

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

N 6 [32] -88

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

**JINR
RAPID COMMUNICATIONS**

дубна

1988

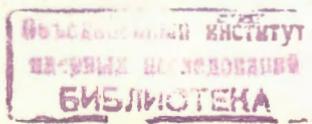
Объединенный институт ядерных исследований
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 6[32]-88

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

СБОРНИК
COLLECTION

Дубна 1988



О ГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

А.О.Кечечян, Б.А.Шахбазян Наблюдение нерегулярностей в инклюзивных импульсных спектрах протонов из nC- и π^-C-взаимодействий A.O.Kechchyan, B.A.Shahbazian Observation of Irregularities in Inclusive Momentum Spectra of Protons from n C- and π^- C-Interactions	4
С.М.Елисеев, М.Камаль, А.Эль-Наги Пространственно-временная картина глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядрах S.M.Eliseev, M.Kamal, A.El-Naghy Space-Time Picture of Deep Inelastic Lepton-Nucleus Collisions	11
L.P.Kaptari, A.Yu.Umnikov Nuclear Structure Functions in the Boundary Region of the Single-Particle Kinematics Л.П.Каптарь, А.Ю.Умников Ядерные структурные функции в граничной области однонуклонной кинематики	17
С.Е.Красавин Эффекты квантовых флуктуаций в модели структурного стекла S.E.Krasavin Quantum Fluctuation Effects in the Model of Structure Glass	22

НАБЛЮДЕНИЕ НЕРЕГУЛЯРНОСТЕЙ В ИНКЛЮЗИВНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ СПЕКТРАХ ПРОТОНОВ ИЗ n C - И π^- C-ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

А.О.Кечечян*, Б.А.Шахбазян

Приводятся инклюзивные импульсные спектры протонов из взаимодействий нейтронов с импульсом 7 ГэВ/с и π^- -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с с ядрами углерода. Наблюдаются нерегулярности в этих спектрах в интервале импульсов от 200 до 400 МэВ/с. Рассматриваются возможные механизмы, объясняющие эти нерегулярности.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Observation of Irregularities in Inclusive Momentum Spectra of Protons from n C and π^- C Interactions

A.O.Kechchyan, B.A.Shahbazian

Inclusive proton spectra from neutron and π^- meson interactions with carbon nuclei at 7 GeV/c and 4 GeV/c, respectively, are presented. Significant irregularities in the momentum range (200 \div 400) MeV/c are observed. Possible mechanisms able to explain these enhancements are considered.

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

В последнее время были опубликованы противоречивые результаты исследований инклюзивных импульсных спектров протонов из адрон-ядерных взаимодействий^{1,2}. В работе^{1/} наблюдались нерегулярности в импульсном спектре протонов, выпадавших в заднюю полусферу из взаимодействий π^- -мезонов с импульсом 5 ГэВ/с с ядрами углерода. В инклюзивных спектрах протонов из реакций $\pi^\pm(C, Zr) \rightarrow pX$ при $p = 1,5$ ГэВ/с, выпадающих под углами $95^\circ, 110^\circ, 140^\circ$ ^{2/}, отсутствуют статистически значимые нерегулярности.

В данной работе приводятся результаты исследований инклюзивных импульсных спектров протонов, рожденных во взаимодействиях нейтронов и π^- -мезонов с ядрами углерода. Пучок нейтронов был получен путем облучения протонами с импульсом 10 ГэВ/с бериллиевой мишени и последующего поглощения медленных нейтронов. В результате импульсы полученных нейтронов были распределены по Гауссу со средним значением 7,04 ГэВ/с и сред-

* Ереванский физический институт

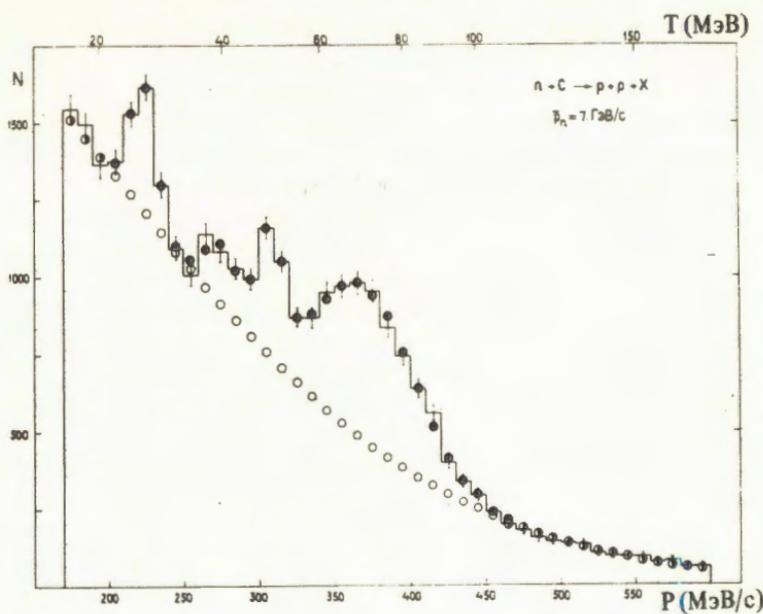


Рис. 1. Импульсный спектр протонов из n -C-взаимодействий (сплошная линия), ● – аппроксимирующая зависимость и ○ – "гладкая" часть.

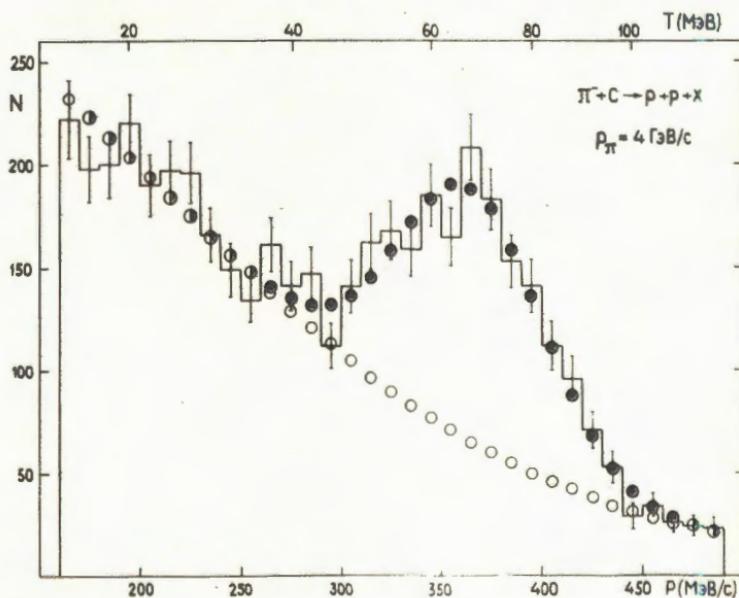


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для π^- -взаимодействий.

неквадратичным отклонением 2,84 ГэВ/с. Средний импульс пучка π^- -мезонов — 4 ГэВ/с, среднеквадратичное отклонение — 0,04 ГэВ/с. В качестве мишени и регистрирующего прибора использовалась 24-литровая пропановая пузырьковая камера ЛВЭ ОИЯИ, что позволило охватить практически весь угловой интервал. Отбирались взаимодействия, в которых наблюдалось два и большее число протонов с импульсами от 160 до 800 МэВ/с (оптимальный интервал импульсов для достоверной идентификации протонов в пропановых пузырьковых камерах). Импульсные спектры (см. рис. 1, 2) строились с весами, учитывающими потери протонов с проекциями треков на горизонтальную плоскость, меньшими 3 мм, и потери из-за вторичных взаимодействий протонов в пропане. Из рис. 1 и 2 видно, что существуют статистически значимые отклонения от "гладкой" кривой.

Для изучения влияния методических особенностей на импульсный спектр была получена зависимость ошибок импульса от импульса (рис. 3). Из этого рисунка видно, что ошибка импульса порядка 8-15 МэВ/с в интервале импульсов от 160 до 400 МэВ/с. Это дает возможность строить гистограммы с шагом 10 МэВ/с.

На рис. 4 приведен импульсный спектр с плотностью распределения $f(p) \sim \exp(-T/T_0)$, где $T = \sqrt{p^2 - m^2} - m$ — кинетическая энергия, $T_0 = 46,5$ МэВ/с. При построении этого распределения учитывались искажения, вносимые экспериментальным разрешением. Как видно из рисунка, эти искажения не приводят к значительным отклонениям от "гладкой" зависимости.

Импульсные спектры протонов (рис. 1, 2) аппроксимировались распределением с плотностью

$$f(p) = a \cdot \exp(-T/T_0) + \sum_{i=1}^n b_i G(p_i, \sigma_i), \quad (1)$$

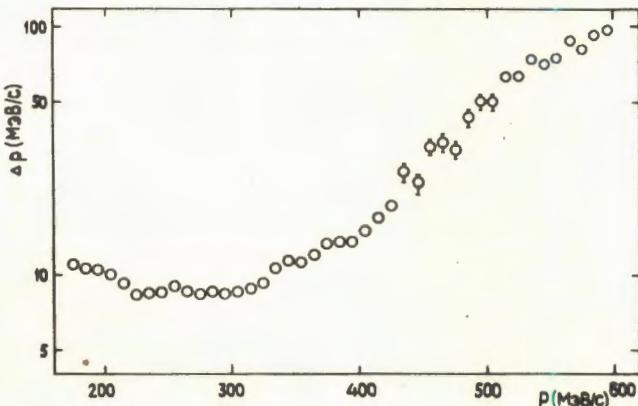


Рис. 3. Зависимость измерительных ошибок от импульса.

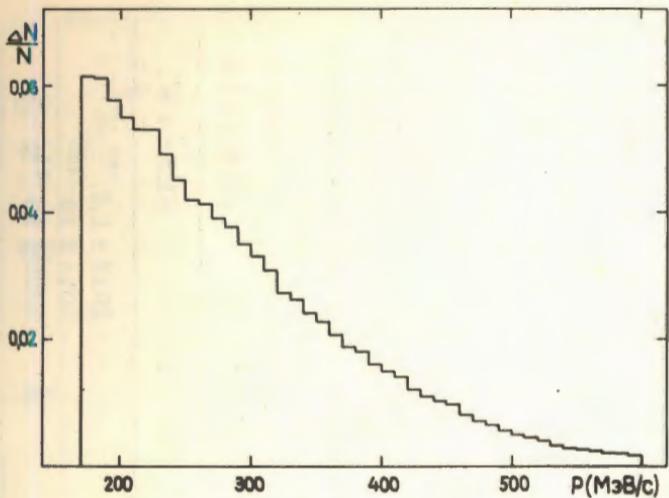


Рис. 4. Смоделированный импульсный спектр.

где $G(p_1, \sigma_1) = 1/\sqrt{2\pi\sigma_1} \exp [-(p - p_1)^2/2\sigma_1^2]$, T — кинетическая энергия протона, а, T_0 , b_1 , p_1 , σ_1 — свободные параметры. $\bar{n} = 4$ и $n = 1$ для спектров на рис. 1, 2 соответственно. Подобранные значения параметров приведены в таблице. Гистограммы от аппроксимирующих функций (1) и от первого члена (фона) в выражении (1) приведены на рис. 1, 2. Значения χ^2 на степень свободы, приведенные в таблице, указывают на хороший выбор аппроксимирующей зависимости (1).

Для проверки предположения, не являются ли вышеописанные особенности прямым отражением дипротонных резонансных состояний ⁶⁻¹¹, был получен спектр эффективных масс двух протонов, входящих в импульсные спектры (рис. 5). Поскольку, как видно из рисунка, нет статистически значимых выбросов в этих спектрах, можно заключить, что сделанное предположение неверно. Однако нерегулярности в импульсных спектрах можно объяснить, предположив наличие в ядрах нейтрон-протонных резонансов ³⁻⁵. Можно посчитать значения масс этих резонансов, если предположить, что они покоятся в лабораторной системе координат. В таблице приведены эти значения и наиболее близкие значения масс динуклонных резонансов, взятые из работ ⁷⁻¹¹. Из этой таблицы видно, что несмотря на сделанные предположения значения масс хорошо согласуются.

В работе ¹² на основе подхода с использованием модели кваркового мешка предсказывалось существование в ядерной материи высоколежащих возбуждений со скрытым цветом. Ширины выбросов, приведенные в таблице, близки к оценкам ширин, полученным в этой работе.

Таблица

	$\chi^2/\text{ст.св.}$	nC	$\pi^- \text{C}$
$T_0 (\text{MэВ})$	25,6/29	46,5 ± 0,6	42,6 ± 2,6
i	1 2 3 4	3 4 4 4	4 4 4 4
$p_1 (\text{MэВ}/c)$	223,0 ± 0,9	275,7 ± 3,3	307,3 ± 1,3
$\sigma_1 (\text{MэВ}/c)$	7,8 ± 1,1	10,4 ± 2,9	7,8 ± 1,5
$p_{1\Phi} (\text{MэВ}/c)$	229,7	257,3	298,1
$M_1 (\text{MэВ}/c)$	1930,1 ± 0,4	1957,1 ± 1,9	1975,9 ± 0,8
$T_1 (\text{MэВ}/c)$	8,5 ± 0,5	13,8 ± 1,7	11,4 ± 1,0
$M_1 (\text{MэВ}/c)$ из других работ	1934 ± 1 / 6/ 1926 ± 1,4 / 8/ из других работ	1958 ± 1 / 6/ 1964 ± 3,6 / 8/ 1961 ± 2 / 9/	1980 ± 1 / 6/ 2014 ± 10 / 10/ 2020 ± 10 / 11/

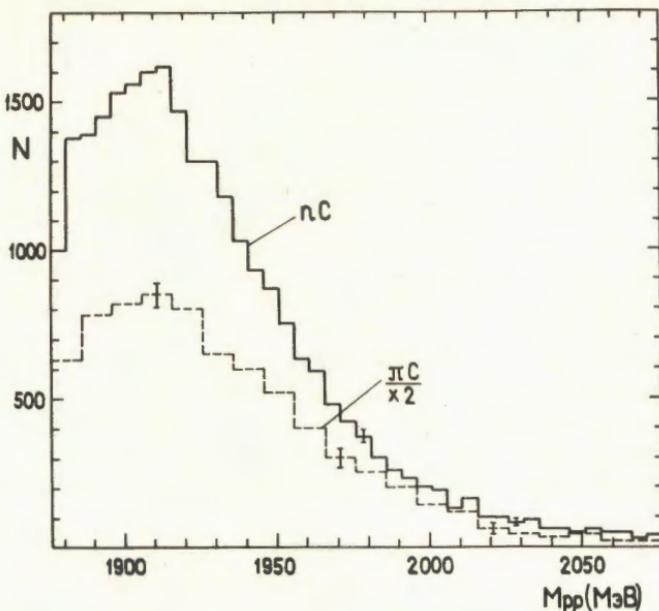


Рис. 5. Спектр эффективных масс двух протонов.

Другим объяснением наблюдаемых нерегулярностей может служить механизм поглощения очень медленных пионов 2-, 3-, 4-, 5-нуклонными системами ("флуктонами" ^{1/1 3/}). Предположив, что энергия пиона равномерно распределяется между нуклонами до развала "флуктона", можно получить значения импульсов вылетающих протонов. Эти значения ($p_{1\phi}$) близки к средним значениям импульсов (p_1) (см. таблицу).

Первая особенность в импульсном спектре может быть проявлением "обычного" возбужденного состояния ядра. Эта же особенность может быть интерпретирована как существование в ядре $\Delta(1232)$ изобары, но ее ширина в связанном состоянии получается примерно на порядок меньшей, чем в свободном состоянии.

Таким образом, можно утверждать, что наблюдаются статистически значимые нерегулярности в инклюзивных импульсных спектрах протонов из νC - и $\pi^+ C$ -взаимодействий при импульсе снаряда соответственно 7 и 4 ГэВ/с. Для их объяснения можно привлечь различные предположения, но, чтобы окончательно выяснить их природу, нужны дальнейшие исследования рождения протонов в различных взаимодействиях с ядрами и изучение зависимости формы импульсных спектров от ядра мишени.

Авторы благодарны П.П. Темникову за участие в получении экспериментального материала и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Байрамов А.А. и др. — ЯФ, 1982, т.35, с.1609.
2. Герзон С.А. и др. Препринт ИТЭФ, 166, М., 1987.
3. Shahbazian B.A. JINR, E1-81-776, Dubna, 1981.
4. Шахбазян Б.А. — В кн.: Микроскопические расчеты легких ядер (Межвузовский тематический сборник). Калининский гос. университет, Калинин, 1982, с.85.
5. Шахбазян Б.А. — В сб.: Всесоюзная конференция по теории нескольких частиц с сильным взаимодействием (тезисы докладов). Ленинград, 1983, с.90.
6. Троян Ю.А. и др. ОИЯИ, Д1-88-329, Дубна, 1988.
7. Азимов С.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, в.7, с.316; ЯФ, 1985, т.42, в.4, с.913.
8. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, 1-84-103, Дубна, 1984.
9. Байрамов А.А. и др. ОИЯИ, Р1-83-207, Дубна, 1983; ЯФ, т.39, в.1, с.44.
10. Glagolev V.V. et al. — Phys. Rev. Lett., 1981, 46, p.96;
JINR Rapid Communication No.5-84, 1984, p.13;
JINR, E1-83-59, Dubna, 1983;
ОИЯИ, Р1-83-565, Дубна, 1983.
11. Siemarczuk T. et al. — Phys. Lett., 1983, 128B, p.367; 1984, 137B, p.434.
12. Матвеев В.А. — В кн.: Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1.2-12036, Дубна, 1978, с.137.
13. Блохинцев В.А. — ЖЭТФ, 1957, 33, с.1295.

Рукопись поступила 11 июля 1988 года.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ КАРТИНА ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЛЕПТОНОВ НА ЯДРАХ

С.М.Елисеев, М.Камаль*, А.Эль-Наги*

Определены пространственно-временные характеристики неупругих внутриядерных взаимодействий из анализа νE_m -столкновений при высоких энергиях. Особое внимание уделено новым данным, полученным при помощи эмульсионного спектрометра, использованного ранее для изучения сечений образования и времен жизни очарованных частиц.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Space-Time Picture of Deep Inelastic Lepton-Nucleus Collisions

S.M.Eliseev, M.Kamal, A.El-Naghy

Space-time characteristics of inelastic intranuclear interactions are determined by analysing νE_m collisions at high energies. Particular attention is given to the new data obtained at the hybrid emulsion spectrometer earlier used for studying the production cross sections and lifetimes of charmed particles.

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

Исследование глубоконеупругих лептон-ядерных взаимодействий в настоящее время по многим причинам вызывает повышенный интерес. Оно, в частности, дает возможность изучать механизм ядерной реакции в наиболее чистом виде, когда все вторичные адроны из первого ℓN -столкновения являются "вновь рожденными". Как известно, регистрируемые адроны образуются из начальных кварков и глюонов от сталкивающихся частиц. Кварки и глюоны инициируют далее кварк-глюонный каскад (марковский процесс), который завершается образованием конечных адронов**.

* Каирский университет, APE

** Следует отметить, что энергетические, угловые спектры, корреляции потоков частиц в кварк-глюонном каскаде в рамках КХД приближенно совпадают с экспериментально наблюдаемыми свойствами адронов (пионов), то есть непертурбативные эффекты не искажают соответствия между адронной системой и ее партонным каскадом (об этом подробнее см. в [2]).

Если каскад вызвать в ядре, то из исследования роли внутриядерных нуклонов в его развитии можно попытаться извлечь ценную научную информацию о характере перехода промежуточного кварк-глюонного состояния в наблюдаемые адроны.

В данной работе приведены результаты опыта по взаимодействиям ν в ядерной эмульсии, вызываемым заряженными токами. Эксперимент проводился на ускорителе в Батавии; использовался гибридный эмульсионный спектрометр. Эмульсия экспонировала в пучке нейтрино, образованном протонами с импульсами 350 и 400 ГэВ/с. Первоначально данные облучения использовались для изучения очарованных частиц (сечений их образования и т.д.)^{1/1}. В соответствии с известной эмульсионной методикой производилось разделение вторичных частиц на s - и g -частицы. В данной работе приведены распределения множественностей этих частиц и их угловые характеристики.

Далее мы рассмотрели модель, в рамках которой удается феноменологически извлечь данные о пространственно-временных особенностях каскада частиц в ядре^{1/3}. Был смоделирован каскад в ядре, инициированный первым νN -взаимодействием, и определен параметр, характеризующий пробег частиц до образования пионов, взаимодействующих с нуклонами ядра с обычным $N N$ -сечением*.

Для моделирования первого νN -столкновения были использованы аппроксимации известных экспериментальных данных. В качестве примера, демонстрирующего степень согласия нашего

моделирования элементарного акта с экспериментом, мы приводим (см. рис. 1) распределение по множественности заряженных частиц (статистические ошибки везде далее составляют 2-3%). В соответствии с партонной моделью нейтрино в ядре взаимодействовало с нейтроном в два раза чаще, чем с протоном (это обстоятельство, ес-

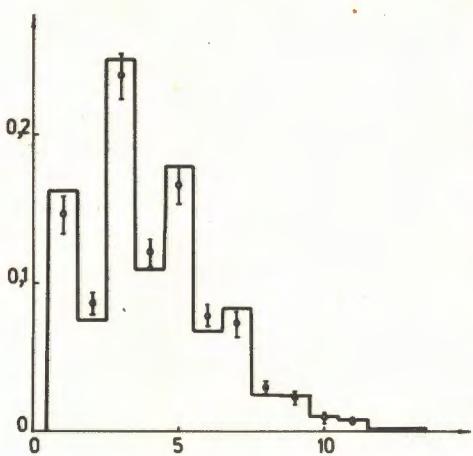


Рис. 1. Распределение по множественности заряженных частиц из νN -взаимодействий.

* Моделирование прохождения сложной системы, образованной в первом νN -взаимодействии, сквозь ядро производилось методом Монте-Карло^{1/3}.

тественно, учитывалось во всех входных данных, см. рис. 1). Среднее число нейтральных частиц (π^0 -мезонов) для νp - и νp -взаимодействий определялось по формулам

$$\bar{n}_{\pi^0} = 0.72 + 0.22 n_{\pi^-}, \quad (1)$$

$$\bar{n}_{\pi^0} = 0.14 + 0.73 n_{\pi^-}. \quad (2)$$

Учитывались пространственно-временные свойства частиц, образующихся во внутриядерных взаимодействиях. Через время t , прошедшее после рождения вторичных частиц, сечения повторных внутриядерных взаимодействий равны

$$\sigma_{hN} = \sigma_{hN}^0 \left(1 - e^{-\frac{t}{t_0}}\right), \quad (3)$$

где t_0 — параметр. Таким образом, вторичные частицы взаимодействуют с последующими нуклонами с обычным сечением σ_{hN}^0 * не сразу же после своего рождения, а лишь через время $t \gg t_0$. Имеем

$$\sigma_{hN} = \sigma_{hN}^0 \left(1 - e^{-\frac{Lm_0}{\beta\gamma}}\right), \quad (4)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, $m_0 = \frac{1}{t_0}$. Значению параметра $m_0 \rightarrow \infty$ соответствует старая каскадная модель, в рамках которой предполагается, что во внутриядерных взаимодействиях мгновенно рождаются частицы со свойствами (сечениями взаимодействий), определенными в экспериментах со свободными частицами.

По формуле (4) мы вычисляли сечения внутриядерных взаимодействий в зависимости от длины пробега частицы L , ее скорости β . Из (4) видно, что медленные частицы достигают своих асимптотических сечений σ_{hN}^0 на малых (по сравнению с быстрыми частицами) расстояниях. Наиболее быстрые частицы слабо взаимодействуют в ядре. Это качественно согласуется с экспериментальным наблюдением, что характеристики частиц из ядерных взаимодействий отличаются от характеристик частиц из элементарных взаимодействий, главным образом, в области фрагментации мишени. Детально особенности моделирования описаны в работе^{3/8}.

В данной работе мы рассчитывали νE^- -взаимодействия (в соответствии с условиями эксперимента^{1/1}) при разных значениях параметра m_0 . Обсудим кратко полученные результаты.

* Сечения σ_{hN}^0 были взяты из экспериментов со свободными частицами, как в работах^{3, 5/}.

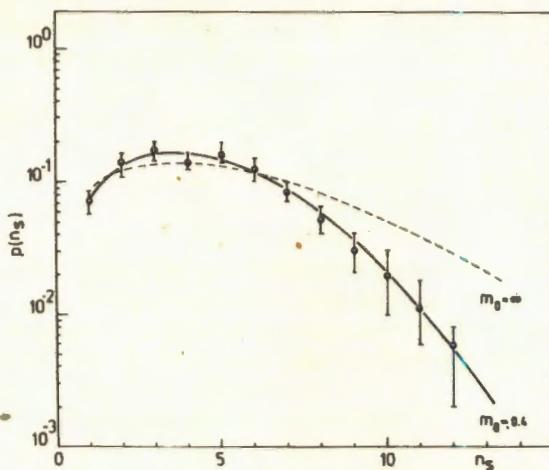


Рис. 2. Распределение по множественности s -частиц из νE_m -взаимодействий.

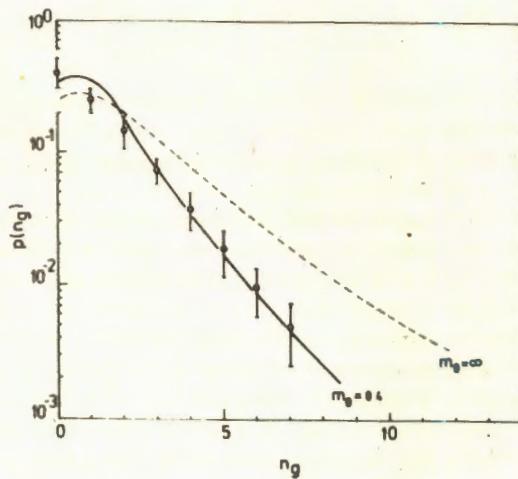


Рис. 3. Распределение по множественности g -частиц.

На рис. 2 приведены распределения по множественности s -частиц, рассчитанные при $m_0 \rightarrow \infty$ ($\bar{n}_s = 6,45 \pm 0,06$) и $m_0 = 0,4$ ГэВ ($\bar{n}_s = 5,12 \pm 0,03$). В эксперименте (\bullet) $\bar{n}_s = 5,28 \pm 0,26$. На рис. 3 — распределения по множественности g -частиц при $m_0 \rightarrow \infty$ ($\bar{n}_g = 2,08 \pm 0,03$) и $m_0 = 0,4$ ГэВ ($\bar{n}_g = 1,35 \pm 0,02$). Экспериментальное значение \bar{n}_g равно $1,33 \pm 0,15$. Видно, что хорошее согласие теории с экспериментом наблюдается при конеч-

Рис. 4. Распределение по квазибыстроте s -частиц.

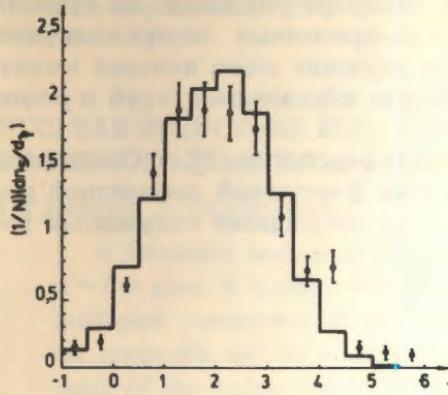
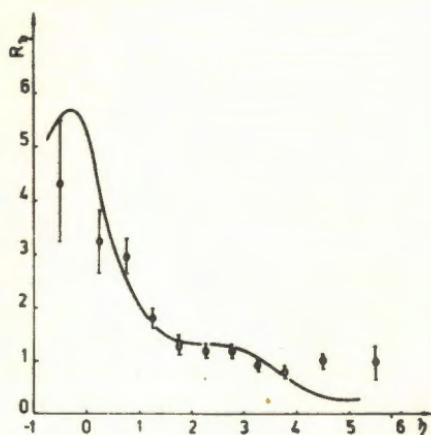


Рис. 5. Отношение распределения по квазибыстроте s -частиц из νE_{π} -взаимодействий к распределению s -частиц из νN -взаимодействий.

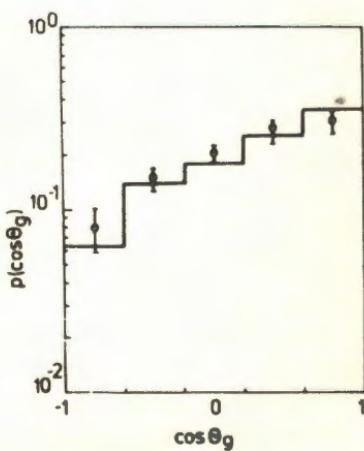


ном t_0 , равном $\approx 0,4$ ГэВ. Это свидетельствует о том, что процесс формирования частиц из кварков может происходить на конечном интервале $\approx 0,5$ фм (в собственной системе). Аналогичные результаты были получены в Серпухове /6/.

На рис. 4 показаны распределения s -частиц по квазибыстроте η , а на рис. 5 — отношение распределения по квазибыстроте η в νE_{π} -взаимодействиях к распределению в νN -взаимодействиях. Параметр $t_0 = 0,4$ ГэВ, экспериментальные данные (\bullet) взяты из работы /7/.

Рис. 6 демонстрирует согласие расчета с опытом по угловому распределению g -частиц. Видно, что некоторая часть частиц (как в модели, так и на опыте) вылетает в заднюю полусферу. Исследование событий с такими частицами посвящена специальная экспериментальная работа /8/, в которой они названы "кумулятивными". Позже мы их рассмотрим более подробно.

Рис. 6. Угловое распределение g -частиц.



Таким образом, расчеты по моделям указывают на существование конечных пространственно-временных интервалов для неупругих процессов. Дальнейшее изучение этого явления может представлять интерес для КХД-теории образования струй и решения проблемы конфайнмента.

Авторы выражают благодарность участникам 56-го Совещания сотрудничества по исследованиям на 2-метровой пропановой камере (Дубна, 24-26 мая 1988 г.) за обсуждение полученных результатов и ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Ushida N. et al. – *Nucl. Instr. and Methods*, 1984, 224, p.50.
- 2. Азимов Я.И., Докшицер Ю.Л., Троян С.И., Хозе В.А. *Физика элементарных частиц*. Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1985, с.82.
- 3. Елисеев С.М., Юлдашев Б.С. – *ЯФ*, 1984, 40, с.944.
- 4. Derrick M. – *Phys. Rev.*, 1982, D24, p.624.
- 5. Левченко Б.Б., Николаев Н.Н. – *ЯФ*, 1983, 37, с.1016.
- 6. Питухин П.В. ИФВЭ №187, Серпухов, 1987.
- 7. Smart W. et al. – *Acta Phys. Polonica*, 1986, B17, p.41.
- 8. Аммар Р., Амосов В.В. и др. Препринт ФИАН №48, Москва, 1988.

Рукопись поступила 27 июня 1988 года.

NUCLEAR STRUCTURE FUNCTIONS IN THE BOUNDARY REGION OF THE SINGLE-PARTICLE KINEMATICS

L.P.Kaptari, A.Yu.Umnikov

A theoretical analysis of nuclear structure functions in the region $x \sim 1$ is given. It is shown that the contributions of pure nucleons and multiquark components of the nuclear wave function in this region are comparable and the binding effects and Q^2 -evolution lead to softening of the nuclear quark distributions. Numerical predictions for the carbon structure function in the cumulative region were made.

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

Ядерные структурные функции в граничной области однонуклонной кинематики

Л.П.Каптарь, А.Ю.Умников

Дан теоретический анализ ядерных структурных функций в области $x \sim 1$. Показано, что вклады в структурную функцию чисто нуклонных и многокварковых компонент ядерной волновой функции в этой области сравнимы, а эффекты связаннысти нуклонов и Q^2 -эволюции подводят к смягчению кварковых распределений в ядре. Выполнены предсказательные расчеты для структурной функции углерода в кумулятивной области.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

1. Recently, it has become commonly accepted that the EMC-data^{/1/} in a medium range of x are explained by the nuclear binding effects, as prescribed by the standard nuclear shell model and its excitations^{/2/}. The traditional Fermi motion of the on-shell nucleons (with a more hard impulse distribution) leads to another, qualitatively different, behaviour of the theoretical ratio F_{2A}/F_{2N} compared with the experiment. Clearly, the same situation should arise also in the boundary region $x \sim 1$, where pure nucleon components tend to zero, and the contribution of the Fermi motion and multiquark configurations are comparable. The detailed investigations of the role of multi-quark configurations (high impulse components) in the cumulative $\bar{h}A$ -reactions with a relatively small momentum transfer ($Q^2 \leq 10 \leq \text{GeV}^2/c^2$) are given in^{/3/}. In the deep-inelastic μA -scattering the

momentum transfer is essentially greater ($Q^2 \sim 100-300 \text{ GeV}^2/c^2$) and the multiquark distribution behaviour in the region $x \sim 1$ may differ. A qualitative analysis of Q^2 -dependence of the nuclear structure functions for $x > 1$ without taking the Fermi motion into account was given in ref.^[4]. As far as in the boundary region $x \sim 1$ the Fermi motion effects are essential, the investigation of the total contribution of the multiquark components of the nuclear wave function and of the Fermi motion of the binding nucleons is of interest for getting quantitative evaluations. Also, this problem is actual because of the increase in the scaling violation in the structure function of free nucleons for $x > 1$.

• 2. The nuclear structure function $F_{2A}(x, Q^2)$ at fixed Q^2 may be written in terms of the binding nucleons and six-quark components as:

$$F_{2A}(x) = (1 - P_6) \int dy d^4k F_{2N}\left(\frac{x}{y}\right) S(k) \delta\left(y - \frac{kq}{pq}\right) + P_6 * F_2^{6q}\left(\frac{x}{2}\right), \quad (1)$$

where, $x = -q^2/2pq$, $-q^2 = Q^2$, $S(k)$ is the nucleon spectral function, including all the binding effects, F_2^{6q} is the six-quark structure function (in the region $0.8 \leq x \leq 1.2$ the main contribution comes from six-quark configurations), P_6 is the corresponding probability.

In the standard nuclear shell model the spectral function $S(k)$ is just a single particle impulse distribution. However, to explain the EMC-effect it is necessary to take into account in the spectral function more complicated collective nuclear excitations, as is shown in ref.^[2]. For this purpose it is convenient to use the spectral function $S(k)$ from the Antonov — Nikolaev — Petkov model^[8] which describes the main characteristics of a nucleus, energy and impulse distributions. In this case the impulse distribution coincides with the theoretical values obtained by other authors^[8] in their microscopical calculations.

The nucleon structure function $F_{2N}(x, Q^2)$ in (1) should be determined from the conditions of good description of the lepton scattering data on hydrogen and deuteron at the fixed Q^2 -value. Unfortunately, the BCDMS-collaboration data in the region $Q^2 \sim 100-300 \text{ GeV}^2/c^2$ alone are insufficient for a reliable parametrisation of the true nucleon structure function. Therefore, we use the parametrisation which satisfactorily describes the data of both the EMC and CDHS-collaborations^[8] at $Q^2 \sim 15-25 \text{ GeV}^2/c^2$. Note that the parameters of the F_2^{6q} -structure function are determined also at enough small Q^2 . In this way, we can compute the nuclear structure function $F_{2A}(x, Q_0^2)$, where $Q_0^2 \sim 15 \text{ GeV}^2/c^2$. For the comparison with the BCDMS-data ($Q^2 \sim 100-300 \text{ GeV}^2/c^2$) we need to solve the Lipatov —

Antarelli — Parisi equations^{/9/} with the initial conditions, determined by (1) at $Q_0^2 \sim 15 \text{ GeV}^2/c^2$. However, due to the choice of the initial conditions, there are uncertainties. First, the comparison of the EMC and BCDMS-collaboration nuclear data shows that there is a small systematic discrepancy between the results, which seems to exist also for the nucleon data and must necessarily influence the corresponding solutions of differential equations. Second, the multiquark distribution parameters in $F_2^{6q}(x)$, such as the six-quark configuration probability, the impulse distribution slopes and others are determined from the hadron-nucleus reactions. These uncertainties are due to the inclusion of second nuclear effects, for instance, rescattering of hadrons in the initial and final states, nuclear absorption, etc.

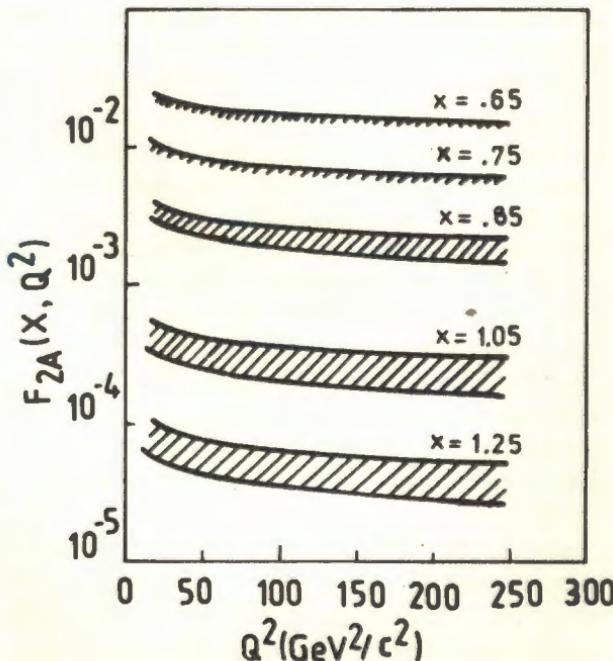
3. We solve the Lipatov — Altarelli — Parisi equations in the leading order approximation with the QCD scale parameter $\Lambda \sim (0.21 - 0.23) \text{ GeV}^2/c^2$. The nucleon and six-quark structure functions at point Q^2 are taken from ref.^{/5/}:

$$F_{2N}(x, Q_0) = 5/18 \sqrt{x} (1-x)^3 (2.25 + 1.55(1-x)), \quad (2)$$

$$F_2^{6q}(x, Q_0) = 5/18 \sqrt{x} (1-x)^7 + 2/3 * 0.23 (1-x)^{11}.$$

The results of Q^2 -evolution of the carbon structure function for different values of x including both the corrections of the binding nucleons and six-quark admixtures are shown in fig.1. The shaded

Fig.1. Q^2 -evolution of the carbon structure function including both the corrections of the binding nucleons and six-quark admixtures at various x . About the shaded region see the text.



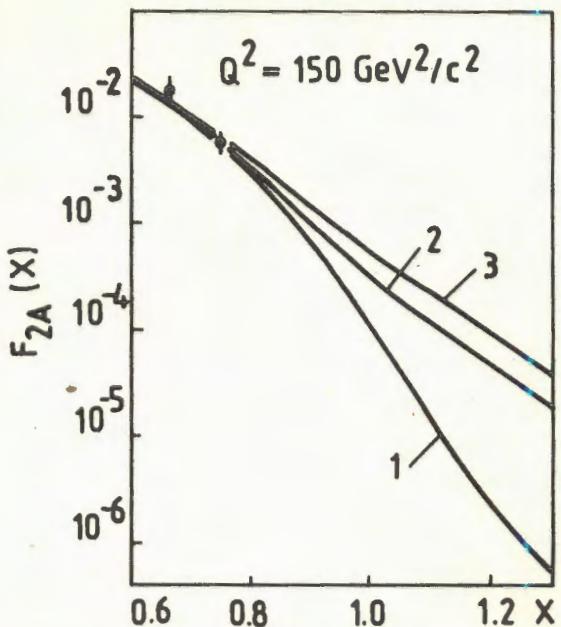


Fig.2. Various contributions to the carbon structure function at $Q^2 = 150 \text{ GeV}^2/\text{c}^2$ versus x . Curve 1 refers to results with only nucleonic contribution (including the binding effects). Curves 2,3 refer to the results, including 6q-admixtures with $P_6 = 5\%$ and $P_6 = 10\%$, respectively. The experimental points are from ref.^{1/4/}.

region reflects the uncertainties in the initial conditions we have told above. We change the six-quark configuration

probability P_6 in carbon in the limits from 5% up to 10%. The numerical results of the carbon structure function at $Q^2 = 150 \text{ GeV}^2/\text{c}^2$ in the boundary region of x are shown in fig.2. From both figures one can see that the Fermi motion of the binding nucleons satisfactorily explains the experimental data in the noncumulative region of x . The contribution of the six-quark component is comparable with the Fermi motion at single particle kinematical limit and becomes dominant when x further increases. As compared to the cumulative hA-reactions, the Q^2 -evolution and inclusion of the off-mass nucleons lead to the softening of high impulse components in nuclei. This result is to be taken into account, when one compares different experimental data on structure functions from different processes — lepton-nucleus (high Q^2) or hadron-nucleus scattering (medium and low Q^2).

We should like to note one more circumstance. We have solved the evolution equations in the leading order. In the last time one computes the high-twist corrections. It turns out that the contributions from the higher twists are inverse proportional to Q^2 and increase with x . In our case these corrections are not essential. Indeed, in the boundary region of $x \approx 0.9-1.2$ the main contributions come from six-quark components (see fig.2) and for them a scale variable x is twice smaller than the nucleon one, i.e. $x_{\text{eff}} \sim 0.45-0.60$ and at these x higher twists are small irrespective of Q^2 .

The authors express their gratitude to A.A.Antonov, A.V.Efremov, V.T.Kim, V.K.Lukyanov, V.A.Nikolaev, B.L.Reznik and A.I.Titov for helpful discussions.

R e f e r e n c e s

1. EMC, Arneodo M. et al. CERN-EP/88-56, 1988.
2. Akulinichev S.V., Kulagin S.A., Vagradov G.M. — Phys.Lett., 1985, v.158B, p.485; Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, вып.3, с.105.
3. Буров В.В., Лукьянин В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, вып.6, с.1249.
4. BCDMS, Bollini D. et al. JINR E1-87-549, Dubna, 1987.
5. Титов А.И. — ЯФ, 1983, т.38, вып.6, с.1582.
6. Antonov A.N., Nikolaev V.A., Petkov I.Zh. — Z. für Phys.A, 304, 1982, p.239; Nuovo Cim., 91A, 1986, p.119.
7. Zabolitzky J.G., Ey W. — Phys.Lett., 1978, B76, p.527.
8. Abramowicz H. et al. — Z. für Phys., 1984, C25, p.29;
Dydak A. Int.Symp. on Lepton and Proton Interaction at High Energies, Cornell, August 1983 (CERN-EP/83-171, 1983).
9. Altarelli G. — Phys.Rep., 1982, 81, p.1.

Received on July 18, 1988.

ЭФФЕКТЫ КВАНТОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В МОДЕЛИ СТРУКТУРНОГО СТЕКЛА

С.Е.Красавин

Исследуются фазовые переходы в модели структурно-неустойчивых твердых растворов типа смещения с конкурирующими ферро- и антиферродисторсионными взаимодействиями при учете квантовых флуктуаций. Показана возможность появления фазы типа спинового стекла.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Quantum Fluctuation Effects in the Model of Structure Glass

S.E.Krasavin

Phase transitions in the model of displacement-type structurally-unstable solid solutions with competing ferro- and antiferrodistortive interactions are investigated taking into account quantum fluctuations. The possibility of appearance of spin glass-like phase is shown.

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

1. Введение

В последнее время все большее внимание в области физики конденсированных сред уделяют структурным стеклам, которые являются диэлектрическими аналогами спиновых стекол в магнитных системах. Структурным стеклом называют стеклоподобное состояние, возникающее в структурно-неустойчивых системах. Твердые растворы, по-видимому, являются наиболее перспективными для экспериментального изучения системами, так как их можно получать при выращивании без дефектов, которые сильно влияют на картину фазового перехода^[1]. Наиболее изучены в настоящее время смеси сегнетоэлектрика RbH_2PO_4 (RDP) и антисегнетоэлектрика $NH_4H_2PO_4$ (ADP), которые являются аналогами концентрированных спиновых стекол с конкурирующими взаимодействиями. Для этих систем имеется большой экспериментальный материал, а также построена модель термодинамических и динамических свойств системы. Исследования показывают, что при концентрации X в интервале от 0,2 до 0,8 эти смешанные кристаллы имеют характерное стеклоподобное поведение, обусловленное разупорядочением протонов. При этом, как было показано

в работах^{/2,3/}, важную роль играют квантовые флуктуации, так как переход в фазу стекла происходит при низких температурах. Данная структура относится к классу систем, испытывающих структурный фазовый переход типа порядок — беспорядок^{/4/}.

Другим классом систем, испытывающих структурный фазовый переход, являются системы типа смещения. Примером может служить твердый раствор $Sr_{1-x}Pb_xTiO_3$, состоящий из сегнетоэлектрической компоненты $PbTiO_3$ и антисегнетоэлектрической компоненты $SrTiO_3$. Как показывают исследования^{/5/}, фазовая диаграмма в этом твердом растворе содержит область сегнетоэлектрической и антисегнетоэлектрической фаз и, возможно, фазу стекла. Стеклоподобное поведение в системах, претерпевающих структурный фазовый переход типа смещения, исследовалось теоретически в работе^{/6/}. Однако это исследование было проведено в классическом пределе. В настоящей работе рассматривается модель твердого раствора типа смещения с конкурирующими взаимодействиями при учете квантовых флуктуаций.

2. М о д е л ь

Рассмотрим модельный гамильтониан:

$$H = \sum_n \left(\frac{P_n^2}{2m_n} - \frac{A_n}{2} x_n^2 + \frac{B_n}{4} x_n^4 \right) + \frac{1}{4} \sum_{nn'} \Phi_{nn'} (x_n - x_{n'})^2, \quad (1)$$

где x_n — локальная нормальная координата, описывающая смещение атомов n -й элементарной ячейки, P_n — соответствующий локальной нормальной координате импульс, $\Phi_{nn'}$ — силовая константа, описывающая взаимодействие n -й и n' -й ячеек. Введем параметр квантовости $\lambda = \hbar \omega_0 / 4V_0$, где $\omega_0 = \sqrt{A/m}$ — частота нулевых колебаний, $V_0 = A^2 / 4B$ — глубина эффективного одночастичного потенциала (A, B — параметры ямы).

Фазовый переход в модели, то есть появление при некоторой температуре T_c отличного от нуля среднего смещения $\eta_n = \langle x_n \rangle \neq 0$, возможен, если $\lambda < \lambda_c$, где λ_c — критическое значение параметра квантовости. Представим локальные нормальные координаты в виде

$$x_n = u_n(t) + \eta_n,$$

где η_n — статические смещения, $u_n(t)$ — флуктуационные смещения вблизи положения равновесия.

Выполняя термодинамическое усреднение уравнения движения $\frac{d}{dt} \langle P_n(t) \rangle = 0$, получаем

$$(-A_n + 3B_n \langle u_n^2 \rangle + \Phi_{0n}) \eta_n + B_n \eta_n^3 = \sum_{nn'} \Phi_{nn'} \eta_{n'}, \quad (2)$$

где $\Phi_{0n} = \sum_k \Phi_{nk}$. Мы отбросили ангармонические члены высокого порядка.

По аналогии со спиновыми стеклами ^{7/} введем следующие два параметра порядка для описания фазы структурного стекла: $\bar{\eta}_n$ и $\bar{\eta}_n^2$. Черта сверху означает конфигурационное усреднение, которое выполняется в приближении виртуального кристалла. Из уравнения (2) имеем

$$(-\bar{A}_n + 3\bar{B}_n \langle \bar{u}_n^2 \rangle + \bar{\Phi}_{0n}) \bar{\eta}_n = \sum_n \bar{\Phi}_{nn'} \bar{\eta}_{n'}, \quad (3)$$

здесь выполнено конфигурационное усреднение и отброшены ангармонические члены. В парафазе $\bar{\eta}_n = 0$, и, соответственно, в ферро- и антиферрофазе $\bar{\eta}_n \sim \cos q_0 R_n$. Если Φ_{q_0} имеет максимум при $q = 0$ (положительное взаимодействие), то происходит переход парафаза — феррофаза. При $q = q_{BZ}$ максимум Φ_{q_0} определяет переход парафаза — антиферрофаза (отрицательное взаимодействие). Запишем фурье-преобразование уравнения (3):

$$3\bar{B}_n \langle \bar{u}_n^2 \rangle = \bar{A}_n + \bar{\Phi}_{q_0} - \bar{\Phi}_{q=0}. \quad (4)$$

Средний квадрат флуктуаций определяется из флюктуационно-диссипационной теоремы:

$$\langle \bar{u}_n^2 \rangle = \frac{1}{2\bar{m}_n N} \sum_q \frac{1}{\omega_q} \operatorname{ctg} \frac{\omega_q}{2T}.$$

Используя уравнение (3), с учетом выбранных параметров порядка получаем выражение для фазы стекла:

$$3\bar{B}_n^2 \langle \bar{u}_n^2 \rangle = \bar{B}_n (A_n - \Phi_{0n})^2 + \\ + \{ \bar{B}_n (A_n - \Phi_{0n})^2 + \bar{B}_n^2 [\Phi_{2n}^2 - (\Phi_{0n} - A_n)^2] \}^{1/2}, \quad (5)$$

где $\Phi_{2n}^2 = \sum_k \Phi_{nk}^2$.

Фононная частота, соответствующая мягкой моде, определяется уравнением

$$\bar{m}_n \omega_q^2 = -\bar{A}_n + 3\bar{B}_n (\langle \bar{u}_n^2 \rangle + \bar{\eta}_n^2) + \bar{\Phi}_{q=0} - \bar{\Phi}_{q_0}. \quad (6)$$

Система уравнений (4)-(6) определяет температуру перехода к соответствующей фазе при q_0 , а также температуру перехода к фазе стекла T_g .

Введем следующие безразмерные параметры:

$$\overline{\Omega^2}_{q_0} = \frac{\omega_{q_0}^2}{A_n/m_n}; \quad \theta = \frac{T}{A_n^2/B_n}; \quad \bar{f}_{q_0} = \frac{\bar{\Phi}_{q_0}}{A_n}. \quad (7)$$

Используя систему уравнений (4)-(6), с учетом (7) получаем параметрические уравнения для определения критической температуры Т в интегральной форме:

$$\int_0^1 \Omega \operatorname{cth} \frac{\lambda \Omega}{2\theta} \sqrt{(1-p)^2 - 1,2p(1-p)} = \frac{0,2\sqrt{(1-p)^2 - 1,2p(1-p)}}{\lambda}, \quad (8)$$

$$\int_0^1 \Omega \operatorname{cth} \frac{\lambda \Omega}{2\theta} \sqrt{1,2p^2 - 1,2p(1-p)} = \frac{0,2\sqrt{1,2p^2 - 1,2p(1-p)}}{\lambda} \times \quad (9)$$

$$\times (1 + 2,4p^2 - 1,2p),$$

$$\int_0^1 \Omega \operatorname{cth} \frac{\lambda \Omega}{2\theta} \sqrt{(1-p)^2 - 1,2p(1-p) + 1,2p^2} = 0,2\sqrt{(1-p)^2 - 1,2p(1-p) + 1,2p^2} \times \quad (10)$$

$$\times \{-0,1 + 3,52p - 3,74p^2 + \sqrt{1,21 - 4,84p + 13,9p^2 + 10,11p^4}\} / \lambda.$$

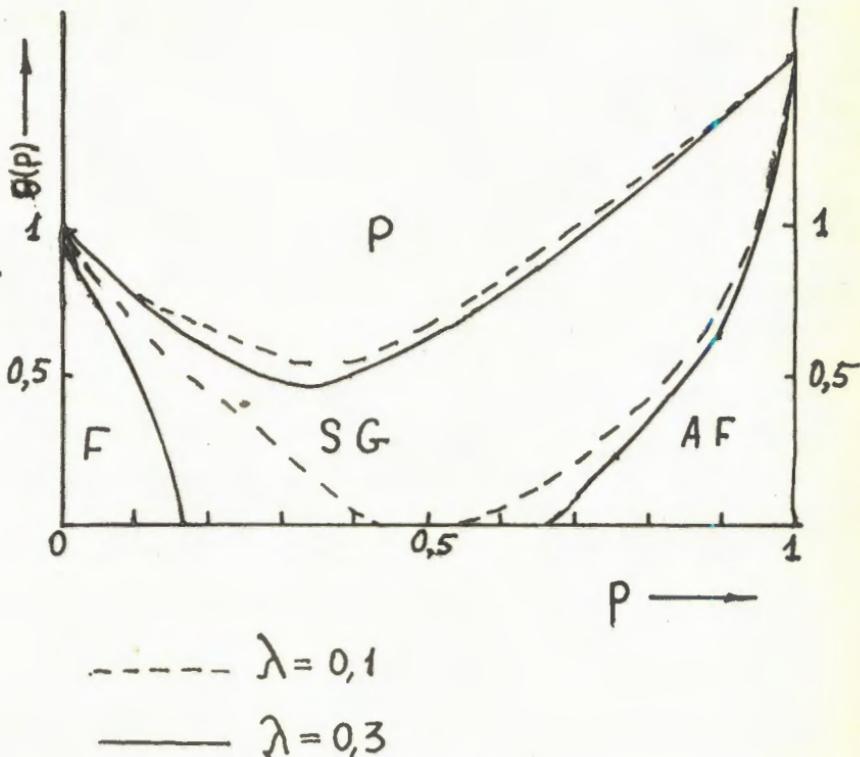
Уравнения (8)-(10) описывают переходы парафаза — феррофаза, парафаза — антиферрофаза, парафаза — фаза структурного стекла соответственно.

3. Фазовый переход в модели

В приближении виртуального кристалла силовые константы и массы описываются выражениями

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}_{nn'} &= (1-p)^2 \Phi_{nn'}^{AA} + 2p(1-p) \Phi_{nn'}^{AB} + p^2 \Phi_{nn'}^{BB}, \\ \bar{m}_n &= (1-p) m_A + p m_B. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь компонента А твердого раствора испытывает ферродисторционный переход (так $\Phi_q^{AA} = \Phi_{q=0}^{AA} = \Phi_0^{AA}$), компонента В — анти-



ферродисторсионный $\Phi_{q=q_B}^{BB} = \Phi_{q=q_B}^{BB}$. Для численных расчетов были выбраны следующие соотношения между параметрами:

$$A_B = -0,2 A_A; \quad B_B = B_A; \quad m_B = m_A; \quad \frac{\Phi_{AA}}{A_A} = 1,1;$$

$$\Phi_{AB} = -0,6 \Phi_{AA}; \quad \Phi_{BB} = -1,2 \Phi_{AA}.$$

На рисунке показана зависимость температуры перехода θ в соответствующую фазу от концентрации P при значениях параметра квантовости $\lambda = 0,1, \lambda = 0,3$.

4. Заключение

Как видно из диаграммы (см. рисунок), квантовые флуктуации больше подавляют дальний порядок, чем ближний, причем вклад их при переходе парафаза — феррофаза заметен больше, чем при переходе в другие фазы. С увеличением вклада этих флуктуаций, как показано на рисунке, увеличивается область перехода в фазу стекла. В целом можно заметить, что с ростом вклада

этих эффектов температура перехода в соответствующую фазу уменьшается.

Анализ структурного фазового перехода в классическом случае (без учета квантовых флуктуаций) рассматривается в теоретической работе^{/6/}. При сравнении диаграммы в классическом приближении с полученной нами фазовой диаграммой можно заметить, что в квантовом случае расширяется область перехода в фазу стекла. Это говорит о том, что квантовые эффекты вносят дополнительный вклад в образование системы с ближним порядком.

Таким образом, как показывает проведенное рассмотрение, учет квантовых флуктуаций заметно влияет на фазовые переходы в модели структурного стекла. Представляет интерес экспериментальное изучение этого влияния, например в случае твердого раствора (Sr, Pb) TiO₃.

В заключение автор благодарит В.Л.Аксенова за постановку задачи и руководство данной работой.

Л и т е р а т у ́ р а

1. Gourtens E. — Helv.Phys.Acta, 1983, vol.56, p.705.
2. Pirc R., Tadic B., Blinc R. — Z. Phys. B, 1985, vol.61, p.69.
3. Aksenov V.L., Bobeth M., Plakida N.M. — Ferroelectrics, 1987, vol.72, NN 1, 2, 3, 4, p. 257.
4. Брус А., Каули Р. Структурные фазовые переходы. М.: Мир, 1984.
5. Fischer E. JINR Preprint E8-86-236, Dubna, 1986.
6. Aksenov V.L., Bobeth M. — Phys.stat. sol (b), 1985, v.128, No.2, p.105.
7. Sherrington D. — J. Phys. C, 1975, vol. 8, p. L208.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 июля 1988 года.