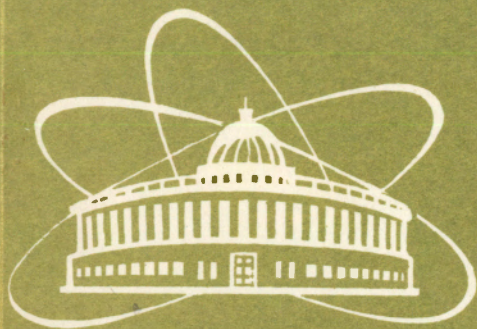




объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

N 18-86

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

сборник

1986

Экз. чит зала

Объединенный институт ядерных исследований
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 18-86

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
COLLECTION

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1986

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.Я.Астахов		
А.М.Говоров		
А.Д.Коваленко		
А.Б.Кузнецов		
Б.И.Пустыльник		
М.Г.Сапожников		

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.Ya.Astakhov		
A.M.Govorov		
A.D.Kovalenko		
A.B.Kuznetsov		
B.I.Pustynnik		
M.G.Sapozhnikov		

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

В.С.Ставинский Единый алгоритм вычисления инклюзивных сечений рождения частиц с большими поперечными импульсами и адронов кумулятивного типа V.S.Stavinskij Unique Algorithm for Calculation of Inclusive Cross Sections of Particle Production with Big Transverse Momenta and of Cumulative Type Hadrons.	5
В.Б.Беляев, О.П.Соловцова Адронный атом в модели Ли V.B.Belyaev, O.P.Solovtsova Hadronic Atom in the Lee Model.	18
В.В.Буров, В.К.Лукьянов, Р.Мартинес Упругое рассеяние электронов при больших переданных импульсах и кварковая структура ядра ${}^4\text{He}$ V.V.Burov, V.K.Lukyanov, R.Martines Elastic Electron Scattering at High Momentum Transfer and the Quark Structure of ${}^4\text{He}$	25
А.Б.Попов, Г.С.Самосват Спин-орбитальные эффекты в резонансном и потенциальном рассеянии р-волновых нейтронов A.B.Popov, G.S.Samosvat Spin-Orbital Effects in Resonance and Potential Scattering of p-Wave Neutrons.	30
А.Сăndulescu, Н.Scutaru, W.Scheid Open Quantum System of Two Coupled Harmonic Oscillators А.Сăндулеску, Х.Скутару, В.Шейд Открытая квантовая система для двух связанных гармонических осцилляторов.	37

А.В.Банников, Я.Бэм, Л.С.Вертоградов, Я.В.Гришкевич,
 А.К.Джавришвили, З.В.Крумштейн, Т.А.Ломтадзе,
 Ю.П.Мерексов, В.И.Петрухин, К.Пишка, Э.Г.Цхададзе,
 К.Шафарик, Г.А.Шелков

Измерение первичной ионизации релятивистских
 частиц в стримерной камере спектрометра РИСК

A.V.Bannikov, J.Böhm, L.S.Vertogradov, Ya.V.Grishkevich,
 A.K.Dzhavrishvili, Z.V.Krumstein, T.A.Lomtadze,
 Yu.P.Merekov, V.I.Petrukhin, K.Piška, E.G.Tshadadze,
 K.Šafarik, G.A.Shelkov

Primary Ionization Measurement of Relativistic
 Particles in the RISK Spectrometer Streamer
 Chamber. 48

С.И.Тютюнников, В.Н.Шаляпин

Устройство для оперативного контроля размеров
 электронного кольца по свечению остаточного газа

S.I.Tyutyunnikov, V.N.Shalyapin

Equipment for Operative Control of Electron Ring
 Size by Luminosity of Residual Gas. 57

ЕДИНЫЙ АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ
РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ
И АДРОНОВ КУМУЛЯТИВНОГО ТИПА

В.С.Ставинский

Предложен единый алгоритм вычисления инклюзивных сечений рождения частиц с большими поперечными импульсами и адронов кумулятивного типа. Возможность единого описания этих процессов обусловлена введением нового аргумента – минимальной энергии сталкивающихся конstituентов, необходимой для рождения наблюдаемой частицы. Проведено сравнение с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Unique Algorithm for Calculation of Inclusive
Cross Sections of Particle Production
with Big Transverse Momenta and of Cumulative
Type Hadrons

V.S.Stavinskij

Unique algorithm is proposed for calculating inclusive cross sections of particle production with big transverse momenta and cumulative type hadrons. A possibility of unique description of these processes is due to introduction of a new argument – of minimal energy of colliding constituents needed for the production of observed particle.

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

1. Введение

Рождению частиц с большим поперечным импульсом соответствует наблюдение адронов с импульсом больше 1 ГэВ/с относительно оси столкновения первичных частиц.

Кумулятивные процессы – специфическое ядерное явление, в котором рождение частиц соответствует импульсу кварка, превышающему импульс одного нуклона ($X > 1$).

Общим для этих двух реакций является характерная, усиленная А-зависимость, пропорциональность сечений атомному весу ядра, свидетельствующая о локальной природе взаимодействия.

Исторически экспериментальные исследования кумулятивных процессов начались раньше целенаправленных изучений процессов с большими $P_{\perp}$. Возможность кумулятивных процессов и главные их свойства были предсказаны ^{/1/} на основе автономности локальных взаимодействий. По-видимому, поэтому и основные закономерности локальных адронных процессов были впервые получены при исследовании кумулятивного эффекта ^{/2/}. Была найдена и изучена в пределах $0,3 < X < 3,3$ кварк-партонная структурная функция ядра ^{/3/}. Как известно, свойства кварк-партонной функции ядра подтвердились в глубоконеупругих реакциях с лептонами ^{/4,5/}.

Измерения вероятности рождения адронов с большими поперечными импульсами дают почти прямую информацию о вероятности рассеяния кварков на кварках с поперечным импульсом, близким к импульсу наблюдаемого адрона ^{/6/}. При этом информация о структурных функциях взаимодействующих адронов ($X \ll 1$) не играет существенной роли. Как правило, структурные функции берутся из данных по глубоконеупругому рассеянию лептонов.

Вероятность рождения кумулятивных частиц определяет структурная функция ядра, т.е. большие X и малые $P_{\perp}$; экспериментально измеренные величины сечений в том и другом случае изменяются более чем на 10 порядков величины.

Фактически отсутствует область перекрытия на плоскости переменных X и $P_{\perp}$, где одновременно существуют данные по большим поперечным импульсам и кумулятивному рождению.

Видимо, по этой причине работа ^{/7/}, основанная на локальной природе взаимодействия, в которой сделана попытка описать с помощью кварк-партонного подхода ^{/8/} одновременно и данные по большим $P_{\perp}$, и кумулятивное рождение, и глубоконеупругое рассеяние, не привела к желаемому результату.

В настоящей работе идея совместного описания данных по большим $P_{\perp}$ и кумулятивному рождению сводится к введению нового аргумента - минимальной энергии, необходимой для рождения инклюзивной частицы в столкновении первичных частиц /их частей/ ^{/9/}.

Действительно, поскольку в реакциях с большими $P_{\perp}$ первичные частицы взаимодействуют с малым эффективным X , их полная энергия оказывается небольшой по порядку величины $(X_I \varphi_I + X_{II} \varphi_{II})^2 \approx (4E_{\perp}^2)$, где $E_{\perp}$ - энергия /поперечная/ инклюзивной частицы, т.е. величины порядка нескольких ГэВ.

В реакциях кумулятивного типа четырехимпульс кварка фрагментирующего ядра оказывается большим, так что величина $(X_I \varphi_I + X_{II} \varphi_{II})^2$ - тоже порядка нескольких ГэВ.

Таким образом, изменение сечений на много порядков величины может быть связано с ростом одного и того же аргумента - энергии взаимодействия первичных конститuentов.

2. Минимальная энергия в столкновении первичных конституентов

В инклюзивной реакции рождения частицы m_1 при взаимодействии частиц M_I и M_{II} мы выделим эксклюзивный под-процесс

$$(X_I \cdot M_I) + (X_{II} \cdot M_{II}) \rightarrow m_1 + (X_I \cdot M_I + X_{II} \cdot M_{II} + m_2), \quad /1/$$

законы сохранения которого определяют минимально возможные доли X_I и X_{II} , при которых возможно рождение частицы m_1 с импульсом $P_\perp$ и углом вылета θ_1 . Масса m_2 обеспечивает выполнение законов сохранения квантовых чисел:

если $m_1 \equiv K^-$, то $m_2 \equiv K^+$, для $m_1 \equiv P$, m_2 - масса нуклона и т.д.^{/9/}.

Из законов сохранения четырехимпульсов

$$(X_I \cdot P_I + X_{II} \cdot P_{II} - P_1)^2 = (X_I \cdot M_I + X_{II} \cdot M_{II} + m_2)^2 \quad /2/$$

имеем

$$X_{II} = \frac{A \cdot X_I + B}{X_I - C}, \quad /3/$$

где

$$A = [(P_I \cdot P_1) + M_I \cdot m_2] / [(P_I \cdot P_{II}) - M_I \cdot M_{II}],$$

$$2B = [(m_2)^2 - (m_1)^2] / [(P_I \cdot P_{II}) - M_I \cdot M_{II}],$$

$$C = [(P_{II} \cdot P_1) + M_{II} \cdot m_2] / [(P_I \cdot P_{II}) - M_I \cdot M_{II}]$$

и произведения в круглых скобках - как обычно, скалярные произведения векторов.

Теперь выражение для полной энергии сталкивающихся конституентов зависит только от X_I :

$$S = (X_I \cdot P_I + X_{II} (X_I) P_{II})^2. \quad /4/$$

Из вида зависимости $X_{II}(X_I)$ следует, что полная энергия S имеет минимум $S^{1/2}_{\min}$ при некотором значении X_I ($X_I \approx (2+3)C$).

В работе^{/8/} было продемонстрировано, что инклюзивные сечения рождения кумулятивных частиц при энергии 8,9 ГэВ^{/2,21/} и рождения частиц с большими $P_\perp$ при 30 ГэВ^{/10/} практически совпадают в зависимости от аргумента $S^{1/2}_{\min}$. Совпадают и экспериментальные величины сечений рождений пионов из работ Кронина^{/11/} /большие $P_\perp$ / и коллаборации ИТЭФ - Пенсильвания^{/12/} /кумулятивное рождение/ при энергии 400 ГэВ и $S^{1/2}_{\min} < 4$ ГэВ.

Появившиеся позже экспериментальные данные при энергиях встречных пучков 540 ГэВ^{/13/} прояснили ситуацию с зависимостью от энергии. Если инклюзивные сечения кумулятивного рождения практически не зависят от первичной энергии, то сечения рождения частиц с большими $P_\perp$ при

больших величинах $S_{\min}^{1/2}$ сильно увеличиваются с ростом первичной энергии.

Как показал анализ, параметр, описывающий энергетическую зависимость,

$$G = S_{\min}^{1/2} / (X_I \cdot M_I + X_{II} \cdot M_{II}) = S_{\min}^{1/2} / (Q_I + Q_{II}) \quad /5/$$

есть отношение минимальной энергии к сумме масс сталкивающихся конstituентов, соответствующих этому минимуму.

Для процессов с большими $P_{\perp}$ этот параметр есть γ -фактор лоренцевского сжатия сталкивающихся нуклонов ($G \approx \sqrt{s} / 2M_N$).

Для процессов кумулятивного типа $G = 1,3 \div 2,5$ и очень слабо зависит от первичной энергии. Заметим, что такого порядка величины и γ -фактор фрагментирующего ядра.

3. Сравнение с экспериментальными данными

По первоначальному замыслу цель этой работы сводилась к нахождению аналитического вида функции регрессии для последующего фитирования и нахождения свободных параметров в описании сечений рождения кумулятивных пионов и π^0 -мезонов с большими $P_{\perp}$. Однако оказалось, что введением небольших поправок удается воспроизвести нетривиальную и многогранную картину экспериментальных данных по кумулятивному рождению и большим $P_{\perp}$ для разных частиц.

С помощью единого алгоритма удалось описать выходы протонов, как кумулятивных, так и с большими $P_{\perp}$, и K^+ -мезонов. Эти частицы составляют отдельный класс событий по A -зависимости сечений /сечения возрастают сильнее, чем $A^{4/3}$ /.

Инвариантные инклюзивные сечения рождения частиц

$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{dp}$ имеют в первом приближении экспоненциальную зависимость

$$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{dp} = \sigma_0 F_1(G) \cdot F_2(A) \cdot \exp \{-(D_0 + D_1)(S_{\min}^{1/2} - B)\}, \quad /6/$$

где σ_0 - нормировка / $\sigma_0 = 66$ мб и для странных частиц 22 мб на единицу фонового объема/.

$$F_1(G) = 1 + |\ln(G - 0,9)|, \quad /7/$$

$$F_2(A) = \left(\frac{1 - (C_1 \cdot \phi_1 / M_{II})^{1/3}}{1 - (C_1 \cdot \phi_1 / 194)^{1/3}} \right)^3; \quad C_1 = 1 \text{ для } M_{II} \geq 10, \quad /8/$$

$$\phi = \left(\frac{m_2}{m_2 + 10^{-3}} \right) \left(\frac{m_1 - m_2}{(m_1 - m_2) + 10^{-3}} \right); \quad /9/$$

$$D_0 = 0,1 + \frac{Y_1 + Y_2 |S_{\min}^{1/2} - 3|}{Y_3 \cdot Y_4};$$

$$Y_1 = C_2 \left(1 + \frac{0,0513 (G - 1,3)}{1 + 0,039 \cdot G^{1,23}} \right); \quad C_2 = 2,578; \quad /10/$$

$$Y_2 = \frac{0,22 \left(\frac{(Q_I/Q_{II})^2}{(Q_I/Q_{II})^2 + 10^{-4}} \right)}{1 + 133(1 + 3(m_1 - m_2)^5 (Q_I/Q_{II})^4)} \cdot \exp(-25(G - 1,59)^2),$$

Q_I и Q_{II} - массы сталкивающихся конститuentов, соответствующих минимуму энергии взаимодействия ($S_{\min}$)

$$(Q_I = X_I \cdot M_I \quad Q_2 = X_{II} \cdot M_{II})$$

$$Y_3 = 1 + C_3 \frac{S_{\min}^{1/2}}{1 + 14/G + (6,4/G)^8} + \frac{1,73 \cdot 10^{-3} S_{\min}}{1 + (6600/GS_{\min})^6}; \quad C = 0,157;$$

$$Y_4 = 1 - 0,26 \frac{S_{\min}}{M_I^2 + M_{II}^2 + 2(E_I \cdot E_{II} + P_I P_{II})},$$

$$D_1 = C_4 \left(\frac{Y_5 \cdot Y_6}{Y_7} \cdot \frac{G - Y_8}{G^{1,5}} - \frac{0,087}{1 + 0,12(G - 5)} \right) \phi_2, \quad /11/$$

$$\phi_2 = \left(\frac{m_2}{m_2 + 10^{-3}} \right) \cdot \frac{1}{1 + (m_1 - m_2)10^3}; \quad C_4 = 1,15, \quad /12/$$

$$Y_5 = (m_1 + m_2) + \frac{0,58}{1 + (m_1 + m_2)^4} \left(1 - \frac{(m_1 + m_2)}{0,273 + 13/G^2} \right);$$

$$Y_6 = 1 + 4 \cdot 10^{-5} \frac{(m_1 + m_2)^2}{1 + 0,33(m_1 + m_2)^8} (S_{\min}^{1/2} - (m_1 + m_2))^4,$$

$$Y_7 = 1 + \left(\frac{1,56(1 + 0,001 \times G)^2}{S_{\min}^{1/2} - (m_1 + m_2)} \right)^2 + \frac{0,5(m_1 + m_2)^2}{1 + 10^{-4}(m_1 + m_2)^4},$$

$$Y_8 = \frac{1,6}{1 + C_5((m_1 + m_2)/G)^4}; \quad C_5 = 1,$$

$$B = C_6 \cdot \phi_1 \frac{(Q_I + Q_{II})}{1 + 0,12 S_{\min}} \times \\ \times \frac{1}{1 + 2 \left(\frac{E_1}{E_1 - p_1 \cos \theta_1} - 0,6 \right)^2 \frac{(Q_I / Q_{II})^2}{(Q_I / Q_{II})^2 + 3 \cdot 10^{-5}}}; \quad C_6 = 1,15. /13/$$

Наиболее простой вид соотношения /6/ имеет для рождения пионов /точнее, $m_2 = 0$ /. В этом случае $D_1 = B = 0$ и $F_2 = 1$.

Функция $F_1(Q)$ /соотношение /7// учитывает зависимость от G /первичной энергии, особенно для процессов с большими $P_{\perp}$ / нормировочного множителя - произведения полного неупругого сечения на эффективную множественность..

$1/D_0 (S_{\min})$ - по физическому смыслу - средняя энергия, необходимая для рождения инклюзивной частицы ($1/D_0 \approx 1/C_2 \approx 0,37$ ГэВ/).

Функция $F_2(A)$ отлична от единицы для K^+ , протонов, Λ , т.е. $m_2 \neq 0$ и $m_1 \neq m_2$, выделяя их в особый класс событий. Она описывает более сильную A -зависимость в рождении этих частиц и имеет простой геометрический смысл нелокальности этих процессов /9, 14, 21/. Функция нормирована так, чтобы для ядра свинца ($M_{II} = A \cdot M_N = 194$) она была равна единице. Таким образом, по физическому смыслу F_2 говорит о том, что сечения рождения K^+ , P на легких ядрах сильно подавлены.

Небольшая добавка к D_0 функции D_1 /соотношение /11// описывает сложную зависимость от $P_{\perp}$ в рождении различных частиц в широком интервале изменения первичной энергии.

Функция B /и связанная с ней общим множителем ϕ_1 функция $F_2(A)$ / необходима для описания кумулятивного рождения K^+ -мезонов и протонов /нуклонов/. В первом приближении при $S_{\min}^{1/2} < 3$: $B \approx Q_I + Q_{II}$, т.е. сумме масс сталкивающихся конstituентов.

Рождение этих частиц при $S_{\min}^{1/2} < 3$ определяется не полной энергией ($S_{\min}^{1/2}$) сталкивающихся конstituентов, а их кинетической энергией $S_{\min}^{1/2} - (Q_I + Q_{II}) / (1 + 0,12 S_{\min})$. При $S_{\min}^{1/2} > 3$ аргументом опять будет $S_{\min}^{1/2}$. При больших $P_{\perp}$ функция $B \approx 0$.

Функция $Y_3(G, S_{\min}^{1/2})$ описывает зависимость от первичной энергии инклюзивных сечений рождения частицы с большими $P_{\perp}$.

Функция Y_8 отлична от константы /1,6/ только для кумулятивного рождения /малые G / тяжелых частиц /антипротоны и т.д./

Функции Y_2, Y_4, Y_6 являются малыми поправками.

При больших первичных энергиях ($G \gg 1$) сечение рождения частиц с большими $P_{\perp} \approx S_{\min}^{1/2} / 2$ имеет вид

$$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{dp} = \sigma_0 F_1(G) \exp(-0,1 + \frac{2,6(1 + 1,32/G^{0,28})}{1 + \frac{0,157}{1 + 14/G} S_{\min}^{1/2} + \frac{1,73 \cdot 10^{-8}}{1 + (6600/G \cdot S)^6} S_{\min}} S_{\min}^{1/2}), \quad /14/$$

а для процессов кумулятивного типа еще проще:

$$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{dp} = \sigma_0 \cdot \exp(-2,70 \cdot S_{\min}^{1/2}). \quad /15/$$

При этом нужно иметь в виду, что константа G_0 для странных частиц равна $\sigma_0/3$.

Для сравнения величин сечений, вычисленных из приведенных формул, с экспериментальными данными были использованы практически все имеющиеся на сегодняшний день информативные данные по инклюзивным сечениям рождения как частиц кумулятивного типа, так и частиц с большими P_1 .

На рис.1 приведены экспериментальные данные по рождению пионов в зависимости от минимальной энергии взаимодействующих конstituентов $S_{\min}^{1/2}$:

а/ (ϕ) - рождение π^0 -мезонов /угол наблюдения 90° / при взаимодействии встречных протон-антипротонных пучков с

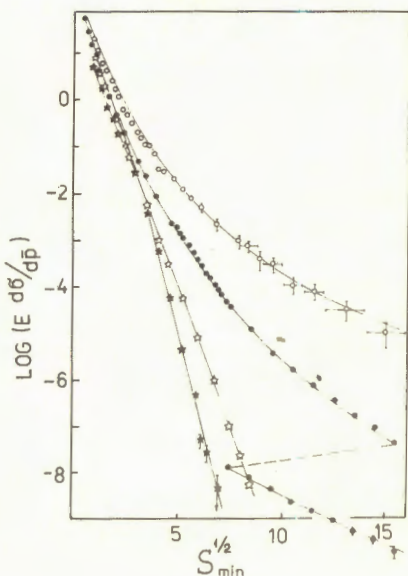


Рис.1. Зависимость от минимальной энергии взаимодействующих конstituентов инклюзивных сечений рождения как пионов кумулятивного типа ($\star$), так и пионов с большими P_1 : ($\star$) - протон-протонные взаимодействия при энергии протонов 70 ГэВ, ($\bullet$) - встречные протон-протонные взаимодействия при энергии пучков 31,5 ГэВ; ($\circ$) - протон-антипротонные взаимодействия при энергии пучков 270 ГэВ. Кривые - расчет по формуле /6/.

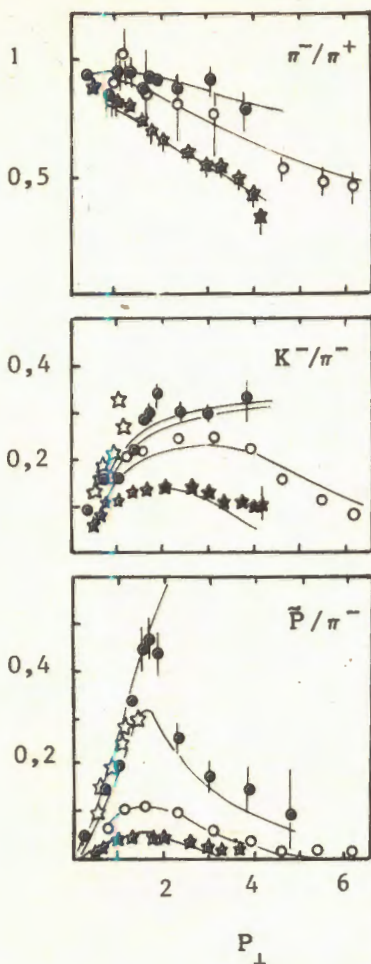


Рис.2. Отношение сечений рождения частиц π^-/π^+ , K^-/π^- и $\bar{p}/\pi^-$ в зависимости от $P_\perp$ (в ГэВ/с). ($\star$) - протон-антипротонные встречные пучки /по 270 ГэВ/, ($\bullet$) - протон-протонные встречные пучки /по 26 ГэВ/, ($\star$) - протон-протонные взаимодействия при энергии 70 ГэВ. Кривая - расчет по формуле /6/.

энергией 270 ГэВ /15, 16, 18/ /данные работы /18/ нормированы по перекрывающимся точкам работы /16/ /;

б/ (Φ) - рождение π^0 -мезонов /угол наблюдения 90° / при взаимодействии протон-протонных пучков с энергией 31,5 ГэВ (ISR) /17-19/. /В работе /19/ получены данные до $S_{\min} = 26$ ГэВ. На рисунке они показаны со сдвигом по шкале $S_{\min}^{1/2}$ на 10 ГэВ/;

в/ ($\star$) - рождение π^+ -мезонов /угол наблюдения $9, 17^\circ$ / при взаимодействии протонов с энергией 70 ГэВ с протонами /20/;

г/ (Φ) - рождение кумулятивных π^- -мезонов /угол наблюдения 168° / при взаимодействии протонов с импульсами 8,9 ГэВ/с с ядрами свинца /сечение нормировано на A/ /21/. На рисунке

показаны также величины $\frac{E}{A} \frac{d\sigma}{dp}$ для pPb -взаимодействия, полученные позже для угла наблюдения 150° , $P = 1100$ и 1150 МэВ/с (при $S_{\min}^{1/2} = 6,13$ и $6,4$ ГэВ / $5,3 \pm 1,7/10^{-8}$ и $1/3 \pm 1,7/10^{-8}$ соответственно).

Кривые, проходящие через соответствующие экспериментальные данные, - результат вычислений по формуле /6/ с $m_2 = 0$.

На рис.2 приведены экспериментальные данные по отношению сечений инклюзивного рождения частиц для разных первичных энергий в зависимости от традиционного аргумента $P_\perp$ (при больших $P_\perp$ $E_\perp \approx S_{\min}^{1/2}/2$). Символы ($\star$) - сечения для протон-антипротонных встречных пучков с энергией по 270 ГэВ /15/; (Φ) - протон-протонные встречные пучки с

энергией по 26 ГэВ^{/24/}; ($\diamond$) - взаимодействие протонов с энергией 300 ГэВ с протонами /угол наблюдения 4,4°/^{/22/}; (*) - взаимодействие протонов с энергией 70 ГэВ с протонами /угол наблюдения 9,2°/^{/20/}.

Кривые на рисунке - результат расчета по формуле /6/. Резкий подъем всех кривых при малых значениях $P_{\perp}$ обусловлен тем, что для более тяжелых рожденных частиц $S_{\min}^{1/2}$ при равных $P_{\perp}$ больше; уменьшение выхода тяжелых частиц с ростом $P_{\perp}$ обусловлено функцией D_1 /соотношение /11//. Эти два фактора образуют резонансную форму расчетных кривых, что хорошо соответствует экспериментальным данным. Особенно ярко это выражено в отношении $\tilde{P}/\pi$ - для энергий ISR. Функция D_1 обращается в нуль при больших энергиях и отношении выходов частиц выходят на константу: 1 для π^-/π^+ , $\tilde{P}/\pi$ и 1/3 для K^-/π^- .

Для понимания деталей явления кумулятивного рождения частиц мы рассмотрим величины отношений экспериментальных сечений к теоретическим, вычисленным по формуле /6/:

$$\frac{E}{A} \cdot \frac{d\sigma(\pi)}{d\tilde{p}} / \frac{E}{A} \cdot \frac{d\sigma(\tau)}{d\tilde{p}}.$$

На рис.3 показаны эти величины для рождения пионов, каонов и протонов. На рисунке слева - экспериментальные данные для pPb-взаимодействия при энергии протонов

8,9 ГэВ^{/21,14/}, справа - экспериментальные данные для pTa-взаимодействия при энергии 400 ГэВ^{/23,12/}.

В верхней части рисунка показаны данные для пионов. В расчете $m_2=0$ не зависит от знака пиона. Для энергии 8,9 ГэВ представлены энергетические зависимости для углов наблюдения 90° ($\Delta\pi^+$, $\Delta\pi^-$),

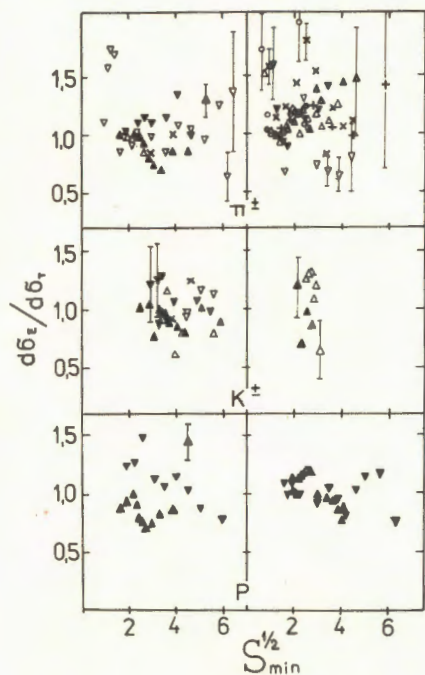


Рис.3. Отношение экспериментальных величин инклюзивных сечений рождения кумулятивных частиц к рассчитанным по формуле /6/ в зависимости от $S_{\min}^{1/2}$ для pPb-взаимодействия при энергии 8,9 ГэВ /слева/ и pTa-взаимодействия при энергии 400 ГэВ /справа/.

$120^\circ(\chi)$ и $168^\circ(\nabla\pi^+, \nabla\pi^-)^{/21/}$. Для энергии 400 ГэВ представлены энергетические зависимости для углов наблюдения $70^\circ(\circ\pi^-, \bullet\pi^+)$, $90^\circ(\nabla\pi^-, \nabla\pi^+)$, $137^\circ(+\pi^-, \times\pi^+)$, $160^\circ(\Delta\pi^+, \Delta\pi^-)^{/12/}$. В средней части рисунка показаны данные для каонов. Для энергий 8,9 ГэВ показаны энергетические зависимости для углов наблюдения $90^\circ(\Delta K^+, \Delta K^-)$, $120^\circ(\times K^+)$ и $168^\circ(\nabla K^+, \nabla K^-)^{/21/}$, для энергий 400 ГэВ данные для $90^\circ(\Delta K^+, \Delta K^-)^{/12/}$. В нижней части рисунка показаны экспериментальные данные для протонов. Для энергии 8,9 ГэВ - это углы наблюдения $90^\circ(\Delta)$ и $180^\circ(\nabla)^{/14/}$, для энергии 400 ГэВ данные для углов наблюдения $90^\circ(\Delta)$ и $160^\circ(\nabla)$.

Из рис.3 видно, что с точностью до коэффициента 1,5 все экспериментальные данные по инклюзивному рождению частиц равны вычисленным величинам /соотношение (6)/. При этом сами величины сечений в зависимости от $S_{\min}^{1/2}$ меняются на 12 порядков величины.

Хорошим тестом алгоритма /6/ являются экзотические реакции. В работе /11/ в рW-взаимодействии при энергии протонов 300 ГэВ /угол наблюдения $4,4^\circ$ / измерены инклюзивные сечения рождения антидейтронов. В таблице 1 приведены величины сечений в зависимости от импульса антидейтронов /верхняя строка/ и расчет /нижняя строка/ по формуле /6/.

Таблица 1

$P_{\bar{d}}$	29,7	39,6	49,6	59,5
$(\frac{E}{A} \cdot \frac{d\sigma}{dP})$	$(1,42 \pm 0,14) 10^{-7}$	$(5,8 \pm 0,6) 10^{-9}$	$(3,8 \pm 0,6) 10^{-10}$	$(7 \pm 4) 10^{-12}$
$(\frac{E}{A} \cdot \frac{d\sigma}{dP})_{\tau}$	$1,72 \cdot 10^{-7}$	$5,4 \cdot 10^{-9}$	$2,1 \cdot 10^{-10}$	$9 \cdot 10^{-12}$

В работе /25/ при энергиях встречных протон-протонных пучков 31,5 ГэВ измерены выходы Λ - и $\bar{\Xi}$ -гиперонов. Приводятся отношения выходов антигиперонов к выходу антипротонов с импульсом $(1,5 \pm 0,5)$ ГэВ/с и углом наблюдения $(90 \pm 45)^\circ$. В таблице 2 приведены экспериментальные величины и расчет по формуле /6/.

Таблица 2

	$\bar{\Lambda}/\bar{P}$	$\bar{\Xi}/\bar{P}$
Эксперимент	$0,27 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,02$
Теория	0,19	0,10

При взаимодействии протон-антипротонных встречных пучков с энергией 270 ГэВ измерено сечение рождения промежуточного бозона W ($M_W = 80$ ГэВ) с эффективным поперечным импульсом 6,3 ГэВ/с ¹²⁶/. Произведение сечения на парциальную ширину наблюдаемой моды распада (Γ) равно $\Gamma(0,53 \pm 0,08) 10^{-6}$ мб на единицу фазового объема. Используя расчетную величину $\Gamma = 0,23$, получим для инклюзивного сечения рождения $E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = (2,4 \pm 0,4) 10^{-6}$. Расчет по формуле /6/ дает близкую величину $E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}|_T \sim 1,3 \cdot 10^{-6}$. Это сам по себе важный факт. Однако еще существеннее другое. Согласно нашему подходу такая величина сечения ожидается и для инклюзивного рождения π^0 -мезона с величиной поперечной составляющей импульса ~ 43 ГэВ/с, таким образом, при таком поперечном импульсе сечение рождения пиона всего лишь на порядок величины меньше сечения рождения пиона с импульсом 7,5 ГэВ/с ($S_{\min}^{1/2} \approx 15$ МэВ, рис.1).

Квантово-хромодинамическое предсказание в предположении зависимости $\sim P_{\perp}^{-4}$ дает уменьшение сечения примерно в 1000 раз.

4. Выводы

1. Найден единый алгоритм /соотношение /6// вычисления величин инклюзивных сечений рождения любых частиц как с большими поперечными импульсами, так и кумулятивного типа. Зависимость /6/ может быть использована в качестве функции регрессии для фитирования экспериментальных данных.

2. Инклюзивные сечения зависят от двух переменных $S_{\min}$ и $G = S_{\min}^{1/2} / (Q_I + Q_{II})$. Асимптотика процессов с большими $P_{\perp}$ дается соотношением /14/, а процессов кумулятивного типа - соотношением /15/, т.е. определяется только аргументом $S_{\min}$.

3. Нормирующий множитель σ_0 для рождения странных частиц (K^+ , Λ , Ξ и т.д.) в три раза меньше, чем для обычных.

4. Вычисленные /соотношение /6// сечения рождения промежуточного бозона, антидейтронов, $\tilde{\Lambda}$ и $\tilde{\Xi}$ совпадают с экспериментальными величинами.

5. Рождения кумулятивных нуклонов, K^+ -мезонов и, следовательно, Λ -гиперонов составляют события особого класса, в первую очередь, по Λ -зависимости. Выход этих частиц из легких ядер сильно подавлен.

5. Предсказания

1. Интерполяционные выводы: а/ согласно соотношению /6/ сечения кумулятивного рождения частиц при фиксированной энергии инклюзивной частицы возрастают с ростом первичной энергии из-за массовых поправок и, начиная с энергий $/30 \div 40/$ ГэВ, выходят на константу; б/ нет никаких дополнительных ограничений на кумулятивное рождение резонансов, а для процессов с большими $P_{\perp}$ вся зависимость от массы рожденной частицы определяется аргументом $s^{1/2} \approx 2E$. Сечение рождения пионов с поперечным импульсом больше 10 ГэВ/с практически не зависит от $P_{\perp}$ для энергий встречных пучков больше 250 ГэВ.

2. Экстраполяционный вывод: при больших энергиях $/ > 30$ ГэВ - энергия протонов в рА-взаимодействии для кумулятивного рождения и > 100 ГэВ - энергия встречных пучков для процессов с большими $P_{\perp}$ / имеют место простые формулы /14/ и /15/.

В качестве главного вывода следует отметить следующее. В работе удалось описать экспериментальные данные, как сейчас представляется, разных по своей динамической природе процессов с единой точки зрения, точнее, единой аналитической зависимостью. Эвристическая ценность работы - в ее интерполяционных предсказаниях, вытекающих из самого имеющегося на сегодняшний день экспериментального материала.

Литература

1. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике. ФИАН, М., 1971, № 1, с.35; Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429.
2. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т.10, в.5, с.949; Балдин А.М. и др. ЯФ, 1974, т.20, в.6, с.1201; Балдин А.М. и др. Труды Международных семинаров по проблемам физики высоких энергий: VI - ОИЯИ Д1,2-81-Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с.205; VII - ОИЯИ Д1,2-84-599, Дубна, 1984, с.195.
3. Балдин А.М. и др. ДАН СССР, 1984, т.279, № 6, с.1352.
4. Савин И.А. Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с.223.
5. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1983, 123, В, p.275; Bodek A. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p.1431; 1983, 51, p.534; Arnold R.G. et al. SLAC-PUB-3257, 1983.
6. Field R.D., Feynman R.P. Phys.Rev., 1977, 15D, No.9, p.2590.

7. Ефремов А.В. ЯФ, 1976, т.24, с.1208; ЭЧАЯ, 1982, т.13, № 3.
8. Гиордэнеску Н., Ставинский В.С. ОИЯИ P2-81-369, Дубна, 1981.
9. Ставинский В.С. ОИЯИ, P2-80-767, Дубна, 1980.
10. Anderson E.W. et al. Phys.Rev., 1967, v.19, p.198.
11. Cronin J.W. et al. Phys.Rev.D., 1975, v.11, p.3105.
12. Nikiforov N.A. et al. Phys.Rev.C., 1980, v.22, p.700.
13. Arnison G. et al. Phys.Lett., 1982, v.118B, p.167.
14. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-83-492, Дубна, 1983.
15. Banner M. et al. Phys.Lett., 1983, v.122B, p.322.
16. Banner M. et al. Phys.Lett., 1982, v.115B, p.59.
17. Alper B. et al. Nucl.Phys., 1975, v.100B, p.237.
18. Büsser F.W. et al. Nucl.Phys., 1976, v.106B, p.1.
19. Angelis A.L.S. et al. Phys.Lett., 1978, v.79B, p.505.
20. Абрамов В.В. и др. ЯФ, 1980, т.31, с.4; "Письма в ЖЭТФ", 1981, т.33, с.5.
21. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
22. Andraşyan D. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, p.112.
23. Bayukov Y.D. et al. Phys.Rev., 1979, v.20C, p.264.
24. Alper B. et al. Nucl.Phys., 1975, v.87B, p.19.
25. Akesson T. et al. Preprint CERN-Ep/84-26, Geneva, 1984.
26. Рубиа К. УФН, 1985, т.147, № 2 /Нобелевская лекция/.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 июля 1986 года.

АДРОННЫЙ АТОМ В МОДЕЛИ ЛИ

В.Б.Беляев, О.П.Соловцова

Рассмотрена модель адронного атома, в котором сильное взаимодействие описывается в рамках модели Ли. Обсуждается применимость формулы Дезера для сдвига уровня в таком атоме. Показано, что существует область значений масс частиц, в которой формула Дезера неприменима.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Hadronic Atom in the Lee Model

V.B.Belyaev, O.P.Solovtsova

The hadronic atom model is considered. The strong interaction of light particle with "nuclei" is described by the Lee model. The applicability of Deser's formula for the energy shift in such an atom is discussed. It is shown that for some relation between mass of the particles involved the Deser formula is violated.

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

1. Введение

Адронные атомы до сих пор являются одной из уникальных систем, позволяющих исследовать сильное взаимодействие заряженных адронов при низкой энергии. При анализе экспериментальных данных по сдвигам и ширинам адронных атомов обычно используется формула Дезера^{1/}, связывающая линейной зависимостью измеряемые величины с характеристиками рассеяния, т.е. просто с комплексной длиной рассеяния. Однако даже в рамках чисто потенциального описания сильного взаимодействия известны случаи, когда формула Дезера перестает работать. Это происходит, например, когда имеет место так называемый "эффект Зельдовича"^{1/2/}, состоящий в перестройке кулоновского спектра адронного атома под влиянием сильного взаимодействия адронов, т.е. когда сильное взаимодействие нельзя рассматривать по теории возмущений.

Ниже рассматривается модель адронного атома, в котором сильное взаимодействие адронов имеет непотенциальный ха-

ракти и описывается в рамках модели Ли^{/3/}. При теоретико-полевым описании сильного взаимодействия в адронном атоме, кроме обычных вопросов применимости теории возмущений, в ряде моделей возникают специфические проблемы. Так, например, уже в рамках простейшей скалярной модели взаимодействия "мезонов" с фиксированным источником, как известно^{/4/}, вообще отсутствует связь между перенормировкой массы и характеристиками рассеяния.

2. Потенциальная модель адронного атома

Для удобства изложения получим сначала формулу Дезера в простой потенциальной модели. Пусть взаимодействие двух нерелятивистских частиц описывается гамильтонианом

$$H_{\text{пот}} = H_0 + H_1 + H_2, \quad /1/$$

где H_0 - гамильтониан свободного движения; $H_1 = \lambda_1 |f\rangle \langle f|$ - некоторое дальнodelствующее притягивающее взаимодействие, имеющее сепарабельный вид, которое будем характеризовать константой связи λ_2 и формфактором $f(\vec{q})$; $H_2 = \lambda_2 |v\rangle \langle v|$ - добавочное короткодействующее "сильное" взаимодействие между рассматриваемыми частицами, характеризующееся λ_2 и $v(q)$.

Найдем энергию связанного состояния ϵ системы с гамильтонианом /1/. Уравнение для нахождения ϵ имеет вид

$$\begin{aligned} & [1 - \lambda_1 \int d\vec{q} \frac{f^2(\vec{q})}{\epsilon - q^2/2\mu}] [1 - \lambda_2 \int d\vec{q} \frac{v^2(\vec{q})}{\epsilon - q^2/2\mu}] - \\ & - \lambda_1 \lambda_2 \left[\int d\vec{q} \frac{f(\vec{q}) v(\vec{q})}{\epsilon - q^2/2\mu} \right]^2 = 0, \end{aligned} \quad /2/$$

где μ - приведенная масса системы; $\epsilon = -a^2/2\mu$.

Выберем формфакторы взаимодействия в виде, предложенном Ямагучи^{/5/}:

$$f(\vec{q}) = \frac{1}{q^2 + \beta^2}, \quad /3/$$

$$v(\vec{q}) = \frac{1}{q^2 + \gamma^2}, \quad /4/$$

где параметры β и γ характеризуют протяженности взаимодействий, и сделаем предположение

$$\beta \ll a \ll \gamma, \quad /5/$$

означающее, что второе взаимодействие является короткодействующим по сравнению с первым. Тогда уравнение /2/ можно переписать в виде

$$1 + \bar{\lambda}_1 \frac{1}{2\beta a^2} - \frac{\bar{\lambda}_1 \bar{\lambda}_2}{a^2 \gamma^4} \cdot \frac{1}{1 + \bar{\lambda}_2 / 2\gamma^3} = 0, \quad /6/$$

$$(\bar{\lambda}_i \equiv 4\pi^2 \mu \lambda_i, \quad i = 1, 2),$$

из которого находим

$$a^2 = a_0^2 - \frac{2\beta a_0^2}{\gamma^4} \cdot \frac{\bar{\lambda}_2}{1 + \bar{\lambda}_2 / 2\gamma^3}, \quad /7/$$

где $a_0^2 \equiv 2\mu \epsilon^0$, $\epsilon^0 \equiv \epsilon(\lambda_1, \lambda_2 = 0)$.

Сдвиг уровня Δ равен

$$\Delta \equiv \frac{a^2 - a_0^2}{2\mu} = - \frac{\beta a_0^2}{\mu \gamma^4} \cdot \frac{\bar{\lambda}_2}{1 + \bar{\lambda}_2 / 2\gamma^3}, \quad /8/$$

или, с учетом того, что волновая функция системы при $\lambda_2 = 0$ в точке $r = 0$ равна $(4\pi^2 a_0^2 \beta^2)^{1/2}$, а выражение $\lambda_2(1 + \bar{\lambda}_2 / 2\gamma^3)^{-1}$ есть t -матрица при нулевой энергии, получаем формулу Дезера

$$\Delta = - |\Psi_1(0)|^2 < 0 | t_2(0) | 0 >. \quad /9/$$

3. Теоретико-полевая модель адронного атома

Рассмотрим теперь теоретико-полевую модель, описывающую взаимодействие двух фермионов А и В с бозоном а с помощью гамильтониана

$$H = H_0 + H_1 + H_2, \quad /10/$$

где

$$H_0 = m_A^0 A^+ A + m_B^0 B^+ B + \int d\vec{q} \omega_q a_{\vec{q}}^+ a_{\vec{q}}, \quad /11/$$

$$H_1 = \lambda \int d\vec{q}_1 f(\vec{q}_1) \int d\vec{q}_2 f(\vec{q}_2) A a_{\vec{q}_1}^+ A a_{\vec{q}_2}, \quad /12/$$

$$H_2 = g \int d\vec{k} v(\vec{k}) (A^+ B a_{\vec{k}}^+ + B^+ A a_{\vec{k}}). \quad /13/$$

$A^+(A)$, $B^+(B)$ - операторы рождения /уничтожения/ фермионов А и В, $a_{\vec{k}}^+(a_{\vec{k}})$ - оператор рождения /уничтожения/ бозона а с импульсом $\vec{k}$, m_A^0, m_B^0, μ_a - массы невзаимодействующих частиц А, В, а соответственно, $\omega_{\vec{k}} = \sqrt{\vec{k}^2 + \mu_a^2}$, $f(\vec{k})$ и $v(\vec{k})$ - не-

которые функции импульсов, достаточно быстро спадающие при больших k .

Гамильтониан H_1 в виде /12/ описывает билинейное взаимодействие /6/ между частицами aA , а гамильтониан /13/ - взаимодействие в модели Ли /3/, разрешающее процессы $a+A \rightleftharpoons B$.

Найдем собственные значения M гамильтониана /10/, т.е. решим уравнение

$$H|M\rangle = M|M\rangle. \quad /14/$$

Для этого собственный вектор $|M\rangle$ представим в виде

$$|M\rangle = N[\int d\vec{k} \Psi(\vec{k}) A^+ a_k^+ |0\rangle + b B^+ |0\rangle], \quad /15/$$

где N и b - нормировочные константы, $|0\rangle$ - вакуумный вектор.

Подставляя /10/ и /15/ в /14/, получаем систему уравнений

$$(M - m_A^0 - \omega_k) \Psi(\vec{k}) = \lambda f(\vec{k}) \int d\vec{q} f(\vec{q}) \Psi(\vec{q}) + b g v(\vec{k}), \quad /16/$$

$$b(M - m_B^0) = g \int d\vec{k} v(\vec{k}) \Psi(\vec{k}). \quad /17/$$

Прежде чем исследовать эту систему, рассмотрим предел $g \rightarrow 0$, соответствующий выключению "сильного" взаимодействия. В этом пределе из уравнения /17/ следует, что $b = 0$, тогда уравнение /16/ становится однородным:

$$(M_0 - m_A^0 - \omega_k) \Psi_0(\vec{k}) = \lambda f(\vec{k}) \int d\vec{q} f(\vec{q}) \Psi_0(\vec{q}), \quad /18/$$

где $M_0 = M(\lambda, g = 0)$, $\Psi_0(\vec{k}) = \Psi(\vec{k})$ при $g = 0$.

Решение уравнения /18/ имеет вид

$$\Psi_0(\vec{k}) = \frac{\text{const } f(\vec{k})}{M_0 - m_A^0 - \omega_k}. \quad /19/$$

Подставляя /19/ в /18/, получаем уравнение для нахождения M_0 :

$$\lambda^{-1} = \int d\vec{q} \frac{|f(\vec{q})|^2}{M_0 - m_A^0 - \omega_q}, \quad /20/$$

из которого следует, что при $\lambda < 0$ в aA -системе возможно связанное состояние.

Далее будем считать a -частицу нерелятивистской и более легкой, чем частицы A и B . Тогда имеем

$$\omega_k = \sqrt{k^2 + \mu_a^2} \approx \mu_a + \frac{k^2}{2\mu_a}, \quad /21/$$

и собственное значение M_0 можно представить в виде

$$M_0 = m_A^0 + \mu_a - \frac{\alpha_0^2}{2\mu_a}, \quad /22/$$

где a_0 имеет тот же физический смысл, что и в выражении /7/.

Отметим, что система уравнений /16/-/17/ в пределе $\lambda = 0, g \neq 0$ переходит в систему уравнений для модели Ли, из которой следует, что $M = m_B$, где m_B - масса физической В-частицы.

Таким образом, рассматриваемая теоретико-полевая модель, описываемая гамильтонианом /10/, позволяет исследовать вопрос о том, как изменяется энергия связанного состояния в аА-системе, если между этими частицами действует дополнительное взаимодействие в виде /13/ (см. рис.1).

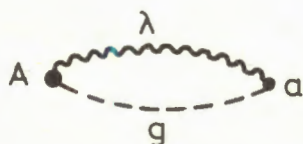


Рис.1. Волнистая линия соответствует билинейному "дальнодействующему" взаимодействию, пунктирная - "короткодействующему" взаимодействию, описываемому моделью Ли.

Представим функцию $\Psi(\vec{k})$, входящую в уравнения /16/, /17/, в виде

$$\Psi(\vec{k}) = b \frac{\lambda C(\lambda, g) f(\vec{k}) + g v(\vec{k})}{M - m_A^0 - \omega_k}, \quad /23/$$

где $C(\lambda, g) = \int d\vec{q} f(\vec{q}) \Psi(\vec{q})$, и подставим в эти уравнения. Тогда получим следующее уравнение для M:

$$(M - m_B^0) \left(1 - \lambda \int d\vec{q} \frac{f^2(\vec{q})}{M - m_A^0 - \omega_q} \right) = \\ = g^2 \left\{ \lambda \left[\int d\vec{q} \frac{f(\vec{q}) v(\vec{q})}{M - m_A^0 - \omega_q} \right]^2 + \left(\int d\vec{q} \frac{v^2(\vec{q})}{M - m_A^0 - \omega_q} \right) \left(1 - \lambda \int d\vec{q} \frac{f^2(\vec{q})}{M - m_A^0 - \omega_q} \right) \right\} /24/$$

Так же как в потенциальной модели, будем считать, что функции $f(\vec{q})$ и $v(\vec{q})$ имеют вид /3/ и /4/ соответственно. Тогда уравнение /24/ переписывается так:

$$\left[-\frac{a^2}{2\mu_a} + m_A^0 + \mu_a - m_B^0 + \frac{g^2}{2\gamma(a + \gamma)^2} \right] = \bar{g}^2 \bar{\lambda} [(\gamma + \beta)(a + \gamma)(a + \beta)]^{-2} /25/$$

где M представлено в виде $M \equiv m_A^0 + \mu_a - a^2/2\mu_a$, $\bar{\lambda} \equiv 4\pi^2 \mu_a \lambda$, $\bar{g}^2 \equiv 4\pi^2 \mu_a g^2$.

Если выполнимо условие /5/, то уравнение /25/, которое является точным для рассматриваемых взаимодействий, пере-

ходит в уравнение

$$\left(-\frac{\alpha^2}{2\mu_a} + m_A^0 + \mu_a - m_B^0\right)\left(1 + \frac{\tilde{\lambda}}{2\mu_a\alpha^2}\right) - \frac{\tilde{g}^2\tilde{\lambda}}{\gamma^4\alpha^2} = 0, \quad /26/$$

из которого легко находятся два значения α^2 . Тогда для M получаем

$$M = M_0 - \Delta, \quad /27/$$

$$\Delta = \frac{M_0 - m_B}{2} \pm \frac{M_0 - m_B}{2} \sqrt{1 + \frac{4\tilde{g}^2\beta\alpha_0^2}{\gamma^4\mu_a(m_B - M_0)^2}}. \quad /28/$$

Таким образом, два значения M_1 и M_2 в приближении /5/ удовлетворяют уравнению /24/:

$$M_{1,2} = \frac{M_0 + m_B}{2} \pm \frac{M_0 - m_B}{2} \sqrt{1 + \frac{4\tilde{g}^2\beta\alpha_0^2}{\gamma^4\mu_a(m_B - M_0)^2}}. \quad /29/$$

При малых $\tilde{g}^2$ из /29/ следует /см.рис.2/

$$M_1 \rightarrow M_0 + \tilde{g}^2 \frac{\beta\alpha_0^2}{\gamma^4\mu_a(M_0 - m_B)}, \quad /30/$$

$$M_2 \rightarrow m_B - \tilde{g}^2 \frac{\beta\alpha_0^2}{\gamma^4\mu_a(M_0 - m_B)}. \quad /31/$$

Выражение $g^2[\gamma^4(M_0 - m_B)]^{-1}$ в приближении $\alpha_0 \ll \gamma$ можно считать t -матрицей при нулевой энергии, описывающей рассеяние частицы a на A в модели Ли, поэтому из /30/ следует выражение для сдвига уровня:

$$\Delta_1 = -(M_1 - M_0) = -|\Psi_1(0)|^2 \langle 0 | t_2(0) | 0 \rangle, \quad /32/$$

где $\Psi_1(0) = (4\pi\alpha_0^2\beta)^{1/2}$, которое совпадает с формулой Дезера /см. выражение /9//. В то же время, как следует из /31/, сдвиг другого уровня не воспроизводится формулой Дезера даже при малых $\tilde{g}^2$, поскольку определяется массой m_B , являющейся независимым параметром рассматриваемой модели.

4. Заключение

Итак, рассмотренная теоретико-полевая модель приводит к более сложной картине сдвига уровня по сравнению с потенциальным подходом. В частности, в системе возникают два уровня, один из которых имеет потенциальный аналог,

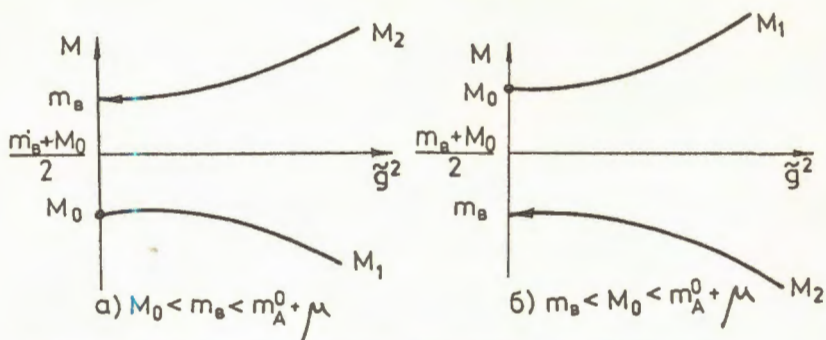


Рис. 2. Зависимость энергии системы M от константы связи g^2 при малых g^2 при условии $M_0 < m_B < m_A^0 + \mu_a/a$ и $m_B < M_0 < m_A^0 + \mu_a/b$.

а второй связан с непотенциальным характером "сильного" взаимодействия. В зависимости от соотношения параметров M_0 и m_B теоретико-полевой подход может дать для сдвига уровня результат либо близкий к потенциальному подходу /см. рис. 2а/, либо существенно отличающийся от него /см. рис. 2б/. Последнее имеет место, если $M_0 > m_B$. Тогда после включения "сильного" взаимодействия системе энергетически выгоднее занять уровень, возникающий исключительно из-за непотенциальных эффектов. Заметим, что в этом случае не выполняется простое соотношение /9/ (формула Дезера), связывающее длину рассеяния со сдвигом уровня Δ . Ответ на вопрос, какая ситуация реализуется в действительности, может дать более реалистичная теоретико-полевая модель адронного атома, параметры которой можно будет фиксировать по характеристикам реальных взаимодействий /для случая π -мезоатомов с использованием гамильтониана Чу - Лоу этот вопрос исследовался в работе /7/, где формула Дезера оказалась применимой/.

Литература

1. Deser S. et al., Phys.Rev., 1954, 96, p.774.
2. Зельдович Я.Б. ФТТ, 1959, 1, с.1637.
3. Lee T.D. Phys.Rev., 1954, 95, p.1329.
4. Швебер С. Введение в релятивистскую теорию поля. ИИЛ, М., 1963.
5. Yamaguchi Y. Phys.Rev., 1954, 95, p.1628.
6. Хенли Э., Тирринг В., Элементарная квантовая теория поля. ИИЛ, М., 1963.
7. Мещеряков В.А. ЖЭТФ, 1958, 35, с.290.

Рукопись поступила в издательский отдел

18 июня 1986 года.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСАХ И КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА ЯДРА ${}^4\text{He}$

В.В.Буров, В.К.Лукиянов, Р.Мартинес*

Исследован формфактор ядра ${}^4\text{He}$ в рамках модели, в которой волновая функция содержит как обычные нуклонные, так и многокварковые примеси. Показано, что для описания экспериментальных данных в волновой функции ${}^4\text{He}$ необходимы 18% 6q-примеси и 1% 9q-примеси. Оценен вклад 12q-примеси, который составляет $\sim 0,02\%$. При этом вклады формфакторов с 6q-, 9q-, 12q-примесью из-за интерференции нуклонных и кварковых каналов составляют 7, 0,8, 0,01% соответственно.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Elastic Electron Scattering at High Momentum Transfer and the Quark Structure of ${}^4\text{He}$

V.V.Burov, V.K.Lukyanov, R.Martines

The ${}^4\text{He}$ form factor is investigated within the model where the wave function includes both the nucleon and multiquark admixtures. It is shown that to explain experimental data, one needs 18% of the 6q-admixture and 1% of the 9q one. An estimation is done for the 12q-admixture of the level 0,02%. Contributions of the 6q-, 9q- and 12q-form factors are smaller because of interference of the nucleon and quark channels and their values are 7, 0.8 and 0.01%, respectively.

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

Ранее /1-3/ исследовались формфакторы трехнуклонных ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, и было установлено, что в области переданных импульсов $0,5 \leq q^2 \leq 3$ /ГэВ/с² шести- и девятикварковые примеси в ядерной волновой функции играют решающую роль. При этом важное значение имеет интерференция нуклонного и многокварковых каналов, учет которой приводит к тому,

* Гаванский университет

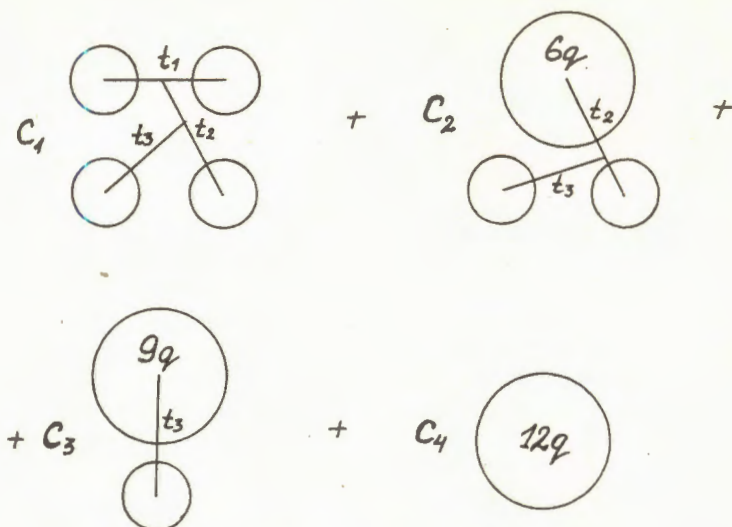


Рис.1. Волновая функция ядра ${}^4\text{He}$.

что эффективный вклад $6q$ - и $9q$ -каналов в указанные формфакторы составляет 2 и 0,01% соответственно.

В настоящей работе проведено аналогичное исследование формфактора ${}^4\text{He}$ с учетом $6q$ -, $9q$ - и $12q$ -примесей.

Запишем волновую функцию ядра ${}^4\text{He}$ с учетом вклада многокварковых примесей с амплитудами C_k в виде

$$\psi = \sum_{k=1}^4 C_k \psi_k \quad (1)$$

Здесь ψ_1 - ядерная волновая функция /нуклонный канал/, ψ_2 - ядерная функция с выделенным $6q$ - кластером с вероятностью C_2^2 , ψ_3 - с выделенным $9q$ - кластером с вероятностью C_3^2 и т.д. Их конкретный вклад записывается по аналогии с данными в работах ^{/3/} выражениями для ядра ${}^3\text{He}$. Схематический вид волновой функции ядра ${}^4\text{He}$ с выделенными многокварковыми кластерами показан на рис.1.

Используя стандартное определение формфактора и выделение движения центра масс ядра, можно получить формфактор в виде суммы:

$$F_{\text{CH}}^{4\text{He}} = C_1^2 F_{11}^{4\text{He}} + F_{6qT}^{4\text{He}} + F_{9qT}^{4\text{He}} + F_{12qT}^{4\text{He}}, \quad (2)$$

где

$$F_{6qT}^{4\text{He}} = C_2^2 F_{22}^{4\text{He}} + 2C_1 C_2 F_{12}^{4\text{He}}, \quad (3)$$

$$F_{9qT}^{4\text{He}} = C_3^2 F_{33}^{4\text{He}} + 2C_1 C_3 F_{13}^{4\text{He}} + 2C_2 C_3 F_{23}^{4\text{He}}, \quad (4)$$

$$F_{12qT}^{4\text{He}} = C_4^2 F_{44}^{4\text{He}} + 2C_2 C_4 F_{24}^{4\text{He}} + 2C_1 C_4 F_{14}^{4\text{He}} + 2C_3 C_4 F_{34}^{4\text{He}}. \quad /5/$$

Здесь $F_{11}^{4\text{He}}$ представляет собой формфактор в нуклонном канале. Мы берем его из работ^{/4/}, где он вычислялся с NN-потенциалом Хамады - Джонстона с включением трехчастичных сил. Мы не приводим конкретных выражений для отдельных частей F_{ij} - они получаются по аналогии с тем, что давалось ранее для ${}^3\text{He}$ ^{/3/}, и имеют весьма громоздкий вид. Отметим лишь, что для тех частей формфактора, которые связаны с движением кварков в нуклонных и многокварковых мешках, мы использовали расчеты в рамках модели релятивистского гармонического осциллятора^{/5/} /обоснование см. в^{/6/}.

На рис.2 приведены методические расчеты, показывающие отдельно вклады в формфактор компонент F_{6qT} , F_{9qT} и F_{12qT} /кривые 1,2,3 соответственно/. Оказалось, что амплитуду $6q$ -примеси C_2 необходимо выбирать отрицательной, как и для ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ ^{/1-3/}, так как только в этом случае можно получить согласие с экспериментальными данными в области минимума $|F_{\text{CH}}^{3\text{He}}|$ при $q^2 \sim 0,4$ /ГэВ/с². Тогда при выбранных параметрах формфакторы $F_{6qT}^{4\text{He}}$ и $F_{9qT}^{4\text{He}}$ оказываются отрицательными при $q^2 < 2,5$ /ГэВ/с². Вклад $F_{11}^{4\text{He}}$ будет определяющим при $q^2 < 0,4$ /ГэВ/с², $F_{6qT}^{4\text{He}}$ - при $0,4 < q^2 < 1,1$ /ГэВ/с²

и $F_{9qT}^{4\text{He}}$ - при $1,1 < q^2 < 2,5$ /ГэВ/с². Вклад $F_{12qT}^{4\text{He}}$ в области $q^2 < 2,5$ /ГэВ/с² пренебрежимо мал, причем $F_{12qT}^{4\text{He}} < 0$. Для выяснения роли $F_{9qT}^{4\text{He}}$ необходимы экспериментальные данные при $q^2 > 2,5$ /ГэВ/с².

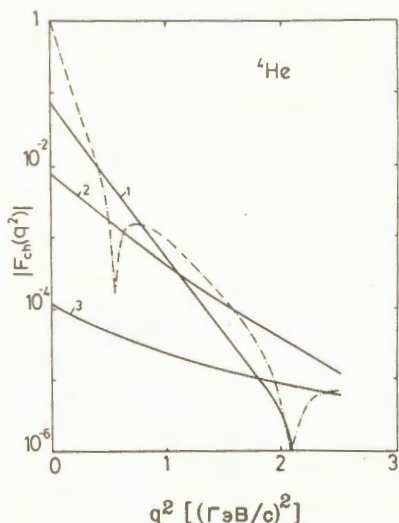


Рис.2. Формфактор ${}^4\text{He}$: штрихпунктир - вклад $F_{11}^{4\text{He}}/4/$; 1,2,3 - вклады $F_{6qT}^{4\text{He}}/3/$ - шестикварковой примеси; $F_{9qT}^{4\text{He}}/4/$ - девятикварковой примеси; $F_{12qT}^{4\text{He}}/5/$ - двенадцатикварковой примеси соответственно.

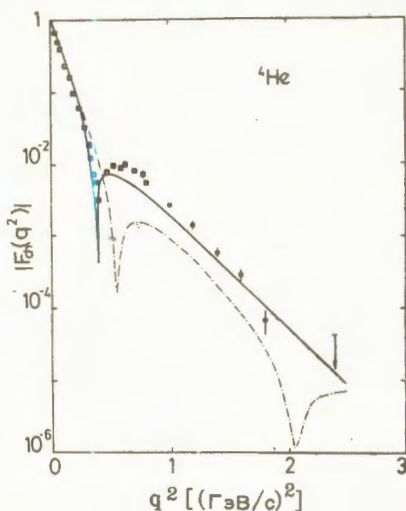


Рис.3. Формфактор ${}^4\text{He}$: штрих-пунктир - вклад $F_4^{\text{He}}/11$, сплошная линия - формфактор ${}^4\text{He}$ с учетом многокварковых примесей $C_1 = 1,04$, $C_2 = -0,42$, $C_3 = 0,112$, $C_4 = -0,015$, $\gamma_1 = 0,66 \text{ фм}^{-1}$, $\gamma_2 = 1,34 \text{ фм}^{-1}$, $\gamma_3 = 3,58 \text{ фм}^{-1}$. Экспериментальные данные взяты из работ /8/.

Согласие с экспериментальными данными /8/ получается /рис.3/ при выборе следующих амплитуд многокварковых примесей: $C_2 = -0,42$, $C_3 = 0,112$, $C_4 = -0,015$. Параметры γ ястровских волновых функций, используемых в расчете для опи-

сания относительного движения на малых расстояниях многокварковых кластеров и остальной части ядра /см. /3//, оказались равными $\gamma_1 = 0,66 \text{ фм}^{-1}$, $\gamma_2 = 1,34 \text{ фм}^{-1}$, $\gamma_3 = 3,58 \text{ фм}^{-1}$. При этом значение γ_1 примерно соответствует величине $\gamma_1 \approx \gamma_2$ для случая ядра ${}^3\text{He}$ /3// $\gamma_1 \approx \gamma_2 = 0,63 \text{ фм}^{-1}$, тогда как γ_2 для ${}^4\text{He}$ существенно отличается от γ_1 , что вызвано влиянием четвертого нуклона на конфигурацию типа ${}^3\text{He}$ в ядре ${}^4\text{He}$. Следует отметить, что в тех работах, где не учитывается интерференция каналов /4/, приходилось для имитации их вклада выбирать отрицательные вероятности многокварковых примесей $C_2^2 < 0$, $C_3^2 < 0$, $C_4^2 < 0$, что исключает физическую интерпретацию полученной параметризации данных эксперимента.

Итак, наш анализ показывает, что вклад 6q-примеси $C_2^2 = 17,64\%$, 9q-примеси $C_3^2 = 1,25\%$, 12q-примеси $C_4^2 = 0,02\%$. Эффективный вклад 6q-, 9q-, 12q-каналов вследствие частичной компенсации интерференционных и "прямых" формфакторов оказался значительно меньше: $F_{6qT}^{\text{He}}(0) = 7,3 \cdot 10^{-2}$, $F_{9qT}^{\text{He}}(0) = 8,2 \cdot 10^{-3}$, $F_{12qT}^{\text{He}}(0) = 10^{-4}$. Отметим, что в настоящее время имеются модели /7/, предполагающие существование в ядре ${}^4\text{He}$ только 12q - системы с очень большой вероятностью $10 \div 15\%$, получающейся вследствие пренебрежения вкладами 6q- и 9q-примесей и интерференцией нуклонного и кваркового каналов.

Итак, приходим к следующим выводам:

1. Формфактор ${}^4\text{He}$, рассчитанный с помощью уравнений Фадеева - Якубовского, не описывает экспериментальные данные.

2. Предположение о существовании многокварковых систем в легчайших ядрах позволяет с хорошей точностью объяснить эксперимент. При этом вероятность 6q-примеси составляет $C_2^2 = 17,64\%$, 9q-примеси - $C_3^2 = 1,25\%$, 12q-примеси - $C_4^2 = 0,02\%$.

3. Интерференция нуклонного и кваркового каналов вносит определяющий вклад в формфакторы легчайших ядер при больших переданных импульсах.

4. Учет интерференции приводит к частичной компенсации прямых и интерференционных членов, что дает уменьшение эффективного вклада многокварковых примесей в формфактор ${}^4\text{He}$, который оказывается равным 7,3% /6q/, 0,82% /9q/, 0,01% /12q/.

5. Имеющиеся экспериментальные данные для формфактора ${}^4\text{He}$ пока не позволяют надежно оценить вклад 12q-примеси. Для этого требуются измерения $F_{\text{CH}}^{4\text{He}}$ при $q^2 > 1,5$ /ГэВ/с/2.

Литература

1. Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. Z.Phys.A: Atoms and Nuclei, 1984, v.318, p.67.
2. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.1249.
3. Буров В.В., Лукьянов В.К. ОИЯИ, P2-85-196, Дубна, 1985. Burov V.V., Lukyanov V.K., Martines R. JINR Rapid Comm. 15-86, Dubna, 1986, p.13. Буров В.В., Лукьянов В.К. ОИЯИ, P2-86-337, Дубна, 1986.
4. Namiki M., Okano K., Oskimo N. Phys.Rev., 1982, C25, p.2157; Namiki M. In.: Proc. of the VII Int.Seminar on High Energy Physics Problems. JINR, D1,2-84-599. Dubna, 1984, p.397.
5. Kizukuri J., Namiki M., Okano K. Prog.Theor.Phys., 1976, v.61, p.559.
6. Марков М.А. Мезоны и К-гипероны. Физматгиз, М., 1958; Jukawa H. Phys.Rev., 1953, v.91, p.416; Takabayasi T. Phys.Rev., 1965, v.139, p.1381.
7. Kondratyuk I.L. Preprint ITEP-122, Moscow, 1984; Dakhno L.G., Nikolaev N.N. Preprint LNPI, Leningrad, 1984.
8. McCarthy J.S., Sick I., Whitney R.R. Phys.Rev., 1977, C15, p.1396. Frosch R.F. et al. Phys.Rev., 1967, v.160, p.874. Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.1429.

СПИН-ОРИТАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕЗОНАНСНОМ И ПОТЕНЦИАЛЬНОМ РАССЕЙНИИ p-ВОЛНОВЫХ НЕЙТРОНОВ

А.Б.Попов, Г.С.Самосват

-Для ядер с $48 \leq A \leq 144$ дана сводка нейтронных силовых функций $S^0, S^1_{1/2}, S^1_{3/2}$ и параметров потенциального рассеяния $R^{\infty}_0, R^{\infty}_1$, полученных новым методом из анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов. Демонстрируется непротиворечивость оценок S^0, S^1, R^{∞}_0 рекомендованным данным из "Нейтронных сечений" Мухабхаба и др. и подтверждается спин-орбитальное расщепление 3p-максимума нейтронной силовой функции. С привлечением поляризационных данных показано, что в потенциальном рассеянии p-волновых нейтронов также проявляется спин-орбитальный эффект, качественно согласующийся с экспериментальным расщеплением силовых функций.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Spin-Orbital Effects in Resonance and Potential Scattering of p-Wave Neutrons

A.B.Popov, G.S.Samosvat

The reported strength functions and parameters R^{∞}_0 and R^{∞}_1 for s-wave and p-wave neutrons have been obtained from a new type analysis of differential elastic scattering cross sections. The table summarizes $S^0, S^1_{1/2}, S^1_{3/2}, R^{\infty}_0$ and R^{∞}_1 for 33 nuclei in the range $48 \leq A \leq 144$. The values of S^0, S^1 and R^{∞}_0 do not contradict with the recommended data from Neutron Cross Sections by Mughabghab et al. The values of $S^1_{1/2}$ and $S^1_{3/2}$ confirm the spin-orbital splitting of the 3p-maximum of the neutron strength function. By using the polarization data there is demonstrated that in potential scattering of p-wave neutrons the spin-orbit effect is also present which is in qualitative agreement with experimental splitting of strength functions.

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

1. Влияние спин-орбитального взаимодействия на нейтронные силовые функции ядер, расположенные в области одностичного $3p$ -максимума, было предметом исследований в 60-70-х годах ^{/1-5/}. Тогда обсуждалась возможность расщепления экспериментально наблюдаемого пика S^1 в области $A \approx 100$ в соответствии с энергетическим различием состояний $3p_{1/2}$ и $3p_{3/2}$ $/1/2, 3/2$ - полный момент нейтрона/. Казалось, что для объяснения экспериментальных данных необходимо введение спин-орбитального взаимодействия, в 2-3 раза большего общепринятого значения ^{/1,4,5/}. Однако асимметричная форма максимума $S^1(A)$ при $A \approx 100$ хорошо описывалась также оптическими расчетами с нормальным спин-орбитальным членом, но с учетом динамических деформаций в этой области ^{/2,3/}. Поэтому роль спин-орбитального взаимодействия в поведении $S^1(A)$ оставалась невыясненной вплоть до 1983 г., когда были опубликованы результаты исследований на реакторе ИБР-30 дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов ^{/6/}. В последующие годы эти исследования были продолжены, ниже приводится сводка полученных результатов и их анализ.

2. Усредненные дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов в области до ~ 400 кэВ с хорошим приближением описываются формулой

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} [1 + \omega_1 P_1(\cos \theta) + \omega_2 P_2(\cos \theta)].$$

В рамках одноуровневого R -матричного приближения были получены выражения, связывающие параметры сечения σ_s, ω_1 и ω_2 с s - и p -волновыми силовыми функциями и фазами потенциального рассеяния для четно-четных ядер-мишеней ^{/7/} и A -нечетных ^{/8/}. При анализе дифференциальных сечений рассеяния использовались также данные ^{/9/} о плотности нейтронных ширин /на единичный энергетический интервал - $\Sigma g \Gamma_n / \Delta E$, см. ^{/6/}/. Полученные экспериментальные данные и детали их анализа представлены в ^{/6-8, 10, 11/}.

Достоинством методики является возможность отдельного определения P -силовых функций для обоих полных моментов нейтрона $j = 1/2$ и $3/2$. Всего было исследовано 33 образца в интервале $48 \leq A \leq 144$, для каждого из них определены значения $S^0, S^1_{1/2}, S^1_{3/2}, R^0_\infty$ и R^1_∞ , которые представлены в таблице. В отличие от средних нейтронных параметров, оцениваемых из характеристик индивидуальных резонансов, наши значения S^1_ℓ и R^1_ℓ определены по широким энергетическим интервалам и должны быть меньше подвержены локальным флуктуациям плотности и силы нейтронных резонансов.

Сравнение S^0 с данными из ^{/9/} показывает, что наши значения для ядер с $A < 90$ систематически ниже. Это расхождение легко объяснить влиянием резонансной самоэкранировки

Таблица

s- и p-нейтронные силовые функции
и параметры потенциального рассеяния

	S^0	$S^1_{1/2}$	$S^1_{3/2}$	R^{∞}_0	R^{∞}_1
Ti	1,16±0,36	2,9±1,4	1,30±0,23	0,38±0,14	-0,10±0,15
Fe	0,38±0,11	0,0±1,5	0,77±0,24	0,05±0,03	0,15±0,02
Ni	1,4 ±0,3	4,6±1,5	1,44±0,23	-0,06±0,09	0,34±0,03
Cu	1,0 ±0,1	3,0±1,8	1,1 ±0,6	-0,25±0,08	0,32±0,06
Zn	1,15±0,09	1,8±0,6	1,23±0,15	-0,17±0,02	0,29±0,02
Ge	0,73±0,19	0,2±1,3	2,41±0,25	-0,27±0,05	0,37±0,04
Se	0,81±0,19	4,2±1,8	2,44±0,43	-0,22±0,06	0,40±0,05
Y	0,00±0,08	1,2±1,2	5,5 ±0,5	-0,20±0,03	0,52±0,04
Zr	0,69±0,22	4,2±1,7	5,52±0,25	-0,15±0,06	0,30±0,03
Nb	0,23±0,05	9,8±1,5	4,4 ±0,5	-0,23±0,03	0,26±0,02
Mo	0,40±0,05	2,3±1,2	5,9 ±0,5	-0,14±0,02	0,13±0,02
⁹² Mo	0,20±0,14	2,1±2,4	4,9 ±0,5	-0,16±0,06	0,21±0,05
Ru	0,43±0,07	6,3±1,2	4,53±0,33	0,00±0,03	0,04±0,03
Rh	0,47±0,06	8,3±1,1	3,1 ±0,4	0,07±0,03	-0,01±0,03
Pd	0,38±0,07	3,6±1,2	3,70±0,24	-0,01±0,04	-0,08±0,02
Ag	0,53±0,08	5,8±1,0	3,8 ±0,4	0,03±0,03	-0,05±0,02
Cd	0,37±0,05	6,1±0,9	3,25±0,18	0,12±0,03	-0,17±0,02
¹⁰⁶ Cd	0,27±0,10	5,2±1,8	3,57±0,33	0,01±0,05	-0,12±0,03
¹⁰⁸ Cd	0,32±0,08	5,7±1,5	3,75±0,31	0,10±0,05	-0,18±0,04
¹¹⁰ Cd	0,33±0,06	9,6±1,2	3,30±0,25	0,14±0,04	-0,22±0,04
¹¹² Cd	0,30±0,05	6,5±1,0	3,33±0,20	0,10±0,03	-0,20±0,03
¹¹⁶ Cd	0,05±0,07	5,3±1,4	3,34±0,25	0,06±0,04	-0,20±0,03
In	0,23±0,03	7,4±0,9	2,5 ±0,3	0,04±0,02	-0,19±0,01
¹¹⁶ Sn	0,16±0,04	7,0±1,0	2,21±0,14	0,13±0,03	-0,24±0,02
¹¹⁷ Sn	0,15±0,03	4,7±0,9	2,3 ±0,3	0,11±0,02	-0,22±0,02
¹¹⁸ Sn	0,12±0,05	4,6±1,2	2,07±0,20	0,13±0,04	-0,26±0,03
¹¹⁹ Sn	0,05±0,03	3,8±0,9	1,3 ±0,2	0,05±0,02	-0,22±0,02
¹²⁰ Sn	0,07±0,02	2,2±0,6	2,13±0,16	0,09±0,02	-0,22±0,01
¹²² Sn	0,13±0,05	4,8±1,2	2,22±0,19	0,16±0,03	-0,29±0,03
¹²⁴ Sn	0,08±0,03	7,3±1,0	1,65±0,17	0,18±0,03	-0,27±0,03
Sb	0,41±0,06	5,1±1,0	2,2 ±0,3	0,17±0,03	-0,24±0,03
Te	0,11±0,03	2,3±0,8	1,72±0,28	0,06±0,02	-0,05±0,02
Nd	2,8 ±0,2	3,3±1,4	1,51±0,27	0,13±0,07	-0,11±0,05

ки, которая не учитывалась. Для более тяжелых ядер значения S^0 удовлетворительно согласуются с литературными.

На рис.1 представлены все известные данные о радиусах потенциального рассеяния для s-нейтронов. Рисунок демонстрирует хорошее согласие величин $R'_0 = R(1 - R^{\infty}_0)$, где $R = 1,35 A^{1/3}$ фм, с другими экспериментальными данными, большая часть которых получена из измерений полных сечений и сечений рассеяния при низких энергиях. Из рис.1 видно, что данные по R'_0 хорошо описываются старыми расчетами Бака и Пери^{/2,3/} по оптической модели с учетом динамических деформаций для ядер в области $A \sim 100$ и статических в области $A \sim 160$.

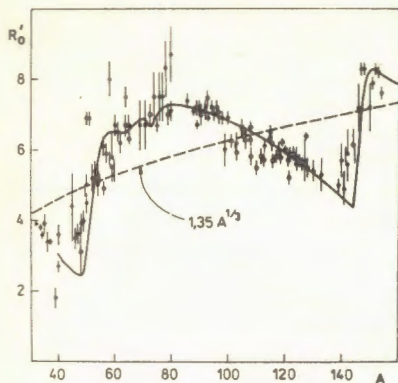
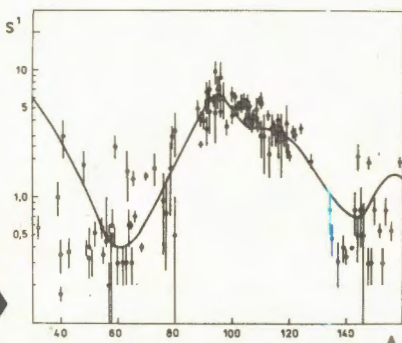


Рис.2. p -нейтронные силовые функции. Светлые точки - данные из /9/, темные точки - наши результаты. Кривая - расчеты по Баку и Пери.

Рис.1. Зависимость R_0' от A . Темные точки - данные из /9/, светлые точки - наши результаты. Сплошная кривая - расчеты по Баку и Пери /2,3/.



О качестве согласия результатов по p -нейтронным силовым функциям с компилятивными данными из /9/ можно судить по рис.2, где наряду с другими значениями показаны и наши: $S^1 = \frac{1}{3}(S_{1/2}^1 + 2S_{3/2}^1)$. Можно сделать вывод о том, что эти оценки S^1 хорошо согласуются с общим ансамблем экспериментальных данных, который в целом удовлетворительно описывается также расчетами Бака и Пери.

Заметим, что в используемой методике наиболее надежно определяются параметры $S_{3/2}^1$ и R_1^∞ , а между S_0^0 , $S_{1/2}^1$ и R_0^∞ имеются некоторые корреляции, которые, однако, как показывают рис.1 и 2, не приводят к заметным систематическим ошибкам в определении S^1 и R_0^∞ .

3. Величины p -нейтронных силовых функций $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, представленные на рис.3, убедительно подтверждают расщепление $3p$ -одночастичного резонанса, установленное ранее в /8/. Линии на рисунке - результат описания экспериментальных силовых функций четно-четных ядер лоренцевской кривой вида

$$S_j^1 = \frac{a_j}{b_j^2 + (A_j^{2/3} - A^{2/3})^2} \quad /1/$$

Подобранные методом наименьших квадратов параметры пиков /высота и ширина/ для разных j в пределах ошибок одинаковы, а их максимумы раздвинуты на $\Delta A = 12 \pm 4$.

Помимо $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ качественно новой информацией являются радиусы потенциального p -рассеяния, определяемые нами

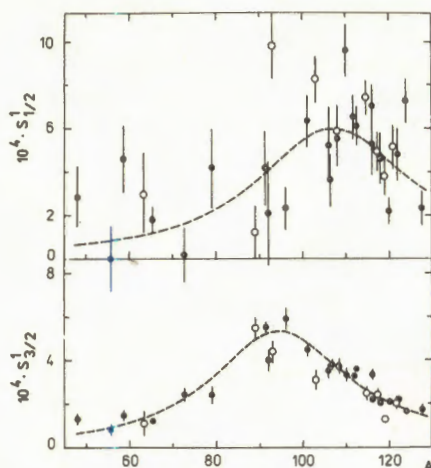


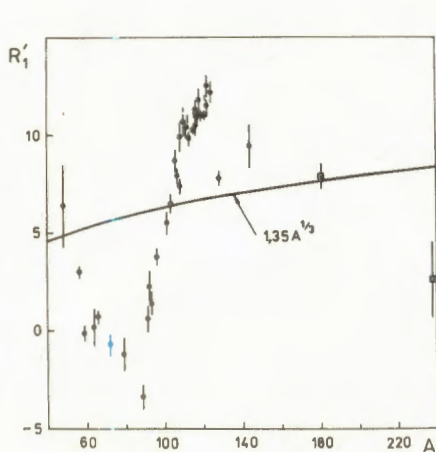
Рис.3. Нейтронные силовые функции $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$. Темные точки - четно-четные ядра, светлые точки - А - нечетные. Линии - подгонки лоренцевских кривых вида /1/ по экспериментальным точкам для четно-четных ядер.

ся не только в резонансном, но и в потенциальном рассеянии р-волновых нейтронов и приводит к различию фазовых сдвигов $\delta_{1/2}$ и $\delta_{3/2}$. Напомним, что в соответствии с R-матричной теорией /12/

$$\delta_{\ell j} = \phi_{\ell} + \arctg \frac{P_{\ell} R_{\ell j}^{\infty}}{1 - (s_{\ell} - B_{\ell}) R_{\ell j}^{\infty}}, \quad /2/$$

где ϕ_{ℓ} - сдвиг фазы на твердой сфере, $P_{\ell}, s_{\ell}, B_{\ell}$ - проницаемость, фактор сдвига и граничное условие /о выборе граничных условий см. /11/ /, а $R_{\ell j}^{\infty}$ - вклад в R-матрицу далеких уровней, связанный с силовой функцией:

$$R_{\ell j}^{\infty}(E) = \frac{0,228}{R} \int \frac{S_j^{\ell}(E')}{E' - E} dE', \quad /3/$$



где R - в фм, а S_j^{ℓ} - в единицах 10^{-4} .

$B^{18/}$ были получены формулы для описания поляризации нейтронов, возникающей при их рассеянии на ядрах за счет спин-орбитального взаимодействия, которые состоят из членов, зависящих от $\delta_{\ell j}$ и S_j^{ℓ} . Там же показаны

Рис.4. Зависимость R'_1 от А. Точки - наши данные, квадраты - результаты из /14/.

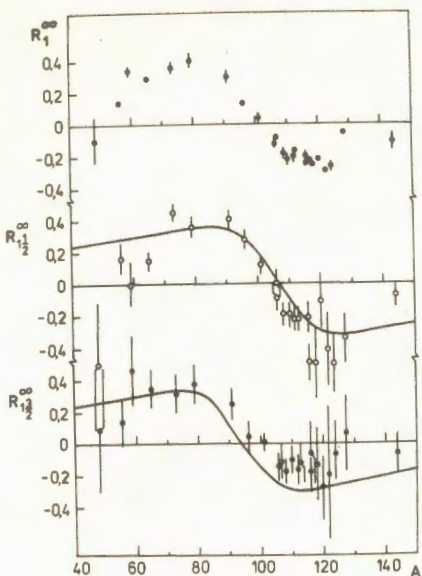


Рис.5. R_1^∞ и R_{1j}^∞ для четно-четных ядер. Линии - расчеты по формуле /4/ с параметрами a_j , b_j и A_j , полученными из описания $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ лоренцевскими кривыми /1/.

но, что имеющиеся в литературе немногочисленные данные о поляризации нейтронов с энергией ~ 400 кэВ можно разумно описать, если для S^0 и R_0^∞ использовать сглаженные кривые, проведенные по соответствующим экспериментальным точкам, S_j^1 взять в виде /1/, а для R_{1j}^∞ - полученную из /1/ с помощью /3/. формулу

$$R_{1j}^\infty = \frac{0,228}{R} \cdot \frac{a_j}{b_j} \cdot \frac{A_j^{2/3} - A^{2/3}}{b_j^{2/3} + (A_j^{2/3} - A^{2/3})^2} \quad /4/$$

Формулы, описывающие поляризацию, были добавлены к программе вычисления S^0 , S_j^1 , R_j^∞ по данным о $\sigma(\theta)$. Проведенный заново анализ $\sigma(\theta)$ для четно-четных ядер совместно с данными по поляризации, "снятыми" с гладкой кривой на рис.1 работы /13/, позволил получить оценки всех параметров с расщепленными фазами $\delta_{1/2}$ и $\delta_{3/2}$, определяемыми согласно /2/. Включение в анализ поляризации устранило корреляции между $R_{1/2}^\infty$ и $R_{3/2}^\infty$ и мало изменило полученные ранее значения остальных параметров. На рис.5 показаны оценки R_{1j}^∞ . Хотя ошибки велики, тем не менее видно смещение $R_{1/2}^\infty$ относительно $R_{3/2}^\infty$. Линиями изображены величины R_{1j}^∞ , вычисленные по формуле /4/ с использованием параметров лоренцевских кривых, описывающих экспериментальные максимумы $S_j^1(A)$. Таким образом, полученные с учетом поляризационных данных значения R_{1j}^∞ согласуются с теоретически ожидаемой зависимостью от A и качественно соответствуют спин-орбитальному расщеплению силовых функций $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$. Можно желать лучшего количественного согласия в расщеплении по A величин R_{1j}^∞ и силовых функций, но следует иметь в виду ограниченность и некоторую условность экспериментальных данных по поляризации, использованных в дополнительном анализе.

4. Формулы для описания дифференциального сечения упругого рассеяния не содержат параметра, непосредственно оп-

ределяющего величину спин-орбитального взаимодействия. Извлекаемые при анализе значения S_j^1 и R_{ij}^∞ соответствуют лишь описанию конкретных экспериментальных данных. Поэтому наблюдаемое различие в величинах $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, $R_{11/2}^\infty$ и $R_{13/2}^\infty$ для отдельных ядер и поведение S_j^1 и R_{ij}^∞ в зависимости от A отражают влияние спин-орбитальных сил на резонансное и потенциальное рассеяние p -волновых нейтронов, обусловленное самой природой взаимодействия нейтронов с ядрами. Можно сделать вывод о том, что спин-орбитальное взаимодействие у ядер, расположенных в области $3p$ -одно-частичного резонанса, проявляется в потенциальном рассеянии качественно так же, как и в резонансном. Для проверки количественного согласия зависимостей $S_j^1(A)$ и $R_{ij}^\infty(A)$ необходимо иметь полноценные поляризационные данные. К сожалению, в литературе эти сведения бедны, а сами измерения поляризации нейтронов при их рассеянии для энергий ниже 400 кэВ представляют большую трудность.

Литература

1. Krueger T., Margolis B., Nucl.Phys., 1961, v.28, p.578.
2. Buck B., Perey F. Phys.Rev.Lett., 1962, v.8, p.444.
3. Mughabghab S.F. In.: Neutron Cross Sections and Technology. (ed.by Harvey J.A. and MacIin R.L.), 1971, p.386. Knoxville.
4. Murty M., Siddapa K., Rama Rao J. Nucl.Phys., 1973, v.A213, p.35.
5. Fiedelney H., Frahn W.E. Ann.Phys., 1962, v.19, p.428.
6. Зо Ин Ок и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, вып.6, с.304; Зо Ин Ок и др. Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. ЦНИИатоминформ, М., 1984, т.3, с.343.
7. Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S. Nucl.Data for Sci.and Techn. Proc.Int.Conf., Antwerpen, 6-10 Sept., 1982, p.781.
8. Попов А.Б., Самосват Г.С., ОИЯИ, РЗ-86-338, Дубна, 1986.
9. Mughabghab S.F. et al. Neutron Cross Sections. Academic Press, v.1, part A, 1981; part B, 1984.
10. Зо Ин Ок и др. ОИЯИ, РЗ-85-133, Дубна, 1985.
11. Popov A.B., Samosvat G.S. Nuclear Data for Basic and Applied Science. Int.Conf. Santa Fe, JINR, E3-85-226, Dubna, 1985.
12. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях, ИЛ., М., 1966, с.83.
13. Попов А.Б., Самосват Г.С. ОИЯИ, РЗ-84-762, Дубна, 1984.
14. Tsubone I., Kanda Y., Nuclear Data for Science and Technology. Proc.Int.Conf., Antwerpen, 6-10 Sept., 1982, p.65.

OPEN QUANTUM SYSTEM OF TWO COUPLED HARMONIC OSCILLATORS

A. Săndulescu, H. Scutaru¹, W. Scheid²

On the basis of the theory of Lindblad for open quantum systems we derive master equations for a system consisting of two harmonic oscillators. The time-dependence of expectation values, Wigner-function and Weyl operator are obtained and discussed. The chosen system can be applied for the description of the charge and mass asymmetry degrees of freedom in deep inelastic collisions in nuclear physics.

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

Открытая квантовая система
для двух связанных гармонических осцилляторов

А.Сэндулеску, Х.Скутару, В.Шейд

В рамках теории Линдблада для открытых квантовых систем были получены уравнения мастера для двух связанных гармонических осцилляторов. Для этой системы, которая может описывать передачу массы и заряда в глубоконеупругих столкновениях, были получены в явном виде средние величины, функция Вагнера и оператор Вайла.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

1. Introduction

In a recent paper^{/1/} it was shown that various master equations for the damped quantum oscillator used in the literature for the description of damped collective modes in deep inelastic collisions in nuclear physics are particular cases of the master equation derived by Lindblad^{/2,3/}.

In the present paper we extend our previous work^{/4/} on the dynamics of charge and mass equilibration in deep

¹Central Institute of Physics, Bucharest, Romania

²Institut für Theoretische Physik der Justus-Liebig-Universität, Giessen, BRD

inelastic collisions by describing the corresponding collective modes as two coupled damped quantum oscillators. The damping of these oscillators can be carried out by the method of Lindblad^{/2,3/}. In Sect.2 we present the equation of motion of the open quantum system in the Heisenberg picture. With this equation we derive the time-dependence of the expectation values of the coordinates and momenta and their variances, as shown in Sect.3. The connections with the Wigner-function and Weyl operator are discussed in Sect.4. Finally, in Sect.5, we demonstrate the time-dependence of the various quantities for a simplified version of the model, where the decay constants can be calculated analytically.

2. The Equation of Motion in the Heisenberg Picture

If $\tilde{\phi}_t$ is the dynamical semigroup describing the time evolution of the open quantum system in the Heisenberg picture, then the master equation is given for an operator A as follows^{/2,3/}:

$$\frac{d\tilde{\phi}_t(A)}{dt} = \tilde{L}(\tilde{\phi}_t(A)) = \frac{i}{\hbar} [H, \tilde{\phi}_t(A)] + \frac{1}{2\hbar} \sum_j (V_j^* [\tilde{\phi}_t(A), V_j] + [V_j^*, \tilde{\phi}_t(A)] V_j). \quad (1)$$

The operators H, V_j, V_j^* ($j = 1, 2, 3, 4$) are taken to be functions of the basic observables of the two quantum oscillators. The coordinates are q_1 and q_2 , and the momenta p_1 and p_2 obeying the usual commutation relations

$$[q_1, p_1] = i\hbar, \quad [q_2, p_2] = i\hbar,$$

$$[q_1, q_2] = 0, \quad [p_1, p_2] = 0, \quad [q_1, p_2] = 0, \quad [q_2, p_1] = 0.$$

In order to obtain an analytically solvable model, H is taken to be a polynomial of second degree in these basic observables and V_j, V_j^* are taken to be polynomials of first degree. Then in the linear space spanned by q_1, q_2, p_1, p_2 , there exist only four linearly independent operators $V_{j=1,2,3,4}$:

$$V_j = \sum_{\kappa=1}^2 a_{j\kappa} p_{\kappa} + \sum_{\kappa=1}^2 b_{j\kappa} q_{\kappa}, \quad (2)$$

where $a_{j\kappa}, b_{j\kappa} \in \mathbb{C}$ with $j = 1, 2, 3, 4$, and $\kappa = 1, 2$. Then it yields

$$V_j^* = \sum_{\kappa=1}^2 a_{j\kappa}^* p_{\kappa} + \sum_{\kappa=1}^2 b_{j\kappa}^* q_{\kappa}, \quad (3)$$

where a_{jk}^* , b_{jk}^* are the complex conjugates of a_{jk} , b_{jk} . The Hamiltonian H is chosen in the form of two coupled oscillators

$$H = \sum_{\kappa=1}^2 \left(\frac{1}{2m_{\kappa}} p_{\kappa}^2 + \frac{m_{\kappa} \omega_{\kappa}^2}{2} q_{\kappa}^2 \right) + \kappa_{12} p_1 p_2 + \frac{1}{2} \sum_{\kappa_1, \kappa_2=1}^2 \mu_{\kappa_1 \kappa_2} (p_{\kappa_1} q_{\kappa_2} + q_{\kappa_2} p_{\kappa_1}) + \nu_{12} q_1 q_2. \quad (4)$$

Inserting the Hamiltonian H and the operators V_j and V_j^* into Eq. (1) we obtain

$$\tilde{L}(A) = \tilde{L}_1(A) + \tilde{L}_2(A) + \tilde{L}_{12}(A), \quad (5)$$

where $\tilde{L}_1$, $\tilde{L}_2$ and $\tilde{L}_{12}$ are given as ($\kappa = 1, 2$):

$$\begin{aligned} \tilde{L}_{\kappa}(A) = & \frac{1}{\hbar} [H_{0\kappa}, A] - \frac{1}{\hbar^2} D_{p_{\kappa} p_{\kappa}} [q_{\kappa}, [q_{\kappa}, A]] - \frac{1}{\hbar^2} D_{q_{\kappa} q_{\kappa}} (p_{\kappa}, [p_{\kappa}, A]) + \\ & + \frac{1}{\hbar^2} D_{p_{\kappa} q_{\kappa}} [q_{\kappa}, [p_{\kappa}, A]] + \frac{1}{\hbar^2} D_{q_{\kappa} p_{\kappa}} [p_{\kappa}, [q_{\kappa}, A]] + \\ & + \frac{i}{2\hbar} (\lambda_{\kappa\kappa} - \mu_{\kappa\kappa}) ([A, p_{\kappa}] q_{\kappa} + q_{\kappa} [A, p_{\kappa}]) - \\ & - \frac{i}{2\hbar} (\lambda_{\kappa\kappa} + \mu_{\kappa\kappa}) ([A, q_{\kappa}] p_{\kappa} + p_{\kappa} [A, q_{\kappa}]), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \tilde{L}_{12}(A) = & - \frac{1}{\hbar^2} D_{p_1 p_2} ([q_1, [q_2, A]] + [q_2, [q_1, A]]) - \\ & - \frac{1}{\hbar^2} D_{q_1 q_2} ([p_1, [p_2, A]] + [p_2, [p_1, A]]) + \\ & + \frac{1}{\hbar^2} D_{p_1 q_2} ([q_1, [p_2, A]] + [p_2, [q_1, A]]) + \\ & + \frac{1}{\hbar^2} D_{q_1 p_2} ([p_1, [q_2, A]] + [q_2, [p_1, A]]) + \\ & + \frac{i}{2\hbar} (a_{12} - \kappa_{12}) ([A, p_1] p_2 + p_2 [A, p_1]) - \\ & - \frac{i}{2\hbar} (a_{12} + \kappa_{12}) ([A, p_2] p_1 + p_1 [A, p_2]) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{i}{2\hbar} (\beta_{12} - \nu_{12}) ([A, q_1] q_2 + q_2 [A, q_1]) - \\
& - \frac{i}{2\hbar} (\beta_{12} + \nu_{12}) ([A, q_2] q_1 + q_1 [A, q_2]) + \\
& + \frac{i}{2\hbar} (\lambda_{12} - \mu_{12}) ([A, p_1] q_2 + q_2 [A, p_1]) - \\
& - \frac{i}{2\hbar} (\lambda_{12} + \mu_{12}) ([A, q_2] p_1 + p_1 [A, q_2]) + \\
& + \frac{i}{2\hbar} (\lambda_{21} - \mu_{21}) ([A, p_2] q_1 + q_1 [A, p_2]) - \\
& - \frac{i}{2\hbar} (\lambda_{21} + \mu_{21}) ([A, q_1] p_2 + p_2 [A, q_1]). \quad (7)
\end{aligned}$$

Here, we used the following abbreviations ($\kappa = 1, 2$):

$$\begin{aligned}
H_{0\kappa} &= \frac{1}{2m_\kappa} p_\kappa^2 + \frac{m_\kappa \omega_\kappa^2}{2} q_\kappa^2, \quad D_{q_\kappa q_\mu} = D_{q_\mu q_\kappa} = \frac{\hbar}{2} \operatorname{Re}(\vec{a}_\kappa^* \vec{a}_\mu), \\
D_{p_\kappa p_\mu} &= D_{p_\mu p_\kappa} = \frac{\hbar}{2} \operatorname{Re}(\vec{b}_\kappa^* \vec{b}_\mu), \quad D_{q_\kappa p_\mu} = D_{p_\mu q_\kappa} = -\frac{\hbar}{2} \operatorname{Re}(\vec{a}_\kappa^* \vec{b}_\mu), \quad (8) \\
\alpha_{12} &= -\alpha_{21} = -\operatorname{Im}(\vec{a}_1^* \vec{a}_2), \quad \beta_{12} = -\beta_{21} = -\operatorname{Im}(\vec{b}_1^* \vec{b}_2), \quad \lambda_{\kappa\mu} = -\operatorname{Im}(\vec{a}_\kappa^* \vec{b}_\mu).
\end{aligned}$$

The scalar products are formed with the vectors $\vec{a}_\kappa, \vec{b}_\kappa$ and their complex conjugates $\vec{a}_\kappa^*, \vec{b}_\kappa^*$. The vectors have the components

$$\vec{a}_\kappa = (a_{1\kappa}, a_{2\kappa}, a_{3\kappa}, a_{4\kappa}), \quad \vec{b}_\kappa = (b_{1\kappa}, b_{2\kappa}, b_{3\kappa}, b_{4\kappa}). \quad (9)$$

Now, as a consequence of the definitions (8) of the phenomenological constants which appear in $L(A)$ and of the positivity of the matrix formed by the four vectors $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{b}_1, \vec{b}_2$, it follows that the principal minors of this matrix are positive or zero. This matrix is given by

$$\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \vec{a}_1^* \vec{a}_1 & \vec{a}_1^* \vec{a}_2 & \vec{a}_1^* \vec{b}_1 & \vec{a}_1^* \vec{b}_2 \\ \vec{a}_2^* \vec{a}_1 & \vec{a}_2^* \vec{a}_2 & \vec{a}_2^* \vec{b}_1 & \vec{a}_2^* \vec{b}_2 \\ \vec{b}_1^* \vec{a}_1 & \vec{b}_1^* \vec{a}_2 & \vec{b}_1^* \vec{b}_1 & \vec{b}_1^* \vec{b}_2 \\ \vec{b}_2^* \vec{a}_1 & \vec{b}_2^* \vec{a}_2 & \vec{b}_2^* \vec{b}_1 & \vec{b}_2^* \vec{b}_2 \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} D_{q_1 q_1} & D_{q_1 q_2} - \frac{\hbar}{2} \alpha_{12} & -D_{q_1 p_1} - \frac{\hbar}{2} \lambda_{11} & -D_{q_1 p_2} - \frac{\hbar}{2} \lambda_{12} \\ D_{q_2 q_1} - \frac{\hbar}{2} \alpha_{21} & D_{q_2 q_2} & -D_{q_2 p_1} - \frac{\hbar}{2} \lambda_{21} & -D_{q_2 p_2} - \frac{\hbar}{2} \lambda_{22} \\ -D_{p_1 q_1} + \frac{\hbar}{2} \lambda_{11} & -D_{p_1 q_2} + \frac{\hbar}{2} \lambda_{21} & D_{p_1 p_1} & D_{p_1 p_2} - \frac{\hbar}{2} \beta_{12} \\ -D_{p_2 q_1} + \frac{\hbar}{2} \lambda_{12} & -D_{p_2 q_2} + \frac{\hbar}{2} \lambda_{22} & D_{p_2 p_1} - \frac{\hbar}{2} \beta_{21} & D_{p_2 p_2} \end{pmatrix} \quad (10)$$

For example, we derive the following condition from the positivity of (10):

$$D_{q_1 q_1} D_{q_2 q_2} - (D_{q_1 q_2})^2 \geq \frac{\hbar^4}{4} \alpha_{12}^2. \quad (11)$$

This inequality and the corresponding ones derived from Eq.(10) are constraints imposed on the phenomenological constants by the fact that $\tilde{\phi}_t$ is a dynamical semigroup^{/2,3/}.

3. The Time-Dependence of Expectation Values

The time-dependent expectation values of selfadjoint operators A and B can be written with the density operator ρ , describing the initial state of the quantum system, as follows:

$$m_A(t) = \text{Tr}(\rho \tilde{\phi}_t(A)), \quad \sigma_{AB}(t) = \frac{1}{2} \text{Tr}(\rho \tilde{\phi}_t(AB + BA)). \quad (12)$$

In the following we denote the vector with the four components $m_{q_1}(t)$, $m_{q_2}(t)$, $m_{p_1}(t)$ and $m_{p_2}(t)$ by $\vec{m}(t)$ and the following 4x4 matrix by $\hat{\sigma}(t)$:

$$\hat{\sigma}(t) = \begin{pmatrix} \sigma_{q_1 q_1} & \sigma_{q_1 q_2} & \sigma_{q_1 p_1} & \sigma_{q_1 p_2} \\ \sigma_{q_2 q_1} & \sigma_{q_2 q_2} & \sigma_{q_2 p_1} & \sigma_{q_2 p_2} \\ \sigma_{p_1 q_1} & \sigma_{p_1 q_2} & \sigma_{p_1 p_1} & \sigma_{p_1 p_2} \\ \sigma_{p_2 q_1} & \sigma_{p_2 q_2} & \sigma_{p_2 p_1} & \sigma_{p_2 p_2} \end{pmatrix} \quad (13)$$

Then via direct calculation of $\tilde{L}(q_\kappa)$ and $\tilde{L}(p_\kappa)$ we obtain

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \hat{Y} \vec{m}, \quad (14)$$

where

$$\hat{Y} = \begin{pmatrix} -\lambda_{11} + \mu_{11} & -\lambda_{12} + \mu_{12} & 1/m_1 & -a_{12} + \kappa_{12} \\ -\lambda_{21} + \mu_{21} & -\lambda_{22} + \mu_{22} & a_{12} + \kappa_{12} & 1/m_2 \\ -m_1 \omega_1^2 & \beta_{12} - \nu_{12} & -\lambda_{11} - \mu_{11} & -\lambda_{21} - \mu_{21} \\ -\beta_{12} - \nu_{12} & -m_2 \omega_2^2 & -\lambda_{12} - \mu_{12} & -\lambda_{22} - \mu_{22} \end{pmatrix} \quad (15)$$

From Eq.(14) it follows that

$$\vec{m}(t) = \hat{M}(t) \vec{m}(0) = \exp(t\hat{Y})\vec{m}(0), \quad (16)$$

where $\vec{m}(0)$ is given by the initial conditions. The matrix $\hat{M}(t)$ has to fulfil the condition

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \hat{M}(t) = 0. \quad (17)$$

In order that this limit exists, $\hat{Y}$ must have only eigenvalues with negative real parts.

By direct calculation of $L(q_\kappa q_\mu)$, $\tilde{L}(p_\kappa p_\mu)$ and $\tilde{L}(q_\kappa p_\mu + p_\mu q_\kappa)$, $\kappa, \mu = 1, 2$, we obtain

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dt} = \hat{Y}\hat{\sigma} + \hat{\sigma}\hat{Y}^T + 2\hat{D}, \quad (18)$$

where $\hat{D}$ is the matrix of the diffusion coefficients

$$\hat{D} = \begin{pmatrix} D_{q_1 q_1} & D_{q_1 q_2} & D_{q_1 p_1} & D_{q_1 p_2} \\ D_{q_2 q_1} & D_{q_2 q_2} & D_{q_2 p_1} & D_{q_2 p_2} \\ D_{p_1 q_1} & D_{p_1 q_2} & D_{p_1 p_1} & D_{p_1 p_2} \\ D_{p_2 q_1} & D_{p_2 q_2} & D_{p_2 p_1} & D_{p_2 p_2} \end{pmatrix}; \quad (19)$$

and $\hat{Y}^T$, the transposed matrix of $\hat{Y}$. The time-dependent solution of Eq.(18) can be written as

$$\hat{\sigma}(t) = \hat{M}(t) (\hat{\sigma}(0) - \hat{\Sigma}) \hat{M}^T(t) + \hat{\Sigma}, \quad (20)$$

where $\hat{M}(t)$ is defined in Eq.(16). The matrix $\hat{\Sigma}$ is time-independent and solves the static problem of Eq.(18) ($d\hat{\sigma}/dt = 0$):

$$\hat{Y}\hat{\Sigma} + \hat{\Sigma}\hat{Y}^T + 2\hat{D} = 0. \quad (21)$$

Now we assume that the following limes exist for $t \rightarrow \infty$:

$$\hat{\sigma}(\infty) = \lim_{t \rightarrow \infty} \hat{\sigma}(t). \quad (22)$$

In that case it follows from (20) with Eq.(17):

$$\hat{\sigma}(\infty) = \hat{\Sigma}. \quad (23)$$

Inserting Eq.(23) into Eq.(20) we obtain the basic equations for our purposes:

$$\hat{\sigma}(t) = \hat{M}(t) (\hat{\sigma}(0) - \hat{\sigma}(\infty)) \hat{M}^T(t) + \hat{\sigma}(\infty), \quad (24)$$

where

$$\hat{Y} \hat{\sigma}(\infty) + \hat{\sigma}(\infty) \hat{Y}^T = -2\hat{D}. \quad (25)$$

4. The Wigner-Function and Weyl Operator

Finally we want to discuss the time-dependence of the Wigner-function. This function is defined as

$$f(x_1, x_2, y_1, y_2, t) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{i}{\hbar}(x_1 \eta_1 + x_2 \eta_2 - y_1 \xi_1 - y_2 \xi_2)\right) \times \\ \times \text{Tr}(\rho \tilde{\phi}_t(W(\xi_1, \xi_2; \eta_1, \eta_2))) d\xi_1 d\xi_2 d\eta_1 d\eta_2, \quad (26)$$

where the Weyl operator W is defined by $(\xi_1, \xi_2, \eta_1, \eta_2$ real):

$$W(\xi_1, \xi_2; \eta_1, \eta_2) = \exp\left(\frac{i}{\hbar}(\eta_1 q_1 + \eta_2 q_2 - \xi_1 p_1 - \xi_2 p_2)\right). \quad (27)$$

Using the method developed by Lindblad^{2,3/} for the one-dimensional case we find for the time-development of the Weyl operator the relation

$$\tilde{\phi}_t(W(\xi_1, \xi_2; \eta_1, \eta_2)) = W(\xi_1(t), \xi_2(t); \eta_1(t), \eta_2(t)) \exp(g(t)). \quad (28)$$

The real functions $\vec{\xi}(t) = (\xi_1(t), \xi_2(t), \eta_1(t), \eta_2(t))$ and $g(t)$ satisfy the equation of motion:

$$\frac{d\vec{\xi}(t)}{dt} = \hat{J} \hat{Y}^T \hat{J}^{-1} \vec{\xi}(t), \quad (29)$$

$$\frac{dg(t)}{dt} = \frac{1}{\hbar^2} \vec{\xi}(t) \hat{J} \hat{D} \hat{J}^{-1} \vec{\xi}(t), \quad (30)$$

where

$$\hat{J} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (31)$$

Eqs. (29) and (30) are obtained by inserting the Weyl operator $W(\xi_1, \xi_2; \eta_1, \eta_2)$ into the equation of motion (Eq.(1)) with L defined in Eqs.(5), (6) and (7). The initial conditions for the coordinates $\xi_1(t), \xi_2(t), \eta_1(t)$ and $\eta_2(t)$ are determined by $\xi_2(0) = \xi_1$, $\xi_2(0) = \xi_2$, $\eta_1(0) = \eta_1$ and $\eta_2(0) = \eta_2$, respectively, and $g(t)$ by $g(0) = 0$. From Eqs.(29) and (30) we find that $\vec{\xi}(t)$ is a linear function in the coordinates ξ_1, ξ_2, η_1 and η_2 and $g(t)$ a quadratic function.

The Weyl operator can be used to calculate the time-dependent expectation values $\vec{m}(t)$ and $\hat{\sigma}(t)$ (see Eqs. (16) and (20)), since this operator is connected with the coordinates and momenta via the derivatives:

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial \xi_i} \Big|_{\vec{\xi}=0} &= -\frac{i}{\hbar} p_i, & \frac{\partial W}{\partial \eta_j} \Big|_{\vec{\xi}=0} &= \frac{i}{\hbar} q_j, & \frac{\partial^2 W}{\partial \xi_i \partial \xi_j} \Big|_{\vec{\xi}=0} &= -\frac{1}{\hbar^2} p_i p_j, \\ \frac{\partial^2 W}{\partial \xi_i \partial \eta_j} \Big|_{\vec{\xi}=0} &= \frac{1}{2\hbar^2} (p_i q_j + q_j p_i), & \frac{\partial^2 W}{\partial \eta_i \partial \eta_j} \Big|_{\vec{\xi}=0} &= -\frac{1}{\hbar^2} q_i q_j. \end{aligned} \quad (32)$$

For example, one obtains by using Eq. (32)

$$\sigma_{p_i p_j}(t) = -\hbar^2 \text{Tr}(\rho \frac{\partial^2 \tilde{\phi}_t(W)}{\partial \xi_i(0) \partial \xi_j(0)} \Big|_{\vec{\xi}(t=0)=0}). \quad (33)$$

Equations of this type can be evaluated with the help of Eqs. (28)-(30) and lead to the same results for $\vec{m}(t)$ and $\hat{\sigma}(t)$ as given in Sect. 3. With the Weyl-operator (28) we can calculate the time-development of the Wigner-function. For this purpose we use the Fourier transformed of the Wigner-function at $t = 0$:

$$\begin{aligned} \text{Tr}(\rho \exp(\frac{i}{\hbar}(\eta'_1 q_1 + \eta'_2 q_2 - \xi'_1 p_1 - \xi'_2 p_2))) &= \\ = \int \int \int \int \exp(\frac{i}{\hbar}(x_1 \eta'_1 + x_2 \eta'_2 - y_1 \xi'_1 - y_2 \xi'_2)) \times & \quad (34) \\ \times f(x_1, x_2, y_1, y_2, t=0) dx_1 dx_2 dy_1 dy_2. & \end{aligned}$$

When this relation is inserted into Eq. (26) after the Weyl-operator $\tilde{\phi}_t(W)$ is expressed by (28), one can integrate over the coordinates ξ_1, ξ_2, η_1 and η_2 with the following result for the Wigner-function:

$$\begin{aligned} f(x_1, x_2, y_1, y_2, t) &= \frac{1}{\sqrt{\det(4\pi\hat{Z})}} \int \int \int \int \exp(-\frac{1}{4}(\vec{x} - \vec{x}' \hat{M}^T) \hat{Z}^{-1} (\vec{x} - \hat{M} \vec{x}')) \times \\ &\times f(x'_1, x'_2, y'_1, y'_2, t=0) dx'_1 dx'_2 dy'_1 dy'_2, \end{aligned} \quad (35)$$

where $\vec{x} = (x_1, x_2, y_1, y_2)$ and the matrix $\hat{Z}(t)$ is given by

$$\hat{Z}(t) = \int_0^t \hat{M}(t') \hat{D} \hat{M}^T(t') dt'. \quad (36)$$

This definition can be applied in order to rewrite Eq. (24):

$$\hat{\sigma}(t) = \hat{M}(t) \hat{\sigma}(0) \hat{M}^T(t) + 2\hat{Z}(t). \quad (37)$$

In the particular case when we set

$$f(x_1, x_2, y_1, y_2, t=0) = \frac{1}{\sqrt{\det(2\pi\hat{\sigma}(0))}} \exp(-\frac{1}{2}(\vec{x} - \vec{m}(0)) \hat{\sigma}(0)^{-1} (\vec{x} - \vec{m}(0))), \quad (38)$$

we obtain from Eq.(35)

$$f(x_1, x_2, y_1, y_2, t) = \frac{1}{\sqrt{\det(2\pi\hat{\sigma}(t))}} \exp(-\frac{1}{2}(\vec{x}-\vec{m}(t))\hat{\sigma}(t)^{-1}(\vec{x}-\vec{m}(t))), \quad (39)$$

which is the well-known result for Wigner-functions^{5,6,7/}

5. Example for Damped Oscillators

In order to illustrate the formalism developed in the preceding Sections, we present a simple example of two oscillators, which are not directly coupled, i.e. $\kappa_{12}=0$, $\mu_{jj}=0$, $\nu_{12}=0$. In this case the matrix $\hat{Y}$, governing the time-development of the expectation values $\vec{m}(t)$ and $\hat{\sigma}(t)$, becomes

$$\hat{Y} = \begin{pmatrix} -\lambda_{11} & -\lambda_{12} & 1/m_1 & -\alpha_{12} \\ -\lambda_{21} & -\lambda_{22} & \alpha_{12} & 1/m_2 \\ -m_1\omega_1^2 & \beta_{12} & -\lambda_{11} & -\lambda_{21} \\ -\beta_{12} & -m_2\omega_2^2 & -\lambda_{12} & -\lambda_{22} \end{pmatrix}. \quad (40)$$

For the calculation of the matrix $\hat{M}(t)$ we must diagonalize the matrix $\hat{Y}$ by solving the corresponding secular equation, i.e. $\det(\hat{Y}-z\hat{I})=0$, where z is the eigenvalue and $\hat{I}$ the unit matrix. According to Eq.(40) one obtains an equation of 4th order for the eigenvalues z , which can be solved analytically only for special examples. Such an example is the particular case with $\alpha_{12}=0$, $\beta_{12}=0$, $\lambda_{12}=0$ and $\lambda_{21}=0$, where the secular equation is obtained as

$$((z + \lambda_{11})^2 + \omega_1^2) \cdot ((z + \lambda_{22})^2 + \omega_2^2) = 0. \quad (41)$$

The eigenvalues are

$$z_1 = -\lambda_{11} + i\omega_1, z_2 = -\lambda_{22} + i\omega_2, z_3 = -\lambda_{11} - i\omega_1, z_4 = -\lambda_{22} - i\omega_2. \quad (42)$$

Only positive values of λ_{11} and λ_{22} fulfil Eq.(17).

Applying the eigenvalues z_i of $\hat{Y}$ we can write the time-dependent matrix $\hat{M}(t)$ as follows:

$$M_{mn}(t) = \sum_i N_{mi} \exp(z_i t) N_{in}^{-1}, \quad (43)$$

where the matrix $\hat{N}$ represents the eigenvectors of $\hat{Y}$,

$$\sum_n Y_{mn} N_{ni} = z_i N_{mi}. \quad (44)$$

In the case of the particular example with eigenvalues (42) the matrix $\hat{M}(t)$ is given by

$$\hat{M}(t) = \begin{pmatrix} \exp(-\lambda_{11}t) \cos \omega_1 t & 0 & \frac{1}{m_1 \omega_1} \exp(-\lambda_{11}t) \sin \omega_1 t & 0 \\ 0 & \exp(-\lambda_{22}t) \cos \omega_2 t & 0 & \frac{1}{m_2 \omega_2} \exp(-\lambda_{22}t) \sin \omega_2 t \\ -m_1 \omega_1 \exp(-\lambda_{11}t) \sin \omega_1 t & 0 & \exp(-\lambda_{11}t) \cos \omega_1 t & 0 \\ 0 & -m_2 \omega_2 \exp(-\lambda_{22}t) \sin \omega_2 t & 0 & \exp(-\lambda_{22}t) \cos \omega_2 t \end{pmatrix} \quad (45)$$

We note that $\hat{M}(t)$ decays exponentially in time, if λ_{11} and λ_{22} are positive. The matrix $\hat{M}(t)$ can be used to evaluate $\hat{\sigma}(t)$ defined by Eqs. (24) or (37). For example we find the following expression for $\sigma_{12} = \sigma_{q_1 q_2}$ with $\hat{M}(t)$ of Eq. (45):

$$\begin{aligned} \sigma_{q_1 q_2}(t) &= \exp(-(\lambda_{11} + \lambda_{22})t) \times \\ &\times \{ (\sigma_{q_1 q_2}(0) - \sigma_{q_1 q_2}(\infty)) \cos \omega_1 t \cos \omega_2 t + \\ &+ \frac{1}{m_1 \omega_1} (\sigma_{q_2 p_1}(0) - \sigma_{q_2 p_1}(\infty)) \sin \omega_1 t \cos \omega_2 t + \\ &+ \frac{1}{m_2 \omega_2} (\sigma_{q_1 p_2}(0) - \sigma_{q_1 p_2}(\infty)) \cos \omega_1 t \sin \omega_2 t + \\ &+ \frac{1}{m_1 m_2 \omega_1 \omega_2} (\sigma_{p_1 p_2}(0) - \sigma_{p_1 p_2}(\infty)) \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t \} + \sigma_{q_1 q_2}(\infty). \end{aligned} \quad (46)$$

Similar expressions are found for the other matrix elements of $\hat{\sigma}(t)$. The matrix elements of $\hat{\sigma}(\infty)$ depend on $\hat{Y}$ and $\hat{D}$ and must be evaluated with Eq. (25) or by the relation

$$\hat{\sigma}(\infty) = 2 \int_0^\infty \hat{M}(t') \hat{D} \hat{M}^T(t') dt'. \quad (47)$$

As an example we present the value of $\sigma_{q_1 q_2}(\infty)$:

$$\begin{aligned} \sigma_{q_1 q_2}(\infty) &= 2 [((\lambda_{11} + \lambda_{22})^2 + (\omega_1 + \omega_2)^2) ((\lambda_{11} + \lambda_{22})^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2)]^{-1} \times \\ &\times \{ (\lambda_{11} + \lambda_{22}) ((\lambda_{11} + \lambda_{22})^2 + \omega_1^2 + \omega_2^2) D_{q_1 q_2} + ((\lambda_{11} + \lambda_{22})^2 + \omega_1^2 - \omega_2^2) D_{q_2 p_1} / m_1 + \\ &+ ((\lambda_{11} + \lambda_{22})^2 + \omega_2^2 - \omega_1^2) D_{q_1 p_2} / m_2 + 2(\lambda_{11} + \lambda_{22}) D_{p_1 p_2} / (m_1 m_2) \}. \end{aligned} \quad (48)$$

Similar expressions are obtained for the other matrix elements of $\hat{\sigma}(\infty)$.

6. Conclusions

In this paper we have formulated the time-dependence of a system consisting of two damped oscillators. The equations of motion of operators and expectation values are obtained by applying the theory of Lindblad^{/2,3/} and by extending it explicitly to two oscillators. The resulting time-dependence of the expectation values shows an exponential damping.

In order to apply this theory to the dynamics of the charge and mass asymmetry degrees of freedom in deep inelastic collisions one can start from the Hamiltonian H given by Gupta et al.^{/4/}, which depends on the coordinates $\eta_Z = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ and $\eta_N = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$ of the proton and neutron asymmetries, respectively. By comparing this Hamiltonian with Eq.(4) we can set $\kappa_{12}=0$ and $\mu_{ij}=0$ in Eq.(4). In a first application of this theory the matrix (10) which describes the damping and diffusion of the system can be chosen freely by fitting the experimental data. Work in this direction is in progress.

Acknowledgements

The authors are grateful to Dr.V.V.Dodonov and Dr.O.V.Manko who call their attention to their paper^{/7/}, in which an interesting Lindblad-type model was developed for a two-dimensional isotropic damped quantum oscillator moving in a plane in the presence of a magnetic field orthogonal to this plane.

One of the authors (WS) thanks the Directorate of the Joint Institute for Nuclear Research for the very kind hospitality during his stay at Dubna.

References

1. Săndulescu A., Scutaru H, JINR Rapid Communications, No.10-85, Dubna, 1985, p.5.
2. Lindblad G. Rep.Math.Phys., 1976, 10, p.393.
3. Lindblad G. Commun.Math.Phys., 1976, 48, p.119.
4. Gupta R.K., Münchow M., Săndulescu A., Schied W., J.Phys.G: Nucl.Phys., 1984, 10, p.209.
5. Wang M.C., Uhlenbeck G.E. Rev.Mod.Phys., 1945, 17, p.323.
6. Agarwal G.S. Phys.Rev., 1971, A4, p.739.
7. Dodonov V.V., Manko O.V. Physica, 1985, 130A, p.353.

Received by Publishing Department
on July 16, 1986.

ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРВИЧНОЙ ИОНИЗАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЕ СПЕКТРОМЕТРА РИСК

А.В.Банников, Я.Бэм, Л.С.Вертоградов, Я.В.Гришкевич,
А.К.Джавришвили*, З.В.Крумштейн, Т.А.Ломтадзе*,
Ю.П.Мереков, В.И.Петрухин, К.Пишка, Э.Г.Цхададзе*,
К.Шафарик, Г.А.Шелков

Описывается процедура извлечения информации об ионизационных потерях частиц из полученных на измерительном автомате АЭЛТ-2/160 данных о микро-структуре треков в стримерной камере спектрометра РИСК. В качестве параметра, учитывающего нестабильности систем стримерной камеры и параметров фотоматериала, предлагается использовать среднюю величину диаметра стримеров на треке, измеряемую непосредственно на фотоплёнке. Наблюдается различие ионизационных потерь π^- -мезонов и антипротонов с импульсом 38 ГэВ/с в согласии с теоретическими оценками. Достигнутая точность измерения ионизации близка к теоретически возможной.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Primary Ionization Measurement of Relativistic Particles in the RISK Spectrometer Streamer Chamber

A.V. Bannikov et al.

Procedure of ionization information extraction from the data on streamer chamber track microstructure in RISK spectrometer streamer chamber obtained on the automatic measuring system based on AELT-2/160 cathode ray tube is described. The possibility of using average value of streamer diameter on a track measured directly on a film is proposed. It is used as a parameter making allowance for instabilities of streamer chamber systems and of photographic material parameters. The difference is observed between ionization losses of 38 GeV/c π^- -mesons and antiprotons which agrees with theoretical estimates. The accuracy achieved

* Институт физики АН ГССР, Тбилиси

ved of the ionization measurement is near to the theoretical limit.

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

Введение

Принципиальная возможность идентификации релятивистских частиц путем измерения первичной ионизации в стримерной камере была экспериментально доказана^{/1/} в 1968 г. За прошедшее время был выполнен ряд методических работ^{/2-5/}, подтверждающих эту возможность. Среди них выделяется работа^{/5/}, выполненная в ЦЕРНе в 1977 г., в которой реальность идентификации релятивистских частиц была продемонстрирована для большой стримерной камеры 2,7х1,5х0,5 м в условиях, типичных для экспериментов на интенсивных пучках частиц - укороченное до ~ 1 мкс время памяти /путем введения добавки электроотрицательного газа/ и, как следствие этого, не 100%-эффективность регистрации центров первичной ионизации. В эксперименте^{/3,6/} стримерная камера использовалась для поиска свободных кварков с дробным зарядом. Проблемы идентификации частиц в этом случае проще, чем в случае частиц равных зарядов, так как ионизационные потери пропорциональны квадрату заряда частиц. До сих пор, однако, нет ни одной работы, в которой бы указанная способность стримерной камеры использовалась для идентификации релятивистских частиц равных зарядов в каком-либо конкретном эксперименте. Это объясняется, в первую очередь, сложностью задачи, поскольку разность ионизационных потерь релятивистских частиц не превышает $\sim 20\%$ и для их идентификации требуется обеспечить точность измерения порядка нескольких процентов. Для решения этой проблемы необходимо, во-первых, обеспечить долговременную стабильность параметров работы всех систем стримерной камеры, во-вторых, разработать методы массового измерения и обработки фильмового материала, существенно отличающиеся от традиционных методов.

Как и в работах^{/3,6/}, для измерения ионизации на фильмовом материале спектрометра РИСК^{/7/} был выбран измерительный автомат на базе электронно-лучевой трубки - в нашем случае АЭЛТ-2/160^{/8/}. Ряд особенностей этих приборов, и в первую очередь, возможность переменного направления сканирования, которое может быть всегда выбрано перпендикулярным к следу частицы /для АЭЛТ-2/160 это пока только принципиальная возможность/, делают их наиболее пригодными для измерения микроструктуры треков, а именно в ней и заключена информация об ионизационных потерях частиц.

В работе /9/ были исследованы основные характеристики АЭЛТ при измерении फिल्मового материала спектрометра РИСК. Цель настоящей работы - выработка процедуры извлечения из этих данных информации об ионизационных потерях частиц.

Исходные данные и метод обработки

Исходным материалом для данной работы служила информация о микроструктуре ~ 200 треков пучковых π^- -мезонов и антипротонов с импульсом 38 ГэВ/с. Частицы пересекают стримерную камеру в горизонтальной плоскости на 2 см выше оси камеры. Диаметр пучка на входе в камеру 2,5 см, угловая расходимость ± 2 мрад. Частицы выделялись и идентифицировались шестью сцинтилляционными и тремя газовыми пороговыми черенковскими счетчиками. Для усиления количества света от стримеров в оптических каналах использовались двухкаскадные электронно-оптические преобразователи /ЭОП/ с коэффициентом усиления ~ 100 . Разрешение оптической системы на пленке составляло ~ 20 пар линий на мм, фактор уменьшения ~ 60 , следовательно, разрешение в пространстве ~ 3 мм. При таком разрешении измерение микроструктуры треков с небольшой плотностью / < 3 стримеров/см/ реальнее. Количество центров первичной ионизации, производимых в рабочем газе стримерной камеры РИСК /70% Ne + 30% Ne/ π^- -мезонами с импульсом 38 ГэВ/с, существенно больше ~ 13 см $^{-1}$. Уменьшая с помощью добавки электроотрицательного газа /SF₆/ время памяти стримерной камеры при фиксированной величине задержки высоковольтного импульса относительно момента прохождения частицы через стримерную камеру, можно уменьшить эффективность регистрации центров первичной ионизации до необходимого уровня.

На измерительном автомате ОИЯИ АЭЛТ-2/160 в режиме сканирования с малым шагом /20 мкм/ измерялся फिल्मовый материал двух первых /из четырех/ ^{10/} стереопроекций, охватывающих начальную по пучку половину стримерной камеры. Для исключения на первом этапе обработки эффектов, вызванных нелинейными искажениями на краях поля зрения ЭОП, анализировались результаты, полученные для участков треков, регистрируемых центральной частью ЭОП данного стереовида / ~ 50 см/. Таким образом, ионизация измерялась на длине трека, равной одному метру /2.0,5 м/. Данные, полученные на АЭЛТ, фильтровались /отбрасывались фоновые отсчеты, лежащие в стороне от траектории частицы/ и предварительно обрабатывались по процедуре, описанной в работе ^{11/}. В результате этой обработки для каждого трека на магнитную

ленту записывалась информация о всех "темных" объектах /сгустках/ трека /координаты начала и конца сгустка вдоль трека и максимальный размер сгустка в поперечном направлении/, а также информация о всех стримерах, "извлеченных" из сгустков /координаты центра и диаметр стримера/. Проверка повторяемости результатов, получаемых в ходе обработки, была выполнена в работе^{/9/} по данным многократных измерений одного и того же трека. Показано, что основные величины, характеризующие микроструктуру треков, измеряются с точностью ~3%.

Основная задача настоящей работы состояла в извлечении из этого материала информации об ионизационных потерях частиц без привлечения каких-либо дополнительных данных, и в первую очередь, данных об амплитуде импульса высоковольтного питания стримерной камеры. Во всех предыдущих работах по измерению ионизации в стримерных камерах вводился ограничения или поправки на величину высоковольтного импульса. Но точное в течение длительного /многосуточного/ периода измерение амплитуды высоковольтного сигнала - технически трудная задача. Кроме того, на получаемый результат влияют и другие причины /непостоянство характеристик фотопленки, режима проявления и т.д./. Поэтому, несмотря на высокие характеристики аппаратуры спектрометра РИСК, в качестве параметра, чувствительного ко всякого рода аппаратным нестабильностям, предлагается использовать средний диаметр стримера, измеряемый непосредственно на фотопленке для каждого трека или даже его части.

Выбрав средний диаметр стримера в качестве параметра, учитывающего влияние аппаратуры на измерение ионизации, необходимо было обеспечить максимально возможную в данных условиях точность его определения. Традиционное для процедур автоматической обработки разбиение изображения трека частицы на сгустки и просветы^{/5/} дает неполную информацию о диаметре стримеров. В реальных условиях соседние стримеры сливаются в сгустки, поэтому при использовании сгустка в качестве единицы информации на треке уменьшается статистическая обеспеченность оценки величины диаметра стримеров. Для уменьшения влияния эффекта объединения в работе^{/10/} был предложен простой алгоритм "вырезания" стримеров из сгустков, принцип работы которого понятен из рис.1. По данным о ~100 треках, усредненных в пределах одного вида /вида 3/, средние значения диаметра сгустка /стримера/ равны $85,2 \pm 0,2$; $177,5 \pm 0,1$ мкм на фотопленке со среднеквадратичным разбросом $16,7$ / $11,5$ / мкм. Из приведенных данных следует, что применение процедуры "вырезания" позволяет повысить точность измерения диаметра в ~1,5 раза.

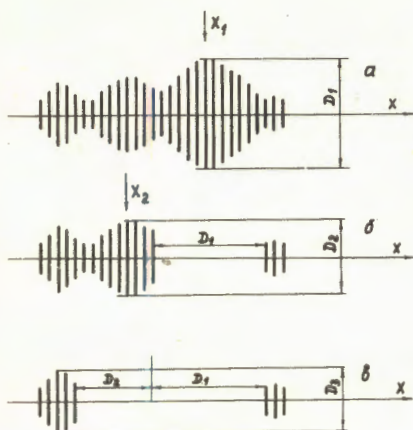
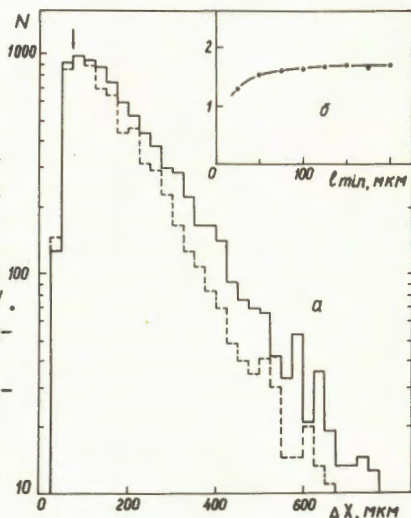


Рис.1. Схематическое изображение принципа работы процедуры "разрезания" сгустка на стримеры: а,б,в -последовательные этапы; D_1 , X_1 - диаметр и координата по оси X i -го вырезанного стримера.

Рис.2. Распределения расстояний между центрами соседних "вырезанных" стримеров для треков π^- -мезонов /пунктир/ и антипротонов /сплошная линия/ с импульсом 38 ГэВ/с /а/. В распределениях просуммированы данные о ~60 треках длиной 50 см. Зависимость величины ионизации (I) для π^- -мезонов, определяемой по формуле /1/, от величины параметра $\ell_{\min}$ /б/.



Результаты

Принципы извлечения информации об ионизационных потерях частицы из данных обработки фильмового материала трековых детекторов подробно изложены в работах ^{/12,13/}. Величина среднего расстояния между краями соседних стримеров (ℓ) связана с первичной ионизацией частицы /числом центров первичной ионизации на единице длины трека/ простой формулой

$$I = (\ell - \ell_{\min})^{-1}, \quad /1/$$

где $\ell_{\min}$ - величина, определяемая, в основном, пространственным разрешением детектора. Согласно этой формуле величина ионизации /1/ не зависит от диаметра стримеров на треке, поэтому ее рекомендуется использовать для первых оценок. На рис.2а приведены гистограммы распределений расстояний между центрами соседних "вырезанных" стримеров для всей измеренной статистики π^- -мезонов /пунктир/ и антипротонов /сплошная линия/. На рис.2б приведена зависимость иони-

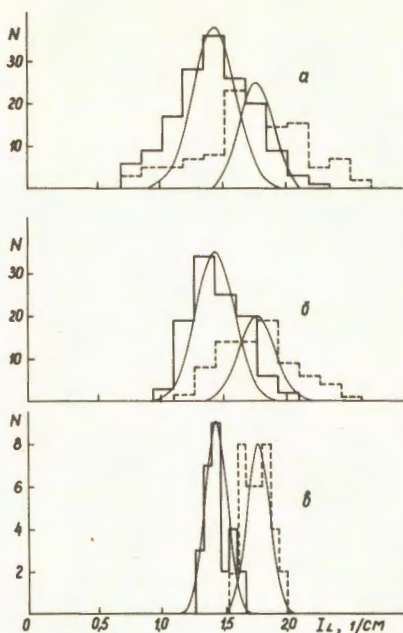


Рис.3. Гистограммы распределений величины ионизации (I_L), определенной методом скважности для треков длиной 50 см π^- -мезонов /пунктир/ и антипротонов /сплошная линия с импульсом 38 ГэВ/с. Плавные кривые - распределения Пуассона для $N = 70$ - ожидаемого числа центров первичной ионизации /а/. То же после введения коррекции на величину среднего диаметра стримеров на треке /б/. То же для трека длиной 2 м /см. текст/. Распределения Пуассона для $N = 280$ /в/.

зации, определенной по формуле /1/, от величины $\ell_{\min}$. Из рисунка видно, что, начиная с 100 ± 120 мкм, данные в пределах ошибок не зависят

от величины $\ell_{\min}$. Средняя величина ионизационных потерь π^- -мезонов и антипротонов $/\ell_{\min} = 100$ мкм/, усредненная по данным для ~ 120 треков,

$$I_{\pi} = (1,67 \pm 0,03) \text{ см}^{-1}, I_p = (1,40 \pm 0,02) \text{ см}^{-1} \quad /2/$$

$$\Delta I / I = (I_{\pi} - I_p) / I_{\pi} = (16 \pm 2) \%$$

Теоретические оценки ионизационных потерь^{/14/} в газе стримерной камеры спектрометра РИСК /30% He + 70% Ne/ дают для тех же величин

$$(I_{\pi})_{\text{теор.}} = 13,00 \text{ см}^{-1}, (I_p)_{\text{теор.}} = 11,00 \text{ см}^{-1}, \quad /3/$$

$$\Delta I / I = 15,4\%$$

Из этих данных следует, что в стримерной камере можно видеть различие ионизационных потерь π^- -мезонов и антипротонов с импульсом 38 ГэВ/с в согласии с теоретическими оценками. В то же время необходимо еще раз отметить, что результаты получены на основе усреднения данных о ~ 120 полуметровых треках, т.е. для трека "длиной" 60 м, что существенно превышает реально измеряемые длины треков /2 $\pm$ 4/ м.

На рис.3а приведены гистограммы распределений величины ионизации (I_L), определенной методом скважности:

$$I_L = -\ln L / (\ell_{\min} + D), \quad /4/$$

где L - скважность трека, $L = 1/x \cdot \Sigma (\ell - \ell_{\min})$, X - длина трека, ℓ и $\ell_{\min}$ - те же, что и в формуле $/1/$, D - средний диаметр стримеров на треке. Ионизация определялась для участков треков /вид $3/\pi^-$ -мезонов /пунктир/ и антипротонов /сплошная линия/ длиной 50 см:

$$I_{\pi} = (1,73 \pm 0,03) \text{ см}^{-1}, \quad \sigma_{\pi} = (0,41 \pm 0,03) \text{ см}^{-1},$$

$$I_p = (1,42 \pm 0,02) \text{ см}^{-1}, \quad \sigma_p = (0,33 \pm 0,02) \text{ см}^{-1},$$

где σ - среднеквадратичный разброс распределения. Согласно этим оценкам, совпадающим в пределах ошибок с приведенными ранее оценками $/2/$, на полуметровом участке трека должно быть, в среднем, около семидесяти регистрируемых центров первичной ионизации. Плавные кривые на рис.3а,б - распределения Пуассона для этой величины $/N = 70/$. Относительная величина среднеквадратичного разброса для экспериментально полученных распределений $\sim 24\%$, что вдвое больше ожидаемого из распределения Пуассона $/\sim 12\%/$. Из этих данных видно, что идентификация отдельных коротких треков невозможна. На рис.4 приведены зависимости средних величин ионизации, определенных по методу скважности, (I_L) , от среднего диаметра (D) стримеров на 50 см треке. Светлые точки - данные для π^- -мезонов, темные - для антипротонов. Из рисунка видно, что каждая группа данных хорошо аппроксимируется линейной зависимостью. Углы наклона аппроксимирующих прямых в пределах ошибок совпадают. Это позволяет ввести коррекцию величины ионизации на значение среднего диаметра стримеров /привести все данные к единому диаметру/ в виде

$$I^* = I - K(D - D_0),$$

где I и D - измеренные на данном треке величины ионизации и среднего диаметра стримеров, D_0 - нормировочная константа, определяющая, к какому значению диаметра пересчитываются данные. Величина постоянна для данного оптического канала /вида/ спектрометра и равна средней величине диаметра стримеров на данном виде. K - коэффициент, равный тангенсу угла наклона прямой, аппроксимирующей зависимость I от D . Для ионизации, определяемой методом скважности, $K = /0,16 \pm 0,02/ \text{ мкм}^{-2}$.

На рис.3б приведены гистограммы тех же, что и на рис.3а, распределений после приведения данных к единому значению среднего на треке диаметра стримеров. Распределения "сузились": $\sigma_{\pi} \sim \sigma_p = /15 \pm 1\%$ и приблизились к теоретической величине $\sigma \sim 12\%$. Дальнейшее существенное улучшение разрешения возможно только за счет увеличения измеряемой длины трека частицы.

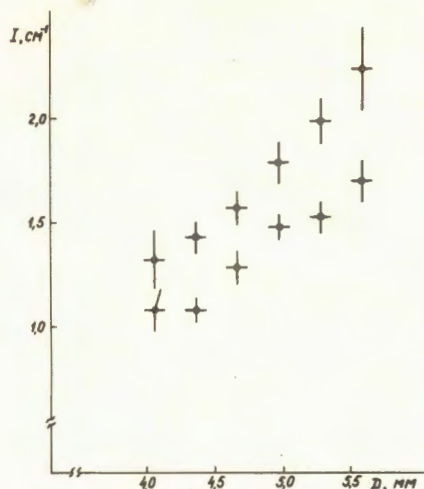


Рис.4. Зависимости средних величин ионизации (I_L), определенных методом скважности, от среднего диаметра (D) стримеров на 50 см треке для π^- -мезонов /светлые точки/ и антипротонов /темные точки/ с импульсом 38 ГэВ/с.

На рис.3в приведены гистограммы распределений величины ионизации, измеряемой на двухметровом треке /суммируются данные обработки вида 3 на четырех подряд идущих кадрах/. Плавные кривые - распределения Пуассона для средней величины $N = 280$.

Выводы

1. В стримерной камере спектрометра РИСК измерены ионизационные потери релятивистских частиц в области релятивистского роста ионизации. Наблюдается различие ионизационных потерь π^- -мезонов и антипротонов с импульсом 38 ГэВ/с, оно совпадает с теоретическими оценками.

2. Разработанная процедура измерения фильмового материала спектрометра РИСК на измерительном автомате АЭЛТ-2/160 в режиме сканирования с малым / ~ 20 мкм/ шагом позволяет с достаточной точностью измерять для прямолинейных треков их микроструктуру, в которой и заключена информация об ионизационных потерях частиц.

3. В качестве параметра, измеряемого непосредственно на фотопленке и учитывающего аппаратные нестабильности работы основных систем стримерной камеры, а также непостоянство характеристик фотопленки, предлагается использовать среднюю величину диаметра стримеров на треке. Использован способ "вырезания" стримеров из сгустков, позволяющий поднять статистическую обеспеченность определения среднего диаметра стримеров на треке.

4. Используемая процедура получения и коррекции данных об ионизационных потерях частиц из микроструктуры треков в стримерной камере позволяет достичь точности измерения ионизации, близкой к теоретически возможной /на 20% хуже/.

5. Относительная величина среднеквадратичного разброса уменьшается с увеличением измеряемой в стримерной камере длины трека и для длин треков ~ 2 м достигает величины $1/6 \div 8\%$.

6. Для продолжения этих работ на экспериментальном материале, полученном на спектрометре РИСК, необходимо использовать измерительное устройство, позволяющее сканировать в произвольном направлении - всегда перпендикулярном к траектории частиц.

Литература

1. Давиденко В.А., Долгошеин Б.А., Семенов В.К., Сомов С.В. ЖЭТФ, 1968, 55, с.426; Nucl.Inst.Meth., 1969, 67, p.325.
2. Kanofsky A., Schoen N. Rev.Sci.Instr., 1969, v.40, No.7, p.921.
3. Eggert K., Gurich W., Hermens K., Stolze C.
В трудах Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий. ОИЯИ, Дубна, 1970, т.1, с.348.
4. Бом Г., Гласнек К.-П., Гришкевич Я.В. и др. РНЕ-80-8, ИФВЗ АН ГДР, Цойтен, 1980.
5. Eckardt V. et al. Nucl.Inst.Meth. 1977, 143, p.235.
6. Basile M. et al. Phys.Scr., 1981, v.23, p.754.;
Basile M. et al. Phys.Scr., 1981, v.23, p.743.
7. Андреев Е.М. и др. ЯФ, 1982, т.35, вып.3.
8. Баранчук М.К. и др. ОИЯИ, Р10-8861, Дубна, 1975;
Ланчик Э.Д., Шкунденков В.Н. ОИЯИ, Р10-80-872, Дубна, 1980.
9. Вертоградов Л.С., Степаненко В.А., Шелков Г.А. ОИЯИ, Р10-86-261, Дубна, 1986.
10. Андреев Е.М. и др. ОИЯИ, 13-8550, Дубна, 1975.
11. Шелков Г.А. ОИЯИ, Б1-10-86-131, Дубна, 1986.
12. Ломанов М.Ф., Чириков Б.В. ПТЭ, 1957, 5, с.22.
13. Gluckstern R.L. Nucl.Inst.Meth. 1966, 45, p.166.
14. Асосков В.С. и др. Труды ФИАН, М., 1982, т.140, с.19.

Рукопись поступила 2 июля 1986 года.

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ОПЕРАТИВНОГО КОНТРОЛЯ РАЗМЕРОВ ЭЛЕКТРОННОГО КОЛЬЦА ПО СВЕЧЕНИЮ ОСТАТОЧНОГО ГАЗА

С.И.Тютюнников, В.Н.Шалыпин

Описано устройство для оперативного контроля размеров электронного кольца по свечению остаточного газа, позволяющее настраивать размер релятивистского пучка электронов с током, превышающим 10 А, при давлении остаточного газа в интервале $10^{-5} \div 10^{-7}$ Торр. Размер светящейся области измеряется с помощью системы, состоящей из электронно-оптического преобразователя /ЭОП/ и диссектора, соединенных с помощью волоконно-оптического контакта. Показано, что пороговая освещенность системы ЭОП - диссектор на пять порядков ниже системы ЭОП - фотопленка.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Equipment for Operative Control of Electron Ring Size by Luminosity of Residual Gas

S.I.Tyutyunnikov, V.N.Shalyapin

Equipment for the operative control of the electron ring size by luminosity of residual gas is described. This equipment allows one to regulate the size of relativistic electron beam with current larger than 10 A at pressure of residual gas in the $10^{-5} \div 10^{-7}$ Torr interval. The size of the luminosity region is measured by means of the system consisting of electron-optic converter (EOC) and dissector connected with a fiber optic contact. The threshold illumination of the EOC-dissector system is by the order of 5 lower than EOC-photofilm.

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

Основной способ измерения профиля плотности пучка заряженных частиц - ламельный метод, основанный на измерении тока либо заряда с электродов /ламелей/, расположенных равномерно по сечению пучка /см., например, $1/$ /. Однако измерения таким способом приводят к разрушению пучка. В работе ^{1/2/}, например, контроль тока пучка электронов проводился по измерению интенсивности свечения оста-

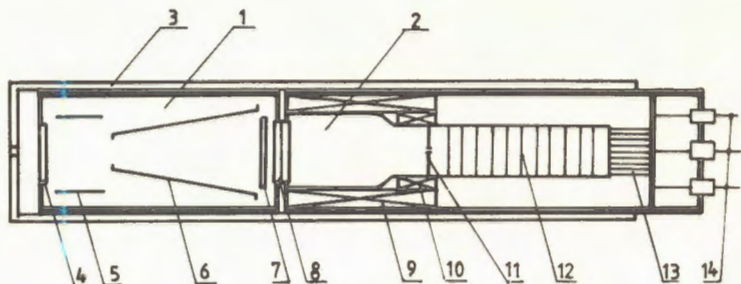


Рис. 1. Структурная схема системы ЭОП - диссектор.
 1 - электронно-оптический преобразователь; 2 - диссектор; 3 - корпус - экран; 4 - волоконно-оптическая шайба; 5 - фокусирующий электрод; 6 - анод; 7 - микроканальная пластина; 8 - волоконно-оптическое соединение; 9 - фокусирующая катушка; 10 - катушка строчной развертки; 11 - щель диссектора; 12 - вторично-электронный умножитель; 13 - делитель; 14 - питание и выход системы.

точного газа /мощностью порядка 1 мВт/, возбуждаемого при соударениях с частицами пучка. Ясно, что профиль пространственного распределения этого свечения может дать информацию о размерах пучка.

Современные методы измерения пространственных параметров слабых световых потоков используют электронно-оптические преобразователи /ЭОП/. Регистрация изображения с ЭОПа ведется на фотопленку, что не дает достаточной оперативности. Оперативный съем информации необходим, в частности, при настройке и контроле размера пучка ускорителя. В настоящей работе предлагается проводить оперативный контроль размеров пучка частиц по измерению геометрии свечения остаточного газа с помощью ЭОПа, при этом съем информации с последнего проводить диссектором. На рис.1 показана структурная схема такого прибора. Световое излучение усиливается ЭОПом /1/ и, после прохождения волоконно-оптического соединения, анализируется диссектором /2/. Кроме оперативности, диссектор имеет преимущество в пороговой освещенности по сравнению с фотопленкой.

Оценим пороговую освещенность системы ЭОП - диссектор при регистрации сигнала с диссектора в счетном и токовом режимах.

Счетный режим. Зададимся соотношением сигнал/шум диссектора

$$\Psi = \sqrt{N_{\text{фэ}} r_p K_{\text{ЭОП}}} .$$

/1/

где $N_{фэ}$ - число фотоэлектронов; τ_p - время регистрации /в секундах/; $K_{эоп}$ - коэффициент усиления ЭОПа. Известно, что

$$N_{фэ} = S_{\lambda} E_{\lambda} / e, \quad /2/$$

где S_{λ} - интегральная чувствительность фотокатода диссектора к излучению люминофора ЭОПа; E_{λ} - пороговая освещенность; e - заряд электрона.

Из /1/ и /2/ получаем

$$E_{\lambda} = e \Psi^2 / \tau_p K_{эоп} S_{\lambda}. \quad /3/$$

Например, при $K_{эоп} = 10^4$ /ЭОП с микроканальной пластиной /МКП//, $S_{\lambda} \approx 3 \times 10^{-2}$ А/Вт (многощелочной фотокатод, люминофор типа К-67^{/3/}) и $\Psi = 10$ получаем

$$E_{\lambda} \approx 5 \cdot 10^{-20} \cdot \tau_p^{-1} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}. \quad /4/$$

Токовый режим. В этом случае $\Psi = S_{\lambda} E_{\lambda} / j_T$, где j_T - ток термоэмиссии с фотокатода ЭОПа. Тогда получаем

$$E_{\lambda} = j_T \Psi / S_{\lambda}. \quad /5/$$

Например, при $K_{эоп} = 10^4$, коэффициенте усиления диссектора $K_d = 2 \times 10^6$, $S_{\lambda} = 3 \cdot 10^{-2}$ А/Вт, $j_T \approx 10^{-16}$ А/Вт², $\Psi = 10$ получаем $E_{\lambda} \approx 10^{-14}$ Вт/см². В то же время известно, что пороговая плотность энергии фотопленки типа РФ-3 составляет 10^{-9} Дж/см²^{/3/}. При $K_{эоп} = 10^4$ получаем пороговую освещенность системы ЭОП - фотопленка

$$E_{\lambda} \approx 10^{-18} \cdot \tau_p \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}. \quad /6/$$

Сравнивая /4/ и /6/, получаем выигрыш системы ЭОП - диссектор в шесть порядков по пороговой освещенности по сравнению с системой ЭОП - пленка. Токовый режим регистрации выгодно использовать при коротких временах регистрации. При τ_p порядка 10^{-5} с пороговые освещенности счетного и токового режима сравниваются, в то же время сохраняется преимущество в три порядка по сравнению с использованием фотопленки.

В работе использовалась система ЭОП - диссектор, имеющая следующие основные параметры. Фотокатод ЭОПа - сурьмяно-цезиевый, диссектора - многощелочной. Оба фотокатода имеют диаметр 25 мм. ЭОП имел в качестве усилителя потока электронов МКП. Запитка ЭОПа статическим напряжением - стандартная, на МКП подавался импульс напряжения $U_{мкп}$ до +1,2 кВ с длительностью 250 мкс. Схема генератора описана в работе^{/4/}. Характерное время высвечивания люминофора ЭОПа 20 мкс /спад интенсивности в e раз/. Вырезающее

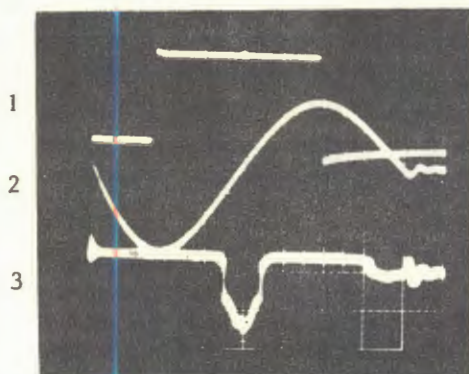


Рис.2. Временная схема питания. 1 - импульс питания МКП; 2 - импульс питания развертки диссектора; 3 - сигнал с диссектора, развертка - 50 мкс/дел.

использовался в однострочном режиме. На рис.2 показана временная диаграмма подачи напряжения на МКП и катушку строчной развертки диссектора. Разрешение всей системы иллюстрируется рис.3 и составляет не менее 4 штрих/мм. Сигнал с диссектора при равномерной освещенности фотокаатода 30Па показан на рис.4. Диссектор использовался в токовом режиме, сигнал регистрировался осциллографом на нагрузку сопротивлением $R_n = 1 \text{ кОм}$.

Пороговая освещенность системы проверялась с помощью лампы СИБ-10 и составляла примерно $E_\lambda = 10^{-12} \text{ Вт/см}^2$. Увеличение пороговой освещенности по сравнению с расчетной объясняется, в основном, наличием излучающих дефектов на экране 30Па.

Описанная система 30П - диссектор использовалась для регистрации аксиальных размеров кольцевого пучка электронов коллективного ускорителя тяжелых ионов /КУТИ-20/ при захвате его в магнитное поле адгезатора. На рис.5 показана схема измерений: электронное кольцо 2 диаметром 70 см формировалось в камере адгезатора 1, излучение остаточного газа выводилось через

окно 3, отражалось от зеркала 4, фокусировалось в масштабе 1:8 линзами 5 и попадало на фотокаатод 30Па 6. На рис.6 показан момент времени включения системы измерений. В мо-

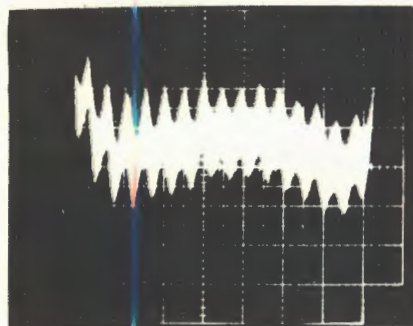


Рис. 3. Развертка 1 мкс/дел, пространственный масштаб 0,6 мм/мкс.

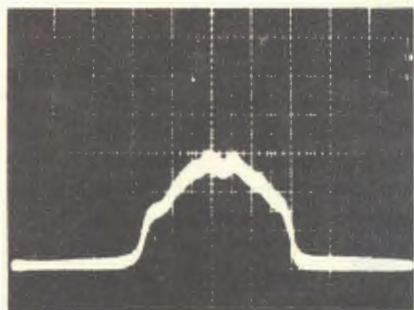


Рис. 4. Развертка
10 мкс/дел, пространственный масштаб 0,6 мм/мкс.

мент инъекции пучка в адгезатор возникает мощная вспышка тормозного излучения мощностью $\approx 10^4$ Р/с и оптического излучения мощностью ≈ 1 Вт, связанного с потерями электронов. Это излучение, в основном, оптическое, приводило к насыщению прибора при времени регистрации до 50 мкс после инъекции. Поэтому измерения проводились в интервале времени от 50 мкс до 2,5 мс после инъекции вплоть до высадки пучка на стенки адгезатора. Давление остаточного газа изменялось от $p \approx 10^{-7}$ Торр /пороговое давление, соответствующее пороговой освещенности/ до $p \approx 10^{-6}$ Торр.

На рис.7 показаны три типичных сигнала, с диссектора при измерении в момент времени 500 мкс после инъекции пучка. Давление остаточного газа в камере $p \approx 2 \cdot 10^{-6}$ Торр, ток пучка 50 А. Из рис.7 видно, что размер пучка изменяется при различных настройках ускорителя. К аналогичному эффекту расширения пучка приводит действие устройства сброса, вызывающего раскачку пучка. В различных сеансах размер светящейся области /полуразмер на полувысоте/ изменялся от 17 до 35 мм.

Основные погрешности измерений размера определяются:
1/ несовершенством светосильной оптической системы, в основном, сферической aberrацией светосильной оптики;
2/ фоновой засветкой второй половины кольца, которую можно убрать с помощью перегородки.

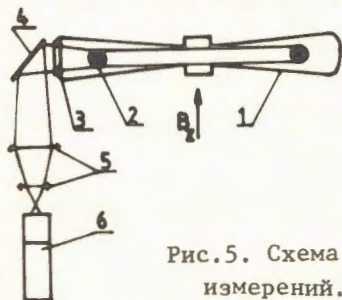


Рис.5. Схема измерений.

С учетом разрешения системы эти ошибки составляют 30% и приводят к уширению изображения. Для восстановления истинного профиля плотности пучка необходимо учесть неравномерность чувствительности системы по полю изображения /рис.4/, а также то обстоятельство, что на фотокатод свет попадает от всего видимого объема сектора кольца

по полю зрения, т.е. происходит суммирование по хордам сечения кольца.

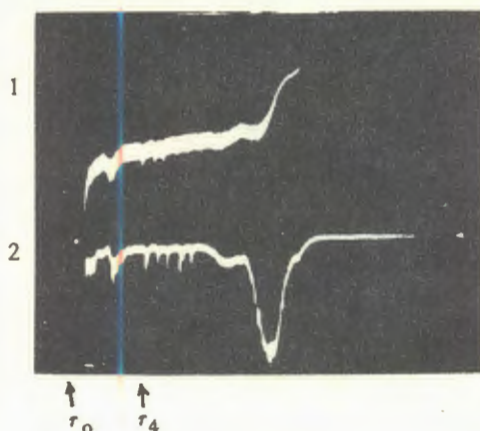


Рис. 6. Осциллограмма импульсов. 1 – сигнал оптического излучения; 2 – сигнал тормозного излучения; τ_0 – время инжекции пучка, τ_4 – время измерений, развертка – 500 мкс/дел.

Дальнейшее развитие системы предполагает сведение к минимуму указанных погрешностей. Кроме того, данная система может использоваться для кон-

троля размеров кольца при его сжатии в магнитном поле адгезатора. Низкая пороговая освещенность прибора позволяет использовать его для регистрации пространственных параметров любых импульсных слабосветящихся объектов. В частности, возможно измерение параметров излучения ионов электронно-ионных колец в диапазоне длин волн от видимого света до рентгеновского излучения.

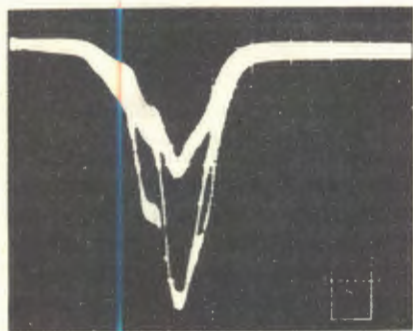


Рис. 7. Развертка 10 мкс/дел, пространственный масштаб 0,6 мм/мкс.

Авторы выражают благодарность Л.П.Шустерман и А.Ф.Бейлину за разработку высококачественного диссектора со стекловолоконной шайбой.

Литература

1. Александров В.С. и др. ОИЯИ, 9-82-709, Дубна, 1982.
2. Казаринов Н.Ю. и др. Труды рабочего совещания по проблемам коллективного метода ускорения, ОИЯИ, Д9-82-664, Дубна, 1982, с.16.
3. Новицкий Л.А., Степанов Б.М. Фотометрия быстротекущих процессов. "Машиностроение", М., 1983.
4. Сердюченко Ю.Н., Чевокин В.К., Щелев М.Я. Препринт ФИАН, № 29, М., 1977.

Рукопись поступила 24 июня 1986 года.