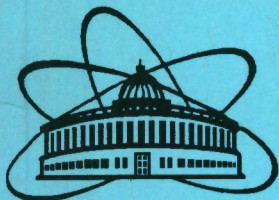


28/VI-95

ISSN 0234-5366



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

1[69]-95

**Measurement of Charge Radii for Ti Nuclei
by Laser Resonance Fluorescence Method**



Spectroscopy of ^{13}Be



**Concentrations of Hadrons
and Quark-Gluon Plasma in Mixed Phase**



**One-Spin Pion Asymmetry
in the $d \uparrow + A \rightarrow \pi^{\pm} (90^{\circ}) + X$ Process**



**Cumulative Pion and Proton Production
in $p - D$ Collisions at 4.45 and 8.9 GeV/c**



**Investigation of Charge Exchange Reactions
on a Hydrogen Target (Proposal)**



**The Study of the Tensor Analyzing Power
in Cumulative Particle Production on a
Polarized Deuteron Beam at the Dubna
Synchrophasotron**



**An Evidence for the Excited State
of the $S = -2$ Stable Light Dibaryon**



Издательский отдел ОИЯИ

ДУБНА

Publishing Department JINR

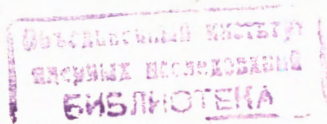
DUBNA

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

1[69]-95

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

Дубна 1995



ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

Ю.П.Гангрский, С.Г.Земляной, В.И.Жеменик, К.П.Маринова,
Б.Н.Марков, Л.М.Мельникова

Измерение зарядовых радиусов ядер Ti методом лазерной резонансной флуоресценции

Yu.P.Gangrsky, S.G.Zemlyanoi, V.I.Zhemenik, K.P.Marinova,
B.N.Markov, L.M.Melnikova

Measurement of Charge Radii for Ti Nuclei

by Laser Resonance Fluorescence Method5

A.V.Belozyorov, R.Kalpakchieva, Yu.E.Penionzhkevich, Z.Dlouhy,
Š.Piskor, J.Vincour, H.-G.Bohlen, M. von Lucke-Petsch, A.N.Ostrowski,
D.V.Alexandrov, E.Yu.Nikolskii, B.G.Novatskii, D.N.Stepanov

Spectroscopy of ^{13}Be

А.В.Белозеров, Р.Калпакчиева, Ю.Э.Пенионжкевич, З.Длоуги, Ш.Пискорж,
И.Винцоур, Х.-Г.Болен, М. фон Луке-Петч, А.Н.Островски,
Д.В.Александров, Е.Ю.Никольски, Б.Г.Новацкий, Д.Н.Степанов

Спектроскопия ^{13}Be 11

A.A.Shanenko, E.P.Yukalova, V.I.Yukalov

Concentrations of Hadrons and Quark-Gluon Plasma in Mixed Phase

А.А.Шаненко, Е.П.Юкалова, В.И.Юкалов

Концентрации адронов и кварк-глюонной плазмы в смешанной фазе19

Г.С.Аверичев, Г.Агакишиев, М.Э.Асанова, Ю.Т.Борзунов, Н.Гиорданеску,
Л.Б.Голованов, Я.Г.Гусейналиев, И.Зборовски, Ю.И.Минаев, Н.С.Мороз,
А.С.Никифоров, Ю.А.Панебратцев, М.Пенця, Е.В.Потребеникова,
С.В.Разин, М.К.Сулейманов, А.П.Цвинева, М.В.Токарев, Е.И.Шахалиев,
С.С.Шиманский, Г.П.Шкоро, В.И.Юревич

Односпиновая пионная асимметрия в реакции $d\uparrow + A \rightarrow \pi^{\pm}(90^{\circ}) + X$

G.S.Averichev, G.Agakishiev, M.E.Asanova, Yu.T.Borzunov,
N.Ghiordanescu, L.B.Golovanov, Ja.G.Guseinaliev, I.Zborovsky,
Yu.I.Minaev, N.S.Moroz, A.S.Nikiforov, Yu.A.Panebratsev, M.Pentia,
E.V.Potrebenikova, S.V.Razin, M.K.Suleimanov, A.P.Zvinev, M.V.Tokarev,
E.I.Shahaliev, S.S.Shimansky, G.P.Škoro, V.I.Yurevich,

One-Spin Pion Asymmetry in the $d\uparrow + A \rightarrow \pi^{\pm}(90^{\circ}) + X$ Process27

G.S.Averichev, G.Agakishiev, M.E.Asanova, Yu.T.Borzunov, L.G.Efimov,
N.Ghiordanescu, L.B.Golovanov, Ja.G.Guseinaliev, Yu.I.Minaev, N.S.Moroz,
A.S.Nikiforov, Yu.A.Panebratsev, M.Pentia, E.V.Potrebenikova, S.V.Razin,
E.I.Shahaliev, S.S.Shimansky, G.P.Škoro, M.K.Suleimanov, M.V.Tokarev,
V.V.Trofimov, V.I.Yurevich, I.Zborovsky, A.P.Zvinev

Cumulative Pion and Proton Production in p -D Collisions at 4.45 and 8.9 GeV/c

Г.С.Аверичев, Г.Агакишиев, М.Э.Асанова, Ю.Т.Борзунов, Л.Г.Ефимов,
Н.Гиорданеску, Л.Б.Голованов, Я.Г.Гусейналиев, Ю.И.Минаев, Н.С.Мороз,
А.С.Никифоров, Ю.А.Панебратцев, М.Пенця, Е.В.Потребеникова, С.В.Разин,

Е.И.Шахалиев, С.С.Шиманский, Г.П.Шкоро, М.К.Сулейманов, М.В.Токарев, В.В.Трофимов, В.И.Юревич, И.Зборовски, А.П.Цвинев	
Рождение кумулятивных пионов и протонов в $p-D$ взаимодействиях при 4,45 и 8,9 ГэВ/с	37
S.V.Afanasiev, V.D.Aksinenko, Yu.S.Anisimov, S.A.Avrachenko, Yu.A.Belikov, V.K.Bondarev, Yu.T.Borzunov, A.G.Galperin, N.S.Glagoleva, A.I.Golokhvastov, L.B.Golovanov, T.G.Gridnev, S.A.Khorozov, V.I.Kolesnikov, V.A.Krasnov, B.A.Kulakov, A.G.Litvinenko, J.Lukstins, A.I.Malakhov, P.K.Manyakov, A.T.Matyushin, V.T.Matyushin, I.I.Migulina, A.S.Nikiforov, O.V.Okhrimenko, S.G.Reznikov, P.A.Rukoyatkin, I.S.Saitov, S.A.Sedykh, A.Yu.Semenov, P.I.Zarubin, I.Atanassov, I.Ts.Ivanov, V.N.Penev, V.P.Kondratiev, L.V.Krasnov, I.E.Shevchenko, A.G.Semtchenkov, I.V.Stepanov, B.Erasmus	
Investigation of Charge Exchange Reactions on a Hydrogen Target (Proposal)	
С.В.Афанасьев, В.Д.Аксиненко, Ю.С.Анисимов, С.А.Авраменко, Ю.А.Беликов, В.К.Бондарев, Ю.Т.Борзунов, А.Г.Гальперин, Н.С.Глаголева, А.И.Голохвастов, Л.Б.Голованов, Т.Г.Гриднев, С.А.Хорозов, В.И.Колесников, В.А.Краснов, Б.А.Кулаков, А.Г.Литвиненко, Ю.Лукстиныш, А.И.Малахов, П.К.Маньяков, А.Т.Матюшин, В.Т.Матюшин, И.И.Мигулина, А.С.Никифоров, О.В.Охрименко, С.Г.Резников, П.А.Рукояткин, И.С.Саитов, С.А.Седых, А.Ю.Семенов, П.И.Зарубин, И.Атанасов, И.Ц.Иванов, В.Н.Пенев, В.П.Кондратьев, Л.В.Краснов, И.Е.Шевченко, А.Г.Семченков, И.В.Степанов, Б.Эразмус	
Исследование зарядово-обменных реакций на водородной мишени (проект)	47
L.Zolin, A.Litvinenko, P.Rukoyatkin	
The Study of the Tensor Analyzing Power in Cumulative Particle Production on a Polarized Deuteron Beam at the Dubna Synchrophasotron	
Л.Золин, А.Литвиненко, П.Рукояткин	
Изучение тензорной анализирующей способности реакций рождения кумулятивных частиц на пучке поляризованных дейтронов синхрофазотрона в Дубне	53
B.A.Shahbazian, T.A.Volokhovskaya, V.N.Yemelyanenko, A.S.Martynov	
An Evidence for the Excited State of the $S = -2$ Stable Light Dibaryon	
Б.А.Шахбазян, Т.А.Волоховская, В.Н.Емельяненко, А.С.Мартынов	
Доказательство существования возбужденного состояния стабильного легкого дибариона со странностью $S = -2$	61
Указатель статей к сборникам	
«Краткие сообщения ОИЯИ» 1[64]—5[68]—1994	
JINR Rapid Communications 1[64]—5[68]—1994	71
Именной указатель к сборникам	
«Краткие сообщения ОИЯИ» 1[64]—5[68]—1994	
Author Index, 1994	77

УДК 539.144.3/4

ИЗМЕРЕНИЕ ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ ЯДЕР Ti МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Ю.П.Гангрский, С.Г.Земляной, В.И.Жеменик,
К.П.Маринова*, Б.Н.Марков, Л.М.Мельникова

Представлены результаты измерений разностей зарядовых радиусов ядер Ti ($Z = 22$) в диапазоне массовых чисел 44—50. Использовался метод лазерной флуоресценции в параллельном пучке атомов. Значения разностей зарядовых радиусов получены из измерений изотопических сдвигов в оптическом переходе $3d^2 4s^2 a^3P \rightarrow 3d^3 4p^3 D^0$ с длиной волны 586,6 нм. Проведено сравнение зависимостей от числа нейтронов значений зарядового радиуса ядер Ti и Ca. В отличие от ядер Ca в ядрах Ti наблюдается непрерывный рост зарядовых радиусов с уменьшением массового числа.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Measurement of Charge Radii for Ti Nuclei by Laser Resonance Fluorescence Method

Yu.P.Gangrsky et al.

The results are presented of the measurements of the charge radii difference for Ti nuclei ($Z = 22$) in the region of the mass number 44—50. The method of laser resonance fluorescence in the parallel atomic beam was used. The values of charge radii differences were obtained from the measurements of the optical shifts in the optical transition $3d^2 4s^2 a^3P \rightarrow 3d^3 4p^3 D^0$ on the wave length of 586.6 nm. The comparison of charge radii dependence on neutron number was performed for Ti and Ca nuclei. In contrast to Ca nuclei the continuous raising of charge radii is observed for Ti nuclei at mass number decreasing.

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

Измерение зарядовых радиусов ядер является одним из направлений исследований их структуры. Эти исследования позволяют получить важные сведения о том, как меняются размеры и форма ядер с изменением в них нуклонного состава. Использование лазерного излучения в этих исследованиях позволяет достигнуть высокой точности измерений и проводить их с ультрамалыми количествами вещества. Поэтому для измерений становятся доступными ядра, лежащие близко к границе нуклонной стабильности и получающиеся в реакциях с низкими сечениями.

*Университет г.Софии, Болгария

В данной работе представлены результаты измерений зарядовых радиусов ядер в одной из интересных областей (между замкнутыми оболочками из 20 и 28 нейтронов) для цепочки изотопов Ti в диапазоне массовых чисел $A = 44-50$. Уже первые измерения в этой области, выполненные для изотопов Ca, показали необычные изменения зарядового радиуса [1]. С ростом числа нейтронов в ядре, начиная с $N = 20$, сначала происходит рост зарядового радиуса, а затем с $N = 44$ — его падение, и зарядовый радиус ядра ^{48}Ca ($N = 28$) становится практически таким же, как и у ^{40}Ca (рис.1). Хотя такое поведение зарядового радиуса и коррелирует с изменением квадрупольной деформации ядра [2], учет только этого эффекта позволяет лишь качественно описать наблюдаемую зависимость. Для правильного количественного описания, по-видимому, необходимо учитывать и другие факторы, такие, как деформации более высоких порядков, толщина и нуклонный состав поверхностного слоя.

Представляет интерес провести измерения зарядовых радиусов и для других ядер в этой области, в первую очередь для изотопов Ti ($Z = 22$), имеющих 2 протона сверх замкнутой оболочки. Кроме того, нейтронодефицитные изотопы Ti характеризуются малой энергией связи протонов, и это может приводить к более широкому пространственному распределению электрического заряда (протонное гало или обогащенный протонами поверхностный слой ядра).

Для определения зарядовых радиусов ядер Ti были проведены измерения изотопических сдвигов в атомных спектрах Ti методом резонансной лазерной флуоресценции. Этот метод основан на резонансном возбуждении атомных уровней лазерным излучением и на регистрации спонтанно испускаемых фотонов при их девозбуждении. Экспериментальная установка была аналогична используемой в наших предыдущих работах по измерениям изотопических сдвигов в атомах редкоземельных элементов [3], Zr [4], Hf [5]. Для возбуждения атомов использовался кольцевой лазер на красителе (380D Spectra Physics), накачиваемый ионным аргоновым лазером непрерывного действия (2030 Spectra Physics). Атомный пучок, формируемый системой коллиматоров, лазерный луч и направление регистрации резонансно-рассеянного излучения были взаимно ортогональными.

Титан относится к трудно испаряемым элементам, поэтому для получения достаточно интенсивного атомного пучка образцы облучались излучением импульсного лазера на иттрий — алюминиевом гранате (ЛТИПЧ-7), работающего в режиме модулированной добротности (длительность импульса составляла 10 нс и мощность излучения в импульсе достигала 5 МВт) [6]. При такой мощности излучения на поверхности образца образовывался высокотемпературный плазменный ступок из нейтральных атомов, ионов и электронов. При оптимальных условиях облучения выход атомов Ti составлял $\approx 10^{13}$ на один импульс лазера.

Резонансно-рассеянное излучение фокусировалось системой линз на катод фотомножителя (ФЭУ-136), работающего в режиме счета одиночных фотонов. Зависимость от времени интенсивности рассеянных фотонов, синхронизированная со сканированием частоты лазерного излучения, записывалась в памяти персонального компьютера IBM AT286. В измерениях обычно использовался режим многократного сканирования в выбранном интервале частот. Программа накопления информации предусматривала блокировку входа во время скачков частоты лазерного излучения до воз-

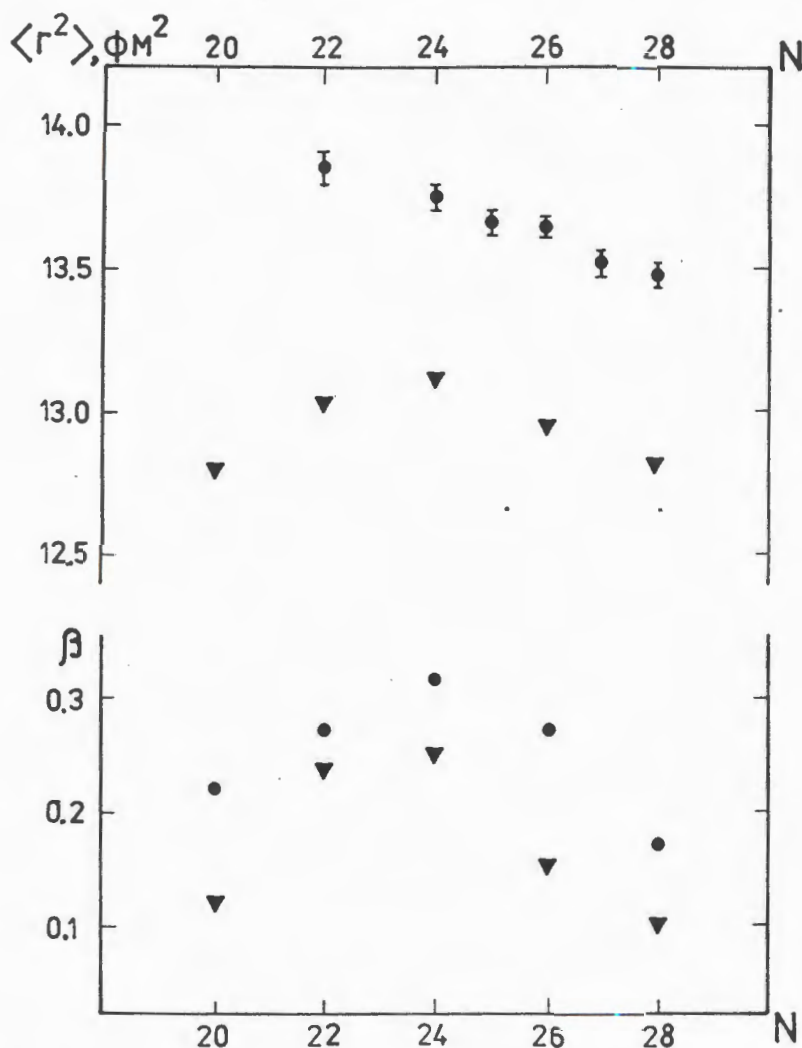


Рис.1. Зависимость среднеквадратичного зарядового радиуса $\langle r^2 \rangle$ (вверху) и параметра квадрупольной деформации от числа нейтронов в ядре для изотопов Ti ($\circ$) и Ca (∇)

вращения ее к первоначальному уровню системой стабилизации, что позволяло избежать искажений спектра при сбоях работы лазера. Эффективность установки была такова, что одному импульсу с ФЭУ соответствовало $\approx 10^9$ атомов, вылетевших из изучаемого образца. Она включала долю атомов в выбранном квантовом состоянии и в доплеровском контуре в пределах ширины лазерной линии, потери атомов за счет коллимации, а также эффективность регистрации фотонов ФЭУ.

В измерениях оптических спектров Ti использовались образцы различного вида: пластинка металлического титана натурального изотопного состава, прессованные таб-

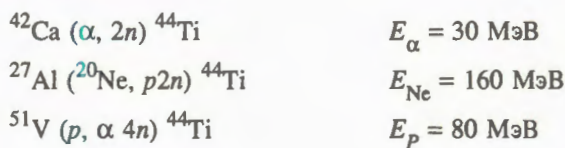
Таблица 1

Уровень	$E, \text{см}^{-1}$	I	Терм.	Конфигурация
нижний	8602	2	$a^3 p$	$3d^2 4s^2$
верхний	25644	3	$y^3 D^0$	$3d^3 4p$

Таблица 2

A, A'	44, 46	46, 48	47, 48	48, 49	48, 50
$\Delta v^{A, A'}, \text{МГц}$	2020(70)	1776(9)	851(11)	883(2)	1670(10)

летки из окислов титана, обогащенные одним из его изотопов и облученные заряженными частицами мишени, содержащие радиоактивный изотоп ^{44}Ti ($T_{1/2} = 47$ лет). Этот изотоп был получен в реакциях:



Используемые из указанных изотопов мишени содержали $\approx 10^{13}$ атомов ^{44}Ti (их концентрация в мишени составляла $\approx 10^{-7}$).

Из анализа проведенных нами ранее исследований оптических спектров Ti [7] для измерений изотопических сдвигов был выбран переход с длиной волны 586,6 нм между уровнями, характеристики которых представлены в табл. 1.

На рис. 2 дан один из примеров измеренных оптических спектров Ti. В спектрах наблюдаются линии, принадлежащие изотопам с четным массовым числом (^{44}Ti , ^{46}Ti , ^{48}Ti , ^{50}Ti) и компонентам сверхтонкой структуры нечетных изотопов (^{47}Ti , ^{49}Ti). Значения изотопических сдвигов (расстояния между линиями) приведены в табл. 2.

Известно, что величина изотопического сдвига определяется изменением массы ядра и его объема [8]:

$$\Delta v^{A, A'} = F \Delta \langle r^2 \rangle^{A, A'} + M \frac{A' - A}{AA'}, \quad (1)$$

где $\Delta \langle r^2 \rangle$ — разность среднеквадратичных зарядовых радиусов ядер с массовыми числами A и A' , F и M — соответственно константы объемного и массового сдвигов. Чтобы из измеренных значений $\Delta v^{A, A'}$ получить значения разностей зарядовых радиусов $\Delta \langle r^2 \rangle^{A, A'}$, необходимо вычислить константы F и M . Однако в случае Ti, для атомных уровней которого характерны смеси конфигураций, эти вычисления связаны с большими неопределенностями. Поэтому нами применялся другой подход, в котором использовались известные значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ для пар изотопов ^{46}Ti – ^{48}Ti и ^{48}Ti – ^{50}Ti ,

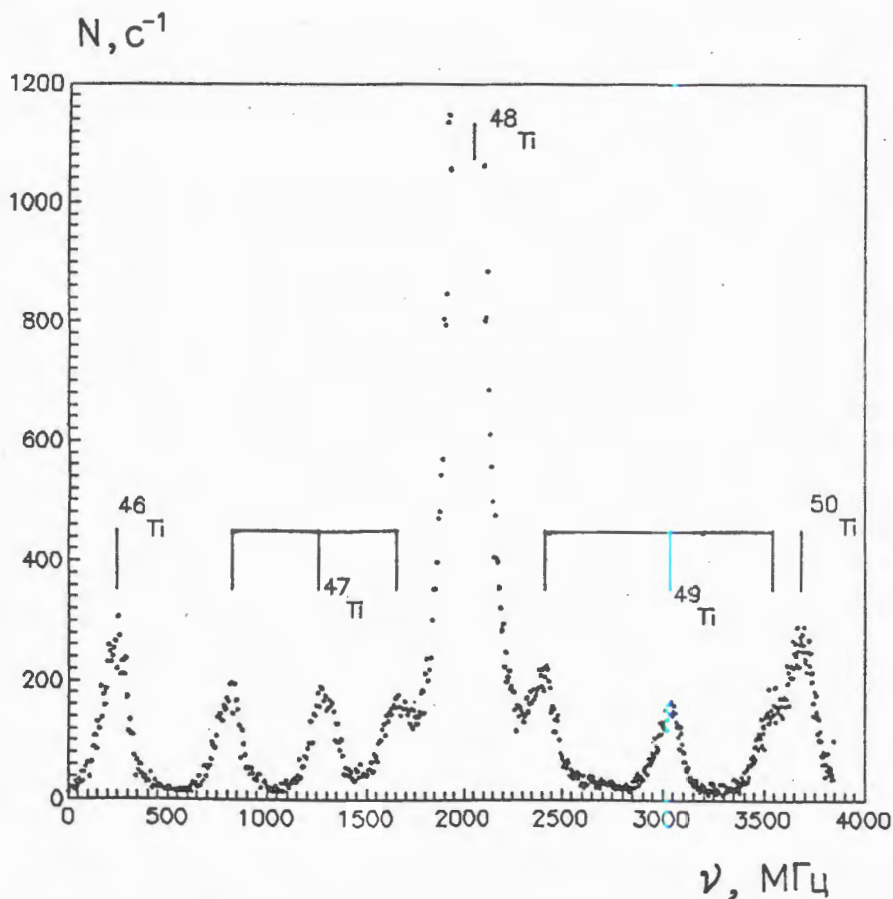


Рис.2. Зависимость интенсивности резонансного лазерного излучения (N) от его частоты (ν)

полученные из совместного анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию электронов и по рентгеновским спектрам мезоатомов [8]. Эти значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ составляют

$$\Delta \langle r^2 \rangle^{46,48} = -0,109(6) \text{ фм}^2 \text{ и } \Delta \langle r^2 \rangle^{48,50} = -0,164(9) \text{ фм}^2. \quad (2)$$

Отрицательные значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ означают уменьшение зарядовых радиусов с ростом числа нейтронов в ядре, как и в изотопах Са. Пользуясь этими значениями $\Delta \langle r^2 \rangle$ и измеренными значениями $\Delta \nu$ для пар изотопов ^{46}Ti – ^{48}Ti и ^{48}Ti – ^{50}Ti , можно определить значения констант F и M . Они оказались равными:

$$F = -0,54(11) \frac{\text{ПГц}}{\text{фм}^2}, \quad M = 1895(200) \text{ ПГц}. \quad (3)$$

Эти значения констант позволяют получить величины разностей зарядовых радиусов для всех приведенных в табл.2 пар изотопов.

Поскольку для ядер ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti известны и абсолютные значения зарядовых радиусов [9], то полученные величины $\Delta \langle r^2 \rangle^{A, A'}$ дают возможность определить значения $\langle r^2 \rangle$ для всех ядер Ti в диапазоне $A = 44-50$ и наблюдать их изменение с ростом числа нейтронов в ядре. Такая зависимость наряду с рассмотренной выше для изотопов Ca представлена на рис.2 Видно, что при $N > 24$ эти зависимости подобны — уменьшение зарядовых радиусов с ростом N и с приближением к замкнутой нейтронной оболочке с $N = 28$, что вызывается, очевидно, уменьшением квадрупольной деформации ядра. В то же время при $N < 24$ поведение зависимостей $\langle r^2 \rangle$ от N для Ti и Ca становится различным. Для изотопов Ca значения $\langle r^2 \rangle$ начинают падать с уменьшением N , а для изотопов Ti продолжают расти, хотя для обоих элементов характер изменения квадрупольной деформации одинаков (уменьшение с приближением к замкнутой оболочке с $N = 20$). Возможно, что причиной такого различия являются более низкие значения энергий связи протонов и α -частиц в ядрах Ti по сравнению с ядрами Ca с тем же числом нейтронов. Например, при $N = 22$:

^{42}Ca	$B_{2p} = 18,1 \text{ МэВ}$	$B_{\alpha} = 6,8 \text{ МэВ}$
^{44}Ti	$B_{2p} = 13,6 \text{ МэВ}$	$B_{\alpha} = 4,8 \text{ МэВ.}$

Более низкие значения B_{2p} и B_{α} могут приводить к более широкому распределению протонов в ядре, что отражается на значениях их зарядовых радиусов. Представляет большой интерес распространить эти измерения на более легкие изотопы Ti, где этот эффект может проявиться более резко.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну и Ю.Э.Пенионжквичу за постоянный интерес к работе, В.А.Халкину и Н.Т.Зайцевой за предоставление облученного образца ванадия и эксплуатационной группе циклотрона У-200 за облучение образцов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-02-06476-а).

Литература

1. Andl A. et al. — Phys. Rev. C, 1982, vol.26, p.2194.
2. Raman S. et al. — ADNDT, 1987, vol.36, p.1.
3. Борисов С.К. и др. — ЖЭТФ, 1987, т.93, с.1545.
4. Гангский Ю.П. и др. — ЖЭТФ, 1988, т.94, с.9.
5. Анастасов А. и др. — ЖЭТФ, 1994, т.105, с.250.
6. Гангский Ю.П. и др. — ПТЭ, 1990, т.1, с.168.
7. Anastassov A. et al. — Z. Phys. D, 1994, vol.30, p.275.
8. Heulig K., Steudel A. — ADNDT, 1974, vol.14, p.613.
9. Wohlfart H.D. et al. — Phys. Rev. C, 1981, vol.23, p.533.

Рукопись поступила 27 декабря 1994 года.

УДК 539.172

SPECTROSCOPY OF ^{13}Be *A.V.Belozyorov, R.Kalpachieva, Yu.E.Penionzhkevich**Joint Institute for Nuclear Research, Laboratory of Nuclear Reactions, Dubna**Z.Dlouhy, Š.Piskor, J.Vincour**Institute of Nuclear Physics of Academy of Sciences of Czech Republic,
250 68 Řež, Czech Republic**H.G.Bohlen, M. von Lucke-Petsch, A.N.Ostrowski**Hahn-Meitner-Institut Berlin GmbH, Glienicker Strasse 100,
D - 14109 Berlin, Federal Republic of Germany**D.V.Alexandrov, E.Yu.Nikolskii, B.G.Novatskii, D.N.Stepanov**Russian Scientific Centre, Kurchatov Institute, 123182, Moscow, Russia*

Five quasi-stationary states of ^{13}Be populated in the reaction $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$ at $E_{\text{lab}} = 190$ MeV are reported. A Q -value, $Q_0 = -39.60(9)$ MeV, and a mass excess, $M.E. = 33.95(9)$ MeV, have been found for the lowest observed spectral line. The ground state is therefore unstable with respect to one-neutron emission by $0.80(9)$ MeV. Excitation energies of $1.22(10)$, $2.1(2)$, $4.3(2)$ and $7.0(2)$ MeV have been obtained for the observed spectral lines.

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

Спектроскопия ^{13}Be *А.В.Белозеров и др.*

Наблюдены пять квазистационарных уровней ядра ^{13}Be , заселенных в реакции $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$ при энергии $E_{\text{lab}} = 190$ МэВ. Измерено значение Q -реакции равным $Q_0 = 39.60(9)$ МэВ и определен дефект массы ядра ^{13}Be $M.E. = 33.95(9)$ МэВ, соответствующий наиболее низколежащей спектральной линии. Сделан вывод, что основное состояние ядра ^{13}Be нестабильно по отношению к испусканию одного нейтрона на $0.80(9)$ МэВ. Определены также энергии возбужденных состояний $1.22(10)$, $2.1(2)$, $4.3(2)$ и $7.0(2)$ МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Recently the double-charge-exchange reaction $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$ at $E_{\text{lab}} = 337.3$ MeV was used to populate the states of ^{13}Be [1]. A precise mass measurement of ^{13}Be was performed for the first time, but low statistics prevented the conclusion that the ground state

was observed, and therefore the actual mass of ^{13}Be in its ground state remained an open question.

The present paper is devoted to the investigation of ^{13}Be with the reaction $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$ at $E_{\text{lab}} = 190$ MeV. The self-supporting $360 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ carbon foil enriched to 70% in ^{14}C was used as the target. With the goal to take into account background contributions arising from the admixtures of ^{12}C and ^{16}O in the ^{14}C target, the reactions $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$ and $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{15}\text{C}$ were measured using a natural carbon target of $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ and an oxygen target consisting of a $1.1 \text{ mg}/\text{cm}^2$ thick layer of WO_3 on a $270 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ gold backing, respectively. The experiments were performed at the JINR cyclotron U-400, Dubna, using the MSP-144 spectrograph [2] placed at the reaction angle $\theta_{\text{lab}} = 4.6^\circ$. The opening of the entrance slits was 1.0° horizontally and 1.5° vertically. The focal-plane detector [3] consisted of a four-section ionization chamber ($\Delta E_1, \Delta E_2, E_{\text{res}}, \text{veto}$) and of two proportional counters as position sensitive detectors (x_1, x_2). The distance between the two resistive wire anodes was 60 mm. The particular exit reaction channel, viz ^{12}N , was selected unambiguously by using the standard off-line procedure [4] consisting in applying successively contour gates to different two-dimensional plots of events in the parameter space ($\Delta E_1, x_1, \Delta E_2, x_2, E_{\text{res}}$). Details concerning the absolute device calibration, the coordinate linearization, the run calibration and other data processing procedures will be presented elsewhere [5].

All runs were calibrated using the reaction $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})^{12}\text{Be}$ and/or $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})^{10}\text{Be}$ and/or $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})^{14}\text{C}$, performed before each run and/or afterwards, with the ^{14}C and/or ^{12}C targets. A precise energy calibration in the present case relies on spectral lines of the most strongly populated states in the two-proton pickup reactions, i.e., the g.s. and excited states at 2.102 and 4.56 MeV of ^{12}Be [6], the g.s. and excited states at 3.36803 and 5.95839 MeV of ^{10}Be [7], and the g.s. and the 7.012 MeV excited state of ^{14}C [8].

The reaction products registered for a particular exit channel and collected in a calibrated run were processed event-by-event so that their x_1 and x_2 coordinates were used to reconstruct the particle trajectories in the spectrograph, and as a result the kinematical and the optical broadenings of spectral lines were taken into account and reduced [5]. This procedure allows one to construct the resulting spectra of any calibrated run in the frame of reference of excitation energies of the final nucleus of interest, say of ^{13}Be (or ^{12}Be) in runs with the ^{14}C target as well as in runs with ^{12}C or ^{16}O targets which have been used for background measurements. An obvious advantage of such a choice is the fact that the spectra become invariant with respect to experimental conditions in different runs, and therefore the background due to even large impurities in the target can be subtracted correctly. This can be seen in Figs.1—4.

The top part of Fig.1 shows the complex spectrum of ^{13}N ions from the reaction $(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})$ performed with the ^{14}C target. It is a sum of 12 spectra acquired during different calibration runs. The bottom part of Fig.1 shows two background spectra displayed as negative. The first one is a spectrum of the reaction $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})^{10}\text{Be}$ with the ^{12}C target (a sum of 10 calibration runs) and the second one is a spectrum of the reaction $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})^{14}\text{C}$ with the ^{16}O target. Both background spectra were normalized to the amount of ^{12}C and ^{16}O admixtures in the ^{14}C target.

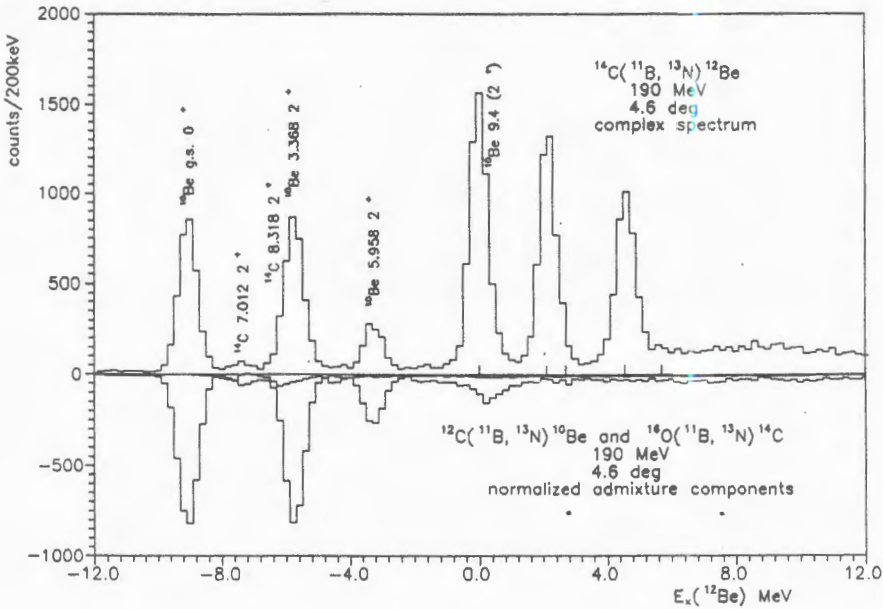


Fig.1. ^{13}N -spectra of the $(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})$ reaction measured at $E_{\text{lab}} = 190$ MeV and $\theta_{\text{lab}} = 4.6^\circ$ on the ^{14}C target (upper part), which contains also ^{12}C and ^{16}O and of the reactions $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})^{10}\text{Be}$ and $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})^{14}\text{C}$ on the ^{12}C and ^{16}O target, respectively (lower part). The background spectra (lower part) were taken under equivalent experimental conditions as the upper part spectrum and were normalized to the amount of ^{12}C and ^{16}O admixtures in the ^{14}C target. All spectra are displayed in the frame of excitation energy of ^{12}Be

Figure 2 displays the ^{13}N -spectrum of the reaction $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})^{12}\text{Be}$ after subtraction of the background spectra of Fig.1. It illustrates the reliability of the applied data processing procedure, as the final spectrum exhibits small and randomly distributed residual counts in spite of the considerably high level of subtracted admixture spectra.

The spectral lines of the complex spectrum in Fig.1 were fitted with Gaussians (not shown) with the width of 680 keV. Taking into account the energy loss difference for the entrance and exit channels (e.g., 348 keV for the g.s. of ^{12}Be) we find a beam energy spread of about 580 keV.

In analogy to Fig.1 the upper part of Fig.3 shows the complex spectrum of ^{12}N ions of the reaction $(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})$ performed with the ^{14}C target. It is a sum of 22 spectra collected at different times in calibrated runs. The lower part of Fig.3 shows two background spectra, one from the reaction $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$ as a sum of 10 calibrated runs with the ^{12}C target and the other from the reaction $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{15}\text{C}$ with the ^{16}O target. Both background spectra were normalized to the amount of ^{12}C and ^{16}O admixtures in the ^{14}C target.

The ^{12}N -spectrum shown in Fig.4 displays resonances of ^{13}Be from the binary reaction $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$ as well as a very complex continuum related to three- and more-body

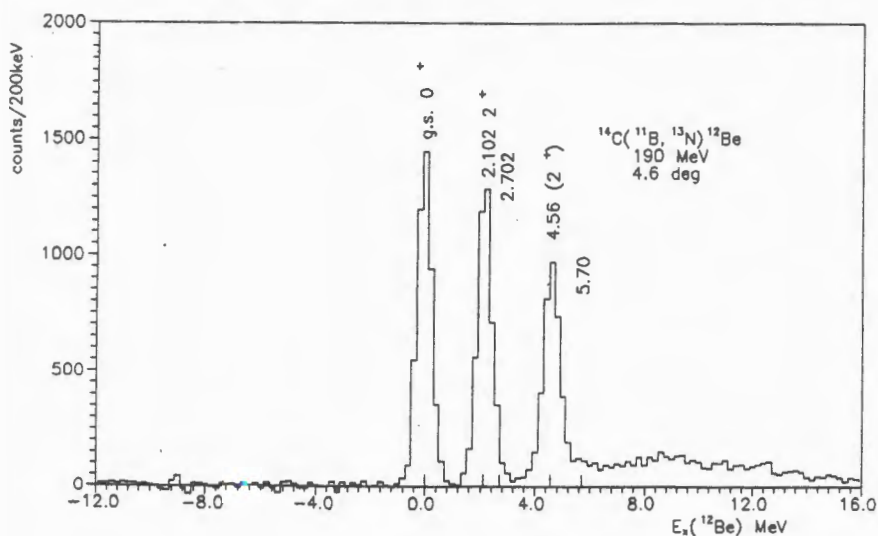


Fig.2. Spectrum of the $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})^{12}\text{Be}$ reaction after subtraction of the background components originating from target impurities ^{12}C and ^{16}O

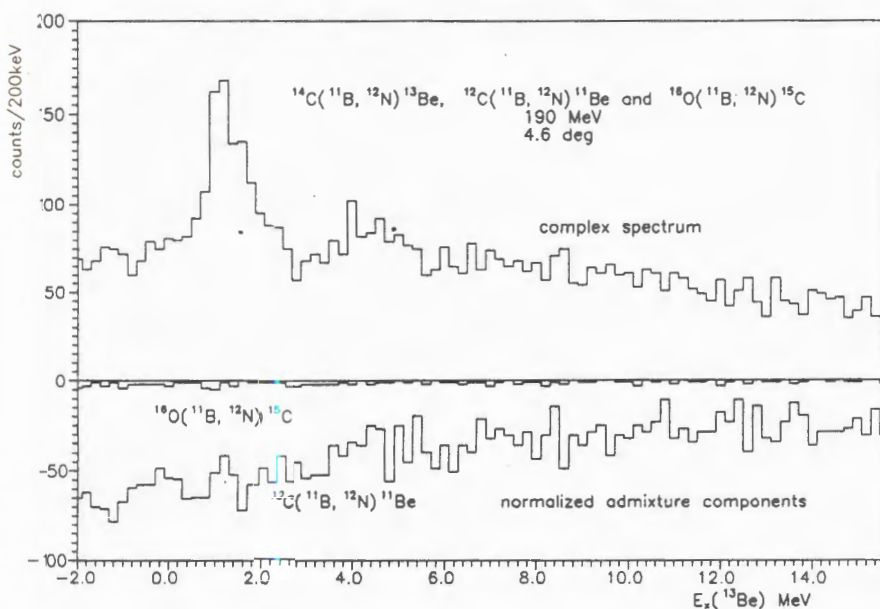


Fig.3. ^{12}N -spectra of the $(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})$ reaction measured at $E_{\text{lab}} = 190$ MeV and $\theta_{\text{lab}} = 4.6^\circ$ on the ^{14}C target (upper part) and of the reactions $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$ and $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{15}\text{C}$ on the ^{12}C and ^{16}O target, respectively (lower part). The background spectra were normalized to the amount of ^{12}C and ^{16}O admixtures in the ^{14}C target. All spectra are displayed in the frame of excitation energy of ^{13}Be

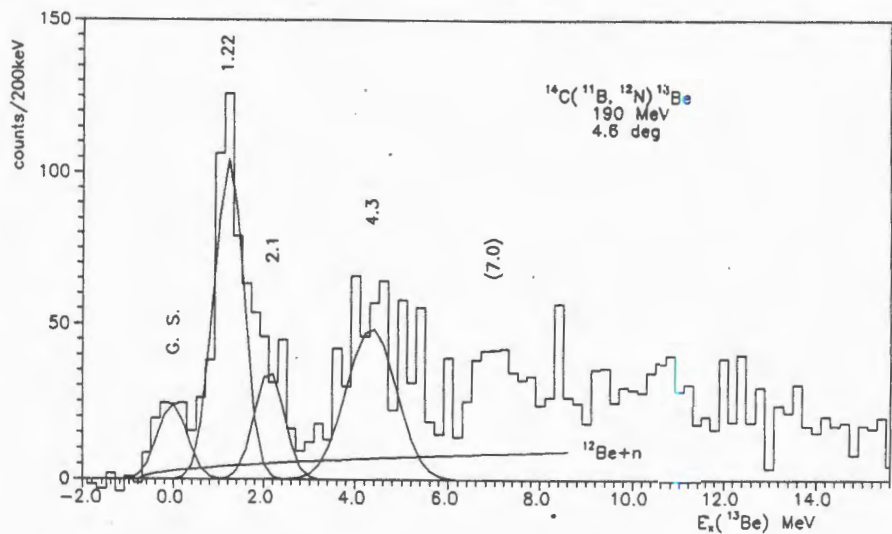


Fig.4. Spectrum of the $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$ reaction after subtraction of the background components from target impurities. The experimental spectrum is presented by the histogram. The fitted spectral components as well as a three-body continuum for $^{12}\text{N}+^{12}\text{Be}+n$ are shown by full lines

Table. ^{13}Be mass excess and excitation energies

E_{exc} (MeV)	M.E. ¹⁾ (MeV)	M.E. ¹⁾ (MeV)	M.E. ¹⁾ (MeV)	M.E. ¹⁾ (MeV)
this work	this work	[1] exp.	[1] calc.	[11] calc.
0.0	33.95(9) ²⁾		34.05(1/2 ⁺) 35.45(3/2 ⁻)	34.31(1/2 ⁻)
1.22(10)	35.17(6)	35.16(5)	35.60(5/2 ⁺)	34.36(5/2 ⁺)
2.1(2)	36.05(15)	35.85(1/2 ⁻)	35.59(5/2 ⁻), 37.27(1/2 ⁺)	35.86(1/2 ⁺)
4.3(2)	38.25(18)	(38.28(9)	37.65(5/2 ⁺),	
7.0(2)	41.0(2)	41.66(20)		

¹⁾The identification of calculated levels with measured resonances is tentative only.
²⁾With this mass excess ^{13}Be is unstable against one-neutron emission by 0.80(9) MeV.

processes. The resolution in the present experiment was about 2 times worse than in ref.[1], but the achieved statistics were about 26 times higher. It allowed us to see most probably the g.s. transition and therefore to measure the g.s. mass excess of ^3Be (Table). The ground

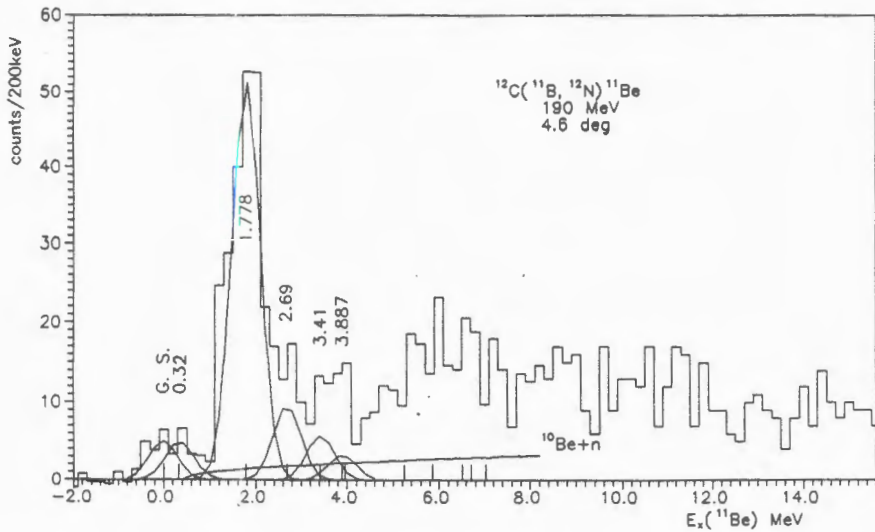


Fig.5. Spectrum of the $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$ reaction at $E_{\text{lab}} = 190$ MeV and $\theta_{\text{lab}} = 4.6^\circ$. The lines have the same meaning as in Fig.4. Numbers in the spectrum correspond to excitation energies of known levels of ^{11}Be in units of MeV

state transition cross section was estimated to be of the order of $1 \mu\text{b/sr}$. Though the unbound states require the shape of Breit-Wigner resonances, the necessity to fold in a resolution of about 680 keV justifies probably the unfolding of the spectrum with Gaussians. The lowest three spectral lines of ^{13}Be in Fig.4 were fitted with the width of 770 keV. With about 300 keV for the intrinsic width of the most strongly populated state in ^{13}Be , as it was estimated in [1], and 378 keV energy-loss difference for the $(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})$ reaction on the ^{14}C target, we find a beam energy spread of about 600 keV. This means that the long-term energy spread of the beam, together with the cumulative error of the absolute beam energy due to the energy uncertainty of 22 particular runs, do not exceed significantly the above-mentioned value of 580 keV for short-term exposures.

The high probability that three- or more-body processes would result in a continuum at high excitation energy prevented to identify some bumps in the spectra as highly excited states (resonances) of ^{13}Be . No attempt was made to unfold the continuum with many-body components. Though the sequential decay of an excited ejectile into the detected particle and the residuum, i.e., the channel $^{13}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + n$, should be important [9,10], only a three-body phase-space distribution corresponding to the three-body continuum $^{12}\text{N} + ^{12}\text{Be} + n$ (normalized somewhat arbitrarily) is displayed in Fig.4.

Figure 5 shows the spectrum of ^{12}N ions from the reaction $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$ with the ^{12}C target. Two runs were performed at magnetic field settings that allowed us to see also the ^{11}Be g.s. transition. The achieved resolution of 716 keV did not allow us to distinguish clearly spectral lines corresponding to the lowest two states, namely to the non-normal-

parity g.s. ($J^\pi = 1/2^+$) and to the first excited state at 0.32 MeV ($J^\pi = 1/2^-$), but we see that they both are weakly populated with approximately equal strengths. The most strongly populated state in this reaction is the one with $J^\pi = 5/2^+$ at 1.78 MeV.

Comparing Fig.4 and Fig.5 we observe a strong resemblance between both spectra, especially concerning the low-lying excited states. It indicates that the state of ^{12}Be at 1.22 MeV, most strongly populated in the reaction $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$, can be assigned tentatively as $J^\pi = 5/2^+$. The mass excess of this resonance (Table) and the tentative spin assignment are in perfect agreement with the lowest resonance found in [1] for ^{13}Be . However, in our measurement we find a resonance that lies lower at the mass excess of 33.95(9) MeV, and which we identify as the ground state of ^{13}Be . Supposing that this resonance corresponds to the single neutron configuration $\nu 2s_{1/2}$, an intrinsic width of about 1 MeV is estimated from an *R*-matrix calculation with a decay energy of 0.8 MeV. The present experiment does not exclude strictly such a large width for the lowest observed spectral line of ^{13}Be , but a $\nu 1p_{1/2}$ single neutron configuration for the g.s. of ^{13}Be cannot be excluded. Therefore no definite conclusion about the parity of the ^{13}Be ground state with the tentative assignment $J = 1/2$ can be made.

The results of the ^{13}Be mass measurement and of the excited states found in the present experiment are given in the Table (first two columns), together with experimental results of Ostrowski et al. [1] (third column), and values calculated within the shell model with a mean field of Woods-Saxon shape and a zero-range density-dependent pairing interaction [1] (fourth column). In the fifth column, $(0 + 1)\hbar\omega$ shell-model calculations of Poppelier et al. [11] with the realistic Reid soft core potential for deriving the two-body matrix elements are shown.

Detraz and Vieira [12] have pointed out that in the light mass region the measured masses are systematically about 1—2 MeV lower than those predicted by the Garvey-Kelson mass relationship [13]. In fact, Jänecke and Masson [14] and Comay et al. [14] give mass excess values of M.E. = 35.24 and 35.30 MeV, respectively, i.e., values which are about 1.3 MeV higher than our result. On the other hand, the microscopic-macroscopic model prediction of Tachibana et al. [14], namely M.E. = 34.20 MeV, is in good agreement with the value found in the present experiment.

References

1. Ostrowski A.N. et al. — *Z.Phys.*, 1992, A343, p.489.
2. Basargin Yu.G. et al. — *Nucl. Instr. and Meth.*, 1975, 413, p.126.
3. Belozyorov A.V., Vincour J., Dlouhy Z. — *JINR P15-89-255*, Dubna, 1989.
4. Salamatov V.S. — *JINR*, Dubna, unpublished.
5. Piskor S., to be published.
6. Ajzenberg-Selove F. — *Nucl. Phys.*, 1990, A506, p.1.
7. Ajzenberg-Selove F. — *Nucl. Phys.*, 1988, A490, p.1.
8. Ajzenberg-Selove F. — *Nucl. Phys.*, 1991, A523, p.1.
9. Bohlen H.G. — *Z. Phys.*, 1985, A320, p.237.
10. Adamides E. et al. — *Nucl. Phys.*, 1987, A475, p.598.

11. Poppelier N.A.F.M., Wood L.D., Glaudemans P.W.M. — *Phys. Lett.*, 1985, B157, p.120.
12. Detraz C., Vieira D.J. — *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 1989, 39, p.407.
13. Jelley N.A. et al. — *Phys. Rev.*, 1975, C11, p.2049.
14. Wapstra A.H., Audi G., Hoekstra R. — *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1988, 39, p.281.

УДК 539.12.01

CONCENTRATIONS OF HADRONS AND QUARK-GLUON PLASMA IN MIXED PHASE

A.A. Shanenko, E.P. Yukalova, V.I. Yukalov

This paper presents the results of the first investigation of a new statistical model of deconfinement at finite baryon densities. The model takes into consideration a mixed phase of nuclear matter. In this state one can find hadrons as well as unbound quarks and gluons. The investigation of such a mixed state allowed us to get a quantitative agreement with the lattice QCD predictions for the zero baryon density. Due to the absence of reliable lattice results beyond the zero baryon density, the predictions for the finite baryon densities in the frame of the statistical model are of great importance.

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

Концентрации адронов и кварк-глюонной плазмы в смешанной фазе

А.А.Шаненко, Е.П.Юкалова, В.И.Юкалов

В статье представлены результаты первых исследований новой статистической модели деконфайнмента при ненулевых барионных плотностях. Эта модель учитывает смешанную фазу ядерного вещества, в которой адроны сосуществуют с несвязанными кварками и глюонами. Учет такого смешанного состояния позволил нам получить количественное согласие с предсказаниями КХД на решетках для нулевой барионной плотности. Так как в настоящее время нет надежных решеточных результатов для ненулевых барионных плотностей, предсказания рассматриваемой статистической модели в указанной области термодинамических переменных ядерной материи особенно важны.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им.Н.Н.Боголюбова. ОИЯИ.

Recently a new statistical model of deconfinement has been advanced [1—3]. The fundamentals of this model consist in taking into account a mixed phase of nuclear matter. The mixed phase is the state where unbound quarks and gluons coexist with hadrons. Probing the model at zero baryon density demonstrates the crucial importance of considering the mixed phase for adequate description of deconfinement. Indeed, near the deconfinement point the hadronic state as well as quark-gluon plasma turned out to be less advantageous than the mixed phase, from the thermodynamic point of view [1—3]. Besides, assuming only two possible states for nuclear matter: the hadronic phase and quark-gluon plasma, the traditionally used statistical models [4—7] predict the first order for deconfinement. On the contrary, lattice simulations testify to the gradual type of this phase

transition in nuclear matter at zero baryon density [8—11]. The problem is solved with the new statistical model, for the coexistence of hadrons and quark-gluon plasma provides the gradual character of the deconfinement at zero baryon density.

The effective Hamiltonian of our model has the following form:

$$\begin{aligned}
 H = & \sum \int \psi_g^+(\mathbf{x}, s) (\sqrt{-\nabla^2} + A\rho^{-\gamma}) \psi_g(\mathbf{x}, s) d\mathbf{x} + \\
 & + \sum \sum_s \int \psi_a^+(\mathbf{x}, s) (\sqrt{-\nabla^2} + m_a^2 + A\rho^{-\gamma}) \psi_a(\mathbf{x}, s) d\mathbf{x} + \\
 & + \sum_{nj} \sum_s \int \psi_{nj}^+(\mathbf{x}, s) (\sqrt{-\nabla^2} + M_{nj}^2 + U_{nj}) \psi_{nj}(\mathbf{x}, s) d\mathbf{x} - CV.
 \end{aligned} \quad (1)$$

In expression (1) we have

$$U_{nj} \equiv n \left\{ A \rho^{-\gamma} \left(1 - (1 - w_{pl})^{-\gamma} \right) + \frac{\Phi}{9} \rho (1 - w_{pl}) \right\}, \quad (2)$$

$$C \equiv \frac{\gamma A}{1 - \gamma} \rho^{1-\gamma} \left((1 - w_{pl})^{1-\gamma} - 1 \right) + \frac{\Phi}{18} \rho^2 (1 - w_{pl})^2, \quad (3)$$

where

$$\begin{aligned}
 \rho & \equiv \rho_g + \sum \rho_a + \sum_{nj} n \rho_{nj}, \\
 w_{pl} & \equiv \frac{f}{\rho} \left(\rho_g + \sum_a \rho_a \right).
 \end{aligned} \quad (4)$$

In the above equations, $\psi_i(\mathbf{x}, s)$ stands for the field operator of the particles of the i -sort: $i = g$ corresponds to unbound gluons; $i = a$, to unbound quarks of the a -kind ($a = u, \bar{u}, d, \bar{d}$); $i = nj$, to the j -sort of hadrons made of n constituents. The density of the particles of the i -kind is denoted as ρ_i ; m_a stands for the bare mass of the quarks of the a -sort; M_{nj} is the mass of the nj -clusters. Constants γ, A, Φ have the values: $\gamma = 0.62, A = 225^{3\gamma+1} \text{ MeV}^{3\gamma+1}, \Phi = 4.1 \cdot 10^{-5} \text{ MeV}^{-2}$. Details of deriving this Hamiltonian can be found in papers [1—3].

This short communication presents the results of the first investigation of the model at nonzero baryon densities. Due to the absence of reliable lattice evaluations for thermodynamic quantities of nuclear matter beyond zero baryon density [12], predictions for the finite baryon densities in the frame of the new statistical model are of great interest. The results concern the concentrations of particles-constituents of nuclear matter at temperatures $0 < \theta < 700 \text{ MeV}$ and baryon densities $0 < n_B/n_{0B} < 20$ ($n_{0B} \approx 1.33 \cdot 10^6 \text{ MeV}^3$, the baryon density of the normal nuclear matter). The quantity

$$w_{nj} \equiv \frac{n \rho_{nj}}{\rho}$$

is the concentration of the hadrons of the nj -type. The concentration of the quark-gluon plasma w_{pl} is defined in (4). Besides, it is convenient to use the concentration of the n — particle clusters

$$w_n \equiv \sum_j w_{nj}.$$

Why are we interested in the concentrations? Knowing the behaviour of the concentrations we can figure out the scenario of deconfinement. There are three basic possibilities for the deconfinement scenario:

(i) First, deconfinement can be the result of the hadronic fusion. Indeed, it is well known that the density of hadrons rises when increasing baryon density or/and temperature of the hadronic phase. So, the hadron interaction becomes harder. This implies that hadrons can cluster into bigger hadrons with the increase of θ or/and n_B [13]. The end of the process of the hadronic fusion is the formation of a giant quark-gluon cluster when the system reaches close packing of hadronic spheres. The giant cluster occupies all the system in which quarks and gluons, hence, can move freely.

(ii) Second, deconfinement may also be the effect of the hadron disintegration into their constituents. Really, increasing the temperature or/and baryon density, the energy of hadronic collisions rises, too. Hard collisions can result in hadron disintegration to smaller hadrons and, may be, into their unbound constituents. Note, that the absence of colour particles among the products of the collisions of the isolated hadrons, does not prove that unbound quarks and gluons cannot appear in the hadronic collisions inside nuclear matter where the conditions of particle existence differ from those in vacuum.

(iii) Third, unbound quarks and gluons are able to appear in the hadronic collisions inside nuclear matter due to the generation from vacuum, which can be realized without any fusion or disintegration of particles. The increase of the collision energies, that occurs with the rise of temperature or/and baryon density, can intensify the generation of unbound quarks and gluons from vacuum and lead to their predominance in nuclear matter.

Perhaps, some of the mentioned possible scenarios of the deconfinement can coexist. Thus, the aim of investigating the concentrations is to realize the true scenario of deconfinement.

In the hadronic sector of the model we took into account the mesons with the masses less than 800 MeV, nucleons and anti-nucleons. These particles play the major role among hadrons in nuclear matter with low baryon densities $n_B < n_{0B}$. Besides, multibaryons (six-quark clusters, nine quark configurations, etc.) and their anti-partners have been also taken into consideration. These exotic hadrons can make a significant contribution to the thermodynamic quantities of nuclear matter at high baryon densities $n_B > n_{0B}$ [14—17]. The specifications of multibaryons were chosen as in the papers concerning the simplified variant of the model [18,19]. Our investigation provided the following results. The large n -quark clusters with $n > 6$ do not survive in nuclear matter. For their concentrations we have found the estimate

$$\sum_{n > 6} w_n < 10^{-3}.$$

The concentrations of other hadrons and quark-gluon plasma as functions of temperature and baryon density, are given in Figs.1—5. Here some notations are changed to present the results more clearly. In particular, w_π denotes the concentration of pions, $w_{\eta\rho\omega} = w_2 - w_\pi$ stands for the total concentration of η -, ρ - and ω -mesons. The numerical data are presented

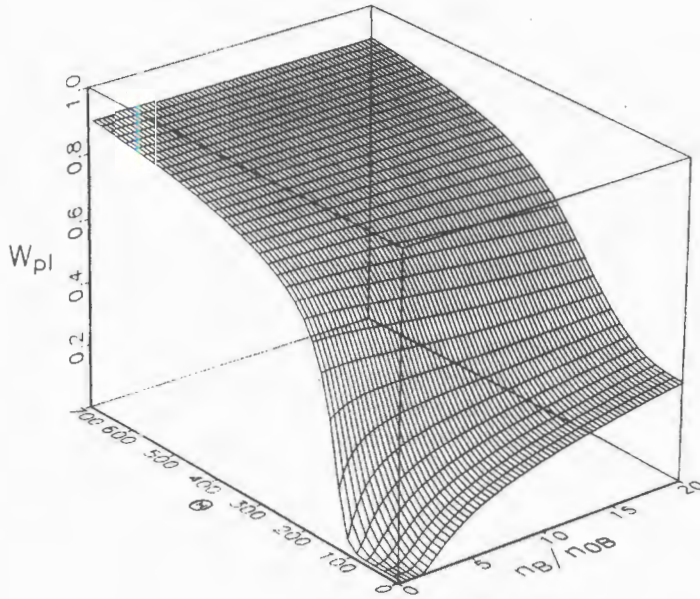


Fig.1. The concentration of the quark-gluon plasma versus temperature and relative baryon density

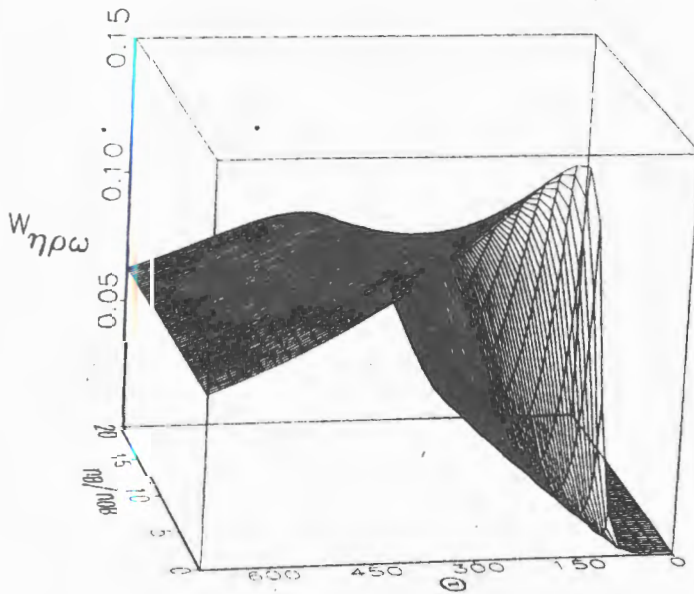


Fig.2. The behaviour of the pion concentration for various temperatures and baryon densities

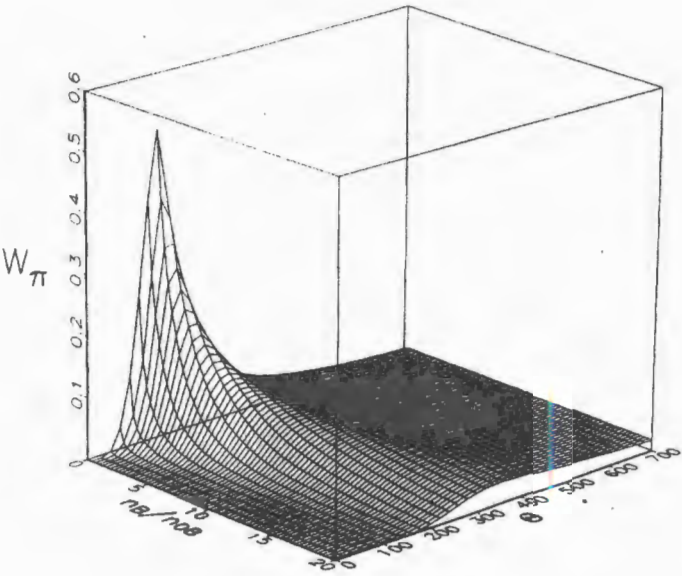


Fig.3. The total concentration of η -, ρ -, ω -mesons

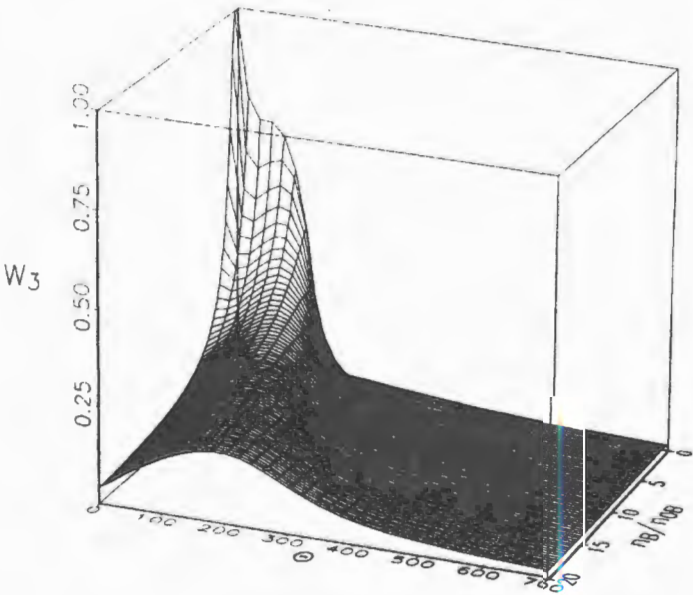


Fig.4. The concentration of three-quark clusters

in the figures with the step $0.3n_{0B}$ in baryon density, from $0.3n_{0B}$ up to $20n_{0B}$, and with the step 20 MeV in temperature, from zero up to 700 MeV. The derived data demonstrate that deconfinement in nuclear matter has nothing in common with the result of the hadron

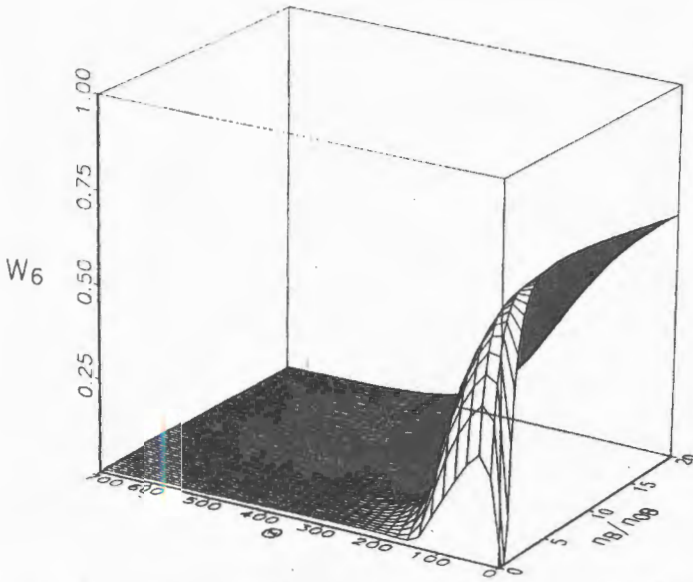


Fig.5. The concentration of six-quarks as function of temperature and relative baryon density

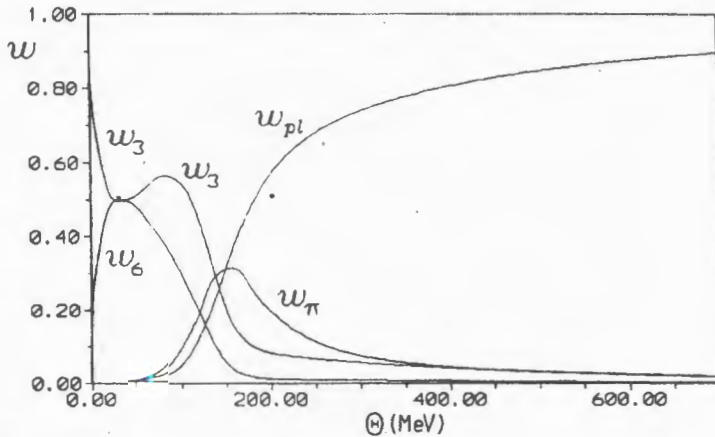


Fig.6. The concentrations of the main particles-constituents of nuclear matter as functions of temperature at $n_B = n_{0B}$

fusion into the giant quark-gluon cluster. Deconfinement is caused by both: disintegration of hadrons into their unbound constituents and generation of unbound gluons and quarks from vacuum. To clarify the details, let us consider which processes take place in nuclear matter with the quasistatic increase of temperature of baryon density. As the starting point we choose the point corresponding to the normal nuclear matter $\Theta = 0$, $n_B = n_{0B}$. To simplify the consideration, the concentrations of the main particles-constituents of nuclear matter

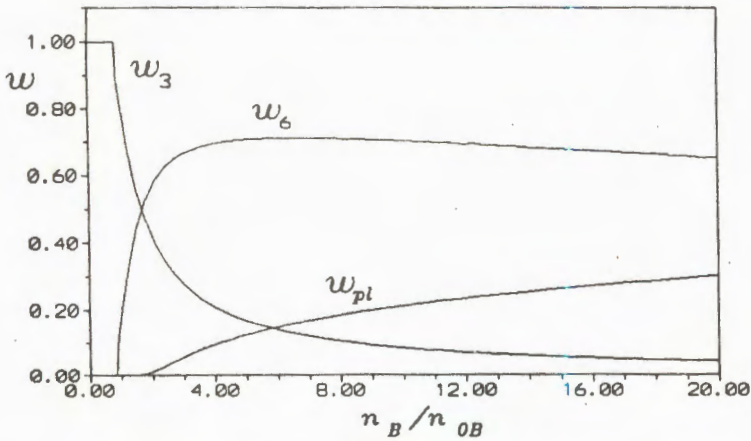


Fig.7. The concentrations of six-quarks clusters, three-quark configurations, and the quark-gluon plasma for various baryon densities at zero temperature

are presented in fig.6 for the fixed baryon density $n_B = n_{0B}$ and in fig.7 for the case of zero temperature. At first, the increase of temperature or baryon density of the normal nuclear matter leads to the rapid rise of the concentration of sixquark configurations. So, in the case of the fixed baryon density $n_B = n_{0B}$, the nucleons which prevail at zero temperature, lose their predominance at $\theta \approx 40$ MeV, where $w_3 \approx w_6 \approx 0.5$. In its turn, for the fixed temperature $\theta = 0$, the sixquark clusters become dominating at $n_B \approx 4n_{0B}$. Remind, that new particles can appear in nuclear matter via transformations of the primordial hadrons which exist in the system at $\theta = 0$, $n_B = n_{0B}$, for example, via fusion of small clusters into bigger configurations. In this case, the full number of quarks in the system does not change. Besides, new particles can arise without any hadronic disintegration or fusion by means of the generation from vacuum when a part of the energy of colliding particles is spent for this. In that case the full number of quarks and gluons before particles collision differs from this number after the reaction. Our calculations have shown that the generation from vacuum in nuclear matter at $n_B > n_{0B}$ can play a significant role only at $\theta > 80$ MeV. Thus, one can conclude that the hadronic fusion causes the changes with temperature increasing from zero to 40 MeV ($n_B = n_{0B}$) or baryon density rising from n_{0B} to $4n_{0B}$ ($\theta = 0$). But the subsequent rise of the temperature or baryon density is accompanied by the gradual decrease of the sizes of the particles predominating in nuclear matter. In particular, with the fixed temperature $\theta = 0$ and for all values of baryon density $n_B > 6n_{0B}$, the hadronic concentrations are decreasing functions of n_B , while w_{pl} is an increasing function of baryon density. As to the situation at $n_B = n_{0B}$, it is more complicated and, correspondingly, interesting. In the temperature range from 40 MeV to 80 MeV the concentration of sixquark clusters diminishes so that at 80 MeV again nucleons become dominating in the system:

$w_3 \approx 0.6$, $w_6 \approx 0.4$. Further, at $\theta = 150$ MeV the coexistence of the three-quark clusters, pions and the quark-gluon plasma mainly determines the thermodynamic properties of nuclear matter: $w_{pl} \approx 0.35$, $w_\pi \approx 0.30$, $w_3 \approx 0.25$. Finally, at $\theta = 200$ MeV the quark-gluon plasma already prevails: $w_{pl} \approx 0.6$, $w_\pi \approx 0.2$, $w_{\eta\rho\omega} \approx 0.1$, $w_3 \approx 0.1$. Thus, the deconfinement which occurs at zero temperature with increasing baryon density, is the result of disintegration of sixquark clusters and nucleons into unbound quarks. On the other hand, the deconfinement taking place at the fixed baryon density $n_B = n_{0B}$ with rising temperature, is mainly caused by generation of the inbound quarks and gluons from vacuum. Of course, there is such a process of simultaneous increase of temperature and baryon density at which both, generation from vacuum and disintegration of hadrons, are equivalent partners leading the system to deconfinement.

Acknowledgement

We are very grateful to Academician A.M.Baldin and Professors V.K.Lukyanov, V.V.Burov, V.D.Toneev, and A.I.Titov for useful discussions. We appreciate the help of A.I.Kuklin in the preparation of the figures.

References

1. Shanenko A.A., Yukalova E.P., Yukalov V.I. — *Phys. At. Nucl.*, 1993, 56, p.372.
2. Shanenko A.A., Yukalova E.P., Yukalov V.I. — *Nuovo Cim.*, 1993, A106, p.1269.
3. Shanenko A.A., Yukalova E.P., Yukalov V.I. — In: *Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics*, eds. Baldin A.M. and Burov V.V., JINR, Dubna, 1994, p.191.
4. Baym G., Chin S.A. — *Phys. Lett.*, 1976, B62, p.241.
5. Baacke J. — *Acta Phys. Pol.*, 1977, B8, p.625.
6. Kapusta J.I. — *Phys. Rev.*, 1981, D23, p.2444.
7. Dixit V.V., Suhonen E. — *Z. Phys.*, 1983, C18, p.355.
8. Brown F.R. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 65, p.2491.
9. Gottlieb S. — *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 1991, 20, p.247.
10. Toussaint D. — *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 1992, 26, p.3.
11. Karsch F. — *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 1994, 34, p.63.
12. Karsch F. — In: *Advanced Series on Directions in High Energy Physics*, vol.6, ed. Hwa R.S., World Scientific, Singapore, 1990.
13. Collins J.C., Perry M.J. — *Phys. Rev. Lett.*, 1975, 34, p.1353.
14. Kagiya S., Hirooka S., Kikukawa H., Kikukawa J. — *Progr. Theor. Phys.*, 1983, 69, p.579.
15. Baldin A.M., Nazmitdinov R.G., Chizhov A.V., Shumovsky A.S., Yukalov V.I. — *Dokl. Akad. Nauk.*, 1984, 279, p.602.
16. Chizhov A.V., Nazmitdinov R.G., Shumovsky A.S., Yukalov V.I. — *Nucl. Phys.*, 1986, A449, p.660.
17. Shanenko A.A., Shumovsky A.S., Yukalov V.I. — *Int. J. Mod. Phys.*, 1989, A4, p.2235.
18. Kadantseva E.P., Shanenko A.A., Yukalov V.I. — *Phys. Lett.*, 1991, B255, p.427.
19. Yukalov V.I., Kadantseva E.P., Shanenko A.A. — *Nuovo Cim.*, 1992, A105, p.371.

Received on November 28, 1994.

УДК 539.17+539.14

ОДНОСПИНОВАЯ ПИОННАЯ АСИММЕТРИЯ В РЕАКЦИИ $d\uparrow + A \rightarrow \pi^\pm(90^\circ) + X$

Г.С.Аверичев, Г.Агакишиев, М.Э.Асанова, Ю.Т.Борзунов, Н.Гиорданеску¹,
Л.Б.Голованов, Я.Г.Гусейналиев², И.Зборовски³, Ю.И.Минаев,
Н.С.Мороз, А.С.Никифоров, Ю.А.Панебратцев, М.Пенця⁴,
Е.В.Потребеникова, С.В.Разин, М.К.Сулейманов⁵, А.П.Цвинев,
М.В.Токарев, Е.И.Шахалиев, С.С.Шиманский, Г.П.Шкоро⁶, В.И.Юревич

Проведены первые эксперименты по измерению односпиновой асимметрии в реакциях инклюзивного пинообразования

$$d\uparrow + H \rightarrow \pi^\pm(90^\circ) + \dots$$

$$d\uparrow + C \rightarrow \pi^\pm(90^\circ) + \dots$$

Измерения выполнены на пучке поляризованных дейтронов синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Асимметрия достигает 30% при импульсе дейтронного пучка $P_d = 4,2$ ГэВ/с и уменьшается с ростом P_d до нескольких процентов при 9 ГэВ/с. Для вторичных пионов с импульсом 300 МэВ/с наблюдается разница в знаке векторной анализирующей способности для π^+ - и π^- -мезонов. Получено указание на большую величину векторной анализирующей способности для π^- -мезонов с импульсами 300 + 400 МэВ/с при импульсе дейтронного пучка $P_d = 6,5$ ГэВ/с. Для дейтронов с импульсом $P_d = 9$ ГэВ/с величина векторной анализирующей способности A_y не превышает 10% в некумулятивной и предкумулятивной кинематических областях.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

One-Spin Pion Asymmetry in the $d\uparrow + A \rightarrow \pi^\pm(90^\circ) + X$ Process

G.S.Averichev et al.

The one-spin asymmetry in the

$$d\uparrow + H \rightarrow \pi^\pm(90^\circ) + \dots$$

$$d\uparrow + C \rightarrow \pi^\pm(90^\circ) + \dots$$

inclusive pion processes has been measured for the first time using the polarized deuteron beam of LHE JINR Synchrophasotron. The asymmetry goes up to 30% at deuteron beam

¹Бухарестский университет, Румыния

²Азербайджанское национальное аэрокосмическое агентство

³ИЯФ Академии наук Чехии

⁴ИАФ, Бухарест, Румыния

⁵ФИ Академии наук Азербайджана

⁶ИЯН Винча, Югославия

momentum $P_d = 4.2$ GeV/c and decreases to few per cent with increasing P_d up to 9 GeV/c.

An indication of the large value for vector analyzing power has been observed for π^- -meson with momentum 300+400 MeV/c at deuteron beam momentum $P_d = 6.5$ GeV/c. The difference of the sign for vector analyzing power has been observed for π^+ - and π^- -mesons. The value of the vector analyzing power for deuteron with momentum $P_d = 9$ GeV/c does not exceed 10% in cumulative and precumulative kinematical regions.

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

1. Введение

Изучение спиновых явлений в pp [1,2,3]- и pA [4,5]-взаимодействиях при высоких энергиях показало, что поляризационные эффекты (асимметрии, поляризации гиперонов) не убывают с ростом фейнмановской переменной x и поперечного импульса $p_\perp$. Такой результат необъясним в рамках пертурбативной КХД, и необходим учет непертурбативных механизмов или поправок, связанных с учетом высших твистов [6].

Эксперименты, проведенные в CERN [1], BNL [2] и Fermilab [3] по изучению односпиновых асимметрий A_N в реакциях $p\uparrow + p \rightarrow \pi^{\pm,0} + X$, показали, что A_N мала при малых x и $p_\perp$ и достигает $\approx 40\%$ при больших значениях x и $p_\perp$. В эксперименте E704 [3], в котором использовались пучки поляризованных протонов и антипротонов с энергией 200 ГэВ, установлена сильная корреляция между знаком асимметрии и зарядом рожденных π -мезонов.

Большие односпиновые асимметрии в реакции $p\uparrow + d \rightarrow \pi, K + X$ при энергии протонов $P_p = 11,75$ ГэВ/с наблюдались в работе [7]. Отметим, что асимметрии [2,7] наблюдались при относительно небольших поперечных импульсах, и следовательно, не связаны с режимом пертурбативной КХД. Большая асимметрия может быть связана с механизмом рождения резонансов, таких, как Δ -изобара. Исследование механизма поляризации на уровне кварковых степеней свободы возможно при кинематическом переходе в жесткую часть спектра, либо при очень высоких энергиях протонов, либо с использованием ядер и, в первую очередь, дейтрона.

Одной из возможностей изучения механизма поляризации, связанного с ненуклонными степенями свободы, является измерение односпиновых пионных асимметрий в реакции $d\uparrow + p \rightarrow \pi + X$ в области, запрещенной по кинематике на свободных нуклонах, — кумулятивной. Кинематический анализ таких процессов удобно проводить в переменной X (кумулятивное число), введенной В.С.Ставинским [8]. Считается, что с ростом кумулятивного числа X роль немассовых эффектов увеличивается. Это приводит к кинематическому усилению непертурбативных механизмов, которые доминируют в области $X > 1$. В работе [9] для объяснения односпиновых пионных асимметрий в pp - и pA -взаимодействиях был использован инстантонный механизм [10], который может приводить к заметным поляризационным эффектам в процессах с большими передачами. Обнаружение больших поляризационных эффектов могло быть прямым указанием на наличие такого механизма.

В настоящей работе представлены первые экспериментальные данные о право-левой асимметрии образования π^+ - и π^- -мезонов в реакции $d\uparrow + A \rightarrow \pi(90^\circ) + X$ при импульсе дейтронов 4,2; 6,5 и 9 ГэВ/с на ядрах ^1H и ^{12}C .

2. Постановка эксперимента

Эксперимент по измерению одночастичных асимметрий в рождении пионов при взаимодействии пучка поляризованных дейтронов с водородной и углеродной мишенями был выполнен на синхрофазотроне ЛВЭ при помощи установки ДИСК [11].

Схема эксперимента приведена на рис.1.

Пучок векторно или тензорно поляризованных дейтронов направлялся на мишень. Размер пучка (~ 7 мм на полувысоте) и положение центра тяжести пучка определялись при настройке канала с помощью координатного детектора, расположенного непосредственно перед мишенью. Интенсивность пучка в процессе измерений составляла от $\sim 10^8$ до $8 \cdot 10^8$ частиц/цикл (при работе с неполяризованными протонами и дейтронами измерения на установке ДИСК проводятся при интенсивности выше 10^{11} частиц/цикл). Относительная интенсивность первичного пучка измерялась при помощи ионизационной камеры (NT) с точностью $\sim 1\%$. Для мониторингирования попадания пучка на мишень использовались сцинтилляционные телескопы: $M+10$, $M-10$ и $MP13$.

В эксперименте использовалась трехсекционная жидководородная мишень длиной 300 мм и объемом 1,2 л. Диаметр внутреннего сосуда мишени 70 мм, что обеспечивает прохождение пучка полностью по внутреннему объему мишени. Конденсация водорода и поддержание мишени в рабочем состоянии проводится за счет использования жидкого гелия (теплоты испарения и теплосодержания паров гелия от 4 до 20°K). Каждая секция имеет длину 100 мм, и заполняться водородом могут после-

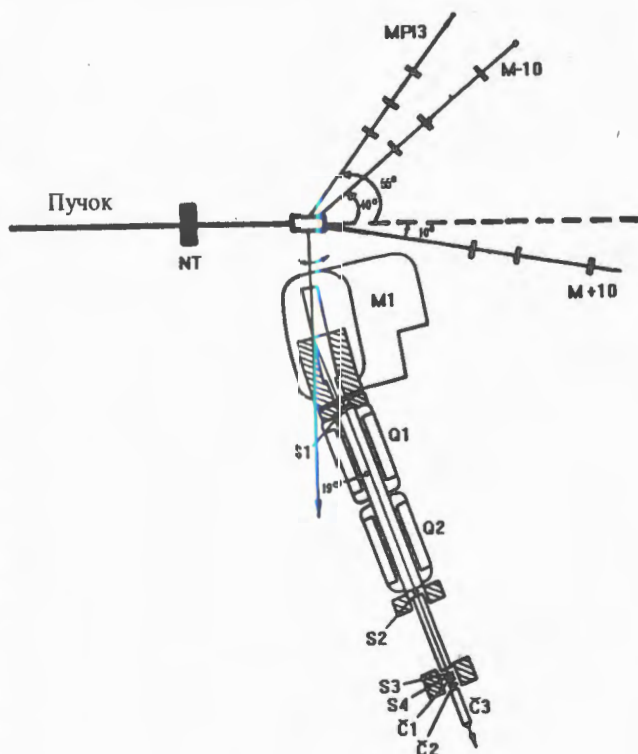


Рис.1. Схема эксперимента

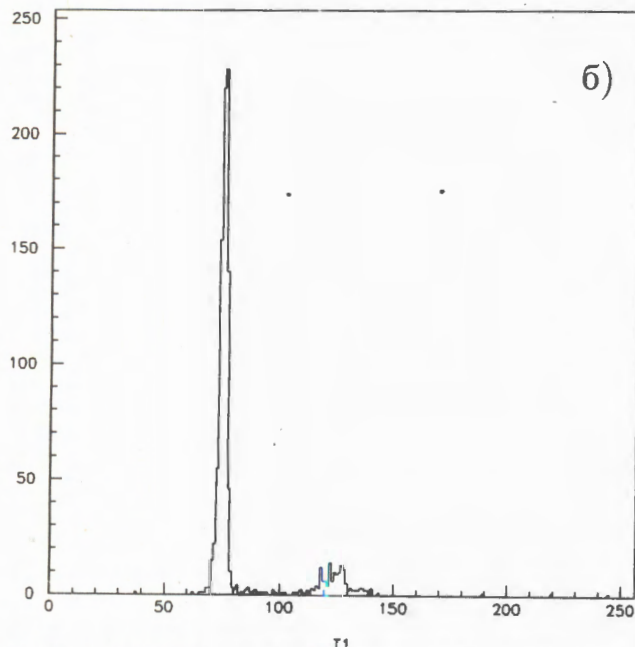
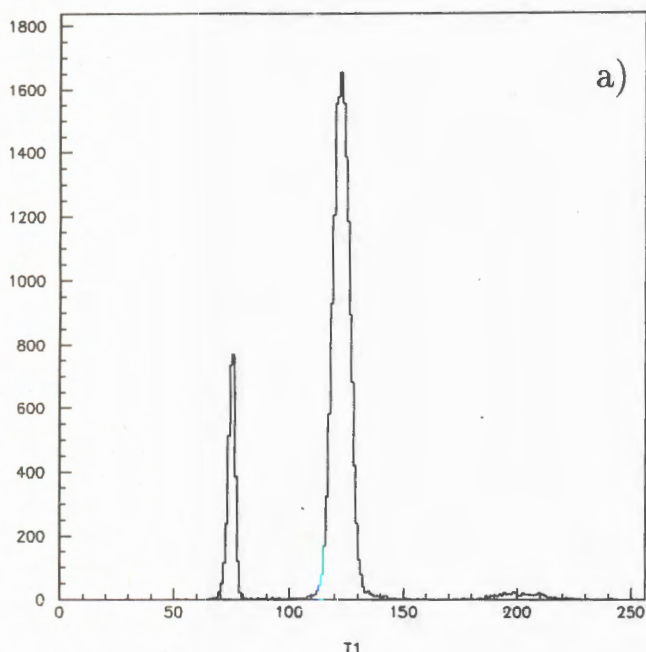


Рис.2. Времяпролетные спектры положительно заряженных частиц с импульсом 400 МэВ/с на базе 3,8 м на мишенях ^{12}C (а) и на ^1H (б). Крайний левый пик соответствует пионам

довательно одна, две или три секции. Вакуумный кожух мишени изготовлен из пенопласта ПС1 с плотностью $0,12 \text{ г/см}^3$ и толщиной 10 мм. Внутренний сосуд мишени изготовлен из майлара толщиной 0,35 мм. Расход жидкого гелия в рабочем режиме $\sim 0,6 \text{ л/ч}$. Время заполнения мишени, находящейся при комнатной температуре, — около двух часов. Мишень может заполняться как водородом, так дейтерием и гелием. После отключения мишени от системы охлаждения мишень сохраняет рабочий режим не менее трех часов. Основную часть вещества стенок мишени составляет углерод, взаимодействие с которым дает фон регистрируемых установкой пионов.

На рис.2 показаны времяпролетные спектры положительно заряженных частиц на базе 3,8 м при работе с углеродной (рис.2а) и водородной (рис.2б) мишенями, когда магнитный спектрометр регистрирует частицы с импульсом 400 МэВ/с. Крайним слева является пионный пик, дальше, в сторону увеличения номера канала времяцифрового преобразователя, находятся протонный и дейтронный пики. Присутствие в спектре протонов для водородной мишени позволяет оценить вклад пионов от взаимодействий с веществом стенок мишени. Проводились измерения и с пустой водородной мишенью. Оценки показали, что фоновые пионы составляют менее 1% от регистрируемых.

Рожденные в мишени частицы (пионы, протоны, дейтроны) регистрировались магнитным спектрометром ДИСК. Входной телесный угол установки составляет $6 \cdot 10^{-4}$ ср, импульсный захват — 8,6%. Идентификация частиц велась по времени пролета на базе 3,8 м (между S1 и S3) и 0,97 м (между S2 и S4) с точностью 260 пс. Для идентификации частиц также измерялись ионизационные потери в сцинтилляторах S2, S3, S4 и интенсивность черенковского излучения в двух твердотельных черенковских счетчиках C1 и C2.

Установка работала на линии с PC/AT 386. Все данные о работе мониторирующей системы, детекторов спектрометра и метках поляризации пучка дейтронов записывались на магнитный диск и затем анализировались с помощью специально созданного на базе программ KUIP [12] и PAW [13] пакета программ обработки.

Поляризация дейтронного пучка определялась с помощью установки АЛЬФА [14], которая перед набором данных настраивалась для работы в качестве поляриметра. После окончания набора данных проводилось повторное измерение поляризации, и параметры пучка определялись усреднением по этим двум измерениям. Поляриметрия проводилась при импульсе дейтронного пучка 3,5 ГэВ/с. Предварительные исследования показали, что поляризация пучка не изменяется в процессе ускорения пучка, и источник ПОЛЯРИС [15] обеспечивает стабильные параметры поляризации в длительном сеансе работы. Поэтому во время набора данных дополнительной поляриметрии пучка не проводилось.

При поляризационных исследованиях с одноплечевым спектрометром необходим постоянный контроль за ложными асимметриями. С этой целью был выбран трехцикловой режим работы источника поляризованных дейтронов ПОЛЯРИС. Эти циклы задавались метками: «+», «-» и «0». Метка «0» соответствовала неполяризованному пучку. Информация о метках поляризации пучка передавалась источником ПОЛЯРИС перед выводом пучка из ускорителя и записывалась вместе с данными. Векторные $p_Z^{\pm}$ и тензорные $p_{ZZ}^{\pm}$ компоненты поляризации для тензорно поляризованного пучка дейтронов имели значения

$$p_Z^+ = 0,210 \pm 0,010; \quad p_{ZZ}^+ = -0,712 \pm 0,028;$$

$$p_Z^- = 0,202 \pm 0,018; \quad p_{ZZ}^- = 0,686 \pm 0,021.$$

Для векторно поляризованного пучка:

$$p_Z^+ = 0,428 \pm 0,025; \quad p_Z^- = -0,470 \pm 0,025,$$

а тензорные компоненты $p_{ZZ}^+ \approx 0$, $p_{ZZ}^- \approx 0$.

При анализе экспериментальных данных система координат была выбрана так, что ось z совпадала с направлением первичного пучка дейтронов, ось y была параллельна нормали к плоскости реакции и совпадала с направлением вектора спина дейтрона. Ось x определялась для правой декартовой системы координат. Такое определение системы координат совпадает с системой координат, принятой в работе [16]. В этом случае сечение рождения пионов может быть представлено в виде

$$\sigma(\theta)^{\pm} = \sigma_0(\theta) \left(1 + \frac{3}{2} p_Z^{\pm} A_y(\theta) + \frac{1}{2} p_{ZZ}^{\pm} A_{yy}(\theta) \right), \quad (1)$$

где метки «+», «-», «0» соответствуют различным поляризационным состояниям пучка дейтронов; $\sigma_0(\theta)$ — сечение процесса с неполяризованным пучком, $A_y(\theta)$, $A_{yy}(\theta)$ — векторная и тензорная анализирующие способности реакции $d\uparrow + A \rightarrow \pi(90^\circ) + X$, θ — полярный угол, под которым регистрируются частицы. При работе с векторно поляризованным пучком третье слагаемое в (1) отсутствует, так как $p_{ZZ}^{\pm}$ -компоненты близки к нулю. Анализирующие способности $A_y(\theta)$ и $A_{yy}(\theta)$ при тензорной поляризации пучка выражаются через сечения реакции $\sigma(\theta)^{\pm}$, $\sigma_0(\theta)$:

$$A_y(\theta) = \frac{2}{3} \left\{ \frac{p_{ZZ}^-}{p_Z^+ p_{ZZ}^- - p_Z^- p_Z^+} \left(\frac{\sigma(\theta)^+}{\sigma_0(\theta)} - 1 \right) - \frac{p_{ZZ}^+}{p_Z^+ p_{ZZ}^- - p_Z^- p_Z^+} \left(\frac{\sigma(\theta)^-}{\sigma_0(\theta)} - 1 \right) \right\}, \quad (2)$$

$$A_{yy}(\theta) = 2 \left\{ \frac{p_Z^-}{p_Z^- p_{ZZ}^+ - p_Z^+ p_{ZZ}^-} \left(\frac{\sigma(\theta)^+}{\sigma_0(\theta)} - 1 \right) - \frac{p_Z^+}{p_Z^- p_{ZZ}^+ - p_Z^+ p_{ZZ}^-} \left(\frac{\sigma(\theta)^-}{\sigma_0(\theta)} - 1 \right) \right\}. \quad (3)$$

При работе с векторно поляризованным пучком $A_y(\theta)$ определяется выражением

$$A_y(\theta) = \frac{2}{3} \left(\frac{\sigma(\theta)^+}{\sigma_0(\theta)} - \frac{\sigma(\theta)^-}{\sigma_0(\theta)} \right) / (p_z^+ - p_z^-). \quad (4)$$

В выражения (2)–(4) для асимметрии входят только относительные сечения, поэтому нет необходимости проводить калибровки абсолютного числа пучковых частиц. Эффективность детекторов спектрометра и мониторирующей системы оставалась постоянной в течение всего сеанса работы установки. Контроль работы пучковой камеры велся весь сеанс, а в конце работы была проведена калибровка ионизационной камерой.

При постановке эксперимента мы ориентировались на регистрацию около 1000 π -мезонов на каждую метку, что обеспечивало бы статистическую ошибку в несколько процентов. Систематическая ошибка в измерении асимметрии связана с нестабильностями режима вывода пучка. Она оценивалась по показаниям мониторирующей системы. Анализ накопленных данных показал, что систематическая ошибка составляет несколько процентов в абсолютной величине измеряемой асимметрии.

Измерения величины A_y на углероде для вторичных протонов с импульсом 400 МэВ/с и углом регистрации 90° показали, что значение асимметрии равно $0,005 \pm 0,026$. В этом случае статистическая ошибка составила 1,5%. Такие измерения являлись тестом отсутствия ложных асимметрий и готовности установки к измерениям с пионами.

3. Результаты измерений

Проведены измерения зависимости величины векторной анализирующей способности A_y от энергии первичного пучка поляризованных дейтронов. Измерения проводились при импульсах пучка дейтронов 4,2; 6,5 и 9 ГэВ/с.

На рис.3 представлены экспериментальные данные о векторной анализирующей способности процесса $d \uparrow + N \rightarrow \pi^\pm (90^\circ)$ для π^+ - и π^- -мезонов с импульсом 300 МэВ/с.

При импульсе первичных дейтронов 4,2 ГэВ/с асимметрия достигает величины ~30% и убывает до нескольких процентов при импульсе дейтронов 9 ГэВ/с. Кроме того, из рисунка видно, что знак асимметрии зависит от знака заряда пионов.

На рис.4 приведены результаты измерения асимметрии процесса $d \uparrow + N \rightarrow \pi^- (90^\circ)$ при $P_d = 6,5$ ГэВ/с. Из рисунка видно, что асимметрия отлична от нуля во всем измеренном интервале импульсов π^- -мезонов. Она убывает с ростом импульса пионов и при импульсе 550 МэВ/с не превышает 10%.

Измерения при импульсе дейтронов 4,2 и 6,5 ГэВ/с проводились с тензорно поляризованным пучком дейтронов, в котором имеется ненулевая примесь векторной ком-

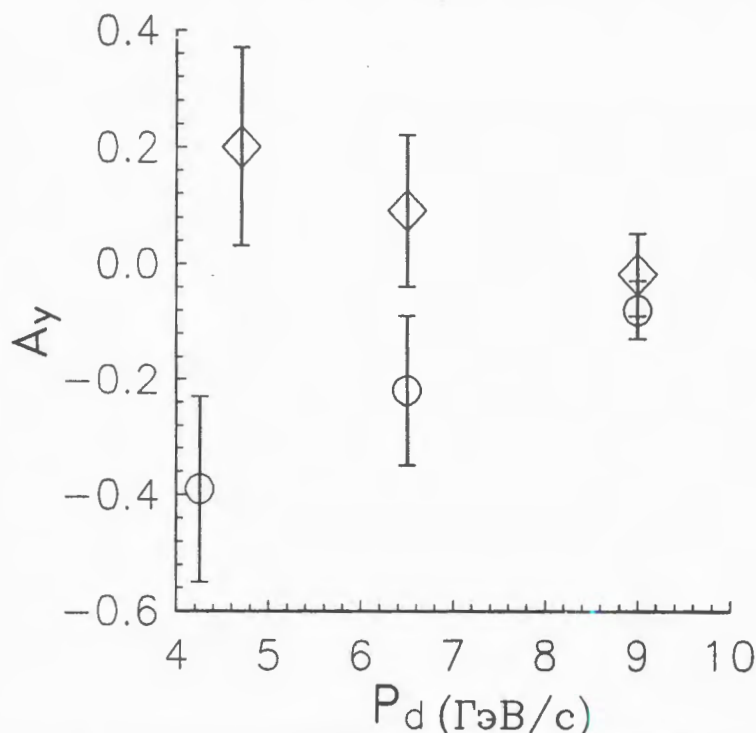


Рис.3. Зависимость анализирующей способности A_y процесса $d \uparrow + N \rightarrow \pi^\pm (90^\circ) + X$ от импульса дейтрона P_d , для вторичных пионов с импульсом 300 МэВ/с, $\diamond - \pi^+$ и $\circ - \pi^-$ -мезоны

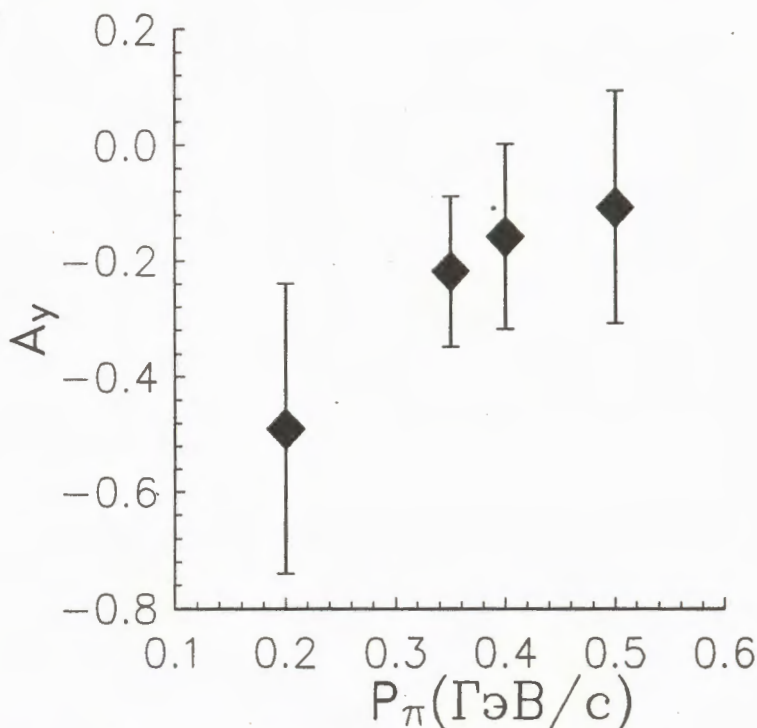


Рис.4. Зависимость анализирующей способности A_y процесса $d\uparrow + H \rightarrow \pi^- (90^\circ) + X$ от импульса π^- -мезона при $P_d = 6,5$ ГэВ/с

поненты. Теоретические оценки [17] предсказывают, что в области кинематических переменных эксперимента величина тензорной анализирующей способности A_{yy} близка к нулю. Измерения показали, что, действительно, эта величина не превышает нескольких процентов.

Данные о векторной анализирующей способности инклюзивного мезонообразования π^+ - и π^- -мезонов при взаимодействии векторно поляризованного пучка дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с углеродной мишенью приведены в табл.

Таблица. Векторная анализирующая способность A_y процесса $d\uparrow + C \rightarrow h (90^\circ) + X$, $h = \pi^\pm$, p при $P_d = 9$ ГэВ/с

p , МэВ/с	π^-	π^+	p
400	$0,13 \pm 0,08$	$0,04 \pm 0,04$	$0,01 \pm 0,03$
625	$0,09 \pm 0,07$	$0,03 \pm 0,07$	$0,03 \pm 0,04$

Из таблицы видно, что асимметрия π^+ -мезонов близка к нулю, а для π^- -мезонов составляет около 10%.

Проведено измерение асимметрии рождения π^- -мезонов с импульсом 700 МэВ/с в $d^{12}\text{C}$ -взаимодействии при $P_d = 9$ ГэВ/с. Полученная величина асимметрии: $0,02 \pm 0,1$. Это первое измерение асимметрии в кумулятивной области, позволяющее говорить о реальности проведения измерений векторной анализирующей способности в кумулятивной области на установке ДИСК с точностью до нескольких процентов за время порядка 100 часов работы ускорителя.

4. Выводы

1. Проведены первые эксперименты по измерению векторной и тензорной анализирующих способностей A_y и A_{yy} в реакциях инклюзивного пионообразования $d \uparrow + H \rightarrow \pi^\pm(90^\circ) + X$ и $d \uparrow + C \rightarrow \pi^\pm(90^\circ) + X$.

2. Измерена энергетическая зависимость асимметрии при импульсах первичных дейтронов 4,2; 4,7; 6,5 и 9 ГэВ/с для пионов с импульсом $P_\pi = 300$ МэВ/с. Обнаружено, что величина асимметрии достигает 30% при импульсе дейтронного пучка $P_d = 4,2$ ГэВ/с и уменьшается с ростом импульса дейтронного пучка до нескольких процентов при 9 ГэВ/с. Установлено, что для отрицательно и положительно заряженных пионов асимметрия имеет разный знак.

3. Изучено поведение асимметрии π^- -мезонов при импульсе первичных дейтронов 6,5 ГэВ/с в реакции $d \uparrow + H \rightarrow \pi^-(90^\circ) + X$. Наблюдается уменьшение асимметрии от ~ 40% при импульсе пионов 200 МэВ/с до величины, не превышающей 10% при импульсе 550 МэВ/с.

4. Установлено, что асимметрия π^+ -мезонов близка к нулю, а асимметрия π^- -мезонов отлична от нуля, но не превышает 10% при импульсе дейтронов 9 ГэВ/с в реакции $d \uparrow + C \rightarrow \pi^\pm(90^\circ) + X$.

Авторы выражают благодарность дирекции ЛВЭ за поддержку начатых исследований в рамках поляризационной программы, коллективу установки АЛЬФА, оказавшему помощь при определении параметров поляризации пучка дейтронов, персоналу ускорительного комплекса ЛВЭ и источника поляризованных дейтронов ПОЛЯРИС за обеспечение устойчивой работы всех систем.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант №94-02-06477.

Литература

1. Antille J. et al. — Phys. Lett., 1980, B94, p.523.
2. Bonner B.E. et al. — Phys. Rev., 1990, D41, p.13.
Saroff S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1990, 64, p.995.

3. Adams D.L. et al. — Phys. Lett., 1991, B261, p.201; Phys. Lett., 1991, B264, p.462; Z. Phys., 1992, C56, p.181; Phys. Lett., 1992, B276, p.531.
4. Krisch A.D. — In: Proc. 9 Inter. Symp. on High Energy Spin Physics, Bonn, 1990, K.-H.Althoft, W.Meyer eds., 1991, 1, p.20.
5. Heller K. — In: Proc. 9 Inter. Symp. on High Energy Spin Physics, Bonn, 1990, K.-H.Althoft, W.Meyer eds., 1991, vol.1, p.97.
6. Soffer J. — Overview of High Energy Physics with Polarized Particles, 7th International Conference on Polarized Phenomena in Nuclear Physics, C6-135, Paris, 1990.
7. Dragoset W.H. et al. — Phys. Rev., 1978, D18, p.3939.
8. Ставинский В.С. — Сообщения ОИЯИ, P2-9572, Дубна, 1976.
9. Kochelev N.I., Tokarev M.V. — Phys. Lett., 1993, B309, p.416.
10. Dorokhov A.E. et al. — Proton Spin within Nonperturbative QCD, PHY-7056-TH-92, Argonne, 1992.
11. Averichev G.S. et al. — JINR Rapid Communication, No.4[37]-89, Dubna, 1989.
12. Brun R. et al. — KUIP-Kit for User Interface Package, CERN, 1993.
13. Brun R. et al. — PAW Complete Reference, CERN, 1993.
14. Ableev V.G. et al. — Nucl. Instr. and Meth., A306, 1991, p.73.
15. Белушкина А.А. и др. — Труды Совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики, 25—27 мая 1982, ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982, с.21.
16. Ohlsen G.G. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1973, v.109, p.41.
17. Браун М.А., Токарев М.В. — ЭЧАЯ, 1991, т.22, вып.6, с.1237.

УДК 539.172.12

CUMULATIVE PION AND PROTON PRODUCTION IN p - D COLLISIONS AT 4.45 AND 8.9 GeV/c

*G.S.Averichev, G.Agakishiev, M.E.Asanova, Yu.T.Borzunov,
L.G.Efimov, N.Ghiordanescu¹, L.B.Golovanov,
Ja.G.Guseinaliev², Yu.I.Minaev, N.S.Moroz, A.S.Nikiforov,
Yu.A.Panebratsev, M.Penta³, E.V.Potrebenikova, S.V.Razin, E.I.Shahaliev,
S.S.Shimansky, G.P.Škoro⁶, M.K.Suleimanov⁴, M.V.Tokarev,
V.V.Trofimov, V.I.Yurevich, I.Zborovsky⁵, A.P.Zvinev*

The new experimental data on momentum and angular dependencies of π^+ -meson and proton production in p - D collision at incident proton momenta 4.45 and 8.9 (GeV/c) in the range $0.4 < X < 1.6$ were presented. The scaling behaviour of a cross section is investigated. The approximative factorization of cross section for the $p + D \rightarrow \pi^+ + \dots$ process in the X, θ variables in cumulative range ($X > 1$) is found. The data are compared with theoretical calculations using the relativistic deuteron model.

This work has been partially supported by the Russian Foundation for Fundamental Research under Grant No.94-02-06477.

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

Рождение кумулятивных пионов и протонов в p - D взаимодействиях при 4,45 и 8,9 ГэВ/с

Г.С.Аверичев и др.

Представлены новые экспериментальные данные по импульсным и угловым спектрам π^+ -мезонов и протонов в p - D взаимодействиях при импульсах протона 4,45 и 8,9 (ГэВ/с) в области $x = 0,4$ –1,6. Изучен выход на скейлинговый режим и обнаружена приближенная факторизация сечений процесса $p + D \rightarrow \pi^+ + \dots$ в кумулятивной области ($X > 1$) в переменных X и θ . Проведено сравнение полученных данных с расчетами, использующими модель релятивистского дейтрона.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

¹Bucharest University, Rumania

²Azerbaijan National Aero-Cosmic Agency, Azerbaijan Republic

³Bucharest IEA, Rumania

⁴PI, Academy of Sciences of the Azerbaijan Republic

⁵NPI, Academy of Sciences of the Czech Republic

⁶Institute of Nuclear Sciences — Vinca, Belgrade, Yugoslavia

1. Introduction

The investigation of the inclusive pion and proton production in the p - D interactions in cumulative range is important to study mechanisms of particle production, a high momentum deuteron structure and search for transition peculiarities from noncumulative to cumulative range. The data in this area can serve as the experimental test of various theoretical models using non-nucleon and quark degrees of freedom in nuclei.

We present a new experimental data on the momentum and angular dependencies of differential cross sections for the production of secondary pions and protons in p - D interactions at initial proton momenta 4.45 and 8.9 GeV/c both in noncumulative and cumulative ranges.

2. Experiment

The measurements of momentum spectra of a proton and a pion emitted in the interactions of a proton with deuteron nuclei have been performed at JINR Synchrophasotron by means of magnetic spectrometer DISC [1].

The 8.9 (GeV/c) and 4.45 (GeV/c) proton beam extracted from the accelerator with intensity up to $\sim 10^{11}$ particles per pulse with pulse length of 0.4 s and repetition rate of 0.1 Hz fell on a cryogenic liquid deuterium target [2] with effective thickness about 1 (g/cm²). The 96% part of the target is formed from the effective deuterium material and only 4% part is a material of target vessel. The time of work without adding of deuterium was more than 100 hours.

The angle, at which measurements have been made, was determined by the position of the magnetic-optical channel of the spectrometer consisted of an analyzing magnet and a doublet of quadrupole lenses. The secondary particles can be registered in the angular region $60^\circ - 168^\circ$.

The angular acceptance of the spectrometer was determined by horizontal and vertical sizes of the scintillators of the first and last counters, respectively. The value of the acceptance was $4.35 \cdot 10^{-5}$ (sr).

The momenta of secondary particles were determined by the value of magnetic field in the gap of the analysing magnet. The measurements of spectra covered the momentum interval 0.15 — 1.6 (GeV/c). The momentum resolution of the spectrometer was about $\Delta p/p \approx 8.6\%$.

The secondary particles were separated by means of measurements of their momenta and two times of flight on the bases 3.8 m and 1 m with a time resolution 260 ps FWHM. Measurements of ionization losses into scintillator counters and intensity of Cherenkov light into hard radiator were carried out for higher separation of the detected secondary particles.

A relative intensity of beam particles was measured by two monitoring systems of scintillator counters. The calibration of the counters with accuracy $\pm (5 + 7)\%$ was made by measuring of the characteristic activities of ¹¹C produced in polystyrol (C₈H₈) films exposed in the beam just upstream of the target.

The possible systematic uncertainty of the measured invariant cross section $Ed^3\sigma/dq^3$ is estimated to be about $\pm 15\%$.

3. Results and Discussion

The momentum spectra of π^+ -meson produced at the angle $\theta_\pi = 168^\circ$ and 180° in the interaction of the 8.9 (GeV/c) protons with deuteron target are shown in Fig.1. The data at angle $\theta_\pi = 180^\circ$ are the results of our earlier measurements [3].

One can see these two sets of data are in good coincidence on the whole. A weak angular dependence of π^+ -meson backward production means that in this region a contribution of rescattering mechanism is negligible and direct production mechanism is predominated. The solid curve is the calculation result of the invariant cross section in the

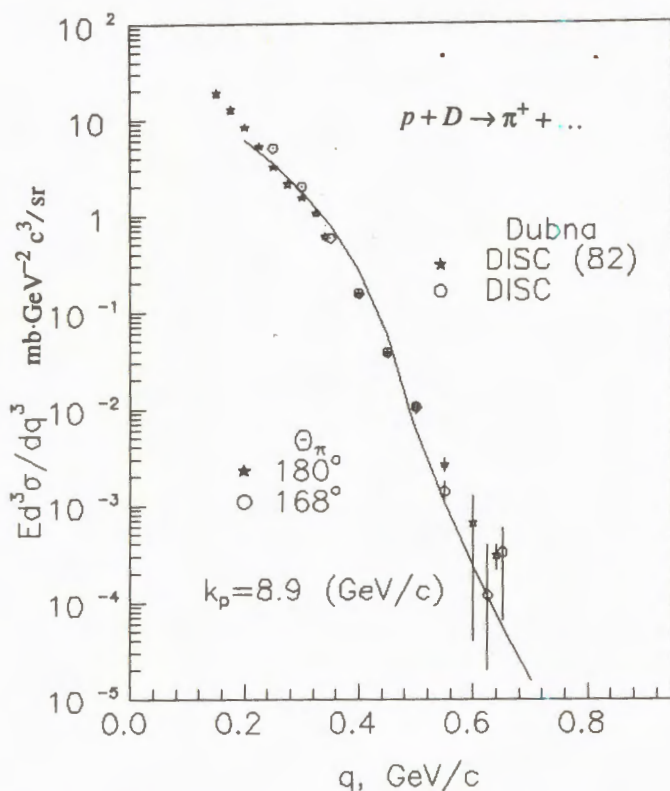


Fig.1. The dependence of the cross section of the $p + D \rightarrow \pi^+ + \dots$ process on the pion momentum q for the initial proton momentum $k_p = 8.9 \text{ (GeV/c)}$ and pion scattering angles $\theta_\pi = 168^\circ, 180^\circ$. Experimental data: * — [3], o — this experiment. The solid line is the calculation result in the relativistic impulse approximation with RDWF [4]

covariant approach in the light-cone variables with the relativistic deuteron wave function (RDWF) [4]. It is seen that the curve is in good agreement with experimental data. This result is related with the fact that motion of the nuclear constituents is more intensive in cumulative range due to off-shell effect [4].

Figure 2 shows the dependence of the invariant π^+ -meson production cross section on cumulative number X (Stavinsky variable [5]) at the angle $\theta_\pi = 168^\circ$ and initial proton momenta $k_p = 4.45, 8.9$ (GeV/c). The physical sense of the variable is the minimal mass of a target (A), in unit nucleon mass, needed for production of particle h with the momentum q and emission angle θ_h in accordance with 4-momentum conservation law for the reaction $p + A \rightarrow h + \dots$

The variable X for the $p + D \rightarrow \pi + \dots$ is defined as follows:

$$X = \frac{2(p_1 p_3) - m_3^2}{(p_1 p_2) - (p_2 p_3) - m_1 m_2} \quad (1)$$

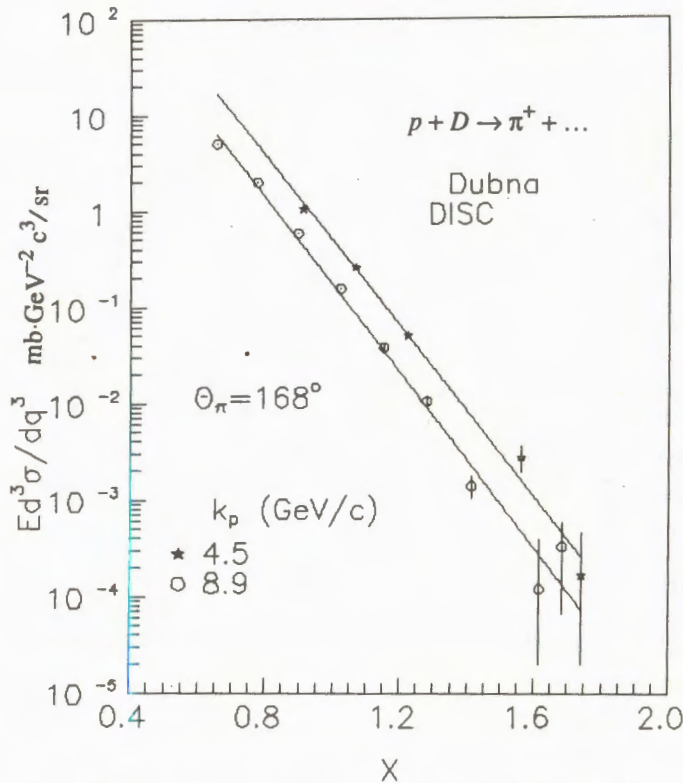


Fig.2. The dependence of the cross section of the $p + D \rightarrow \pi^+ (168^\circ) + \dots$ process on X for initial proton momenta $k_p = 4.45, 8.9$ (GeV/c). Solid lines are fits by the function $\sim \exp(-X/X_0)$

Here for the process $p + D \rightarrow \pi^+ + \dots$ the notations are used p_1, p_2, p_3 and $m_1 = m_N$, $m_2 = M$, $m_3 = m_\pi$ are 4-momenta and masses of proton, deuteron and pion, respectively.

The solid curves represent the results of the approximation spectra by function $\sim \exp - X/X_0$ for $X > 0.9$. The values of slope parameters are $X_0^{-1} = 10.2 \pm 1.4$ and 10.5 ± 0.98 , respectively. The equality of slope parameters indicates that a scaling behaviour takes place already at 4.45 (GeV/c). It confirms that the contribution of rescattering mechanism is negligible here and a shape of the π^+ -meson momentum spectrum is only determined by the reaction mechanism — a direct pion production. For middle and heavy nuclei the scaling behaviour of cross sections in Stavinsky variable X was observed at initial proton momentum 8.9 (GeV/c) and the asymptotic slope parameter value was found to be $X_0^{-1} \cong 7.14$ [6, 7, 8].

The momentum spectra of pion detected at angles $\theta_\pi = 90^\circ, 120^\circ, 168^\circ$ in p - D collisions at initial proton momentum 4.45 (GeV/c) are shown in Fig.3. Figure 4 shows the

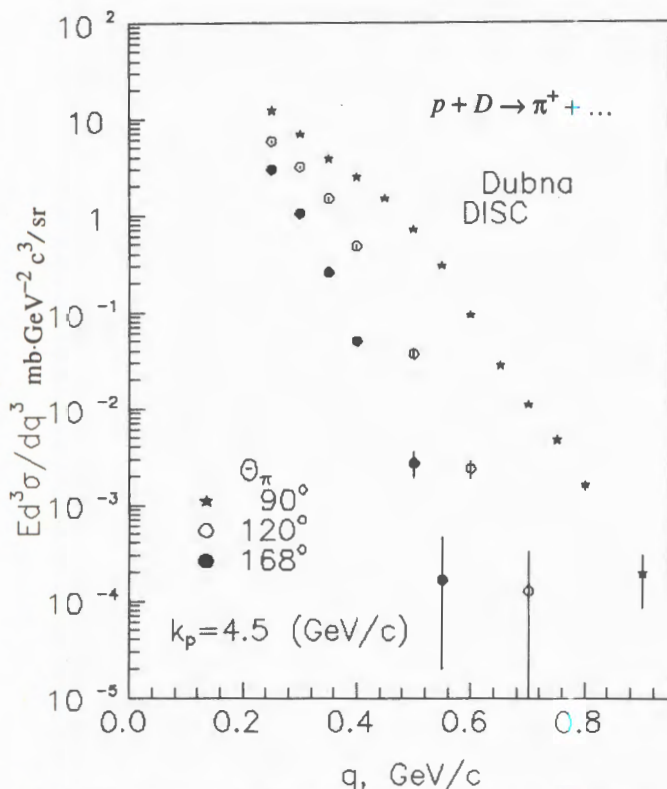


Fig.3. The dependence of the cross section of the $p + D \rightarrow \pi^+ + \dots$ process on the pion momentum q for the initial proton momentum $k_p = 4.45$ (GeV/c) and pion scattering angles $\theta_\pi = 90^\circ, 120^\circ, 168^\circ$

same data in dependence on X . The hard part of spectra ($X > 1$) has been approximated by the function $\sim \exp(-X/X_0)$ and it was founded that the slope parameters are $X_0^{-1} = 9.5 \pm 1.9$ (90°), 10.0 ± 1.6 (120°) and 10.2 ± 1.4 (168°), respectively. One can see that the slope parameters determined at different angles are equal.

The ratios of cross sections at the same $X > 1$ for angles $\theta_\pi = 90^\circ$, 168° and 120° , 168° are equal to 0.084 ± 0.048 and 0.45 ± 0.14 , respectively. We should note that the similar results have been obtained for the heavy nuclei based on the mutual analysis of experimental data in cumulative range for scattering angles $\theta_\pi = 90^\circ$, 168° [9] and 120° [10,11].

The cross section of the pion production in the hard part can be presented in the form $Ed^3\sigma/dq^3 = C f_1(X) f_2(\theta)$, where the dependence on the reaction mechanism comes to a factor $f_1(X)$.

It was shown in [12] on the basis of the hard scattering model that the shape of the spectrum on X is a universal one at different registration angles and a dependence of cross

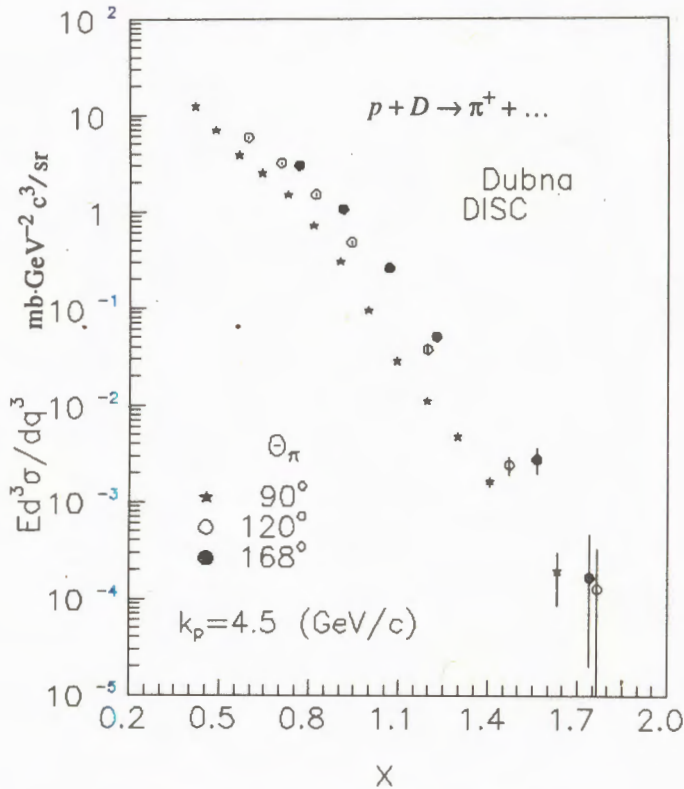


Fig.4. The dependence of the cross section of the $p + D \rightarrow \pi^+ + \dots$ process on X for the initial proton momentum $k_p = 4.45$ (GeV/c) and pion scattering angles $\theta_\pi = 90^\circ$, 120° , 168°

section on the angle is included in the factor $f_2(\theta) \approx (\sin(\theta/2))^8$. Therefore the cross section ratio at the same X and different θ does not depend on X . The ratios are equal to ≈ 0.06 and ≈ 0.3 for $\theta_\pi = 168^\circ, 90^\circ$ and $168^\circ, 119^\circ$, respectively. The results are quite close to the experimental values.

Figure 5 shows the dependence of the experimental data on cumulative number X for the $p + D \rightarrow \pi^+ + \dots$ process at $k_p = 4.45$ (GeV/c) and $\theta_\pi = 90^\circ$. The solid line is the result of the background approximation by $\sim \exp(-X/X_0)$ in cumulative range. One can see some bump at about $X \approx 0.8$. Figure 6 shows the data without the background. One can consider that the bump is due to the resonance Δ -production. It should be noted that the relative contribution of resonance mechanism decreases with increasing incident proton momentum k_p and scattering angle θ_π .

Figure 7 shows the inclusive cross section data for the $p + D \rightarrow p + \dots$ process at momenta $k_p = 4.45, 8.9$ (GeV/c) and scattering angles $\theta_p = 90^\circ, 168^\circ$. The experimental data [5] for the $D + p \rightarrow p(0^\circ) + \dots$ process at the deuteron momentum $k_d = 8.9$ (GeV/c) are

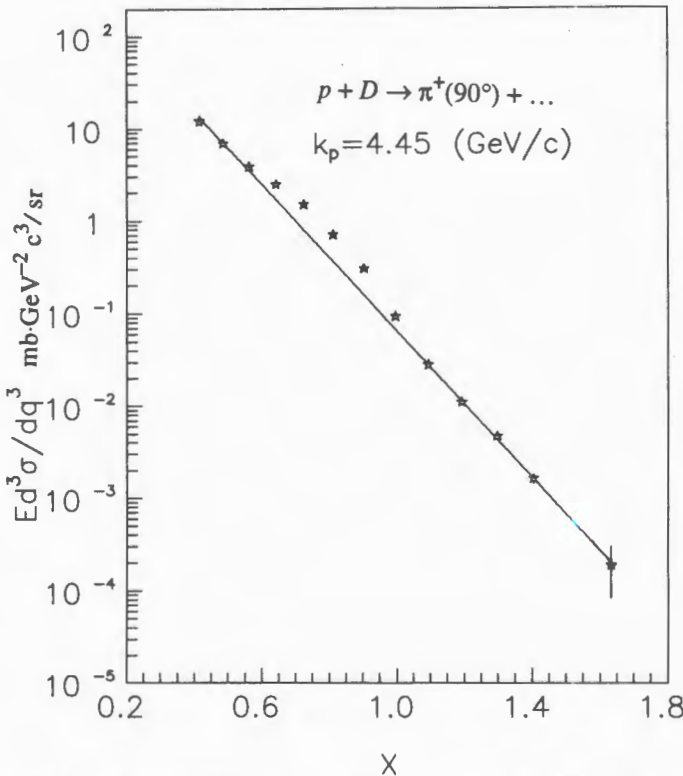


Fig.5. The distribution for π^+ -meson production on X in the p - D collisions at $k_p = 4.45$ (GeV/c) and $\theta_\pi = 90^\circ$

shown, too. One can see that our data at $\theta_p = 168^\circ$ are in good agreement with the data [13] in the range $0.3 < q < 0.5$ (GeV/c). It should note that some difference may be near the kinematical boundary. The momentum $q_{\max}$ for the $p + D \rightarrow p + \dots$ process varies from 0.55 (GeV/c) to 0.62 (GeV/c) with increasing proton momentum from $k_p = 4.45$ (GeV/c) to 8.9 (GeV/c). The coincidence of the data at $k_p = 4.45$ (GeV/c) and 8.9 (GeV/c) confirms the suggestion on the scaling behaviour of the cross section far from the kinematical boundary.

It is known that the spectator mechanism dominates for the backward proton production and the cross section is proportional to the square of a deuteron wave function

$$E \frac{d^3\sigma}{dq^3} \propto \Psi_d^2(\vec{q}^2) \quad (2)$$

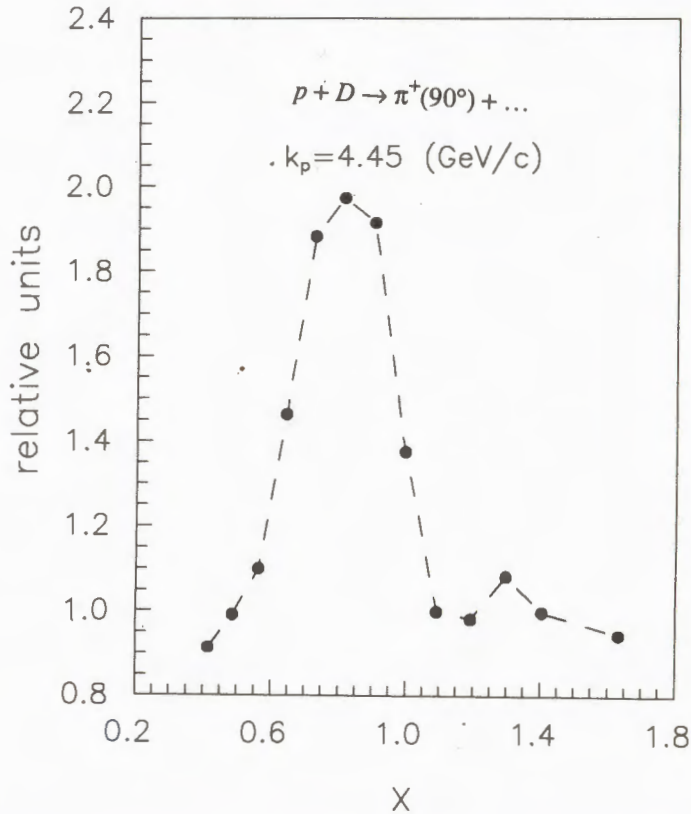


Fig.6. The dependence of the cross section to the background ratio on X for π^+ -meson production in the p - D collisions at $k_p = 4.5$ (GeV/c) and $\theta_\pi = 90^\circ$

The calculation results of cross section in the relativistic impulse approximation with RDWF [4], including only spectator mechanism at angles $\theta_p = 90^\circ, 168^\circ, 180^\circ$, are shown by solid lines in Fig. 7.

One can see that a good agreement of calculation results with the data at $\theta_p = 168^\circ, 180^\circ$ is observed excepting the range $q = 0.25-0.4$ (GeV/c) of the shoulder. It is known that the shoulder is connected with a resonance pion enhancement mechanism [14, 15]. The data for $\theta_p = 90^\circ$ are inconsistent with calculation results in the range $q < 0.7$ (GeV/c). It means

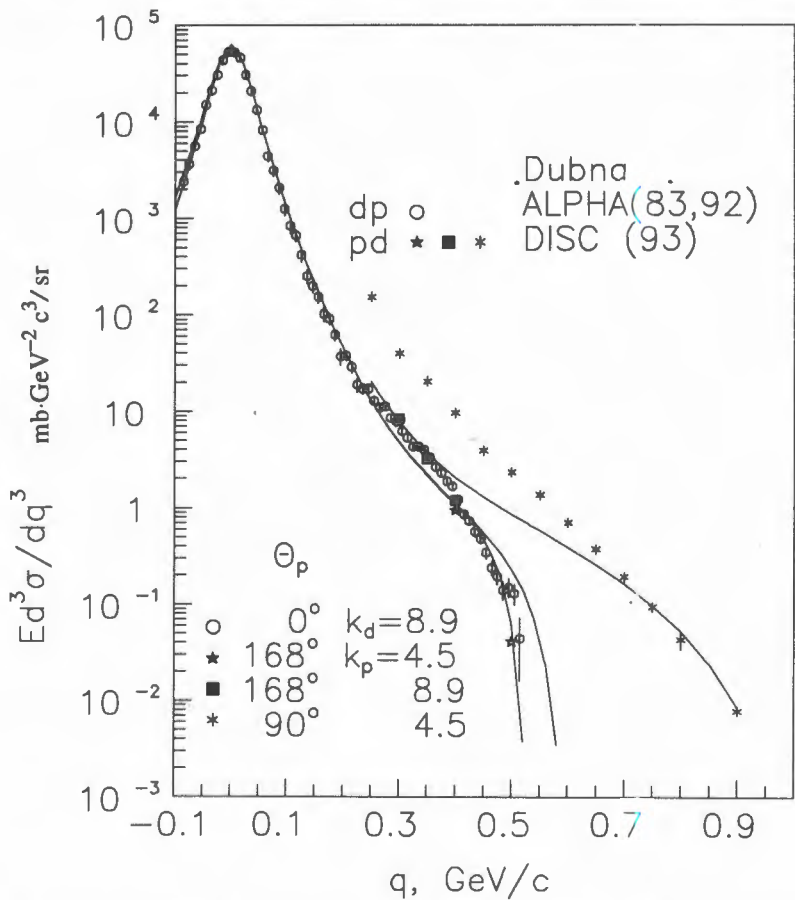


Fig.7. The momentum distribution for proton production in the p - D collision (the initial proton momentum $k_p = 4.5$ (GeV/c) and the proton scattering angles $\theta_p = 90^\circ, 168^\circ$ and $k_p = 8.9$ (GeV/c), $\theta_p = 168^\circ$) and D - p collision (the initial deuteron momentum $k_d = 8.9$ (GeV/c) and the proton scattering angles $\theta_p = 0^\circ$). Experimental data: $\circ$ — [13], $*$, $\bullet$, $*$ — this experiment. Solid lines are calculations of spectator mechanism contribution to the cross section in the relativistic impulse approximation with RDWF [4]

that other mechanisms such as a hard scattering and direct fragmentation are essential [16] at the range. The spectator mechanism dominates at $\theta_p = 90^\circ$ and $q > 0.7$ (GeV/c).

Conclusions

The new experimental data on pion and proton cross section production in the interactions of protons with initial momenta 4.45 (GeV/c) and 8.9 (GeV/c) with deuteron at detection angles 90° and 168° are presented.

The scaling asymptotic behaviour of the cross sections (slope parameter) for the secondary pion production on deuteron in the cumulative region ($X > 1$) is observed already at the initial proton momentum $k_p = 4.45$ (GeV/c).

The approximative factorization of cross sections for pion production on deuteron in variables X and θ in the hard part of spectrum is observed. The mean value of the slope parameter X_0^{-1} is found to be 9.9 ± 0.9 .

The shoulder in the pion cross section at $\theta_\pi = 90^\circ$ and $k_p = 4.45$ (GeV/c) in the region $0.5 < X < 1.0$ is observed. We consider it can be connected with the Δ -isobar production.

The comparison of the measured proton spectrum in the $p + D \rightarrow p (90^\circ) + \dots$ process with the calculation in the relativistic impulse approximation was made. It is shown that the spectator mechanism dominates in the hard part $q > 0.7$ (GeV/c) and non-spectator one is essential in the soft part of spectrum $q < 0.7$ (GeV/c).

Acknowledgements

We would like to thank G.A.Leksin, A.V.Stavinsky and V.V.Vechernin for useful discussions. This work has been supported in part by the Russian Foundation for Fundamental Research under Grant No. 94-02-06477.

References

1. Avericheva T.V. et al. — JINR Communication, 1-11317, Dubna, 1978.
2. Borzunov Yu.T., Golovanov L.B. et al. — JINR Preprint 8-83-191, Dubna, 1983.
3. Baldin A.M. et al. — JINR Communication, 1-28-1982, Dubna, 1982.
4. Braun M.A., Tokarev M.V. — *Particles and Nuclei*, 1991, v.22, p.1238.
5. Stavinsky V.S. — *Particles and Nuclei*, 1979, v.10, p.949.
6. Baldin A.M. et al. — JINR Communication, E1-82-472, Dubna, 1982.
7. Beliaev I.M. et al. — *Yad. Fiz.*, 1989, v.49, p.473.
8. Nikiforov N.A. et al. — *Phys. Rev.*, 1980, v.22, p.700.
9. Baldin A.M., Panebratsev Yu.A., Stavinsky V.S. — *Sov. J. Doklady AN SSSR*, 1984, v.279, p.1352.
10. Gavrilov V.B., Leksin G.A. — Preprint ITEP-124, Moscow, 1983.
11. Bojarinov S.B. et al. — *Yad. Fiz.*, 1987, v.46, p.1472.
12. Efremov A.V. — *Particles and Nuclei*, 1982, v.13, p.613.
13. Ableev V.G. et al. — *Nucl. Phys.*, 1983, v.A393, p.491;
Ableev V.G. et al. — JINR Rapid Communication No.1[52]-92, Dubna, 1992, p.10.
14. Braun M.A., Vechernin V.V. — *Yad. Fiz.*, 1988, v.43, No.6, p.1579.
15. Lykasov G.I. — *Particles and Nuclei*, 1993, v.24, p.140.
16. Azhgirey L.S. et al. — *Nucl. Phys.*, 1991, v.A528, p.621.

Received on December 26, 1994.

УДК 539.126.343

INVESTIGATION OF CHARGE EXCHANGE REACTIONS ON A HYDROGEN TARGET (PROPOSAL)

*S.V.Afanasiev, V.D.Aksinenko, Yu.S.Anisimov, S.A.Avramenko,
Yu.A.Belikov, V.K.Bondarev, Yu.T.Borzunov, A.G.Galperin,
N.S.Glagoleva, A.I.Golokhvastov, L.B.Golovanov, T.G.Gridnev,
S.A.Khorozov, V.I.Kolesnikov, V.A.Krasnov, B.A.Kulakov, A.G.Litvinenko,
J.Lukstins, A.I.Malakhov, P.K.Manyakov, A.T.Matyushin, V.T.Matyushin,
I.I.Migulina, A.S.Nikiforov, O.V.Okhrimenko, S.G.Reznikov, P.A.Rukoyatkin,
I.S.Saitov, S.A.Sedykh, A.Yu.Semenov, P.I.Zarubin*

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow Region, 141980 Russia

I.Atanasov, I.Ts.Ivanov, V.N.Penev

Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, BAS, Sofia, Bulgaria

V.P.Kondratiev, L.V.Krasnov, I.E.Shevchenko, A.G.Semtchenkov, I.V.Stepanov

St.Petersburg State University, St.Petersburg, Russia

B.Erazmus

Laboratory de Physique Nucleaire, Nantes, France

Investigations of inclusive cross sections in the charge exchange reaction $p(t, {}^3\text{He})$ are suggested to check the validity of theoretical predictions on the strength of the mechanism of projectile excitation. It is expected that in the suggested experiment the inclusive spectrum should be quite different than in the «classical» reaction $p({}^3\text{He}, t)$ and there will be no problems with the interpretation of obtained data. The experiment is scheduled for a new facility designed in cooperation of the spectrometers SPHERE, DELTA and GIBS. It is shown that additional data on neutral pion production will be obtained. The suggested experiment is a start point of the programme for investigations of charge exchange reactions, for example, coherent pion production.

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

Исследование зарядово-обменных реакций на водородной мишени (проект)

С.В.Афанасьев и др.

Предложена проверка теоретических предсказаний о значении механизма возбуждения пролетающего ядра в зарядово-обменной реакции $p(t, {}^3\text{He})$. Ожидается, что в предложенном эксперименте инклюзивный спектр должен сильно отличаться от спектра, измеренного в «классическом» эксперименте $p({}^3\text{He}, t)$, и поэтому не будет проблем с интерпре-

тацией результатов. Эксперимент запланирован для новой установки, объединяющей спектрометры СФЕРА, ДЕЛЬТА и ГИБС. Показано, что в эксперименте также будут получены дополнительные данные о рождении нейтральных пионов. Предложенный эксперимент является первым из программы, нацеленной на исследования зарядово-обменных реакций, например, когерентного рождения пионов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Motivation

Investigations of inclusive cross sections in the charge exchange reaction (${}^3\text{He}, t$) have shown [1,2] that the Δ peak in the triton energy spectrum is broader and shifted towards a high energy region in case of nuclear targets in comparison with charge exchange on hydrogen. In subsequent experiments this effect was confirmed for a wide energy scale [3] and different projectiles [4]. The effects like de-excitation of delta via the nonmesonic channel [5,6] $\Delta N \rightarrow NN$ or collective effects associated with the Δh propagation [7–10] were suggested to explain these features. One of the by-products of the theoretical studies of this reaction was the finding of coherent pion production as a relevant channel [10–12]. Some measurements of this channel have already been reported [13]. The mechanism of Δ excitation in the projectile (DEP) was considered in [14,15] where it was shown to produce a shift of strength to lower excitation energies although the peak position did not move. So, we presented here a short list of ideas explaining a very complicated process of charge exchange reaction when resonances are excited and propagate in nuclear matter.

However, most approaches neglect the DEP mechanism and regard delta excitation in the target (DET) and the response of nuclear matter as a strongly dominating process. In any case, during six years no experimental test was performed to check the validity of the DEP mechanism in charge exchange reactions. On the other hand, it is expected that in ${}^3\text{He}$

beams the DEP mechanism does not exceed a 10% level and therefore Oset, Shiino and Toki have suggested [14] to investigate the reaction $n({}^3\text{He}, t)$ on a deuteron target or (see [15]) an inversed reaction — charge exchange on proton target in a tritium beam available in Dubna. In this reaction the strength of the DEP and DET mechanism is expected to be equal while the shape of energy distribution for both mechanisms is quite different (see Fig.1). So, the aim of this program is to test the validity of the idea of delta excitation in the projectile and to measure the strength of one of the basic diagrams.

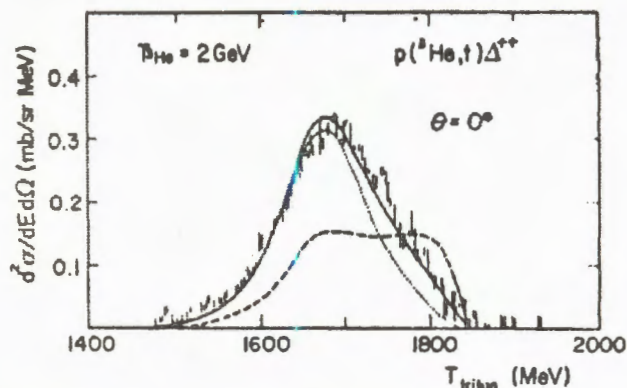


Fig.1. Double differential cross section in the $p({}^3\text{He}, t)\pi^+p$ reaction in the p lab. system. The experimental points are from ref.16. Dotted line: result with DET mechanism alone, solid line: results including the DEP mechanism and s -wave, dashed line: results for the $n({}^3\text{He}, t)\pi N$ reaction, including DET, DEP and s -wave mechanisms

In the next item it is suggested to investigate the properties of neutral pion production in the same process. The motivation of this approach is clear from our previous experiments (see the section «Current Experiments») where it was established that the pion momentum spectra were quite different in comparison with the spectra calculated for quasi-free delta excitation in the target nucleus. The suggested experiment dedicated to the properties of neutral pion production is complementary to our previous research where the spectra of negative pions were analyzed.

It should be noted that the triple coincidence experiment suggested by B.Erazmus (Nantes, France) as a development of our experiment as well as of investigations in low energy beams [17], is very interesting and will be discussed in detail later. Briefly, the study of the exclusive reaction:



is suggested which allows one to analyze delta excitation and coherent pion production in both projectile and target nuclei using some additional information given by the Doppler shift of the 15.1 MeV photon. The process is rather complicated, and different parameters (cross sections, angular distributions, momentum spectra) should be scanned in this experiment.

In other words, the new approach is a natural extension of successive investigations of charge exchange reactions on the synchrophasotron beams and the ground for a new scientific programme.

2. Method

The main facility expected to be used in the suggested experiment is the SPHERE spectrometer. The spectrometer is rather complicated, and so only necessary for the suggested experiment details are reproduced in a schematic drawing in Figure 2. The spectrometer is triggered with coincidence of the detectors A and C tuned to register a beam particle of unit charge (tritium nucleus) in the detector A and He nucleus (charge equal to 2) in the detector C. The efficiency and background suppression in the approach are reasonable as measured in the previous experiments.

In case of the reaction $p(^3\text{He}, \pi)$ there are problems to use the traditional method of measuring the inclusive spectrum with a single-arm spectrometer: one should take into account that the tritium beam is a secondary one and that the beam momentum spread-out is large: FWHM is equal to 0.5 GeV/c for a 6.0 GeV/c mean value. Therefore the classical single-arm SPHERE spectrometer should be sophisticated with the time of flight (TOF) projectile spectrometer (GIBS). The TOF system was tested in the last GIBS experiment (October 1994) when a 100 ps resolution was obtained: it is good enough for a 0.3% momentum resolution in case of the 6 GeV/c tritium beam.

During the suggested experiment the projectile-ejectile spectrometers, designed to measure the inclusive spectrum, will be accompanied with the lead glass Cerenkov γ -spectro-

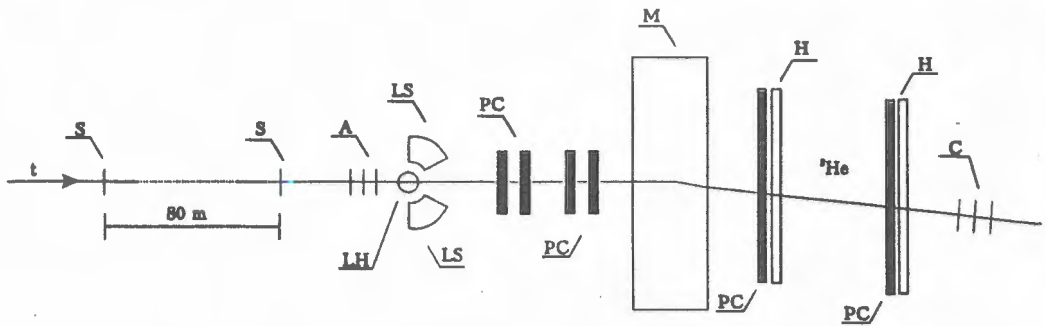


Fig.2. A schematic display of the spectrometer. S — start and stop counters of the TOF system, LH — liquid hydrogen target, A and C — trigger counters, H — hodoscopes, LS — blocks of the lead glass spectrometer, M — analyzing magnet, PC — blocks of the proportional chambers

meter for registering π^0 mesons. The gamma spectrometer surrounds the liquid hydrogen target (see Fig.2). The spectrometer is designed to determine the energies and exit angles of γ -quanta from π^0 for a pion energy interval of 0.03—2.0 GeV. The measured energy resolution is $\sigma = 1.62 \times (E)^{1/2}$, where E is measured in MeV. Two blocks of 150 cells in each block can register pions at a 10—12 msr solid angle. In spite of rather a low (a few per cent) efficiency of the γ -spectrometer several thousands of π^0 will be registered. The expected statistics are sufficient to investigate the pionic spectra and to find out the features of the production mechanism. Efficiency calculations are preliminary, and there is a hope to increase the efficiency during optimizing. All parts of the spectrometers were tested in the previous experiments (except the proportional chambers).

It should be noted that the spectrometers were used in different experiments (SPHERE, GIBS, DELTA). When collected together, they will provide more intensive data flow, and therefore it is suggested to use more powerful computer station. Another source of an increased data flow are new proportional chambers which will be used to improve the accuracy of the SPHERE spectrometer.

3. Current Experiments

In our previous experiments [18—20] the charge exchange reaction (t , ^3He) on carbon and magnesium targets was investigated using a streamer chamber of the GIBS spectrometer. The experimental momentum spectrum for pions was compared with the calculated spectrum, and only 50—70% of pions were shown to be emitted by the delta isobars produced on a quasi-free nucleon in the target nucleus. The momentum of other pions was significantly higher than for delta pions. Therefore the production in the projectile was suggested in addition to coherent production via N(1440) or/and N(1520) in the target nucleus. It should be stressed that all models and calculations before this experiment have analyzed delta excitation as a single possible intermediate state in coherent pion production.

However, to identify unambiguously such unusual production channels, more statistics is needed and the analysis of transferred momentum in each event should be used. This problem can be solved in additional GIBS experiments. On the other hand, the investigation of π^0 spectra, as suggested in this proposal, will provide complementary and very useful data.

The results were discussed at the International Conferences (Delta Excitation in Nuclei, RIKEN, May 1993, Japan; Mesons in Nuclei, Dubna, May 1994; Problems of High Energy Physics, Dubna, September 1994). The program is supported in part by the Russian Fundamental Research Foundation.

4. Summary

The theoretical prediction of the projectile excitation contribution in the charge exchange reaction will be tested, and the strength of this channel will be measured.

The production of neutral pions will be investigated to compare different production channels and to estimate their strength.

The experiment will be performed with cooperation of three spectrometers: GIBS, DELTA and SPHERE.

The experiment is a start point of a new programme dedicated to a complicated problem: investigation of the charge exchange reactions as well as excitation and propagation of resonances in nuclear matter.

References

1. Ableev V.G. et al. — JETP Lett., 1984, 40, p.763.
2. Contardo D. et al. — Phys. Lett., 1986, B168, p.331.
3. Ableev V.G. et al. — Yad. Fiz., 1991, 48, p.27.
4. Bachelier D. et al. — Phys. Lett., 1986, B172, p.23.
5. Ableev V.G. et al. — Yad. Fiz., 1991, 53, p.457.
6. Gareev F.A., Ratis Yu.L. — JINR E2-89-876, Dubna, 1989.
Ratis Yu.L. et al. — Scient. Techn. Report 1991-11, Bergen, 1991.
7. Chanfray G., Ericson M. — Phys. Lett., 1984, B141, p.163.
8. Delorme J., Guichon P.A.M. — Phys. Lett., 1991, B263, p.157.
9. Udagawa T., Hong S.-W., Osterfeld F. — Phys. Lett., 1990, B245, p.1.
10. Oltmanns P., Osterfeld F., Udagawa T. — Phys. Lett., 1993, B299, p.194.
11. Dmitriev V.F. — Phys. Rev., 1993, C48, p.357.
12. Fernandes de Cordoba P. et al. — Phys. Lett., 1993, B319, p.416.
13. Hennino T. et al. — Phys. Lett., 1993, B303, p.236.
14. Oset E., Shino E., Toki H. — Phys. Lett., 1989, B224, p.249.
Fernandes de Cordoba P., Oset E. — Preprint IFIC/92-8-FTUV/92-8, Burjassot, 1992.
15. Oset E. et al. — In: Delta Excitation in Nuclei, Toki H., Ichimura M., Ishihara M., WS Singapore, 1994, p.159.
16. Ellegaard C. et al. — Phys. Lett., 1985, B154, p.110.

17. Erasmus B. — Rapport Interne LPN-93-18, Univ. de Nantes, Nantes, 1993.
18. Avramenko S.A. et al — JINR Rapid Comm. No.6[63]-93, Dubna, 1993, p.5.
19. Avramenko S.A. et al — JINR Comm. E1-94-311, Dubna, 1994.
20. Avramenko S.A. et al — In: Delta Excitation in Nuclei, Toki H., Ichimura M., Ishihara M., WS Singapore, 1994, p.103.

УДК 539.12...14

THE STUDY OF THE TENSOR ANALYZING POWER IN CUMULATIVE PARTICLE PRODUCTION ON A POLARIZED DEUTERON BEAM AT THE DUBNA SYNCHROPHASOTRON*

L.Zolin, A.Litvinenko, P.Rukoyatkin

An experiment on studying the tensor analyzing power of cumulative (subthreshold) hadron production reactions using a polarized deuteron beam has been proposed. Pions, kaons and antiprotons are assumed to be detected as secondary particles at a 0° angle in the kinematic region forbidden for a free nucleon-nucleon collision. The study of the tensor analyzing power for these reactions gives us information about the deuteron spin structure at short internucleonic distances, corresponding to high (≥ 0.2 GeV/c) nucleon momenta in the deuteron. A scheme of the experiments is presented, and the event rate is estimated.

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

Изучение тензорной анализирующей способности реакций рождения кумулятивных частиц на пучке поляризованных дейтронов синхрофазотрона в Дубне

Л.Золин, А.Литвиненко, П.Рукояткин

Предложен эксперимент по изучению тензорной анализирующей способности реакций рождения кумулятивных (подпороговых) адронов на пучке поляризованных дейтронов. В качестве вторичных частиц предполагается регистрировать π^+ , $\bar{p}$ и K^+ , рожденные под углом 0° в кинематической области, запрещенной при рассеянии свободных нуклонов. Изучение тензорной анализирующей способности этих реакций дает информацию о спиновой структуре дейтрона на малых межнуклонных расстояниях, соответствующих большим внутренним ($\geq 0,2$ ГэВ/с) импульсам нуклонов в дейтроне. Представлена схема эксперимента и проведены оценки скорости набора статистики.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

The study of cumulative particle production has been carried out at the Dubna Synchrophasotron and other accelerators from the beginning of the 70 th [1—4]. As usual, by cumulative particles [5] are meant particles produced in the fragmentation region of one of the colliding particles beyond the kinematic limit of free nucleon-nucleon collisions.

*Reported at SPHERE collaboration workshop, Varna, Bulgaria, May 1994

Interest in the study of cumulative reactions arises from the fact that these reactions give us information about a high momentum component (≥ 0.2 GeV/c) in fragmenting nuclei. This internal momentum corresponds to small internucleonic distances (≤ 1 fm). At such small distances (less than the nucleon size) the use of nucleon as a quasi-particle for describing nuclear properties seems to be groundless, and the effects of manifestation of non-nucleon degrees of freedom in nuclei could be expected [6—8]. In deep inelastic scattering of leptons this internal momentum corresponds to the region of the Bjorken variable $x_b \geq 1$, where the cross sections are too small [10]. This leads to the well-known difficulties if one tries to use leptons as a probe for the investigation of nuclear properties at short distances. But at the same time the coincidence of the deuteron wave function square extracted from the data on deuteron fragmentation on proton [10] and from the experiments on electron collisions on deuteron [11], shows the possibility of using hadronic probes for studying nuclear structure [12].

It is obvious, that the study of the spin degree of freedom in cumulative particle production can give us more detailed information about nuclear matter at short distances and about reaction mechanisms. First experiments of such kind were the measurements of cumulative proton polarization for fragmentation of unpolarized nuclei [13]. The most precise experiments have shown that this value is small (5—10%) [14] and can be explained by produced proton rescattering [14,15]. However, for the nuclear structure investigation experiments on nuclear fragmentation in a definite spin state, i.e., experiments on studying spin effects on polarized nuclei fragmentation into cumulative hadrons, seem more adequate. For this purpose the deuteron nucleus is of the particular interest as more studied from the experimental (static characteristics, form factors and so on) and theoretical points of view. It should be noted that beams of polarized deuterons with a high enough energy ($p_0 \geq 2$ GeV/c) are already available in Dubna and are planned to be obtained in KEK (Japan) and RHIC (US). Experiments with polarized deuterons allow us to separate contribution from the S and D components in the deuteron wave function. In particular, it is clearly seen from the expressions (valid for the nucleon model via an impulse approximation) for the fragmentation cross section σ (unpolarized deuteron), tensor analyzing power (T_{20}) and polarization transfer coefficient (κ) for tensor and vector polarized deuteron fragmentation into proton (at an angle of 0°):

$$\sigma \sim u^2(k) + w^2(k), \quad (1)$$

$$T_{20} = \frac{2u(k)w(k) - w(k)^2/\sqrt{2}}{u^2(k) + w^2(k)}, \quad (2)$$

$$\kappa = \frac{u^2(k) - w^2(k) - u(k)w(k)/\sqrt{2}}{u^2(k) + w^2(k)}. \quad (3)$$

In these equations u and w denote S and D waves in the deuteron and k is its internal momentum.

The values of T_{20} and κ for protons as a secondary particle have been studied at Saclay and for a wider internal momentum region at Dubna. At present there are some data for T_{20} in the region $0 \leq k \leq 1.0$ GeV/c and for κ in the region $0 \leq k \leq 0.6$ GeV/c [12,16,17,18]. A simple correlation between T_{20} and κ following from (2) and (3) is not confirmed by the experimental data [12]. The final state interaction was taken into account to describe these data [19], but a full agreement with the experimental data was not achieved. In the region $k \geq 0.8$ GeV/c the value of T_{20} is more close to the asymptotics predicted by the model [20] taking into account colour clusters in deuteron core. So, the fragmentation of polarized deuterons to protons gives us experimental evidence of including colour forces in description of the bound NN -system at short distances. The study of the polarized deuteron fragmentation to cumulative hadrons with quark contents other than in protons can give additional important information for understanding nuclear structure at short distances. For this purpose we propose to measure the tensor analyzing power of the following reactions:

$$d + A \rightarrow \pi^{\pm}(0^{\circ}) + X, \quad (4)$$

$$d + A \rightarrow K^{\pm}(0^{\circ}) + X, \quad (5)$$

$$d + A \rightarrow \bar{p}(0^{\circ}) + X, \quad (6)$$

Interest in these reactions is explained by the following:

- the final state interactions change with changing the type of secondary particle, and so it provides us additional information about this background process;
- detected particles have a different quark composition. This helps us to make choice between different models which take into account non-nucleon degrees of freedom in nuclei;
- the registration of secondary particles at a zero angle leads to simplifying of the expression for cross section and allows us to avoid corrections due to the presence of vector polarization in a primary deuteron beam;

The possibility of using the reactions of polarized deuteron fragmentation to π mesons was discussed in [21], and there were predicted considerable spin effects for momentum region of cumulative production. The calculations of the tensor analyzing power for reactions (4—5) have been performed by Tokarev [22] on the base of his covariant approach. The results of these calculations shown in Fig.1 clearly demonstrate the sensibility of T_{20} to deuteron description at short distances. From these figures one can see that the presence of the core in internucleon forces changes strongly the tensor analyzing power dependence on secondary particle momentum in the cumulative region.

The measurements are planned to be carried out on a slow extraction polarized deuteron beam at the Dubna Synchrophasotron. The beam parameters are the following:

- the intensity is $2 \cdot 10^9$ d/burst;
- the burst duration is about 500 ms;

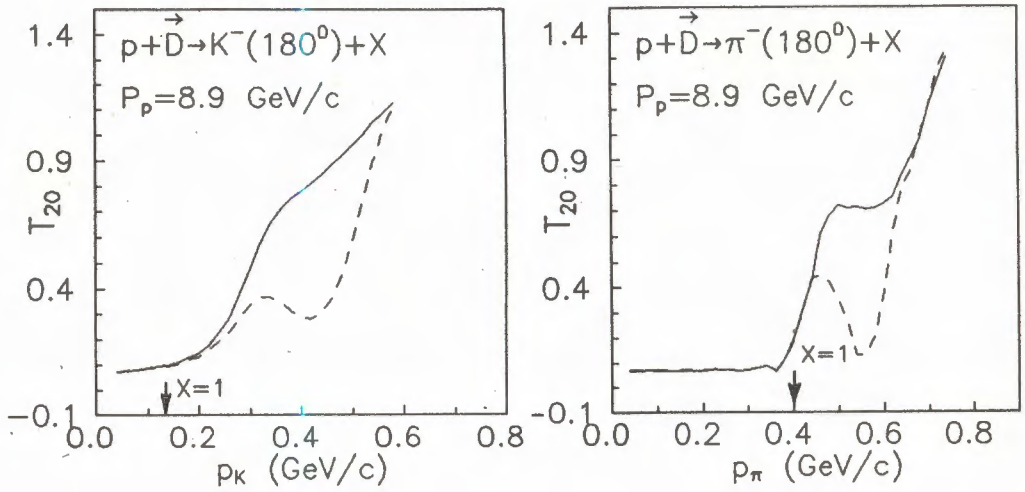


Fig.1. The tensor analyzing power T_{20} calculated by M.Tokarev [22]. Solid line — RDWF without core, dashed line — RDWF with core. The arrows denote the left boundary ($X=1$) of cumulative production region for pions and kaons

- the tensor polarization of the deuteron beam for plus and minus alignments: $pp_{zz}^+ \equiv \equiv 0.60$ and $pp_{zz}^- \equiv -0.75$. The polarization sign changes with each accelerator cycle (9s).

The value of the analyzing power (T_{20}) of reactions (1) is extracted from the measurement of the deuteron fragmentation cross sections ($\sigma^\pm$) at different tensor alignments of the deuteron beam as follows

$$T_{20} = \frac{2\sqrt{2}(\sigma^+ - \sigma^-)}{p_{zz}^+ \sigma^- - p_{zz}^- \sigma^+}. \quad (7)$$

As a spectrometer we are planning to use a beam line and the SPHERE setup (see Fig.2). The angular acceptance of the beam line is $0.4 \cdot 10^{-3}$ sr at a momentum bite of $\delta p/p = 2.5\%$. It is planned to use the following targets:

- a liquid hydrogen (deuterium) target 100 cm in size (7 g/cm^2);
- carbon targets with up to 25 g/cm^2 thickness.

For particle identification it is suggested to use the following setup:

- a high resolution Time-Of-Flight system (counters S_{TOF1} , S_{TOF2}) with a 77 m flying base
- Cherenkov counters for a π , K separation.

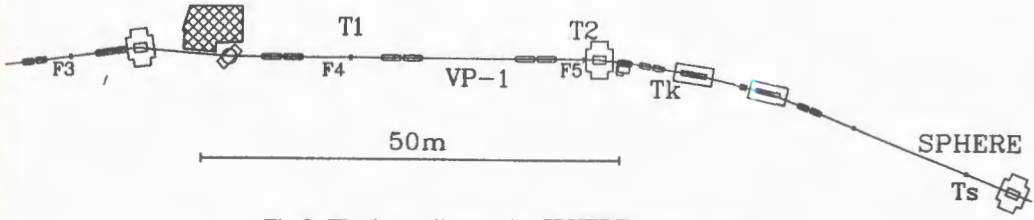


Fig.2. The beam line to the SPHERE spectrometer

The target is placed at the focus F3 for reactions with π and $\bar{p}$ and at the focus F5 for K mesons to decrease kaons losses due to a short decay length of kaon.

The degree of subthreshold (degree of cumulativity) for reactions (4—6) can be changed in two ways. In the first case one can change the deuteron momentum p_d while the beam line momentum for secondary particles p_h is fixed. In the second way the channel momentum (p_h) should be changed and the deuteron momentum (p_d) should be fixed. It is convenient to use the relativistic invariant scale variable X for experimental data representation in both cases. This variable commonly known as a cumulative number is widely used for experimental data analysis on nuclear fragmentation. In its meaning it is a minimum target mass (measured in nucleon mass units) in the rest frame of a fragmenting nucleus needed to obey the 4-momentum conservation law for particle production with a given momentum and mass in a proton-nucleus collision. The relativistic invariant expression looks like [1]:

$$X = \frac{(P_{II}P_I) + \Delta/2}{(P_{II}P_I) - (P_I P_I) - m_n^2 - m_n m_2}, \quad (8)$$

where P_I and P_{II} are the 4-momenta per nucleon of colliding fragmenting and other non-fragmenting primary nuclei, respectively; P_I is the 4-momentum of an inclusively studied particle; m_n is the nucleon mass; m_1 is the produced particle mass; m_2 , the additional particle mass needed to satisfy the quantum numbers conservation laws in the studied reaction and $\Delta = 2m_n m_2 + m_1^2 - m_2^2$. In the beam fragmentation region the scale variable X is defined by the following expression:

$$X = \frac{m_n E_1 + \Delta/2}{p_1 p_0 \cos(\Theta_1) - E_1 E_0 + E_0 m_n - m_n^2 - m_n m_2}, \quad (9)$$

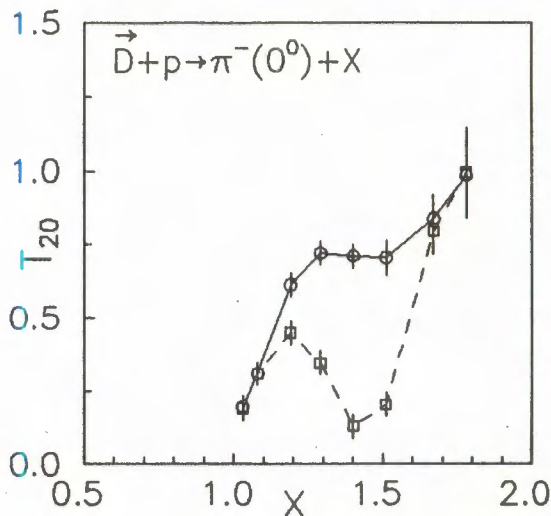


Fig.3. The value of tensor analyzing power with errors for ten-day run statistics. Solid and dashed lines demonstrate a waiting behaviour of T_{20} for two kinds of internucleon forces. We reproduced this curves using calculations [22] and hypothesis of conservation of the form of $T_{20}(x)$ -dependence in the scale of cumulative variable X

where E_0 , p_0 are beam energy and momentum; E_1 , p_1 are the same values for a studied particle and Θ_1 is the studied particle emission angle. The inclusive invariant cross-sections of the cumulative particles vs X can be presented in the following parametrization:

$$d\sigma \sim \text{EXP}(-X/\langle X \rangle). \quad (10)$$

The slope parameter $\langle X \rangle$ weakly depends on collision energy from 3—4 GeV/nucleon [1,2,3]. This is also confirmed in experiments on the fragmentation of polarized deuterons to protons [12,16,17,18]. The count rate was estimated using the channel and beam parameters introduced before and the cross sections for unpolarized deuteron fragmentation to cumulative hadrons. The expected experimental results are shown in Fig.3 with the statistical errors obtained in ten-day exposition for two kinds of nuclear forces at short distances. From this figure one can see that the statistical errors allow us to distinguish between internucleon forces with and without core. As is seen from this example, we can make a

choice of the internucleon forces (with and without core, for instance) for available beam time using the proposed experimental approach.

References

1. Stavinsky V.S. — *Part. and Nucl.*, 1979, 10(6), p.949 (in Russian).
Gavristhuk O.P. et al — *Nucl. Phys.*, 1991, A523, p.589.
Belyaev I.M. et al. — *Yad. Fiz.*, 1993, 56(10), p.135 (in Russian).
2. Nikiforov N.A. et al. — *Phys. Rev.*, 1980, C2, No.2, p.700.
Boyarinov S.V. et al. — *Yad. Fiz.*, 1989, 50(6), p.1605 (in Russian).
Boyarinov S.V. et al. — *Yad. Fiz.*, 1991, 54(1), p.119 (in Russian).
3. Alanakyan K.V. et al. — *Yad. Fiz.*, 1977, 25, p.545 (in Russian).
4. Anderson L. et al. — *Phys. Rev.*, 1983, C28, No.3, p.1224.
Moeller E. et al. — *Phys. Rev.*, 1983, C28, No.3, p.1246.
5. Baldin A.M. — *Nucl Phys.*, 1985, A434, p.695.
6. Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I — JINR Preprint P2-10244, Dubna, 1976.
Lukyanov V.K., Titov A.I — *Part. and Nucl.*, 1979, 10(4), p.815.
7. Baldin A.M. — JINR Preprint E2-83-415, Dubna, 1983.
8. Efremov A.V. et al. — In: *Proc. of the XI Int. Seminar on High Energy Physics Problems*, editors Baldin A.M. and Burov V.V., Dubna, 1994, p.309.
9. BCDMS Collaboration — JINR Preprint E1-93-133, Dubna, 1993.
10. Ableev V.G. et al. — *Pis'ma ZhETF*, 1988, 47, p.558.
11. Bosted P. — *Phys. Rev. Lett.*, 1982, 49, p.1380.
12. Azhgirey L.S. et al. — JINR Preprint E1-94-155, Dubna, 1994.
13. Belostozky S.L. et al. — *Phys. Lett.*, 1983, B124, p.469.
Belostozky S.L. et al. — *Yad. Fiz.*, 1985, 42, p.1427 (in Russian).
14. Gavrishchuk O.P. et al — *Phys. Lett.*, 1991, B255, p.327.
Belyaev I.M. et al. — JINR Rapid Commun. No.2[28]-88, Dubna, 1988, p.1427.
15. Gavrishchuk O.P., Zolin L.S., Kosarev I.G. — JINR Commun., P1-91-528, Dubna, 1991.
16. Perdrisat C.F. — *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 59, p.2840.
17. Anolo T. — Preprint DPNU-94-36, 1994, Nagoya, p.59.
Nomofilov A.A et al. — *Phys. Lett.*, 1994, B325, p.327.
18. Sitnik I.M. et al. — In: *Proc. of the XI Int. Seminar on High Energy Physics Problems*, editors A.M.Baldin and V.V.Burov, Dubna, 1994, p.443.
19. Lykasov G.I. — *Part. and Nucl.*, 1993, 24, p.475.
Dolidze M.G., Lykasov G.I. — *Z. Phys.*, 1990, A335, p.95.
Dolidze M.G., Lykasov G.I. — *Z. Phys.*, 1990, A336, p.339.

20. Kobushkin A.P. — J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys., 1993, 19, p.1993.
21. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — N.P., 1983, A407, p.557.
22. Tokarev M.V. — In: Proc. Int. Workshop, «DEUTERON-91», E2-92-25, Dubna, 1992, p.84.

УДК 539.12

AN EVIDENCE FOR THE EXCITED STATE OF THE $S = -2$ STABLE LIGHT DIBARYON

B.A.Shahbazian, T.A.Volokhovskaya, V.N.Yemelyanenko, A.S.Martynov

It has been proved that the $S = -2$ stable light dibaryon does exist in two quantum states at least: 1) in the ground state H^0 , $M_{H^0} = (2146.3 \pm 1.0) \text{ MeV}/c^2$, $I=0$, $J^\pi=0^+$ and 2) in the excited state H_1^0 , $\langle M_{H_1^0} \rangle = (2200.9 \pm 4.1) \text{ MeV}/c^2$, $I=0$, $|l-1| \leq J \leq |l+1|$, $\pi = (-1)^l$, or $(-1)^{l-1}$ for a 2^l -pole electric or magnetic γ -transitions, respectively.

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

Доказательство существования возбужденного состояния стабильного легкого дибариона со странностью $S = -2$

Б.А.Шахбазян и др.

Показано, что легкий стабильный дибарион со странностью $S = -2$ существует по крайней мере в двух квантовых состояниях: 1) в основном состоянии H^0 , $M_{H^0} = (2146,3 \pm 1,0) \text{ МэВ}/c^2$, $I=0$, $J^\pi=0^+$ и 2) в возбужденном состоянии H_1^0 , $\langle M_{H_1^0} \rangle = (2200,9 \pm 4,1) \text{ МэВ}/c^2$, $I=0$, $|l-1| \leq J \leq |l+1|$, $\pi = (-1)^l$, или $(-1)^{l-1}$ для 2-польного электрического или магнитного γ -переходов соответственно.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

A remarkable event was detected on the photographs of the JINR 2m propane bubble chamber (PBC) exposed to a 10 GeV/c proton beam (Fig.1). A 10 GeV/c beam proton colliding with the ^{12}C nucleus produces a four-prong star of the total $Q = +4$ electric charge, a fast and a slow V^0 's and a low energy backwardly emitted γ -quantum. The black track of the star is due to a slow proton stopping in propane. Three other tracks are due to relativistic positively charged particles. The fast V^0 was unambiguously identified as a $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ weak decay ($\chi^2(1V-2C) = 0.268$, $C.L. = 87.5\%$).

The slow V^0 is of course the most intriguing. The positively charged weak decay particle of the V^0 in question is due to a slow proton which stopped in propane. The negatively charged heavily ionizing V^0 decay particle undoubtedly suffered weak decay emitting at 69.5° a π^- -meson of an average momentum $\langle p_{\pi^-} \rangle = (192.89 \pm 2.80) \text{ MeV}/c$.

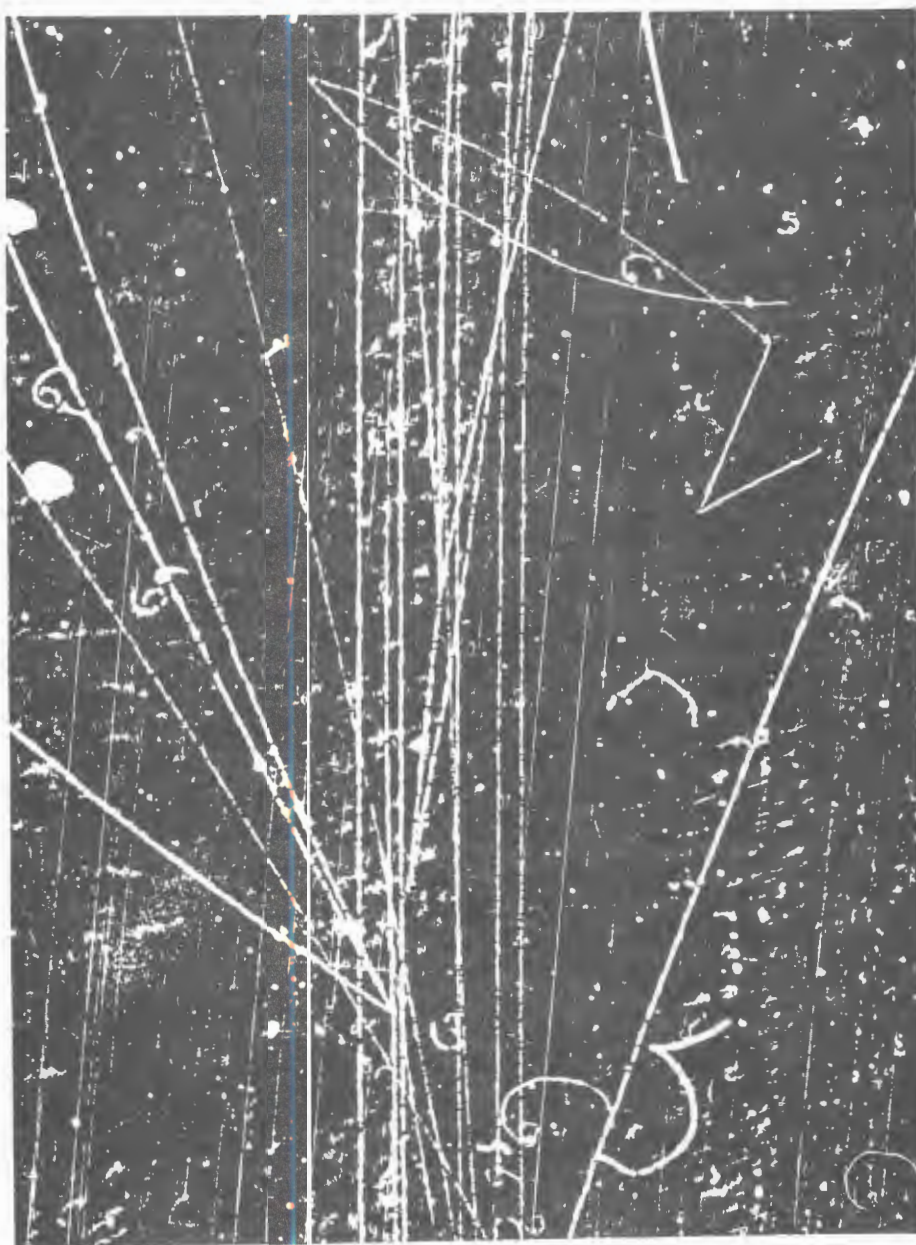


Fig.1. A four-prong $Q = +4$ star with associated fast and slow V^0 -particles and a low energy γ -quantum, produced in $p^{12}\text{C}$ collision at 10 GeV/c

Table 1. Weak decay of particles unsuccessfully simulating and strong reactions failing to fit (no((2V - 2C)-fit) the event

Weak decays	Strong reactions
$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$	$\pi^- + ({}^n_{12}\text{C}) \rightarrow ({}^n_{12}\text{C}) + \pi^-, \pi^- + ({}^n_{12}\text{C}) \rightarrow \pi^- + ({}^n_{12}\text{C})$
$\rightarrow \Xi^0 + \pi^-$	$\bar{K}^0 + n \rightarrow p + K^-, K^- \rightarrow \pi^0 + \pi^-, \pi^- + ({}^n_{12}\text{C}) \rightarrow \pi^- + ({}^n_{12}\text{C})$
$\rightarrow \pi^0 + \Xi^-$	$\rightarrow \nu + \mu^-$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$	$K^- + n \rightarrow (\Lambda^0) + \pi^-, \pi^- + ({}^n_{12}\text{C}) \rightarrow \pi^- + ({}^n_{12}\text{C})$
$K^- \rightarrow \pi^0 + \pi^-$	$\bar{K}^0 + n \rightarrow p + K^{*-}, K^{*-} \rightarrow K^{*0} + \pi^-, \pi^- + ({}^n_{12}\text{C}) \rightarrow \pi^- + ({}^n_{12}\text{C})$
$\rightarrow \nu + \mu^-$	

The simulations of weak decays of Ω^- , Ξ^- and K^- particles and possible miming strong reactions listed in Table 1 were unsuccessful. The only successful hypothesis was the weak decay $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ at rest ($\chi^2 (1V - 1C) = 0.32, C.L. = 57.4\%$). The measured decay π^- momentum $\langle p_{\pi^-} \rangle = (192.89 \pm 2.80)$ MeV/c coincides with the tabular value of the decay momentum in the Σ^- rest system $p^* = 193$ MeV/c [1]. A crudely estimated ionization of 6.5 ± 1.8 does not contradict the expected one (6.48) as well. This is the first candidate for the neutral $S = -2$ stable dibaryon, both weak decay particles of which stopped in propane. (In the event considered in ref. [2] and events No.1 and No.2 considered in ref. [3] only decay protons stopped in propane.) This ensured the highest possible momentum measurement precision $\Delta p/p = 0.02$ in the PBC and a very precise value of invariant mass $M(p\Sigma^-) = (2146.3 \pm 1.0)$ MeV/c². The earliest quark model predictions of a light $H^0 (M_{H^0} < 2M_\Lambda)$ stable $S = -2$ dibaryon of a mass of 2150 MeV/c² [4] and 2164 MeV/c² [5] meet the measured one well.

The total electric charge $Q = +4$ unambiguously proves a $p^{12}\text{C}$ collision. But the complete absence of visible traces of nuclear disintegration at rather a violent collision resulting in six hadrons and a slow γ -quantum suggested us a qualitative «tide-attraction» scenario of the phenomenon.

At the first sight a sine qua non for stable dibaryon formation in a $p^{12}\text{C}$ collision is the primordial existence before the collision of an intranuclear multibaryonic fluctuon target. A very low probability of its existence in cold nuclear matter drastically decreases with rising of its baryon number. Therefore an alternative explanation should be searched for. One should distinguish between collisions occurred at impact parameters larger or smaller than the nuclear radius. The approach described below made it possible to perform an exclusive multivertex kinematic analysis.

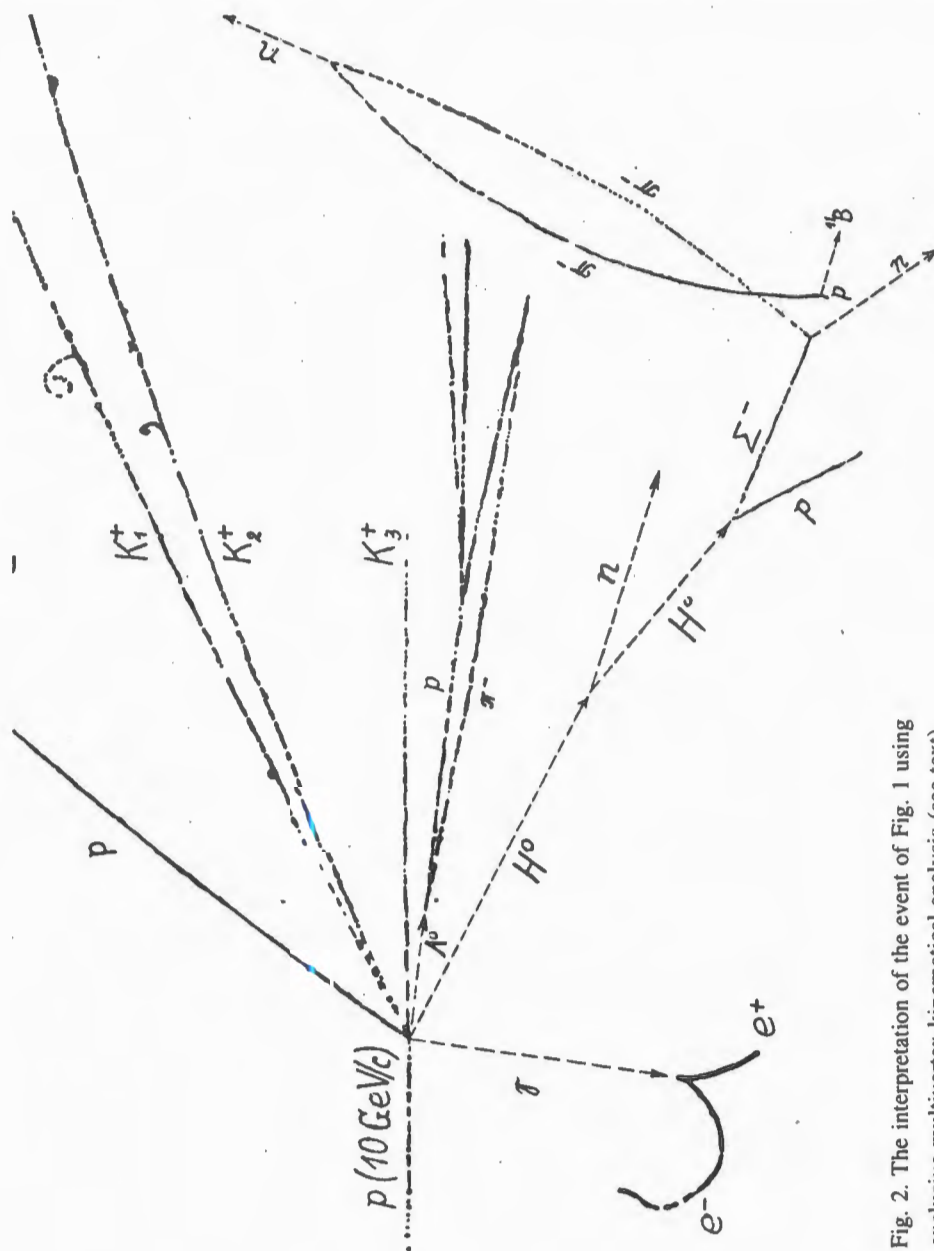


Fig. 2. The interpretation of the event of Fig. 1 using exclusive multivertex kinematical analysis (see text).

According to our scenario, in this event things were going on in the following way. A 10 GeV/c incident proton of a large impact parameter flying up to the ^{12}C nucleus already at large distances diffractively induces the formation of a peripheral tribaryon target T^{+++} of the total $Q = +3$ electric charge via multipomeron exchange. At this stage one could see on an imaginary snap-shot the deformed ^{12}C nucleus with a peripheral swelling T^{+++} reaching out for the flying up incident large impact parameter proton. Then the incident proton hits T^{+++} , fuses with it forming a highly excited four-baryon fireball B4 (perhaps a droplet of the nonstrange QGP) which however does not leave the nucleus as if being confined to it but suffers explosive phase transition to an excited light $S = -2$ dibaryon H_1^0 , a Λ^0 hyperon, a proton and three K^+ -mesons (Figs.1 and 2): $p + T^{+++}(3075.0 \pm 100.0) \rightarrow \text{B4} \rightarrow \text{H}_1^0(2203.0 \pm 5.9) + \Lambda^0 + p + K_1^+ + K_2^+ + K_3^+$ with $\chi^2(4V - 3C) = 2.29$, $C.L. = 51.4\%$. The best-fit effective mass of the T^{+++} , the best-fit H_1^0 and H^0 masses in MeV/c^2 and γ -quantum energy in MeV are given here and below in parantheses. The residue of the ^{12}C nucleus instantly converts to a ^9Li ion of a very low recoil momentum which is not sufficient to produce even if a visible blob in propane. The δ -electrons do not contradict the K_1^+ and K_2^+ hypotheses; moreover, they rule out the protonic hypotheses. Then the excited light $S = -2$ new-born H_1^0 suffers electromagnetic decay $\text{H}_1^0 \rightarrow \text{H}^0(2146.3 \pm 1.0) + \gamma(41.7 \pm 3.9)$.

The average free path length of the H_1^0 amounting to $(3 - 5) \cdot 10^{-7}$ cm is well within the PBC spatial resolution which is no better than 10^{-2} cm. Therefore both the decay H^0 and γ are perceived as pointing to the vertex of the parent star (Fig.2).

The (1678.1 ± 147.8) MeV/c H^0 at a distance of 9.2 cm from the parent star vertex suffered elastic scattering on a peripheral neutron of the ^{12}C nucleus $\text{H}^0(2146.3 \pm 1.0) + n$ ($\chi^2(1V - 1C) = 0.02$, $C.L. = 88.7\%$), lost its momentum to (618.5 ± 10.1) MeVc and, passing 5.25 cm, suffered weak decay $\text{H}^0 \rightarrow p + \Sigma^-$ ($\chi^2(1V - 1C) = 1.08$, $C.L. = 29.8\%$), both p and Σ^- stopping in propane. The weak decay at rest of the Σ^- -hyperon, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$, ($\chi^2(1V - 1C) = 0.32$, $C.L. = 57.4\%$) was considered above in detail. The decay π^- -meson after backward scattering on a peripheral neutron of the ^{12}C nucleus $\pi^- + n \rightarrow \pi^- + n$ ($\chi^2(1V - 1C) = 0.725$, $C.L. = 39.5\%$) was slowed down to a stop in propane and concluded its existence with capture via the reaction $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow p + ^{11}\text{B}$. Again, the recoil momentum of the ^{11}Be ion is not sufficient to produce even if a visible blob in propane. Note that the processes of elastic scattering $\text{H}^0 + ^{12}\text{C} \rightarrow \text{H}^0 + ^{12}\text{C}$ and $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + ^{12}\text{C}$ on ^{12}C nuclei as a whole did not fit the event.

The underlying hypotheses of the above scenario were checked in the following way. Using the fitted parameters, we succeeded in fitting the event by the hypothesis on the reaction $p + ^{12}\text{C} \rightarrow \text{H}_1^0 + \Lambda^0 + p + K_1^+ + K_2^+ + K_3^+ + ^9\text{Li}$ ($\chi^2(1V - 1C) = 0.157$, $C.L. = 69.2\%$).

Table 2. Strong reactions possibly miming the event

No.	Sequence of reaction	The result of fit
1.	$nn \rightarrow p\Sigma^- K^{*0}, \Sigma^- \rightarrow n\pi^-, \pi^- n \rightarrow \pi^- n$	no(3V-3C)-fit
2.	$\Lambda^0 n \rightarrow p\Sigma^- M^0, \Sigma^- \rightarrow n\pi^-, \pi^- n \rightarrow \pi^- n$	no(3V-3C)-fit
3.	$\Lambda^0 n \rightarrow H^0 K^{*0}, H^0 \rightarrow p\Sigma^-, \Sigma^- \rightarrow n\pi^-, \pi^- n \rightarrow \pi^- n$	no(4V-4C)-fit
4.	$\Lambda^{012}C \rightarrow p\Sigma^{-11}C, \Sigma^- \rightarrow n\pi^-, \pi^- n \rightarrow \pi^- n$	no(3V-4C)-fit
5.	$\bar{K}^0 n \rightarrow pK^{*-}, K^{*-} n \rightarrow \Sigma^- M^0, \Sigma^- \rightarrow n\pi^-, \pi^- n \rightarrow \pi^- n$	no(4V-4C)-fit
6.	$\bar{K}^0 n \rightarrow M^{*+}\Sigma^-, M^{*+} n \rightarrow pM^0, \Sigma^- \rightarrow n\pi^-, \pi^- n \rightarrow \pi^- n$	no(4V-4C)-fit
7.	$\bar{K}^0(2n) \rightarrow H^0 K^{*0}, H^0 \rightarrow p\Sigma^-, \Sigma^- \rightarrow n\pi^-, \pi^- n \rightarrow \pi^- n$	no(4V-4C)-fit
8.	$\bar{K}^0 {}^{12}C \rightarrow p\Sigma^{-10}C, \Sigma^- \rightarrow n\pi^-, \pi^- n \rightarrow \pi^- n$	no(3V-3C)-fit

For masses of the $M^0, M^{*+}, K^{*0}, \bar{K}^{*0}, K^{*-}$ -mesons see $S = 0$ and $S = \pm 1$ Meson Summary Tables [1].
 $M_{2n} = 2M_n$

The best-fit recoil momentum of the ${}^9\text{Li}$ ion equal to (282.5 ± 54.4) MeV/c is indeed insufficient to produce even if a visible blob in propane. One can say that the «tide-attraction» mechanism ensures quasi-diffractive production of the H_1^0 dibaryon.

Note that this mechanism works well for the first light [6] and second heavy (event No.2 in [3]) $S = -2$ dibaryons. Let us remind that dibaryons in both these events were emitted from two-prong stars of the total electric charge $Q = +2$ without visible traces of nuclear disintegration. Thus visually these events mimed the proton-proton collision, whereas the pp kinematics failed to fit them. As it was shown in ref.[3] the light dibaryon first published in [6] was produced in a quasi-diffractive reaction of the incident proton with an intranuclear $Q = +1$ dibaryonic target D^+ dynamically induced at the moment of collision. Its effective best-fit mass was $M_{D^+} = 1250_{-76}^{+500}$ MeV/c². The second heavy $S = -2$ stable dibaryon [3] was shown to be created quasi-diffractively on a dynamically induced $Q = +1$ intranuclear dibaryonic target D^+ of the best-fit effective mass $M_{D^+} = 1700_{-76}^{+176}$ MeV/c². In this case we succeeded even in fitting the event by the hypothesis on coherent production $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow H + K_1^+ + K_2^+ + {}^{11}\text{B}$ ($\chi^2(4V-5C) = 7.41$, $C.L. = 19.2\%$). Again, the ${}^{11}\text{B}$ recoil momentum was too low to produce even if a visible blob in propane.

Note, that $M_{D^+}, M_{T^{++}}$ were treated as effective masses, because at the moment of collision they still formed parts of the ${}^{12}\text{C}$ nucleus.

Perhaps, among the three events the largest impact parameter did occur in the first [6] event and the smallest one in the event which this article is devoted to. But intranuclear cascades were generated in none of these three events.

At impact parameters smaller than the nuclear radius intranuclear cascades rule out a successful exclusive multivertex kinematic analysis. This took place in the event of ref. [2] and in H^+ event No.1 of ref. [3].

Strong reactions possibly miming the event, unsuccessfully tried for all potentially possible «primary» vertices on the frame, are listed in Table 2. The importance of quasi-diffractive and coherent processes is taken into account in this list.

Special care was taken of electromagnetic decays possibly miming the event.

Firstly, even in the worst case the measured invariant masses $M(p\gamma) = 983.3 \pm 1.0$, $M(\Lambda\gamma) = 1296.0 \pm 16.3$, $M(K_1^+\gamma) = 584.0 \pm 31.0$, $M(K_2^+\gamma) = 590.0 \pm 12.4$, $M(K_3^+\gamma) = 699 \pm 10.0$ MeV/c² are more than six standard deviations distant from the masses of the known particles subject to electromagnetic decays: $\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, $K^{*+} \rightarrow K^+ + \gamma$ [1]. No wonder that the (2V-6C)-fit for $\Lambda^0\gamma$ and (1V-3C) fits for other combinations were unsuccessful.

Then we failed to associate the γ -quantum with the fast Λ^0 via its radiative decay mode $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- + \gamma$ (no (2V - 6C) fit).

Secondly, no successful fits were found for the following reaction sequences $p + T^{+++} \rightarrow H^0 + \Lambda^0 + p + K_1^+ + K_2^+ + K_3^+ + \begin{cases} \gamma_m + \gamma_u \\ \pi^0 \rightarrow \gamma_m + \gamma_u \end{cases}$. The subscripts m and u mean «measured» and «unknown».

Thirdly, we explored the inclusive momentum spectrum of γ -quanta from a sample of 2348 events $p + ({}_{12}^1\text{H}) \rightarrow ({}_{K0}^{\Lambda^0}) + m\gamma + X$, $m = 1, 2, \dots$ at 10 GeV/c and did not find any significant enhancement which could be responsible for the observed γ -quantum by analogy with the π^0 -meson case [7].

Fourthly, the ratio of the probability of the bremsstrahlung quantum emitted in the elementary solid angle defined by the parameters and their errors of the observed γ -quantum to the probability of the inelastic collision in question [8] proved to be $1.14 \cdot 10^{-8}$.

Thus we failed to find any possible source of a low momentum γ -quantum other than the excited stable dibaryon H_1^0 .

On the other hand, the average of the best-fit masses of the two previously detected light $S = -2$ stable dibaryons, (2172.7 ± 15.2) [6] and (2218.0 ± 12.0) MeV/c² [2], equal to (2195.4 ± 9.7) MeV/c², coincides with the mass of the new-found excited state $M_{H_1^0} = (2203.0 \pm 5.9)$ MeV/c². The weighted average over the three masses gives $M_{H^0} = (2200.9 \pm 4.1)$ MeV/c².

Thus, we come to the following conclusions. The light $S = -2$ stable dibaryon does exist at least in two quantum states.

1. The ground state H^0 : $M_{H^0} = (2146.3 \pm 1.0)$ MeV/c², most probably $I = 0$, $J^\pi = 0^+$.

2. The excited state H_1^0 : $M_{H_1^0} = (2200.9 \pm 4.1) \text{ MeV}/c^2$, $I=0$, $|l-s| \leq J \leq |l+s|$, $s=1$ being the spin of the γ -quantum, l its orbital angular momentum, $\pi = (-1)^l$ or $(-1)^{l-1}$ for a 2^l -pole electric or magnetic γ -transitions respectively [9]. The transition energy is $E = (53.7 \pm 4.2) \text{ MeV}$.

3. The time of flight before the weak decay of the H^0 dibaryon was 1.03 ns.

4. The effective cross section of H^0 production in $p^{12}\text{C}$ collisions at 10 GeV/c crudely amounts to 60 nb.

5. Most probably the stable $S=-2$ dibaryons can serve as unique signatures of transient formation of dibaryonic droplets of nonstrange QCP [3].

As to the limits set on H^0 binding by the existence of double hypernuclei, we agree with the critical analysis of the three controversial events [10, 11, 12] performed by Quinn [13, 14]: each experiment yielded a single candidate, despite differences of orders of magnitude in flux.

On the other hand, Lipkin suggested that double hypernuclei might be long lived even if H^0 is tightly bound because a long range repulsion between two Λ^0 's resulting from one-quark exchange was indicated by lattice QCD calculations and this repulsion might keep the Λ^0 's from fusing to an H^0 before their weak decay [13, 14, 15]. The process of double hypernuclei formation itself at different stages of the intranuclear cascade conduces to this situation.

We always investigate and try new reactions which are able to mime all the candidates for light H^0 and heavy H , H^+ stable dibaryons observed up to now [2, 3, 6]. In 1994 the following was done in this direction.

a) Both decay particles of the second candidate for H^0 ([2], Fig.1) produce kinked tracks, the positive one of them being a proton stopping in propane. Therefore of all hypotheses on two-body weak decays, not associated with the parent star, only $V^0 \equiv \Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ should be checked. The invariant mass M_{V^0} is unmeasurable because so is the negative particle momentum $p_{\pi^-}^{\Lambda^0}$. For the above hypothesis one has $p_{\pi^-}^{\Lambda^0} = 144.0 \text{ MeV}/c$ which is significantly smaller than the pion momentum after the kink $p_{\pi^-} = (316.9 \pm 33.9) \text{ MeV}/c$. Thus, the hypothesis $V^0 \equiv \Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ not associated with the parent star should be rejected.

b) The same hypothesis for the first candidate for heavy H dibaryon ([3], Fig.1) should be rejected because of (i) a significant inequality $p_{\pi^-}^{\Lambda^0} = 151.0 < (269.0 \pm 13.1) \text{ MeV}/c$, (ii) the maximum sagitta of the presumed decay pion, $\delta = 0.86 \text{ cm}$, which is much larger than the observed one, (iii) the expected ionization of the decay pion $I/I^0 = 1.86$ against the observed minimum ionization, (iiii) the invariant mass of the V^0 for the $V^0 \rightarrow p\pi^-$ hypothesis equal to $(1828.5 \pm 97.2) \text{ MeV}/c^2$ [3].

c) For the second heavy H dibaryon ([3], Fig.2) one has (i) $p_{\pi}^{\Lambda^0} = 124.0 < (262.3 \pm 17.1)$ MeV/c, (ii) $\delta = 0.82$ cm against the one imperceptible by eye, (iii) the expected $I/I^0 = 2.3$ against 1.0.

We have enlarged the sample of the hypotheses on production reactions by the following ones $pB^+ \rightarrow HK_1^+K_2^+ (4V-7C)$, $A^0(S=-3)K_1^+K_2^+K^{*0}(4V-7C)$ each followed by reaction sequences $H \rightarrow p\Sigma^-$, $A^0 \rightarrow p\Xi^-$, $p^{12}C \rightarrow p^{12}C$, $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$, $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$, $K_1^+ \rightarrow \mu^+\nu$. Both failed to fit the event. For B^+ see Baryon Summary Tables [1].

Then the candidates for light H^0 dibaryons [6, 2] and for heavy ones H (No.1 and 2, [3]) were tried for the possibly miming reactions No.5 and 6, Table 2 of the present paper, with negative results.

Two suggestions for the H^+ No.1, [3] were made by Peaslee [16]. The hypothesis $H^+ \rightarrow p\Xi^0$, $\Xi^0 \rightarrow \pi^0\Lambda^0$, $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ failed to fit the event observed. Instead, the possible decay mode $H^+ \rightarrow \Sigma^+\Lambda^0$, $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$, $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ has led to the best-fit mass $M_{H^+} = (2368.0 \pm \pm 8.0)$ MeV/c² coinciding within the errors with the previous result [3] with an extra probability factor of 3.68 ± 10^{-4} .

We are very much obliged to Academician A.M.Baldin for his support of this work. Thanks are due to Prof. D.C.Peaslee for his suggestions and discussions. This work has been performed with a partial financial support of the Russian Foundation for Fundamental Research, Grant No.93-02-03923.

References

1. Montanet L. et al. — Review of Particle Properties, Phys. Rev., 1994, D50, vol.3, Part I.
2. Shahbazian B.A. et al. — Phys. Lett., 1990, B235, p.208.
3. Shahbazian B.A. et al. — Phys. Lett., 1993, B316, p.593.
4. Jaffe R.L. — Phys. Rev. Lett., 1977, 38, p.195.
5. Mulders P.J.G., Aerts A.T., de Swart J.J. — Phys. Rev., 1980, D21, p.2553.
6. Shahbazian B.A. et al. — JINR Rapid Communications, N3-84, Dubna, 1984, p.42; Shahbazian B.A. et al. — Z. Phys., 1988, C39, p.151.
7. Carlson A.G., Hooper J.E., King D.T. — Phil. Mag., 1950, 41, p.701.
8. Feinberg E.L. — JETP, 1949, 19, p.1098.
9. Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy, v.3, ed. Kai Siegbahn, N.-H. Publishing Co., Amsterdam, 1965.
10. Danysz M. et al. — Nucl. Phys., 1963, 49, p.121.
11. Prowse D.J. — Phys. Rev. Lett., 1966, 17, p.782.
12. Aoki S. et al. — Prog. Theor. Phys., 1991, 85, p.1287.
13. Quinn B. et al. — Proc. Int. Conf. «Baryons'92», June 1—4, 1992, Yale University, ed. Moshe Gai, p.278.

14. Quinn B. et al. — Talk given at Int. Conf. on Hypernuclear and Strange Particle Physics, July 4-8, 1994, Vancouver, Canada.
15. Lipkin Harry J. — Paper contributed to Int. Conf. «Baryons'92», June 1—4, 1992, Yale University, p.89.
16. Peaslee D.C., private communication.

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ К СБОРНИКАМ «КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ», №№1[64]—5[68], 1994

№1[64]

В.Г.Картавенко, В.В.Пупышев, Ф.Кантен О плоском ядерном вихре /На английском/	4
А.Д.Коваленко, Ю.А.Панебратцев, В.И.Юревич Источник нейтронов с жестким энергетическим спектром для испытания компонент детекторов на дубненском синхротроне /На английском/	12
В.К.Федянин, И.В.Пузынин, Х.Т.Холмуродов Моделирование динамики сорбции взаимодействующих частиц /На английском/	26
А.С.Фомичев и др. Влияние сигнального временного окна на световой выход CsI(Tl) /На английском/	33
Ю.И.Иваньшин Радиальные возбуждения легких мезонов /На английском/	40

№ 2[65]

Ю.Ф.Киселев, К.М.Дулиа, Т.О.Нииникоски Теория Q-метра /На английском/	5
А.М.Балдин и др. Эксперимент на новом сверхпроводящем ускорителе Нуклотрон при импульсе дейтронов 3,8 и 6,2 ГэВ/с /На английском/	26
А.А.Балдин и др. Некоторые результаты измерений временного разрешения МКП для минимально ионизирующих частиц /На английском/	33
Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо Кластеризация в процессах множественного рождения частиц в ядрах. Двухкластерные корреляции	40
С.В.Голоскоков, О.В.Селюгин A_{LL} -асимметрия в дифракционных реакциях и структура кварк-померонной вершины /На английском/	48
М.П.Иванов и др. Выходы и энергетические спектры ядер He, Li, Be в спонтанном делении ^{248}Cm	55

№ 3[66]

С.В.Афанасьев и др. Кремниевые лавинные МРП-детекторы с отрицательной обратной связью для времяпролетных систем /На английском/	5
М.Левитович и др. Идентификация дважды магического ядра ^{100}Sn в реакции $^{112}\text{Sn}(63 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{\text{nat}}\text{Ni}$ /На английском/	11
М.Г.Иткис и др. Мультимодальное деление нейтронодефицитных нуклидов Th и Ac /На английском/	19
И.В.Кузнецов и др. Инклюзивные энергетические спектры легких заряженных частиц (p, d, t, ^4He) в спонтанном делении ^{248}Cm	30
М.К.Гайдаров и др. Нуклонные корреляционные эффекты на Y-скейлинговых величинах в ядрах /На английском/	37

№ 4[67]

С.И.Федотов, В.К.Лукьянов Квазиклассическое описание однонуклонных передач в реакциях с тяжелыми ионами /На английском/	5
В.К.Лукьянов, А.В.Ембулаев, В.П.Пермяков Упругое и неупругое рассеяние тяжелых ионов в высокоэнергетическом приближении /На английском/	12
А.С.Фомичев и др. Экспериментальное изучение сечений деления и испарения в реакции $^6\text{He} + ^{209}\text{Bi}$ /На английском/	21
Е.В.Черных и др. Тензорная анализирующая способность T_{20} для реакции $d^{\uparrow} + ^{12}\text{C} \rightarrow p + X$ при $\Theta_p = 0^\circ$ в области высоких внутренних импульсов в дейтроне /На английском/	29
А.С.Артемов Внутренние мишени в нуклотроне /На английском/	40
И.А.Шелаев Активно экранированные СП магниты /На английском/	50

И.М.Ситник, В.П.Ладыгин, М.П.Рекало Использование поляризованной мишени в др-упругом рассеянии назад /На английском/	56
У.В.Черных Применение транспьютеров в системе сбора данных спектрометра ИНЕСС-АЛЬФА /На английском/	62
Ю.А.Троян и др. Узкие дибарионные резонансы с изотопическим спином $I = 2$ /На английском/	67

№ 5[68]

В.С.Барашенков, М.З.Юрьев О преобразованиях Лоренца при сверхсветовых скоростях	5
С.И.Тютюнников и др. Обнаружение фотохромного эффекта в высокотемпературных сверхпроводящих пленках в видимой области спектра	8
С.А.Авраменко и др. Программа гиперядерных исследований для нуклотрона /На английском/	14
А.С.Водопьянов, А.Б.Садовский Алгоритм выделения адронных струй в пространстве четырехмерных скоростей	21
Х.У.Абраамян и др. Исследование образования нейтральных частиц в релятивистских ядро-ядерных взаимодействиях на 90-канальном γ -спектрометре ЛВЭ. Результаты и перспективы /На английском/	29
В.П.Ладыгин, Н.Б.Ладыгина Когерентное рождение мезонов в реакции $dp \rightarrow {}^3\text{He}X$ /На английском/	37
Б.У.Амеева и др. Фрагментация релятивистских ядер-снарядов и А-зависимость ферми-импульсов нуклонов	43
Ю.А.Троян и др. Энергетические спектры γ -квантов из (d — пропан)-взаимодействий при импульсе $P_d = 1,25$ ГэВ/с на нуклон	51

JINR RAPID COMMUNICATIONS — 1994

CONTENTS

No.1[64]

V.G.Kartavenko, V.V.Pupyshev, P.Quentin On Plane Nuclear Vortex	4
A.D.Kovalenko, Yu.A.Panebratsev, V.I.Yurevich Spallation Neutron Source with Hard Energy Spectrum for Detector Component Testing at the Dubna Synchrophasotron	12
V.K.Fedyanin, I.V.Puzynin, Kh.T.Kholmurodov Simualtion of Non-Equilibrium Sorption Dynamics of the Interacting Particles	26
A.S.Fomichev et al. Effect of Pulse Time Gate on CsI(Tl) Light Output.....	33
Yu.I.Ivanshin On the Radial Excitations of the Light Mesons	40

No.2[65]

Yu.F.Kisselev, C.M.Dulya, T.O.Niinikoski Q-Meter Theory	5
A.M.Baldin et al. An Experimental Run on the New Superconducting Accelerator Nuclotron at 3.8 and 6.2 GeV/c Deuteron Momentum	26
A.A.Baldin et al. Some Results of MCP Timing Resolution Measurements with Minimum Ionizing Particles	33
N.Angelov, V.B.Lyubimov, R.Togoo Clusterization in Processes of Multiple Particle Production in Nuclei. Two-Cluster Correlations (In Russian)	40
S.V.Goloskokov, O.V.Selyugin The A_{LL} -Asymmetry in Diffractive Reactions and Structure of Quark-Pomeron Vertex	48
M.P.Ivanov et al: The Yields and Energy Spectra of He, Li and Be Nuclei in ^{248}Cm Spontaneous Fission (In Russian)	55

No.3[66]

S.V.Afanasiev et al. MRS Silicon Avalanche Detectors with Negative Feedback for Time-of-Flight Systems.....	5
M.Lewitowicz et al. Identification of the Doubly-Magic Nucleus ^{100}Sn in the Reaction ^{112}Sn (63 MeV/Nucleon) + ^{nat}Ni	11
M.G.Itkis et al. Multimodal Fission of Neutron-Deficient Nuclides of Th and Ac.....	19
I.V.Kuznetsov et al. The Inclusive Energy Spectra of Light Charged Particles (p, d, t, ^4He) from Spontaneous Fission of ^{248}Cm (In Russian)	30
M.K.Gaidarov et al. Nucleon Correlation Effects on Y-Scaling Quantities in Nuclei	37

No.4[67]

S.I.Fedotov, V.K.Lukyanov Quasi-Classical Description of One-Nucleon Transfer Reactions with Heavy Ions	5
V.K.Lukyanov, A.V.Embulaev, V.P.Permyakov On Elastic and Inelastic Heavy Ion Scattering in the High-Energy Approximation.....	12
A.S.Fomichev et al. Experimental Study of Fission and Evaporation Cross Sections for $^6\text{He} + ^{209}\text{Bi}$ Reaction	21
E.V.Chernykh et al. Tensor Analyzing Power T_{20} for $d^\uparrow + ^{12}\text{C} \rightarrow p + X$ at $\Theta_p = 0^\circ$ in the Region of High Internal Momenta in the Deuteron.....	29
A.S.Artiomov The Nuclotron Internal Targets	40
I.A.Shelaev Actively Screened SC Magnets	50
I.M.Sitnik, V.P.Ladygin, M.P.Rekalo Using of Polarized Target in Backward Elastic dp Scattering.....	56

E.V.Chernykh

Application of Transputers in the Data Acquisition System
of the INESS-ALPHA Spectrometer62

Yu.A.Troyan et al.

Narrow Dibaryon Resonances with Isotopic Spin $I = 2$ 67

No.5[68]

V.S.Barashenkov, M.Z.Yuriev

On the Lorentz Transformations with Superluminal Velocities (In Russian)5

S.I.Tyutyunnikov et al.

The Display of Photochromic Effect in the High Temperature Superconducting
Thin Films in the Visible Region of Spectrum (In Russian)8

S.A.Avramenko et al.

A Hypernuclear Program for the Nuclotron Accelerator14

A.S.Vodopianov, A.B.Sadovsky

Hadron Jets Finding Algorithm in the Four-Dimensional
Velocity Space (In Russian)21

Kh.U.Abraamyan et al.

Investigations of Neutral Particle Production by Relativistic Nuclei
on the LHE 90-Channel γ -Spectrometer29

V.P.Ladygin, N.B.Ladygina

Coherent Meson Production in the $dp \rightarrow {}^3\text{He}X$ Reaction37

B.U.Ameeva et al.

The Relativistic Projectile Nuclei Fragmentation and A-Dependence
of Nucleon Fermi-Momenta (In Russian)43

Yu.A.Troyan et al.

Energy Spectra of γ -Quanta from d-Propane Interactions
at Momentum $P_d = 1.25 \text{ GeV/c}$ per Nucleon (In Russian)51

**ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ К СБОРНИКАМ
«КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИАИ» 1[64]-5[68], 1994**

- | | | | |
|-----------------|------------|-------------------|------------|
| Абрамян Х.У. | — №2, с.26 | Гайдаров М.К. | — №3, с.37 |
| | — №5, с.29 | Гайтинов А.Ш. | — №5, с.43 |
| Авдейчиков В.В. | — №2, с.26 | Гицок М. | — №5, с.43 |
| Аветян Ф.А. | — №5, с.43 | Голоскоков С.В. | — №2, с.48 |
| Авраменко С.А. | — №5, с.14 | Голохвастов А.И. | — №5, с.14 |
| Амеева Б.У. | — №5, с.43 | Готра Ю.Н. | — №3, с.5 |
| Ангелов Н. | — №2, с.40 | Грживач Р. | — №3, с.11 |
| Андреева Н.П. | — №5, с.43 | Григалашвили Н.С. | — №5, с.51 |
| Анзон З.В. | — №5, с.43 | Гюльмо-Мюллер Д. | — №3, с.11 |
| Анисимов Ю.С. | — №2, с.26 | Давид И. | — №1, с.33 |
| | — №3, с.5 | | — №4, с.21 |
| Анн Р. | — №3, с.11 | Дзиковски Т. | — №4, с.29 |
| Антонов А.Н. | — №3, с.37 | Димитрова С.С. | — №3, с.37 |
| Аоно Т. | — №4, с.29 | Дулиа К.М. | — №2, с.5 |
| Аракелян С.Г. | — №4, с.67 | Елигбаева Г.Ж. | — №5, с.43 |
| Артемов А.С. | — №2, с.26 | Елишев А.Ф. | — №2, с.26 |
| | — №4, с.40 | Ембулаев А.В. | — №4, с.12 |
| Архипов В.В. | — №2, с.26 | Еременко Л.Е. | — №5, с.43 |
| Атанасов И. | — №2, с.26 | Ефимов Л.Г. | — №2, с.33 |
| Афанасьев С.В. | — №2, с.26 | Жежер В.Н. | — №3, с.5 |
| | — №3, с.5 | Жильцов В.Е. | — №4, с.29 |
| Базин Д. | — №3, с.11 | Задорожный С.В. | — №2, с.26 |
| Балалыкин Н.И. | — №5, с.8 | Запорожец С.А. | — №4, с.29 |
| Балдин А.А. | — №2, с.33 | Зарубин А.В. | — №4, с.29 |
| Балдин А.М. | — №2, с.26 | Зарубин П.И. | — №2, с.26 |
| Барашенков В.С. | — №5, с.5 | | — №3, с.5 |
| Беликов Ю.А. | — №5, с.14 | Зилич Дж. | — №3, с.11 |
| Берлев А.И. | — №2, с.26 | Золин Л.С. | — №4, с.29 |
| Богданов В.Г. | — №5, с.43 | Иванов М.П. | — №2, с.55 |
| Бондарев В.К. | — №2, с.26 | | — №3, с.30 |
| Бондаренко А.И. | — №5, с.43 | Иваньшин Ю.И. | — №1, с.40 |
| Боррель В. | — №3, с.11 | Ивата Т. | — №4, с.29 |
| Борча К. | — №3, с.11 | Иерусалимов А.П. | — №4, с.67 |
| Бубнов В.И. | — №5, с.43 | Изотов А.А. | — №4, с.29 |
| Букланов Г.В. | — №2, с.55 | Изъюрлов В.М. | — №5, с.29 |
| | — №3, с.30 | Исупов А.Ю. | — №2, с.26 |
| Бух Ю. | — №5, с.8 | Иткис М.Г. | — №3, с.19 |
| Валиев Ф.Ф. | — №2, с.33 | Калячкина Г.С. | — №5, с.43 |
| Ваутерс Дж. | — №3, с.11 | Кантен Ф. | — №1, с.4 |
| Водопьянов А.С. | — №5, с.21 | Каныгина Э.К. | — №5, с.43 |
| Вокал С. | — №5, с.43 | Картавенко В.Г. | — №1, с.4 |
| Вольский Р. | — №4, с.21 | Каширин В.А. | — №2, с.26 |

- Келлер Х. — №3, с.11
 Киселев Ю.Ф. — №2, с.5
 Коваленко А.Д. — №1, с.12
 — №2, с.26
 Кожин М.А. — №5, с.29
 Колганова Э.Д. — №5, с.43
 Колесников В.И. — №2, с.26
 — №3, с.5
 — №5, с.14
 Корр Дж. — №3, с.11
 Костанашвили Н.И. — №5, с.43
 Краснов В.А. — №2, с.26
 Краснов С.А. — №5, с.43
 Кришан В.М. — №5, с.43
 Кузнецов В.А. — №2, с.26
 Кузнецов И.В. — №2, с.55
 — №3, с.30
 Кушнирук В.Ф. — №2, с.55
 — №3, с.30
 Кушпиль В.В. — №3, с.5
 Ладыгин В.П. — №4, с.56
 — №5, с.37
 Ладыгина Н.Б. — №5, с.37
 Левитович М. — №3, с.11
 Литвиненко А.Г. — №2, с.26
 Лукстиньш Ю. — №5, с.14
 Лукьянов В.К. — №4, с.5
 — №4, с.12
 Лукьянов С.М. — №1, с.33
 — №3, с.11
 — №4, с.21
 Любимов В.Б. — №2, с.40
 Маевская А.И. — №2, с.26
 Максимкина Т.Н. — №5, с.43
 Малахов А.И. — №2, с.26
 — №3, с.5
 — №5, с.14
 Малахов Н.А. — №3, с.5
 Маньяков П.К. — №2, с.26
 Марутян Н.А. — №5, с.43
 Матюшевский Е.А. — №2, с.26
 Мелкумов Г.Л. — №2, с.26
 — №5, с.29
 Мигулина И.И. — №2, с.26
 Мороз В.И. — №4, с.67
- Мюллер А.С. — №3, с.11
 Нииникоски Т.О. — №2, с.5
 Никитин В.А. — №2, с.26
 Никифоров А.С. — №2, с.26
 Номоконов П.В. — №2, с.26
 Номофилов А.А. — №4, с.29
 Огава А. — №4, с.29
 Оганесян Ю.Ц. — №3, с.19
 — №4, с.21
 Оже Г. — №3, с.11
 Околович В.Н. — №3, с.19
 Панебратцев Ю.А. — №1, с.12
 Пантуев В.С. — №2, с.33
 Пашкевич В.В. — №3, с.19
 Пенев В.Н. — №2, с.26
 Пенионжкевич Ю.Э. — №1, с.33
 — №3, с.11
 — №4, с.21
 Перевозчиков В.Г. — №2, с.26
 Перельгин В.В. — №4, с.29
 Перельгин В.П. — №4, с.21
 Пермяков В.П. — №4, с.12
 Печенов В.Н. — №4, с.67
 — №5, с.51
 Плеханов Е.Б. — №4, с.67
 — №5, с.51
 Плющев В.А. — №5, с.43
 Пожарова Е.А. — №5, с.43
 Пужо Ф. — №3, с.11
 Пузынин И.В. — №1, с.26
 Пупышев В.В. — №1, с.4
 Пфюцнер М. — №3, с.11
 Резников С.Г. — №2, с.26
 — №3, с.5
 — №5, с.14
 Рекало М.П. — №4, с.56
 Рикачевский К. — №3, с.11
 Русакова В.В. — №5, с.43
 Русанов А.Я. — №3, с.19
 Рустамова Ш.А. — №5, с.43
 Руфанов И.А. — №2, с.26
 Садовский А.Б. — №5, с.21
 Саламатин В.С. — №2, с.55
 — №3, с.19
 Саркисян В.Р. — №5, с.43

- | | | | |
|------------------|------------|-----------------|------------|
| Сасаки Т. | — №4, с.29 | Фомичев А.С. | — №1, с.33 |
| Селюгин О.В. | — №2, с.48 | | — №3, с.11 |
| Семенов А.Ю. | — №2, с.26 | | — №4, с.21 |
| Ситник И.М. | — №4, с.56 | Хайдук М. | — №5, с.43 |
| Скобелев Н.К. | — №1, с.33 | Хайс М. | — №3, с.11 |
| | — №4, с.21 | Харитонов Ю.П. | — №4, с.21 |
| Скородько Т.Ю. | — №5, с.43 | Хасегава Т. | — №4, с.29 |
| Смиренкин Г.Н. | — №3, с.19 | Хачатурян М.Н. | — №5, с.29 |
| Смирницкий В.А. | — №5, с.43 | Холмуродов Х.Т. | — №1, с.26 |
| Смирнов В.А. | — №2, с.26 | Хорикава Н. | — №4, с.29 |
| Смолин Д.А. | — №4, с.29 | Хорозов С.А. | — №5, с.14 |
| Соболев Ю.Г. | — №2, с.55 | Хренов А.Н. | — №2, с.26 |
| | — №3, с.30 | Худавердян А.Г. | — №5, с.29 |
| Соловьева З.И. | — №5, с.43 | Хью Р. | — №3, с.11 |
| Сорлин О. | — №3, с.11 | Часников И.Я. | — №5, с.43 |
| Сотников В.Н. | — №4, с.29 | Чатрчян С.А. | — №5, с.29 |
| Стельмах А.П. | — №4, с.67 | Чернев Х.М. | — №5, с.43 |
| Стоицов М.В. | — №3, с.37 | Чернов Г.М. | — №5, с.43 |
| Струнов Л.Н. | — №4, с.29 | Черных Е.В. | — №4, с.29 |
| Сун-Цзин-Ян Г.Я. | — №5, с.43 | | — №4, с.62 |
| Сэн-Лоран М. | — №3, с.11 | Чубарян Г. | — №3, с.19 |
| Тарасов О.Б. | — №1, с.33 | Чубарян М.Я. | — №5, с.51 |
| | — №3, с.11 | Шабратова Г.С. | — №5, с.43 |
| | — №4, с.21 | Шаляпин В.Н. | — №5, с.8 |
| Тогоо Р. | — №2, с.40 | Шаров В.И. | — №4, с.29 |
| Тойода С. | — №4, с.29 | Шахова Ц.И. | — №5, с.43 |
| Толстов К.Д. | — №5, с.43 | Шелаев И.А. | — №4, с.50 |
| Топор В. | — №5, с.43 | Шерипо Дж. | — №3, с.11 |
| Троян А.Ю. | — №4, с.67 | Шмидт-Отт В.Д. | — №3, с.11 |
| Троян Ю.А. | — №4, с.67 | Шумбера М. | — №5, с.43 |
| | — №5, с.51 | Эргель М. | — №5, с.8 |
| Тютюнников, С.И. | — №5, с.8 | Юревич В.И. | — №1, с.12 |
| Федотов С.И. | — №4, с.5 | Юрьев М.З. | — №5, с.5 |
| Федянин В.К. | — №1, с.26 | Ямада Т. | — №4, с.29 |
| Феофилов Г.А. | — №2, с.33 | Янас З. | — №3, с.11 |
| Филиппов С.Н. | — №2, с.33 | | |

AUTHOR INDEX 1994

- | | | | |
|------------------|--------------|-----------------------|--------------|
| Abraamyan Kh.U. | — No.2, p.26 | | |
| | — No.5, p.29 | Chubarian G. | — No.4, p.62 |
| Afanasiev S.V. | — No.2, p.26 | Chubaryan M.Ya. | — No.3, p.19 |
| | — No.3, p.5 | Corre J.M. | — No.5, p.51 |
| Ameeva B.U. | — No.5, p.43 | David I. | — No.3, p.11 |
| Andreeva N.P. | — No.5, p.43 | | — No.1, p.33 |
| Angelov N. | — No.2, p.40 | | — No.4, p.21 |
| Anisimov Yu.S. | — No.2, p.26 | Dimitrova S.S. | — No.3, p.37 |
| | — No.3, p.5 | Dorfler T. | — No.3, p.11 |
| Anne R. | — No.3, p.11 | Dulya C.M. | — No.2, p.5 |
| Antonov A.N. | — No.3, p.37 | Dzikowski T. | — No.4, p.29 |
| Anzon Z.V. | — No.5, p.43 | Efimov L.G. | — No.2, p.33 |
| Aono T. | — No.4, p.29 | Eligbaeva G.Zh. | — No.5, p.43 |
| Arakelian S.G. | — No.4, p.67 | Elishev A.F. | — No.2, p.26 |
| Arkhipov V.V. | — No.2, p.26 | Embulaev A.V. | — No.4, p.12 |
| Artyomov A.S. | — No.2, p.26 | Eremenko L.E. | — No.5, p.43 |
| | — No.4, p.40 | Fedotov S.I. | — No.4, p.5 |
| Atanasov I. | — No.2, p.26 | Fedyanin V.K. | — No.1, p.26 |
| Auger G. | — No.3, p.11 | Feofilov G.A. | — No.2, p.33 |
| Avdeichikov V.V. | — No.2, p.26 | Filippov S.N. | — No.2, p.33 |
| Avetyan F.A. | — No.5, p.43 | Fomichev A.S. | — No.1, p.33 |
| Avramenko S.A. | — No.5, p.14 | | — No.3 p.11 |
| Balalykin N.I. | — No.5, p.8 | | — No.4, p.21 |
| Baldin A.A. | — No.2, p.33 | Gaidarov M.K. | — No.3, p.37 |
| Baldin A.M. | — No.2, p.26 | Gaitinov Sh. | — No.5, p.43 |
| Barashenkov V.S. | — No.5, p.5 | Gitsok M. | — No.5, p.43 |
| Bazin D. | — No.3, p.11 | Golokhvastov A.I. | — No.5, p.14 |
| Belikov Yu.A. | — No.5, p.14 | Goloskokov S.V. | — No.2, p.48 |
| Berlev A.I. | — No.2, p.26 | Gotra Yu.N. | — No.3, p.5 |
| Bogdanov V.G. | — No.5, p.43 | Grigalaschvili N.S. | — No.5, p.51 |
| Bondarenko A.I. | — No.5, p.43 | Grzywacz R. | — No.3, p.11 |
| Bondarev V.K. | — No.2, p.26 | Guillemaud-Mueller D. | — No.3, p.11 |
| Borcea C. | — No.3, p.11 | Haiduc M. | — No.5, p.43 |
| Borrel V. | — No.3, p.11 | Hasegawa T. | — No.4, p.29 |
| Bubnov V.I. | — No.5, p.43 | Horikawa N. | — No.4, p.29 |
| Buch J. | — No.5, p.8 | Hue R. | — No.3, p.11 |
| Buklanov G.V. | — No.2, p.55 | Huyse M. | — No.3, p.11 |
| | — No.3, p.30 | Ierusalimov A.P. | — No.4, p.67 |
| Chasnikov I.Ya. | — No.5, p.43 | Isupov A.Yu. | — No.2, p.26 |
| Chatrchyan S.A. | — No.5, p.29 | Itkis M.G. | — No.3, p.19 |
| Chernev Kh.M. | — No.5, p.43 | Ivanov M.P. | — No.2, p.55 |
| Chernov G.M. | — No.5, p.43 | | — No.3, p.30 |
| Chernykh E.V. | — No.4, p.29 | Ivanshin Yu.I. | — No.1, p.40 |
| | | Iwata T. | — No.4, p.29 |

- | | | | |
|--------------------|--------------|----------------------|--------------|
| Izotov A.A. | — No.4, p.29 | Lyubimov V.B. | — No.2, p.40 |
| Izyurov V.M. | — No.5, p.29 | Maevskaia A.I. | — No.2, p.26 |
| Janas Z. | — No.3, p.11 | Maksimkina T.N. | — No.5, p.43 |
| Jejer V.N. | — No.3, p.5 | Malakhov A.I. | — No.2, p.26 |
| Jergel M. | — No.5, p.8 | | — No.3, p.5 |
| Kalyachkina G.S. | — No.5, p.43 | | — No.5, p.14 |
| Kanygina E.K. | — No.5, p.43 | Malakhov N.A. | — No.3, p.5 |
| Kartavenko V.G. | — No.1, p.4 | Maniakov P.K. | — No.2, p.26 |
| Kashirin V.A. | — No.2, p.26 | Marutyan N.A. | — No.5, p.43 |
| Keller H. | — No.3, p.11 | Matyushevsky E.A. | — No.2, p.26 |
| Khachaturian M.N. | — No.5, p.29 | Melkumov G.L. | — No.2, p.26 |
| Kharitonov Yu.P. | — No.4, p.21 | | — No.5, p.29 |
| Kholmurodov Kh.T. | — No.1, p.26 | Migulina I.I. | — No.2, p.26 |
| Khorozov S.A. | — No.5, p.14 | Moroz V.I. | — No.4, p.67 |
| Khrenov A.N. | — No.2, p.26 | Mueller A.C. | — No.3, p.11 |
| Khudaverdyan A.H. | — No.5, p.29 | Niinikoski T.O. | — No.2, p.5 |
| Kisselev Yu.F. | — No.2, p.5 | Nikiforov A.S. | — No.2, p.26 |
| Kolesnikov V.I. | — No.2, p.26 | Nikitin V.A. | — No.2, p.26 |
| | — No.3, p.5 | Nomofilov A.A. | — No.4, p.29 |
| | — No.5, p.14 | Nomokonov P.V. | — No.2, p.26 |
| Kolganova E.D. | — No.5, p.43 | Oganessian Yu.Ts. | — No.3, p.19 |
| Kostanashvili N.I. | — No.5, p.43 | Ogawa A. | — No.4, p.29 |
| Kovalenko A.D. | — No.1, p.12 | Okolovich V.N. | — No.3, p.19 |
| | — No.2, p.26 | Panebratsev Yu.A. | — No.1, p.12 |
| Kozhin M.A. | — No.5, p.29 | Pantuev V.S. | — No.2, p.33 |
| Krasnov S.A. | — No.5, p.43 | Pashkevich V.V. | No.3, p.19 |
| Krasnov V.A. | — No.2, p.26 | Pechenov V.N. | — No.4, p.67 |
| Krishan V.M. | — No.5, p.43 | | — No.5, p.51 |
| Kushniruk V.F. | — No.2, p.55 | Penev V.N. | — No.2, p.26 |
| | — No.3, p.30 | Penionzhkevich Yu.E. | — No.1, p.33 |
| Kushpil V.V. | — No.3, p.5 | | — No.3, p.11 |
| Kuznetsov I.V. | — No.2, p.55 | | — No.4, p.21 |
| | — No.3, p.30 | Perelygin V.P. | — No.4, p.21 |
| Kuznetsov V.A. | — No.2, p.26 | Perelygin V.V. | — No.4, p.29 |
| Ladygin V.P. | — No.4, p.56 | Perevozchikov V.G. | — No.2, p.26 |
| | — No.5, p.37 | Permyakov V.P. | — No.4, p.12 |
| Ladygina N.B. | — No.5, p.37 | Pfutzner M. | — No.3, p.11 |
| Lewitowicz M. | — No.3, p.11 | Plekhanov E.B. | — No.4, p.67 |
| Litvinenko A.G. | — No.2, p.26 | | — No.5, p.51 |
| Lukstins J. | — No.5, p.14 | Plyushchev V.A. | — No.5, p.43 |
| Lukyanov S.M. | — No.1, p.33 | Pougheon F. | — No.3, p.11 |
| | — No.3, p.11 | Pozharova E.A. | — No.5, p.43 |
| | — No.4, p.21 | Pupyshev V.V. | — No.1, p.4 |
| Lukyanov V.K. | — No.4, p.5 | Puzynin I.V. | — No.1, p.26 |
| | — No.4, p.12 | Quentin P. | — No.1, p.4 |

- | | | | |
|--------------------|---------------|---------------------|--------------|
| Rekalo M.P. | — No.4, p.56 | Sorlin O. | — No.3, p.11 |
| Reznikov S.G. | — No.2, p.26 | Sotnikov V.N. | — No.4, p.29 |
| | — No.3, p.5 | Stelmakh A.P. | — No.4, p.67 |
| | — No.5, p.14 | Stoitsov M.V. | — No.3, p.37 |
| Rufanov I.A. | — No.2, p.26 | Strunov L.N. | — No.4, p.29 |
| Rusakova V.V. | — No.5, p.43 | Sun-Tszin-Yan G.Ya. | — No.5, p.43 |
| Rusanov A.Ya. | — No.3, p.19 | Szerypo J. | — No.3, p.11 |
| Rustamova Sh.A. | — No.5, p.43 | Tarasov O.B. | — No.1, p.33 |
| Rykaczewski K. | — No.3, p.11 | | — No.3, p.11 |
| Sadovsky A.B. | — No.5, p.21 | | — No.4, p.21 |
| Saint-Laurent M.G. | — No.3, p.11 | Togoo R. | — No.2, p.40 |
| Salamatin V.S. | — No.2, p.55 | Tolstov K.D. | — No.5, p.43 |
| | — No.3, p.19 | Topor V. | — No.5, p.43 |
| Sarkisyan V.R. | — No.5, p.43 | Toyoda S. | — No.4, p.29 |
| Sasaki T. | — No.4, p.29 | Troyan A.Yu. | — No.4, p.67 |
| Schmidt K. | — No.3, p.11 | Troyan Yu.A. | — No.4, p.67 |
| Schmidt-Ott W.D. | — No.3, p.11 | | — No.5, p.51 |
| Selyugin O.V. | — No.2, p.48 | Tyutyunnikov S.I. | — No.5, p.8 |
| Semenov A.Yu. | — No.2, p.26 | Valiev F.F. | — No.2, p.33 |
| Shabratova G.S. | — No.5, p.43 | Vodopianov A.S. | — No.5, p.21 |
| Shakhova Ts.I. | — No.5, p.43 | Vokal S. | — No.5, p.43 |
| Shalyapin V.N. | — No.5, p.8 | Wolski R. | — No.4, p.21 |
| Sharov V.I. | — No.4, p.29 | Wouters J. | — No.3, p.11 |
| Shelaev I.A. | — No.4, p.50 | Yamada T. | — No.4, p.29 |
| Shumbera M. | — No.5, p.43 | Yurevich V.I. | — No.1, p.12 |
| Sitnik I.M. | — No.4, p.56 | Yuriev M.Z. | — No.5, p.5 |
| Skobelev N.K. | — No.1, p.33. | Zadorozhny S.V. | — No.2, p.26 |
| | — No.4, p.21 | Zaporozhets S.A. | — No.4, p.29 |
| Skorodko T.Yu. | — No.5, p.43 | Zarubin A.V. | — No.4, p.29 |
| Smirenkin G.N. | — No.3, p.19 | Zarubin P.I. | — No.2, p.26 |
| Smirnitsky V.A. | — No.5, p.43 | | — No.3, p.5 |
| Smirnov V.A. | — No.2, p.26 | Zhiltsov V.E. | — No.4, p.29 |
| Smolin D.A. | — No.4, p.29 | Zolin L.S. | — No.4, p.29 |
| Sobolev Yu.G. | — No.2, p.55 | Zylicz J. | — No.3, p.11 |
| | — No.3, p.30 | | |
| Solovieva Z.I. | — No.5, p.43 | | |