



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

N8-85

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

сборник

1985

Объединенный институт ядерных исследований
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 8 - 85

Экз. чит. зала

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
COLLECTION

Дубна 1985

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

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

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

EDITORIAL BOARD

N.N.Bogolubov	— Chairman
A.M.Baldin	— Vice-Chairman
A.N.Sissakian	— Vice-Chairman
D.V.Shirkov	— Vice-Chairman
V.A.Biryukov	— Scientific Secretary

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

ОГЛАВЛЕНИЕ
CONTENTS

А.М.Балдин, Л.А.Диденко Релятивистски инвариантный анализ корреляционных явлений в процессах множественного рождения A.M.Baldin, L.A.Didenko A New Relativistic Invariant Method for the Study of Correlation Phenomena in Multiple Production Processes	5
V.V.Kamanin, A.Kugler, T.I.Mikhailova, Yu.E.Penionzhkevich, Yu.G.Sobolev, N.V.Yeremin Study of High Energy Gamma-Rays in Heavy Ion Reactions В.В.Каманин, А.Куглер, Т.И.Михайлова, Ю.Е.Пенионжкевич, Ю.Г.Соболев, Н.В.Еремин Изучение жесткой компоненты гамма-излучения в реакциях с тяжелыми ионами.	18
I.M.Belyaev, O.P.Gavriščuk, L.S.Zolin, A.G.Karev, V.V.Lobanov, A.Yu.Sukhanov Отношение выходов кумулятивных пионов разного знака в протон-ядерном взаимодействии при энергии протонов от 17,5 до 63 ГэВ I.M.Belyaev, O.P.Gavriščuk, L.S.Zolin, A.G.Karev, V.V.Lobanov, A.Yu.Sukhanov Ratio of Cumulative Pion Yields of Different Sign in Proton-Nuclear Interactions at 17.5 up to 63 GeV Proton Energy.	29
I.I.Haysak, K.O.Oganessian, E.A.Pasyuk, S.Yu.Porokhovoj 0 резонансной структуре в реакции $p + Cu \rightarrow \pi^+ + X$ при $T_p \sim 350$ МэВ I.I.Haysak, K.O.Oganessian, E.A.Pasyuk, S.Yu.Porokhovoj On a Resonant Structure in the $p + Cu \rightarrow \pi^+ + X$ Reaction at $T_p \sim 350$ MeV	38

N.B.Skachkov, I.L.Solovtsov, O.Yu.Shevchenko Gauge-Invariant Field Variables and the Role of the Lorentz Gauge Conditions Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов, О.Ю.Шевченко Калибровочно-инвариантные полевые переменные и роль условий Лоренца.	42
C.T.Ivanov, V.G.Makhankov Резонансная генерация солитонов электронным пучком в замагнченном плазменном волноводе S.T.Ivanov, V.G.Makhankov Resonance Generation of Solitons by Electron Beam in a Magnetized Plasma Waveguide.	47

РЕЛЯТИВИСТСКИ ИНВАРИАНТНЫЙ АНАЛИЗ
КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ
В ПРОЦЕССАХ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ

А.М.Балдин, Л.А.Диденко

Предлагается новый релятивистски инвариантный подход к исследованию корреляционных явлений в множественных процессах. Показано, что широко используемые методы корреляционного анализа /например, в пространстве быстрот/ непоследовательны, т.к. они не учитывают связей кинематических переменных, обусловленных чисто геометрическими представлениями. Различные двухчастичные корреляторы пионов и ядер, полученные из эксперимента, оказались одинаковыми, а в асимптотике совпадающими. Это находится в соответствии с общими свойствами адронных распределений, сформулированных ранее^{1/} по аналогии с боголюбовским принципом ослабления корреляций.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

A New Relativistic Invariant Method
for the Study of Correlation Phenomena
in Multiple Production Processes

A.M.Baldin, L.A.Didenko

A new relativistic invariant method is suggested for the study of correlation phenomena in multiple production processes. The correlation analysis extensively used in literature, which employs, e.g., the longitudinal rapidity variables, is shown to be inconsistent because it neglects the links between the kinematic variables which are of a purely geometric nature. Different two-particle correlations of pions and nuclei extracted from experiment were found to be identical and, in the asymptotic, to be coincident. This is in agreement with the general properties of the hadron distribution formulated earlier by analogy with the Bogolubov correlation depletion principle.

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

Множественные процессы являются основными в физике высоких энергий не только потому, что они вносят подавляюще большой вклад в сечение взаимодействия частиц при высоких энергиях, но и потому, что они составляют главный источник информации о природе фундаментальных взаимодействий. Эта информация столь обильна, что до настоящего времени изучена лишь небольшая ее часть из накопленных на магнитных лентах суммарных результатов. Большую роль в таком частичном рассмотрении сыграл инклузивный подход, предложенный и разработанный А.А.Логуновым и его сотрудниками^{/2/}. Существенным стимулом для исследований инклузивных реакций были: гипотеза предельной фрагментации Янга^{/3/}, гипотеза Фейнмана о скейлинге^{/4/} и гипотеза автомодельности Матвеева, Мурадяна и Тавхелидзе^{/5/}. Успехи теоретического и экспериментального обоснования этих гипотез, попытки построения моделей /в особенности кварк- partонных моделей и моделей, базирующихся на хромодинамике/ позволяют связать отдельные экспериментальные факты и предложить ряд довольно общих закономерностей.

Такие закономерности проливают свет на кварк-глюонную структуру адронов и ядер, служат исходным материалом для разработки теории сильных взаимодействий на основе хромодинамики. Некоторые из этих закономерностей носят универсальный характер и имеют широкую область применимости. Многие из них являются окончательно установленными количественными соотношениями.

Необходимость использовать только часть информации о множественных процессах обуславливает существенно статистический характер закономерностей и эффективность применения методов статистической физики.

Нами разработана и частично экспериментально обоснована гипотеза об ослаблении корреляций в многомерном пространстве относительных 4-мерных скоростей^{/6/}. Точками этого пространства являются величины $u_i = P_i/m_i$, где P_i - четырехмерные импульсы частиц, а m_i - их массы. Основными переменными, в которых предлагается описывать релятивистски инвариантные сечения и распределения вероятностей являются инвариантные расстояния между точками

$$b_{ik} = - \left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k} \right)^2.$$

/1/

Основная цель перехода к переменным b_{ik} вместо обычных переменных /импульсы, быстроты и т.д./ состоит в том, что согласно нашей гипотезе распределения по b_{ik} монотонно и достаточно быстро убывают при $b_{ik} \rightarrow \infty$. Это свойство аналогично принципу ослабления корреляций в статистической физике, предложенному Н.Н.Боголюбовым для распределений частиц в обычном пространстве-времени.

Принцип ослабления корреляций основан на интуитивном представлении о том, что корреляция между пространственно отдаленными частями макроскопической системы практически исчезает. Математически принцип формулируется как допущение асимптотической коммутации полевых переменных, относящихся к точкам, находящимся на больших расстояниях, но при фиксированных моментах времени. Из квантовой теории поля хорошо известно, что все полевые функции $\phi(t_1, x_1)$, $\phi(t_2, x_2)$ должны точно коммутировать или антикоммутировать, если четырехмерный интервал между точками 1 и 2 пространственно подобен. В общем же случае принцип выполняется приближенно, асимптотически при больших $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ и фиксированных t_1 и t_2 . Большие возможности получения важных следствий из богоюбовского принципа ослабления корреляций были неоднократно продемонстрированы в статистической физике.

Рассматриваемое пространство b_{ik} является дополнительным по отношению к обычному пространству относительных расстояний /в квантово-механическом смысле/: малые расстояния в обычном пространстве r_{ik} соответствуют большим b_{ik} и наоборот. Следует подчеркнуть, что мы исходим из фундаментального свойства кварков - асимптотической свободы - исчезновения взаимодействия на асимптотически малых расстояниях или при $b_{ik} \rightarrow \infty$. В этом смысле наша гипотеза прямо противоположна принципу ослабления корреляций Н.Н.Богоюбова, хотя и является его обобщением.

Таким образом, наш безмодельный подход к анализу множественных процессов базируется на одном общем принципе статистической физики и последовательном использовании релятивистски инвариантных величин. Мы не пользуемся выделенными системами координат, продольными быстротами, по-перечными импульсами и т.п. Струи и их свойства нам также удалось определить полностью релятивистски инвариантным способом^{/8/} без привлечения таких понятий, как "сферисити" или "траст".

Адроны и ядра мы трактуем как кварк-глюонные кластеры с малыми относительными скоростями. Следует отметить, что такая трактовка обобщает партонную модель, в которой импульс партона рассматривается как доля импульса адрона $k = xP$, что соответствует

$$b_{ik} = -\left(\frac{k}{\sqrt{k^2}} - \frac{P}{\sqrt{P^2}}\right) = 0 \quad /2/$$

Наша трактовка адронов согласуется и с кварк-адронной дуральностью, если рассматривать кварки и адроны при достаточно больших b_{ik} .

Принцип ослабления корреляций как очень общее утверждение о свойствах адронной материи нуждается в широком экспериментальном обосновании и в количественных оценках. В настоящей статье мы предлагаем метод релятивистски инвариантного анализа корреляционных явлений, позволяющий делать прямую проверку этого принципа. На нескольких примерах, использующих экспериментальные данные о взаимодействии пиона с ядрами углерода при импульсе 40 ГэВ/с мы показываем эффективность предлагаемого метода. Наши примеры показывают, что предложенный ранее^{7/} критерий $b_{ik} \geq 5$ с хорошей точностью определяет корреляционную длину в пространстве относительных скоростей. Они позволяют также оценить точность, с которой корреляторы можно положить равными нулю.

Переходя к определению релятивистски инвариантных корреляторов, заметим, что изучавшиеся до сих пор корреляторы во множественных процессах не учитывали одного важного обстоятельства: кинематические переменные /например, быстры или относительные импульсы/ не являются полностью независимыми переменными.

В силу принципа относительности, распределения вероятностей /сечения/ зависят только от переменных, характеризующих относительное движение частиц. Отсюда следует, что существуют границы изменения переменных, на которых переменные, относящиеся к различным частицам, жестко связаны. Границы определяются чисто геометрическими представлениями и неучет их ведет к ошибочным выводам.

Покажем, как это обстоятельство нужно учитывать при рассмотрении множественных процессов в пространстве относительных скоростей. Рассмотрим в этом пространстве три точки, определяющие положение трех частиц: $u_1 = P_1/m_1$; $u_2 = P_2/m_2$; $u_3 = P_3/m_3$ и их попарные произведения в системе покоя, например, частицы 1:

$$(u_1 u_2) = \frac{E_2}{m_2}; \quad (u_1 u_3) = \frac{E_3}{m_3}; \quad (u_2 u_3) = \frac{\vec{E}_2 \vec{E}_3 - |\vec{P}_2| \cdot |\vec{P}_3| \cos \theta_{23}}{m_2 m_3}. /3/$$

Учитывая формулу, которая вытекает из /1/:

$$b_{ik} = 2[(u_i u_k) - 1], \quad /4/$$

уравнение /3/ можно записать:

$$b_{23} = b_{12} + b_{13} + \frac{b_{12} b_{13}}{2} - 2 \sqrt{(b_{13} + \frac{b_{13}}{4})(b_{12} + \frac{b_{12}}{4}) \cos \theta_{23}}. /5/$$

Поскольку

$$|\cos \theta_{23}| \leq 1, \quad /6/$$

то при заданных b_{12} и b_{13} величина b_{23} лежит в границах

$$b_{12} + b_{13} + \frac{b_{12}b_{13}}{2} - 2\sqrt{(b_{13} + \frac{b_{13}^2}{4})(b_{12} + \frac{b_{12}^2}{4})} \leq b_{23} \leq$$

/7/

$$b_{12} + b_{13} + \frac{b_{12}b_{13}}{2} + 2\sqrt{(b_{13} + \frac{b_{13}^2}{4})(b_{12} + \frac{b_{12}^2}{4})}.$$

Мы предлагаем следующее определение коррелятора любых 3 частиц 1,2,3:

$$C_3 = W(b_{12}, b_{13}, b_{23}) - W(b_{12})W(b_{13})W(b_{23}).$$

/8/

Здесь $W(b_{12})$, $W(b_{13})$ и $W(b_{23})$ обозначают одномерные распределения по переменным b_{12} , b_{13} и b_{23} , а $W(b_{12}, b_{13}, b_{23})$ – трехмерное распределение по тем же переменным. Как одномерные распределения $W(b_{ik})$, так и трехмерные $W(b_{12}, b_{13}, b_{23})$ можно взять непосредственно из эксперимента.

При построении функции $W(b_{12}, b_{13}, b_{23})$ границы изменения переменных b_{ik} учитываются автоматически, поскольку эти переменные определяются для частиц из одного события. Однако произведение одномерных распределений /второй член в формуле /8// отлично от нуля внутри области, определяемой границей /7/ для b_{23} . Это означает, что двумерные корреляторы следует получать из трехмерных интегрированием в пределах, задаваемых неравенством /7/:

$$C_2(b_{12}, b_{13}) = W(b_{12}, b_{13}) - W(b_{12}) \cdot W(b_{13}) \int_{b_{23}^-}^{b_{23}^+} W(b_{23}) db_{23}, \quad /9/$$

где

$$b_{23}^\pm = b_{12} + b_{13} + \frac{b_{12}b_{13}}{2} \pm \sqrt{(b_{13} + \frac{b_{13}^2}{4})(b_{12} + \frac{b_{12}^2}{4})}. \quad /10/$$

Множитель, учитывающий связь b_{12} и b_{13} на границе, оказывается существенным.

На основе формулы /4/ и двух аналогичных ей, получаемых перестановкой индексов 1,2,3, нетрудно показать, что условия

$$|\cos \theta_{12}| \leq 1, |\cos \theta_{13}| \leq 1 \text{ и } |\cos \theta_{23}| \leq 1$$

/11/

можно объединить в одно симметричное уравнение для грани-

цы изменения величин b_{ik} :

$$b_{12}^2 + b_{13}^2 + b_{23}^2 - b_{12} \cdot b_{13} \cdot b_{23} - \\ - 2(b_{12}b_{13} + b_{13}b_{23} + b_{12}b_{23}) = 0.$$

/12/

Для пояснения условия /7/ заметим, что формулы /1/ в нерелятивистском приближении переходят в формулу треугольника евклидовой тригонометрии:

$$V_{23}^2 = V_{12}^2 + V_{13}^2 - 2V_{12}V_{13} \cos \theta_{23},$$

/13/

где $V_{ik}^2 = |\vec{V}_i - \vec{V}_k|^2$, а \vec{V}_i, \vec{V}_k - трехмерные векторы скорости. Нерелятивистский аналог уравнения /5/ также очевиден.

В обозначениях $\cosh r_{ik} = (u_i u_k)$ формула /5/ является известной формулой тригонометрии Лобачевского:

$$\cosh r_{23} = \cosh r_{12} \cdot \cosh r_{13} - \sinh r_{12} \cdot \sinh r_{13} \cos \theta_{23}.$$

/14/

Она переходит в формулу /13/ при $r_{ik} \ll 1$ и при замене $V_{ik} = r_{ik}$. В этих обозначениях уравнение /12/ имеет вид

$$\cosh^2 r_{12} + \cosh^2 r_{13} + \cosh^2 r_{23} - \\ - 2\cosh r_{12} \cosh r_{13} \cosh r_{23} = 0.$$

/15/

О применении геометрии Лобачевского в физике частиц написано много работ /см., например, /8-11/.

В случае прямых отображений событий множественного рождения в пространстве скоростей /например, отображений в виде диаграмм, развивающихся Э.Г.Бубелевым/ уравнения для границ изменения переменных учитываются автоматически.

Наиболее статистически обеспеченными, а для ряда проблем и наиболее информативными являются одномерные корреляторы, для получения которых двумерные корреляторы следует проинтегрировать еще по одной переменной. Особый интерес представляет асимптотическое поведение корреляторов при больших b_{ik} . В асимптотике $b_{ik} \rightarrow \infty$ коррелятор должен выражаться через коммутаторы свободных полей夸ков и глюонов и иметь степенное поведение. Проверка этого предсказания представляется очень важной.

Границы, в которых меняются переменные b_{ik} и соответственно пределы интегрирования, получаются из рассмотрения сечений гиперболоида /12/ /рис.1/, поверхность которого касается координатных плоскостей вдоль линий

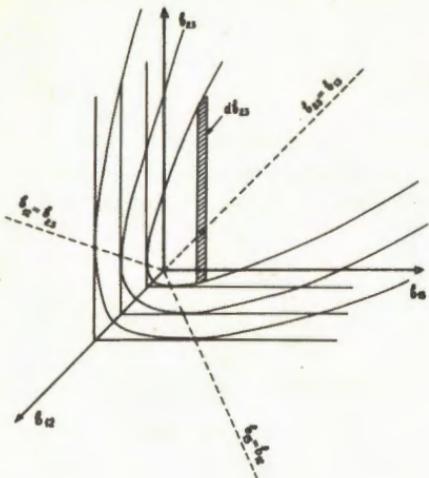


Рис.1. Схематическое изображение области изменения переменных b_{ik} .

$b_{12} = b_{13}$, $b_{12} = b_{23}$, $b_{13} = b_{23}$. В соответствии с этим рассмотрением одномерный коррелятор имеет вид:

$$C_1(b_{12}) = W(b_{12}) - W(b_{12}) \int_0^{\infty} W(b_{13})db_{13} \int_{-\infty}^{+\infty} W(b_{23})db_{23}. \quad /16/$$

Бесконечный предел здесь и дальше следует понимать условно, как максимально допустимую законами сохранения величину b_{13} .

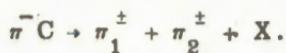
Предлагаемые корреляторы /8/, /9/ и /16/ имеют значение не только для исследования асимптотик и проверок следствий принципа ослабления корреляций. Они удобны для исследования массовых спектров, поисков резонансов и т.п. В этой связи отметим следующую формулу:

$$b_{ik} = \frac{M_{ik}^2 - (m_i + m_k)^2}{m_i m_k}, \quad /17/$$

где $M_{ik}^2 = (P_i + P_k)^2$, m_i и P_i - массы и 4-импульсы частиц. Из формулы /17/ следует, что рассматриваемые корреляторы являются спектрами масс вторичных частиц, из которых вычен фон случайных совпадений.

Рассмотрим конкретные примеры применения одномерных корреляторов к реакции π^- -C-взаимодействий при импульсе 40 ГэВ/с. Экспериментальный материал получен на серпуховском ускорителе с помощью пропановой камеры, облученной в пучке π^- -мезонов. Статистика событий составляет 8791 взаимодействие, исключая взаимодействия π^- -мезонов с квазисвободными нуклонами ядер углерода. Методические особенности эксперимента и критерии отбора событий описаны в работах /12/.

Исследовались корреляции между вторичными заряженными пионами в реакциях



/18/

В дальнейшем индексом I будем обозначать налетающий π^- -мезон, а II - ядро мишени. В нашем случае величина $b_{II} = 570$. Анализировалась одномерная корреляционная функция

$$C(b_{12}) = \frac{1}{\sigma} W(b_{12}) - \frac{1}{\sigma} W(b_{12}) \int_0^{\infty} W(b_{II1}) db_{II1} \int_{b_{II2}}^{+} W(b_{II2}) db_{II2}. \quad (19)$$

В качестве функций $W(b_{ik})$ рассматривались инвариантные сечения рождения частиц 1 или 2 $E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$, выраженные в переменных b_{ik} ^{/6/}, например:

$$W(b_{II1}) = \int_{m_1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{b_{II1} + \frac{b_{II1}^2}{4}}} \frac{d\sigma}{db_{II1} d\Omega} db_{II1} d\Omega. \quad /20/$$

/20/

Границы интегрирования b_{II1}^+ определяются в соответствии с условием /10/. Одномерные распределения $W(b_{II1})$ и $W(b_{II2})$ нормировались таким образом, чтобы:

$$\int_0^{\infty} W(b_{II1}) \frac{m_1^2}{2} \sqrt{b_{II1} + \frac{b_{II1}^2}{4}} db_{II1} = 1. \quad /21/$$

/21/

/Аналогично для $W(b_{II2})$ /. Функция $W(b_{12})$ удовлетворяла условию

$$\int_0^{\infty} W(b_{12}) \frac{m_1^2}{2} \sqrt{b_{12}^2 + \frac{b_{12}^2}{4}} db_{12} = \langle n(n-1) \rangle \sigma, \quad /22/$$

/22/

здесь n - множественность частиц.

В дальнейшем для удобства будем обозначать якобиан перехода от импульсных переменных к переменным b_{ik} следующим образом:

$$FK_{II1} \equiv \frac{2}{m_1^2} \frac{1}{\sqrt{b_{II1} + \frac{b_{II1}^2}{4}}} \quad \text{и т.д.} \quad /23/$$

/23/

Поведение функции /19/ в $\pi^- C$ -взаимодействиях показано на рис.2. Из рисунка видно, что функция $C(b_{12})$ монотонно и достаточно быстро убывает с ростом b_{12} . Ее величина вблизи верхнего кинематического предела падает на

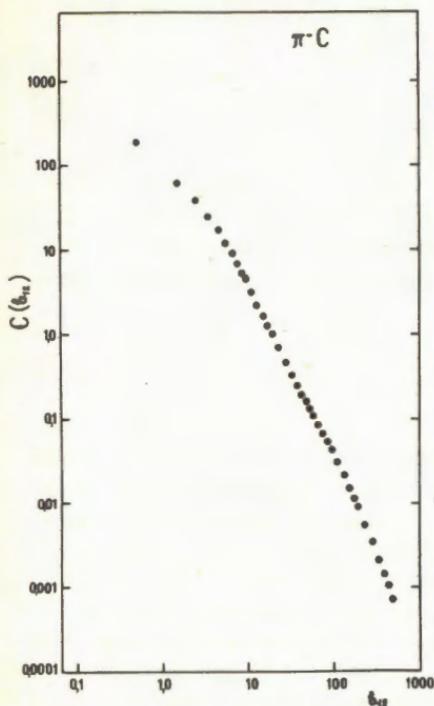


Рис.2. Зависимость коррелятора С от переменной b_{12} .

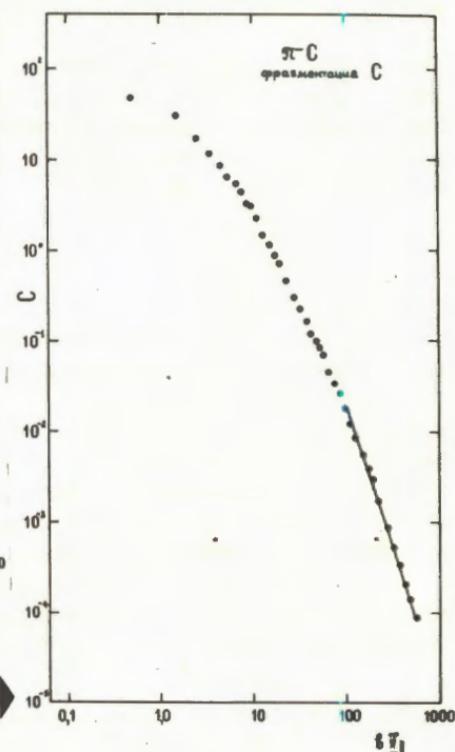


Рис.3. Зависимость коррелятора С от переменной b_{II} , вычисляемой относительно ядра мишени.

6 порядков. Корреляционная длина мала и равна ~ 1 /та длина, на которой значение функции $C(b_{12})$ падает в e раз/. При значении $b_{12} = 5$ величина $C(b_{12})$ уменьшается в 10 раз, а при $b_{12} = 10$ составляет 2% от максимального.

Представляет интерес рассмотреть корреляции частиц, образующихся в области, близкой к ядру-мишени в пространстве относительных скоростей со всеми остальными частицами. На рис.3 представлена корреляционная функция $C(b_{II})$:

$$C(b_{II}) = \frac{1}{\sigma} \int_0^{b_{12}} \int_{b_{12}}^{b_{II}} W(b_{II}, b_{II}, b_{12}) \frac{db_{II}}{FK_{II}} \frac{db_{12}}{FK_{12}} - \frac{1}{\sigma^2} W(b_{II}) \int_0^{b_{12}} \frac{W(b_{12})}{FK_{II}} db_{II} \int_{b_{12}}^{b_{II}} \frac{W(b_{12})}{FK_{12}} db_{12} . \quad /24/$$

Здесь производилась нормировка

$$\int_0^{\infty} \frac{W(b_{12})}{FK_{12}} db_{12} = 1.$$

/25/

Как видно из рисунка, функция $C(b_{II1})$ также монотонно убывает с ростом значений b_{II1} ; ее величина вблизи верхней кинематической границы уменьшается на 6 порядков. В области $b_{II1} > 120$ функцию $C(b_{II1})$ можно аппроксимировать аналитической зависимостью

$$C(b_{II1}) = A b_{II1}^{-c},$$

/26/

где $c = 3,15 + 0,04/\sigma_{18}$,

В работах было показано, что в π^- -взаимодействиях наблюдается рождение двух струй адронов: 1/ в области фрагментации мишени и 2/ в области фрагментации налетающего π^- -мезона. Распределение пионов по квадрату четырехмерной скорости b_k относительно оси струй в обоих случаях одинаково^{/8/}. Здесь же представляет интерес проанализировать как корреляции частиц внутри струй, так и корреляции частиц из разных струй.

Струи пионов выделялись аналогично тому, как это описано в работе^{/8/}. В области фрагментации мишени к струе относились такие пионы, для которых величина^{/7/}

$$x_C = \frac{(P_I P_{I1})}{(P_I P_{II}) - m_I m_{II} - (P_{II} P_1)} \geq 0,2,$$

/27/

а величина

$$x_\pi = \frac{(P_{II} P_1)}{(P_I P_{II}) - m_I m_{II} - (P_I P_1)} \leq 0,2.$$

/28/

Здесь P_I , P_{II} - четырехимпульсы взаимодействующих объектов, P_1 - 4-мерный импульс вторичного пиона. В области фрагментации налетающего π^- -мезона к струе относились частицы с величиной $x_\pi \geq 0,2$, $x_C \leq 0,2$. Отбирались струи с множественностью заряженных частиц $n_z \geq 2$. Процедура нахождения оси струй в пространстве относительных скоростей подробно описана в^{/8/}. Корреляционная функция $C(b_k)$ в этом случае записывается следующим образом:

$$C(b_k) = \frac{1}{\sigma} \int_0^{10} \int_{b_{ik}^-}^{b_{ik}^+} W(b_i, b_k, b_{ik}) \frac{db_i}{FK_i} \frac{db_{ik}}{FK_{ik}} -$$

$$- \frac{1}{\sigma} \int_0^{10} \frac{W(b_i)}{FK_i} db_i \int_{b_{ik}^-}^{b_{ik}^+} \frac{W(b_{ik})}{FK_{ik}} db_{ik}.$$

/29/

Здесь b_i и b_k - квадраты четырехмерных скоростей i -й и k -й частиц в событии относительно оси струй, определенной либо в области фрагментации мишени, либо в области фрагментации налетающего π^- -мезона.

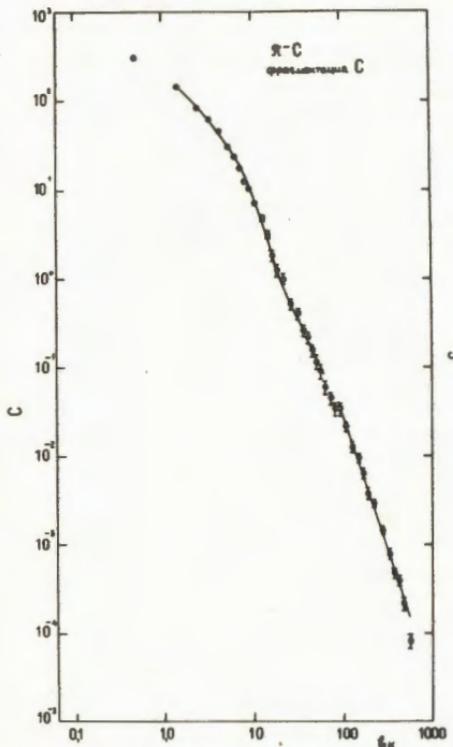


Рис.4. Зависимость коррелятора C от переменной b_k , вычисляемой относительно оси струй, образующихся в области фрагментации ядра-мишени.

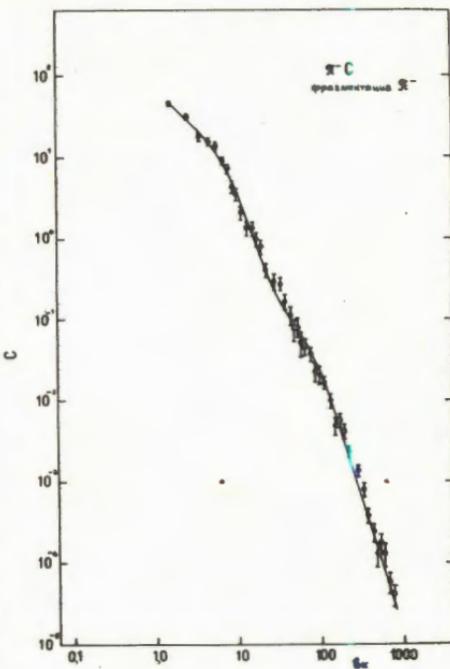


Рис.5. Зависимость коррелятора C от переменной b_k , вычисляемой относительно оси струй, образующихся в области фрагментации налетающего π^- -мезона.

Поведение функции $C(b_k)$ для обеих областей показано на рис. 4 и 5. Интеграл по b_1 от 0 до 10 включает практически все частицы струи. Поэтому представленная функция описывает корреляции частиц как внутри струи /в области $b_k \leq 10/$, так и корреляции частиц, принадлежащих данной струе, со всеми остальными частицами в событии, в том числе и с частицами другой струи. Как видно из представленных рисунков, поведение функции $C(b_k)$ для обеих струй одинаково. Ее величина монотонно и довольно быстро убы-

вает с ростом значений b_k , но не обращается в нуль даже вблизи кинематической границы. Это свидетельствует о приближенном асимптотическом характере принципа ослабления корреляций в применении к частицам разных струй.

Полученные распределения в области $b_k < 100$ можно аппроксимировать зависимостью

$$C(b_k) = A_1 e^{-c_1 b_k} + A_2 b_k^{-c_2}, \quad /30/$$

где параметры c_1 и c_2 равны:

$$\begin{aligned} c_1 &= 0,28+0,01 \\ c_2 &= 1,76 \pm 0,03 \end{aligned} \quad \text{для фрагментации мишени};$$

и

$$\begin{aligned} c_1 &= 0,28+0,02 \\ c_2 &= 1,60 \pm 0,06 \end{aligned} \quad \text{для фрагментации } \pi^- \text{-мезона.}$$

В области $b_k > 100$ функция $C(b_k)$ аппроксимируется степенной зависимостью

$$C(b_k) = A_3 b_k^{-c_3} \quad /31/$$

с величиной параметра c_3 , равной

$$c_3 = 3,09 \pm 0,08 \quad \text{для фрагментации ядра}$$

и

$$c_3 = 3,22 \pm 0,09 \quad \text{для фрагментации } \pi^- \text{-мезона.}$$

Результаты аппроксимации показаны на рисунках сплошной линией.

Приведенные примеры, на наш взгляд, убедительно показывают, что корреляционная длина в пространстве относительных четырехмерных скоростей для множественного рождения частиц достаточно мала: $b_{12} = 1 \div 2$. Величины рассмотренных корреляторов довольно быстро уменьшаются с ростом значений b_{ik} ; при $b_{ik} = 10$ они падают до величины $\sim 2 \div 3\%$.

Примерно одинаковое поведение корреляционных функций как для частиц внутри струй, так и между струями показывает, что принцип ослабления корреляций является достаточно общей и универсальной статистической закономерностью, характеризующей кварк-глюонную материю. Он, в частности, позволяет уверенно прогнозировать результаты экспериментов по столкновению ядро-ядро при высоких энергиях. В то же время даже при $b_{ik} > 100$ зависимость одномерного коррелятора от b_{ik} не совпадает с поведением коммутатора

ров свободных полей кварков и глюонов. В этой связи исследование предложенных в настоящей статье корреляторов при предельно высоких энергиях представляет значительный интерес.

В заключение авторы выражают благодарность сотрудничеству по обработке снимков с пропановой камеры за представление экспериментального материала.

Литература

1. Baldin A.M. Nucl.Phys., 1985, A434, p.695c.
2. Logunov A.A., Mestvirishvili M.A., Nguyen Van Hieu. Phys.Lett., 1967, 25B, p.611.
3. Benecke J. et al. Phys.Rev., 1969, vol.188, p.2159; Chou T.T., Yang C.N. Phys.Rev.Lett., 1970, vol.25, p.1072.
4. Feynman R. Phys.Rev.Lett., 1969, vol.23, p.1415.
5. Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. ОИЯИ, Р2-4548, Дубна, 1969.
6. Балдин А.М., Диденко Л.А. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ. №3-84, Дубна, 1984, с.5.
7. Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. ОИЯИ, 1-84-185, Дубна, 1984; ДАН СССР, 1984, 279, с.1352.
8. Черныков Н.А. ЭЧАЯ, 1973, 4, вып.3, с.773.
9. Бубелев Э.Г. Изв.АН СССР, сер.физ., 1967, 31, с.1487.
10. Беляков В.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1968, т.8, с.197.
11. Wick G. Preprint CERN 73-3, Geneva, 1973.
12. BBCDSSTTU-BW Collaboration. Phys.Lett., 1972, 39B, p.371; Ангелов Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с.1013.
13. Baldin A.M. et al. JINR, E1-84-317, Dubna, 1984; Балдин А.М. и др. ЯФ, 1984, т.39, с.1215.

STUDY OF HIGH ENERGY GAMMA-RAYS IN HEAVY ION REACTIONS

V.V.Kamanin, A.Kugler, T.I.Mikhailova,
Yu.E.Penionzhkevich, Yu.G.Sobolev, N.V.Yeremin

The gamma-spectra up to gamma-ray energy of 20 MeV in coincidence with KX-rays and fission fragments were measured. The reactions induced by ^{15}N , ^{22}Ne , ^{40}Ar ions with $E/A = 5.5\text{-}10 \text{ MeV/nucleon}$ leading to the formation of the Yb or Bi compound nuclei were studied. The ^{180}Te , ^{150}Nd , ^{153}Eu , ^{159}Tb , ^{181}Ta , and ^{192}Os targets were used. The gamma-rays were registered by a NaJ(Tl) scintillation detector with $\phi 150 \times 100 \text{ mm}$ dimensions. The effective temperature of the gamma-ray spectrum has been determined in the $4 \text{ MeV} < E < 12 \text{ MeV}$ range and its dependence on the projectile mass has been established. Broad bumps have been observed in the $E > 12 \text{ MeV}$ energy region. The possible correspondence between these bumps and the gamma-decay of GDR's built on highly excited states of compound nuclei and projectiles is discussed.

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

Изучение жесткой компоненты гамма-излучения в реакциях с тяжелыми ионами

В.В.Каманин и др.

Измерялись гамма-спектры до энергий 20 МэВ в совпадении с КХ-лучами и осколками деления. Изучались реакции с тяжелыми ионами ^{15}N , ^{22}Ne , ^{40}Ar при энергиях 5,5-10 МэВ/нуклон, приводящие к образованию составных ядер Yb или Bi. Использовались мишени ^{180}Te , ^{150}Nd , ^{153}Eu , ^{159}Tb , ^{181}Ta и ^{192}Os . Гамма-лучи регистрировались NaJ(Tl)-сцинтилляционным детектором размерами $\phi 150 \times 100 \text{ mm}$. Была определена эффективная температура гамма-спектров в области $4 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 12 \text{ MeV}$ и установлена ее зависимость от массы иона. Наблюдались широкие пики в области $E > 12 \text{ MeV}$, обсуждается возможность соответствия этих пиков гамма-распаду ГДР, построенных на высоковозбужденных состояниях составного ядра и налетающей частицы.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

1. Introduction

The intensive studies of the mechanism of fast neutron, proton and heavier particle emission in heavy ion reactions with $E/A < 10$ MeV/nucleon were carried out during the last few years in many laboratories. The characteristic parameters of fast particle emission, such as the effective temperature of the spectra, the cross sections, the angular distributions, etc., were shown to differ from the predictions of the statistical theory^{/1,2/}. In some theoretical works^{/3,4/} the emission of fast particles is supposed to be due to preequilibrium processes. Such preequilibrium processes can lead to the "preequilibrium" emission of gamma-rays, too^{/4,5/}. However, no systematic studies of "preequilibrium" gamma-emission in heavy ion reactions have yet been carried out. The preequilibrium gamma-ray contribution computed in the work^{/4/} makes the theoretical gamma-ray spectrum not so steep as in the case of the statistical decay of compound nucleus. Some indication of such behaviour is contained in the work^{/6/}. The authors claim that for the reaction $^{124}\text{Sn} + ^{40}\text{Ar}$, the effective temperature of the gamma-ray spectrum is $T_{\text{eff}} \sim 1$ MeV for $E_{\gamma} < 8$ MeV and $T_{\text{eff}} = 1.4$ MeV for $E_{\gamma} > 8$ MeV. The authors have observed a "bump" in the region of $E_{\gamma} > 12$ MeV of the gamma-ray spectra. The energy of the bump was $E_b \sim 15$ MeV and its width was $\Gamma_b \sim 6$ MeV. The "bump" was interpreted as due to the gamma-decay of giant dipole resonances (GDR) built on highly excited states of the compound nucleus. They claim that the experimental yield of the "bump" is larger than that expected on the basis of the statistical theory. This fact may indicate the possible preequilibrium contribution to the experimental yield. Subsequently there have been observed some "bumps" in the region of $E_b \sim 15$ MeV in heavy ion reactions by many authors^{/8-11/}. The main systematic disadvantage of many experiments in which these "bumps" have been studied, is the use of a gamma-multiplicity trigger for indicating the formation of a compound system^{/8-11/}. The gamma-multiplicity trigger cannot provide the unambiguous identification of the reaction channel in the reactions of heavy ions with $E/A > 6$ MeV/nucleon leading to the formation of compound nuclei with $A > 200$. The observation of the characteristic KX-rays of the evaporation residues was recently shown to be a very effective method of their identification^{/12/}. In the present paper we give the gamma-ray spectra observed in coincidence with characteristic KX-rays (X-channel) and with fission fragments (ff-channel), from which the reaction channel can be identified.

unambiguously. The reactions induced by ^{15}N , ^{22}Ne , ^{40}Ar ions with energies $E/A=5.5-10$ MeV/nucleon, leading to the formation of the Yb or Bi compound nuclei, have been studied.

2. Experiment

Experiments were carried out using an external beam from the U-300 cyclotron of the JINR Laboratory of Nuclear Reactions. A schematic view of the experimental set-up is shown in fig.1. The selfsupporting targets of ^{159}Tb and ^{181}Ta were used. The oxides of ^{153}Eu , ^{150}Nd , ^{180}Te , and ^{192}Os were deposited on 1 mg/cm^2 Al foils. The thickness of targets was $1-2\text{ mg/cm}^2$, the isotope purity was better than 92%.

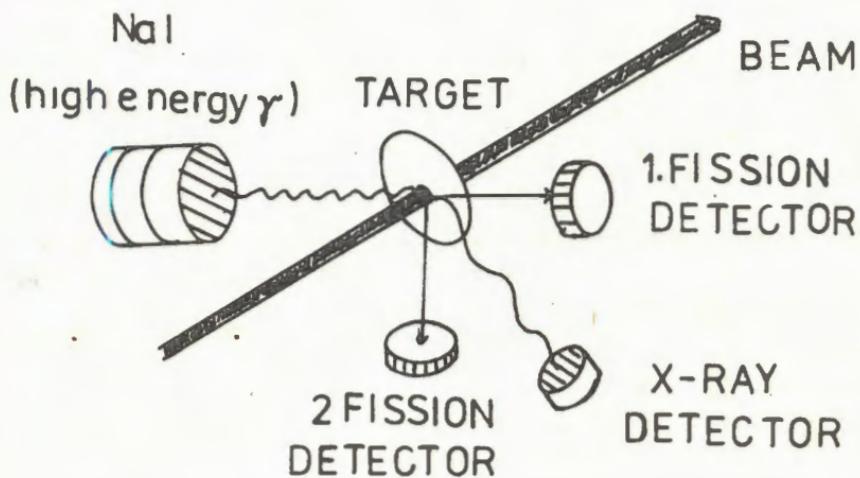


Fig.1. Schematic view of the experimental setup.

The gamma-rays were registered by a NaJ(Tl) scintillator detector. The NaI(Tl) crystal with dimensions of $\phi 150 \times 100$ mm was placed perpendicularly to the beam direction at a distance of 200 mm from the target. The shield against neutrons, which consisted of 150 mm of borated paraffin, was placed between the crystal and the target. The neutrons emitted by the target were substantially suppressed by this shield. The efficiency of protection against neutrons was tested by a Pu(Be) neutron source. The NaI(Tl) crystal was surrounded by thin, 50 mm lead and 100 mm borated paraffin walls to protect it from the gamma and neutron background. The linearity of the energy

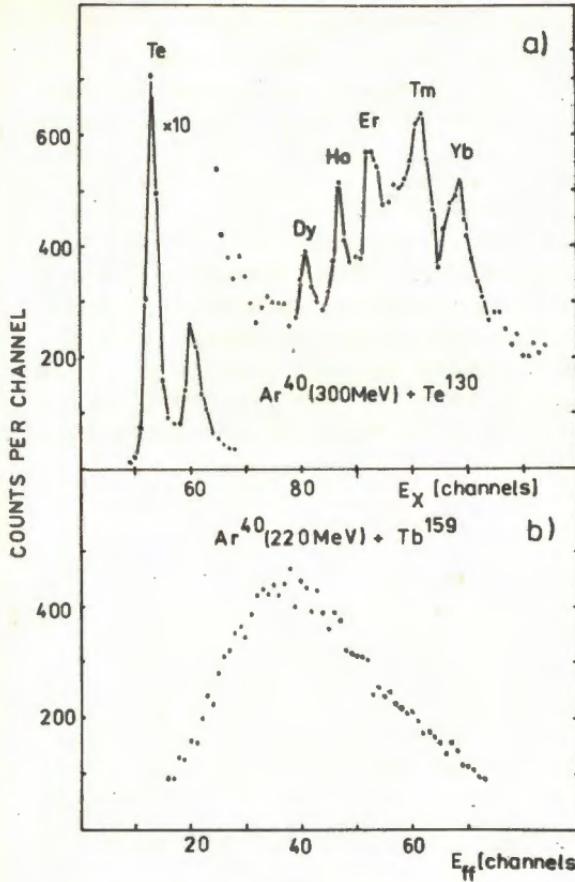


Fig.2. a) The X-ray spectrum measured in coincidence with gamma-rays at $E_\gamma > 2$ MeV. b) The spectrum of fission fragments measured in coincidence with gamma-rays at $E_\gamma > 2$ MeV.

response and the efficiency of the NaI(Tl) detector were determined in the reactions $^{19}\text{F}(\text{p}, \gamma)^{18}\text{O}$, $E_\gamma = 6.13$ MeV and $^{11}\text{B}(\text{p}, \gamma)^{12}\text{C}$, $E_\gamma = 4.43$ MeV, 12.8 MeV, 17.2 MeV. A proton beam from an electrostatic generator of the Nuclear Physics Research Institute of the Moscow State University was used. The energy ca-

libration was done during the experiments according to gamma-transition at $E_\gamma = 4.43$ MeV from the Pu(Be) neutron source and according to gamma-transition at $E_\gamma = 2.22$ MeV, which corresponds to the capture of thermal neutrons by the hydrogen.

The characteristic KX-rays of evaporation residues were registered by a Ge(intrinsic) X-ray detector. Its full photopeak efficiency was 1% in the region of $E_X \sim 60-90$ keV and its energy resolution was 600 eV in the same energy range. The typical spectrum of X-rays is demonstrated in figure 2a).

The fission channel plays an important role in the decay of the Bi compound nucleus formed in the reactions studied by us. The fission fragments were registered by 50 μm thick surface-barrier silicon detectors. The fission detector was situated on the line connecting the target and the gamma-detector (see fig.1). The typical spectrum measured by the fission fragment detector is shown in figure 2b).

An electronic setup allowed the measurement of the time coincidences of gamma-rays with KX-rays and fission fragments. The time resolution of the setup was better than 15 nsec for gamma-rays at $E > 2$ MeV. The parameters of the experimental setup were similar to those of the study¹⁸. The on-line data acquisition was performed using a SM-3 computer. All coincidence events at $E_{\gamma} > 7$ MeV were stored on magnetic tape for subsequent off-line sorting. The other coincident events were first scaled down to shorten the dead time of acquisition. The single spectra measured by the fission fragment detectors were stored in the CPU memory. These single spectra allowed us to determine the yield of gamma-rays per one fission fragment. Random coincidences were used to estimate the background in the usual way.

3. Results

The results of our experiments are shown in figures 3-5 and in the table. In the region of $4 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 12 \text{ MeV}$ the gamma-ray spectra can be described by the function $\exp(-E_{\gamma}/T_{\text{eff}})$. The values of the effective temperatures T_{eff} are presented in the table for each reaction studied and for the X-channel and the ff-channel separately. The main features of the T_{eff} values for the reactions which lead to the formation of the Bi compound nuclei, are the following ones:

- the values of T_{eff} are the same in both channels of the ^{22}Ne (155 MeV) + Ta reaction;
- the value of T_{eff} increases as the mass of the projectile decreases;
- there is no correlation between the excitation energy of the compound nucleus and the value of T_{eff} .

The behaviour of T_{eff} in the X-channel of the reactions which lead to the formation of the Yb compound nuclei is similar. These facts may indicate the existence of the source of preequilibrium gamma-ray emission. The increase of T_{eff} with decreasing projectile mass is a typical feature of preequilibrium emission, as it has been stated in the case of neutrons².

The observed gamma-ray spectra rise considerably higher than the exponentially falling tail observed at energies above 12 MeV. The yields of these shoulders per one decay of compound nuclei are presented in the table. Their form is clearly seen in the X-channel and the ff-channel of the ^{22}Ne (155 MeV) + Ta reaction only, because of low statistics for the other reactions (see fig.5). The "A"

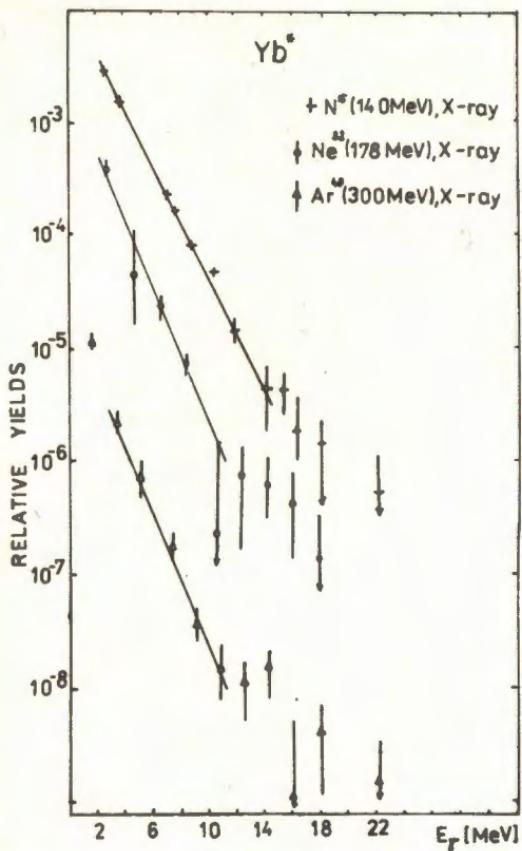


Fig.3. The gamma-ray spectra measured in coincidence with characteristic KX-rays of residual nuclei for the reactions leading to the formation of the Yb compound nuclei.

bump seen in the X-channel is characterised by an energy $E_A = 13 \pm 1$ MeV and width $\Gamma_A = 4-5$ MeV. The "B" bump observed in the ff-channel, lies at an energy $E_B = 20 \pm 1$ MeV and has a width $\Gamma_B = 2-3$ MeV. Let us suppose the correspondence between these bumps and the gamma-decay of GDR⁸⁻¹¹. Then their energies must be correlated with the gamma-ray source mass¹⁴. The energies

and the widths of the bumps for some possible gamma-ray sources are indicated by horizontal lines in figure 5. The energy of the "A" bump corresponds to the energy of the GDR of the Bi nucleus quite well. The energy of the "B" bump is higher than the value derived for GDR's of fission fragments taking into account the experimental fission fragment mass distribution¹⁵. The "B" bump shifts towards lower energies in the case of the $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ reaction, which leads to the formation of the same Bi compound nucleus (fig.5). The correlation between the energy of the "B" bump and the projectile mass is clearly seen.

We have also studied the reaction induced by the lighter ^{15}N projectile, which leads to the Bi compound nucleus (see fig.4). The energy of the GDR of ^{15}N is equal to about 27 MeV¹⁴. We failed to measure the gamma-ray spectrum up to so high energies. However, the non-observation of any resonance structure in the energy region up to $E_\gamma = 19$ MeV confirms the assumption concerning the correlation between the "B" bump energy and the projectile mass. The gamma-ray spectrum was not measured in the X-

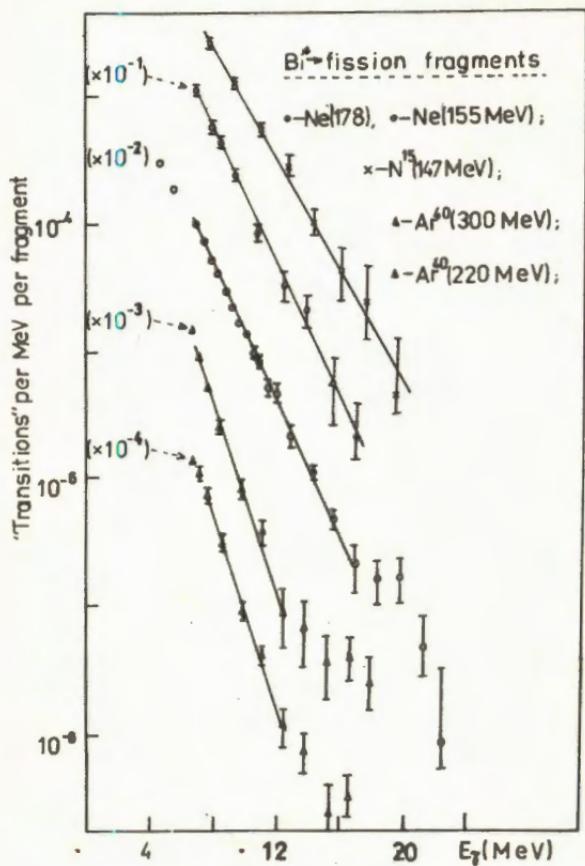


Fig.4. The gamma-ray spectra measured in coincidence with fission fragments from the Bi compound nucleus.

channel of the $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ reaction, because of the high fissionability of the Bi compound nucleus. The behaviour of the "A" bump was studied in the X-channel of reactions leading to the formation of the Yb compound nuclei. No significant correlation has been observed between the energy or yield of the "A" bump and the projectile mass or the

excitation energy of the compound nucleus. Very puzzling is the disappearance of the "A" bump in the ff-channel of reactions leading to Bi compound nuclei. Because of low statistics for $E_\gamma > 15$ MeV in the X-channel, we cannot draw any definite conclusion about the presence of the "B" bump in the X-channel. We can only mention a small shoulder at $E_\gamma \sim 18$ MeV in the spectrum of the X-channel of the ^{40}Ar (300 MeV) + ^{180}Ta reaction (see fig.3), which may be due to the "B" bump.

We measured the yield of high energy gamma-rays in the direction parallel and/or perpendicular to the spin orientation of the compound nuclei produced in the $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ reactions. To determine the spin orientation we employ the correlation between the fission plane and the spin orientation of the fissioning nucleus¹⁷. The first fission fragment detector (see fig.1) registers fission fragments, which determine the spin orientation perpendicular to the emission of the detected gamma-rays and, the second fission detector records fission fragments, which

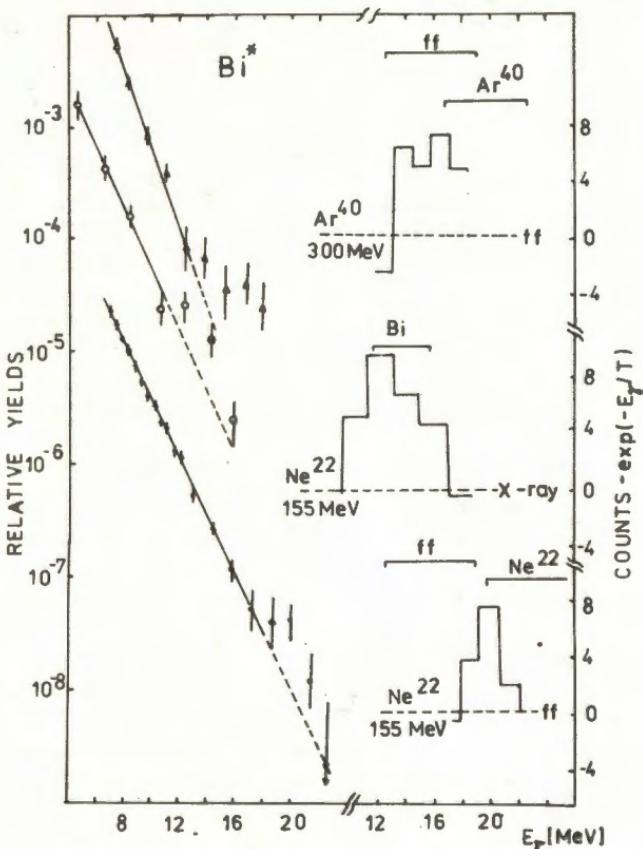


Fig.5. The gamma-ray spectra for the X-channel (open circles) and the ff-channels (closed circles and open triangles) of reactions leading to the formation of the Bi compound nuclei. The right-hand histograms indicate the difference between the experimental points and the exponentially falling tail in the region of the "A" and the "B" bumps.

correspond to the spin orientation parallel to the gamma-ray emission. Let us denote by Y_k the yield of coincident gamma-rays per fission fragment registered in the k -th detector. The maximum yield from the stretched dipole gamma-ray transition is known to lie along the spin direction¹⁶, which is equivalent to $R = Y_2/Y_1 < 1$. The ratio $R \sim 1$ is equivalent to isotropic gamma-ray emission. We compute the ratio $R = .56$ for dipole stretched transitions taking into account our experimental geometry and using known formulas¹⁶. The value obtained is close to

Table. Experimental results

Reaction	Excit. en. of CN, MeV	Proj. en. over c.b. per nucl.	Teff	Yield of bump per CN
Compound nucleus Yb, X-channel				
$^{153}\text{Eu} + ^{15}\text{N}$ (140 MeV)	116	4.7	$1.9 \pm .1$	
$^{150}\text{Nd} + ^{22}\text{Ne}$ (178 MeV)	132	3.7	$1.9 \pm .4$	$(9 \pm 7) \cdot 10^{-4}$
$^{130}\text{Te} + ^{40}\text{Ar}$ (300 MeV)	166	2.7	$1.5 \pm .1$	$(9 \pm 3) \cdot 10^{-4}$
Compound nucleus Bi, X-channel				
$^{192}\text{Os} + ^{15}\text{N}$ (147 MeV)	121	4.8	$2.0 \pm .4$	
$^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ (155 MeV)	103	2.4	$1.6 \pm .1$	$(3 \pm 1) \cdot 10^{-3}$
Compound nucleus Bi, ff-channel				
$^{192}\text{Os} + ^{15}\text{N}$ (147 MeV)	121	4.8	$2.2 \pm .2$	
$^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ (155 MeV)	103	2.4	$1.7 \pm .1$	$(1.2 \pm .6) \cdot 10^{-5}$
$^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ (178 MeV)	124	3.3	$1.7 \pm .1$	
$^{159}\text{Tb} + ^{40}\text{Ar}$ (220 MeV)	93	1.1	$1.2 \pm .1$	$(7 \pm 3) \cdot 10^{-5}$
$^{159}\text{Tb} + ^{40}\text{Ar}$ (300 MeV)	153	2.7	$1.2 \pm .1$	$(1.2 \pm .6) \cdot 10^{-4}$

the experimental ones for gamma-ray energies $E_\gamma > 12$ MeV and for two projectile energies: $R = .5 \pm .3$ ($E_{Ar} = 220$ MeV) and $R = .5 \pm .3$ ($E_{Ar} = 300$ MeV). In the case of gamma-rays with energies of 8 MeV to 10 MeV these values are $R = .9 \pm .1$ and $R = 1.1 \pm .3$. These values indicate the isotropic emission of gamma-rays with energies $8 \text{ MeV} < E_\gamma < 10 \text{ MeV}$. The spin of the fissioning nucleus is not precisely perpendicular to the fission plane, however. The spin projection onto the fission axis K_0 increases as the excitation energy of the compound nucleus increases¹⁷. The small difference between the experimental and theoretical values of R indicates a weak influence of this effect on the experimentally observed anisotropy.

4. Conclusions

The method of identification of the reaction channel by detecting the KX-rays of residual nuclei (X-channel) and/or fission fragments (ff-channel) was shown to have sufficient efficiency to observe highly energetic gamma-rays, which correspond to the fusion of two heavy nuclei. By using this method the spectra of gamma-rays were studied, especially in the region of GDR energies. The effective temperature of the gamma-ray spectra was determined in the range $4 \text{ MeV} < E_\gamma < 12 \text{ MeV}$ and its dependence on the projectile mass was established. The broad bumps have been observed in the energy region of $E_\gamma > 12 \text{ MeV}$. The energies and yields of the "A" bumps, which have been observed in the X-channel of the studied reactions, agree quite well with results of other studies⁶⁻¹¹. They probably correspond to the gamma-decay of GDR's built on highly excited states of compound nucleus⁷. The "B" bumps, which we have observed in the ff-channel of the same reactions, have significantly higher energies and lower yields comparing to the "A" bumps. The "A" bumps have not been seen in the gamma-ray spectra of the ff-channel. The dependence of the energies and the yields of the "B" bumps on the projectile mass has been established. The results of measuring the correlation between the yield of gamma-rays with energies $E_\gamma > 12 \text{ MeV}$ and the direction of the fission plane indicate the emission of stretched dipole gamma-rays in the ff-channel.

The correspondence of the energy of the "A" bump and that of GDR of the compound nucleus (Bi) cannot exclude the possible contribution from the target (Ta), because the GDR energy $E_G \sim 78 \times A^{-1/3}$ depends only weakly on the

gamma-ray source mass A^{/14/. The drastic change in the width of GDR's with mass can be used in future experiments to resolve the target from the compound nucleus^{/14/. The study of the mechanism involved in the excitation and gamma-decay of giant resonances in the heavy ion reactions can lead to a better understanding of the mechanism of energy dissipation in heavy ion collisions^{/9,19/}.}}

We would like to express our sincere thanks to Academician G.N.Flerov and Prof. Yu.Ts.Oganessian for their interest in this work. Thanks are also due to B.I.Pustynnik, Yu.A.Muzychka and F.A.Zhivopiscev for helpful discussions and to I.David and A.Z.Fomitchev for their help during data acquisition.

References

1. Borcea C. et al. Nucl.Phys., 1982, A391, p.520.
2. Kozulin E.A. et al. JINR, P7-85-31, Dubna, 1985.
3. Jolos R.V., Kartavenko V.G. JINR, P4-80-37, Dubna, 1980.
4. Betak E., Dobes J. Phys.Lett., 1979, 84B, p.368.
5. Deb A.K. et al. Izv.AN SSSR, ser.fiz., 1983, 47, p.145.
6. Newton J.O. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p.1383.
7. Snover K.A. Journ.de Phys., 1984, C4, 45, p.337.
8. Gaardhoje J.J. et al. Phys.Lett., 1984, 139B,p.273.
9. Garman E.F. et al. Phys.Rev., 1983, C28, p.2554.
10. Sandorfi A.M. et al. Phys.Lett., 1983, 130B, p.19.
11. Draper J.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.434.
12. Kamanin V.V. et al. Nucl.Phys., 1984, A431, p.545.
13. Bargholtz Ch. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1984, 10, p.L275.
14. Bertrand F.E. Nucl.Phys., 1981, A354, p.129c.
15. Karamjan S.A., Oganessian Yu.Ts., Pustylnik B.I. Yad.Fiz., 1970, 11, p.982.
16. Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy. (Ed. by K.Siegmann). Amsterdam, 1965, vol.3.
17. Chaundry R., Vandebosh R., Huizenga J.R. Phys. Rev., 1962, 126, p.220.
18. Jolos R.V. et al. JINR, P4-84-245, Dubna, 1984.
19. Broglia R. et al. Phys.Lett., 1974, 53B, p.301.

Received on April 30, 1985.

ОТНОШЕНИЕ ВЫХОДОВ КУМУЛЯТИВНЫХ ПИОНОВ РАЗНОГО ЗНАКА
В ПРОТОН-ЯДЕРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ ОТ 17,5 ДО 63 ГЭВ

И.М.Беляев*, О.П.Гаврищук, Л.С.Золин, А.Г.Карев,
В.В.Лобанов, А.Ю.Суханов

Приведены результаты исследования отношения выходов кумулятивных пионов разного знака, выполненного на спектрометре кумулятивных адронов на ускорителе ИФВЭ /Протвино/. Отношение выходов π^- и π^+ -мезонов в реакции $p + Mo^{98} \rightarrow \pi^\pm + X$ под углом 159° измерено в интервале энергий протонов от 17,5 до 63 ГэВ. Показано, что отношение выходов жестких пионов с импульсом выше 300 МэВ/с близко к единице в этом интервале энергий. В импульсной зависимости отношения наблюдается рост со средним значением параметра наклона $B = (0,183 \pm 0,031) (\text{ГэВ})^{-1}$ в интервале импульсов $300 \leq q_\pi \leq 900$ МэВ/с. Результаты данной работы сопоставляются с данными других экспериментов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Ratio of Cumulative Pion Yields of Different Sign
in Proton-Nuclear Interactions
at 17.5 up to 63 GeV Proton Energy

I.M.Belyaev et al.

Results are presented of a study of the ratio of the yields of π^+ and π^- mesons at 159° angle in the $p + Mo^{98} \rightarrow \pi^\pm + X$ reaction for $17.5 \leq E_p \leq 63$ GeV proton energy. It is shown that the ratio of the yields of hard pions ($q_\pi \geq 300$ MeV/c) over this energy range is approximate to 1. The behaviour is discussed of the π^-/π^+ ratio for the interval of pion momenta $300 \leq q_\pi \leq 900$ MeV/c which corresponds to cumulativity number from 0.7 to 1.9. The results obtained are compared with the data of other experiments.

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

* Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва.

В настоящее время накоплен обширный экспериментальный материал о процессах кумулятивного образования адронов на ядрах^{/1/}. С ростом энергии в системе снаряд-мишень в ряде характеристик кумулятивных процессов проявляется скейлинговое поведение, что говорит об определяющей роли в этой области определенного механизма образования кумулятивных частиц, связанного, как становится общепринятым считать, с проявлением кварковых степеней свободы в ядрах.

Необходимость учета кварковой структуры адронной материи в ядрах при изучении ядерных реакций в области высоких энергий была отмечена А.М.Балдиным в 1971 г.^{/2/}, когда им была высказана гипотеза о правомерности распространения принципа масштабной инвариантности глубоконеупругих взаимодействий элементарных частиц на взаимодействие релятивистских ядер. Проявление локальных свойств адронной материи в ядрах и их следствие - масштабно-инвариантное поведение наблюдаемых в эксперименте характеристик глубоконеупрятых ядерных реакций следует ожидать при таких значениях кинематических переменных, когда превышен характерный масштаб, определяющий деконфайнмент кварков /т.е. когда кварки в ядре можно рассматривать как квазисвободные частицы/. В работах^{/3/} было показано, что в качестве количественного критерия выполнения этого режима целесообразно использовать условие

$$b_{ik} = - \left(\frac{p_i}{m_i} - \frac{p_k}{m_k} \right)^2 = 2 \left[\frac{p_i p_k}{m_i m_k} - 1 \right] \geq 5, \quad /1/$$

где p_i - четырехимпульсы и m_i - массы адронов в реакции I + II → 1 + 2 + ... /2/

В случае взаимодействия релятивистского ядра I с покоящимся ядром II условие /1/ означает

$$\frac{p_I p_{II}}{m_I m_{II}} = \frac{E_I}{m_I} = \frac{E_I}{A_I m_0} \geq 3,5 \quad /3/$$

$m_0 = 931$ МэВ - атомная единица массы, A_I - атомный номер ядра I/. Таким образом, энергия на нуклон $E_I/A_I \approx 3,5^{+4}$ ГэВ соответствует началу асимптотического режима - режима предельной фрагментации ядер*. Представленные

* Экспериментальные данные, подтверждающие наступление асимптотического режима, были получены в опытах по кумулятивному образованию мезонов протонами и дейтонами с импульсом 6 и 8,4 ГэВ/с, выполненных на синхрофазотроне ОИЯИ^{/4/}.

ниже экспериментальные данные соответствуют области значений b_{II} , где условие /3/ заведомо выполнено $|b_{II}| \leq 30 \div 130$.

При теоретическом анализе возможных механизмов образования кумулятивных частиц привлекалось большое число конкретных моделей. Многие из предложенных механизмов дают, по-видимому, реальный вклад в кумулятивный процесс, однако величина этого вклада может существенно меняться с изменением порядка кумулятивности, т.е. удалением от границы кинематического предела для взаимодействия квазивозободных нуклонов. Все известные теоретические модели не выдерживают полной количественной проверки экспериментом, в частности, такие популярные подходы, как рассмотрение ферми-движения и многократного рассеяния, не могут объяснить поведения жесткой части спектра кумулятивных адронов /анализ соответствия существующих моделей и эксперимента можно найти в обзорах^{/5/}.

Интерпретация кумулятивного эффекта, т.е. образования частиц в режиме предельной фрагментации ядер за кинематическим пределом нуклон-нуклонных взаимодействий, на основе учета многокварковых состояний в ядрах развивается в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ в течение более 10 лет^{/6/}. В рамках данного подхода образование кумулятивных мезонов с малым поперечным импульсом p_{\perp} и большим значением масштабной переменной X рассматривается как результат индивидуальных столкновений квазивозободных夸ков снаряда и мишени. Инклузивное сечение процесса /2/ фрагментации частицы /ядра/ II в мезон 1 полагается пропорциональным夸к-партонной структурной функции ядра

$$E_1 d\sigma / dp_1 = C_q^1 \sigma_q^I G_{II/q}(X, p_{\perp}^2), \quad /4/$$

где E_1 и p_1 - энергия и импульс мезона, $G_{II/q}(X, p_{\perp}^2)$ -夸克-партонная структурная функция частицы /ядра/ II /импульсное распределение夸ков в ядре II/, G_q^1 - константа, характеризующая адронизацию夸ка q в мезон 1, σ_q^I - вероятность отсутствия взаимодействия夸ка q с адронным веществом частицы /ядра/ I.

Диаграмма описанного процесса для случая образования кумулятивного пиона изображена на рис.1. Механизм рождения $\pi^+(\pi^-)$ -мезонов сводится здесь к рекомбинации валентных u(d) -夸ков - спектаторов, входивших до акта взаимодействия в состав многокварковой системы /МКС/ в ядре II, с соответствующими анти夸ками моря. Последние имеют более мягкое, чем валентные夸ки, импульсное распределение, так что импульсный спектр u(d) -夸ков-спектаторов при адронизации искается незначительно /мягкая адронизация/. Из соотношения /4/ следует, что отношение инклузивных сечений образования кумулятивных π^- и π^+ -мезонов

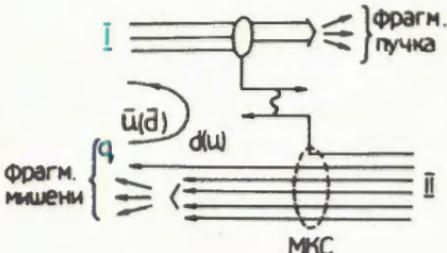


Рис.1. Механизм образования кумулятивного pione q , как фрагмента мишени при жестком рассеянии кварка частицы I на МКС-кварке ядра-мишени II.

под углом, близким к 180° ,

$$\eta(X, p_\perp^2) = \frac{E_p d\sigma_{-} dp_\perp^2}{E_p d\sigma_{+} / dp_\perp^2} = \frac{C_d^1 \sigma_d^I G_{II/u}(X, p_\perp^2)}{C_u^1 \sigma_u^I G_{II/u}(X, p_\perp^2)} = \frac{C_d^1 \sigma_d^I G_{II/d}(X, 0)}{C_u^1 \sigma_u^I G_{II/u}(X, 0)} / 5$$

Таким образом, отношение выходов кумулятивных пионов должно отражать кварковый состав МКС в ядре и X-зависимость отношения структурных функций u- и d-кварков, входящих в МКС.

Зависимость отношения η выходов пионов разного знака от энергии пучка протонов E_p в области нескольких ГэВ была изучена в работе^{7/}. Отмечено, что отношение выходов жестких пионов $/q_\pi \geq 200$ МэВ/ под углом 180° при увеличении энергии протонов от 0,8 до 4 ГэВ возрастает от 0,25 до 1, что указывает, по мнению авторов, на возможную смену механизма образования жестких пионов в этом интервале энергий E_p . Относительно поведения отношения η в зависимости от импульса пионов q_π существующие экспериментальные данные не позволяют сделать четких выводов. На рис.2 представлена зависимость $\eta(q_\pi)$, полученная на основании данных по дифференциальным сечениям реакций $P+A \rightarrow \pi^\pm$ из работ^{8,9/}, где изучен выход пионов под углами, близкими к 180° , в широком диапазоне значений q_π от 300 до $800 \div 900$ МэВ/с/. В обоих случаях наблюдается существенное отклонение η от 1 при $X \geq 1 / q_\pi \geq 400 \div 500$ МэВ/с/. При $E_p = 400$ ГэВ величина η в реакции $p + Ta \rightarrow \pi^\pm / 160^\circ /$ монотонно убывает с увеличением q_π до значения $\sim 0,35$. В соответствии с описанной моделью образования кумулятивных пионов подобное поведение можно было рассматривать как проявление существенно различной X-зависимости структурных функций u- и d-МКС-кварков в тяжелых ядрах.

Исследование выхода пионов под углом 159° в реакции $p + Mo^{96} \rightarrow \pi^+ + X$ было выполнено нами на спектрометре кумулятивных адронов /СКА/ с использованием внутренней мишени ускорителя У-70^{10/}. Схема опыта показана на рис.3. Наведение пучка на мишень осуществлялось при нарастающем поле ускорителя в интервале энергий E_p от 17,5 до 63 ГэВ, при этом набор информации производился одновременно в указанном диапазоне E_p . Импульсный анализ осуществлялся ана-

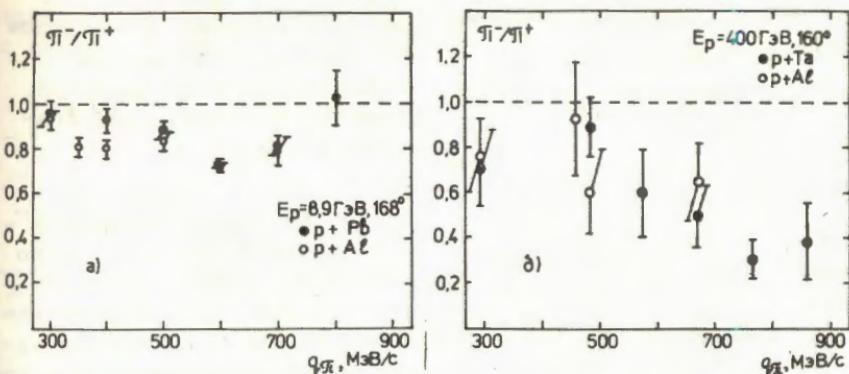


Рис.2. Зависимость отношения выходов π^- и π^+ -мезонов от импульса по данным: а/ работы /9/ и б/ работы /8/.

Рис.3. Схема эксперимента.

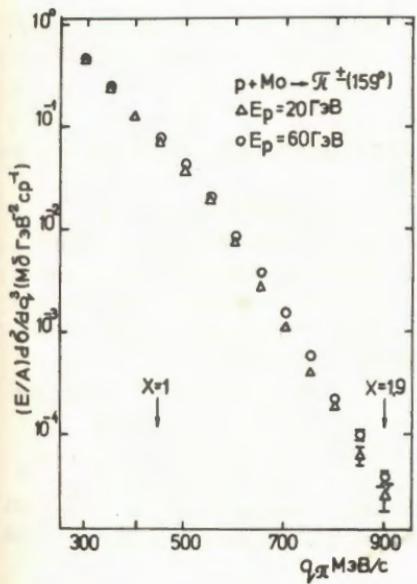
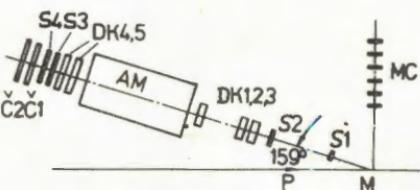


Рис.4. Инвариантное сечение реакции $p + Mo^{98} \rightarrow \pi^\pm (159^\circ)$.

лизирующим магнитом /AM/ с системой дрейфовых камер /ДК1÷5/. Время пролета /счетчики S1÷S4/ и величины амплитуд с черенковских счетчиков (C1, C2) использовались для идентификации частиц (π , K, p, d...). Изменение знака регистрируемых частиц осуществлялось переворотом тока в анализирующем магните. В указанном выше диапазоне E_p было выделено пять интервалов со средним значением энергии протонов 20, 25, 30, 38 и 60 ГэВ. Полная проанализированная статистика /суммарно по трекам π^- и π^+ -мезонов/ составила 10^6 событий. В исследованном интервале импульсов / $300 \leq q_\pi \leq 900$ МэВ/с/ инвариантное сечение изменяется более чем на 4 порядка,

и 60 ГэВ. Полная проанализированная статистика /суммарно по трекам π^- и π^+ -мезонов/ составила 10^6 событий. В исследованном интервале импульсов / $300 \leq q_\pi \leq 900$ МэВ/с/ инвариантное сечение изменяется более чем на 4 порядка,

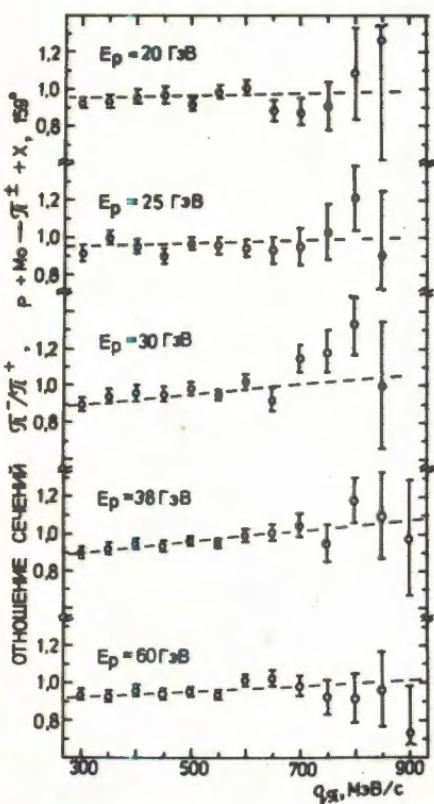
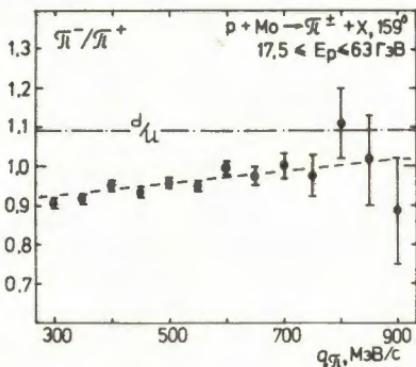


Рис.5. Отношение (η) выходов π^- и π^+ -мезонов при пяти значениях энергии протонов. Штрихами показана аппроксимация $\eta = A + B \cdot q_{\pi}$.

Рис.6. Отношение выходов π^- и π^+ -мезонов, усредненное по интервалу энергии протонов $E_p = 17,5 \div 63$ ГэВ. Штрихпунктиром отмечено отношение валентных d- и u-кварков в ядре молибдена.



а масштабная переменная $X^{1/9}$, характеризующая порядок кумулятивности, от 0,7 до 1,9 /рис.4/.

Полученные значения величины отношения η выходов π^- и π^+ -мезонов в каждом из пяти энергетических интервалов и усредненные значения по всему проанализированному диапазону E_p показаны на рис.5 и 6 соответственно. Результаты аппроксимации зависимости $\eta(q_{\pi})$ представлены в таблице. Описание поведения величины η константой в интервале импульсов пинонов $300 \leq q_{\pi} \leq 900$ МэВ/с выглядит неудовлетворительно по критерию X^2 , линейная аппроксимация $\eta = A + B \cdot q_{\pi}$ дает значения X^2 , близкие к единице, и показывает медленный монотонный рост η с увеличением q_{π}^* . Результаты по отношению интегральных выходов π^- и π^+ -мезонов при $q_{\pi} \geq 200/300$ МэВ/с в исследованном нами ин-

* Быстрое уменьшение π^-/π^+ -отношения, отмеченное на тяжелом ядре в работе^{8/}, не подтвердилось в нашем эксперименте.

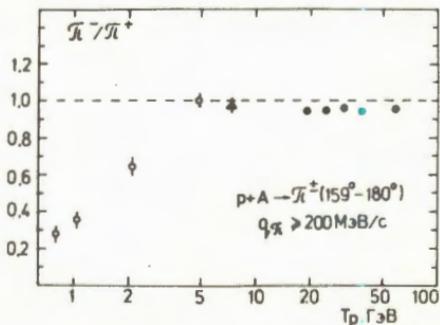
тервале энергий протонов представлены на рис.7 совместно с данными Беркли^{/7/} и Дубны^{/11/*}.

Таблица

Аппроксимация величины η : а) константой,
б) линейной зависимостью от q_π

E_p	а) $\eta = A_0$		б) $\eta = A + B(q_\pi - 0,3)$		
	ГэВ	A_0	χ^2	A	$B(\text{ГэВ}/\text{с})^{-1}$
20	$0,938 \pm 0,008$	1,36	$0,928 \pm 0,018$	$0,066 \pm 0,078$	1,43
25	$0,950 \pm 0,009$	1,08	$0,939 \pm 0,020$	$0,069 \pm 0,087$	1,13
30	$0,952 \pm 0,08$	2,29	$0,911 \pm 0,018$	$0,271 \pm 0,079$	1,24
38	$0,942 \pm 0,006$	2,37	$0,900 \pm 0,014$	$0,260 \pm 0,059$	0,50
60	$0,947 \pm 0,006$	1,48	$0,927 \pm 0,014$	$0,122 \pm 0,060$	1,18
17,5÷63	$0,946 \pm 0,004$	4,48	$0,918 \pm 0,007$	$0,183 \pm 0,031$	1,21

Рис.7. Изменение величины отношения выходов жестких π^- и π^+ -мезонов под углами, близкими к 180° , с ростом энергии протонного пучка:
○ — $p + Cu \rightarrow \pi^\pm(180^\circ)$ ^{/7/},
▲ — $p + Cu \rightarrow \pi^\pm(180^\circ)$ ^{/11/},
● — $p + Mo \rightarrow \pi^\pm(159^\circ)$
данный эксперимент.



Выводы

1. Отношение интегральных выходов кумулятивных пионов ($q_\pi \geq 450$ МэВ/с) в реакции $p + Mo \rightarrow \pi^\pm(159^\circ) + X$ в пределах ошибок постоянно и близко к единице в исследованном интервале энергий протонов / $E_p = 17,5 \div 63$ ГэВ/.

* Отношение π^-/π^+ по данным работы^{/11/} получено как средневзвешенное значение отношений дифференциальных сечений при $q_\pi > 200$ МэВ/с.

2. Сопоставление результатов настоящей работы с данными экспериментов, выполненных при более низких энергиях протонов, позволяет заключить, что в протон-ядерных взаимодействиях отношение выходов жестких пионов, излучаемых в направлении назад ($\theta_\pi \approx 180^\circ$, $q_\pi \geq 200$ МэВ/с), выходит на постоянный уровень ($\eta \approx 1$) при энергии протонов $E_p \approx 4$ ГэВ/, соответствующей началу режима предельной фрагментации ядер согласно условию /1/.

3. В импульсной зависимости отношения выходов пионов $\eta(q_\pi)$ наблюдается тенденция медленного роста с увеличением импульса пионов, что в рамках модели фрагментации кварков-спектаторов в пионы можно интерпретировать как проявление более жесткого импульсного распределения д-кварков относительно ц-кварков в многокварковых конфигурациях ядер. В этой связи представляется интересным провести сравнение $\eta(q_\pi)$ -поведения в $p + A$ -взаимодействиях в широком интервале значений A .

Авторы благодарны профессорам А.М.Балдину, И.В.Чувило и В.С.Ставинскому за поддержку данной работы и полезные обсуждения, а также персоналу СИЭО ОИЯИ и служб ускорителя ИФВЭ за обеспечение возможности проведения эксперимента в условиях кольцевого зала У-70.

Литература

1. Baldin A.M. In: Progress in Particle and Nuclear Physics, 1980, 4, p.95; Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.949; Лексин Г.А. В кн.: Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976. ОИЯИ, Д1,2-10400, Дубна, 1977, т.1, с.6.
2. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике. ФИАН, М., 1971, т.1, с.35.
3. Балдин А.М. ДАН СССР, 1975, т.222, с.1064;
Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. ОИЯИ, 1-84-185, Дубна, 1984; Балдин А.М., Диденко Л.А.
В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №3-4, Дубна, 1984,
с.5.
4. Baldin A.M. et al. JINR, 1-8054, Dubna, 1974;
Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-8249, Дубна, 1974.
5. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.613; Гаврилов В.Б.,
Лексин Г.А. Х школа физики ИТЭФ. Энергоатомиздат,
М., 1983, вып.1, с.46.

6. Baldin A.M. et al. Proc. Rochester Meeting. ASP/OPF, 1971, p.131; Baldin A.M. Proc. of the VI Int.Conf. on High Energy Phys. and Nucl.Struct. Santa Fe, 1975, p.621; Baldin A.M. Proc. in Particle and Nucl.Phys. (Ed. by D.Wilkinson). Pergamon Press, 1980, vol.4, p.95; Baldin A.M. Proc. CERN-JINR School of Physics. CERN, 82-04, Geneva, 1982, p.1; Baldin A.M. JINR, E2-83-415, Dubna, 1983.
7. Schroeder L.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, vol.43, p.1787.
8. Nikiforov N.A. et al. Phys.Rev.C, 1980, vol.22, p.700.
9. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
10. Беляев И.М. и др. Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982, с.114.
11. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1974, т.20, с.1201.

Рукопись поступила 23 апреля 1985 года.

О РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЕ В РЕАКЦИИ $p + Cu \rightarrow \pi^+ + X$
ПРИ $T_p \sim 350$ МэВ

И.И.Гайсак, К.О.Оганесян, Е.А.Пасюк, С.Ю.Пороховой

Обсуждается обнаруженное ранее резонансное усиление выхода π^+ -мезонов под углом 90° в инклюзивной реакции $p + Cu \rightarrow \pi^+ + X$ при изменении энергии падающих протонов в интервале $325 \leq T_p \leq 375$ МэВ. Рассматривается возможность вклада от образования дибариона в связанном состоянии.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

On a Resonant Structure in the $p + Cu \rightarrow \pi^+ + X$
Reaction at $T_p \sim 350$ MeV

I.I.Haysak et al.

Early observed resonant yield intensification of positive pions from the inclusive $p + Cu \rightarrow \pi^+ + X$ reaction at 90° under incident proton energies between 325 and 375 MeV is discussed. The possibility of contribution of dibaryon production in the bound state is considered.

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

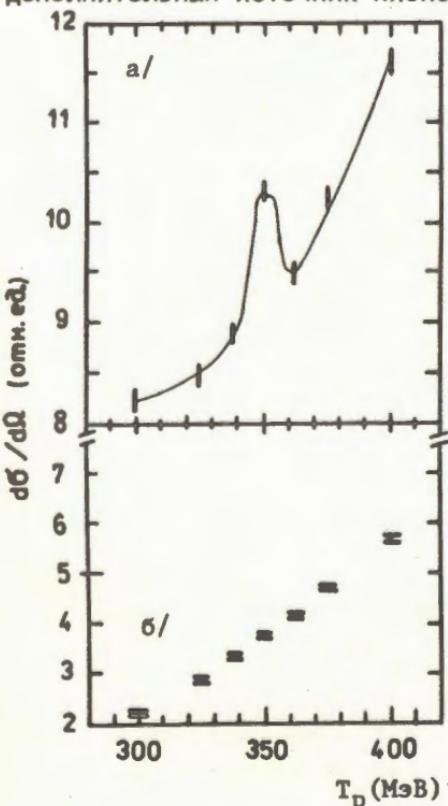
В физике промежуточных энергий последние годы усиленно обсуждается проблема дибарионных резонансов. Во многих экспериментах содержатся указания на существование дибарионных резонансов в NN-системе для широкой области масс /2000-2400 МэВ/ ^{1/}. Однако мнения по интерпретации имеющихся данных расходятся. В этой связи важное значение имеет получение новых экспериментальных результатов, свидетельствующих об однозначном проявлении таких резонансов. В частности, по аналогии с гиперядрами следует ожидать образования дибарионов в составе ядра. Такие экзотические состояния ядерной материи могут осуществляться в адрон-ядерных соударениях.

С указанным экзотическим состоянием ядра, возможно, связано обнаруженное в протон-ядерных соударениях при определенной энергии резонансное усиление выхода π^+ -мезон-

нов^{/2/}, полученное на основании экспериментального исследования^{/3/} инклузивных спектров π^+ -мезонов, вылетающих под углом 90° в лабораторной системе при соударении протонов с ядрами меди.

Энергия протонов изменялась в пределах 250-500 МэВ с шагом 25 МэВ. Анализ энергетических спектров показал, что при энергии падающих протонов $T_p = 350$ МэВ аномально обогащена низкоэнергетическая часть спектра в области $T_\pi \sim 50$ МэВ.

Недавно в Сакле проведены новые измерения этого эффекта^{/4/}. Получены инклузивные спектры π^+ -мезонов для энергий падающих протонов в области 300-400 МэВ с шагом 12 МэВ. При той же энергии падающих протонов 350 МэВ в спектре пионов в области $T_\pi \sim 50$ МэВ /рис.1а/ наблюдается особенность, отсутствующая для пионов с большими энергиями /рис.1б/. Точность, с которой измерены спектры, позволяет выделить аномальную часть. На рис.2 приведены экспериментальный спектр пионов для $T_p = 350$ МэВ и результат вычитания из него спектра, полученного усреднением экспериментальных спектров для $T_p = 338$ и 362 МэВ. Видно, что при энергии падающих протонов 350 МэВ имеется дополнительный источник пионов, дающий вклад в область спектра $T_\pi \sim 50$ МэВ с шириной ~ 40 МэВ.



Таким образом, экспериментальные данные указывают на наличие в реакции $Cu(p, \pi^+) X$ при энергии падающих протонов 350 МэВ резонансной структуры в спектре пионов. Из данных работы^{/4/} следует, что ширина этой структуры по энергии падающих протонов $\Gamma \leq 10$ МэВ.

Энергия налетающего протона 350 МэВ соответствует порогу образования дигармонной системы с массой 2040 МэВ на свободном нуклоне и порогу образования

Рис.1. Выход пионов в зависимости от энергии протонов^{/4/}: а/ для $38,6 \leq T_\pi \leq 58,9$ МэВ, б/ для $76,9 \leq T_\pi \leq 100$ МэВ.

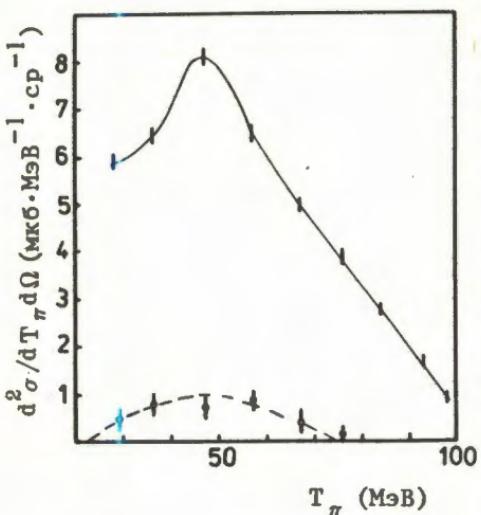


Рис.2. Энергетический спектр пионов при $T_p = 350$ МэВ: | - полный спектр ^{/4/}, ϕ - спектр, полученный вычитанием среднего спектров при $T = 338$ и 326 МэВ.

дигариона с массой 2210 МэВ, если весь импульс налетающего протона берет на себя ядро как целое.

^{в/б/} имеется указание на возможное существование связанного состояния двух протонов с массой около 2024 МэВ и шириной ~20 МэВ. Максимальная

энергия пиона из распада указанного состояния составляет 12 МэВ. Моделирование показывает, что импульсное распределение нуклонов в ядре не может дать структуру с $\Gamma \leq 10$ МэВ.

Наблюдаемую узкую структуру также трудно объяснить рождением дигарийонного состояния ${}^3F_3/2220$ МэВ/ в свободном состоянии. Для этого дигарийонного состояния приводится ширина 50-150 МэВ^{/1/}.

Уменьшение ширины распада может наблюдаться, если дигарийон образуется в связанном состоянии. Действительно, известно, что дигарийонные резонансы имеют малый параметр упругости, и это свидетельствует о большой вероятности их распада в каналы πd и πNN . Теоретические расчеты дают отношение^{/7/} $\Gamma_{B^2 \rightarrow \pi d} / \Gamma_{B^2 \rightarrow \pi NN} \sim 0,1-1\%$. Однако если дигарийон находится в связанном состоянии в ядре, то его распад по каналу πNN частично будет подавлен. Принцип Паули запрещает распад дигарийона с импульсами протонов, меньшими импульса Ферми. Проведенный нами расчет показывает, что наложение ограничения на импульс налетающих нуклонов $p > p_F$ уменьшает фазовый объем распада в 2,5, 4 и 10 раз для $p_F = 260, 300$ и 350 МэВ/с соответственно.

Отметим, что максимальная энергия пионов из распада $B^2(2220) \rightarrow \pi NN$ составляет 180 МэВ, а при указанных ограничениях на импульс нуклонов - 130, 110 и 80 МэВ соответственно.

Аналогичная ситуация наблюдается при образовании гиперядра ${}^9Be/7/$, существование которого свидетельствует

о наличии запрета на сильное взаимодействие связанного Σ^0 -гиперона с нуклоном ядра.

Таким образом, ядро может выступать в качестве своеобразного фильтра, выделяющего определенные особенности нуклон-нуклонного взаимодействия.

Для однозначной интерпретации обсуждаемого эффекта важны измерения угловых зависимостей выходов π^+ и π^- -мезонов для разных ядер, корреляционный эксперимент.

Авторы благодарят Р.А.Эрамжяна, Л.И.Лапидуса, М.Х.Ханхасаева, Б.З.Копелиовича и Ю.Ф.Ломакина за обсуждение работы.

Литература

1. Макаров М.М. ЭЧАЯ, 1984, 15, с.941; Seth K.K. In: Proc.VII Int.Seminar on High-Energy Phys.Problems, JINR, D1,2-84-599, Dubna, 1984, p.324.
2. Krasnow V.A. et al. Phys.Lett., 1982, 108B, p.11.
3. Акимов Ю.К. и др. ЯФ, 1981, 33, с.33..
4. Julien J. et al. Phys.Lett., 1984, 142B, p.340.
5. Байрамов А.А. и др. ОИЯИ, Р2-83-207, Дубна, 1983.
6. Araki M., Koike Y., Ueda T. Progr.Theor.Phys., 1980, vol.63, p.2133; Grein W., Kubodera K., Zocher M.P. Nucl.Phys., 1981, A356, p.269.
7. Bertin R. et al. Phys.Lett., 1980, 90B, p.375.

Рукопись поступила 10 апреля 1985 года.

GAUGE-INVARIANT FIELD VARIABLES AND THE ROLE OF THE LORENTZ GAUGE CONDITIONS

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

We study two classes of gauge-invariant fields introduced by Fock and Dirac. It is shown that such field variables satisfy the Lorentz gauge condition as a secondary constraint according to the Dirac classification. For the field in the axial gauge considered as a primary constraint a simple inversion formula is derived, which expresses that field through the strength tensor and is analogous to the formula that occurs in the Fock gauge.

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

Калибровочно-инвариантные полевые переменные
и роль условий Лоренца

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

Изучаются два класса калибровочно-инвариантных полей, введенных в рассмотрение Фоком и Дираком. Показано, что такие полевые переменные удовлетворяют калибровочному условию Лоренца в качестве вторичной связи, согласно классификации Дирака. Для поля, на которое наложено в качестве первичной связи условие аксиальной калибровки, найдена простая формула обращения, выражающая его через тензор напряженности, аналогичная формуле, которая имеет место в калибровке Фока.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

There are two ways of introducing of fields that with the property to be invariant under the local gauge transformations

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu \lambda(x); \psi(x) \rightarrow e^{ig\lambda(x)} \psi(x). \quad (1)$$

The first class of gauge-invariant fields is defined with the help of a specified gauge transformation under the primary electromagnetic field $A_\mu(x)$ with the gauge parameter $\lambda(x)$ taken in the form (that was introduced for the first time by V.A.Fock^[1]):

$$\lambda(x) = \Lambda(x|\xi) = - \int\limits_{\xi}^x dz^{\mu} A_{\mu}(z), \quad (2)$$

so that

$$A_{\mu}(x) \rightarrow B_{\mu}(x|\xi) = A_{\mu}(x) + \partial_{\mu} \Lambda(x|\xi), \quad (3)$$

$$\psi(x) \rightarrow \Psi(x|\xi) = e^{ig \Lambda(x|\xi)} \psi(x).$$

Here ξ is an arbitrary fixed point from the Minkowski space. Field variables (3) were studied in papers ^{/9-6/}. For the contour of integration in (2), according to ^{/1/}, a piece of a straight line is taken: $z^{\mu} = \xi^{\mu} + t(x - \xi)^{\mu}$, $0 \leq t \leq 1$. The field variables $B_{\mu}(x|\xi)$ and $\Psi(x|\xi)$ that are introduced by formulae (2) and (3) are gauge invariant under the local gauge transformations (1) performed for the primary fields $A_{\mu}(x)$ and $\psi(x)$. The field $B_{\mu}(x|\xi)$, that is gauge invariant under the gauge transformations (1) for the field $A_{\mu}(x)$, satisfies the Fock gauge condition ^{* /1/}

$$(x - \xi)^{\mu} B_{\mu}(x|\xi) = 0. \quad (4)$$

(That is why we shall call these fields $B_{\mu}(x|\xi)$, $\Psi(x|\xi)$, and $\Psi(x|\xi)$ as fields of the Fock class). The field $B_{\mu}(x|\xi)$ is none other than the field $A_{\mu}(x)$, taken in the Fock gauge: $B_{\mu}(x|\xi) = A_{\mu}(x|\xi)$. It satisfies the well-known inversion formula

$$B_{\mu}(x|\xi) = - \int\limits_0^1 dt (x - \xi)^{\nu} F_{\mu\nu}(\xi + t(x - \xi)), \quad (5)$$

that expresses the field through the strength tensor $F_{\mu\nu}(x) = \partial_{\nu} A_{\mu}(x) - \partial_{\mu} A_{\nu}(x)$ being a gauge-invariant quantity.

The second class of gauge-invariant field variables was introduced by Dirac ^{/7/} and is defined as follows (for details see ref. ^{/9/})

$$B_{\mu}(x|f) = A_{\mu}(x) - \int dy \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} f^{\nu}(x-y) A_{\nu}(y), \quad (6)$$

$$\Psi(x|f) = e^{-ig \int dy f^{\nu}(x-y) A_{\nu}(y)} \psi(x), \quad (7)$$

where $f^{\nu}(x-y)$ is a real function that obeys the condition $\partial^{\mu} f_{\mu}(z) = \delta(z)$. The formula (6) can be written in the form

^{*}This gauge was rediscovered later by a number of authors ^{/2-5/}.

mentum space as follows:

$$B_\mu(p|f) = A_\mu(p) - i p_\mu f^\nu(p) A_\nu(p), \quad (8)$$

with the conditions

$$i p_\nu f^\nu(p) = 1; \quad f_\nu^*(p) = f_\nu(-p). \quad (9)$$

It is easy to check with the help of (9) that the gauge-invariant field (8) can be expressed analogously to (5) through the strength tensor:

$$B_\mu(p|f) = f^\nu(p) F_{\nu\mu}(p). \quad (10)$$

It is clear from formula (1) that on the Maxwell equations

$$p^2 A_\mu(p) - p_\mu p^\nu A_\nu(p) = \left(\equiv \frac{1}{i} p^\nu F_{\nu\mu}(p) \right) = 0$$

the field $B_\mu(p|f)$ satisfies the Lorentz gauge condition

$$p^\mu B_\mu(p|f) = 0. \quad (11)$$

Dirac has defined the so-called second class of constraints as the constraints that are obtained with the help of Lagrange equations of motion (in our case with the help of Maxwell equations) and the constraints of the first class (that is equivalent in our case to the use of restriction conditions (9) on the functions $f_\nu(p)$). From this definition we conclude that in the class of gauge-invariant Dirac fields defined by formulae (6)-(9) the Lorentz gauge condition (11) appears as the constraint of the second class. It is evident that the field (8) satisfies the Maxwell equation.

As has been shown in ^{1/9/}, the solution of relations (9) that meets the requirement of symmetric description of particles and antiparticles has the form

$$f^\nu(p) = -i P.V. \frac{n^\nu}{(np)}, \quad (12)$$

where n_ν is an arbitrary 4-vector. With the help of (8) it is easy to find that the gauge-invariant field $B_\mu(p|f)$ coincides with the primary field $A_\mu(p)$ in the gauge

$$f^\nu(p) A_\nu(p) = 0, \quad (13)$$

that with the choice of $f_\nu(p)$ in the form of (12) transforms into the condition of axial gauge $n^\mu A_\mu = 0$ for the field $A_\mu(p)$. From here and from (10) it follows that in

the axial gauge for the field $A_\mu^{\text{ax}}(p)$, as a particular case of formula (10), there exists the expression for $A_\mu^{\text{ax}}(p)$ through a gauge-invariant strength tensor $F_{\nu\mu}(p)$

$$A_\mu^{\text{ax}}(p) = iF_{\nu\mu}(p) \frac{n^\nu}{(np)} \quad (14)$$

(the principal value for the denominator in (14) is supposed). Let us mention that previously the inversion formula was established only for the field taken in the Fock gauge (see formula (5)). The inversion formula (14) that we have found for the field $A_\mu(p)$ in the axial gauge and formula (10) for the whole Dirac class of gauge invariant fields were never met in the literature so we consider their derivation as a new result.

As a particular case of formula (11) for the electromagnetic field that obeys the condition of axial gauge as the constraint of the first class we obtain the Lorentz gauge condition

$$\partial^\mu A_\mu^{\text{ax}}(x) = 0, \quad (15)$$

that appears as a constraint of the second class.

Let us return to the Fock field $B_\mu(x|\xi)$ (2). Using (1) with $z^\mu = \xi^\mu + t(x - \xi)^\mu$ we get

$$\square_x \Lambda(x|\xi) = - \int_0^1 dt [(x - \xi)^\mu A_\mu(\xi + t(x - \xi)) - 2 \frac{\partial}{\partial x_\nu} A_\nu(\xi + t(x - \xi))] \quad (16)$$

Making use of the Maxwell equation $\square A_\mu + \partial_\mu \partial^\nu A_\nu = 0$ we find

$$\square_x \Lambda(x|\xi) = - \int_0^1 dt [t \frac{d}{dt} (\frac{\partial}{\partial z_\mu} A_\nu(z)) + 2t \frac{\partial}{\partial z_\mu} A_\nu(z)], \quad (17)$$

$$z^\mu = \xi^\mu + t(x - \xi)^\mu.$$

Then integrating (17) by parts we finally obtain

$$\square_x \Lambda(x|\xi) = - \partial^\mu A_\mu(x). \quad (18)$$

Taking 4-divergence of (2) and allowing for (18) we get for the gauge-invariant Fock field $B_\mu(x|\xi)$ the Lorentz condition*

* As has been mentioned before, the field $B_\mu(x|\xi)$ coincides with the field $A_\mu(x)$ in the Fock gauge, for which the validity of the Lorentz condition, as we have got informed, has been established independently by V.N.Kapshay.

$$\partial^\mu B_\mu(x|\xi) = 0, \quad (19)$$

which is also obtained with the use of the equations of motion (Maxwell equations) and with the gauge parameter $\lambda(x)$ taken in the form (2). Thus, the condition (19) also appears to be the secondary constraint.

References

1. Fock V.A. Sov.Phys., 1937, 12, p.404; Fock V.A. Collection of the Works on the Quantum Field Theory. Leningrad Univ.Pub., Leningrad, 1957, p.141-158 (in Russian).
2. Schwinger J. Phys.Rev., 1951, 82, p.664.
3. Fateev V., Schwarz A., Tyupkin Yu. Preprint Lebedev Physical Inst., Moscow, 1976, No.155.
4. Cronstrom C. Phys.Lett., 1980, 90B, p.267.
5. Dubovikov M.S., Smilda A.V. Nucl.Phys., 1981, B185, p.109.
6. Kapshay V.N., Skachkov N.B., Solovtsov I.L. JINR, E2-83-26, Dubna, 1983.
7. Dirac P.A.M. Canadian Journal of Physics, 1955, 33, No.11, p.650.
8. Dirac P.A.M. Lectures on Quantum Mechanics. Yeshiva Univ., New York, 1964.
9. D'Emilio E., Mintchev M. Fort.der Physics, 1984, col.32, No.9, p.476.

Received on April 18, 1985.

**РЕЗОНАНСНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ СОЛИТОНОВ
ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ
В ЗАМАГНИЧЕННОМ ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ**

С.Т.Иванов*, В.Г.Маханьков

Рассмотрена генерация солитонов в замагнченном плазменном волноводе слабым электронным пучком. Показано, что существует область параметров пучка и плазмы, в которой линейно неустойчивая волна распадается на цуг солитонов строго определенной амплитуды и скорости (последние подчиняются уравнению КдФ). Такой распад, "выбивая" волну из резонанса с пучком, может приводить к срыву линейной неустойчивости гидродинамического типа.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

**Resonance Generation of Solitons
by Electron Beam
in a Magnetized Plasma Waveguide**

S.T.Ivanov, V.G.Makhankov

Soliton generation by a weak electron beam in a magnetized plasma waveguide is considered. The region of beam and plasma parameters is shown to exist in which a linearly unstable wave decays into a set of solitons of sharply definite amplitudes and velocities (governed by the KdV equation). Such a decay destroys a wave-beam resonance and can give rise to ceasing the linear hydrodynamic type instability.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Введение

В связи с генерацией и усилением мощных СВЧ электромагнитных волн в последние годы интенсивно исследуется их возбуждение сильноточными электронными пучками в плазменных волноводах (см.^{1/} и цитированную там литературу). Если скорость пучка слегка превышает фазовую скорость собственной волны, в системе развивается пучковая неустойчивость, нарастающая на линейной стадии экспоненциально.

* Софийский университет, НРБ.

На конечной стадии могут развиваться различные нелинейные процессы, связанные с захватом частиц, возбуждением высших гармоник, распадом волн и т.д. В настоящей работе мы указываем на еще одну возможность нелинейного взаимодействия пучка с плазмой — распад возбужденной пучком гармонической волны на солитоны.

Как было показано аналитически и подтверждено экспериментально^{1/2}, при малой нелинейности в плазменном волноводе (без пучка) могут распространяться солитоны. Например, в результате распада отрицательных прямоугольных импульсов появились солитоны, описываемые уравнением Кортевега-де Фриза /КдФ/. Поскольку воздействие электромагнитной волны на электронные компоненты плазмы и пучка в качественном отношении одинаково, можно ожидать, что в плазменном волноводе с компенсированным пучком, являющимся слабым возмущением, тоже могут распространяться солитоны. Конечно, при этом вклад пучка будет определяться степенью близости его скорости к скорости солитона. Можно предположить, что в случае, когда эти скорости значительно отличаются друг от друга, солитоны не будут "замечать" пучок, и их можно описать уравнением КдФ, полученным Икези и др.^{1/2}. Если же они достаточно близки, воздействие поля на пучок будет значительно сильнее, и нелинейные члены уравнения КдФ будут определяться также и пучком. Наконец, когда они очень близки, вкладом плазмы можно пренебречь, и в уравнении КдФ останутся одни пучковые члены.

В настоящей работе определены интервалы, в которых можно пренебречь той или другой электронной компонентой, и получено уравнение КдФ для таких значений скорости пучка, при которых система плазма-пучок неустойчива. Получены солитонные решения при амплитуде поля, ниже необходимой для захвата частиц пучка в потенциальную яму волны. Следовательно, нарастающая в результате развития пучковой неустойчивости гармоническая волна при достижении этого уровня распадается на солитоны, причем процесс носит ярко выраженный резонансный характер.

1. Уравнение КдФ для системы плазма-пучок

Рассмотрим волновод радиуса R , заполненный холодной плазмой с концентрацией n_0^p . Вдоль оси z волновода со скоростью v распространяется электронный пучок того же радиуса с концентрацией n_0^b . Система находится во внешнем магнитном поле B_0' , таком, что

$$\Omega \gg \omega_{b,p} \quad (\Omega = e B_0 / mc, \quad \omega_{b,p}^2 = 4\pi e^2 n_0^{b,p} / m_e).$$

Пусть пучок является слабым возмущением, т.е.

$$\sqrt{\frac{n_b}{n_p}} = \eta \equiv \omega_b / \omega_p \ll 1. \quad (1)$$

Для описания такой системы используем уравнения двухжидкостной гидродинамики и уравнение Пуассона:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n^i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n^i V^i) &= 0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + V^i \frac{\partial}{\partial z} \right) V^i = \frac{e}{m_e} \frac{\partial}{\partial z} \Phi, \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \Delta_\perp \right) \Phi &= 4\pi e \left(\sum_i n^i - n_0 \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\Delta_\perp = \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r}$, $i = b, p$, индексы "b" и "p" относятся соответственно к пучку и плазме, n^i и V^i — концентрация и скорость частиц, $n_0 = n_0^b + n_0^p$. Мы рассматриваем аксиально-симметричные возмущения. Это обеспечивается выполнением условия ^{1/3}:

$$k_\perp u = \frac{2.4}{R} u < \omega_p < \frac{3.8}{R} u. \quad (3)$$

Приведем из этой же работы некоторые результаты линейной теории. При выполнении условия (3) в системе будет возбуждаться гармоническая аксиально-симметричная волна с частотой, волновым числом и инкрементом соответственно:

$$\omega_0 = (\omega_p^2 - k_\perp^2 u^2)^{1/2} = \omega_p (1 - u^2 / V_p^2)^{1/2}, \quad k_0 = \frac{\omega_0}{u}. \quad (4)$$

$$\delta = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{1}{2} \eta^2 \right)^{1/3} \omega_0.$$

Здесь $k_\perp = (\mu_{00}/R) \approx 2.4/R$, $J_0(\mu_{00}) = 0$. При этом фазовая скорость V_{ph} неустойчивой волны удовлетворяет условию

$$V_{ph} \leq u < V_p = \frac{\omega_p}{k_\perp}, \quad (\text{см. (3)}). \quad (5)$$

Как было отмечено, в некоторых интервалах скоростей можно пренебречь вкладом пучка или плазмы. Для того чтобы определить эти интервалы, будем искать решение системы уравнений в виде бегущей волны $f(z - Vt)$, при этом уравнения непрерывности и движения легко интегрируются, давая следующее уравнение для Φ :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \Delta_1 \right) \Phi = 4\pi e \left(n_0^p \left(1 + \frac{2e\Phi}{m_e V^2} \right)^{-1/2} + n_0^b \left(1 + \frac{2e\Phi}{m_e u'^2} \right)^{-1/2} - n_0 \right). \quad (6)$$

Здесь $u' = V - u$, $\tilde{z} = z - Vt$.

После разложения по степеням $\frac{2e\Phi}{mu'^2} \ll 1$ с учетом квадратичных членов (6) принимает вид:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \Delta_1 \right) \Phi = - \left(\frac{\omega_p^2}{V^2} + \frac{\omega_b^2}{u'^2} \right) \Phi + \frac{3e}{2m} \left(\frac{\omega_p^2}{V^4} + \frac{\omega_b^2}{u'^4} \right) \Phi^2. \quad (7)$$

При различных V вклад пучковых членов, пропорциональных ω_b^2/u'^k , по отношению к плазменным может сильно меняться в зависимости от величины "расстройки" $u' = V - u$. Если $u'^2 \gg \eta^2 V^2$, пучковыми членами можно пренебречь, и состояние системы в интервалах

$$V \ll u(1 - \eta), \quad V \gg u(1 + \eta) \quad (8)$$

определяется плазмой. Как уже отмечалось, для этого случая в работе^{/2/} выведено уравнение КдФ. Когда "расстройка" u' удовлетворяет условиям $\eta^2 V \ll |u'| \ll \eta V$, в уравнении (7) можно пренебречь вкладом плазмы в нелинейном члене и вкладом пучка в линейном. Тогда состояние системы в интервалах

$$u(1 + \eta^2) < V < u(1 + \eta), \quad u(1 - \eta^2) > V > u(1 - \eta) \quad (9)$$

определяется линейной плазмой и нелинейным пучком. Как мы увидим, это наиболее интересная область.

В случае же, когда $|u'| \ll \eta^2 V$, скорости распространения волны и пучка настолько близки, что воздействие поля на пучок значительно сильнее его воздействия на плазму и последним можно пренебречь. В интервале

$$u(1 - \eta^2) < V < u(1 + \eta^2) \quad (10)$$

состояние рассматриваемой системы определяется лишь пучковыми вкладами.

Проведенный анализ мы не связывали с заданными начальными параметрами пучка и плазмы. Оказывается, что реализация рассмотренных интервалов (8)÷(10) связана с начальной расстройкой $u - V_p$. Если $u > V_p$, система устойчива на линейной стадии, и солитоны в этом случае могут возбуждаться лишь внешними источниками. Если же $u < V_p$, гармоническая волна с частотой ω_0 и инкрементом δ (4) будет нарастать, пока в действие не вступит нелинейность. Поэтому мы подробнее остановимся на последнем случае:

$$u < V_p. \quad (11)$$

Начнем с интервала (8). Приведем здесь полученное для этих условий уравнение КдФ в удобной для нас форме:

$$2 \frac{k_1^2}{V} \frac{\partial \Phi}{\partial t} - (k_1^2 - \frac{\omega_b^2}{V^2}) \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{z}} - \frac{3e}{2m_e} \frac{\omega_b^2}{V^4} \frac{\partial \Phi^2}{\partial \tilde{z}} + \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \tilde{z}^3} = 0, \quad (12)$$

из которого следует, что солитоны существуют при $V > V_p$. С учетом этого условия и (11) видно, что их скорость может находиться лишь в верхнем интервале (8). Если скорость пучка такова, что

$$V_p(1 - \eta) < u < V_p, \quad (13)$$

нелинейность системы определяется пучком, а скорость V находится в верхнем интервале (9), $u(1 + \eta^2) < V < u(1 + \eta)$. Если же u задается в интервале (13), но $V_p(1 - \eta) < u < V_p(1 - \eta^2)$, интервал для V несколько изменяется: $V_p < V < u(1 + \eta)$.

Из всех этих рассуждений можно заключить, что, когда нелинейность определяется пучком, его скорость, как и скорость солитонов, порядка $V_p = \omega_p/k_1$, т.е. $u \approx V \approx V_p$. Из этого обстоятельства и условия $|u'| \gg \eta^2 V$ следует, что

$$V - u \gg \eta^2 V \approx \omega_b/k_1. \quad (14)$$

Добавим еще, что интервал (10), как и нижние интервалы (8) и (9), может быть реализован лишь при $u > V_p$.

Перейдем к выводу уравнения КдФ для волновода с пучком в интервале скоростей (13), т.е. для волновода с "линейной" плазмой и "нелинейным" пучком.

Для этого воспользуемся методом, предложенным в ^{14/}. Рассматривая слабую нелинейность, мы предполагаем, что по-перечная зависимость потенциала выражается собственными функциями оператора Δ_{\perp} : $\Phi = J_0(k_1 r) f(z)$.

Следуя ^{14/}, введем малый параметр ϵ и новые переменные $\xi = \epsilon^{1/2}(z - t)$, $r = \epsilon^{3/2}t$.

Обезразмерим систему уравнений заменой $z \rightarrow k_1 z$, $t \rightarrow \omega_b t$, $V \rightarrow k_1 V / \omega_b$, $n \rightarrow n/n_0$ и $\Phi \rightarrow e k_1^2 \Phi / m_e \omega_b^2$.

После этого в системе пучка уравнения (2) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \epsilon \frac{\partial n^1}{\partial r} - \frac{\partial n^1}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \xi} n^1 V^1 &= 0, \\ \epsilon \frac{\partial V^1}{\partial r} - \frac{\partial V^1}{\partial \xi} + V^1 \frac{\partial V^1}{\partial \xi} - \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} &= 0, \quad \epsilon \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = \Phi + n^p + n^b - n_0. \end{aligned} \quad (15)$$

Используя разложения

$$n^b = 1 + \epsilon n_1^b + \epsilon^2 n_2^b + \dots, \quad n^p = n_0^p + \epsilon n_1^p + \dots,$$

$$V^b = \epsilon V_1^b + \epsilon^2 V_2^b + \dots, \quad V^p = -u + \epsilon V_1^p + \dots, \quad \Phi = \epsilon \Phi_1 + \epsilon^2 \Phi_2 + \dots,$$

из (15) легко получаем уравнения первого и второго порядка по ϵ . Решая их с учетом условий $V^b = 0$, $n^p = n_0^p$ при $\Phi = 0$ по отношению к Φ_1 , получаем уравнение КдФ. Записанное для размерных величин в системе, движущейся со скоростью V , оно имеет вид

$$(2 \frac{k_1^2}{V} \frac{d}{dt} - (k_1^2 - \frac{\omega_p^2}{V^2}) \frac{d}{d\tilde{z}} + \frac{d^3}{d\tilde{z}^3}) f(\tilde{z}) - \frac{3e\beta}{2m_e u'^4} \frac{\omega_p^2}{\tilde{z}} f^2(\tilde{z}) = 0. \quad (16)$$

Здесь потенциал представлен в виде $\Phi_1 = J_0(k_1 r) f(\xi)$, а

$$\beta = \int_0^R J_0^3(k r) r dr / \int_0^R J_0^2(k r) r dr = 0.72.$$

При этом учтено условие (14) и, кроме того, в скобках перед $df(\tilde{z})/dt$ и $df(\tilde{z})/d\tilde{z}$ отброшены пучковые члены, так как в рассматриваемом случае $u'^2 \gg \eta^4 V^2$.

2. Солитонные решения

Найдем стационарное решение уравнения (16), зависящее лишь от $\tilde{z} = z - Vt$. В этом случае (16) переходит в уравнение

$$\frac{d^2}{d\tilde{z}^2} f(\tilde{z}) = (k_1^2 - \frac{\omega_p^2}{V^2}) f(\tilde{z}) + \frac{3e\beta}{2m_e u'^4} \frac{\omega_p^2}{\tilde{z}} f^2(\tilde{z}), \quad (17)$$

солитонные решения которого хорошо известны:

$$f(\tilde{z}) = -f_0 \operatorname{sech}^2(\tilde{z}/\Delta). \quad (18)$$

Значения амплитуды солитона и его ширины определяются следующими выражениями:

$$f_s = \frac{4}{\Delta^2} \frac{m_e}{e\beta} \frac{(V-u)^4}{\omega_p^2}, \quad \Delta^2 = \frac{4}{k_1^2 - \omega_p^2/V^2} \quad (19)$$

В интервале $u \ll V_p(1-\eta)$, в котором рассматриваемая система описывается уравнением КдФ (12), солитоны имеют тот же вид (18), их ширина совпадает с шириной, определяемой соотношением (19), амплитуда, однако, несколько иная:

$$f_s = \frac{4}{\Delta^2} \frac{m_e}{e\beta} \frac{V^4}{\omega_p^2}.$$

Как видно из (18), амплитуда солитона отрицательна, так что на солитоны может распадаться лишь отрицательная полуволна. Этот факт согласуется с результатами, полученными в [2]. Отметим еще раз, что там наблюдались солитоны лишь при подаче на плазму отрицательных импульсов.

Подчеркнем, что уравнение (16), а значит, и решение (18), справедливо при выполнении условия $k_1^2 > \omega_p^2/V^2$, поэтому в неограниченной плазме ($R \rightarrow \infty$ и, следовательно, $k_1 \rightarrow 0$) в рамках рассматриваемой модели солитонов нет.

Заметим, что нарастающая волна, движущаяся со скоростью $V_{ph} \approx u$, будет распадаться на солитоны, если скорости последних V больше V_p , а значит, амплитуды подчиняются условию:

$$f_s \geq 6 \frac{k_1^2}{V_p^2} (V - u). \quad (20)$$

При выводе уравнения КdФ мы использовали редуктивный метод теории возмущений $1/4$ и ограничились лишь уравнениями второго порядка по ϵ , что эквивалентно условию

$$\frac{2\epsilon\Phi}{m_e u'^2} \ll 1. \quad (21)$$

Условия (20) и (21) дают

$$\frac{1}{12} \frac{m_e u' V}{e k_1^2} \gg 1. \quad (22)$$

Подставляя амплитуду солитона (19) в формулу (20), найдем

$$\frac{m_e u' V}{e k_1^2} \left(\frac{u'}{V_\eta^2} \right)^2 \frac{u'}{V} > 3,$$

что с учетом (14) и (22) может легко выполняться.

С другой стороны, процесс, определяющий уровень насыщения неустойчивости, — захват электронов пучка потенциальной ямой волны — наступает при условии $2\epsilon\Phi/m_e u' = 1$. Окончательная фаза зависит от соотношения времени линейного роста и солитонного распада волны. Если время распада больше обратного линейного инкремента, то амплитуда волны в установившемся состоянии будет определяться процессом захвата. В обратном случае — распадом.

Скорость распада волны можно грубо оценить по скорости образования особенности у функции V_x в простой волне Римана для уравнения $V_t + VV_x = 0$. Эта скорость — порядка обратного времени опрокидывания звуковой волны $V_a = V_0 \sin k_0 x$ и есть $\delta_a \approx k_0 V_0$. Из уравнения (16) получим

$$\delta_a = k_0 V \frac{3\epsilon\beta\omega_b^2}{m_e k_1^2 (u')^4} f_0. \quad (23)$$

При условии $\delta_a < \delta$ или

$$\frac{\epsilon\Phi_0}{m_e u'^2} \frac{u^2}{u'^2} \eta^{8/3} > \frac{1}{2\sqrt{3}} \quad (24)$$

будет превалировать распад. Условие (24) может легко выполниться в рассматриваемом интервале скоростной расстройки $\eta^2 u \ll u' \ll \eta u$.

Заметим в заключение, что скорость солитонов (а значит, и их амплитуда) лежит в узкой (резонансной) области значений (см. (14)).

Л и т е р а т у р а

1. Рухадзе А.А. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. Атомиздат, М., 1980.
2. Ikezi H. et al. Phys. of Fluids, 1971, 14, p.1997.
3. Ivanov S., Dolgenko O., Rukhadze A. J.Phys., 1975, 8A, p.585.
4. Taniuti T., Wei Ch. J.Phys.Soc.Jap., 1968, 24, p.941.

Рукопись поступила 27 марта 1985 года.