facility at CERN using the streamer chamber in magnetic field. It has been found that the multiplicity distributions of charged particles are

practically independent of the antiproton incident energy. This demonstrates the strong suppression of the annihilationless break-up reactions of the  $(\bar{p}, \bar{p}')$  type, the cross section of which is by an order of magnitude less than the cross section of the similar reactions in proton- $^4\text{He}$  scattering.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Реакции типа  $A(h, h')X$ , в которых налетающий адрон сохраняет в конечном состоянии свою "индивидуальность", а ядро либо разваливается на отдельные фрагменты, либо переходит в возбужденное состояние, являются основными каналами неупругого адрон-ядерного взаимодействия при низких энергиях. Например, в протон-ядерном рассеянии, при энергиях ниже порога рождения мезонов, никаких других неупругих каналов, кроме реакций развала ядра или возбуждения ядра, просто нет. При взаимодействии пионов с легкими ядрами сечение реакции  $(\pi, \pi')$  составляет ~80-90% от сечения неупругого рассеяния даже в районе энергий  $\Delta_{33}$ -резонанса<sup>1/</sup>/остальные 10-20% приходятся на долю реакций поглощения и перезарядки пиона/. Однако, как показали результаты нашего эксперимента, сечение аналогичного процесса в случае взаимодействий антипротонов с ядрами  $(\bar{p}, \bar{p}')$  оказывается исключительно малым и составляет ~5-10% от полного сечения неупругого рассеяния.

Этот факт довольно интересен и не является тривиальным следствием большой величины канала аннигиляции в  $\bar{p}A$ -рассеянии. В самом деле, в рассеянии протонов на  $^4\text{He}$  при  $T_p = 53$  МэВ величина полного сечения всех неупругих реакций  $\sigma_R$  составляет  $\sigma_R = 107,7 \pm 4,4$  мб<sup>2/</sup>, в случае же рассеяния антипротонов на  $^4\text{He}$  при той же энергии сечение всех неупругих каналов оказывается почти в три раза большим:  $\sigma_R = 293,7 \pm 9,1$  мб<sup>3/</sup>. Поэтому казалось бы довольно разумным ожидать, что сечение безаннигиляционного развала ядра в реакциях  $(\bar{p}, \bar{p}')$  будет, как и в  $p^4\text{He}$ -неупругом рассеянии, на уровне 100 мб, а остальные 200 мб придутся на долю аннигиляционного канала. Тем не менее, результаты нашего эксперимента показывают, что величина сечения реакций развала ядра в рассеянии антипротонов  $(\bar{p}, \bar{p}')$  на порядок меньше, чем в рассеянии протонов.

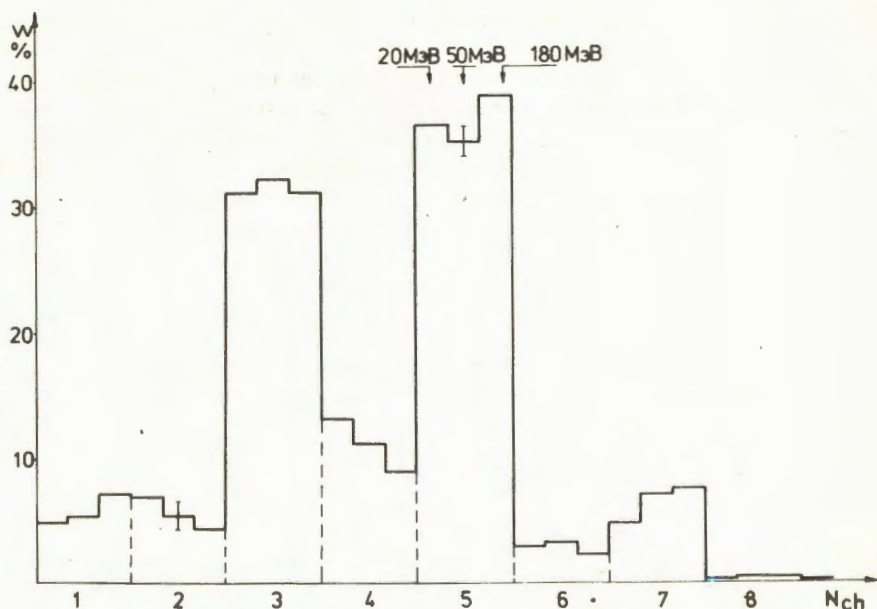
Эксперимент был выполнен на пучках антипротонов кольца LEAR в ЦЕРНе при трех значениях импульса налетающих антипротонов: 200, 300 и 600 МэВ/с. Подробное описание экспериментальной установки и процедуры измерений можно найти в<sup>4/</sup>, поэтому здесь мы напомним только основные характеристики измерительной аппаратуры.

Мишенью и одновременно детектором взаимодействия антипротонов с гелием являлась стримерная камера, работающая в самошунтирующем режиме<sup>/5/</sup> и наполненная гелием до давления 1 атм. Чувствительный объем камеры составлял  $70 \times 90 \times 18 \text{ см}^3$ . Камера была помещена в магнитное поле, величина которого менялась от 0,415 до 0,8 Т, в зависимости от энергии налетающих антипротонов. Толщина мишени составляла  $15 \text{ мг/см}^2$ . Запуск камеры осуществлялся от сигнала триггерной системы, которая состояла из сцинтилляционных счетчиков, расположенных перед камерой, и счетчика антисовпадений, стоящего позади нее. Если антипротон вошел в камеру и отклонился в результате любого взаимодействия с веществом камеры на угол, больший  $5^\circ$ , от направления пучка, то такое событие регистрировалось.

Радиус антипротонного пучка, входящего в камеру, составлял 1 см. Характерной особенностью антипротонного пучка LEAR является полное отсутствие в нем примесей мезонов. С учетом потери энергии в тонких стенках камеры и сцинтилляционных счетчиках пучка значения кинетической энергии антипротонов, при которых производились измерения, были следующими: 19,6, 48,7 и 179,6 МэВ. Эффективность нахождения события  $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействия при просмотре составляла 99,5%. Эффективность правильного определения числа заряженных треков составляла 96,5%. Систематическая ошибка за счет неопределенностей в знании точной толщины мишени и монитора пучка составляет по нашим оценкам 2,5%.

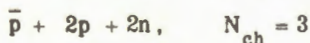
Подчеркнем, что стримерная камера при низком давлении - идеальный прибор для определения множественностей заряженных частиц. Для примера скажем, что трек  $\alpha$ -частицы с энергией 250 кэВ или протона с энергией 160 кэВ уже имеет в камере длину 1 см и хорошо виден.

На рисунке показано распределение по множественности заряженных частиц в неупругом  $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействии. Для удобства восприятия на эту гистограмму нанесены результаты при всех трех энергиях: первый столбец в каждой ячейке гистограммы соответствует множественности, измеренной при энергии 19,6 МэВ, второй столбец - при энергии 48,7, а третий столбец - при энергии 179,6 МэВ. Как хорошо видно из рисунка, распределение по множественности заряженных частиц практически не зависит от энергии налетающего антипротона. По-видимому, изменение в кинетической энергии антипротона от 20 до 180 МэВ все-таки достаточно мало, по сравнению с характерной энергией 2 ГэВ, которая высвобождается в акте аннигиляции, и не может сильно изменить вид распределений по множественности в реакции аннигиляции. Однако тот факт, что относительный выход событий с 2 и 3 заряженными частицами в конечном состоянии тоже не зависит от энергии, является уже довольно неожиданным.



Распределение по множественности заряженных частиц в реакциях неупругого  $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействия. По оси ординат отложена величина  $W = \sigma_1 / \sigma_R$  (%). Первый столбец каждой ячейки гистограммы соответствует множественности, измеренной при энергии 19,6 МэВ, второй столбец - при энергии 48,7 МэВ, третий столбец - при энергии 179,6 МэВ.

Дело в том, что в реакции с  $N_{ch} = 2; 3$  могут давать вклад не только процессы аннигиляции, но и процессы безаннигиляционного развала ядра, например,



и т.д.

Однако порог таких реакций составляет 24,8 МэВ. Следовательно, при энергии  $T_{\bar{p}} = 19,6$  МэВ безаннигиляционный развал ядра запрещен, и наблюдаемое распределение по множественности соответствует распределению только событий аннигиляции /отметим, что порог для реакции перезарядки  $\bar{p}^4\text{He} \rightarrow \bar{p}n^3\text{H}$  составляет 28,0 МэВ/. При более высоких энергиях канал  $(\bar{p}, \bar{p}')$  открыт, и если бы этот процесс имел значительное сечение, то относительный выход частиц с  $N_{ch} = 2; 3$  должен был заметно возрасти. Однако, как видно из рисунка, это не так; появление новых каналов неупругого рассеяния практически

не меняет относительный выход частиц с  $N_{ch} = 2;3$  при высоких энергиях.

Оценим величину сечения безаннигиляционного развала. Основное предположение будет состоять в том, что относительный выход частиц с  $N_{ch} = 2;3$  в реакциях аннигиляции  $f_2^a$  и  $f_3^a$  не зависит от  $T_p$  в диапазоне энергий  $T_p = 20 \div 180$  МэВ. Это довольно разумное допущение, справедливость которого проверена в экспериментах по аннигиляции антипротонов с дейтерием /6,7/.

Итак, определим  $f_2^a$  и  $f_3^a$  как

$$f_i^a = \sigma_i / \sigma_{ann}, \quad i = 2, 3, \quad /1/$$

где  $\sigma_i$  - сечение канала с образованием  $i$ -заряженных частиц в конечном состоянии. Полное сечение всех реакций неупругого рассеяния есть

$$\begin{aligned} \sigma_R &= \sigma_{ann} + \sigma_{CEX} + \sigma_b, \quad T_p > 30 \text{ МэВ} \\ &= \sigma_{ann}, \quad T_p < 24 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad /2/$$

Здесь  $\sigma_{CEX}$  - сечение реакций перезарядки типа  $(\bar{p}, \bar{n})$ , а  $\sigma_b$  - сечение реакций безаннигиляционного развала (break-up) типа  $(\bar{p}, p')$ .

Основное предположение состоит в том, что

$$f_1^a(20 \text{ МэВ}) = f_1^a(50 \text{ МэВ}) = f_1^a(180 \text{ МэВ}), \quad i = 2, 3. \quad /3/$$

Из /1/ - /3/ следует, что при  $T_p \geq 30$  МэВ

$$\sigma_1^a = f_1^a(\sigma_R - \sigma_b - \sigma_{CEX}), \quad i = 2, 3. \quad /4/$$

Здесь  $\sigma_1^a$  - сечение канала с образованием  $i$ -заряженных частиц за счет только аннигиляции.

Тогда справедливо следующее равенство:

$$\begin{aligned} \sigma_2 + \sigma_3 &= \sigma_2^a + \sigma_3^a + \sigma_2^b + \sigma_3^b = \\ &= \sigma_2^a + \sigma_3^a + \sigma_b. \end{aligned} \quad /5/$$

Отсюда, учитывая /4/, можно получить

$$\sigma_b = \frac{\sigma_2 + \sigma_3 - (f_2^a + f_3^a)(\sigma_R - \sigma_{CEX})}{1 - (f_2^a + f_3^a)}. \quad /6/$$

Экспериментальные данные о величинах, входящих в /6/, приведены в таблице. Отметим, что для корректного вычисления  $\sigma_b$  необходимо знать сечение перезарядки антипротона  $\sigma_{CEX}$  на ядре  $^4\text{He}$ . Мы непосредственно не измеряли эту величину, а воспользовались следующей простой оценкой:

$$\sigma_{CEX} = \sigma_1 \cdot \frac{\bar{\sigma}_{pp}}{\sigma_{p \text{ prong}}} / \sigma_{p \text{ prong}}. \quad /7/$$

Таблица

Сечения неупругого взаимодействия антипротонов с  ${}^4\text{He}$ . В таблице приведены величины полного сечения всех неупругих взаимодействий  $\sigma_R$ , сечения с выходом  $i$ -заряженных частиц  $\sigma_i$ ,  $i=1,2,3$ <sup>1/3/</sup>, а также оценка величины сечения перезарядки  $\sigma_{\text{СЕХ}}$

| Сечение<br>/мб/       | Кинетическая энергия налетающего антипротона<br>/МэВ/ |                 |                 |
|-----------------------|-------------------------------------------------------|-----------------|-----------------|
|                       | 19,6                                                  | 48,7            | 179,6           |
| $\sigma_1$            | $19,3 \pm 3,5$                                        | $15,7 \pm 2,1$  | $16,4 \pm 1,9$  |
| $\sigma_2$            | $27,3 \pm 4,2$                                        | $15,4 \pm 4,2$  | $9,8 \pm 1,4$   |
| $\sigma_3$            | $125,8 \pm 9,1$                                       | $94,7 \pm 5,1$  | $72,9 \pm 3,9$  |
| $\sigma_R$            | $405,6 \pm 16,4$                                      | $293,7 \pm 9,1$ | $233,3 \pm 7,0$ |
| $\sigma_{\text{СЕХ}}$ | -                                                     | $10,8 \pm 1,6$  | $11,7 \pm 1,4$  |

Дело в том, что величина сечения  $\bar{p} {}^4\text{He}$ - взаимодействия с выходом одной заряженной частицы в конечном состоянии  $\sigma_1$  определяется сечениями двух процессов: аннигиляции с образованием только нейтральных мезонов и перезарядки ( $\bar{p}, \bar{p}$ ). Выражение /7/ получено в предположении о том, что в  $\bar{p} {}^4\text{He}$ -рассеянии соотношение между сечениями этих двух процессов такое же, как и в элементарном акте  $\bar{p} p$ -взаимодействия. Величины  $\sigma_{\text{СЕХ}}^{\bar{p} p}$  сечений перезарядки в  $\bar{p} p$ -рассеянии были взяты из работы /8/, а величина сечения аннигиляции без образования заряженных частиц  $\sigma_{0 \text{ prong}}^{\bar{p} p}$  - из работ /9,10/.

Подставляя значения сечений из таблицы в соотношение /6/, получаем

$$\sigma_b = 5,3 \pm 17,4 \text{ мб при } T_{\bar{p}} = 48,7 \text{ МэВ;} \quad /8/$$

$$= -1,5 \pm 12,7 \text{ мб при } T_{\bar{p}} = 179,6 \text{ МэВ.}$$

Результаты /8/ получены в предположении о том, что относительные выходы  $f_2^a$  и  $f_3^a$  не зависят от энергии /см./3//.

На самом деле, как показывают результаты экспериментов по  $\bar{p} d$ -аннигиляции /8,7/, некоторая слабая  $\leq 10\%$  зависимость  $f_1^a$  от энергии все же имеется. Ее можно аппроксимировать линейным образом:

$$f_1^a = a_1 T_{\bar{p}} + b_1, \quad /9/$$

где  $r_i^a = \sigma_i^a / \sigma_{\text{анн}}$  - относительный выход  $i$ -заряженных  $\pi$ -мезонов в  $\bar{p}d$ -аннигиляции. Коэффициенты  $a_i$  и  $b_i$  определялись из данных работы /8/. Можно оценить, насколько изменится сечение  $\sigma_b$ , если зависимость  $f_i^a$  от энергии в  $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции будет такой же, как и в случае  $\bar{p}d$ -аннигиляции /9/. Заметим, что аннигиляция в  $^4\text{He}$  с выходом 2 и 3 заряженных частиц соответствует образованию 1 и 2 заряженных  $\pi$ -мезонов.

Следовательно,

$$f_{23}^a(T_{\bar{p}}) = f_2^a(T_{\bar{p}}) + f_3^a(T_{\bar{p}}) = \frac{f_{23}^a(20)}{r_{12}^a(20)} [(a_1 + a_2)T_{\bar{p}} + (b_1 + b_2)]; \quad /10/$$

здесь

$$r_{12}^a(T_{\bar{p}}) = r_1^a(T_{\bar{p}}) + r_2^a(T_{\bar{p}}).$$

Подставляя /10/ в /6/, получаем, что

$$\sigma_b = \begin{matrix} 8,9 \pm 19,1 \text{ мб} & \text{при } T_{\bar{p}} = 48,7 \text{ МэВ,} \\ 13,6 \pm 12,3 \text{ мб} & T_{\bar{p}} = 179,6 \text{ МэВ.} \end{matrix} \quad /11/$$

Сравнивая /8/ и /11/, можно сделать вывод, что в пределах ошибок оба результата совпадают, поэтому хотя соотношения /8/ и /11/ являются не результатом непосредственного измерения сечения развала ядра, а только оценкой возможной величины  $\sigma_b$ , тем не менее измеренное постоянство относительных выходов событий с двумя и тремя заряженными частицами в конечном состоянии дает веские основания заключить, что  $\sigma_b$  по крайней мере меньше 5-10% от  $\sigma_{\text{inel}}$ . Напомним, что такое сильное подавление сечения развала ядра встречается только в антипротон-ядерном рассеянии; в  $pA$ - и  $\pi A$ -взаимодействиях реакции  $(h, h')$  составляют основную долю всех неупругих каналов.

Ранее указания на малое сечение реакций  $(\bar{p}, \bar{p}')$  на ядрах были сделаны в работе /11/, где отмечалось, что при рассеянии антипротонов на ядре  $^{12}\text{C}$  сечение возбуждения отдельных уровней  $^{12}\text{C}$ , а также непрерывного спектра с энергией возбуждения до 15 МэВ существенно меньше, нежели в протон- $^{12}\text{C}$ -неупругом рассеянии. Однако в этой работе не было измерено полное сечение развала ядра.

С физической точки зрения малость  $\sigma_b$  может быть объяснена спецификой  $NN$ -взаимодействия: известно, что упругое  $\bar{p}p$ -рассеяние при малых энергиях  $/\leq 200 \text{ МэВ}/$  характеризуется чрезвычайно узким конусом в дифференциальном сечении при рассеянии на малые углы. Например, при 600 МэВ/с величина наклона конуса  $b \sim 20 (\text{ГэВ/с})^{-2/12}$ , тогда как в  $pp$ -рассеянии  $b = 6 (\text{ГэВ/с})^{-2}$  при  $T_p \sim 1 \text{ ГэВ}$ . Такая угловая зависимость амплитуды элементарного акта приводит к тому, что

средний переданный импульс нуклону ядра  $\langle q^2 \rangle$  в антипротон-ядерном рассеянии оказывается слишком малым, чтобы эффективно развалить ядро. Например, даже при  $T_p = 180$  МэВ

$$\langle E \rangle \sim \frac{1}{2bm_N} \sim 26,7 \text{ МэВ.} \quad /12/$$

Здесь  $\langle E \rangle$  - средняя энергия, передаваемая в акте  $\bar{N}N$ -столкновения.

Другим механизмом, приводящим к подавлению безаннигиляционного развала ядра в  $\bar{p}A$ -взаимодействии, могло быть взаимодействие в конечном состоянии, которое бы приводило к аннигиляции антипротона после развала ядра. Эффективно такие перерассеяния можно учесть по модели Глаубера. Точные расчеты дают для  $\sigma_b$  величину  $\sigma_b = 40$  мб при 600 МэВ/с. Этот результат уже близок к нашим выводам об ослаблении безаннигиляционного развала ядра в реакциях с антипротонами. Однако необходимо учитывать, что глауберовский расчет сечения неупругих процессов справедлив только в том случае, когда ядру передается большая энергия /порядка ~ 100 МэВ, см. обсуждение в работе<sup>/13/</sup>. В противном случае неправомерно проводить суммирование по полному набору ядерных состояний, которое делается при выводе глауберовских формул для неупругого рассеяния<sup>/14/</sup>.

Итак, основные выводы работы заключаются в следующем. Измерены сечения образования различного числа заряженных частиц во взаимодействиях антипротонов с  $^4\text{He}$  при энергиях 19,6, 48,7 и 179,6 МэВ. Обнаружено, что относительные выходы заряженных частиц практически не зависят от энергии налетающего антипротона. Это свидетельствует о малом сечении процессов безаннигиляционного развала ядра, которое составило меньше 5-10% величины сечения всех неупругих каналов. Подобное подавление реакций развала ядра не связано со спецификой взаимодействия антипротонов с гелием, а должно быть характерным для рассеяния антипротонов на любых ядрах.

Авторы выражают глубокую благодарность В.П.Джелепову и Б.М.Понтекорво за помощь и поддержку данного направления исследований. Авторы благодарят Л.А.Кондратюка и А.М.Моисеева за ценные замечания и обсуждения, Н.Илиеву за помощь в вычислениях.

### Литература

1. Balestra F. et al. Nucl.Phys., 1980, A340, p.372.
2. Cairns D.J. et al. Nucl.Phys., 1964, 60, p.369.
3. Balestra F. et al. CERN preprint, EP/85-92, Geneva, 1985.
4. Balestra F. et al. Nucl.Instr.Meth., 1985, 1234, p.30.
5. Falomkin I.V. et al. Nucl.Instr.Meth., 1967, 53, p.266.

6. Bizzari R. et al. Nuovo Cim., 1974, 22A, p.225.
7. Kalogeropoulos T., Tzanakos G. Phys.Rev., 1980, D22, p.2585.
8. Hamilton R.P. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.1179.
9. Chaloupka V. et al. 1976, Phys.Lett., 1976, 61B, p.487.
10. Amaldi E. et al. Nuovo Cim., 1966, 46A, p.171.
11. Garreta D. et al. Phys.Lett., 1984, 135B, p.266.
12. Brückner W. et al. CERN preprint, EP/85-74, Geneva, 1985.
13. Blinov A.V. et al. ITEP preprint, ITEP-2, Moscow, 1983.
14. Glauber R.J., Matthiae G. Nucl.Phys., 1970, B21, p.135.

Рукопись поступила 18 ноября 1985 года.

НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР НЕОНА-22  
С ЯДРАМИ В ФОТОЭМУЛЬСИИ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 90 ГэВ/с

А.Вокалова, С.А.Краснов, К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Н.П.Андреева, З.В.Анзон, В.И.Бубнов, А.Ш.Гайтинов,  
Л.Е.Еременко, Г.С.Калячкина, Э.К.Каныгина, А.М.Сейтимбетов,  
И.Я.Часников, Ц.И.Шахова  
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

М.Гицок, В.Топор, М.Хайдук  
Центральный институт физики, Бухарест

Ф.Г.Лепехин, Б.Б.Симонов  
Ленинградский институт ядерной физики, Гатчина

Р.А.Хошмухамедов  
Таджикский государственный медицинский институт, Душанбе

В.А.Лескин  
Физико-технический институт АН ТаджССР, Душанбе

Дж.А.Саломов  
Таджикский государственный университет, Душанбе

Ф.А.Аветян, В.М.Крищян, Н.А.Марутян, Л.Г.Саркисова,  
В.Ф.Саркисян  
Ереванский физический институт

С.Вокал, М.Карабова, Э.Силеш, М.Тотова  
Университет Кошице, ЧССР

В.Вольтер, Б.Восек, Э.Гладыш, Р.Холынский  
Институт ядерной физики, Краков

В.А.Антончик, В.А.Бакаев, А.В.Белоусов, С.Д.Богданов,  
В.И.Остроумов  
Ленинградский политехнический институт

В.Г.Богданов, В.А.Плющев, В.И.Соловьева  
Радиовый институт им.В.Г.Хлопина, Ленинград

М.И.Адамович, В.Г.Ларионова, Н.В.Масленникова, Г.И.Орлова,  
М.И.Третьякова, С.П.Харламов, М.М.Чернявский  
Физический институт АН СССР, Москва

А.Х.Бабаев, Е.С.Басова, А.И.Бондаренко, У.Г.Гулямов,  
Т.П.Трофимова, Р.У.Халматова, Г.М.Чернов  
Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

С.А.Азимов, А.Абдужамилов, Ш.Абдужамилов, С.Гаджиева,  
М.Джураев, К.Г.Гуламов, А.Жуманов, Н.С.Лукичева,  
Д.Мирходжаева, В.Ш.Навотный, В.И.Петров, Е.А.Раввина,  
Н.Ш.Саидханов, Л.Н.Свечникова, Л.П.Чернова  
Физико-технический институт АН УзССР, Ташкент  
Н.И.Костанашвили

Тбилисский государственный университет

Л.Сэрдамба, Р.Тогоо, Д.Тувдендорж  
Институт физики и техники АН МНР, Улан-Батор

В работе представлены экспериментальные данные, полученные на основе анализа 4303 неупругих взаимодействий релятивистских ядер неона-22 с ядрами в фотоэмульсии. Показано поведение характеристик по множественности, угловых характеристик вторичных частиц в зависимости от степени разрушения сталкивающихся ядер. Показано, что одно и то же число взаимодействующих нуклонов налетающих ядер неона и углерода отвечает различным параметрам их столкновения с ядрами мишени.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

#### Inelastic Collisions of Neon-22 Nuclei with Nuclei in Photoemulsion at 90 GeV/c

A.Vokalova et al.

The experimental data obtained according to the analysis of 4303 inelastic interactions of the relativistic neon-22 nuclei with the nuclei in photoemulsion are presented. The multiplicities and angular distributions are shown as the functions of the disintegration degree of the colliding nuclei. It is shown that the same number of interacting nucleons of the projectile neon and carbon nuclei are connected with the different impact parameters of the target nucleus.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Стопки слоев ядерных фотоэмульсий ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТА типа БР-2 размером  $10 \times 20 \times 0,06$  см<sup>3</sup> были облучены ядрами неона-22 с импульсом 90 ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ с плотностью  $\sim 10^4$  част./см<sup>2</sup>. Поиск неупругих взаимодействий проводился методом просмотра по следу. На длине 947,4 м было обнаружено 9318 неупругих взаимодействий, что

соответствовало средней длине пробега до взаимодействия  $/10,2 \pm 0,1/$  см. Для дальнейшего анализа было отобрано 4303 события. В результате измерений все вторичные заряженные частицы в звезде разбивались на следующие типы.

I. Фрагменты ядра-мишени и рожденные частицы:

1. Медленные фрагменты -  $b$ -частицы с кинетической энергией для протона  $T_p \leq 26$  МэВ;
2. Быстрые фрагменты -  $g$ -частицы  $/26 < T_p \leq 400$  МэВ/;
3. Однозарядные фрагменты и рожденные частицы с  $\beta > 0,7$  -  $v$ -частицы;

II. Фрагменты ядра-снаряда с  $\beta \sim 0,98$ :

1. Многозарядные фрагменты с  $Z \geq 3$  -  $b'$ -частицы;
2. Двухзарядные фрагменты -  $g'$ -частицы;
3. Однозарядные фрагменты -  $v'$ -частицы.

Точность измерения заряда фрагмента была не менее 0,5 единицы заряда. Для всех перечисленных частиц определялись полярный и азимутальный углы испускания. В каждом взаимодействии рассчитывался суммарный заряд, уносимый фрагментами ядра-снаряда  $Q$ . По величине  $Q$  можно определить число провзаимодействовавших нуклонов налетающего ядра  $N_{вз} = (10 - Q) A_c / N_{рс}$ , где  $A_c$  - атомный вес ядра-снаряда,  $N_{рс}$  - число протонов этого ядра.

В ряде случаев для анализа из полного ансамбля событий выделялись подклассы с  $N_b = n_g + n_b \leq 6$ ;  $7 \leq N_b \leq 27$ ;  $N_b \geq 28$ .

### Результаты

На рис.1 представлено распределение по  $Q$  фрагментов налетающего ядра. Очевидна связь между степенями разрушения сталкивающихся ядер. Так, в группе, характеризующей столкновения неона с ядрами  $H$ ,  $C$ ,  $N$ ,  $O$  и периферические взаимодействия с ядрами  $Ag$ ,  $Br$  ( $N_b \leq 6$ ), отмечается повышенная вероятность испускания фрагментов с большим  $Q$   $/\langle N_{вз} \rangle = 4,48 \pm 0,03/$ , напротив, в событиях полного разрушения ядер-мишеней с  $N_b \geq 28$  выходы фрагментов с большим  $Q$  сильно подавлены  $/\langle N_{вз} \rangle = 18,4 \pm 1,0/$ .

На рис.2 показаны средние множественности  $b$ -,  $g$ - и  $v$ -частиц в зависимости от  $Q$  как для всей эмульсии в целом, так и для событий с  $N_b \geq 7$ . На рис.3 приведены отношения корня квадратного из дисперсии  $D_1$  к средней множественности  $D_1 / \langle n_1 \rangle$ , а на рис.4 распределения по числу  $v$ -частиц в зависимости от  $Q$ . Увеличение степени разрушения налетающего ядра изменяет не только средние множественности частиц, но и их формы распределения. Распределения

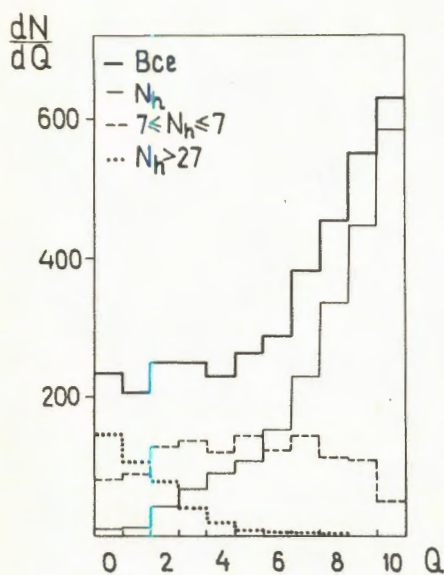


Рис.1. Распределение по  $Q$ .

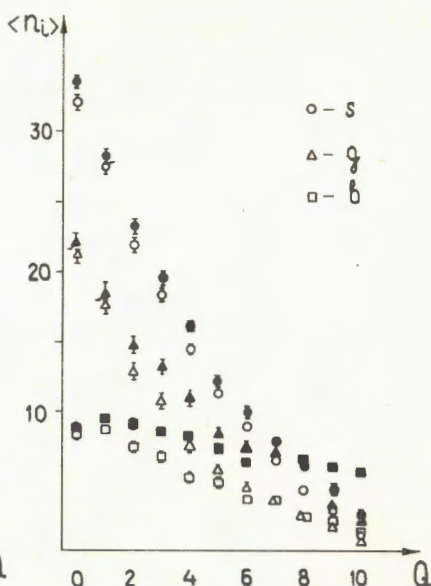


Рис.2. Средние множественности  $s$ -,  $g$ -,  $b$ -частиц в зависимости от  $Q$ . Пустые точки - для всех событий, зачерненные - для событий с  $N_h \geq 7$ .

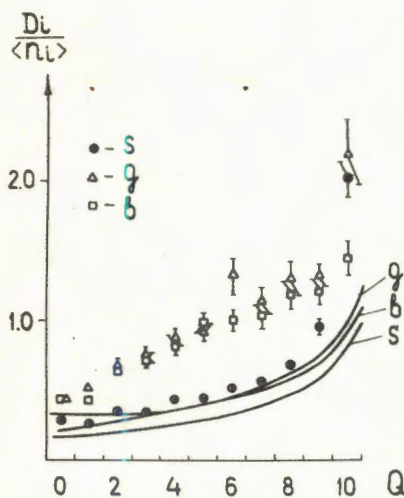


Рис.3.  $D_1 / \langle n_1 \rangle$  как функция  $Q$ . Кривые характеризуют распределение Пуассона.

оказываются существенно более широкими, чем это ожидается по закону Пуассона.

На рис.5 представлены средние косинусы углов вылета  $b$ - и  $g$ -частиц и средняя квазибыстрота  $\eta_b$ -частиц в зависимости от  $Q$ .

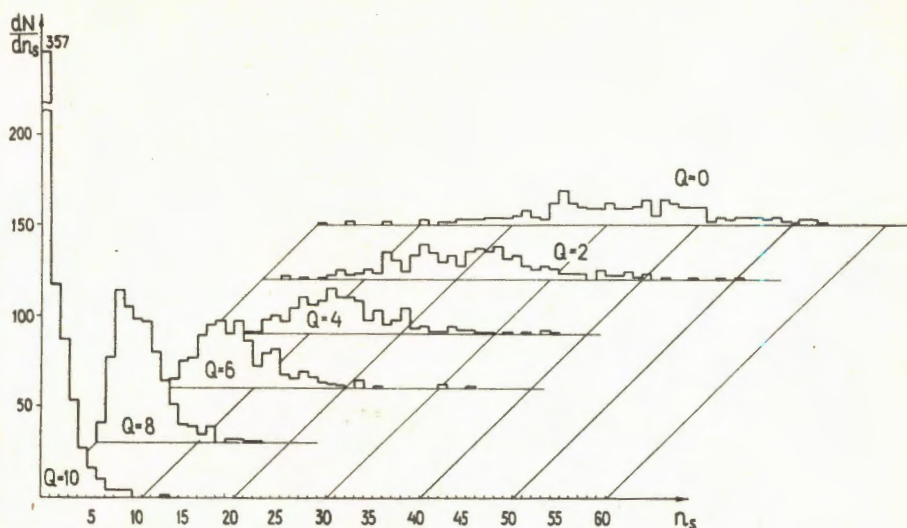


Рис.4. Распределения по числу  $s$ -частиц.

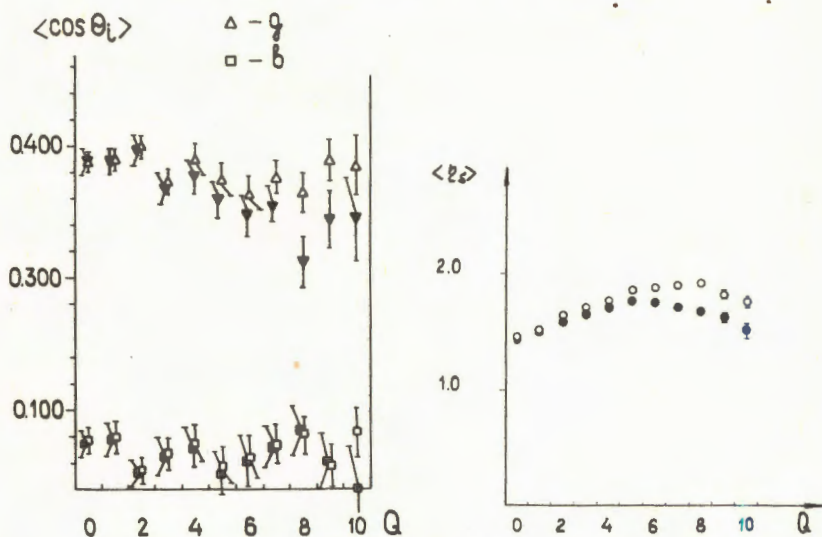


Рис.5. Средние косинусы  $b$ - и  $g$ -частиц /а/, средние псевдобыстроты  $s$ -частиц /б/ ( $\eta_s = -\ln \tan \Theta_s / 2$ ) в зависимости от  $Q$ . Обозначения те же, что и на рис.2.

На рис.6 показаны отношения выходов  $b$ -,  $g$ - и  $s$ -частиц в данном угловом интервале при малых и больших  $Q$ . Обращает на себя внимание зависимость угловых характеристик

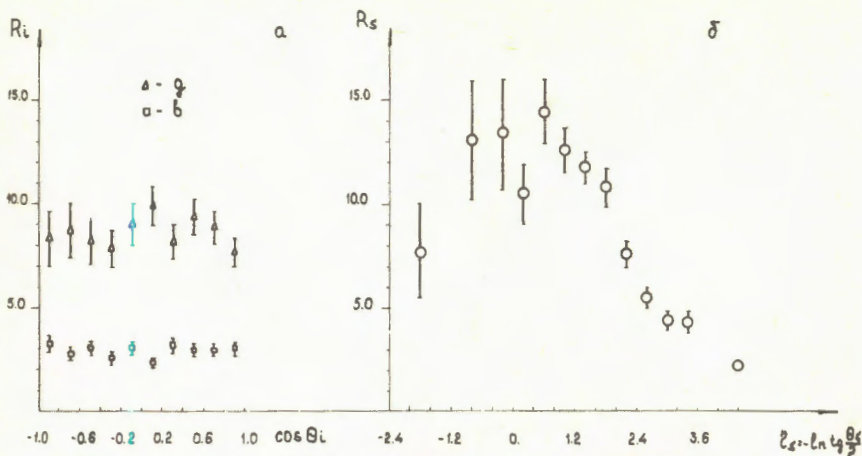


Рис. 6. Отношения  $R_i = f(\cos \Theta_i)$  /а/ и  $R_s = f(\eta_s)$  /б/.

$$R_i = \left( \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\cos\Theta_i} \right)^{Q=0,1} / \left( \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\cos\Theta_i} \right)^{Q=9,10}, \quad i=b, g,$$

$$R_s = \left( \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\eta_s} \right)^{Q=0,1} / \left( \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\eta_s} \right)^{Q=9,10}.$$

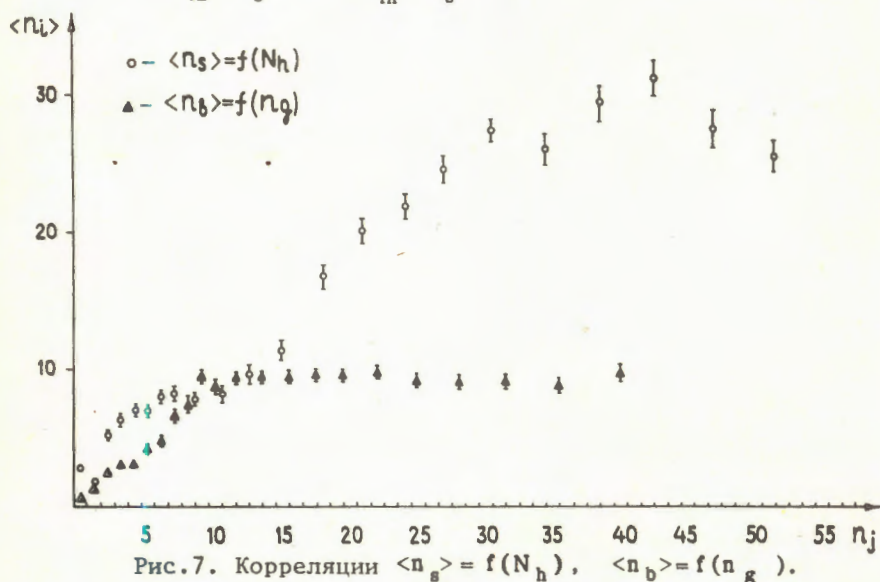


Рис. 7. Корреляции  $\langle n_s \rangle = f(N_h)$ ,  $\langle n_b \rangle = f(n_g)$ .

в-частиц от степени разрушения ядра-снаряда, что не наблюдается для других групп частиц.

В качестве примера на рис. 7 даны зависимости  $\langle n_s \rangle = f(N_h)$ ,  $\langle n_b \rangle = f(n_g)$ .

В заключение рассмотрим правомерность использования числа провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда как меры параметра столкновения ядер. Так, при  $Q = 4$  для  $(^{22}\text{Ne} - \text{Em})$ -взаимодействий и  $Q = 0$  для  $(^{12}\text{C} - \text{Em})$ -столкновений, что соответствует  $N_{\text{вз}} = 12$ , числа  $g$ -частиц различаются более чем в два раза ( $\langle n_g \rangle_{\text{NeEm}}^{Q=4} = 7,8 \pm 0,4$ ,  $\langle n_g \rangle_{\text{CEm}}^{Q=0} = 16,6 \pm 0,8$ ). В то же время для  $Q = 1$   $\langle n_g \rangle_{\text{NeEm}}$  близко  $\langle n_g \rangle_{\text{CEm}}$  при  $Q = 0$ . Оценим максимальный параметр столкновения в  $^{22}\text{Ne} + \text{Ag, Br}$  и  $^{12}\text{C} + \text{Ag, Br}$  аналогично тому, как это сделано в [1].  $r_1 = \sqrt{\frac{1}{\pi \lambda n} \frac{N_1}{N}}$ , где  $\lambda$  - длина свободного пробега до неупругого взаимодействия;  $n$  - концентрация тяжелых ядер в фотозмульсии;  $N$  - полное число звезд в ансамбле;  $N_1$  - число звезд с  $Q = 0$ ;  $Q = 0, 1$ ;  $Q = 0, 1, 2$ , и т.д.

Результаты оценки приведены в таблице. Там же даны экспериментальные значения средних множественностей  $g$ -частиц.

Таблица

Максимальный параметр столкновения двух ядер  $r_1$  (Фм) и средние множественности  $g$ -частиц при данном  $Q$ .

|          | Ne + Ag, Br   |                       | C + Ag, Br            |                       |
|----------|---------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
|          | $r_1$         | $\langle n_g \rangle$ | $\langle r_1 \rangle$ | $\langle n_g \rangle$ |
| $Q = 0$  | $2,9 \pm 0,1$ | $21,3 \pm 0,6$        | $4,0 \pm 0,2$         | $16,6 \pm 0,8$        |
| $\leq 1$ | $4,1 \pm 0,1$ | $17,8 \pm 0,6$        | $5,4 \pm 0,2$         | $11,4 \pm 0,7$        |
| $\leq 2$ | $5,1 \pm 0,1$ | $12,9 \pm 0,6$        | $6,5 \pm 0,2$         | $7,5 \pm 0,6$         |
| $\leq 3$ | $6,0 \pm 0,1$ | $10,4 \pm 0,5$        |                       |                       |
| $\leq 4$ | $6,7 \pm 0,1$ | $7,8 \pm 0,4$         |                       |                       |
| $\leq 5$ | $7,5 \pm 0,1$ | $5,8 \pm 0,3$         |                       |                       |

Как видно из таблицы, близким множественностям  $g$ -частиц соответствуют группы событий с близкими параметрами столкновений.

### Литература

1. Антончик В.А. и др. ЯФ, 1979, 29, с.117.

Рукопись поступила 24 сентября 1985 года.

## ВЕРХНИЙ ПРЕДЕЛ СЕЧЕНИЙ РОЖДЕНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ ИЗОБАР, $\rho$ -МЕЗОНОВ ИЗ АНАЛИЗА ДЕФОРМАЦИЙ ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ

А.Г.Литвиненко, В.С.Ставинский

По известным инклюзивным сечениям рождения  $\pi$ -мезонов и протонов получены верхние границы сечений рождения  $\rho$  и  $\Delta^{++}$  на ядрах в области кинематических переменных, запрещенной для рассеяния на свободных нуклонах. Знать такие границы необходимо при планировании соответствующих экспериментов. Максимально возможные инклюзивные дифференциальные сечения рождения  $\rho$  и  $\Delta^{++}$  получены на основе численных расчетов. При этом предполагалось, что указанные сечения описываются универсальными зависимостями от кумулятивного числа и поперечного импульса, которые были получены при экспериментальном исследовании рождения мезонов и барионов на ядрах в кумулятивной области. Показано, что инклюзивный спектр распадных частиц с ростом кумулятивного числа спадает быстрее, чем спектр первичных резонансов. Это приводит к тому, что спектры распадных  $\pi$ -мезонов и протонов дают вклад не более 1% в полные инклюзивные спектры  $\pi$ -мезонов и протонов, начиная с импульса  $P \geq 0,5$  ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Upper Limits for Cumulative Isobars,  
 $\rho$ -Meson Production Cross Sections  
Determined from the Analysis of Inclusive  
Spectrum Deformations

A.G.Litvinenko, V.S.Stavinsky

The upper limits of production cross sections of  $\rho$  and  $\Delta^{++}$  on nuclei are obtained for kinematic variable range prohibited for free nucleon-nucleon collisions from the well-known inclusive production cross sections for  $\pi$ -mesons and protons. These values are interesting for planning corresponding experiments. The maximally possible inclusive differential cross sections for production of  $\rho$  and  $\Delta^{++}$  are calculated. These cross sections are supposed to be described by universal functions on cumulative number and transverse momentum obtained during experimental investigation of meson and baryon production on nuclei in cumulative region. It is shown that the inclusive spectrum of decay products decreases with the increasing

cumulative number faster than the primary resonance spectrum. As a result, spectra of decay  $\pi$ -mesons and protons contribute not more than 1 percent to the total inclusive spectra of  $\pi$ -mesons and protons above 0.5 GeV/c momentum.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

## Введение

В работе по известным инклюзивным спектрам  $\pi$ -мезонов и протонов получены верхние границы сечения рождения  $p$  и  $\Delta^{++}$  на ядрах. Знать эти величины необходимо при планировании соответствующих экспериментов.

Исходя из полученных оценок сечений рождения  $p$  и  $\Delta^{++}$  исследован вопрос о максимально возможном вкладе распадаемых  $\pi$ -мезонов и протонов в полные инклюзивные спектры  $\pi$  и  $p$  для различных кинематических областей. Это особенно интересно знать по следующей причине. Существует хорошо аргументированная точка зрения<sup>/1/</sup>; что инклюзивное сечение кумулятивных мезонов пропорционально кварк-партонной структурной функции ядра. Однако эта точка зрения относится к "прямым" мезонам.

Распадные мезоны могут давать искаженную информацию о распределении кварков в ядрах. Это понятно уже потому, что рожденный резонанс и стабильный инклюзивный мезон имеют разные квантовые числа.

## Основные предложения

В экспериментах по изучению кумулятивного рождения мезонов<sup>/2,3/</sup> получено, что сечения рождения  $\pi^{\pm}$  и  $K^{\pm}$  описываются одной и той же зависимостью от масштабной переменной ( $X$ ) с различными предэкспоненциальными множителями. Это понятно, поскольку сечения пропорциональны кварк-партонной структурной функции.

В первом приближении сечения описываются следующими универсальными зависимостями:

$$\left( \frac{E}{A} \cdot \frac{d\sigma}{d\vec{p}} \right)_c = A_c \cdot \exp \left( - \frac{X_c}{0.14} \right) \phi(p_1^2), \quad /1/$$

$$\phi(p_1^2) = 0.9 \exp(-2.7 p_1^2) + 0.1. \quad /2/$$

Здесь  $A$  - атомный вес, а  $X_c$  - введенное в работе<sup>/4/</sup> кумулятивное число для мезона  $c$ . Всюду в дальнейшем предполагается, что импульсы измеряются в ГэВ/с, а сечение в мб.

Для  $\pi$ -мезонов  $A_\pi = 40$ , а  $X$  дается выражением

$$X_\pi = \frac{E_0}{T_0 m_p} \cdot \frac{E_\pi - \beta_0 p_\pi \cos \theta - m_\pi^2 / (2E_0)}{1 - E_\pi / T_0} \quad /3/$$

Мы предполагаем, что спектр  $\pi$ -мезона описывается формулами /1/, /2/, а кумулятивное число для  $\rho$ -мезона равно

$$X_\rho = \frac{E_0}{T_0 m_p} \cdot \frac{E_\rho - \beta_0 p_\rho \cos \theta - m_\rho^2 / (2E_0)}{1 - E_\rho / T_0} \quad /4/$$

Аналогично, спектры барионов описываются следующей формулой

$$\left( \frac{E}{A} \cdot \frac{d\sigma}{d\vec{p}} \right)_c = A_c \exp(-X_A^c / 0.16), \quad /5/$$

где  $X_A^c$ , введенное в работе /5/, равно

$$X_A^c = \frac{1}{2} X_1 + \left[ \frac{1}{4} X_1^2 + X_T (E_c - m_c) \frac{E_0}{T_0 m_p} \right]^{1/2}; \quad /6/$$

$$X_1 = \frac{1}{m_p} \left[ \frac{P_0}{T_0} \left( \frac{E_c + m_c}{\beta} - P_c \cdot \cos \theta \right) - m_c + X_T m_p \right]. \quad /6a/$$

Для протона  $A_c = 12,83$ ;  $\beta = 0,52$ ;  $X_T = 2,625$ . Такая же зависимость выбиралась для сечения рождения  $\Delta^{++}$  с теми же  $\beta$  и  $X_T$ .

Таким образом, задача сводится к определению максимально возможных значений коэффициентов  $A_\rho$  и  $A_\Delta$  в формулах /1/ и /5/ соответственно по известным инклюзивным спектрам  $\pi$  и  $\rho$ .

### Результаты моделирования

Спектры распадных  $\pi$ -мезонов и протонов вычислялись непосредственным моделированием. Распределение по массе резонансов выбиралось в виде распределения Брейта - Вигнера:

$$V(M, M_0) = \frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{1}{(M - M_0)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad /7/$$

Результаты моделирования представлены на рис.1-3, где показаны отношения распадных дифференциальных сечений  $(d\sigma_{\rho, \Delta}^{\pi, p})$  к экспериментальным  $(d\sigma_{\text{эксп.}}^{\pi, p})$ . При этом считалось:

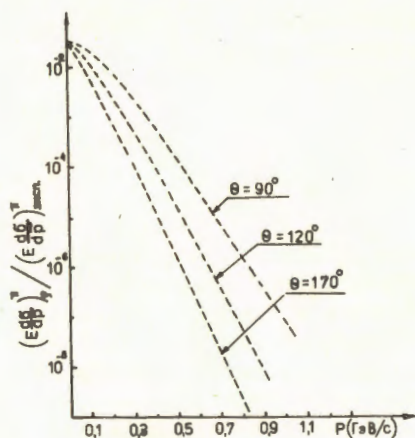


Рис.1. Отношение инклюзивных сечений  $\pi^-$ -мезонов от распада  $\rho_0 \rightarrow 2\pi$  к экспериментальным инклюзивным сечениям  $\pi^-$ -мезонов:

$$\left( E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} \right)_{\pi/\rho} = A_{\pi/\rho} \cdot \exp \left( -\frac{X}{0.14} \right).$$

$$(0.9 \exp(-2.7 p) + 0.1).$$

$$A_{\rho} = A_{\pi}.$$

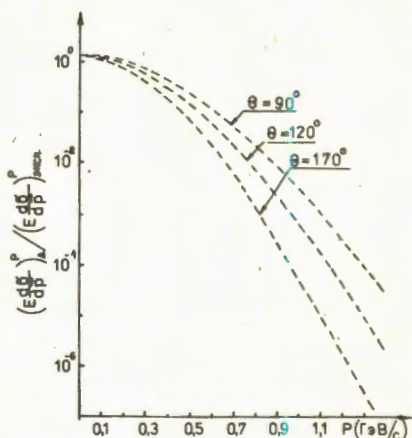


Рис.2. Отношение инклюзивных сечений протонов от распада  $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi$  к экспериментальным инклюзивным сечениям протонов:

$$\left( E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} \right)_{p/\Delta} = A_{p/\Delta} \cdot \exp \left( -\frac{X_A}{0.16} \right).$$

$$A_{\Delta} = A_p.$$

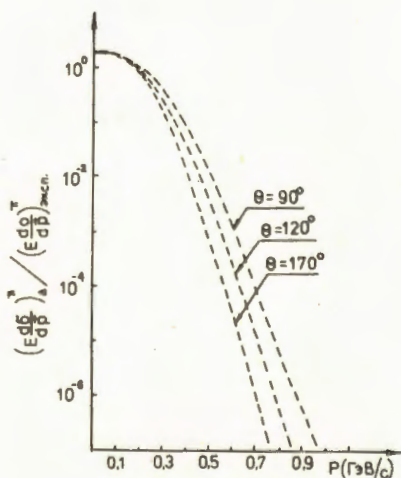


Рис.3. Отношение инклюзивных сечений  $\pi^-$ -мезонов от распада  $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi$  к экспериментальным инклюзивным сечениям  $\pi^-$ -мезонов:

$$\left( E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} \right)_{\pi/\Delta} = A_{p/\Delta} \cdot$$

$$\exp \left( -\frac{X_A}{0.16} \right), \quad A_{\Delta} = A_p.$$

$A_\rho = A_\pi$  и  $A_\Delta = A_\rho$ . Из этих рисунков видно, что максимальные значения  $A_\rho$  и  $A_\Delta$  соответственно равны

$$A_\rho^{\max} = 19,4 \cdot A_\pi = 776. \quad /8/$$

$$A_\Delta^{\max} = 0,5 \cdot A_\rho = 6,4. \quad /9/$$

Существенно отметить, что при максимальном значении  $A_\rho$  вклад распадных  $\pi$ -мезонов в сделанных предположениях относительно вида сечения рождения  $\rho$  мезона, не превышает 1% от экспериментально наблюдаемых для  $P \geq 0,34$  ГэВ/с и всех направлений вылета в заднюю полусферу. Вклад распадных  $\pi$ -мезонов от  $\Delta^{++}$  может быть несколько больше, однако для импульсов  $\geq 0,5$  ГэВ/с он тоже не превышает 1%.

Результаты моделирования хорошо согласуются с аналитическими оценками, которые удастся провести. Для этого заметим, что спектр распадных  $\pi$ -мезонов связан со спектром рождения  $\rho$ -мезонов следующим выражением:

$$E_1 \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1} = \int d\Omega \frac{1}{4\pi} dM \frac{dP_\rho}{E_\rho} (E \frac{d\sigma}{d\vec{p}})_\rho B(M, M_0) \delta(\vec{p}_1 - \vec{p}_1'), \quad /10/$$

а  $\vec{p}_1$  связано с  $\vec{P}$  и  $\Omega_0 = (\theta_0, \phi_0)$  преобразованием Лоренца:

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_0 + (\vec{p}_0 \vec{p}_0) \vec{p} / [M \cdot (M + E)] + E_1^* \vec{p} / M,$$

$$\vec{p}_0 = p_0 \vec{n}_0.$$

$$p_0 = [(M^2 - m_1^2 - m_2^2) - 4m_1^2 m_2^2]^{1/2} / (2m). \quad /11/$$

$$E_{1/2}^* = \sqrt{m_{1/2}^2 + p_0^2}, \quad M = E_1^* + E_2^*.$$

Для  $\pi$ -мезона, летящего под углом  $180^\circ$ , в предположении нулевой ширины  $\rho$ -мезона из /10/ имеем

$$E_1 \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1} = \frac{M_0}{p_0 p_1} \int dE \cdot \exp[-\frac{E_0}{T_0 m_p} \cdot \frac{E(1 + \beta_0 \frac{E_1}{p_1}) - (\frac{M_\rho^2}{2E_0} + \beta_0 \frac{ME_1^*}{p_1})}{\langle X \rangle (1 - E/T_0)}]. /12/$$

Здесь

$$E^- = M_\rho [E_1 \cdot E_1^* - p_1 p_0] / m_\pi^2.$$

$$E^+ = \min \{ M_\rho^{E_{\rho p}} \cdot [E_1 E_1^* + p_1 p_0] / m_\pi^2, \quad /13/$$

а  $E_{\rho p}$  — кинематическая граница для рождения  $\rho$ -мезона.

Учитывая, что подинтегральная функция резко убывает с ростом энергии, получаем, что интеграл определяется величиной сечения  $\rho$ -мезона вблизи  $\theta_\rho \sim 180^\circ$  и равен

$$E_1 \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1} = \frac{M_\rho}{2p_0 p_1} \cdot A_\rho \frac{(1 - E^-/T_0)^2 T_0 m_p \langle X \rangle}{E_0 [(1 + \beta_0 E_1/p_1) - (M_\rho^2/(2E_0 T_0) + \beta_0 \frac{M_\rho E_1^*}{p_1 T_0})]} \cdot \exp \left( - \frac{E_0}{m_p T_0 \langle X \rangle} \cdot \frac{E^- (1 + \beta_0 \frac{E_1}{p_1}) - (\frac{M_\rho^2}{2E_0} + \beta_0 \frac{M_\rho E_1^*}{p_1})}{(1 - E^-/T_0)} \right) \cdot [1 - \exp \left( - \frac{E_0}{m_p T_0 \langle X \rangle} \cdot \frac{(1 + \beta_0 \frac{E_1}{p_1}) (E^+ - E^-)}{(1 - E^-/T_0)} \right)]. \quad /14/$$

Оцененное по этой формуле значение  $A_\rho^{\max}$  близко к полученному из моделирования /8/.

Поясним, почему спектры распадных частиц спадают круче, чем спектры экспериментальных частиц. Для простоты будем считать, что  $E_0 \gg E_\rho, E_\pi$ . В этом случае кумулятивное число  $X$  переходит в переменную Бьеркена /8/:

$$X \rightarrow x = \frac{E - P \cos \theta}{m_p}. \quad /15/$$

Эта переменная, как и  $X$ , является аддитивной:

$$x_\rho = x_\pi + x_{\pi^-}. \quad /16/$$

Из формул /10/ и /11/ нетрудно показать, что для  $\langle X \rangle_\rho$  и  $\langle X \rangle_\pi$  имеется следующее соотношение:

$$\int \frac{d\vec{p}_\rho}{E_\rho} (E \frac{d\sigma}{d\vec{p}})_\rho \cdot x = \langle X \rangle_\rho = \int \frac{d\vec{p}_1}{E_1} (E_1 \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1}) \frac{M}{E_1^*} x_1 = \frac{M}{E_1^*} \langle x_1 \rangle. \quad /17/$$

Для  $\rho$ -мезона это дает  $\langle X \rangle_\rho = 2 \langle X \rangle_\pi$ .

Поскольку основное падение сечения с импульсом определяется экспоненциальной зависимостью от  $X$ , то становится ясно, почему спектр распадных  $\pi$ -мезонов падает быстрее, чем исходный спектр  $\rho$ -мезонов.

### Особенности мягкой части инклюзивного спектра $\pi$ -мезонов

В работе /2/, рис. 4/ показано, что в мягкой части на фоне гладкой зависимости  $d\sigma \sim \exp(-T/T_0)$  имеется пик. Мы сделали попытку описать указанную особенность распадными

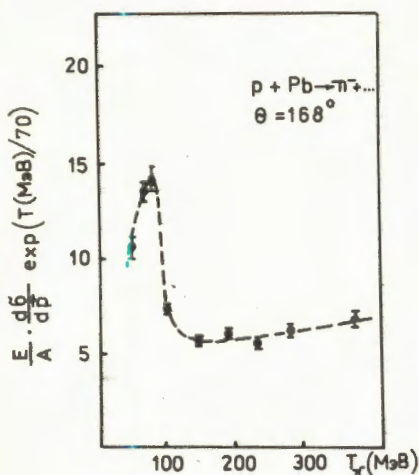


Рис.4. Инклюзивный спектр  $\pi^-$ -мезонов при малых энергиях в реакции  $p + Pb \rightarrow \pi^- + \dots$  при импульсе налетающего протона  $p = 8,9 \text{ ГэВ}/c^{1/2}$ .

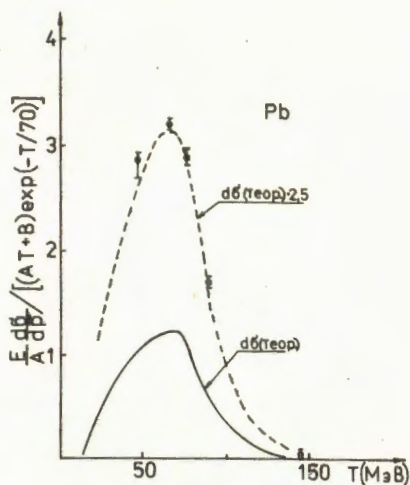


Рис.5. Экспериментальные данные и результаты описания пика при малых энергиях инклюзивного спектра  $\pi^-$ -мезонов. Ошибки в экспериментальных точках включают и неопределенности в аппроксимации фона под пиком.

$\pi$ -мезонами от рождения  $\Delta^{++}$  на отдельном нуклоне ядра. Сечение рождения  $\Delta$ -изобары в нуклон-нуклонных столкновениях равно <sup>/7/</sup>

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \cdot e^{bt}, \quad /18/$$

где  $A = 10,48$  и  $b = 5,86$  <sup>/7/</sup>.

Фон под пиком выбирался в виде

$$\left(E \frac{d\sigma}{dP}\right)_\Phi = (CT + D) \exp(-T(\text{МэВ})/c). \quad /19/$$

Результаты моделирования представлены на рис.5. Из этого рисунка видно, что полученные из моделирования спектры  $\pi$ -мезонов хорошо описывают форму пика для свинца, но не совпадают по абсолютной величине.

## Заключение

В работе получены следующие результаты:

1. Получены верхние оценки сечений инклюзивного рождения  $\rho$  и  $\Delta^{++}$  на ядрах в кинематической области, запрещенной для свободного NN -рассеяния /рис.6,7/.

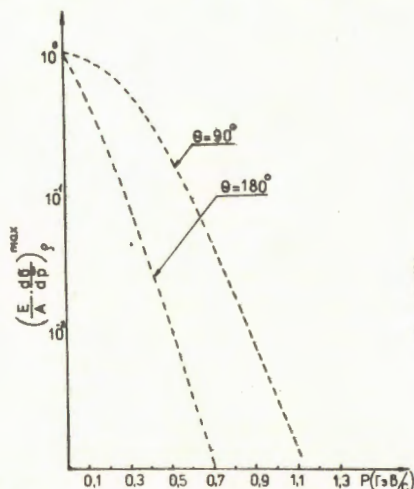


Рис.6. Максимально допустимые инклюзивные сечения кумулятивных  $\rho$ -мезонов.

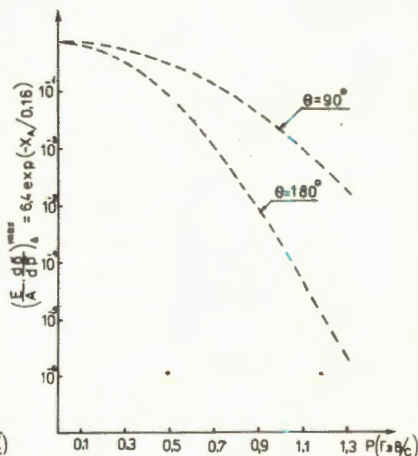


Рис.7. Максимально допустимые инклюзивные сечения кумулятивных  $\Delta^{++}$ .

2. Показано, что спектры распадных  $\pi$ -мезонов и протонов дают вклад не более 1% в полные инклюзивные спектры  $\pi$ -мезонов и протонов, начиная с импульса  $P > 0,5$  ГэВ/с.

Авторы благодарят О.Ю.Кульпину за оформление рукописи.

## Литература

1. Baldin A.M. JINR, E2-83-415, Dubna, 1983.
2. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
3. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Р1-84-432, Дубна, 1984.
4. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.5, с.949.
5. Ставинский В.С. ОИЯИ, Р2-80-767, Дубна, 1980.
6. Bjorken J.D., Poschos E.A. Phys.Rev., 1969, vol.185, No.5, p.185.
7. Benary O. et al. A Compilation of Data on Inclusive Reactions. UCRL-20000 NN, Berkeley, 1970.

Рукопись поступила 25 сентября 1985 года.

**СИЛЬНО-АСИММЕТРИЧНОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР,  
ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТОРИЯ АЛЬФА-ЧАСТИЦАМИ  
И ДЕЙТРОНАМИ**

Ю.Ц.Оганесян, Ш.Гэрбиш, Ю.В.Лобанов,  
Ю.С.Короткин, М.Юссонуа\*

Описываются эксперименты по поиску эмиссии тяжелых кластеров из возбужденных ядер  $^{234}\text{Pa}$  и  $^{236}\text{U}$  при облучении  $^{232}\text{Th}$  дейтронами и  $\alpha$ -частицами с энергией  $E_{\text{лаб.}} = 17$  и  $34$  МэВ соответственно. Показано, что в этих реакциях с сечением  $\sim 2$  мкб образуются ядра с  $A = 24$  и не образуются фрагменты с  $A = 28$  ( $\sigma \leq 0,1$  мкб). Для сопряженных тяжелых фрагментов получены верхние границы сечений от  $3 \cdot 10^{-2}$  до  $3 \cdot 10^{-4}$  мкб. Результаты опытов интерпретируются в рамках тройного деления с вылетом тяжелой частицы  $/A = 24/$ , в то время как для вероятности сильно-асимметричного двойного деления определен предел:  $\Gamma_{\text{класт.}} / \Gamma_{\text{полн.}} \leq 3 \cdot 10^{-10}$ .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

The Extreme Asymmetric Fission of Nuclei  
Produced in Reactions  $^{232}\text{Th} + {}^2\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}$

Yu.-Ts.Oganessian et al.

The experiments describe an emission of heavy clusters from excited  $^{234}\text{Pa}$  and  $^{236}\text{U}$  nuclei, which are produced in bombarding  $^{232}\text{Th}$  targets by deuterons and  $\alpha$ -particles with energies 17 and 34 MeV, respectively. It is shown that the nuclide with mass  $A = 24$  emitted with  $\sim 2$  microbarn cross section and the nuclide with mass  $A = 28$  were not observed and the cross section was estimated to be lower than 0.1 microbarn. For its heavy fragments the upper level of cross section is obtained from  $3 \cdot 10^{-2}$  to  $3 \cdot 10^{-4}$  microbarn. The results of experiments are interpreted as ternary fission with the emission of heavy cluster  $A = 24$ , while the limit for probability of extreme asymmetric binary fission  $\Gamma_{\text{clus.}} / \Gamma_{\text{tot.}} \leq 3 \cdot 10^{-10}$  was determined.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

---

\* Институт ядерной физики, Орсе, Франция

Известно, что для  $\alpha$ -радиоактивных изотопов Ra с массовыми числами 222, 223, 224 и 226 наблюдается с вероятностью  $10^{-9}$ – $10^{-12}$  испускание кластера  $^{14}\text{C}/^{1-3}$ . Для более тяжелых нуклидов  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{232,233}\text{U}$  наблюдается эмиссия  $^{24}\text{Ne}/^{4-7}$ . Парциальный период такого типа распада зависит от нуклонного состава начального ядра и составляет, согласно экспериментальным данным, от  $5 \cdot 10^{15}$  до  $2 \cdot 10^{17}$  лет.

Представляется интересным исследовать это явление для возбужденных ядер, так как вероятность эмиссии кластера может резко возрасти с увеличением энергии ядра.

Если в основном состоянии конкурирующим каналом эмиссии кластера является  $\alpha$ -распад, то при энергии  $E^* \geq 10$  МэВ открываются другие каналы реакции /деление, эмиссия нейтронов и легких заряженных частиц/. Поэтому вероятность наблюдения искомого продукта будет определяться уже отношением ширины  $\Gamma_{\text{класт}}$  к полной ширине распада возбужденного ядра. Можно полагать заранее, что величина  $\Gamma_{\text{класт}}/\Gamma_{\text{полн.}} \ll 1$ ; однако тяжелая частица может быть зарегистрирована с высокой чувствительностью, соответствующей  $\Gamma_{\text{класт}}/\Gamma_{\text{полн.}} > 10^{-9}$ .

Ниже кратко описана постановка опытов и приведены результаты по поиску эмиссии кластеров с массовыми числами  $A = 24$  и  $28$  из возбужденных ядер, образующихся при облучении  $^{232}\text{Th}$  дейтронами и  $\alpha$ -частицами с энергией  $17$  и  $34$  МэВ соответственно.

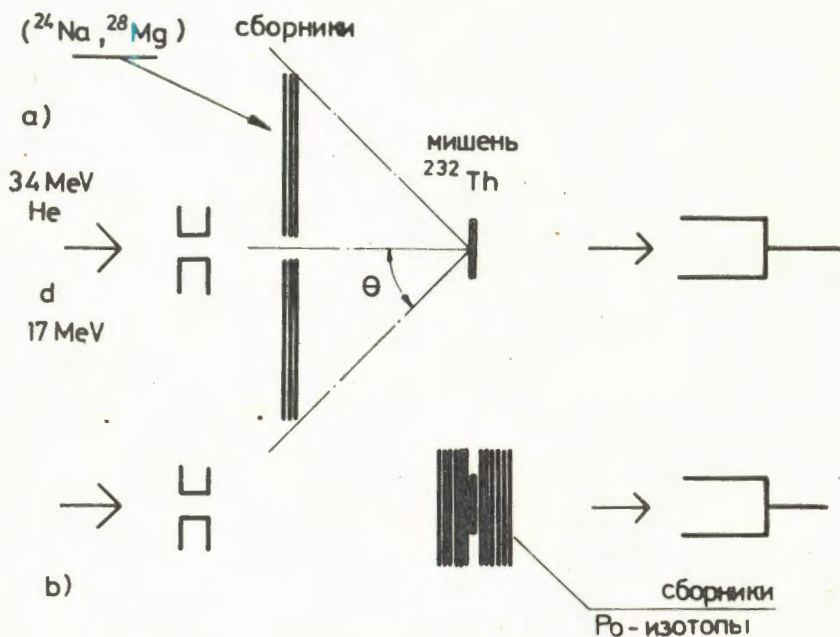
Схема опыта представлена на рисунке. Коллимированный пучок попадал на мишень из металлического  $^{232}\text{Th}$  ( $1,5 \text{ мг/см}^2$ ), покрытую слоем золота ( $0,3 \text{ мг/см}^2$ ). В заданной полусфере в угловом интервале  $\Theta_{\text{лаб.}} = 180 \pm 60^\circ$  располагался пакет из медных или поликарбонатных сборников. После облучения из сборников радиохимически выделялись изотопы  $^{24}\text{Na} / T_{1/2} = 15 \text{ ч/}$  и  $^{28}\text{Mg} / T_{1/2} = 20,9 \text{ ч/}$ , выход которых определялся по спектру гамма-квантов, измеренному на Ge(Li)-спектрометре.

В другом опыте Th-мишень закрывалась с двух сторон пакетами тонких углеродных фольг /по 6 в каждой стопке/ общей толщиной  $0,5 \text{ мг/см}^2$ . После облучения определялся выход изотопов Tl, Pb, Bi по их дочерним  $\alpha$ -радиоактивным изотопам Po с помощью многодетекторного Si(Au)-спектрометра. Кроме того, измерялось распределение этих продуктов по толщине сборников ядер отдачи. Условия облучения и результаты представлены в таблице.

При бомбардировке Th дейтронами и ионами  $^4\text{He}$  наблюдается эмиссия ядер с массой  $A_{\text{класт.}} = 24$ . Все изобары с  $Z_{\text{класт.}}$  от 8 до 11 регистрируются в нашем эксперименте по долгоживущему нуклиду  $^{24}\text{Na}$ . Для изобар с  $A_{\text{класт.}} = 28$  ( $^{28}\text{Mg}$ ) получена лишь верхняя граница образования на уровне  $\sim 5 \cdot 10^{-2}$  от выхода  $^{24}\text{Na}$ .

Из распределения активности  $^{24}\text{Na}$  по сборникам можно оценить среднюю кинетическую энергию этого ядра, которая составляет  $40 \pm 50$  МэВ, что значительно ниже кулоновской энергии этих фрагментов. При вылете последнего, с массой 24, имеющего такую энергию, из составного ядра  $^{234}\text{Pa}$  или  $^{238}\text{U}$  остаточные ядра с массой 210 или 212 будут обладать энергией отдачи 5-7 МэВ, и, следовательно, значительным пробегом в углеродных сборниках, окружающих мишень ( $\sim 0,3$  мг/см<sup>2</sup>).

Отметим, что среди долгоживущих нуклидов лишь изотопы Pb и Bi с массой 212 и изотопы Bi и Po с массой 210, 211 могут быть зарегистрированы в нашем опыте продолжительностью несколько часов.



В предположении асимметричного деления составного ядра они могут образоваться при эмиссии  $^{24}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{F}$  /из  $^{238}\text{U}$  / и  $^{24}\text{O}$ ,  $^{24}\text{N}$  /из  $^{234}\text{Pa}$  /.

Из эксперимента следует, что сечения образования тяжелых фрагментов  $A = 210, 211, 212$  значительно ниже, чем для легких партнеров  $A = 24$ . Это означает, что выход  $^{24}\text{Na}$  в основной доле случаев не связан с двухтелным процессом, а обусловлен другим механизмом, в частности, тройным делением ядер. К этому заключению приходят также авторы других работ<sup>8,9</sup>, исследовавшие реакции  $^{238}\text{U} + p$ ,  $^4\text{He}$  при энергии бомбардирующих ионов от 15 до 600 МэВ.

Таблица

| Реакция                         | Энергия ионов<br>(Мэв) | Интегральный<br>поток ионов<br>( $\times 10^{17}$ ) | Сборник ос-<br>ковок дел. |                                    | Число образовавшихся ядер |                     |                     |           |           |      |          |             | Сечения ( в микробарнах ) образования<br>фрагментов с массой |                        |  |  |
|---------------------------------|------------------------|-----------------------------------------------------|---------------------------|------------------------------------|---------------------------|---------------------|---------------------|-----------|-----------|------|----------|-------------|--------------------------------------------------------------|------------------------|--|--|
|                                 |                        |                                                     | Количество<br>(шт.)       | Плотность<br>(кг/см <sup>2</sup> ) |                           |                     |                     |           |           |      |          |             |                                                              |                        |  |  |
|                                 |                        |                                                     |                           |                                    | Na-24                     | Mg-28               | Po-210              | Po-211    | Po-212    | A=24 | A=28     | A=210       | A=211                                                        | A=212                  |  |  |
| $^{232}\text{Th} + ^2\text{H}$  | 17                     | 11.2                                                | 2                         | 8.96<br>медь                       | $2 \cdot 10^7$            | $\leq 3 \cdot 10^5$ | —                   | —         | —         | 2.7  | $< 0.04$ | —           | —                                                            | —                      |  |  |
|                                 |                        |                                                     |                           |                                    |                           |                     |                     |           |           |      |          |             |                                                              |                        |  |  |
| $^{232}\text{Th} + ^2\text{H}$  | 17                     | 6.5                                                 | 4                         | 1.8<br>поликарбонат                | $1 \cdot 10^7$            | —                   | —                   | —         | —         | 2.7  | —        | —           | —                                                            | —                      |  |  |
|                                 |                        |                                                     |                           |                                    |                           |                     |                     |           |           |      |          |             |                                                              |                        |  |  |
| $^{232}\text{Th} + ^4\text{He}$ | 34                     | 0.93                                                | 6                         | 0.1<br>графит                      | —                         | —                   | $\leq 1 \cdot 10^4$ | $\leq 16$ | $\leq 70$ | —    | —        | $\leq 0.03$ | $\leq 1.5 \cdot 10^{-4}$                                     | $\leq 2 \cdot 10^{-4}$ |  |  |
|                                 |                        |                                                     |                           |                                    |                           |                     |                     |           |           |      |          |             |                                                              |                        |  |  |
| $^{232}\text{Th} + ^4\text{He}$ | 34                     | 4.75                                                | 3                         | 8.96<br>медь                       | $6 \cdot 10^6$            | $< 5 \cdot 10^5$    | —                   | —         | —         | 1.8  | $< 0.1$  | —           | —                                                            | —                      |  |  |
|                                 |                        |                                                     |                           |                                    |                           |                     |                     |           |           |      |          |             |                                                              |                        |  |  |
| $^{232}\text{Th} + ^4\text{He}$ | 34                     | 0.39                                                | 6                         | 0.1<br>графит                      | —                         | —                   | $\leq 5 \cdot 10^4$ | —         | $\leq 50$ | —    | —        | $\leq 0.4$  | —                                                            | $\leq 3 \cdot 10^{-4}$ |  |  |
|                                 |                        |                                                     |                           |                                    |                           |                     |                     |           |           |      |          |             |                                                              |                        |  |  |

Тогда из сравнения наших данных для  $^{236}\text{U}/E^* = 29 \text{ МэВ/}$  с данными по тройному делению  $^{235}\text{U} + n_0/E^* = 6 \text{ МэВ/}$  следует, что выход частиц в области больших масс  $A \geq 20/$  существенно возрастает с ростом энергии возбуждения делящегося ядра.

Исследование этой закономерности представляет самостоятельный интерес и требует иной постановки опытов.

Возвращаясь к вопросу сильно-асимметричного деления  $^{236}\text{U}$  ( $A_{\text{тяж}}/A_{\text{легк.}} \approx 9$ ), можно определить по выходу изотопа  $^{212}\text{Po}$  границу сечения этого процесса, которая составляет в нашем эксперименте  $\sigma \leq 3 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$ , что, в свою очередь, дает оценку величины отношения  $\Gamma_{\text{клас.}}/\Gamma_{\text{полн.}} \leq 3 \cdot 10^{-10}$ .

Расчеты по статистической модели распада возбужденного ядра урана-236, выполненные с использованием программы Алиса<sup>10,11/</sup>, дают соотношения  $\Gamma_{\text{дел.}}/\Gamma_{\text{полн.}} = 0,72$ ,  $\Gamma_{\text{альфа}}/\Gamma_{\text{полн.}} = 6 \cdot 10^{-5}$  и  $\Gamma_{\text{клас.}}/\Gamma_{\text{полн.}} = 1 \cdot 10^{-10}$ , что не противоречит результатам наших экспериментов.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову за интерес к работе и ценные замечания при ее обсуждении, Р.Н.Сагайдаку за помощь при проведении экспериментов, а также Ю.П.Харитонову за помощь при определении выхода  $\alpha$ -активных изотопов полония, Ю.А.Музычке и Б.И.Пустыльнику за расчеты ширины распада возбужденных ядер.

### Литература

1. Rose H.J., Jones G.A. Nature, 1984, 307, p.245.
2. Александров Д.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, с.152.
3. Gales S. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p.759.
4. Price P.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p.279.
5. Sandulescu A. et al. In: JINR Rapid Comm., No.5-85, Dubna, 1985, p.5.
6. Третьякова С.П. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 7-85, Дубна, 1985, с.23.
7. Barwick S.W. et al. Phys.Rev.C, 1985, vol.31, No.5, p.1984.
8. Haldosen I. et al. J.Inorg.Nucl.Chem., 1981, 43, No.10, p.2197.
9. Iyer R.H., Cobble J.W. Phys.Rev., 1968, 172, p.1186.
10. Blann M., Plasil F. Report C00-3494, 10, 1973.
11. Бейзин С.Д. и др. ЯФ, 1983, 37, с.809.

Рукопись поступила 16 сентября 1985 года.

## ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ АКСИАЛЬНО-ДЕФОРМИРОВАННЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ

Б.Н.Захарьев, Х.Функе

В литературе по обратной задаче до сих пор не существует практических методов для восстановления сферически-несимметричных потенциалов из асимптотической волновой функции. Оказывается, эта проблема решается в специальных случаях. Для класса потенциалов, допускающих разделение переменных в сферических координатах, предложены методы их восстановления по данным рассеяния. Это первый случай практически реализуемых алгоритмов решения обратной задачи для сферически-несимметричных локальных потенциалов. Рассматривается модификация формализма Редже - Ньютона - Сабатье и конечно-разностного приближения Хушияра - Разави.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

### Inverse Problem for Axial-Deformed Potentials

B.N.Zakhariev, Ch.Funke

In the literature about Inverse Problems there are no tractable methods for construction of non-spherical potentials from the asymptotic wave function. This problem turned out to be solved in special cases. The methods of reconstruction from scattering data are given for the class of potentials admitting the separation of variables in spheroidal coordinates. This is the first case when the algorithms of the inverse problem solution for spherically-nonsymmetrical local potentials can practically be realised. The modifications of the formalisms of Regge - Newton - Sabatier and finite-difference approximation of Hoo-shyar - Rasavy are considered.

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

### Введение

Попытки решения обратной задачи при нарушении сферической симметрии потенциала делались уже в течение ряда

лет. Конечно-разностную модель многомерной обратной задачи исследовали Березанский с сотрудниками<sup>/1,2/</sup>. Нелокальные по углам потенциалы рассматривались Кеем и Мозесом<sup>/3/</sup>. Общую теорию восстановления трехмерных потенциалов предложили Фаддеев<sup>/4/</sup> и Ньютон<sup>/5/</sup>. Об этих подходах можно также прочитать в книгах<sup>/6-8/</sup>.

Почему-то до сих пор не рассматривалась еще одна возможность: сведение задачи к одномерной, когда переменные разделяются в сфероидальных, эллиптических /и др./ координатах. Недавно были построены сфероидальные потенциалы баргмановского типа, специальные их случаи дают точно решаемые модели со связанными состояниями в непрерывном спектре. В данной работе формулируется соответствующая обратная задача при фиксированной энергии - модифицированный метод Редже - Ньютона - Сабатье<sup>/6,9/</sup> и алгоритм ее решения в приближении конечных разностей, распространяющий подход Хушияра и Разави<sup>/10/</sup> на аксиально-деформированные мишени. Спецификой одномерных парциальных уравнений движения, к которым сводится уравнение Шредингера со сфероидальными потенциалами, является зависимость от энергии орбитального параметра  $\lambda_{\ell m}(a^2 k^2)$ , переходящего в  $\ell(\ell+1)$  в пределе сферической симметрии. Это, в частности, препятствует созданию аналога теории Гельфанда - Левитана - Марченко с фиксированным значением  $\ell$ .

### Разделение переменных

В сфероидальных координатах  $\xi, \eta, \phi$  /см. рисунок/ потенциалы вида<sup>/1/</sup>

$$v(\xi, \eta) = \frac{1}{a^2} \frac{u_1(\xi) + u_2(\eta)}{\xi^2 - \eta^2} \quad /1/$$

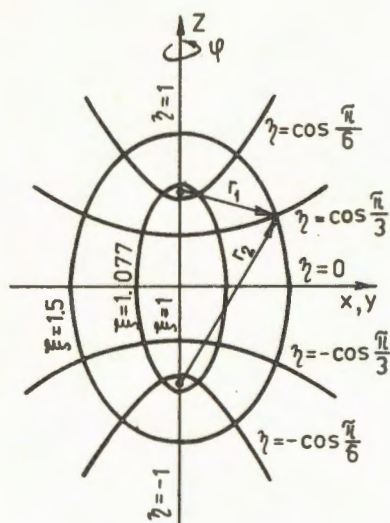
допускают сведение уравнения Шредингера для

$$\psi = (\xi^2 - 1)^{1/2} R(\xi) S(\eta) \ell^{im\phi}$$

к одномерным уравнениям ( $1 \leq \xi < \infty; -1 \leq \eta \leq 1; 0 \leq \phi \leq 2\pi$ ):

$$R''(\xi) + \left[ a^2 k^2 - \frac{\lambda_{\ell m}(a^2 k^2)}{\xi^2 - 1} - \frac{u_1(\xi)}{\xi^2 - 1} + \frac{1 - m^2}{(\xi^2 - 1)^2} \right] R(\xi) = 0; \quad /2/$$

$$\frac{d}{d\eta} (1 - \eta^2) \frac{d}{d\eta} S(\eta) + [\lambda_{\ell m}(a^2 k^2) - u_2(\eta) + a^2 k^2 (1 - \eta^2) - \frac{m^2}{1 - \eta^2}] S(\eta) = 0. \quad /3/$$



Здесь  $a$  - расстояние между фокусами эллипсов /центрами в двухцентрковой задаче/,  $\xi$  - "радиальная" переменная, характеризующая размер эллипса,  $\eta$  - "угловая" переменная, определяющая положение точки на эллипсе,  $\phi$  - угол вращения вокруг оси эллипса. В дальнейшем мы будем полагать  $u_2(\eta) = 0$ , так как особенно интересно "радиальное" движение. Для восстановления  $u_1(\xi)$  достаточно данных рассеяния с частицами, падающими на мишень вдоль ее оси симметрии, поэтому можно положить также и  $m = 0$ . Собственные значения при  $a = 0$  /сферическая

симметрия/ сразу находятся из /3/:  $\lambda(a=0) = \ell(\ell+1)$ . Вообще же, нужно различать два случая: 1/  $k^2 < 0$ , когда спектр дискретный,  $k^2$  и  $\lambda$  вычисляются при совместном решении /2,3/; 2/  $k^2 > 0$ , спектр непрерывный и  $k^2$  можно рассматривать как произвольный параметр, а  $\lambda_{\ell m}$  определяются из одного уравнения /3/.

### Модификация метода Ньютона - Сабатье

В уравнении типа уравнения Гельфанда - Левитана

$$K(\xi, \xi') + Q(\xi, \xi') + \int_1^{\xi} K(\xi, \xi'') Q(\xi'', \xi') \frac{d\xi''}{\xi''^2 - 1} \quad /4/$$

возьмем ядро в виде  $Q(\xi, \xi') = \sum_{\ell} c_{\ell} \phi_{\ell}(\xi) \phi_{\ell}(\xi')$ , тогда для  $K$  получим

$$K(\xi, \xi') = - \sum_{\ell} c_{\ell} \phi_{\ell}(\xi) \phi_{\ell}(\xi'). \quad /5/$$

где  $\phi$ ,  $\phi$  - решения /2/, регулярные при  $\xi \rightarrow 1$ , отвечающие потенциалам  $u_1$  и  $u_1$  соответственно и связанные операцией обобщенного сдвига

$$\phi_{\ell}(\xi) = \phi_{\ell}(\xi) + \int_1^{\xi} K(\xi, \xi') \phi_{\ell}(\xi') \frac{d\xi'}{\xi'^2 - 1}. \quad /6/$$

Подставляя /5/ в /6/, получаем систему алгебраических уравнений для  $\phi_{\ell}$ .

$$\phi_{\ell}(\xi) = \phi_{\ell}^{\circ}(\xi) - \sum_{\ell'} \phi_{\ell'}(\xi) L_{\ell\ell'}(\xi), \quad /7/$$

где  $L_{\ell\ell'}(\xi) = \int_1^{\infty} \phi_{\ell}^{\circ}(\xi') \phi_{\ell'}^{\circ}(\xi') (\xi'^2 - 1)^{-1} d\xi'$ . Постоянные коэффициенты  $c_{\ell}$  в /5-7/ определяются данными рассеяния, если перейти в /7/ к пределу больших  $\xi$ . Хотя  $\phi_{\ell}(\xi)$  нам заранее не известны, но их асимптотическое поведение задается парциальными фазами рассеяния  $\delta_{\ell}^{1/2}$ :

$$\phi_{\ell}(\xi) \sim \frac{1}{\xi} \sin\left(ak\xi - \frac{\pi\ell}{2} + \delta_{\ell}\right), \quad /8/$$

с константами  $c_{\ell}$ , найденными из алгебраических уравнений /6,7,9/.

$$\phi_{\ell}^{\infty}(\xi) = \phi_{\ell}^{\circ\infty}(\xi) - \sum_{\ell'} L_{\ell\ell'}^{\infty} c_{\ell'} \phi_{\ell'}^{\infty}(\xi). \quad /9/$$

Получаем из /7/ волновые функции

$$\phi_{\ell}(\xi) = \sum_{\ell'} (M^{-1}(\xi))_{\ell\ell'} \phi_{\ell'}^{\circ}(\xi); \quad M_{\ell\ell'} = \delta_{\ell\ell'} + L_{\ell\ell'}(\xi). \quad /10/$$

которые, согласно /5/, задают ядро К. диагональные значения которого определяют потенциал

$$u_1(\xi) = \ddot{u}_1(\xi) - 2\sqrt{\xi^2 - 1} \frac{d}{d\xi} \frac{1}{\sqrt{\xi^2 - 1}} K(\xi, \xi). \quad /11/$$

### Конечно-разностное приближение

Для установления параллелей со случаем сферической симметрии удобнее пользоваться вместо  $\xi$  переменной  $\rho = a\sqrt{\xi^2 - 1}$ , которая, подобно радиусу, изменяется от нуля. Перепишем уравнение /2/ в виде

$$R''(\rho) + \left\{ k^2 - \frac{\lambda + u_1(\rho)}{\rho^2 + a^2} - \frac{a^2}{\rho^2(\rho^2 + a^2)} \left( m^2 - \frac{2\rho^2 - a^2}{4(\rho^2 + a^2)} \right) \right\} R(\rho) = 0. \quad /12/$$

В случае малой деформации мишени  $a^2/\rho^2 \ll 1$  уравнение /12/ переходит в

$$R''(\rho) + \left\{ k^2 - u(\rho) - \frac{\ell(\ell+1)}{\rho^2} + \frac{a^2}{\rho^2} \left[ u(\rho) + \frac{\ell(\ell+1) - m^2 - 1/2}{\rho^2} - k^2 \sigma^2 \right] \right\} R(\rho) = 0, \quad /13/$$

где  $u(\rho) = u_1(\rho)/\rho^2$ ;  $\lambda_{\ell} = \ell(\ell+1) + ak^2\sigma$ ;  $\sigma = \frac{2\ell(\ell+1) - 2m^2 - 1}{(2\ell-1)(2\ell+3)}$ .

Следуя работе <sup>/10/</sup>, преобразуем /12/, заменяя  $R(\rho) = \rho^{\ell+1} \chi(\rho)$ :

$$\chi''_{\ell}(\rho) + \frac{2}{\rho}(\ell+1)\chi'_{\ell}(\rho) + (k^2 - w)\chi_{\ell}(\rho) = 0. \quad /14/$$

где  $w(\rho) = \frac{u_1(\rho) + \lambda}{\rho^2 + a^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{\rho^2} + \frac{a^2(2\rho^2 - a^2)}{4\rho^2(\rho^2 + a^2)}$ , а  $\lambda_{\ell}(a^2 k^2)$  известны из /3/. Переходя к дискретной переменной  $\rho_n = n\Delta$  /  $n = 1, 2, \dots$ ;  $\Delta$  - шаг конечно-разностного дифференцирования/, получаем разностный аналог уравнения /14/

$$\chi_{\ell}(n+1) = A_{\ell}(n)\chi_{\ell}(n) + c_{\ell}(n)\chi_{\ell}(n-1). \quad /15/$$

$$\text{где } c_{\ell}(n) = \frac{\ell+1-n}{\ell+1+n}; \quad A_{\ell}(n) = n[2 - \Delta^2(k^2 - w_n)]/(\ell+1+n).$$

Важным для обратной задачи свойством уравнения /15/ является обращение в нуль коэффициента  $c_{\ell}(n)$  при  $n = \ell+1$ , так что, меняя  $\ell$ , можно добиться исчезновения  $c_{\ell}(n)$  в любой точке интервала взаимодействия. Действительно, воспользуемся этим для восстановления  $u_1(n)$  по фазовым сдвигам  $\delta$ . Пусть  $u_1 = 0$  при  $n > N$ , тогда  $\chi_{\ell}(n)$  нам известны в этой области, включая ее границу  $n = N$ , поскольку там  $\chi_{\ell}(n)$  - свободная волна, определяемая заданными  $\delta_{\ell}$ . В уравнении /15/ при  $\ell = L = N-1$  и  $n = N$  коэффициент при неизвестной  $\chi_L(N-1)$  исчезает:  $c_L(N) = 0$ , так что можно выразить  $A_L(N)$ , в который входит неизвестная  $u_1(N)$  через известные  $\chi_L(N)$  и  $\chi_L(N+1)$ . Теперь возьмем значение  $\ell$  на единицу меньшим  $\ell = L-1 = N-2$ . Исходя из  $\delta_{L-1}$  и пользуясь тем, что  $u_1(N)$ , а значит и  $A_{L-1}(N)$  уже известны, определим  $\chi_{L-1}(N-1)$  из /15/ с  $n = N$ . Тогда в /15/ с  $n = N-1$  исчезает  $c_{N-2}(N-1)$ , и мы находим  $A_{N-2}(N-1)$ , т.е.  $u_1(N-1)$ . Продолжая этот процесс, будем углубляться на шаг внутрь области взаимодействия, решая уравнения /15/ с каждым новым, уменьшенным на единицу значением  $\ell$ . Общее выражение для очередного искомого значения  $A_{\ell}(n)$ , где  $\ell_j = N-j, j=1, 2, \dots, N$ , можно представить в виде непрерывной дроби <sup>/10/</sup>,

/16/

$$A_{\ell_{j+1}}(N-j) = \frac{c_{\ell_{j+1}}(N+1-j)}{-A_{\ell_{j+1}}(N+1-j) +} \frac{c_{\ell_{j+1}}(N+2-j)}{-A_{\ell_{j+1}}(N+2-j) +} \dots \frac{c_{\ell_{j+1}}(N)}{\chi_{\ell_{j+1}}(N+1)/\chi_{\ell_{j+1}}(N) - A_{\ell_{j+1}}(N)}$$

откуда находим  $u_1(N-j)$ .

### Заклучение

В настоящее время предложенными методами проводятся расчеты с целью оценки устойчивости процедуры построения потенциалов по фазам. Интересно было бы также восстановить потенциал вращающейся мишени /учет вращения ядер/, рассмотреть обратную задачу для сплюснутой сфероидальной мишени и для случая разделения переменных в эллиптических координатах.

Авторы признательны В.Н.Пивоварчику, обратившему внимание на разделение переменных в координатах  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\phi$ , А.А.Сузько за полезные дискуссии, Н.Ф.Трусовой за обсуждение вопросов полноты собственных функций в двухцентровой задаче и В.И.Климову за помощь в простой интерпретации теоремы Котельникова, позволяющей глубже понять подход Хушияра и Разави и найти его обобщения.

### Литература

1. Березанский Ю.М. Разложение по собственным функциям самосопряженных операторов. "Наукова думка", Киев, 1965.
2. Эскина М.С. Труды семинара по функциональному анализу. Изд-во Ин-та матем. АН УССР, Киев, 1970, т.2, с.207.
3. Kay T., Moses M.E. Nuovo Cim., 1961, 22, p.689; Comm.Pure Appl.Math., 1961, 14, p.435.
4. Фаддеев Л.Д. В кн.: Современные проблемы математики. Изд-во ВИНТИ, М., 1974, т.3, с.93.
5. Newton R. J.Math.Phys., 1982, 23, No.4, p.594.
6. Шадан К., Сабатье П. Обратные задачи в квантовой теории рассеяния. "Мир", М., 1980.
7. Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц. "Мир", М., 1969.
8. Захарьев Б.Н., Сузько А.А. Потенциалы и квантовое рассеяние /прямая и обратная задачи/. Энергоатомиздат, М., 1985.
9. Левитан Б.М. Обратные задачи Штурма - Лиувилля. "Наука", М., 1984.
10. Hooshyar M.A., Razavy M. Can.J.Phys., 1981, vol.59, No.11, p.1627.
11. Комаров И.В., Пономарев Л.И., Славянов С.Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. "Наука", М., 1976; Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. ИЛ, М., 1958, т.1, с.612.
12. Абрамов Д.И. ТМФ, 1975, 22, №2, с.253; Вестн.ЛГУ, 1975, №22, с.24.
13. Захарьев Б.Н. Сузько А.А. ЯФ, 1975, 22, №2, с.289.

Рукопись поступила 4 октября 1985 года.

ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ  
В ЗАДАЧАХ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМ  
С ИЗЛУЧЕНИЕМ

Е.А.Кочетов

Цель работы состоит в исследовании спектральных свойств ряда модельных гамильтонианов типа гамильтониана Дикке, описывающих взаимодействие атома с полем излучения на определенной частоте. Определение спектра соответствующего гамильтониана позволяет найти все характерные для данной задачи параметры, а именно: степень возбуждения атома, среднее значение фонового поля и т.п. Используемый метод нахождения полного совместного набора собственных функций операторов заряда и гамильтониана дает точное решение задачи. Набор этих решений может быть использован для определения любых характеристик задачи. Полученные здесь результаты могут быть использованы, например, в задачах квантовой оптики.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Exact Solutions  
of the Problems on Interaction of Two-Level Systems  
with Radiation

E.A.Kochetov

The aim of the paper is to study the spectral properties of some model Hamiltonians of the Dikke-type describing the interaction of an atom with a radiation field at certain frequency. The determination of the relevant Hamiltonian spectrum allows one to find all the parameters characteristic of this problem, namely the degree of excitation of an atom, an average value of the phonon field, etc. The method used to find a total common set of eigenfunctions of the charge and Hamiltonian operators provides an exact solution of the problem. The set of these solutions can be used for determining any characteristics of the problem. The results obtained can be used, for example, in quantum optics problems.

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

Рассмотрим гамильтониан

$$H = \omega a^+ a + \omega_0 s_3 + \lambda (a^+)^k a^\ell s_+ + \lambda (a^+)^l a^k s_- , \quad /1/$$

описывающий взаимодействие двухуровневой системы /атома/ с энергией перехода  $2\omega_0$  с одномодовым фоновым полем  $a$ ,  $[a, a^+] = 1$ . В модели /1/ атомные переходы осуществляются посредством испускания и поглощения различного числа фононов  $k \geq 0$  и  $\ell \geq 0$ . Нормировка паулевских операторов  $\vec{s}$  выбрана так, что  $[s_3, s_\pm] = \pm 2s_\pm$ ,  $[s_+, s_-] = s_3$ . Оператор заряда системы  $\hat{N} = a^+ a + \frac{\ell - k}{2} s_3$ , являющийся интегралом движения  $[H, \hat{N}] = 0$ , имеет следующее спектральное представление

$$\hat{N} |\Phi_n^{(\pm)}\rangle = N^{(\pm)} |\Phi_n^{(\pm)}\rangle, \quad |\Phi_n^{(+)}\rangle = \begin{pmatrix} |n\rangle \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |\Phi_n^{(-)}\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ |n\rangle \end{pmatrix}, \quad N^{(\pm)} = n \pm \frac{1}{2}(\ell - k).$$

Рассмотрим случай  $\ell \geq k$ . Ищем полную совместную систему собственных векторов  $H$  и  $\hat{N}$  в виде

$$|\Psi_n(a)\rangle = \exp(a s_+ (a^+)^k a^\ell) |\Phi_n^{(-)}\rangle, \quad /2/$$

где  $a$  - параметр, определяемый ниже. В силу соотношения  $[\hat{N}, (a^+)^k a^\ell s_+] = 0$  имеем

$$\hat{N} |\Psi_n(a)\rangle = \hat{N} e^{a s_+ (a^+)^k a^\ell} |\Phi_n^{(-)}\rangle = e^{a s_+ (a^+)^k a^\ell} \hat{N} |\Phi_n^{(-)}\rangle = (n - \frac{\ell - k}{2}) |\Psi_n(a)\rangle.$$

При  $\ell \geq k$  совокупность собственных значений оператора  $\hat{N}$  совпадает с совокупностью чисел  $\{n - \frac{\ell - k}{2}, n \geq 0\}$ , в силу чего выбор волновых функций в виде /2/ обеспечивает выполнение необходимого условия полноты совместной системы собственных функций  $H$  и  $\hat{N}$ .

Подставляя /2/ в уравнение

$$H |\Psi\rangle = \mathcal{E} |\Psi\rangle, \quad /3/$$

получаем уравнения, из которых определяются  $a$  и  $\mathcal{E}$ :

$$\lambda a^2 C_{nkl}^2 + 2a \Omega_{kl} - \lambda = 0, \quad \mathcal{E} = \omega n - \omega_0 + \lambda a C_{nkl}^2.$$

$$\Omega_{kl} = \frac{\omega}{2} (\ell - k) - \omega_0, \quad C_{nkl} = \begin{cases} \frac{\sqrt{n! (n - \ell - k)!}}{(n - \ell)!}, & n \geq \ell, \\ 0, & n < \ell. \end{cases} \quad /4/$$

Решение имеет вид

$$\alpha_{nkl}^{(\pm)} = \frac{-\Omega_{kl} \pm \sqrt{\Omega_{kl}^2 + \lambda^2 C_{nkl}^2}}{\lambda C_{nkl}^2},$$

/5/

$$\epsilon_n^{(\pm)} = \omega n - \frac{\omega}{2} (\ell - k) \pm \sqrt{\Omega_{kl}^2 + \lambda^2 C_{nkl}^2},$$

и нормированный вектор состояния

$$|\Psi_n^{(\pm)}\rangle = (1 + \alpha_{nkl}^{(\pm)2} C_{nkl}^2)^{-1/2} \begin{pmatrix} \alpha_{nkl}^{(\pm)} C_{nkl} |n - \ell + k\rangle \\ |n\rangle \end{pmatrix}.$$

В формулах /5/ следует считать  $n \geq \ell$ . При  $n < \ell$ ,  $C_{nkl} = 0$ , и из /5/ получаем предельные соотношения:

$$\alpha^{(+)} = \lambda/2\Omega_{kl}, \quad \epsilon_n^{(+)} = \omega n - \omega_0, \quad \begin{pmatrix} |\Psi_n^{(+)}\rangle = 0 \\ |n\rangle \end{pmatrix},$$

$$\alpha^{(-)} = \infty, \quad \epsilon_n^{(-)} = \omega(n - \ell + k) + \omega_0, \quad |\Psi_n^{(-)}\rangle = \begin{pmatrix} |n - \ell + k\rangle \\ 0 \end{pmatrix}. \quad /6/$$

Соотношения /5/ и /6/ дают полное решение задачи /1/. Отметим, что частный случай задачи /1/ при  $k = 0$ ,  $\ell = 1$  называется моделью Джейнса - Каммингса, точное решение для которой было впервые получено в 1963 г. в работе /1/, а затем повторено рядом авторов /2,3/. Формулы /5/, /6/ при  $k = 0$ ,  $\ell = 1$  полностью воспроизводят результаты процитированных работ.

Легко проверить полноту системы функций /5/, /6/, используя соотношение  $\sum_{n=0}^{\infty} |n\rangle \langle n| = 1$ . А именно,

$$\sum_{n=0}^{\ell-1} |\Psi_n^{(+)}\rangle \langle \Psi_n^{(+)}| + \sum_{n=\ell}^{\infty} |\Psi_n^{(+)}\rangle \langle \Psi_n^{(+)}| + \sum_{n=\ell-k}^{\ell-1} |\Psi_n^{(-)}\rangle \langle \Psi_n^{(-)}| +$$

$$+ \sum_{n=\ell}^{\infty} |\Psi_n^{(-)}\rangle \langle \Psi_n^{(-)}| = I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad /7/$$

Случай  $k \geq \ell$  рассматривается аналогично, с тем лишь отличием, что теперь серия  $N^{(+)} = n + \frac{\ell - k}{2}$  исчерпывает возможные собственные значения оператора  $\hat{N}$ , в связи с чем собственный вектор системы  $|\Psi_n^{(+)}\rangle$  порождается теперь вектором  $|\Phi_n^{(+)}\rangle = (|n\rangle)$ , а именно

$$|\Psi_n(a)\rangle = \exp(\tilde{a} s_- (a^+)^l a^k) |\Phi_n^{(+)}\rangle = \begin{pmatrix} |n\rangle \\ \tilde{a} \tilde{C}_{nkl} |n-k+l\rangle \end{pmatrix}, \quad /8/$$

$$\tilde{C}_{nkl} = C_{n\ell k} \cdot \tilde{a}^{(\pm)} = \frac{\Omega_{kl} \pm \sqrt{\Omega_{kl}^2 + \lambda^2 \tilde{C}_{nkl}^2}}{\lambda \tilde{C}_{nkl}}.$$

Результат выглядит следующим образом:

$$\tilde{\epsilon}_n^{(\pm)} = \omega n + \frac{\omega}{2} (\ell - k) \pm \sqrt{\Omega_{kl}^2 + \lambda^2 \tilde{C}_{nkl}^2}.$$

$$|\Psi_n^{(\pm)}\rangle = [1 + (\tilde{a}^{(\pm)})^2 \tilde{C}_{nkl}^2]^{-1/2} \begin{pmatrix} |n\rangle \\ \tilde{a}^{(\pm)} \tilde{C}_{nkl} |n-k+l\rangle \end{pmatrix}, \quad n \geq k, \quad /9/$$

Если  $n < k$ , то

$$\tilde{a}^{(-)} = -\lambda/2 \Omega_{kl}, \quad |\Psi_n^{(-)}\rangle = \begin{pmatrix} |n\rangle \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\epsilon}_n^{(-)} = \omega n + \omega_0.$$

$$\tilde{a}^{(+)} = \omega, \quad |\Psi_n^{(+)}\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ |n-k+l\rangle \end{pmatrix}, \quad \tilde{\epsilon}_n^{(+)} = \omega(n-k+l) + \omega_0. \quad /9'/$$

Аналогично рассмотренному выше случаю  $\ell > k$  имеет место соотношение полноты /7/. Можно отметить, что случай  $k > \ell$  получается из  $k \leq \ell$  заменой  $k \rightarrow \ell$ , верхней строки в векторах состояний на нижнюю и обратно, а также заменой  $\omega_0 \rightarrow -\omega_0$ . Впрочем, это следует и из вида гамильтониана /1/. Необходимо учесть, что при преобразовании  $s_+ \rightarrow s_- s_3$  меняет знак/.

Рассмотрим теперь задачу о взаимодействии излучения с двухуровневой системой с зависящей от интенсивности фотонного поля константой взаимодействия:

$$H = \omega a^+ a + \omega_0 s_3 + \lambda a f(a^+ a) s_+ + \lambda f(a^+ a) a^+ s_-. \quad /10/$$

где  $f(x)$  - удовлетворяет условию  $f(a^+ a)|n\rangle = f(n)|n\rangle$ . Оператор  $\hat{N} = a^+ a + \frac{s_3}{2}$  является интегралом движения. Ищем собственный вектор системы в виде

$$|\Psi_n(a)\rangle = \exp(a a f(a^+ a) s_+) |\Phi_n^{(-)}\rangle, \quad /11/$$

при этом  $\hat{N}|\Psi_n(a)\rangle = (n-1/2)|\Psi_n(a)\rangle, \quad n \geq 0.$

Подставляя /11/ в уравнение /3/, получаем следующие выражения для собственных значений и собственных функций оператора /10/:

$$\epsilon_n^{(\pm)} = \omega n - \frac{\omega}{2} \pm \sqrt{\Omega^2 + \lambda^2 n f^2(n)}. \quad \Omega = \frac{\omega}{2} - \omega_0.$$

$$|\Psi_n^{(\pm)}\rangle = [1 + (\alpha^{(\pm)})^2 n f^2(n)]^{-1/2} \begin{pmatrix} \alpha^{(\pm)} \sqrt{n} f(n) |n-1\rangle \\ |n\rangle \end{pmatrix}, \quad /12/$$

$$\alpha_n^{(\pm)} = \frac{-\Omega \pm \sqrt{\Omega^2 + \lambda^2 n f^2(n)}}{\lambda n f^2(n)}, \quad n \geq 1, \quad f(n) \neq 0.$$

$$\epsilon_{n=0}^{(+)} = -\omega_0, \quad |\Psi_{n=0}^{(+)}\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ |0\rangle \end{pmatrix}.$$

Если же для некоторого  $n_0$   $f(n_0) = 0$ , то

$$\epsilon_{n_0}^{(+)} = \omega n_0 - \omega_0, \quad |\Psi_{n_0}^{(+)}\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ |n_0\rangle \end{pmatrix}.$$

$$\epsilon_{n_0}^{(-)} = \omega n_0 - \omega + \omega_0, \quad |\Psi_{n_0}^{(-)}\rangle = \begin{pmatrix} |n_0-1\rangle \\ 0 \end{pmatrix}, \quad n_0 \geq 1.$$

Легко проверяется полнота системы собственных функций /12/. Задача /10/ с конкретным выбором функции  $f$ ,  $f(x) = \sqrt{x}$  рассматривалась в /4/, где были вычислены различные средние операторы  $s_3(t) = e^{iHt} s_3 e^{-iHt}$ , на основе точного решения гейзенберговского уравнения для  $s_3(t)$ . Вычисленные в /4/ величины можно получить, используя спектральное представление /12/, если положить там  $f(x) = \sqrt{x}$ .

В заключение рассмотрим гамильтониан

$$H = \omega_1 a^\dagger a + \omega_2 b^\dagger b + \omega_0 s_3 + \lambda a b^\dagger s_+ + \lambda a^\dagger b s_-, \quad /13/$$

описывающий взаимодействие двухуровневой системы с двухмодовым полем излучения  $a$ ,  $b$ . Важно, что в этой модели существуют два независимых интеграла движения  $\hat{N} = a^\dagger a + s_3/2$  и  $\hat{M} = b^\dagger b - \frac{s_3}{2}$ . Их совместная полная система собственных функций

$$|\Phi_{n,m}^{(-)}\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ |n\rangle |m\rangle \end{pmatrix} \begin{matrix} N^{(-)} = n - 1/2, \\ M^{(-)} = m + 1/2, \end{matrix} \quad |\Phi_{n,m}^{(+)}\rangle = \begin{pmatrix} |n\rangle |m\rangle \\ 0 \end{pmatrix} \begin{matrix} N^{(+)} = n + 1/2, \\ M^{(+)} = m - 1/2, \end{matrix}$$

где  $N^{(\pm)}$  и  $M^{(\pm)}$  — соответствующие собственные значения.

Полная совместная система собственных векторов операторов  $\hat{H}$ ,  $\hat{N}$  и  $\hat{M}$  должна отвечать всем возможным совместным значениям  $\hat{N}$  и  $\hat{M}$ , в силу чего эту полную систему собственных векторов ищем в виде объединения двух систем

$$\{|\Psi_{n,m}^{(1)}(\alpha)\rangle = e^{a_1 a b^\dagger s} |\Phi_{n,m}^{(-)}\rangle\} \quad \text{и} \quad \{|\Psi_{n,m}^{(2)}(\alpha)\rangle = e^{a_2 a^\dagger b s} |\Phi_{n,m}^{(+)}\rangle\},$$

/14/

отвечающих двум возможным наборам собственных значений операторов  $\hat{N}$  и  $\hat{M}$  ( $N^{(-)}, M^{(-)}$ ) и ( $N^{(+)}, M^{(+)}$ ).

Подставляя векторы /14/ в уравнение /3/, определяем параметры  $a_1$  и  $a_2$  и, следовательно, собственные функции и собственные значения  $\hat{H}$ :

$$|\Psi_{(1),n,m}^{(\pm)}\rangle = [1 + (a_1^{(\pm)})^2 n(m+1)]^{-1/2} \begin{pmatrix} a_1^{(\pm)} \sqrt{n(m+1)} |n-1\rangle |m+1\rangle \\ |n\rangle |m\rangle \end{pmatrix},$$

$$a_1^{(\pm)} = \frac{\Omega \pm \sqrt{\Omega^2 + \lambda^2 n(m+1)}}{\lambda n(m+1)}, \quad \Omega = \omega_0 - \frac{\omega_1 - \omega_2}{2},$$

$$\mathcal{E}_{(1);n,m}^{(\pm)} = \omega_1 n + \omega_2 m - \frac{\omega_1}{2} + \frac{\omega_2}{2} \pm \sqrt{\Omega^2 + \lambda^2 n(m+1)}, \quad n \neq 0,$$

/15/

$$|\Psi_{(1),n=0,m}^{(-)}\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ |0\rangle |m\rangle \end{pmatrix}, \quad \mathcal{E}_{(1);n=0,m}^{(-)} = \omega_2 m - \omega_0.$$

$$|\Psi_{(2),m=0,n}^{(+)}\rangle = \begin{pmatrix} |n\rangle |0\rangle \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{E}_{(2);n,m=0}^{(+)} = \omega_1 n + \omega_0.$$

Проверим полноту системы /15/. Составляя из системы функций /15/ оператор  $\sum_{\{i\}} |\Psi_i\rangle \langle \Psi_i|$ , где суммирование по  $i$  означает суммирование по всем возможным индексам вектора  $|\Psi\rangle$ , получаем матрицу  $2 \times 2$ . Для левого верхнего элемента этой матрицы получаем выражение

$$\sum_{\substack{n \geq 1 \\ m \geq 0}} \frac{(a_1^{(+)} )^2 n(m+1) |n-1\rangle \langle n-1| |m+1\rangle \langle m+1|}{1 + (a_1^{(+)} )^2 n(m+1)} +$$

$$+ \sum_{\substack{n \geq 1 \\ m \geq 0}} \frac{(a_1^{(-)} )^2 n(m+1) |n-1\rangle \langle n-1| |m+1\rangle \langle m+1|}{1 + (a_1^{(-)} )^2 n(m+1)} + \sum_{n=0}^{\infty} |n\rangle \langle n| |0\rangle \langle 0|.$$

которое в силу соотношения 
$$\frac{(a_1^{(+)})^2 n(m+1)}{1+(a_1^{(+)})^2 n(m+1)} + \frac{(a_1^{(-)})^2 n(m+1)}{1+(a_1^{(-)})^2 n(m+1)} = 1$$
 сводится к выражению

$$\sum_{n \geq 1, m \geq 0} |n-1\rangle \langle n-1| |m+1\rangle + \sum_{n=0}^{\infty} |n\rangle \langle n| |0\rangle \langle 0| = \sum_{n \geq 0, m \geq 0} |n\rangle \langle n| |m\rangle \langle m| = 1.$$

Аналогично, правый нижний элемент матрицы также равен 1, а недиагональные нулю.

### *Литература*

1. Jaynes E.T., Cummings F.W. Proc. of the IEEE, 1963, 51, p.89.
2. Lee B.S. J.Phys.C., 1973, vol.6, p.2873.
3. Рупасов В.И. Письма в ЖЭТФ, 1982, т.36, с.115.
4. Sukumar C.V., Buck B. Phys.Lett., 1980, 81A, p.132.

## НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК НА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНАХ

Ю.В.Таран

Разработан новый метод измерения поляризационных характеристик ферромагнитных пленок на ультрахолодных нейтронах /УХН/ путем одно-, двух- и трехкратного пропускания пучка УХН через одну и ту же пленку. Для реализации метода предложено устройство, содержащее две накопительные ловушки УХН, соединенные зеркальным нейтроноводом. В разрыве нейтроновода устанавливается исследуемая пленка. По обе стороны пленки расположены спин-флипперы. Каждая ловушка снабжена тремя затворами, позволяющими наполнять ее УХН и выпускать их в нейтроновод или на детектор. Выпущенные из одной ловушки в нейтроновод УХН перехватываются другой ловушкой. Пленка может выдвигаться из нейтроновода и поворачиваться на  $180^\circ$ . Манипулируя флиппером и пленкой, проводят измерения интегральных поляризующих параметров пленки: пропускания, поляризующей и анализирующей способностей и так называемого  $S$ -фактора, представляющего собой четвертую независимую линейную комбинацию элементов квадратной  $2 \times 2$  матрицы пропускания пленки. С использованием измеренных параметров восстанавливают матрицу пропускания пленки и проводят сравнение с теоретическими моделями деполяризации УХН при прохождении через ферромагнитную пленку.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

A New Method for the Measurement  
of the Polarization Characteristics  
of Ferromagnetic Films on Ultracold Neutrons

Yu.V.Taran

A new method has been developed for measuring the polarization characteristics of ferromagnetic films on ultracold neutrons (UCN) by single-, double- and triple-transmission of UCN beam through one and the same film. To realize the method an installation has been proposed consisting of the two UCN storage bottles connected with by a mirror neutron guide. An investigated film is placed in the slit in the middle of the neutron guide. On both sides of the

film a spin-flipper is installed. Each bottle is equipped with three neutron valves which permit filling in the bottle with UCN and allow one to let UCN out to the neutron guide or detector. The neutrons once let out from one bottle into the neutron guide are caught by the other. The film can be moved out of the neutron guide or rotated by  $180^\circ$ . By manipulating with spin-flippers and the film one may take the integral polarization parameters of the film: transmission, polarizing and analysing efficiencies, so-called S-factor, which is the fourth independent linear combination of the elements of the square  $2 \times 2$  transmission matrix of the film. The measurement parameters help to restore the film transmission matrix. Then a comparison is drawn with the models of UCN depolarization on transmission through a ferromagnetic film.

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

Успешное использование поляризованных ультрахолодных нейтронов /УХН/ в экспериментах по поиску электрического дипольного момента нейтрона<sup>1,2/</sup> и перспективы их применения в других областях физики УХН по-прежнему сохраняют актуальную задачу повышения эффективности развитого впервые в<sup>3/</sup> метода поляризации УХН пропусканием через намагниченную ферромагнитную пленку /ФП/.

Взаимодействие УХН с ФП описывается квадратной  $2 \times 2$  матрицей пропускания Т:

$$T = \begin{pmatrix} b_{++} & b_{+-} \\ b_{-+} & b_{--} \end{pmatrix}, \quad /1/$$

где  $b_{ij}$  - вероятность того, что нейтрон с начальной проекцией спина  $j$ , соответствующей направлению спина против  $/+ /$  или вдоль  $/- /$  намагниченности пленки, окажется после ее прохождения с проекцией  $i$ . Если неполяризованный пучок нейтронов характеризовать двумерным вектором  $\psi_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$ , так что  $\psi_0' \psi_0 = 2$  /здесь и далее штрих означает транспонирование/, то из элементов матрицы /1/ можно образовать следующие четыре независимые комбинации:

$$T_0 = (\psi_0' T \psi_0) / (\psi_0' \psi_0) = \frac{1}{2} (b_{++} + b_{+-} + b_{-+} + b_{--}), \quad /2/$$

$$P = (\psi_0' \sigma_z T \psi_0) / (\psi_0' T \psi_0) = \frac{1}{2T_0} (b_{++} + b_{+-} - b_{-+} - b_{--}), \quad /3/$$

$$A = (\psi_0' T \sigma_z \psi_0) / (\psi_0' T \psi_0) = \frac{1}{2T_0} (b_{++} - b_{+-} + b_{-+} - b_{--}) = \quad /4/ \\ = P - \frac{b_{+-} - b_{-+}}{T_0},$$

$$S = (\psi_0' \sigma_z T \sigma_z \psi_0) / (\psi_0' T \psi_0) = \frac{1}{2T_0} (b_{++} - b_{+-} - b_{-+} + b_{--}) = \quad /5/ \\ = 1 - \frac{b_{+-} + b_{-+}}{T_0},$$

где  $\sigma_z$  - матрица Паули.

Первые три величины /2-4/ являются известными интегральными поляризационными параметрами ФП: пропускание  $T_0$ , поляризующая и анализирующая способности  $P$  и  $A$  соответственно.

Обычная проточная схема для поляризационного анализа медленных нейтронов /см., например, /4/, содержащая поляризатор, анализатор поляризации и спин-флиппер между ними, позволяет из измерения двухкратного пропускания

$$T_{1,2} = T_{01} T_{02} (1 + \phi P_1 A_2) \quad /6/$$

/здесь  $\phi$  - эффективность флиппера;  $\phi = 1$  или  $\phi = \phi_0 \neq 1$  при выключенном или включенном флиппере; индексы 1 и 2 соответствуют пленкам поляризатора и анализатора/ определить только нижнюю границу произведения  $P_1 A_2$ . Использование двух флипперов ( $\phi = \phi_1 \phi_2$ ) между пленками /5/ дает возможность раздельно измерить  $\phi$  и  $P_1 A_2$ . Дальнейшее разделение в проточном варианте невозможно, поэтому эффективность пленок обычно характеризуют среднегеометрическим значением поляризующей и анализирующей способностей  $\bar{P} = \sqrt{PA}$ . Ситуация становится еще более неопределенной, если учесть переотражения УХН между пленками.

Конечно, при  $\bar{P}$ , близком к единице, как в случае с монокристаллической ФП /8/, эта неопределенность не играет большой роли. Однако до сих пор не разработана технология изготовления устойчивых монокристаллических пленок. С другой стороны, имеется хорошая технология для поликристаллических пленок. Но с ними удастся достичь  $\bar{P} \leq 85\%$ , что для ряда задач недостаточно. Причина такого заметного снижения поляризующей эффективности неясна. В литературе /7-12/ обсуждались различные механизмы этого явления. Для дальнейшего изучения вопроса и выработки практических рекомендаций не хватает экспериментальной информации о дифференциальных поляризационных характеристиках ФП, т.е. о матричных элементах  $b_{ij}$ .

До последнего времени не существовало метода измерения дифференциальных характеристик ФП. В /13/ такой метод был

предложен, а в<sup>14,15/</sup> была разработана соответствующая теория. Идея метода заключается в измерении четвертого интегрального параметра /5/, в дальнейшем называемого S-фактором. Действительно, S-фактор входит в поляризацию УХН после двух пленок:

$$P_{1,2} = \frac{\phi P_1 S_2 + P_2}{1 + \phi P_1 A_2} \quad /7/$$

Проанализировав эту поляризацию с помощью третьей пленки, можно получить информацию об S-факторе. Для этого надо в упомянутой ранее схеме поляризационного анализа с двумя флипперами<sup>15/</sup> установить между ними дополнительную пленку. Тогда, считая ее второй по номеру, получим для трехкратного пропускания:

$$T_{1,2,3} = T_{01} T_{02} T_{03} (1 + \phi_1 P_1 A_2 + \phi_2 P_2 A_3 + \phi_1 \phi_2 P_1 S_2 A_3). \quad /8/$$

Таким образом, пропускание трехпленочной системы зависит от S-фактора второй пленки. В проточном варианте нельзя осуществить достаточное количество независимых измерений, чтобы определить интегральные поляризационные параметры даже в предположении одинаковости пленок. Такая возможность существует в накопительном варианте поляризационного анализа УХН<sup>15/</sup>.

В этом варианте пучок УХН после прохождения через пленку разворачивается в обратном направлении и пропускается через пленку с противоположной стороны. В<sup>14/</sup> было показано, что  $\vec{T} = \vec{T}'$  /здесь и далее стрелка показывает направление пучка относительно фиксированной в пространстве пленки/. Подставляя  $\vec{T}$  в /2-5/, получим

$$\vec{T}_0 = \vec{T}_0, \quad \vec{P} = \vec{A}, \quad \vec{A} = \vec{P}, \quad \vec{S} = \vec{S}. \quad /9/$$

Используя /9/ совместно с /6/ и /8/, имеем

$$T_{\vec{P}} = T_0^2 (1 + \phi_1 \vec{P}^2), \quad /10/$$

$$T_{\vec{S}} = T_0^2 (1 + \phi_2 \vec{P}^2), \quad /11/$$

$$T_{\vec{S}} = T_{\vec{P}} = T_0^3 (1 + \phi_1 \vec{P}^2 + \phi_2 \vec{P}^2 + \phi_1 \phi_2 \vec{P} \vec{S} \vec{P}); \quad /12/$$

при этом флипперы с эффективностью  $\phi_{10}$  и  $\phi_{20}$  расположены справа и слева от пленки\*.

\* Для независимого определения  $\phi_{10}$  и  $\phi_{20}$  измерения двукратного пропускания осуществляются с тремя состояниями каждого флиппера: выключен или включен при прямом и обратном ходе пучка, включен при прямом и выключен при обратном ходе или наоборот.

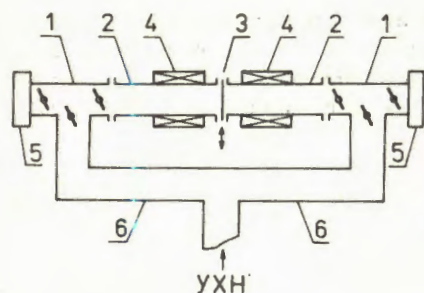


Рис.1. Схема установки для поляризационного анализа УХН в накопительном варианте: 1 - ловушка, 2 - зеркальный нейтроновод, 3 - ферромагнитная пленка, 4 - спин-флиппер, 5 - детектор УХН, 6 - подводящий нейтроновод.

Из /10-12/ определяются параметры  $\vec{P}$ ,  $P$  и  $S$ , а из /2-5/ - матричные элементы  $b_{ij}$ .

Для реализации описанного метода восстановления матрицы пропускания ФП в<sup>/16/</sup> было предложено устройство /рис.1/, содержащее две накопительные ловушки 1 УХН, соединенные зеркальным нейтроноводом 2. В разрыве нейтроновода устанавливается исследуемая ФП 3. По обе стороны пленки расположены адиабатические спин-флипперы 4<sup>/17/</sup>. Для измерения пропускания  $T_0$  пленка может выдвигаться из разрыва нейтроновода, оставаясь в зазоре намагничивающего ее магнита /последний на рис.1 не показан/, а также поворачиваться на  $180^\circ$  вокруг оси, направленной вдоль магнитного поля /при этом магнитное состояние пленки остается неизменным/. На ловушках установлены детекторы 5 УХН. Для ввода УХН от источника в ловушки служат подводящие нейтроноводы 6, которые позволяют начинать измерения с любой из ловушек, что в сочетании с поворотом пленки полностью симметризует процедуру измерений.

Накопленные в одной из ловушек УХН выпускаются в зеркальный нейтроновод и перехватываются другой ловушкой. Перед обратным выпуском УХН из второй ловушки нейтроны, оставшиеся в первой ловушке и нейтроноводе после первого перетекания, удаляют, выпуская их на детектор первой ловушки или ввода поглотитель.

Анализ перетекания УХН с начальным максвелловским спектром из одной ловушки в другую показал<sup>/18/</sup>, что во второй ловушке можно перехватить максимально  $N_{\max} = d \cdot N_0$  УХН, где  $N_0$  - стартовое количество УХН в первой ловушке,  $d$  - параметр, зависящий от длин ловушки  $\ell_n$  и нейтроновода  $\ell_n$ :

$$d = 8 / \sqrt{-S_1 R_1 - S_2 R_2 + S_3 R_3 + S_4 R_4}. \quad /13/$$

где  $S_i = 2(r+i) - 1$ ,  $R_i = (r+i-1)^2 + (r+i)^2$ ,  $i = 1 \div 4$ ,  $r = \ell_n / \ell_n^*$ . На рис.2 приведены зависимости параметра  $d$

В<sup>/18/</sup> в выражении для  $d$  индексы ошибочно увеличены на единицу.

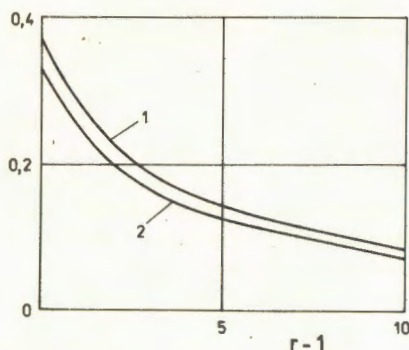


Рис.2. Зависимости максимальной /кривая 1/ и установившейся /кривая 2/ доли УХН, перехваченных второй ловушкой из первой, как функция параметра  $\gamma-1$ .

/кривая 1/ и отношения объема ловушки  $V_n$  и всей установки  $2V_n + V_n$  /кривая 2/ от  $\gamma$ . Для реалистических значений  $\gamma = 5 \div 10$  можно перехватить  $17 \div 10\%$  УХН, что даже несколько выше соответствующих установившихся значений, даваемых кривой 2. При этом спектр захваченных УХН, во-первых, не засорен нейтронами, побывавшими в ловушке ранее, а значит, возможно, вторично взаимодействовавших с ФП, а во-вторых, практически близок к максвелловскому /частично срезана мягкая часть спектра/.

Экспериментально определенная с помощью описанной установки матрица  $T$  должна в дальнейшем анализироваться на основе существующих моделей деполяризации УХН при прохождении через ФП. В<sup>6-12,14,15</sup> обсуждались: 1/ модель неполной намагниченности /или обратных доменов/ с матрицей

$$T_1 = r \begin{pmatrix} 1 - \alpha & 0 \\ 0 & \alpha \end{pmatrix}, \quad /14/$$

где  $\alpha$  - доля площади обратных доменов,  $r$  - параметр, учитывающий поглощение УХН в ФП; 2/ модель поверхностной деполяризации с прямой матрицей

$$\vec{T}_2 = r \begin{pmatrix} (1 - \beta_2)(1 - \beta_1) & (1 - \beta_2) \beta_1 \\ \beta_2(1 - \beta_1) & \beta_2 \beta_1 \end{pmatrix}, \quad /15/$$

где  $\beta_1$  и  $\beta_2$  - вероятности переворота спина на левой и правой сторонах ФП /обратная матрица равна  $\vec{T}_2 = \vec{T}_2'$  /; 3/ модель сквозных отверстий

$$T_3 = \begin{pmatrix} (1 - \gamma) r + \gamma & 0 \\ 0 & \gamma \end{pmatrix}, \quad /16/$$

где  $\gamma$  - доля площади отверстий.

Матрицы /14-16/ можно объединить в следующей компактной форме:

$$\vec{T} = [(1-\alpha)\vec{T}_2 + \alpha\vec{T}_2^x](1-\gamma) + \gamma I, \quad /17/$$

где  $I$  - единичная  $2 \times 2$  матрица, а матрица  $\vec{T}_2^x$  получается перестановкой в  $\vec{T}_2$  элементов вдоль обеих диагоналей. Интегральные поляризационные параметры для объединенной матрицы следующие:

$$\vec{T}_0 = \vec{T}_0 = \frac{1}{2} [(1-\gamma)r + 2\gamma], \quad /18/$$

$$\vec{P} = \frac{(1-2\alpha)(1-2\beta_2)(1-\gamma)r}{(1-\gamma)r + 2\gamma}, \quad /19/$$

$$\vec{P} = \frac{(1-2\alpha)(1-2\beta_1)(1-\gamma)r}{(1-\gamma)r + 2\gamma}, \quad /20/$$

$$\vec{S} = \vec{S} = \frac{(1-2\beta_2)(1-2\beta_1)(1-\gamma)r + 2\gamma}{(1-\gamma)r + 2\gamma}. \quad /21/$$

В этой системе из четырех уравнений содержится пять неизвестных параметров  $\alpha$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ ,  $\gamma$  и  $r$ . Если определить один из них независимым способом, то остальные могут быть найдены из /18-21/. Например, площадь отверстий в ФП можно определить с помощью газовых экспериментов с использованием ядерных фильтров из лавсановой пленки, в которой калиброванные отверстия в точно известном количестве созданы тяжелыми ионами. Другая возможность заключается в теоретической оценке поглощения. Корректность этой оценки можно проверить на ядерных фильтрах в той же геометрии опыта с УХН, что и для ФП. Варьируя плотность отверстий, вплоть до их отсутствия, можно проверить соотношение /18/.

Определение параметров моделей, а также возможное обнаружение других механизмов деполяризации позволит целенаправленно совершенствовать технологию изготовления ФП. Предлагаемая методика может оказаться полезной для изучения влияния различных внешних факторов на магнитные свойства тонких пленок.

### Литература

1. Altarev I.S. et al. Phys.Lett., 1981, 102B, p.13.
2. Pendlebury J.M. et al. Phys.Lett., 1984, 136B, p.327.

3. Егоров А.И. и др. ЯФ, 1974, 19, с.300.
4. Абов Ю.Г. и др. Поляризованные медленные нейтроны. Атомиздат, М., 1966.
5. Таран Ю.В. ОИЯИ, РЗ-9307, Дубна, 1975.
6. Herdin R. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1978, 148, p.353.
7. Степанов А.В. и др. Краткие сообщения по физике, 1977, 9, с.37; В кн.: Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике /Киев, 1983/. ЦНИИАтоминформ, М., 1984, т.4, с.32.
8. Игнатович В.К. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.311.
9. Лобашов В.М., Серебров А.В. В кн.: III Международная школа по нейтронной физике. ОИЯИ, ДЗ-11787, Дубна, 1978, с.225.
10. Steyerl A. Там же, с.209.
11. Покотилловский Ю.Н. ОИЯИ, РЗ-11833, Дубна, 1978.
12. Игнатович В.К., Таран Ю.В. ОИЯИ, РЗ-83-180, Дубна, 1983.
13. Таран Ю.В. Авторское свидетельство СССР № 1091724 от 8.01.84. ОИ, 1985, № 4, с.213.
14. Игнатович В.К., Таран Ю.В. ОИЯИ, РЗ-82-440, Дубна, 1982.
15. Игнатович В.К., Таран Ю.В. В кн.: Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике /Киев, 1983/. ЦНИИАтоминформ, М., 1984, т.4, с.17.
16. Таран Ю.В. Авторское свидетельство СССР № 1097078 от 8.02.84. ОИ, 1985, № 17, с.201.
17. Luschikov V.I., Taran Yu.V. Nucl.Instr. and Meth., 1984, 228, p.159.
18. Лущиков В.И., Таран Ю.В. ОИЯИ, РЗ-85-429, Дубна, 1985.

Рукопись поступила 28 октября 1985 года.