



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

N9-85

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ О ИЯИ

СБОРНИК

1985

Объединенный институт ядерных исследований
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№9-85

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

Сборник
COLLECTION

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

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	— Vice-Chairman
V.A.Biryukov	— Scientific Secretary

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

ОГЛАВЛЕНИЕ

CONTENTS

Н.Н.Боголюбов /мл./, М.Т.Тураев, А.С.Шумовский, В.И.Юкалов	
Неравновесная самокорреляция и сверхизлучение в парамагнетике	
N.N.Bogolubov, Jr., M.T.Turaev, A.S.Shumovsky, V.I.Yukalov	
Nonequilibrium Self-Correlation and Superradiance in Paramagnet.	5
В.А.Мещеряков	
О глюонной степени свободы в адрон-адронных столкновениях	
V.A.Meshcheryakov	
On Gluon Degree of Freedom in Hadron-Hadron Collisions.	13
G.G.Abdurashidova, D.A.Abdushukurov, M.S.Aksentieva, E.I.Budovsky, A.A.Chernyi, L.B.Kaminir, V.D.Peshekhonov, Yu.V.Zanevsky	
The Use of a Multistep Avalanche Chamber for Analysing the Distribution of Radioactivity and Two-Dimensional Separation of a Mixture of Labelled Compounds.	
Analysis of ^{125}I -Labelled Proteins from Ribosomal 30S Subunits	
Г.Г.Абдурашидова, Д.А.Абдушукуров, М.С.Аксентьева, Е.И.Будовский, А.А.Черный, Л.Б.Каминир, В.Д.Пешехонов, Ю.В.Заневский	
Использование многоступенчатой лавинной камеры для анализа распределения радиоактивности после двумерного разделения смеси меченых соединений. Анализ ^{125}I -меченых белков 30S-субчастиц рибосом. . .	19
В.В.Голиков, Е.Н.Кулагин, Ю.В.Никитенко	
Отражение ультрахолодных нейтронов от сильно поглощающих сред	
V.V.Golikov, E.N.Kulagin, Yu.V.Nikitenko	
Reflection of UCN from Strongly Absorbing Media.	26

В.В.Воронов, Ч.Стоянов О спин-орбитальном расщеплении нейтронных 3p-силовых функций в изотопах Sn V.V.Voronov, Ch.Stoyanov On Spin-Orbital Splitting of Neutron 3p-Strength Functions in Sn Isotopes.	35
N.B.Skachkov, I.L.Solovtsov, O.Yu.Shevchenko On the Gauge-Invariant Variables for Non-Abelian Theories Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов, О.Ю.Шевченко О калибровочно-инвариантных переменных в неабелевых теориях.	39
И.Вереш, В.М.Головин, И.А.Голутвин, Н.В.Горбунов, В.Х.Додохов, С.Н.Доля, В.Е.Жильцов, А.В.Зарубин, А.Г.Карев, В.Ю.Каржавин, В.Н.Лысяков, Э.И.Мальцев, В.А.Мончинский, Б.А.Морозов, В.А.Никитин, В.В.Перельгин, Ю.П.Петухов, А.А.Повторейко, Д.Позе, В.П.Саранцев, В.А.Свиридов, А.И.Семенюшкин, А.Е.Сеннер, Д.А.Смолин, А.Ю.Суханов, В.В.Тихомиров, В.П.Токарский, А.Г.Федунов, В.И.Хабаров, А.И.Черненко, В.И.Цовбун, Ю.А.Яцуненко Поиск аномального взаимодействия релятивистских фрагментов ядра ^{24}Mg с помощью черенковского спектрометра I.Veresh, V.M.Golovin, I.A.Golutvin, N.V.Gorbunov, V.K.Dodokhov, S.N.Dolia, V.E.Zhiltsov, A.V.Zarubin, A.G.Karev, V.Yu.Karzhavin, V.N.Lysiakov, E.I.Maltsev, V.A.Monchinsky, B.A.Morozov, V.A.Nikitin, V.V.Perelygin, Yu.P.Petukhov, A.A.Povtoreyko, D.Pose, V.P.Sarantsev, V.A.Sviridov, A.I.Semenyushkin, A.E.Senner, D.A.Smolin, A.Yu.Sukhanov, V.V.Tikhomirov, V.P.Tokarsky, A.G.Fedunov, V.I.Khabarov, A.I.Chernenko, V.I.Tsov bun, Yu.A.Yatsunenko Search for Anomalous Interaction of Projectile Fragments of ^{24}Mg Nucleus by Using of Cerenkov Spectrometer.	43

НЕРАВНОВЕСНАЯ САМОКОРРЕЛЯЦИЯ И СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В ПАРАМАГНЕТИКЕ

Н.Н.Боголюбов /мл./, М.Т.Тураев*, А.С.Шумовский,
В.И.Юкалов

Исследован механизм сверхизлучательной генерации в парамагнетике типа $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_12 \cdot 24 \cdot \text{H}_2\text{O}$ с примесью Co^{2+} и Ce^{3+} . Показано, что корреляция излучателей обусловлена взаимодействием электронных и ядерных спинов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Nonequilibrium Self-Correlation and Superradiance In Paramagnet

N.N.Bogolubov, Jr. et al.

The mechanism of superradiance generation in paramagnet of the type of $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_12 \cdot 24 \cdot \text{H}_2\text{O}$ with the impurity of Co^{2+} and Ce^{3+} is examined. It is shown that the correlation of emitters is due to the interaction of electron and nuclear spins.

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

Хорошо известное явление электромагнитного сверхизлучения /СИ/ связывают обычно с механизмом однофотонного обмена^{/1/}, приводящим к возникновению в системе состояния Дикке^{/1/}. Другой физический механизм был указан и исследован в работах^{/2-5/}. В отличие от механизма Дикке однофотонный обмен играет здесь лишь вспомогательную роль, тогда как основная принадлежит "прямому" взаимодействию излучателей, обуславливающему их корреляцию в процессе релаксации системы в состояние равновесия /неравновесная самокорреляция /НС//. Такого рода явление СИ может наблюдаться в сегнетоэлектриках ниже точки Кюри при выводе их из состояния равновесия^{/4,5/}. Другим примером может служить сверхизлучательная генерация в парамагнетике $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_12 \cdot 24 \cdot \text{H}_2\text{O}$ с примесью Co^{2+} и Ce^{3+} , реализованная недавно экспериментально^{/6/}. В этом случае роль накачки играет отклонение спинов внешним переменным полем \vec{B} , на-

* Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

правленным под углом к постоянному сильному полю \vec{B}^0 . Поле \vec{B}^0 обеспечивает равновесное упорядочение как электронных, так и ядерных спинов, а НС излучателей в ядерной подсистеме обусловлена взаимодействием между электронными и ядерными спинами.

Покажем, что описанный выше механизм действительно приводит к СИ. Рассматриваемую физическую систему будем характеризовать гамильтонианом^{7/}

$$H_{SI} = H_{S-I} + H_{ph} + H_{I-ph}. \quad /1/$$

Здесь H_{S-I} описывает энергию среды и имеет вид

$$\begin{aligned} H_{S-I} = & \sum_{i=1}^N \{ g_n^e \beta B_z^0 S_i^z + g_\perp^e \beta (B_x^0 S_i^x + B_y^0 S_i^y) + \\ & + A_\perp S_i^z I_i^z + A_\parallel (S_i^x I_i^x + S_i^y I_i^y) - g_n^n \beta_n B_z^0 I_i^z - \\ & - g_\perp^n \beta_n (B_x^0 I_i^x + B_y^0 I_i^y) + P_\parallel [(I_i^z)^2 - \frac{1}{2} I(I+1)] \}, \end{aligned} \quad /2/$$

где B_x^0, B_y^0, B_z^0 - компоненты постоянного внешнего магнитного поля, S^x, S^y, S^z - спиновые операторы, I^x, I^y, I^z - ядерные спины, величины $g_n^e, g_\perp^e, g_n^n, g_\perp^n$ - константы, характеризующие вклады орбитального и спинового моментов в полный угловой момент; A_\perp, A_\parallel - константы электронно-ядерной системы, P_\parallel - параметр ядерного электрического квадрупольного взаимодействия, β - магнетон Бора, β_n - ядерный магнетон.

Оператор H_{ph} соответствует энергии свободного электромагнитного поля

$$H_{ph} = \sum_q \hbar \omega_q (a_q^+ a_q^- + \frac{1}{2}). \quad /3/$$

Последний член в /1/ описывает взаимодействие ядерных спинов с полем излучения и имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} H_{I-ph} = & \sum_{qr} i \lambda_{qz} (a_q^+ e^{-i\vec{q}\vec{r}} - a_q^- e^{i\vec{q}\vec{r}}) I_r^x + \\ & + \sum_{qr} i \lambda_{qy} (a_q^+ e^{-i\vec{q}\vec{r}} - a_q^- e^{i\vec{q}\vec{r}}) I_r^y, \end{aligned} \quad /4/$$

где

$$\lambda_{qz} \equiv \frac{1}{\sqrt{N}} \left(\frac{2\pi\hbar c \rho}{q} \right)^{1/2} \cdot (q_y e_{qz} - q_z e_{qy}),$$

$$\lambda_{qy} \equiv \frac{1}{\sqrt{N}} \left(\frac{2\pi\hbar c \rho}{q} \right)^{1/2} \cdot (q_z e_{qx} - q_x e_{qz}), \quad S^z = \sum_{i=1}^N S_i^z, \quad I^z = \sum_{i=1}^N I_i^z.$$

Используя метод работ ^{8,9}, для системы с гамильтонианом /1/ можно получить следующую точную иерархию кинетических уравнений, описывающую процесс спонтанного излучения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle \Theta(t) \rangle + \frac{i}{\hbar} \langle [H_{S-1}; \Theta(t)] \rangle = \\ = \frac{1}{i\hbar^2} \sum_q \int_0^t d\tau e^{-i\omega_q(t-\tau)} \left\langle \sum_{r=1}^N e^{-i\vec{q}\vec{r}} (\lambda_{qr} I_r^x(\tau) + \lambda_{qr} I_r^y(\tau)) \times \right. \\ \times \left. \langle \Theta(t); \sum_{i=1}^N e^{-i\vec{q}\vec{r}} (\lambda_{qi} I_i^x(t) + \lambda_{qi} I_i^y(t)) \rangle - \right. \\ \left. - \frac{1}{i\hbar^2} \sum_q \int_0^t d\tau e^{-i\omega_q(t-\tau)} \langle [\Theta(t); \sum_{i=1}^N e^{i\vec{q}\vec{r}} (\lambda_{qi} I_i^x(t) + \lambda_{qi} I_i^y(t))] \times \right. \\ \times \left. \sum_{i=1}^N e^{i\vec{q}\vec{r}} (\lambda_{qi} I_i^x(t) + \lambda_{qi} I_i^y(t)) \rangle, \right. \end{aligned} \quad /5/$$

где $\Theta(t)$ – оператор, действующий на собственные функции гамильтониана /1/, относящиеся только к электронной подсистеме в представлении Гейзенберга.

При значениях $\Theta(t) = S^x, S^y, S^z, I^x, I^y, I^z$ из /5/ имеем

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} \langle S^x \rangle = -\frac{1}{\hbar} \sum_{i=1}^N \langle g_{\parallel}^e \beta B_z^0 S_i^y + g_{\perp}^e \beta B_y^0 S_i^z + A_{\parallel} I_i^z S_i^y + A_{\perp} I_i^y S_i^z \rangle \\ \frac{\partial}{\partial t} \langle S^y \rangle = -\frac{1}{\hbar} \sum_{i=1}^N \langle g_{\parallel}^e \beta B_z^0 S_i^x + g_{\perp}^e \beta B_x^0 S_i^z + A_{\parallel} I_i^z S_i^x + A_{\perp} I_i^x S_i^z \rangle \\ \frac{\partial}{\partial t} \langle S^z \rangle = -\frac{1}{\hbar} \sum_{i=1}^N \langle g_{\perp}^e \beta (B_x^0 S_i^y + B_y^0 S_i^x) + A_{\perp} (I_i^x S_i^y + I_i^y S_i^x) \rangle, \end{cases} \quad /6/$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle I^x \rangle + \frac{1}{\hbar} \sum_{i=1}^N \langle A_{\parallel} S_i^z I_i^y + A_{\perp} S_i^y I_i^z - g_{\parallel}^n \beta_n B_z^0 I_i^y - g_{\perp}^n \beta_n B_y^0 I_i^z \rangle = \\ = \frac{1}{i\hbar^2} \sum_q \sum_{\pi'} \int_0^t e^{-i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(\vec{r}'-\vec{r})} \{ \lambda_{qy}^2 \langle I_{\pi'}^z(t) I_{\pi'}^y(\tau) \rangle + \\ + \lambda_{qx} \lambda_{qy} \langle I_{\pi'}^z(t) I_{\pi'}^x(\tau) \rangle \} d\tau - \\ - \frac{1}{i\hbar^2} \sum_q \sum_{\pi'} \int_0^t e^{i\omega_q(t-\delta)} e^{i\vec{q}(\vec{r}-\vec{r}')} \{ \lambda_{qy}^2 \langle I_{\pi'}^y(\delta) I_{\pi'}^z(t) \rangle + \\ + \lambda_{qx} \lambda_{qy} \langle I_{\pi'}^x(\delta) I_{\pi'}^z(t) \rangle \} d\tau, \end{aligned} \quad /6a/$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle I^y \rangle + \frac{1}{\hbar} \sum_{i=1}^N \langle A_z S_i^z I_i^x + A_x S_i^x I_i^z - g_n^n \beta_n B_z^0 I_i^x - g_x \beta_n B_x^0 I_i^z \rangle =$$

$$= \frac{1}{i\hbar^2} \sum_q \sum_{rr'} \int_{t_0}^t e^{-i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(r'-r)} \{ \lambda_{qx}^2 \langle I_{r'}^x(\tau) I_r^z(t) \rangle +$$

$$+ \lambda_{qx} \lambda_{qy} \langle I_{r'}^y(\tau) I_r^z(t) \rangle \} d\tau -$$

$$- \frac{1}{i\hbar^2} \sum_q \sum_{rr'} \int_{t_0}^t e^{i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(r-r')} \{ \lambda_{qx}^2 \langle I_r^z(t) I_{r'}^x(\tau) \rangle +$$

$$+ \lambda_{qx} \lambda_{qy} \langle I_r^z(t) I_{r'}^y(\tau) \rangle \} d\tau,$$
/66/

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle I^z \rangle + \frac{1}{\hbar} \sum_{i=1}^N \langle A_x (B_x^0 I_i^y + B_y^0 I_i^x) - g_x^n \beta_n (B_x^0 I_i^y + B_y^0 I_i^x) \rangle =$$

$$= \frac{1}{i\hbar^2} \sum_q \sum_{rr'} \int_{t_0}^t e^{-i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(r-r')} \{ \lambda_{qx}^2 \langle I_{r'}^x(\tau) I_r^y(t) \rangle +$$

$$+ \lambda_{qx} \lambda_{qy} (\langle I_{r'}^x(\tau) I_r^x(t) \rangle + \langle I_{r'}^y(\tau) I_r^y(t) \rangle) + \lambda_{qy}^2 \langle I_{r'}^y(\tau) I_r^x(t) \rangle \} d\tau -$$

$$- \frac{1}{i\hbar^2} \sum_q \sum_{rr'} \int_{t_0}^t e^{i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(r-r')} \{ \lambda_{qx}^2 \langle I_r^x(t) I_{r'}^y(\tau) \rangle +$$

$$+ \lambda_{qx} \lambda_{qy} (\langle I_r^y(t) I_{r'}^y(\tau) \rangle + \langle I_{r'}^x(\tau) I_r^x(t) \rangle) + \lambda_{qy}^2 \langle I_r^x(t) I_{r'}^y(\tau) \rangle \} d\tau.$$
/6b/

Нетрудно видеть, что соотношения /6a-в/ представляют собой интегродифференциальные уравнения, в правой части которых стоят двухвременные средние более высокого порядка, чем в левой. Для простоты перейдем к приближению самосогласования, т.е. совершим расцепление бинарных средних вида

$$\langle S^\alpha S^\beta \rangle \approx \langle S^\alpha \rangle \langle S^\beta \rangle,$$

$$\langle I^\alpha I^\beta \rangle \approx \langle I^\alpha \rangle \langle I^\beta \rangle,$$

$$\langle SI \rangle \approx \langle S \rangle \langle I \rangle.$$

Тогда система /6/-/6a-в/ принимает вид

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} \langle S^x \rangle = - \frac{1}{\hbar} \left(\frac{A_1}{N} \langle S^z \rangle \langle I^y \rangle + \frac{A_1}{N} \langle I^y \rangle \langle A^z \rangle + \right. \\ \left. + g_{||}^e \beta B_z^0 \langle S^y \rangle + g_{\perp}^e \beta B_y^0 \langle S^z \rangle \right), \\ \frac{\partial}{\partial t} \langle S^y \rangle = - \frac{1}{\hbar} \left(\frac{A_1}{N} \langle I^z \rangle \langle S^x \rangle + \frac{A_1}{N} \langle I^x \rangle \langle S^z \rangle + \right. \\ \left. + g_{||}^e \beta B_z^0 \langle S^x \rangle + g_{\perp}^e \beta B_x^0 \langle S^z \rangle \right) \\ \frac{\partial}{\partial t} \langle S^z \rangle = - \frac{1}{\hbar} \left(\frac{A_1}{N} \langle I^x \rangle \langle S^y \rangle + \frac{A_1}{N} \langle I^y \rangle \langle S^x \rangle + \right. \\ \left. + g_{\perp}^e \beta B_x^0 \langle S^y \rangle + g_{\perp}^e \beta B_y^0 \langle S^x \rangle \right). \end{array} \right. /7/$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \langle I^x \rangle + \frac{1}{\hbar} \left(\frac{A_1}{N} \langle S^x \rangle \langle I^y \rangle + \frac{A_1}{N} \langle S^y \rangle \langle I^z \rangle - \right. \\ & \left. - g_{||}^n \beta_n B_z^0 \langle I^y \rangle - g_{\perp}^n \beta_n B_y^0 \langle I^z \rangle \right) = \\ & = \frac{1}{i(\hbar N)^2} \sum_q \sum_{rr'}^N \int_{t_0}^t e^{-i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(r'-\tau)} \{ \lambda_{qy}^2 \langle I_{r'}^y \rangle \langle I_r^z \rangle + \right. \end{aligned}$$

$$+ \lambda_{qx} \lambda_{qy} \langle I_r^z \rangle \langle I_{r'}^x \rangle \} dr - /7a/$$

$$\begin{aligned} & - \frac{1}{i(\hbar N)^2} \sum_q \sum_{rr'}^N \int_{t_0}^t e^{i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(r-\tau')} \{ \lambda_{qy}^2 \langle I_{r'}^y \rangle \langle I_r^z \rangle + \\ & + \lambda_{qx} \lambda_{qy} \langle I_{r'}^x \rangle \langle I_r^z \rangle \} dr, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle I^y \rangle + \frac{1}{\hbar} \left(\frac{A_1}{N} \langle S^z \rangle \langle I^x \rangle + \frac{A_1}{N} \langle S^x \rangle \langle I^z \rangle - \right.$$

$$- g_{||}^n \beta_n B_z^0 \langle I^x \rangle - g_{\perp}^n \beta_n B_x^0 \langle I^z \rangle \} =$$

$$\begin{aligned} & = \frac{1}{i(\hbar N)^2} \sum_q \sum_{rr'}^N \int_{t_0}^t e^{-i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(r'-\tau)} \{ \lambda_{qx}^2 \langle I_{r'}^x \rangle \langle I_r^z \rangle + \\ & + \lambda_{qx} \lambda_{qy} \langle I_{r'}^y \rangle \langle I_r^z \rangle \} dr - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - \frac{1}{i(\hbar N)^2} \sum_q \sum_{rr'}^N \int_{t_0}^t e^{i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(r-\tau')} \{ \lambda_{qx}^2 \langle I_{r'}^x \rangle \langle I_r^z \rangle + \\ & + \lambda_{qx} \lambda_{qy} \langle I_r^z \rangle \langle I_{r'}^y \rangle \} dr, \end{aligned} /7b/$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \langle I^z \rangle + \frac{1}{h} \{ A_{\perp} B_z^0 \langle I^y \rangle + A_{\perp} B_y^0 \langle I^x \rangle - \\
& - g_{\perp}^n \beta_n (B_z^0 \langle I^y \rangle + B_y^0 \langle I^x \rangle) \} = \\
& = \frac{1}{i(hN)^2} \sum_q \sum_{rr'} \int_0^t e^{-i\omega_q(t-r)} e^{i\vec{q}(r'-r)} \{ \lambda_{qx}^2 \langle I_{r'}^x(r) \rangle \langle I_r^y(t) \rangle + \\
& + \lambda_{qx} \lambda_{qy} (\langle I_{r'}^x(r) \rangle \langle I_r^x(t) \rangle + \langle I_{r'}^y(r) \rangle \langle I_r^y(t) \rangle) + \\
& + \lambda_{qy}^2 \langle I_{r'}^y(r) \rangle \langle I_r^x(t) \rangle \} dr - \\
& - \frac{1}{i(hN)^2} \sum_q \sum_{rr'} \int_0^t e^{i\omega_q(t-r)} e^{i\vec{q}(r-r')} \{ \lambda_{qx}^2 \langle I_r^y(t) \rangle \langle I_{r'}^x(r) \rangle + \\
& + \lambda_{qx} \lambda_{qy} (\langle I_r^y(t) \rangle \langle I_{r'}^y(r) \rangle + \langle I_{r'}^x(r) \rangle \langle I_r^x(t) \rangle) + \\
& + \lambda_{qy}^2 \langle I_r^x(t) \rangle \langle I_{r'}^y(r) \rangle \} dr. \quad /7b/
\end{aligned}$$

Так как нас прежде всего интересуют качественные результаты, сделаем следующие предположения. Будем считать, что поле B^0 направлено вдоль оси z , и, так как для рассматриваемой системы $|A_{\perp}| \ll |A_{||}|^{1/2}$, пренебрежем соответствующими членами. Тогда системы уравнений /7/ и /7a-b/ принимают вид

$$\left\{
\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \langle S^x \rangle = -\frac{1}{h} (g_{||}^e \beta B_z^0 \langle S^y \rangle + \frac{A_{||}}{N} \langle I^z \rangle \langle S^y \rangle), \\
& \frac{\partial}{\partial t} \langle S^y \rangle = -\frac{1}{h} (g_{||}^e \beta B_z^0 \langle S^x \rangle + \frac{A_{||}}{N} \langle I^z \rangle \langle S^x \rangle), \\
& \frac{\partial}{\partial t} \langle S^z \rangle = 0.
\end{aligned} \right. \quad /8/$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \langle I^x \rangle + \frac{1}{h} \left(\frac{A_{||}}{N} \langle S^z \rangle \langle I^y \rangle - g_{||}^n \beta_n B_z^0 \langle I^y \rangle \right) = \\
& = \frac{1}{i(hN)^2} \sum_q \sum_{rr'} \int_0^t e^{-i\omega_q(t-r)} e^{i\vec{q}(r'-r)} \{ \lambda_{qy}^2 \langle I_{r'}^y(r) \rangle \langle I_r^z(t) \rangle + \\
& + \lambda_{qx} \lambda_{qy} \langle I_r^z(t) \rangle \langle I_{r'}^x(r) \rangle \} dr -
\end{aligned}$$

$$-\frac{1}{i(\hbar N)^2} \sum_q \sum_{rr'}^N \int_{t_0}^t e^{i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(r-r')} \{ \lambda_{qy}^2 \langle I_{r'}^y(\tau) \rangle \langle I_r^z(t) \rangle +$$

/8a/

$$+ \lambda_{qx} \lambda_{qy} \langle I_r^x(\tau) \rangle \langle I_r^z(t) \rangle \} d\tau,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle I_r^y \rangle + \frac{1}{\hbar} \left(\frac{A}{N} \langle S^z \rangle \langle I^x \rangle + g_n^n \beta_n B_z^0 \langle I^x \rangle \right) =$$

$$= -\frac{1}{i(\hbar N)^2} \sum_q \sum_{rr'}^N \int_{t_0}^t e^{-i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(r-r')} \{ \lambda_{qx}^2 \langle I_{r'}^x(\tau) \rangle \langle I_r^z(t) \rangle +$$

$$+ \lambda_{qx} \lambda_{qy} \langle I_{r'}^y(\tau) \rangle \langle I_r^z(t) \rangle \} d\tau -$$

$$- \frac{1}{i(\hbar N)^2} \sum_q \sum_{rr'}^N \int_{t_0}^t e^{i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(r-r')} \{ \lambda_{qy}^2 \langle I_{r'}^y(\tau) \rangle \langle I_r^z(t) \rangle +$$

$$+ \lambda_{qx} \lambda_{qy} \langle I_{r'}^y(\tau) \rangle \langle I_r^z(t) \rangle \} d\tau,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle I^z \rangle = -\frac{1}{i(\hbar N)^2} \sum_q \sum_{rr'}^N \int_{t_0}^t e^{-i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(r-r')} \{ \lambda_{qx}^2 \langle I_{r'}^x(\tau) \rangle \langle I_r^y(t) \rangle +$$

$$+ \lambda_{qx} \lambda_{qy} (\langle I_{r'}^x(\tau) \rangle \langle I_r^x(t) \rangle + \langle I_{r'}^y(\tau) \rangle \langle I_r^y(t) \rangle) +$$

$$+ \lambda_{qy}^2 \langle I_{r'}^x(\tau) \rangle \langle I_r^y(t) \rangle \} d\tau -$$

$$- \frac{1}{i(\hbar N)^2} \sum_q \sum_{rr'}^N \int_{t_0}^t e^{i\omega_q(t-\tau)} e^{i\vec{q}(r-r')} \{ \lambda_{qx}^2 \langle I_{r'}^x(\tau) \rangle \langle I_r^y(t) \rangle +$$

$$+ \lambda_{qx} \lambda_{qy} (\langle I_{r'}^x(\tau) \rangle \langle I_r^x(t) \rangle + \langle I_{r'}^y(\tau) \rangle \langle I_r^y(t) \rangle) +$$

$$+ \lambda_{qy}^2 \langle I_{r'}^y(\tau) \rangle \langle I_r^x(t) \rangle \} d\tau.$$

/8b/

Как нетрудно видеть, $\langle S^z \rangle = \text{const}$ и в последние три уравнения для средних ядерной подсистемы входит только $\langle S^z \rangle$. Уравнения /8a/-/8b/ представляют собой эквивалент иерархии кинетических уравнений для спонтанного излучения /9/, поэтому их исследование может быть выполнено стандартными методами. В частности, по аналогии с работой /10/ можно вычислить интенсивность сверхизлучательной генерации

$$I(t) = \sum_q \hbar \omega_q \frac{d}{dt} \langle a_q^+ a_q \rangle$$

и найти соответствующую частоту когерентного электромагнитного поля.

Таким образом, мы показали, что в парамагнетике типа $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$ с примесью Co^{2+} и Ce^{3+} действительно может возникать СИ при создании инверсной заселенности в подсистеме ядерных спинов за счет корреляций электронной и ядерной подсистем. Более детальное количественное исследование этого явления с учетом процессов накачки явится предметом последующих работ.

Литература

1. Аллен Л., Эберли Дж, Оптический резонанс и двухуровневые атомы. "Мир", М., 1978.
2. Kudryavtsev I.K., Shumovsky A.S. Optica Acta, 1979, 26, p.923-928.
3. Ахметели А.М., Мелешко А.Н., Шумовский А.С. ОИЯИ, Р17-82-39, Дубна, 1982.
4. Боголюбов Н.Н. /мл./, Шумовский А.С. В сб.: Труды VII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. ОИЯИ, Д2-84-366, Дубна, 1984, с.6.
5. Боголюбов Н.Н., Шавохина Н.С., Шумовский А.С. В сб.: Труды Рабочего совещания по пробл. излучения и детектирования гравитационных волн. ОИЯИ, Д2-83-689, Дубна, 1983, с.133.
6. Вайсфельд М.П., Имамутдинов Ф.С., Хасанов А.Х. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, №5, с.252.
7. Абрагам А., Блинни Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. "Мир", М., 1972, т.1.
8. Боголюбов Н.Н. /мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ТМФ, 1982, 52, №3, с.423.
9. Bogolubov N.N.(Jr.), Fam Le Kien, Shumovsky A.S. Physica A, 1984, 128A, p.82.
10. Боголюбов Н.Н. /мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ТМФ, 1984, 60, №2, с.254.

Рукопись поступила 8 мая 1985 года.

О ГЛЮОННОЙ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ
В АДРОН-АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

В.А.Мещеряков

Рассмотрены поправки к аддитивной кварковой модели. При выборе поправок учитываются аналитические свойства и условия перекрестной симметрии амплитуды упругого рассеяния вперед. С помощью анализа процессов $p\bar{p}$, $\bar{p}p$, $\pi^\pm p$, $K^\pm p$ дана оценка глюон-глюонной части амплитуды рассеяния вперед адронов на протоне. Глюон-глюонная часть полных сечений зависит от энергии налетающего адрона и при импульсе 100 ГэВ/с составляет 10% полного сечения. Предсказания модели для гиперон-протонного рассеяния при 20 и 100 ГэВ/с хорошо согласуются с экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

On Gluon Degree of Freedom
In Hadron-Hadron Collisions

V.A.Meshcheryakov

The paper deals with corrections to the additive quark model. The corrections are defined on the basis of analytic properties and crossing symmetry of the forward elastic scattering amplitude. By analysing the processes $p\bar{p}$, $\bar{p}p$, $\pi^\pm p$, and $K^\pm p$ an estimation is found for the gluon-gluon part of the forward scattering amplitude of hadrons on a proton. The gluon-gluon part of total cross sections depends on the energy of an incident hadron, and at the momentum 100 GeV/c it amounts to 10% of the total cross section. Model predictions for hyperon-proton scattering at 20 and 100 GeV/c are consistent with experiment.

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

Введение

К настоящему времени накоплен богатый экспериментальный материал по полным сечениям адрон-адронных взаимодействий, а также и действительным частям амплитуд упругого рассеяния вперед. Интересная особенность этих дан-

ных состоит в росте адрон-адронных сечений, который был впервые обнаружен на ускорителе ИФВЭ /Протвино/ и получил название "серпуховского эффекта" /1/. В этих условиях получают реальную основу попытки построения систематики адрон-адронных амплитуд упругого рассеяния вперед /2,8/. Однако все они сталкиваются с необходимостью выбора функциональной зависимости амплитуд от энергии. Как видно из /2,8/, этот выбор приводит к весьма различным заключениям о зависимости амплитуд от кварковой структуры адронов. Поэтому возникает задача о безмодельном виде функциональной зависимости амплитуд от энергии, а точнее, о построении наиболее гибкой модели.

Выбор униформизирующей переменной

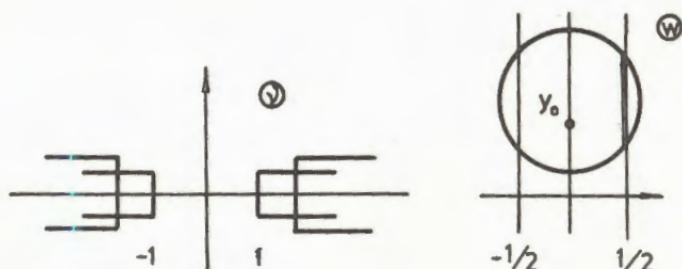
В качестве такой переменной будем использовать функцию

$$w(\nu) = \frac{1}{\pi} \arcsin \nu, \quad /1/$$

где $\nu = (v-u)/4M\mu$, M, μ - массы сталкивающихся адронов. Модель состоит в том, что $w(\nu)$ предполагается униформизирующей переменной для адрон-адронных амплитуд рассеяния на нулевой угол. Другими словами, в переменной w амплитуда рассеяния вперед есть мероморфная функция. Функция $w(\nu)$ удобна для учета перекрестной симметрии амплитуд адрон-протонного рассеяния F_{\pm}^A , нормированных условием

$$\text{Im } F_{\pm}^A = \sigma_{\text{tot}}^{(Ap)} \pm \sigma_{\text{tot}}^{(Ap)} \quad /2/$$

на верхнем берегу правого разреза в комплексной плоскости ν /см. рисунок/. В плоскости $w(\nu)$ весь физический лист ν -плоскости отображается в полосу $|Re w| \leq 1/2$, границы которой - суть образцы разрезов ν -плоскости. Воспользуемся разложением амплитуд процессов в ряды Тейлора по переменной w /4/. Разложения учитывают свойства перекрестной



симметрии и действительности амплитуд F_{\pm}^A в виде равенств

$$F_{\pm}^* \left(\frac{1}{2} + iy \right) = \mp F_{\pm} \left(-\frac{1}{2} + iy \right). \quad /3/$$

Ниже мы будем использовать только мнимые части амплитуд — полные сечения, которые представлены следующими степенными рядами:

$$\text{Im } F_+ \left(\frac{1}{2} + iy \right) = \sum_{n \geq 1} \left(\frac{1}{2} \right)^{2n-2} \sigma_+^{(n)}(y),$$

$$\sigma_+^{(1)} = \sum_{m \geq 1} a_m (y - y_0)^{m-1}; \quad \sigma_+^{(n)} = \frac{(-1)^{n+1}}{(2n-2)!} \frac{d^{2n-2} \sigma_+^{(1)}(y)}{dy^{2n-2}},$$

$$\text{Im } F_- \left(\frac{1}{2} + iy \right) = \sum \left(\frac{1}{2} \right)^{2n-1} \sigma_-^{(n)}(y), \quad /4/$$

$$\sigma_-^{(1)} = \sum_{m \geq 1} b_m (y - y_0)^{m-1}; \quad \sigma_-^{(n)} = \frac{(-1)^{n+1}}{(2n-1)!} \frac{d^{2n-2} \sigma_-^{(1)}(y)}{dy^{2n-2}},$$

С помощью формул /4/ были проанализированы экспериментальные данные по полным сечениям $p\bar{p}$, $\bar{p}p$, K^+p , π^+p /4/. Результаты анализа приведены в таблице. Двадцать четыре коэффициента a_i , b_i отражают около трехсот экспериментальных точек и позволяют описать энергетический ход сечений в интервале $p_L \in (10, 10^8) \text{ ГэВ/с}$.

Таблица

Параметры a_i , b_i /в мб/, y_0 и отношение χ^2
к числу степеней свободы n_D

	$p\bar{p}$	πp	$K p$	$n p$
a_1	$84,51 \pm 0,18$	$49,77 \pm 0,09$	$41,03 \pm 0,12$	$83,49 \pm 0,36$
a_2	$-4,85 \pm 0,36$	$1,92 \pm 0,19$	$5,16 \pm 0,25$	$-3,48 \pm 0,62$
a_3	$15,97 \pm 0,7$	$10,37 \pm 0,34$	$7,37 \pm 0,48$	$8,72 \pm 1,48$
b_1	$8,52 \pm 0,17$	$1,62 \pm 0,07$	$3,51 \pm 0,12$	$7,85 \pm 0,26$
b_2	$-13,82 \pm 0,79$	$-2,8 \pm 0,17$	$-5,65 \pm 0,51$	$-12,74 \pm 1,24$
b_3	$15,33 \pm 1,7$	$2,7 \pm 1,8$	$5,04 \pm 0,97$	$12,36 \pm 2,97$
y_0	1,71	2,31	1,91	1,71
$\chi^2 n_D$	112/109	82/73	48/38	96/50

Двенадцать коэффициентов b_1 обнаруживают простую зависимость:

$$(b_1)_{pp} : (b_1)_{\pi p} : (b_1)_{Kp} : (b_1)_{np} = 5 : 1 : 2 : 4. \quad /5/$$

Подсчет соответствующих отношений приводит к значениям

$$\left(\frac{b_{pp}}{b_{\pi p}}\right) = 5,37 \pm 0,22; \left(\frac{b_{Kp}}{b_{\pi p}}\right) = 2,16 \pm 0,12; \left(\frac{b_{np}}{b_{\pi p}}\right) = 4,79 \pm 0,23,$$

которые хорошо согласуются с отношениями /5/ за исключением последнего. Оно отличается от 4 на три стандартных отклонения и связано с большим значением χ^2/n_D для процесса n_p -рассеяния. Поэтому ниже целесообразно использовать этот процесс для качественных, а не количественных оценок.

Соотношения /5/ не являются новыми, и мы остановились на них лишь для того, чтобы продемонстрировать эффективность анализа коэффициентов a_1, b_1 с целью выявления кварковых, а также и других степеней свободы адронов. Известно^{/б/}, что соотношения /5/ следуют из рассмотрения аннигиляционных компонент амплитуд и пропорциональны числом дуальных диаграмм рассеяния адрона на протоне:

$$n_d = 2N_{\bar{p}}^A + N_{\bar{n}}^A, \quad /6/$$

где $N_{\bar{p}}^A, N_{\bar{n}}^A$ - общие числа антикварков \bar{p}, \bar{n} в адроне A.

Кроссинг-четная амплитуда адрон-адронного рассеяния

Большой интерес и в то же время трудности представляет анализ кроссинг-четной части амплитуды рассеяния. Аддитивная кварковая модель^{/б/} /АКМ/ предсказывает следующие отношения изучаемых сечений: $\sigma_{pp} : \sigma_{\pi p} : \sigma_{Kp} : \sigma_{np} = 3 : 2 : 2 : 3$. Однако из таблицы видно, что только коэффициенты a_1 и a_3 приближенно следуют этой зависимости. Разность $(a_1)_{pp} - (a_1)_{np} = 1,02 \pm 0,40$ можно считать совместимой с нулем, т.к. она не превосходит трех стандартных отклонений, а само описание процесса np не очень хорошо. В дальнейшем мы будем пренебрегать различием процессов pp и np, хотя для коэффициентов (a_3) это предположение оправдано только в силу большого значения χ^2/n_D . В то же время разность $(a_1)_{\pi p} - (a_1)_{Kp} = 8,74 \pm 0,15$ значима и вместе с другими коэффициентами объясняет 30% точность /АКМ/. Значения коэффициентов (a_2) совершенно не укладываются в предсказания АКМ и поэтому весьма важны для выбора новых моделей. Известен ряд попыток уточнения аддитивной кварковой модели^{/3,5,7-9/}. Все

они используют одну и ту же мысль о включении в амплитуду слагаемых, билинейных по кварковым числам адронов A. При этом удается достичь удовлетворительного описания для весьма различных предположений о виде билинейных членов^{/3,8/}. Ясное физическое обоснование их весьма затруднительно.

Ниже для построения новой модели мы воспользуемся гипотезой, сформулированной в работе^{/10/}, согласно которой коэффициенты при слагаемых, растущих как $\ln^2 s / s_0$ /теорема Фруассара/, не зависят от кваркового содержания адронов A, а обусловлены резонансным образованием глюболов в адрон-адронном рассеянии*. Применительно к формулам^{/4/} она утверждает, что коэффициенты, определяющие вклад слагаемых, растущих как $\ln^2 s / s_0$, содержат компоненту, не зависящую от кваркового содержания адрона A. Следуя идеи работы^{/10/}, ее естественно назвать глюонной степенью свободы адрона A. Далее, по аналогии с кроссинг-нечетной амплитудой, можно попытаться распространить гипотезу и на другие коэффициенты (a_1) и (a_2). При этом, поскольку числа (a_2) далеки от предсказаний аддитивной кварковой модели, они будут наиболее информативны для выбора билинейных слагаемых, нарушающих АКМ. Из всех упомянутых выше случаев наиболее предпочтителен вариант работы^{/6/}. Окончательно приходим к следующему выражению:

$$a_i = a_1 + N_q^A \beta_1 + N_q^A N_{ns}^A \gamma_1, \quad /7/$$

где N_q^A - общее число кварков, N_{ns}^A - общее число нестранных кварков в адроне A. Числа a_1 не зависят от кваркового содержания адрона A и представляют его глюонную степень свободы. Поскольку в таблице всего три различных числа $(a_1)_{pp}$, $(a_1)_{\pi p}$, $(a_1)_{Kp}$, можно определить величины чисел a_1 , β_1 , γ_1 . Тогда предсказательная сила гипотезы^{/7/} может быть проверена на значениях полных сечений гиперон-адронных взаимодействий^{/12,18/}. В работе^{/18/} проведены измерения полных сечений $\Sigma^- p$ и $\Xi^- p$ в интервале импульсов 74,5; 136,9 ГэВ/с. Величины полных сечений слабо изменяются в этом интервале, и для сравнения предсказаний модели, заданной формулами^{/1/, /4/, /7/}, выбран импульс 101 ГэВ. При этом теоретические и экспериментальные значения равны:

$$\sigma_{\Xi^- p} = 29,25 \pm 0,5 \text{ мб}, \quad \sigma_{\Sigma^- p} = 34,8 \pm 0,5 \text{ мб} \\ 29,12 \pm 0,22 \text{ мб}, \quad 33,3 \pm 0,3 \text{ мб.}$$

Аналогичные данные^{/12/} для Λp - и $\Sigma^- p$ -рассеяния при 20 ГэВ/с таковы:

* Количественный анализ гипотезы проведен в работе^{/11/}.

$$\sigma_{\Lambda p} = \frac{33,3+0,5 \text{ мб}}{34,7+3 \text{ мб}}$$

$$\sigma_{\Sigma^- p} = \frac{34,2+0,5 \text{ мб}}{34+1 \text{ мб.}}$$

Обсуждение

Предложенная выше модель адрон-адронной амплитуды рас-
сения вперед хорошо описывает амплитуды $p\bar{p}$, $\bar{p}\bar{p}$, $\pi^+\bar{p}$,
 $K^\pm\bar{p}$ -рассеяния в широком интервале импульсов от 10 до
 10^3 ГэВ. Она позволяет установить наличие в этих процес-
сах универсальной, не зависящей от кваркового содержания
адронов, компоненты амплитуды рассеяния. В соответствии
с гипотезой^{/10/}, ее естественно интерпретировать как нали-
чие у адронов не зависящей от кварковой глюонной степени
свободы адрона. Адрон представляется состоящим из трех
конституентных кварков, удерживаемых глюонным полем.
Глюон-глюонная часть полных сечений зависит от энергии
налетающего адрона и при импульсе ~ 100 ГэВ/с составляет
 $\sim 10\%$ полного сечения, предсказания модели для гиперон-
протонного рассеяния при 20 и 100 ГэВ/с хорошо согласуют-
ся с экспериментом. Вместе с результатами работ^{/10,11/} на-
стоящая модель указывает на большой интерес изучения
столкновения адронов в их центральной части.

Автор благодарен А.А.Логунову за внимание к работе
и С.Б.Герасимову, А.Б.Говоркову за обсуждение.

Литература

1. Аллаби Д.В. и др. ЯФ, 1970, 12, с.538; Phys.Lett., 1969, 30B, р.500; Горин Ю.П. и др. ЯФ, 1973, 17, с.309. Здесь содержится подробная библиография эффекта.
2. Lipkin H.J. Phys.Rev., 1978, D17, р.366.
3. Joysen D., Nicolescu B. Nuovo Cim.A, 1977, 37, р.97.
4. Гердт В.П., Иноземцев В.И., Мещеряков В.А. ЯФ, 1976, 24, с.176.
5. Lipkin H.J. Phys.Rev., 1975, D11, р.1827.
6. Levin E.M., Frankfurt L.L. Письма в ЖЭТФ, 1965, 2, с.105.
7. Гердт В.П., Мещеряков В.А. ОИЯИ, Р2-9572, Дубна, 1976.
8. Иноземцев В.И., Мещеряков В.А. ОИЯИ, Р2-12032, Дубна, 1978.
9. Lipkin H.J. Nucl.Phys., 1974, B78, р.381.
10. Герштейн С.С., Логунов А.А. ЯФ, 1984, 39, с.1514.
11. Прокошкин Ю.Д. ЯФ, 1984, 12, с.1579.
12. Gjesdal S. et al. Phys.Lett., 1972, 40B, р.152.
13. Biagis S.F. et al. Nucl.Phys., 1981, B186, р.1.

Рукопись поступила 30 мая 1985 года.

THE USE OF A MULTISTEP AVALANCHE CHAMBER
FOR ANALYSING THE DISTRIBUTION OF RADIOACTIVITY
AND TWO-DIMENSIONAL SEPARATION OF A MIXTURE
OF LABELLED COMPOUNDS.

Analysis of ^{125}I -Labelled Proteins
from Ribosomal 30S Subunits

G.G.Abdurashidova¹, D.A.Abdushukurov³, M.S.Aksentieva¹,
E.I.Budovsky, A.A.Chernyi², L.B.Kaminir²,
V.D.Peshekhonov, Yu.V.Zanevsky

The possibility is considered of using a multistep avalanche chamber, operating on-line with a computer, for analysis of the radioactivity distribution after two-dimensional separation of a mixture of labelled proteins. A high sensitivity of the chamber allows one to identify reliably ~20 mcg of the total protein from *E.coli* ribosomal 30S subunits and ~1 mcg of the least iodized protein when the exposure takes ~30 min. The chamber makes it possible to decrease the analysis time by a factor of 100 as compared to conventional radioautography and to obtain information on label distribution among proteins without destroying the sample.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR, and IMB of the USSR Academy of Sciences.

Использование многоступенчатой лавинной камеры
для анализа распределения радиоактивности
после двумерного разделения смеси меченых соединений.
Анализ ^{125}I -меченых белков 30S-субчастиц рибосом

Г.Г.Абдурашидова и др.

Рассмотрена возможность применения многоступенчатой лавинной камеры, работающей на линии с ЭВМ, для анализа распределения радиоактивности после двумерно-

¹M.M.Shemyakin Institute of Bioorganic Chemistry,
the USSR Academy of Sciences, Moscow

²Institute of Molecular Biology, the USSR Academy of Sciences, Moscow

³S.U.Umarov Physical-Technical Institute, Tajik SSR
Academy of Sciences, Dushanbe

го разделения смеси меченых белков. Высокая чувствительность установки позволяет надежно идентифицировать ~20 мкг тотального белка 30S-субчастицы рибосомы *E.coli* и ~1 мкг наименее иодированного белка при длительности экспонирования ~30 мин. Установка позволяет более чем в 100 раз сократить время анализа по сравнению с традиционно используемой радиографией и получать информацию о распределении метки по белкам, не разрушая препарата.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и ИМБ АН СССР.

1. *Introduction*

In order to reduce a required amount of protein, in the analysis of protein mixtures by means of electrophoresis technique the labelling by radioactive iodine is conventionally used. It is essential that when iodination is performed with the aid of chloramine^{/1/}, iodine chloride^{/2/}, and lactoperoxidase^{/3/}, physical and functional properties of proteins remain unchanged^{/4/}.

Industrial ¹²⁵I preparations with a specific activity up to 13-18 mCi/mcg allow one to detect several nanograms of protein in a polyacrylamide gel by radioautography. However, when the amount of protein is low (5×10^8 cpm/cm² gel), the exposure must be as long as several days what leads to some delay in obtaining results. Moreover, the radioautogram shows merely a qualitative distribution of radioactivity in the gel. Of course, by means of scintillation counters one can directly measure radioactivity in each region of the gel after its cutting. This is a quantitative and more sensitive procedure, but it also takes a lot of time and has low reproducibility.

An optimal method should combine the reliable localization of radioactivity in a sample inherent in radioautography with a high accuracy and sensitivity of measuring isotope amounts which are characteristic for scintillation counters. These requirements are met by a multi-step avalanche chamber (MSAC) operating on-line with a computer. The chamber is used to analyze the distribution of ¹²⁵I-labelled proteins in a gel.

To illustrate the potential of this technique, we describe its use for analyzing quantitatively a complex mixture of ¹²⁵I-labelled proteins from *E.coli* ribosomal 30S subunits.

2. Measuring System

The system is composed of a MSAC on-line with an SM-4 minicomputer. The system allows one to get rapidly information on the spatial distribution of radioactive zones throughout the area of a sample and their relative activity. The operation principle of the system is described in refs.^{/5,6,7,8/}. The developed programs make it possible to carry out the entire analysis in the dialogue mode. An alphabetic-digital display, a colour TV monitor, a plotter and an alphabetic-digital printer are used as computer terminals.

E.coli ribosomal 30S subunits were isolated as in ref.^{/9/}. The total protein of 30S subunits was prepared according to^{/10/}. The protein was iodinated using chloramine as in^{/11/}. Two-dimensional gel electrophoresis of the 30S subunit protein was performed as in^{/11/}.

The characteristic radiation with a 4 keV energy produced in the decay of ^{125}I registered by means of the detector with a $160 \times 160 \text{ mm}^2$ sensitive area.

The efficiency of the MSAC, (ϵ) ($\epsilon = A[\text{cpm}] / A[\text{dpm}] \times 100\%$), was determined experimentally by measuring the radiation of a source with known activity. This efficiency was 3.5% for ^{125}I .

The spatial resolution of the system was measured by means of test samples with ^{125}I zones (1 mm in diameter). The distance between these zones was different. The neighbouring zones, the distance between the edges of which was 1.1 mm or more, were identified separately. The uniformity of the MSAC was measured by a radiation source ($1 \times 1 \text{ cm}^2$) moved along the sensitive area of the chamber, and the radiation was measured after each pitch. The data of such measurements were used to construct a map of non-uniformities for the MSAC area. A matrix of correction coefficients was made on the basis of this map. If this matrix is used to correct data, the nonuniformities in the MSAC sensitivity are automatically reduced to a value below 5%.

The MSAC proper background is $3-5 \text{ cpm/cm}^2$. Taking the efficiency of the detector into account, this value corresponds to a radioactivity of $40-60 \text{ pCi/cm}^2$. The count rate of the system is up to $2.5 \times 10^5 \text{ cpm}$.

The radiation of a label must be 3 times as high as that of the background for reliable localization of a radioactive zone. Therefore, the system allows one to detect reliable a radioactivity of $120-180 \text{ pCi/cm}^2$ or more. The time for information accumulation is determined by the activity of a sample zone which contains the smallest

isotope amount. To obtain a result with an error $R = N^{0.5}/N$ of no more than 5%, where N is the number of events per zone, it is necessary to accumulate at least 300 events. This takes about 25 min for a minimal recorded activity of 150 pCi/cm².

The system has very good reproducibility. Deviations in determining the radioactivity do not exceed 3-5% repeated analyses of the same sample.

3. Treatment of the Results of Analysis

Without destroying a sample, the system allows one to make an accurate quantitative analysis of isotope distribution among the zones, to get information on their absolute and relative activity, the coordinates of each zone, the coordinates of their centres and so on. The results of the analysis are presented as a two-dimensional matrix, each element of which contains information on the number of events recorded from a chamber sensitive element of 0.5×0.5 mm². The number of elements in the matrix is 320×320 . The size of the matrix elements can be changed for K ($K = 1, 2, 3, \dots$). The matrix is projected on the screen of the colour TV monitor as a semi-tonic map of the activity distribution throughout the sample area. There are 7 colours and 12 semitones in each colour, and the total number of map gradations is 84. The transformation of the map with digital filters $^{1/2}$ allows one to get rid of random noise and to make the map more contrast.

Not only the map of the entire sample but also the maps of those regions which are of particular interest can be projected on the screen of the colour TV monitor. It is also possible to project the three-dimensional map or profiles of its sections along two coordinates on the screen of the TV monitor or the plotter (see Fig.1). This allows one to detect the presence of individual fractions even when their separation is far from being complete. The sections can be made either along one line (column) of the matrix or as a band of several lines (columns) up to the whole width of a sample.

In order to determine the quantitative isotope distribution among the zones, one has to outline regions of interest with a course recorded on the TV monitor screen. Then the computer performs a statistical treatment of the information. The result of the treatment is given as a table on the alphabetic-digital printer.



Fig. 1. Three-dimensional map of the sample obtained by the plotter.

4. Discussion

E.coli ribosomal 30S subunits contain one molecule of 16S RNA and 21 protein molecules with molecular masses from 8000 to 61000 D. All these proteins can be separated by two-dimensional electrophoresis in a polyacrylamide gel¹⁰. A reliable detection of the proteins by staining the gel with Coomassie requires 200 mcg of the total protein from 30S subunits. Iodination of the proteins with ¹²⁵I prior to electrophoresis followed by radioautography allows one to reduce the amount of proteins required for the analysis. Using ICI¹² or chloramine T¹¹, one can incorporate up to 10^7 Bq per 1 mcg of protein at a specific radioactivity of ¹²⁵I 13-18 mCi/mcg. Since different proteins vary in the degree of iodination, 20 mcg of the total protein suffices for reliable detection of all the proteins in this case, i.e., 1 mcg of the least iodinated protein in a spot 3 mm in diameter when the exposure takes 70 h.

It is well known that radioautography makes it possible to determine the position and shape of spots and to estimate approximately the relative distribution of radioactivity in the spots. In order to measure the distribution of radioactivity in proteins, one has to find the spots, to cut the corresponding regions in the gel and to count them. This procedure takes a lot of time and may involve errors due to an inaccurate localization of the spots, the contribution of the background radioactivity of the gel and so on. Figure 2 shows a conventional radioautogram obtained after two-dimensional separation of ¹²⁵I-labelled proteins from *E.coli* ribosomal 30S subunits in a polyacrylamide gel. The X-ray film was exposed for 10 days, and only S1, S3/S4, S7, S9/S11 and S19/S20 proteins were observed. A longer exposure of the film or greater amounts of the analyzed material are required to localize the remaining proteins.

The same gel was analyzed using the MSAC system. The results are shown in Fig.3. The analysis took only 15 min.

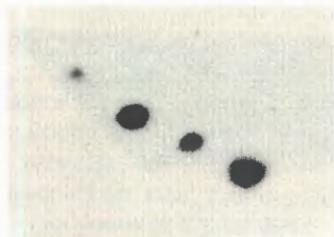


Fig.2. Autoradiogram of the film after two-dimensional separation of ^{125}I -labelled proteins from *E.coli* ribosomal 30S subunits in the gel.



Fig.3. Digital autoradiogram from the same gel obtained by the MSAC system.

As one can see, this time sufficed to localize all the proteins from *E.coli* ribosomal 30S subunits. Hence, the method is highly sensitive.

The system has been used to determine the relative distribution of a label among proteins. These data are consistent with those on the radioactivity distribution in 30S subunits proteins labelled with ^{125}I using T chloramine that we have obtained with an "Intertechnic" counter. Hence, this approach is adequate for solving such problems. It should be noted that, in contrast to conventional analytical procedures, the gel is not to be cut and therefore it can be used in further studies.

5. Conclusions

The described automatic system for express-analysis of thin-layer samples can be used for examining a mixture of proteins and other compounds labelled with ^{125}I and separated by two-dimensional gel electrophoresis or two-dimensional chromatography. The system makes it possible to reduce the time of analysis by more than a factor of 100 as compared to conventional radioautography,

and to get information on label distribution among proteins without destroying the samples.

The system is being successfully used for studying the structure and function of ribosom, and it may be applied to solve similar biochemical problems.

References

1. Hunter W.M., Greenwood F.G. Nature, 1962, 194, p.495-496.
2. Roholt O.A., Pressman D.N. In: Methods in Enzymology, 1972, 25, p.438-444.
3. Luis L. Eur.J.Biochem., 1979, 96, p.93-97.
4. Carlsen J., Christensen M., Josefsson L. Anal.Bioshem., 1979, 92, 1, p.46-54.
5. Zanevsky Yu.V. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1978, 153, p.445.
6. Abdushukurov D.A. et al. JINR, 18-84-182, Dubna, 1984.
7. Zanevsky Yu.V. et al. JINR, 18-83-534, Dubna, 1983.
8. Abdushukurov D.A. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1983, 217, p.101.
9. Semenkov Yu.A., Machna V.I., Kirillov S.V. Mol.Biol. (USSR), 1976, 10, p.754-763.
10. More G. et al. Mol.Gen.Genet., 1971, 112, p.229-242.
11. Metz L.Y., Bogorad L. Analyt.Biochem., 1974, 57, p.200-220.
12. Pratt W.K. Digital Image Processing. A.Wiley - Interscience Publ. John Wiley and Sons, 1978, vol.2.

Received on May 11, 1985.

ОТРАЖЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ОТ СИЛЬНО ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕД

В.В.Голиков, Е.Н.Кулагин, Ю.В.Никитенко

Приводятся результаты исследования отражения ультрахолодных нейтронов от сильно поглощающих образцов естественного кадмия и кадмия, обогащенного изотопом ^{113}Cd до 95%. Экспериментальные данные хорошо описываются теорией отражения УХН, использующей представления о комплексном показателе преломления для нейтронных волн. Из теоретического анализа следует, что в случае естественной смеси изотопов кадмия, имеющей положительную длину рассеяния, захват нейтронов кадмием снижает величину коэффициента отражения УХН. Наоборот, при отрицательной длине рассеяния, которую имеет ^{113}Cd , захват нейтронов увеличивает коэффициент отражения. При учете роли окисной пленки на поверхности кадмия экспериментальные результаты согласуются с расчетом.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Reflection of UCN from Strongly Absorbing Media

V.V.Golikov, E.N.Kulagin, Yu.V.Nikitenko

The results are reported of the study of UCN reflection from strongly absorbing samples of natural cadmium and of cadmium enriched with ^{113}Cd isotope up to 95%. The experimental data are well described in the framework of the theory of UCN reflection which uses the complex reflection index for the refraction of neutron waves. It follows from theoretical analysis that for the natural mixture of cadmium isotopes having a positive scattering length the neutron capture by cadmium reduces the UCN reflection index. On the contrary, if the scattering length is negative, as it is for ^{113}Cd , the neutron capture increases the reflection index. Experimental data are in agreement with calculated results if the oxide film on the cadmium surface is taken into account.

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

Введение

На основе универсальности явления, выражающегося в том, что всякая среда, эффективно поглощающая некоторое излучение, должна одновременно являться и эффективным отражателем этого излучения, в 1961 году было теоретически рассмотрено отражение ультрахолодных нейтронов /УХН/ от сильно поглощающих сред^{/1,2/}. Полученные результаты показывают, что в среде с поглощением полное отражение нейтронов невозможно, однако в случае весьма сильных поглотителей коэффициент отражения УХН R в пределе малых скоростей нейтронов ($\lambda \gg 1/N\sigma_a$) должен иметь заметную величину

$$R = 1 - \frac{4mV_z}{\hbar N\sigma_a}, \quad /1/$$

где V_z - нормальная компонента скорости нейтрона в вакууме, N - число ядер среды в единице объема, σ_a - сечение поглощения нейтронов, $1/N\sigma_a$ - эффективная длина пробега нейтрона в среде, определяемая поглощением, λ и m - длина волны и масса нейтрона.

По аналогии с отражением электромагнитных волн от поверхности металла явление отражения УХН от сильно поглощающих сред было названо "металлическим" отражением нейтронов^{/1,2/}.

Академик И.М.Франк, используя представление о комплексном показателе преломления $n = n' + i n''$ для нейтронных волн, рассмотрел в 1974 г.^{/3,4/} особенности поведения УХН и, в частности, их отражение от поглощающих сред. Было показано, что поскольку когерентная длина рассеяния нейтрона b - величина комплексная /а именно длина рассеяния определяет показатель преломления нейтронных волн/, то во всех случаях n - величина комплексная:

$$n_z^2 = (n'_z + i n''_z)^2 = (1 - \frac{V_i^2}{V_z^2}) + i \frac{V_i^2}{V_z^2},$$

$$n'_z^2 = \frac{1}{2V_z^2} [(V_z^2 - V_0^2) + \sqrt{(V_z^2 - V_0^2)^2 + V_i^4}], \quad /2/$$

$$n''_z^2 = \frac{1}{2V_z^2} [(V_0^2 - V_z^2) + \sqrt{(V_z^2 - V_0^2)^2 + V_i^4}],$$

где $V_0^2 = \frac{\hbar^2 N b'}{m^2 \pi}$; $V_i^2 = \frac{\hbar^2 N b''}{m^2 \pi} = \frac{\hbar}{m} N \sigma_a (V) \cdot V$; b' и b'' - действительная и мнимая части длины рассеяния.

В области УХН /при $V_z < V_0$ / в случае ядер с обычным сечением поглощения $((V_z^2 - V_0^2)^{1/2} V_i^4)$ мнимая часть показателя преломления для нейтронных волн становится больше действительной: $n_z'' > n_z'$. Эта особенность характерна для отражения электромагнитных волн оптического диапазона от поверхности металлов, и, как подчеркнуто в^{4/}, следовательно, должна проявиться аналогия отражения и поглощения УХН с оптикой металлов. В случае нейтронных волн величина n_z'' оказывается пропорциональной сечению поглощения σ_a , а n_z'' зависит только от V_0 и V_z . Поэтому чем меньше сечение поглощения σ_a , тем меньше n_z'' и тем больше коэффициент отражения УХН.

При отражении УХН от сильно поглощающих сред $((V_z^2 - V_0^2)^{1/2} < V_i^4)$ в пределе малых скоростей нейтронов мнимая часть показателя преломления оказывается порядка действительной: $n_z'' \sim n_z'$, причем $|n_z| \gg 1^{1/2}$. Такое поведение коэффициента преломления характерно при отражении металлами электромагнитного излучения радиодиапазона. В этом случае следует ожидать возрастания коэффициента отражения УХН с увеличением сечения поглощения нейтронов.

Из работы^{4/} следует, что в общем случае коэффициент отражения нейтронов R поглощающей средой

$$R = \frac{(n_z' - 1)^2 + n_z''^2}{(n_z' + 1)^2 + n_z''^2} = \frac{(V_z^2 + \sqrt{(V_z^2 - V_0^2)^2 + V_i^4}) - \sqrt{2} \cdot V_z \sqrt{(V_z^2 - V_0^2) + \sqrt{(V_z^2 - V_0^2)^2 + V_i^4}}}{(V_z^2 + \sqrt{(V_z^2 - V_0^2)^2 + V_i^4}) + \sqrt{2} \cdot V_z \sqrt{(V_z^2 - V_0^2) + \sqrt{(V_z^2 - V_0^2)^2 + V_i^4}}} \quad /3/$$

Естественно, выражение /1/ для коэффициента отражения R является частным случаем формулы /3/ в пределе малых скоростей нейтронов ($V_z \ll V_i$) при $V_i^4 \gg (V_z^2 - V_0^2)^2$.

В настоящей работе сообщаются экспериментальные результаты исследования отражения нейтронов от сильно поглощающих образцов естественного кадмия и кадмия чистотой 99,95%, обогащенного изотопом ^{118}Cd до 95% /содержание изотопа ^{118}Cd в естественной смеси 12,26%/ . Выбор кадмия в качестве объекта исследования обусловлен тем, что мнимая часть длины рассеяния в обоих случаях сравнима по величине с действительной и следует ожидать ее влияния на величину коэффициента отражения нейтронов^{5/}. В единицах 10^{-12} см в области УХН:

$$b = b' - i b'' = \begin{cases} +0,444 - 0,053i & \text{для естественного Cd} \\ -0,74 - 0,43i & \text{для } ^{118}\text{Cd}. \end{cases}$$

Подчеркнем, что изотоп ^{113}Cd обладает отрицательной длиной рассеяния, а естественный кадмий - положительной. V_0^2 и V_i^2 имеют следующие значения: для естественного кадмия: $V_0^2 = 10,22 \text{ м}^2\text{с}^{-2}$, $V_i^2 = 1,21 \text{ м}^2\text{с}^{-2}$; для ^{113}Cd $V_0^2 = -17,03 \text{ м}^2\text{с}^{-2}$, $V_i^2 = 9,9 \text{ м}^2\text{с}^{-2}$.

1. Методика эксперимента

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1а, б. На выходе канала УХН реактора ИБР-2^{6/}, по которому поступают нейтроны с интервалом скоростей $/3,37 \div 5,67 \text{ мс}^{-1}$, подсоединен одним из своих отводов тройник 2, изготовленный из медных электрополированных труб. К двум другим отводам тройника подсоединен детектор 3 и образец 4. Детектор и образец могут меняться местами.

В ^{7/} показано, что при установке в тройнике образца с площадью S_0 и коэффициентом отражения $R_0(V)$ счет детектора J_d в обоих геометриях расположения образца может быть записан в единой форме с учетом неоднородного и неизотропного потока УХН:

$$J_{d,1,2} = \frac{\int_{V_{\min}}^{V_{\max}} J_{\text{эфф}}(V) \frac{n_{z,y} \cdot \mu_{D,z,y}(V) \cdot S_d dV}{S_{\text{эфф}}(V) + n_{z,y} \cdot \mu_{D,z,y}(V) \cdot S_d + n_{y,z} \cdot \mu_{0,y,z}(V) \cdot S_0} = \\ = \int_{V_{\min}}^{V_{\max}} \mu_{D,z,y}(V) \cdot S_d \cdot I_{z,y}(V) dV, \quad /4/$$

где $J_{d,1,2}$ - счет детектора при расположении образца по оси нейtronовода /ось y / и перпендикулярно оси нейtronовода /ось z / соответственно; $J_{\text{эфф}}(V)$ - полный поглощаемый поток УХН; $S_{\text{эфф}}(V)$ - "эффективная" поглощающая площадь канала УХН; S_d - площадь детектора; n_z , n_y - плотность потока УХН в направлениях осей z и y ; $\mu_D(V)$ и $\mu_0(V)$ - усредненные по углам падения коэффициенты поглощения УХН детектором и образцом:

$$\mu_0(V) = 1 - R_0(V), \\ \mu_{z,y}(V) = \frac{\int_0^1 \mu_{z,y}(V, \cos \theta) \cdot A_{z,y}(\cos \theta) d \cos^2 \theta}{\int_0^1 A_{z,y}(\cos \theta) d \cos^2 \theta},$$

где $A_z(\cos \theta_z) = \cos^3 \theta_z$; $A_y(\cos \theta_y) = \cos \theta_y$ - анизотропия потока УХН в направлениях осей z и y соответственно; $V_{\max} = 5,67 \text{ мс}^{-1}$ и $V_{\min} = 3,37 \text{ мс}^{-1}$ - максимальная и минимальная скорости УХН в канале.

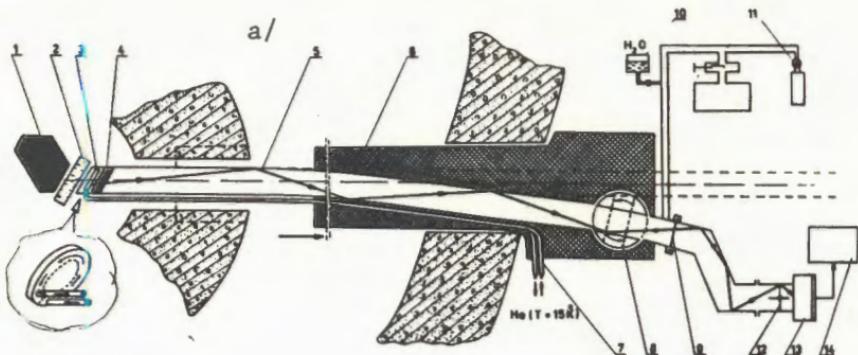


Рис. 1. а/ Схема канала УХН:
 1 - активная зона реактора,
 2 - замедлитель, 3 - конвертор УХН, 4 - дырочный замедлитель, 5 - изогнутый нейтроновод, 6 - защита, 7 - криогенные трубопроводы, 8 - защитный шибер, 9 - вакуумная мембрана, 10 - вода для намораживания конвертора, 11 - система вакуумной безмасляной откачки, 12 - шторка, 13 - тройник, 14 - электронная аппаратура. б/ Схема устройства для измерения коэффициента отражения газа УХН, 1 - канал УХН, 2 - тройник, 3 - детектор, 4 - исследуемый образец, 5 - поглотитель УХН /полиэтилен/, 6,7,8 - диафрагма.

Учитывая, что для спектра УХН I(V) интегральный коэффициент отражения от меди $R_{Cu} = 1 /с$ точностью $\sim 0,1\%$, а от полиэтилена $R_{CH_2} = 0 /с$ точностью $\sim 1\%$, согласно //⁷⁷/ коэффициент отражения УХН от образца \bar{R}_0 можно выразить через счет детектора при наличии (J_{CH_2}) и отсутствии (J_{Cu}) в тройнике поглотителя /полиэтилена/ площадью S_{CH_2} :

$$\bar{R}_0 = 1 - \frac{1/J_0 - 1/J_{Cu}}{1/J_{CH_2} - 1/J_{Cu}} \cdot \frac{S_{CH_2}}{S_0}, \quad /5/$$

где J_0 - счет детектора при постановке в тройник исследуемого образца площадью S_0 .

Тройник может вращаться вокруг оси нейтроновода. При повороте тройника на 90° при сохранении детектора на горизонтальной оси у спектр потока УХН на образце меняется из-за прохождения энергетического барьера, создаваемого

гравитационным полем. Поскольку энергия взаимодействия УХН с гравитационным полем $W = mgh$, то достичь образца могут только нейтроны, у которых вертикальная компонента скорости $V_z > \sqrt{2gh} / g$ - ускорение свободного падения, h - высота подъема в поле тяжести относительно транспортного нейtronовода/. Использование замедления УХН в гравитационном поле позволяет проводить измерения зависимости коэффициента отражения R от скорости нейтронов, изменяя высоту подъема образца.

Выражение /5/ для интегрального коэффициента отражения \bar{R} справедливо и тогда, когда исследуемый образец, полиэтилен и медь расположены на высоте h . В этом случае \bar{R} является средним значением коэффициента отражения по спектру УХН на высоте h .

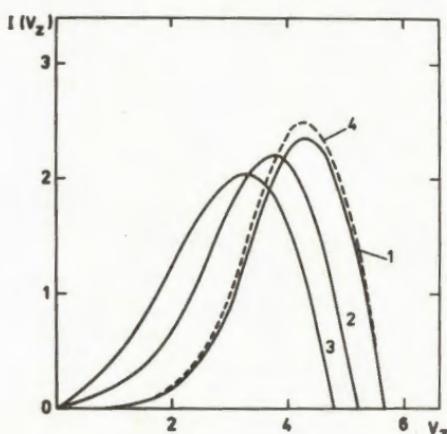


Рис.2. Спектры распределения УХН по проекции скорости V_z в зависимости от высоты подъема образца
 ^{118}Cd : 1 - $h = 0$ / $V_z = 4,06 \text{ мс}^{-1}$ /, 2 - $h = 0,25 \text{ м}$ / $V_z = 3,39 \text{ мс}^{-1}$ /, 3 - $h = 0,45 \text{ м}$ / $V_z = 2,90 \text{ мс}^{-1}$ /, 4 - образец $\text{Cd}_{\text{естеств}}$ $h = 0$ / $V_z = 4,05 \text{ мс}^{-1}$ /.

На рис.2 представлены спектры $I(V_z)$ распределения УХН по проекции скорости V_z на высоте h , рассчитанные при наличии в качестве образца изотопа ^{118}Cd . Проведенные аналогичные расчеты с естественной смесью изотопов $\text{Cd}_{\text{естеств}}$ показали, что среднее значение компоненты скорости \bar{V}_z слабо зависит от типа образца. Так, для ^{118}Cd при $h = 0$, $0,25$; $0,45$ м средние значения \bar{V}_z равны $4,06 \text{ мс}^{-1}$, $3,39 \text{ мс}^{-1}$ и $2,90 \text{ мс}^{-1}$ соответственно; для $\text{Cd}_{\text{естеств}}$ при тех же значениях h \bar{V}_z равно $4,05 \text{ мс}^{-1}$, $3,38 \text{ мс}^{-1}$ и $2,89 \text{ мс}^{-1}$.

2. Результаты эксперимента и их обсуждение

Суммарная площадь образца изотопа ^{118}Cd составляла $72,5 \text{ см}^2$ при средней толщине $\sim 5 \text{ мм}$, а образец естественного кадмия представлял собой листовой прокат толщиной $0,5 \text{ мм}$, максимальной площадью 314 см^2 .

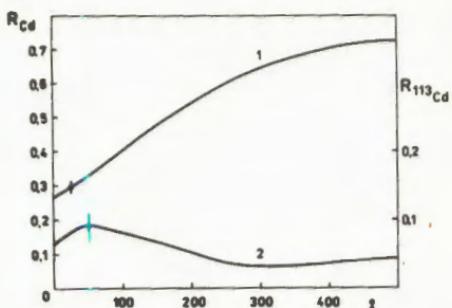


Рис.3. Зависимость коэффициента отражения \bar{R} от толщины окисной пленки на поверхности кадмия. 1 - система $\text{Cd} + \text{CdO}$, 2 - система $^{118}\text{Cd} + ^{118}\text{CdO}$.

Поскольку глубина проникновения УХН в среду при отражении составляет величину порядка 100 \AA , для правильной интерпретации экспериментальных результатов необходимо знать состояние поверхности исследуемого образца. Известно, что за исключением золота ни один чистый металл и ни один сплав не обладает стойкостью против окисления на воздухе при комнатной температуре. Согласно литературным данным^{8/} при действии влажного воздуха на поверхности кадмия образуется пленка окиси CdO плотностью $\rho = 8,2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

На рис.3 представлены результаты измерений коэффициента отражения \bar{R} от естественного кадмия и изотопа ^{118}Cd , когда и образец, и детектор располагались в плоскости транспортного нейтроновода / $h = 0/$. В обоих случаях полученные значения \bar{R} не могут быть объяснены теоретическим коэффициентом отражения УХН только от металлического кадмия.

Кривые рис.3 изображают зависимость коэффициента отражения Cd и ^{118}Cd от толщины окисной пленки на поверхности металлического кадмия. Для CdO $V_0^2 = 19,25 \text{ m}^2 \text{c}^{-2}$, $V_i^2 = 0,995 \text{ m}^2 \text{c}^{-2}$; для ^{118}CdO $V_0^2 = -3,11 \text{ m}^2 \text{c}^{-2}$, $V_i = 8,12 \text{ m}^2 \text{c}^{-2}$. Расчет коэффициента отражения \bar{R} производился при использовании рекуррентных соотношений для амплитуды отражения нейтронной волны от двухслойной системы "окись-металл"^{9/}.

Различный характер зависимости коэффициента отражения УХН от толщины окисла на поверхности металла для ^{118}Cd и $\text{Cd}_{\text{ест}}$ связан с различием знаков у действительной части длины рассеяния названных ядер.

Из теоретических кривых рис.3 и экспериментальных значений коэффициента отражения \bar{R} было определено, что поверхность кадмия покрыта слоем окиси CdO толщиной $a = 25 \pm 15 \text{ \AA}$; в случае ^{118}Cd - толщина $^{118}\text{Cd} = 50^{+40}_{-20} \text{ \AA}$.

На рис.4 и 5 представлены теоретически ожидаемые зависимости усредненного по спектру УХН коэффициента отражения \bar{R} нейтронов от величины сечения поглощения в едини-

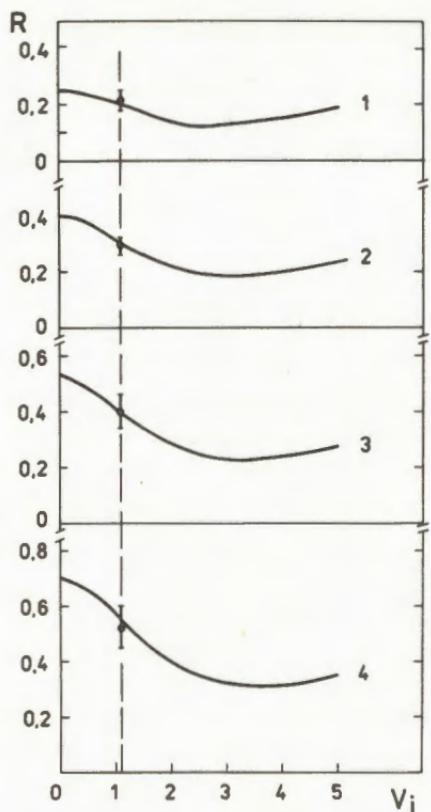


Рис.4. Зависимость усредненного по спектру УХН коэффициента отражения R от величины сечения поглощения в единицах $V_i / \text{мс}^{-1}$ для системы $\text{Cd} + \text{CdO}$. Теоретические кривые и экспериментальные данные приведены для случаев: 1 - $\bar{V}_z = 4,06 \text{ мс}^{-1}$; 2 - $\bar{V}_z = 3,65 \text{ мс}^{-1}$; 3 - $\bar{V}_z = 3,40 \text{ мс}^{-1}$; 4 - $\bar{V}_z = 2,9 \text{ мс}^{-1}$.

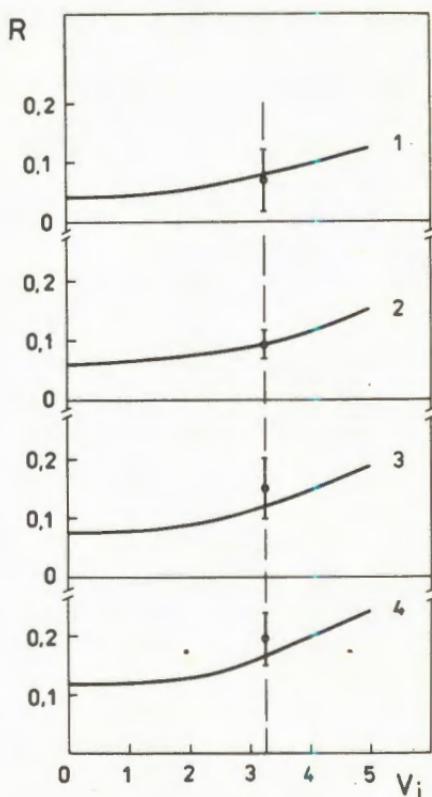


Рис.5. Зависимость усредненного по спектру УХН коэффициента отражения R от величины сечения поглощения в единицах $V_i / \text{мс}^{-1}$ для системы $^{118}\text{Cd} + ^{118}\text{CdO}$. Теоретические кривые и экспериментальные данные приведены для случаев: 1 - $\bar{V}_z = 4,06 \text{ мс}^{-1}$; 2 - $\bar{V}_z = 3,65 \text{ мс}^{-1}$; 3 - $\bar{V}_z = 3,40 \text{ мс}^{-1}$; 4 - $\bar{V}_z = 2,9 \text{ мс}^{-1}$.

ницах V_i и полученные экспериментальные данные. При учете наличия окисной пленки на поверхности кадмия экспериментальные результаты хорошо описываются теорией отражения УХН от сильно поглощающих сред, использующей представления о комплексном показателе преломления для нейтронных волн^{/4/}.

Согласно теоретическим предсказаниям^{/4/} для ядер с положительной длиной рассеяния /случай естественной смеси

изотопов кадмия/ при $V_z < V_0\sqrt{3/2}$ коэффициент отражения нейтронов /3/ с ростом сечения поглощения сначала падает, проходит через минимальное значение и при дальнейшем увеличении сечения поглощения начинает возрастать /рис.4/. Рост коэффициента отражения начинается с

$$V_i = V_0 \left(3 - 2 \frac{V_z^2}{V_0^2} \right)^{1/4}, \quad /6/$$

причем при этой величине V_i коэффициент отражения достигает минимального значения $R_{\min} = \frac{V_0\sqrt{2} - V_z}{V_0\sqrt{2} + V_z}$.

Условие /6/ не выполняется как в случае исследованной в данном эксперименте системы Cd + CdO, так и в случае такого сильного поглотителя, как изотоп ^{157}Gd , который ранее /1,2/ предлагался в качестве объекта исследования для обнаружения "металлического" отражения нейтронов. В результате захват нейтронов кадмием снижает величину коэффициента отражения ультрахолодных нейтронов.

Предсказываемый эффект увеличения коэффициента отражения при захвате нейтронов /1,4/ обнаружен при отражении нейтронов от системы $^{118}\text{Cd} + ^{118}\text{CdO}$ -среды, содержащей сильно поглащающие ядра с отрицательной длиной рассеяния /рис.5/. При $V_z = 2,9 \text{ мс}^{-1}$ сечение поглощения увеличивает коэффициент отражения на 40% /кривая 4, рис.5/.

Авторы глубоко признательны академику И.М.Франку, беседы с которым способствовали пониманию многих вопросов, рассмотренных в данной работе, а также В.П.Алфименкову и Л.Б.Пикельнеру за полезные дискуссии и помошь при оценке значений длин рассеяния кадмия.

Литература

- Гуревич И.И., Немировский П.Э. ЖЭТФ, 1961, 41, с.1175.
- Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. "Наука", М., 1965, с.296.
- Франк И.М. ОИЯИ, РЗ-7809, Дубна, 1974.
- Франк И.М. ОИЯИ, РЗ-7810, Дубна, 1974.
- Mughabghab S.F. et al. Neutron Cross Section, 1981, vol.1, part A.
- Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. ОИЯИ, РЗ-85-285, Дубна, 1985.
- Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. ОИЯИ, РЗ-85-286, Дубна, 1985.
- Чижиков Д.М. Кадмий. "Наука", М., 1967, с.17.
- Игнатович В.К. ОИЯИ, Р4-10778, Дубна, 1977.

Рукопись поступила 28 мая 1985 года.

О СПИН-ОРБИТАЛЬНОМ РАСЩЕПЛЕНИИ
НЕЙТРОННЫХ ЗР-СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ В ИЗОТОПАХ Sn

В.В.Воронов, Ч.Стоянов*

В рамках квазичастиично-фононной модели ядра рассчитаны s- и p-волновые нейтронные силовые функции для изотопов $^{117,119,121,123,125}\text{Sn}$. В квазичастиично-фононной модели силовые функции выражаются через одноквазичастичные компоненты волновых функций, которые расфрагментированы по многим ядерным уровням из-за остаточного взаимодействия. Показано, что p-волновые силовые функции для состояний с угловым моментом $J = 1/2$ заметно превосходят силовые функции для состояний $J = 3/2$. Это согласуется с экспериментальными данными по спин-орбитальному расщеплению 3p-силовых нейтронных функций, полученными в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

On Spin-Orbital Splitting of Neutron
3p-Strength Functions in Sn Isotopes

V.V.Voronov, Ch.Stoyanov

The s- and p-wave neutron strength functions in $^{117,119,121,123,125}\text{Sn}$ are calculated within the quasi-particle-phonon nuclear model. The neutron strength functions are defined by the fragmentation of one-quasiparticle components of the wave functions over many nuclear states due to a residual interaction. It is shown that the p-wave strength functions with the angular momentum of the compound nuclei $J = 1/2$ are much higher than ones with $J = 3/2$. These results are in agreement with the experimental data on spin-orbital splitting of 3p-strength neutron functions obtained at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

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

* Институт ядерных исследований и ядерной энергетики
БАН, София, НРБ

До недавнего времени вопрос о существовании спин-орбитального расщепления в нейтронных 3ρ -силовых функциях оставался открытым. Из-за наличия спин-орбитального взаимодействия в ядрах следовало ожидать, что в области 3ρ -максимума нейтронных силовых функций силовые функции $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, соответствующие двум значениям полного момента компаунд-ядра, должны образовать пики, разнесенные по шкале массового числа. Однако раздельное определение $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ по параметрам отдельных ρ -волновых резонансов не позволяет сделать однозначный вывод о наличии двух пиков. Лучшая точность определения $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ была достигнута в ЛНФ ОИЯИ^{1,2/} путем измерения усредненных по резонансам дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов на ряде четно-четных ядер. Это позволило впервые установить наличие спин-орбитального расщепления нейтронных 3ρ -силовых функций для ядер с массовыми числами $A \sim 50-130$.

Нейтронные силовые функции сферических ядер успешно описываются в рамках квазичастично-фононной модели/КФМ/^{3/}. Наши расчеты наряду с неплохим описанием парциальных нейтронных силовых функций правильно описывают наличие подструктур в их энергетической зависимости^{4/}. Так как вычисление нейтронных силовых функций в КФМ основано на расчете фрагментации одноквазичастичных состояний в области энергий возбуждения вблизи энергии связи нейтрона B_n , то не представляет никаких трудностей вычислить нейтронные ρ -волновые силовые функции для состояний с угловыми моментами $J = 1/2, 3/2$. Целью данной работы является проверка возможности описания в КФМ спин-орбитального расщепления ρ -силовых функций. В качестве примера мы выбрали цепочку изотопов S_n , для которых проведены измерения в ЛНФ ОИЯИ^{1/}.

Метод расчета нейтронных силовых функций в КФМ изложен в наших работах^{3,4/}. Поэтому дадим только краткое его описание.

Гамильтониан КФМ включает среднее поле в форме потенциала Саксона-Вудса, спаривающее взаимодействие и эффективные остаточные мультипольные и спин-мультипольные силы. Волновые функции высоковозбужденных состояний A-нечетных сферических ядер записываются в следующем виде:

$$\Psi_{J\nu}(JM) = C_{J\nu} \{ a_{JM}^+ + \sum_{\lambda_1 J} D_J^{\lambda_1}(J\nu) [a_{jm}^+ Q_{\lambda_1 \mu_1}^+]_{JM} + \\ + \sum_{\lambda_1 \lambda_2 i_1 i_2 J I} F_{JI}^{\lambda_1 \lambda_2 i_1 i_2}(J\nu) [a_{jm}^+ [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{IM'}]_{JM} \} \Psi_0. \quad /1/$$

Здесь $a_{j\mu}^+$ и $Q_{\lambda\mu i}^+$ - операторы рождения квазичастиц и фотонов. Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра. Используя вариационный принцип, можно вывести секулярное уравнение для определения энергий $\eta_\nu \mathcal{F}(\eta_\nu) = 0$ и уравнения для коэффициентов волновой функции /1/. Их точные выражения приведены в /5/. При исследовании высоковозбужденных состояний очень эффективным является метод силовых функций. Для одноквазичастичных компонент волновой функции /1/ силовая функция имеет следующий вид /5/:

$$C_J^2(\eta) = \frac{1}{2\pi} \sum_\nu \frac{\Delta}{(\eta - \eta_\nu)^2 + \Delta^2/4} C_{J\nu}^2 = \frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{1}{\mathcal{F}(\eta + i\Delta/2)}. \quad /2/$$

Энергетический интервал Δ определяет способ представления результатов вычисления. В данной работе мы использовали величину $\Delta = 0,5$ МэВ. Зная $C_J^2(\eta)$, можно рассчитать нейтронные силовые функции для данного значения углового момента J . Если нейtron с орбитальным моментом ℓ захватывается четно-четной мишенью, то нейтронная силовая функция определяется выражением

$$S_J = \frac{\ell \sum_\nu \Gamma_{\nu\nu}^{0\ell}(J)}{\Delta E} = \frac{\Gamma_{s.p.}^{0\ell}}{\Delta E} u_J^2 \int \frac{C_J^2(\eta)}{\Delta E} d\eta, \quad /3/$$

где u_J - коэффициент преобразования Боголюбова, $\sum \Gamma_{\nu\nu}^{0\ell}$ - сумма приведенных нейтронных ширин в энергетическом интервале ΔE , а $\Gamma_{s.p.}^{0\ell}$ - одночастичная приведенная нейтронная ширина для потенциала Саксона-Вудса в форме, данной в /6/. Используя формулы /2/, /3/, мы рассчитали парциальные силовые функции для данных значений ℓ и J для ряда четно-четных изотопов Sn. Методика подбора параметров гамильтонiana КФМ подробно описана в /7/. В настоящей работе мы использовали тот же набор параметров потенциала Саксона-Вудса, что и в /8/.

Результаты наших расчетов для силовых функций S^0 , $S_{3/2}^1$, $S_{1/2}^1$ и соответствующие экспериментальные данные показаны в таблице. Как видно из таблицы, расчеты КФМ хорошо описывают s-волновые силовые функции и p-волновые силовые функции для $J = 1/2$. Для p-волновых силовых функций $S_{3/2}^1$ наши расчеты дают завышенные в 1,5-2,5 раза по сравнению с экспериментальными данными значения. Тем не менее расчеты КФМ, как и эксперимент, четко демонстрируют наличие спин-орбитального расщепления нейтронных 3p-силовых функций в изотопах Sn. Рассчитанные значения $S_{1/2}^1$ в 1,3-2,6 раз превосходят значения для $S_{3/2}^1$. Наши расчеты дают меньшие, чем в эксперименте, отношения $S_{1/2}^1/S_{3/2}^1$, но качественно правильно воспроизводят зависи-

Таблица

Нейтронные силовые функции S^l в изотопах Sn

A	Bn, MeV	Эксперимент $S^l \times 10^4$			Расчет $S^l \times 10^4$		
		S^0	$S_{3/2}^1$	$S_{1/2}^1$	S^0	$S_{3/2}^1$	$S_{1/2}^1$
117	6,942	0,18±0,04	2,14±0,15	7,0±1,3	0,19	3,1	5,3
119	6,485	0,16±0,05	1,96±0,22	5,7±1,7	0,15	3,7	5,3
121	6,180	0,06±0,04	2,02±0,18	2,4±1,5	0,11	5,3	6,8
123	5,944	0,17±0,05	2,07±0,21	4,9±1,5	0,15	4,5	7,8
125	5,732	0,19±0,03	1,35±0,18	10,5±1,0	-	3,0	7,9

мость этого отношения от массового числа A в изотопах Sn. То обстоятельство, что силовые функции $S_{1/2}^1$ больше силовых функций $S_{3/2}^1$, в наших расчетах является естественным следствием того, что состояния $3p_{3/2}$ лежат ниже состояний $3p_{1/2}$ и более удалены от энергий связи нейтронов. Хотя взаимодействие со сложными конфигурациями фрагментирует эти подоболочки в широком энергетическом интервале, суммарная сила для состояний $3p_{1/2}$ в области энергий связи нейтрона оказывается большей, что и проявляется в величинах, соответствующих нейтронным силовым функциям.

Таким образом, расчеты КФМ качественно правильно опи- сывают наличие спин-орбитального расщепления нейтронных $3p$ -силовых функций без специальной подгонки параметров.

Литература

1. Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. ОИЯИ, Р3-82-436, Дубна, 1982.
2. За Ин Ок и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, вып.6, с.304.
3. Воронов В.В. В кн.: IV Международная школа по нейтронной физике. ОИЯИ, ДЗ, 4-82-704, Дубна, 1982, с.105.
4. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voropov V.V. Nucl. Phys., 1983, A399, p.141.
5. Вдовин А.И. и др. ЭЧАЯ, 1985, т.16, с.245.
6. Vogt E. Rev.Mod.Phys., 1962, vol.34, p.689.
7. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.237; Воронов В.В., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.1381.
8. Ponomarev V.Yu. et al. Nucl.Phys., 1979, vol.A323, p.446.

Рукопись поступила 12 мая 1984 года.

ON THE GAUGE-INVARIANT VARIABLES
FOR NON-ABELIAN THEORIES

N.B.Skachkov, I.L.Solovtsov*, O.Yu.Shevchenko

Gauge invariant field variables are proposed for the case of non-Abelian field theories. The relation of these variables with the gauge-invariant strength tensor is found. It is shown that the Lorentz gauge condition formulated in terms of Mandelstam's contour derivatives takes place for new field variables and it serves as a secondary constraint according to Dirac's definition.

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

О калибровочно-инвариантных переменных
в неабелевых теориях

Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов, О.Ю.Шевченко

В неабелевой калибровочной теории поля вводятся калибровочно-инвариантные полевые переменные. Найдена их связь с калибровочно-инвариантным тензором напряженности. Показано, что для введенных полевых переменных выполняется в качестве вторичной связи условие Лоренца, записанное в терминах контурных производных Мандельстама.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

In our previous paper^{/1/} we have formulated a gauge-invariant approach to quantum electrodynamics. It was shown that gauge-invariant field variables introduced in^{/1/} coincide with the usual fields taken in some gauge. The so-called inversion formulae that connect in a simple way gauge-invariant vector fields with the strength tensor $F_{\mu\nu}$ were found. It was shown that for these fields the Lorentz gauge condition takes place as a secondary constraint in accordance with Dirac's definition. In the present paper we give a generalization of the results of^{/1/} to the non-Abelian case.

* Gomel Polytechnical Institute

We define the field potential

$$B_\mu(x|\xi) = A_\mu(x) - \partial_\mu \int\limits_{\xi}^x d\eta^\nu(\alpha) A_\nu(\eta(\alpha)) - \\ - ig \int\limits_0^1 da \alpha [A_\mu(\eta(\alpha)), A_\nu(\eta(\alpha))], \quad (1)$$

where $\eta(\alpha) = \xi + \alpha(x - \xi)$, $0 \leq \alpha \leq 1$ and $A_\mu(x)$ is the non-Abelian vector field.

It is easy to see that in the Abelian case $B_\mu(x|\xi)$ coincides with the field of Fock's class /2,3/.

Integrating by parts and with the help of the definition of the strength tensor

$$F_{\mu\nu}(x) = \partial_\nu A_\mu(x) - \partial_\mu A_\nu(x) - ig[A_\mu(x), A_\nu(x)] \quad (2)$$

we find a relation of the field $B_\mu(x|\xi)$ with $F_{\mu\nu}$

$$B_\mu(x|\xi) = \int\limits_0^1 da \alpha (x - \xi)^\nu F_{\mu\nu}(\xi + \alpha(x - \xi)). \quad (3)$$

Formula (3) coincides with an inversion formula obtained in Fock's gauge $(x - \xi)^\mu A_\mu^F(x) = 0$. It should be noted that the strength tensor $F_{\mu\nu}$ is taken in an arbitrary gauge and not necessarily in Fock's gauge.

In /4/ (see also /5/) the operator

$$U(x|c) = P \exp[-ig \int\limits_{-\infty}^x d\eta^\nu A_\nu(\eta)] \quad (4)$$

has been introduced, where P means an ordering along the contour C . Now we perform a gauge transformation

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu^\omega(x) = \omega(x) A_\mu(x) \omega^{-1}(x) + \frac{i}{g} \partial_\mu \omega(x) \omega^{-1}(x)$$

with $\omega(x) = U^+(x|C)$. Under this transformation $F_{\mu\nu}$ transforms into the gauge-invariant tensor $F_{\mu\nu}^{(x|C)} = U^+(x|c) F_{\mu\nu}(x) U(x|C)$ considered in /5/, and the field $B_\mu(x|\xi)$, defined by (3), transforms into the gauge-invariant vector field

$$B_\mu(x|C) = \int\limits_0^1 da \alpha (x - \xi)^\nu F_{\mu\nu}(\xi + \alpha(x - \xi)|C). \quad (5)$$

Tensor $F_{\mu\nu}(x|C)$ obeys equality

$$\tilde{\partial}_\rho F_{\mu\nu}(x|C) + \tilde{\partial}_\mu F_{\nu\rho}(x|C) + \tilde{\partial}_\nu F_{\rho\mu}(x|C) = 0$$

written in terms of Mandelstam's contour derivatives, that are defined as follows /4,5/:

$$\tilde{\partial}_\mu U(x|C) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{U(x + \Delta x|C') - U(x|C)}{\Delta x}, \quad (6)$$

where contours C and C' differ only by a value of Δx . With the help of this equality it is possible to show that

$$F_{\mu\nu}(x|C) = \tilde{\partial}_\nu B_\mu(x; \xi|C) - \tilde{\partial}_\mu B_\nu(x; \xi|C). \quad (7)$$

Thus, the relation of the gauge-invariant strength tensor $F_{\mu\nu}(x|C)$ with the gauge-invariant vector field $B_\mu(x; \xi|C)$ is analogous in form to the well-known relation that takes place in the Abelian case up to a substitution of ordinary derivatives by Mandelstam's contour derivatives.

With the help of (5) and taking into account antisymmetry of the tensor $F_{\mu\nu}(x|C)$ and equation of motion $\tilde{\partial}^\mu F_{\mu\nu}(x|C) = 0$ we find

$$\tilde{\partial}^\mu B_\mu(x; \xi|C) = 0. \quad (8)$$

Formula (8) is nothing more but a secondary constraint (in accordance with Dirac's terminology⁶) and it has the meaning of generalization of the Lorentz condition for the non-Abelian case.

Now let us consider a generalization of Dirac's class of gauge-invariant fields⁷ for the non-Abelian case. We introduce the field

$$B_\mu(x|f) = A_\mu(x) - \int dy f^\nu(x-y) D_\mu A_\nu(y), \quad (9)$$

where $D_\mu = \frac{\partial}{\partial y^\mu} - ig[A_\mu, \dots]$, is a usual covariant derivative and the function $f^\nu(x-y)$ obeys the conditions

$$\partial^\mu f_\mu(z) = \delta(z); \quad f_\mu^*(z) = f_\mu(z). \quad (10)$$

In the Abelian case the field (9) transforms into a field introduced by Dirac⁷. From (9) with the help of (10) and (2) the next formula follows

$$B_\mu(x|f) = \int dy f^\nu(x-y) F_{\mu\nu}(y). \quad (11)$$

By analogy with the previous case let us perform with the help of gauge transformation with $\omega(x) = U^+(x|C)$ a transition to the gauge-invariant variables $B_\mu(x; f|C)$ and $F_{\mu\nu}(x|C)$ connected by formula

$$F_\mu(x; f|C) = \int dy f^\nu(x-y) F_{\mu\nu}(y|C). \quad (12)$$

For the field (12) it is possible by analogy with the previous case to prove that the next formula holds

$$\mathcal{F}_{\mu\nu}(x|C) = \tilde{\partial}_\nu \mathcal{B}_\mu(x; f|C) - \tilde{\partial}_\mu \mathcal{B}_\nu(x; f|C) \quad (13)$$

and the condition

$$\tilde{\partial}^\mu \mathcal{B}_\mu(x; f|C) = 0 \quad (14)$$

takes place. It appears as a secondary constraint and has the meaning of the generalization of the Lorentz gauge condition for the non-Abelian case.

In conclusion it should be mentioned that a local phase transformation for spinor fields, that is consistent with a gauge transformation of the vector fields with $\omega(x) = U^+(x|C)$, leads to the gauge-invariant variables

$$\Psi(x|C) = \Gamma(U^+(x|C)) \Psi(x) \quad (15)$$

where the matrix Γ , as usually, connects the adjoint and fundamental representations of the Lie groups.

References

1. Skachkov N.B., Solovtsov I.L., Shevchenko O.Yu. In: JINR Rapid Comm., No.8-85, Dubna, 1985, p.1-5.
2. Fock V.A. Sov.Phys., 1937, vol.12, p.404; Collection of the Works on Quantum Field Theory, 1957, p.141-158, Leningrad Univ.Pub., Leningrad, 1957 (in Russian).
3. Schwinger J. Phys.Rev., 1951, vol.82, p.664; Dubovikov M.S., Smilga A.V. Nucl.Phys., 1981, B185, p.109; Cronstrom C. Phys.Lett., 1980, 90B, p.267.
4. Mandelstam S. Ann.Phys., 1962, 19, p.1,25.
5. Bialynicki-Birula I. Bull.Acad.Polon.Sci., 1963, XI, p.135; Mandelstam S. Phys.Rev., 1968, 175, p.1580; Steinman O. Ann.Phys., 1984, 157, p.232; Preprint BI-TP-85/4, 1985, p.13.
6. Dirac P.A.M. Lectures on Quantum Mechanics. Yeshiva Univ., New York, 1964.
7. Dirac P.A.M. Canadian Journ.of Phys., 1955, 33, p.650.

Received on May 17, 1985.

ПОИСК АНОМАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ФРАГМЕНТОВ ЯДРА ^{24}Mg
С ПОМОЩЬЮ ЧЕРЕНКОВСКОГО СПЕКТРОМЕТРА

И.Вереш, В.М.Головин, И.А.Голутвин, Н.В.Горбунов,
В.Х.Додохов, С.Н.Доля, В.Е.Жильцов, А.В.Зарубин,
А.Г.Карев, В.Ю.Каржавин, В.Н.Лысяков, З.И.Мальцев,
В.А.Мончинский, Б.А.Морозов, В.А.Никитин, В.В.Перелыгин,
Ю.П.Петухов, А.А.Повторейко, Д.Позе, В.П.Саранцев,
В.А.Свиридов, А.И.Семенюшкин, А.Е.Сеннер, Д.А.Смолин,
А.Ю.Суханов, В.В.Тихомиров, В.П.Токарский, А.Г.Федунов,
В.И.Хабаров, А.И.Черненко, В.И.Цовбун, Ю.А.Яцуненко

Представлены результаты электронного эксперимента по поиску аномального взаимодействия релятивистских фрагментов ядер ^{24}Mg с импульсом 4,5 ГэВ/с· A , ускоренных на синхрофазотроне ОИЯИ. Основу экспериментальной установки составляет секционированный черенковский спектрометр /40 счетчиков с толщиной плексигласового радиатора 5 мм/. Измерены функции поглощения в веществе ($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$) релятивистских фрагментов с $6 \leq z \leq 11$ в области пробегов $1 \leq l \leq 5$ см. Функции поглощения хорошо описываются одной /нормальной/ экспонентой. В предположении, что аномальная компонента характеризуется средним пробегом 1 см, получена верхняя граница ее вклада $\bar{\alpha} \leq 1,4\%$ в среднем для фрагментов с зарядом $6 \leq z \leq 11$ на 95% уровне достоверности.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Search for Anomalous Interaction
of Projectile Fragments of ^{24}Mg Nucleus
by Using of Cerenkov Spectrometer

I.Veresh et al.

The results of the electronic experiment on the investigation of the projectile fragments interaction are presented. The experiment is made at 4.5 GeV/c A ^{24}Mg beam of the JINR synchrophasotron. The main part of the apparatus is the live target assembled of 40 Cerenkov counters with 5 mm thick lucite radiator. Charge changing reactions for the primary beam and secondary fragments with $6 \leq z \leq 11$ have been registered. The interaction mean free path of the projectile fragments and probabilities of its

production based on the analysis of 10^5 interactions are presented. The absorption function is well represented by one (normal) exponential. The upper limit of the anomalous component contribution a is obtained assuming that it has mean free path 1 cm. The result is: $a < 1.4\%$, on an average over $6 \leq z \leq 11$ with 95% confidence level.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Введение

Аномалоны^{/1-5/} продолжают обсуждаться научной общественностью^{/6/}, несмотря на появление работ^{/7-11/}, где на большем, чем в экспериментах^{/1-5/}, статистическом материале показано, что сечения взаимодействия ядерных фрагментов в пределах ошибок эксперимента не зависят от расстояния до точки образования фрагмента. С другой стороны, продолжают публиковаться работы, в которых наблюдаются фрагменты релятивистских ядер с аномально коротким ≤ 2 см/ средним пробегом до взаимодействия^{/12,18/}. В работе^{/12/} с помощью радиохимического метода показано, что эффект наблюдается при энергии первичного пучка 2,0 ГэВ/нуклон и не наблюдается при энергии 1,0 ГэВ/нуклон, что указывает на пороговый характер явления. Таким образом, в чисто экспериментальном плане проблему аномалонов считать решенной нельзя.

Повышенное внимание к проблеме аномалонов кроется также в интересной интерпретации возможного явления, развитой в ряде теоретических моделей^{/14,15/}. В основе этих работ лежит предположение, что аномалоны являются связанными состояниями ядер с объектами, несущими цветной заряд^{/14/}. Иными словами, аномальные фрагменты выступают в этих моделях как носители открытого цвета, что, конечно, противоречит господствующей гипотезе конфайнмента - абсолютного заключения цветных объектов.

Эксперимент

Эксперимент выполнен на основе электронного метода, который использует в качестве "живой" мишени детектор из 40 черенковских счетчиков, с радиаторами из плексигласа толщиной 5 мм. Описание установки приведено в^{/16/}.

Результаты исследования ядерного взаимодействия релятивистских фрагментов /РФ/ ^{24}Mg , проведенного этим методом в области длин пробега РФ больше 3 см, сообщены в^{/17/}. В данной работе исследовано взаимодействие РФ вблизи точки их образования.

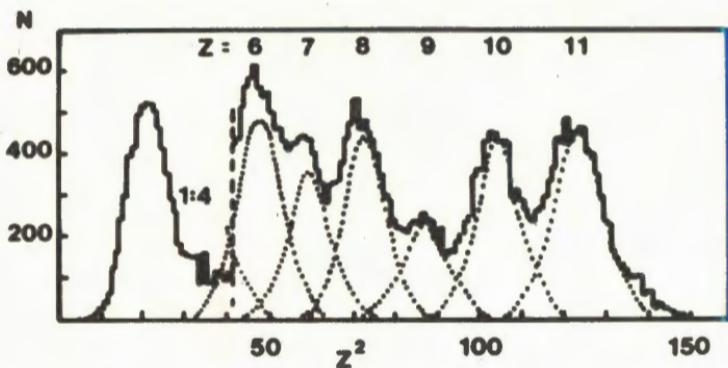


Рис. 1. Спектр сигналов первого после точки взаимодействия черенковского счетчика.

Обработка данных эксперимента включает:

- отбор событий с одиночным первичным треком в заданной области координат и углов входа в детектор;
- зарядовую калибровку черенковских счетчиков /перезапись информации со всех 40 счетчиков в масштабе, в котором амплитуда импульса ФЭУ от пучкового ядра равна квадрату его заряда/;
- определение точек взаимодействия первичного ядра и его релятивистских фрагментов путем поиска скачков функции $A(i)$, где $A(i)$ - амплитуда сигнала i -го счетчика;
- построение зарядовых спектров сигналов счетчиков, расположенных на определенном расстоянии от точки взаимодействия первичного ядра;
- определение положения пиков в зарядовых спектрах, границ пиков и их интенсивностей, соответствующих отдельным фрагментам;
- построение функции поглощения РФ в веществе мишени;
- анализ функции поглощения с целью разделения аномальной и нормальной компонент.

Зарядовое разрешение детекторов иллюстрирует рис.1, на котором представлен спектр сигналов первого после взаимодействия счетчика. Пики, соответствующие отдельным фрагментам, в первом приближении описываются кривыми Гаусса. Более корректное описание спектров получено путем введения трех компонент: гауссовый член, определяемый статистикой фотоэлектронов от старшего фрагмента, член, напоминающий кривую Ландау, описывающий флуктуации сопровождающих старший фрагмент частиц /"сопровождение" - протоны, δ - электроны, пионы и пр./, и "сплошной" спектр, возникающий от взаимодействия РФ в данном счетчике. Из рис.1 видно, что даже в первом после взаимодействия счетчике фрагменты до-

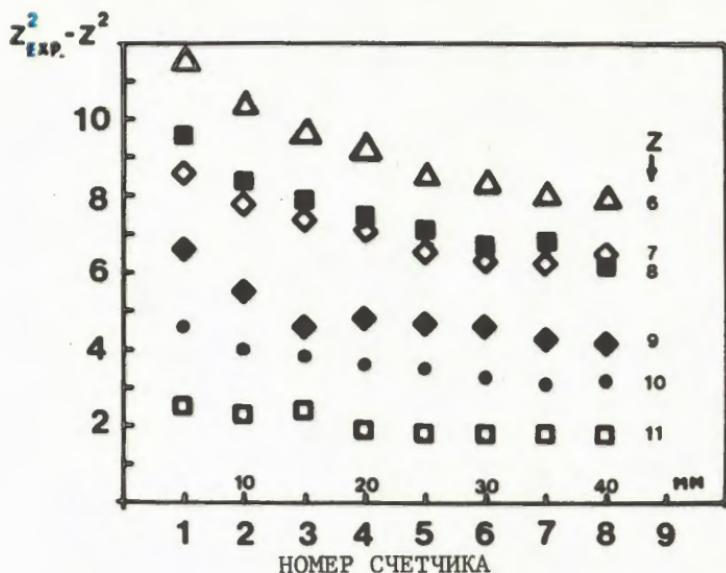


Рис. 2. Сдвиг максимумов спектров черенковских счетчиков в зависимости от расстояния до вершины взаимодействия ^{24}Mg .

статочно хорошо разделены: их перекрытие изменяется от 10% для натрия и неона до 30% для углерода и азота. Сопровождение приводит к существенному сдвигу максимумов в распределении относительно номинального значения, соответствующего квадрату заряда старшего фрагмента /рис.2/. Этот сдвиг уменьшается при удалении от вершины. Проведено детальное исследование зарядовых спектров фрагментов вблизи вершины взаимодействия. Определены положения пиков и их границ как функции расстояния от вершины. Точное значение этих величин необходимо для вычисления количества фрагментов с определенным зарядом, зарегистрированных данным счетчиком. Ошибка в положении пиков вследствие неправильного учета сопровождения является основным источником систематической ошибки в определении числа РФ.

Анализ данных

Топология события восстанавливается при описании последовательности амплитуд $A(i)$ одного события кусочно-постоянной функцией. В результате находятся все статистически значимые скачки, соответствующие взаимодействию с изменением заряда первичного ядра и фрагментов. Два последовательных взаимодействия реконструируются, если они находятся не

в соседних счетчиках, т.е. расстояние между ними $\ell \geq 1$ см. Такой "топологический" анализ данных позволяет получить функцию поглощения каждого фрагмента.

Методом статистического моделирования исследовано влияние на функцию поглощения флуктуаций сигналов, обусловленных конечным разрешением черенковских счетчиков, физическими процессами, сопровождающими образование фрагментов, и геометрией установки. Поправка к экспериментально измеряемой величине $\Delta N/\Delta \ell$ составляет $\leq 20\%$ для первых трех интервалов $1 \leq \ell \leq 2,5$ см.

Функция $\Delta N/\Delta \ell$ описывается формулой

$$\Delta N/\Delta \ell = A_z [(1 - a) \exp(-\ell/\lambda)/\lambda + a \cdot \exp(-\ell/\lambda_a)/\lambda_a]. \quad /1/$$

Здесь a - доля аномальных фрагментов, λ и λ_a - длины среднего свободного пробега до нормального и аномального взаимодействий, ℓ - длина пробега фрагмента. Нормировка A_z связана с потоком пучкового магния N_0 и вероятностью образования фрагмента w_z соотношением $A_z = N_0 \cdot w_z$. Величины λ и w_z измерены в наших предыдущих работах /11,16/.

Для описания полученных данных /рис.3/ достаточно учитывать только первый /нормальный/ член в формуле /1/. Включение второго члена несущественно изменяет значения χ^2 .

Мы получили величину параметра a при фиксированном значении среднего пробега аномалонов $\lambda_a = 1$ см. Результаты приведены в таблице. В среднем для фрагментов с $6 \leq z \leq 11$ вклад аномальной компоненты меньше 1,4% на 95% уровне достоверности.

Другой способ анализа данных связан с изучением суммарных спектров сигналов черенковских счетчиков как функции расстояния от точки взаимодействия первичного ядра /"спектральный" метод/. В спектральном методе ищется только координата взаимодействия пучкового ядра без отбора и идентификации фрагментов в индивидуальных событиях. Строятся амплитудные спектры для последовательности счетчиков, расположенных после найденной точки взаимодействия. По параметрам пиков вычисляется число фрагментов $N_z(\ell)$ типа z в зависимости от расстояния от точки рождения. Функция $N_z(\ell)$ выражается в первом приближении формулой /2/, где первые два члена соответствуют выбыванию нормальной и аномальной компонент фрагмента z , образовавшегося в первичном взаимодействии с вероятностью w_z , последующие члены связаны с переходом старших по заряду фрагментов j ($j > z$) во фрагмент z /промежуточные взаимодействия, w_{jz} - вероятность такого перехода/

$$N_z(\ell) = N_0 \{w_z [(1 - a) \exp(-\ell/\lambda) + a \cdot \exp(-\ell/\lambda_a)] + \\ + \sum_{j=z+1}^{11} w_j w_{jz} [(1 - a_j) (\exp(-\ell/\lambda) - \exp(-\ell/\lambda_j)) \cdot \lambda / (\lambda - \lambda_j)] + \dots\}. \quad /2/$$

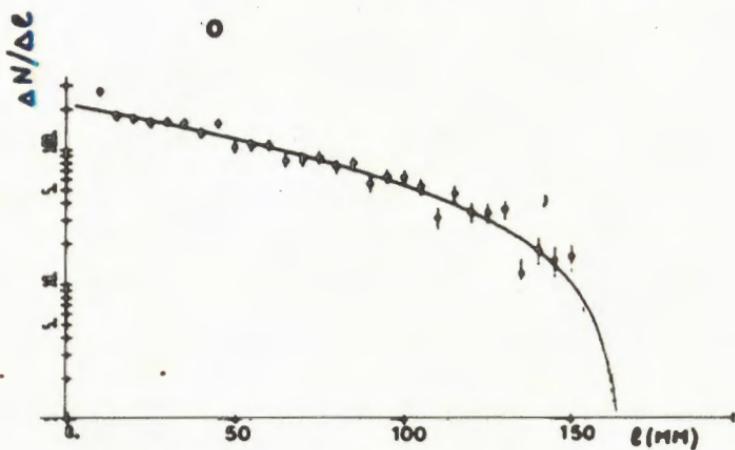
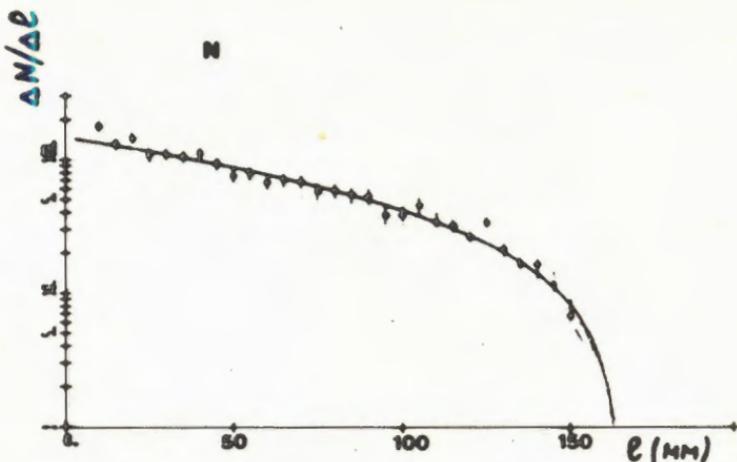


Рис. 3. Распределение фрагментов азота и кислорода по длине пробега до взаимодействия, полученное топологическим методом анализа. Кривые описывают экспериментальные данные в области $l \geq 1,0$ см с параметром $a = 0$.

Простейшая оценка вероятности образования аномалонов следует из предположения, что аномальный фрагмент j при переходе во фрагмент z сохраняет свою аномальность. Такой механизм взаимодействия должен приводить к аномальному возрастанию количества младших фрагментов в первых счетчиках. Оценка этого эффекта приводит к ограничению $\bar{a} \leq 2\%$, где \bar{a} - усредненная по фрагментам с $6 \leq z \leq 11$ доля аномалонов с длиной свободного пробега $\lambda_a = 1,0$ см.

Таблица

Результаты измерений примеси аномалонов среди фрагментов ^{24}Mg топологическим /A/ и спектральным /B/ методами

Заряд фрагментов		6	7	8	9	10	11
A	α	-0,013	0,011	0,007	-0,013	0,014	-0,006
	$\pm \Delta\alpha$	0,018	0,023	0,020	0,031	0,023	0,018
B	α	0,037	-0,017	0,003	-0,004	0,007	
	$\pm \Delta\alpha$	0,015	0,013	0,014	0,022	0,017	

Другой разновидностью спектрального подхода является способ с отступлением от вершины взаимодействия, при котором отбираются события с условием, что в счетчиках, отстоящих от точки взаимодействия на расстояние $b \gg \lambda_a$, был зафиксирован фрагмент с определенным зарядом k . Для этого класса событий строятся амплитудные спектры в счетчиках вблизи вершины и в них выделяются фрагменты с $z > k$. Получается функция $N_z(\ell)$, которая обязана переходам $z \rightarrow k$.

Она описывается формулой /в пренебрежении образованием фрагментов 3-го поколения/

$$N_z(\ell) = A_z \{ (1 - \alpha) [\exp(-|\ell|/\lambda) - \exp(-b/\lambda)] + \alpha [\exp(-|\ell|/\lambda_a) - \exp(-b/\lambda_a)] \}.$$

/3/

Положительной особенностью этого метода обработки данных является малая величина поправок. В основном поправки связаны с ошибками в определении координаты вершины взаимодействия пучкового ядра, вызванными флуктуациями сигналов с черенковских счетчиков. Для уменьшения этой ошибки ближайшие к магнию фрагменты натрия были исключены критериями отбора. Величины поправок /порядка одного процента/ были определены методом статистического моделирования.

Спектральный подход с отступлением от вершины взаимодействия дает следующее ограничение на величину аномальной компоненты с $\lambda_a = 1$ см среди фрагментов с зарядом $7 \leq z \leq 10$: $\bar{\alpha} \leq 1,3\%$ на 95% уровне достоверности /рис.4,5, таблица/ для взаимодействий с образованием в конечном состоянии фрагментов с зарядом меньше шести.

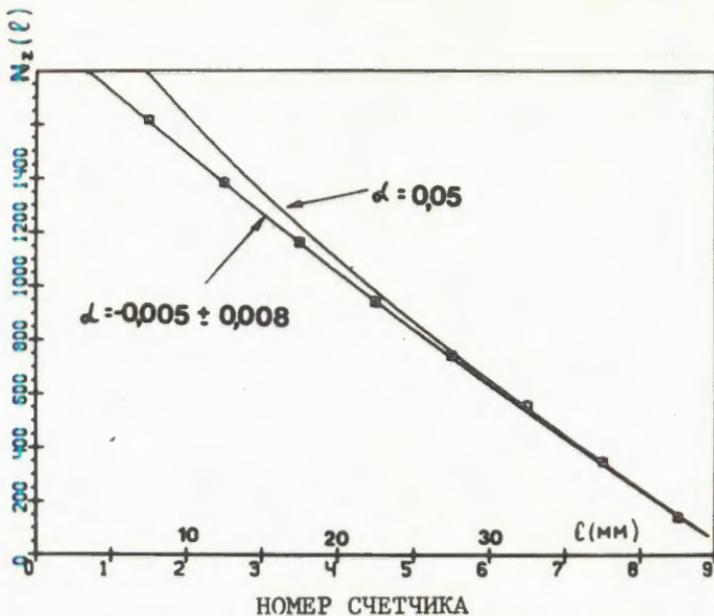


Рис.4. Распределение фрагментов азота и кислорода по длине пробега, полученное спектральным методом с отступлением от вершины взаимодействия ($k \leq 5$). Экспериментальные точки описываются формулой /3/ для N_z с параметром $\alpha = -0,005 \pm 0,008$ /если $\lambda_a = 1,0$ см/.

Заключение

С помощью метода секционированного черенковского детектора исследовано взаимодействие релятивистских фрагментов ядра ^{24}Mg вблизи точки их образования. Построены функции поглощения фрагментов с зарядами $6 \leq z \leq 11$ в интервале пробегов $1 \leq l \leq 5$ см. Принимая средний пробег аномальной компоненты $\lambda_a = 1$ см, мы получили верхнюю границу доли аномалонов среди РФ ядер ^{24}Mg $\bar{\alpha} \leq 1,4\%$ на 95% уровне достоверности. Совершенствование алгоритма восстановления топологии события в черенковском детекторе может позволить на имеющемся у нас материале получить данные о взаимодействии РФ в области $l \leq 1$ см. Эта работа продолжается. Остались также резервы совершенствования черенковского детектора.

Следует помнить, что в черенковском детекторе не регистрируются РФ с импульсом меньше 2,0 ГэВ/с нуклон, а РФ с углом эмиссии больше 3° не удовлетворяют условию полного внутреннего отражения света в радиаторе. Однако

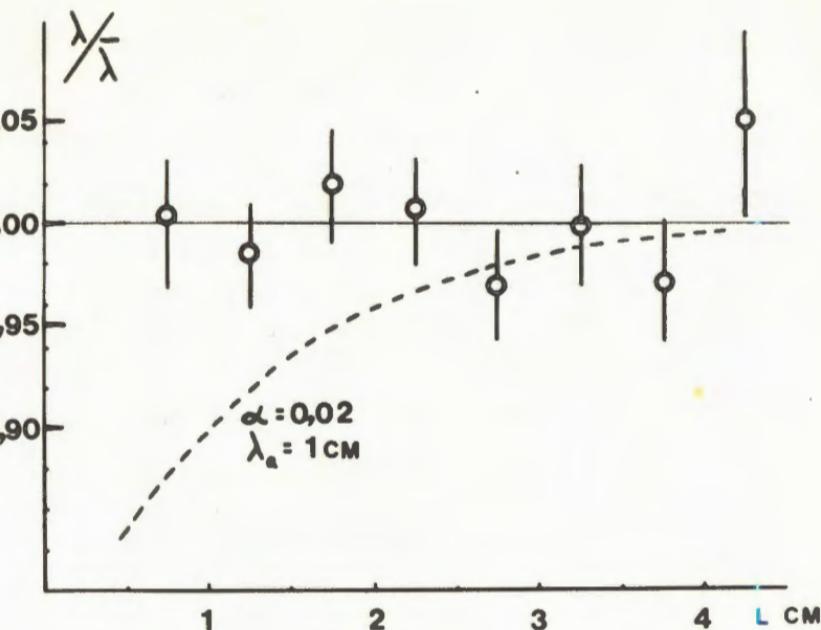


Рис.5. Средний свободный пробег вторичных фрагментов с зарядом $7 \leq z \leq 10$ в функции расстояния от вершины первичного взаимодействия. Пунктиром проведена расчетная кривая, соответствующая вкладу аномальной компоненты $a = 0,02$ с $\lambda_a = 1 \text{ см}$.

из совокупности данных о взаимодействии релятивистских ядер известно, что доля таких событий не превосходит 10^{-8} .

Литература

1. Freedlander E.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1084; Phys.Rev.C, 1983, 27, p.1489.
2. Jain P. L. Das G. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.305.
3. Ticknell M.L. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 51, p.1948.
4. Алексеева Б.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, вып.8, с.411.
5. Гаспарян А.Р., Григалашвили Н.С. ОИЯИ, Е1-84-278, Дубна, 1984.
6. 7th High Energy Heavy Ion Study. GSI, Darmstadt, W.Germany, 1984, p.813.
7. Банник Б.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, т.39, вып.4, с.184.

8. Heinrich W. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.1401.
9. Stevenson J.D. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.515.
10. Symons T.J.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.982.
11. Dodochov V. et al. Proc. of the XXII Int.Conf. on High Energy Physics. Leipzig, 1984.
12. Dersch G. et al. LBL-18726, 1984.
13. Dipak G. et al. Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p.396.
14. Арбузов Б.А. ИФВЭ, 84-175, Протвино, 1984.
15. Watson P.J.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, D27, p.1468.
16. Вереш И. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №4-84, Дубна, 1984, с.10.
17. Голутвин И.А. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №5-84, Дубна, 1984, с.8.

Рукопись поступила 31 мая 1985 года.