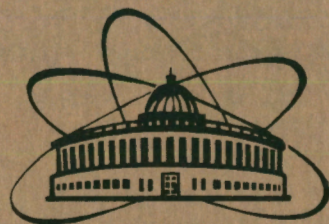


15 17

ISSN 0234-5366



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

5[68]-94

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

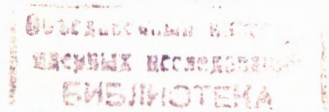
ДУБНА

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

5[68]-94

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
collection



Дубна 1994

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

В.С.Барашенков, М.З.Юрьев О преобразованиях Лоренца при сверхсветовых скоростях V.S.Barashenkov, M.Z.Yuriev On the Lorentz Transformations with Superluminal Velocities	5
С.И.Тютюнников, В.Н.Шаляпин, Н.И.Балалыкин, Ю.Бух, М.Эргель Обнаружение фотохромного эффекта в высокотемпературных сверхпроводящих пленках в видимой области спектра S.I.Tyutyunnikov, V.N.Shalyapin, N.I.Balalykin, J.Buch, M.Jergel The Display of Photochromic Effect in the High Temperature Superconducting Thin Films in the Visible Region of Spectrum	8
S.A.Avramenko, Yu.A.Belikov, A.I.Golokhvastov, S.A.Khorozov, V.I.Kolesnikov, J.Lukstins, A.I.Malakhov, S.G.Reznikov A Hypernuclear Program for the Nuclotron Accelerator С.А.Авраменко, Ю.А.Беликов, А.И.Голохвастов, С.А.Хорозов, В.И.Колесников, Ю.Лукстиньш, А.И.Малахов, С.Г.Резников Программа гиперядерных исследований для нуклотрона	14
А.С.Водопьянов, А.Б.Садовский Алгоритм выделения адронных струй в пространстве четырехмерных скоростей A.S.Vodopianov, A.B.Sadovsky Hadron Jets Finding Algorithm in the Four-Dimensional Velocity Space	21
Kh.U.Abraamyan, S.A.Chatrchyan, V.M.Izyurov, M.N.Khachaturian, M.A.Kozhin, G.L.Melkumov, A.H.Khudaverdyan Investigations of Neutral Particle Production by Relativistic Nuclei on the LHE 90-Channel γ -Spectrometer. Results and Perspectives Х.У.Абраамян, С.А.Чатрчян, В.М.Изьюров, М.Н.Хачатурян, М.А.Кожин, Г.Л.Мелкумов, А.Г.Худавердян Исследование образования нейтральных частиц в релятивистских ядро-ядерных взаимодействиях на 90-канальном γ -спектрометре ЛВЭ. Результаты и перспективы	29

V.P.Ladygin, N.B.Ladygina

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

В.П.Ладыгин, Н.Б.Ладыгина

Когерентное рождение мезонов в реакции $dp \rightarrow {}^3\text{He}X$ 37

Б.У.Амеева, Н.П.Андреева, З.В.Анзон, В.И.Бубнов,
А.Ш.Гайтинов, Г.Ж.Елигбаева, Л.Е.Еременко, Г.С.Калячкина,
Э.К.Каныгина, И.Я.Часников, Ц.И.Шахова, М.Гицок,
В.Топор, М.Хайдук, С.А.Краснов, В.В.Русакова,

К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова, **Т.Н.Максимкина**,

Г.Я.Сун-Цзин-Ян, Ф.А.Аветян, В.М.Кришан, Н.А.Марутян,
В.Р.Саркисян, С.Вокал, В.Г.Богданов, В.А.Плюшев,
З.И.Соловьева, Э.Д.Колганова, Е.А.Пожарова, Т.Ю.Скородько,
В.А.Смирнитский, М.Шумбера, Х.М.Чернев, А.И.Бондаренко,
Ш.А.Рустамова, Г.М.Чернов, Н.И.Костанашвили

Фрагментация релятивистских ядер-снарядов

и A-зависимость ферми-импульсов нуклонов

B.U.Ameeva, N.P.Andreeva, Z.V.Anzon, V.I.Bubnov,
Sh.Gaitinov, G.Zh.Elighbaeva, L.E.Eremenko, G.S.Kalyachkina,
E.K.Kanygina, I.Ya.Chasnikov, Ts.I.Shakhova, M.Gitsok,
V.Topor, M.Haiduc, S.A.Krasnov, V.V.Rusakova,

K.D.Tolstov, G.S.Shabratova, **T.N.Maksimkina**,

G.Ya.Sun-Tszin-Yan, F.A.Avetyan, V.M.Krishan, N.A.Marutyan,
V.R.Sarkisyan, S.Vokal, V.G.Bogdanov, V.A.Plyushchev,
Z.I.Solovjeva, E.D.Kolganova, E.A.Pozharova, T.Yu.Skorodko,
V.A.Smirnitsky, M.Shumbera, Kh.M.Chernev, A.I.Bondarenko,
Sh.A.Rustamova, G.M.Chernov, N.I.Kostanashvili

The Relativistic Projectile Nuclei Fragmentation

and A-Dependence of Nucleon Fermi-Momenta 43

Ю.А.Троян, М.Я.Чубарян, Е.Б.Плеханов,

В.Н.Печенов, Н.С.Григалашвили

Энергетические спектры γ -квантов

из (d — пропан)-взаимодействий

при импульсе $P_d = 1,25$ ГэВ/с на нуклон

Yu.A.Troyan, M.Ya.Chubaryan, E.B.Plekhanov,
V.N.Pechenov, N.S.Grigalaschvili

Energy Spectra of γ -Quanta from d-Propane Interactions

at Momentum $P_d = 1.25$ GeV/c per Nucleon 51

О ПРЕОБРАЗОВАНИЯХ ЛОРЕНЦА ПРИ СВЕРХСВЕТОВЫХ СКОРОСТЯХ

В.С.Барашенков, М.З.Юрьев*

Трудности обобщения преобразований Лоренца на область сверхсветовых скоростей обусловлены нарушением условия коллинеарности движения систем координат. Предложена форма преобразований, устраняющая это противоречие и применимая при любых скоростях.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

On the Lorentz Transformations with Superluminal Velocities

V.S.Barashenkov, M.Z.Yuriev

The difficulties of superluminal generalization of the Lorentz transformations are due to a violation of the collinearity of the reference frame motion. The transformations are proposed which obviate the contradiction and are applied for any velocities.

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

В нелокальных теориях, где на малых расстояниях допускаются сверхсветовые сигналы, пространственно- и времяподобные точки в области $x < \lambda$ (λ — константа нелокальности) совершенно равноправны и система координат может быть связана с любой из них. Другими словами, теория обязана быть инвариантной относительно лоренцевских преобразований как с досветовыми, так и со сверхсветовыми скоростями. Лишь в этом случае теория может считаться последовательно релятивистски-инвариантной. Этому требованию должна удовлетворять и теория сверхсветовых частиц тахионов, являющаяся корпускулярной реализацией гипотезы о нелокальности. Однако Л.Мэрчилдон с соавторами показал, что в пространстве-времени с числом измерений, большим двух, сверхсветовые обобщения известных нам лоренцевских преобразований расширяют группу Лоренца до полной группы линейных

*Промышленная группа ИНТЕРПРОМ, Москва

преобразований с единичным определителем [1], когда несколько последовательных преобразований Лоренца приводят к ненаблюдаемым на опыте симметриям.

Многочисленные попытки устранить трудности не привели к успеху (см. об этом работу [1] и обзор [2]).

Тем не менее, можно думать, что трудности обусловлены не существом дела, а противоречивостью рассматривавшихся преобразований. По условию их вывода они относятся к случаю параллельно движущихся координатных осей x и x' , однако в сверхсветовой области происходит перестановка временной и одной из пространственных осей: если $|v| < c$, лоренцевские преобразования имеют вид

$$\left. \begin{aligned} x' &= \gamma (x - vt), & t' &= \gamma (t - xv/c^2), \\ y' &= y, \quad z' = z, & \gamma &= (1 - v^2/c^2)^{-1/2}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

а в сверхсветовой области, при $|v| > c$,

$$\left. \begin{aligned} x' &= \varepsilon \gamma (t - xw/c^2), & t'c &= \varepsilon \gamma (x - tw), \\ y' &= y, \quad z' = z, & \gamma &= (1 - w^2/c^2)^{-1/2}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где $\varepsilon = v/|v|$, $w = c^2/v$.

Как видим, переменная $(t'c)$ преобразуется здесь как пространственная, а (x'/c) как временная координата. Это означает, что преобразованная точка (x', t') располагается в другом конусе четырехмерного пространства-времени, и это нарушает исходное условие коллинеарности. По существу мы имеем тут дело не с преобразованием координатной системы, когда одно и то же событие рассматривается с двух разных точек зрения, а с чисто математической операцией, устанавливающей соответствие (mapping) точек, расположенных внутри и вне светового конуса.

Чтобы удовлетворить условию коллинеарности старых и новых координатных осей, следует рассматривать переменные $(t'c)$ и (x'/c) , соответственно, в качестве пространственной координаты и времени сверхсветовой области, как они и воспринимаются находящимся там наблюдателем:

$$\left. \begin{aligned} x' &= \varepsilon \gamma (x - tu), & t' &= \varepsilon \gamma (t - xu/c^2), \\ y' &= y, \quad z' = z, & \gamma &= (1 - u^2/c^2)^{-1/2}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где $u = v$ и $\varepsilon = 1$, если $|v| < c$, и $u = c^2/v$, $\varepsilon = v/|v|$ при $|v| > c$.

Преобразования (3) составляют группу, никаких дополнительных, ненаблюдаемых на опыте симметрий при этом не возникает. Координатные оси остаются коллинеарными (соответственно квадратичная форма не меняет знака), и закон сложения скоростей приобретает вид

$$U = (u_1 + u_2)/(1 + u_1 u_2/c^2), \quad (4)$$

где величина U интерпретируется в зависимости от того, в какой системе координат рассматривается конечное событие (x'', t'') . Если оно в досветовой (этому соответствуют случаи сложения двух досветовых или двух сверхсветовых скоростей v_i), то правая часть выражения (4) равна $(v_1 + v_2)/(1 + v_1 v_2/c^2)$ и $U = V$ — суммарная скорость. Если же (x'', t'') в сверхсветовой системе (этому соответствуют случаи сложения до- и сверхсветовой скорости), то $U = (1 + v_1 v_2/c^2)/(v_1 + v_2) = 1/V$.

Интересно, что при сложении сверхсветовых скоростей суммарная скорость всегда меньше световой. В граничном случае, когда $v_i \rightarrow c$, $V \rightarrow c$; при $v \rightarrow \infty$ суммарная скорость $V \rightarrow 0$.

Таким образом, нелокальные теории и их частичный случай теория тахионов могут быть сформулированы в релятивистски-инвариантной форме, симметричной относительно до- и сверхсветовых скоростей.

Литература

1. Marchildon L., Antipp A., Everett A. — Phys. Rev., 1983, v.D27, p.1740.
2. Recami E. — Revista Nuovo Cimento, 1986, v.9, p.1.

ОБНАРУЖЕНИЕ ФОТОХРОМНОГО ЭФФЕКТА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

С.И.Тютюнников, В.Н.Шаляпин, Н.И.Балалыкин,
Ю.Бух, М.Эргель

В ВТСП-пленках обнаружен фотохромный эффект, который выражается в увеличении поглощения света для длин волн $\lambda \leq 0,7$ мкм с увеличением экспозиционной дозы. Величина фотохромного эффекта и время нарастания коррелируют с температурой сверхпроводящего перехода.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

The Display of Photochromic Effect in the High Temperature Superconducting Thin Films in the Visible Region of Spectrum

S.I.Tyutyunnikov, V.N.Shalyapin, N.I.Balalykin,
J.Buch, M.Jergel

The photochromic effect has been found in the HTSC films. It is manifested in the increase of light absorption for the wavelengths $\lambda \leq 0.7 \mu\text{m}$ when the exposition dose is increased. The value of photochromic effect and its time transition depend on the temperature of superconducting transition.

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

В настоящее время получен обширный экспериментальный материал по оптическим свойствам высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), прежде всего УВСО в области электронных возбуждений $\hbar\omega > 1$ эВ [1]. Однако во всех этих исследованиях в поведении ВТСП-пленок не наблюдались эффекты взаимодействия излучения со структурой, которые приводили бы к эффектам оптической памяти. При исследовании болометрических характеристик УВСО-структуры [2] было замечено, что резистивный отклик уменьшается со временем экспозиции. Целью настоящей работы явилось установление закономерностей оптического поглощения в видимой области спектра на ВТСП-пленках разного состава: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (УВСО), $\text{Bi}_2(\text{Pb})\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ (BSCCO), TiBaCaCuO_x (TBCCO).

Эксперимент

Измерения пропускания ВТСП-пленок были выполнены по однолучевой схеме. Источник излучения — спектральная лампа накаливания СИ8-200У, свет от которой проектировался сферическим зеркалом на щель монохроматора МДР-2 с диапазоном перестройки по длинам волн $0,2 + 2,5$ мкм. После монохроматора был установлен оптический криостат прокачного типа с регулируемой температурой в диапазоне $5 + 300$ К. Детектором прошедшего излучения служил ФЭУ-100 с большим динамическим диапазоном и малым темновым током $I_T \leq 10^{-11}$ А. Сигнал с детектора излучения ФЭУ или резистивный сигнал с пленки ВТСП измерялся двухкоординатным электронным потенциометром ЛКС-4-003.

Сканирование по длинам волн осуществлялось поворотом дифракционной решетки шаговым двигателем, который имел регулировку по скоростям и управлялся от внешнего запуска. Спектр пропускания определялся как отношение амплитуд сигналов от прошедшего сквозь объект излучения u_1 и от прошедшего сквозь чистую подложку из MgO излучения u_0 :

$$\Phi(\lambda_i) = u_1 / u_0.$$

Временная стабильность источника излучения в течение нескольких часов работы была не хуже 0,5% и специально контролировалась.

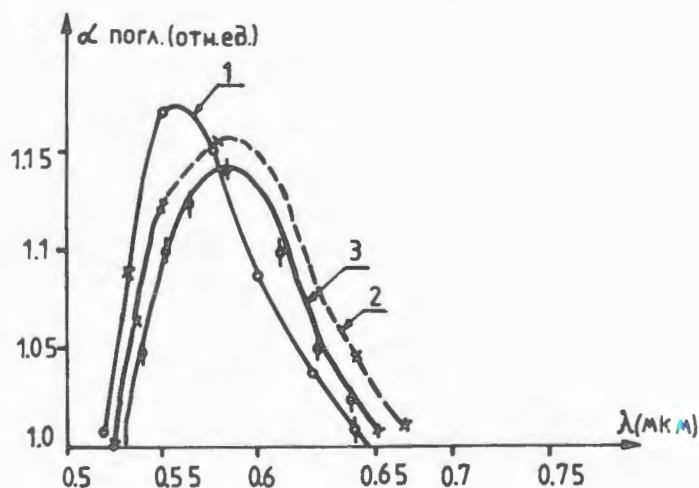


Рис. 1. Спектры поглощения пленок: 1 — BSCCO ($T_c = 80$ К); 2 — TBCCO ($T_c = 86$ К); 3 — TBCCO ($T_c = 87$ К) при $T = 300$ К

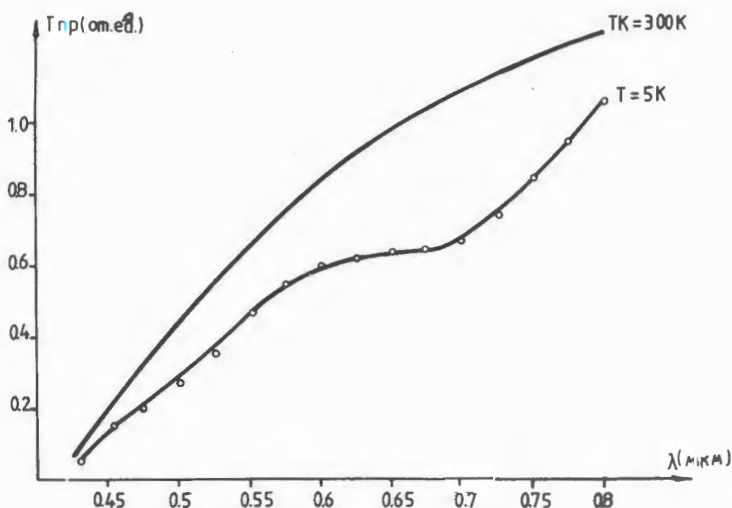


Рис.2. Спектры пропускания пленки YBCO при температуре 300 и 5 К

Были измерены спектры пропускания пленок YBCO ($T_c = 77$ К), BSCCO ($T_c = 80$ К), TBCCO ($T_c = 86$ и 87 К). Пленки были изготовлены на подложках из MgO нанесением аэрозоли из пневматического распылителя стехиометрических водных растворов нитратов [3]. Температуры переходов T_c определялись по 4-точечной методике. Толщина пленок была в пределах 1 мкм. Все пленки были ориентированы и текстурированы. На рис.1 показаны спектры поглощения пленок BSCCO, TBCCO. На рис.2 показан спектр пропускания YBCO, меняющийся в зависимости от температуры пленки. Выполненные измерения спектров пропускания были проведены при падающей мощности излучения $P < 10^{-4}$ Вт для $\lambda = 0,6$ мкм. При измерениях спектра пропускания на длинах волн $\lambda \leq 0,6$ мкм обнаружилось, что при падающей мощности излучения $P \geq P_{\text{порог}} = 2 \cdot 10^{-4}$ Вт происходит уменьшение коэффициента пропускания в течение облучения.

На рис.3 показаны временные зависимости пропускания пленки BSCCO для длины волны $\lambda = 0,65$ мкм при разных температурах. В зависимости от дозы облучения, определяемой временем, пропускание уменьшается. Измерения, проведенные на других пленках, также показывают наличие индуцированного падающим светом фотопоглощения для длины волны $\lambda = 0,65$ мкм.

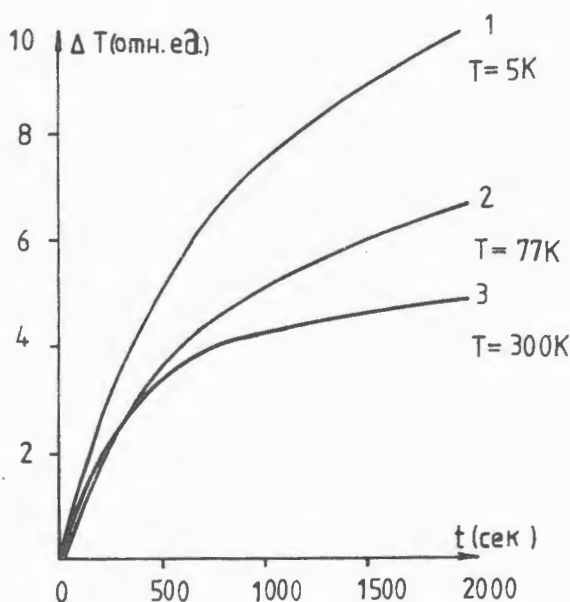


Рис.3. Изменение пропускания в течение времени экспозиции для пленки BSCCO при падающей мощности излучения $P > P_{\text{пор}}$ при температуре 300, 77, 5 К, $\lambda = 0,65$ мкм

Таблица

Тип пленки	УВСО	BSCCO	ТВССО
T_c , К	77	80	87
$\frac{ \Delta\Phi }{\Phi_0}$, %	17	12	5

В таблице представлены значения абсолютной величины уменьшения пропускания при одинаковой дозе облучения для $\lambda = 0,65$ мкм, температура измерения $T = 77$ К.

Временное поведение изменения пропускания, как показали эксперименты, описывается зависимостью типа

$$\left| \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \right| = \text{const} (1 - e^{-kt}). \quad (1)$$

В неорганических кристаллах [4] и слоистых перовскитоподобных соединениях типа $\text{Bi A}_{n-1} \text{B}_n \text{O}_{3n+1}$ наблюдается фотохромный эффект,

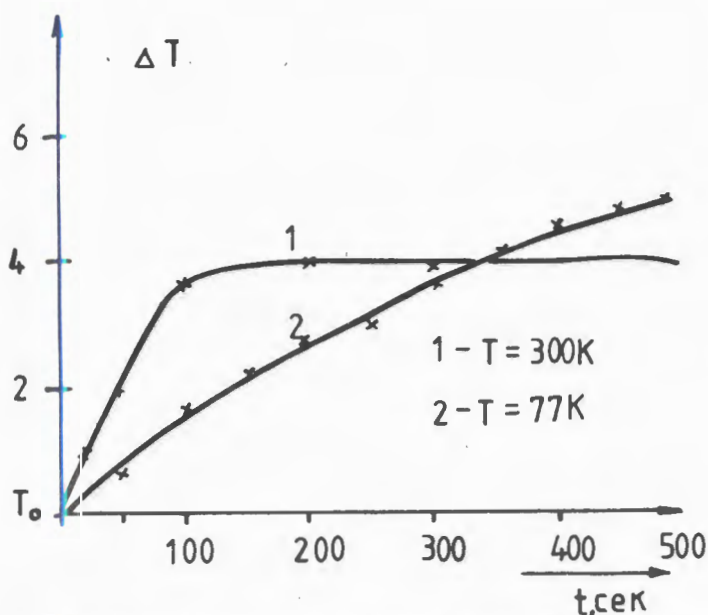


Рис. 4. Изменение пропускания для пленки ТВССО на длине волны $\lambda = 0,65$ мкм в течение экспозиции облучения

который объясняется наличием кислородных вакансий, на основе которых образуются долгоживущие метастабильные состояния. Как видно из таблицы, для ВТСП-пленок с меньшей температурой перехода значение $\frac{|\Delta\Phi|}{\Phi}$ значительно больше, чем для пленок с большим значением T_c .

Сравнение времен нарастания фотохромного поглощения также показывает, что в зависимости от температуры перехода величина времени нарастания разная: чем выше T_c , тем меньше время нарастания. Поскольку кислородные вакансии в плоскостях CuO_2 определяют температуру перехода, то наблюдаемые зависимости можно объяснить кислородными вакансиями в плоскостях. Сравнение величины фотохромного поглощения пленок разного состава: от УВСО, где есть и две проводящие плоскости CuO_2 , и плоскости цепочек CuO_x , до ТВССО, где есть только плоскости CuO_2 , — позволяет сделать вывод о том, что наблюдаемый эффект определяется плоскостями CuO_2 .

Наблюдаемый фотохромный эффект может быть использован для диагностики кислородных вакансий и, соответственно, для контроля качества пленки без электрических измерений.

Литература

1. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников. — Под ред. Д.М.Гинзберга. М.: Мир, 1990, с.341.
2. Тютюнников С.И., Шаляпин В.Н. — Сообщение ОИЯИ Р14-92-575, Дубна, 1992.
3. Jergel Y.M. et al. — Supercond. Sci. Technol., 1990, No.5, p.663.
4. Барачевский В.А. и др. — Фотохромизм и его применение. М.: Наука, 1977, с.105.

Рукопись поступила 22 июля 1994 года.

A HYPERNUCLEAR PROGRAM FOR THE NUCLOTRON ACCELERATOR

S.A.Avramenko, Yu.A.Belikov, A.I.Golokhvastov, S.A.Khorozov,
V.I.Kolesnikov, J.Lukstins, A.I.Malakhov, S.G.Reznikov

Hypernuclei have been investigated (production and decays) in the Dubna synchrophasotron beams. However, the experiments were interrupted due to a low data collection rate. The beams of the new accelerator Nuclotron allow one to increase the available statistics by a factor of 100 or more. Therefore hypernuclear lifetimes can be measured within 2% errors significantly exceeding the results of the previous experiments. The study of $^3\Lambda\text{H}$ properties is discussed. It is possible to make an attempt to investigate the Coulomb dissociation of the hypernucleus.

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

Программа гиперядерных исследований для нуклотрона

С.А.Авраменко и др.

В пучках синхрофазотрона ОИЯИ были проведены исследования гиперядер (рождения и распада), но эксперименты были прекращены из-за малой скорости накопления данных. Пучки нового ускорителя (нуклотрона) позволят увеличить статистики в 100 или более раз. Это позволит измерить времена жизни гиперядер с точностью 2%, что существенно превышает ранее полученные результаты. Обсуждается также исследование свойств $^3\Lambda\text{H}$, в частности — кулоновской диссоциации этого гиперядра.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

At the end of the 80-ies hypernuclear experiments were performed on the Dubna synchrophasotron ion beams ^3He , ^4He , ^6Li). The production cross sections of $^4\Lambda\text{H}$ and $^3\Lambda\text{H}$ as well as the lifetime of $^4\Lambda\text{H}$ [1,2] were measured. The advantage of these experiments were low background, unambiguous identification of the observed hypernuclei and a reasonable trigger efficiency. It was also shown that in the case of lifetime measurements this approach was practically free from systematic errors and very effective. However, the experiments were interrupted because of the low statistics available due to the large memory time (3–5 μs) of the streamer chamber used in these experiments, combined with a low value (3–5%) of synchrophasotron duty cycle.

Because of the scheduled ion beams [3] of the new Nuclotron accelerator there is expected a significant increase of the registration rate. The most obvious source of the improvement may come as a result of a significantly enlarged beam duty time value (75%). Another way to increase the data-collection rate is the use of proportional chambers for momentum measurements. Either way, the data-collection rate can be increased by at least a factor of 100.

This increase is most important when estimating the possible results of our hypernuclear program for the Nuclotron accelerator. It was suggested to measure the lifetimes for ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ hypernuclei as well as the absorption cross sections of ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ on different targets during the initial runs of the Nuclotron. If the statistics are increased by a factor of 100 the lifetimes will be measured within a 3–5% accuracy — significantly better than in previous experiments [2,4,5] where an accuracy of 12–20% was achieved in the best case while the lifetime of the ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ was known with errors not better than 50%.

As in our previous experiments [2], the two-particle decay of hypernuclei will be used when a π^- is emitted:

$${}^A_Z \rightarrow {}^A_{(Z+1)} + \pi^-. \quad (1)$$

Let us consider the method of registration using the production and decay of a hypertriton as an example:

$${}^3\text{He} + \text{C} \rightarrow {}^3_{\Lambda}\text{H} + \dots \quad (2)$$

$${}^3_{\Lambda}\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^-. \quad (3)$$

A schematic layout of the detectors is presented in the Figure. The ${}^3\text{He}$ beam hits target (T) where ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ hypernuclei are produced. If the hypernuclei decay inside a vacuumized volume, then the direction of ejectile nuclei as well as of π^- is measured in the chambers H_1 and H_2 and the decay point of hypernuclei is determined. In the chambers H_3 and H_4 the direction of ejectile nuclei is determined downstream the analyzing magnet (M) and the momentum of the ejectile is thus measured.

The trigger is designed to register a specific change of nuclear charge in the decay reaction (3). The counters B (Cerenkov and scintillators) should be tuned to register a relativistic particle (${}^3_{\Lambda}\text{H}$) with charge 1 in coincidence with the counters C which had to define that the same nucleus has now

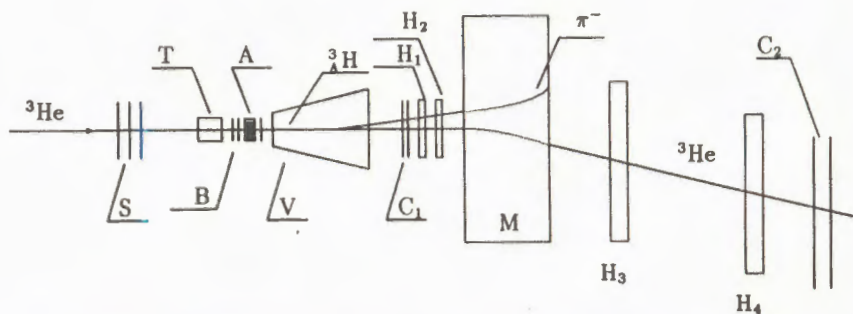


Figure. A schematic (not scaled) layout of the experimental facility. S — beam counters; T — target; A — absorber; B , C_1 and C_2 counters measuring the charge of a nucleus; V — vacuum tank; M — analyzing magnet; H_{1-4} — proportional chamber units

charge 2 after the decay. Our experiments [2] have shown a background damping of 5—6 orders and a high geometrical acceptance.

To estimate the available registration rate for any experiment one should know the production cross sections. The production cross sections for ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li , ^{12}C and ^{19}F beams were calculated in [6,7] at a $3.7 \times A$ GeV energy. Our experiments on the $^3_\Lambda\text{H}$ and $^4_\Lambda\text{H}$ production cross sections in the ^3He , ^4He and ^6Li beams at the same energy have confirmed [2] these calculations. Considering the energy dependence, there are controversial predictions: calculations of [8] give an increase of the production cross sections by a factor of 2—3 at a $6 \times A$ GeV energy available on the Nuclotron accelerator while in the model [6,7] no increase is predicted (see [9]). However, the energy dependence has not been proved experimentally and we use cross sections measured [2] or calculated [6,7] at $3.7 \times A$ GeV for all estimations.

The Table shows our estimations of the expected number of hypernuclear decays per a day of Nuclotron run. N shows the number of events that can be observed and identified. We take into consideration: fraction of decays with π^- emitted, fraction of decays inside the vacuum volume V , efficiency of the counters, losses of hypernuclei or daughter nuclei due to their interactions in detector elements and losses of nonidentified events when the angle between π^- and the daughter nucleus is too small. The expected number of the events allows one to be quite realistic in hoping to measure the lifetimes of hypernuclei within 3—5% errors.

The expected accuracy of the experiments will be sufficient to check the calculations [10,11] for the models where variations of the order of 10% in hypernuclear decay rates are predicted depending on different assumptions

Table. Expected number N events
per 24 hours

Beam	Hypernucleus	N
^3He	$^3_{\Lambda}\text{H}$	100
^4He	$^4_{\Lambda}\text{H}$	600
^6Li	$^6_{\Lambda}\text{He}$	400

of ΛN interaction characteristics. When models of ΛN interactions include a set of assumptions on nuclear and hypernuclear wave functions, distortion of pion wave function, etc., one may assume that a set of lifetime measurements must be obtained to exclude accidental coincidence between the model prediction and experimental value for a hyper-

nucleus. On the other hand, in experiments, where the lifetime is measured as a delay of a counter signal, errors are of the order of 10% [5]. It seems to be a rather hard task to reduce them. Really, the main source of these errors are technical and background problems, and a very sophisticated apparatus must be invented to solve these problems. Considering the experimental data on lifetime of the $^3_{\Lambda}\text{H}$ hypernucleus obtained up to now, the errors are so large ($\approx 50\%$) that these results are practically useless for contemporary theory. In other words, for the $^3_{\Lambda}\text{H}$ hypernucleus suggested experiments will provide a dramatic improvement in accuracy. Moreover, these suggested experiments will provide data on lifetimes of different hypernuclei that can be used as a real test of models.

Considering experiments in a ^3He beam, we can, for the first time, investigate the interactions of hypernuclei. Indeed, the decay range of $^3_{\Lambda}\text{H}$ produced in the Nuclotron ^3He beam is of the order of 45 cm, therefore one can insert different absorbers into «the beam of $^3_{\Lambda}\text{H}$ » to study the electromagnetic dissociation of the hypernuclei.

It should be noted that the hypertriton is very important for theory as the lightest stable nuclear system with strange particle (Λ) embedded. In any case this system is significant to calculate few body models as well as to understand ΛN interaction. The binding energy B_{Λ} of the hypertriton is one of the basic parameters (see [12,13]). From the analysis of experimental data in [14], $B_{\Lambda} = 0.13 \pm 0.05$ MeV was obtained. The error is statistical. The systematic error was estimated [14] to be 0.04 ± 0.02 MeV. The mass of Λ also was measured in [14], and the result $m_{\Lambda} = 1115.57 \pm 0.03$ MeV differs by 3 values of standard deviation from the recent measurement [15], where $m_{\Lambda} = 1115.678 \pm 0.063 \pm 0.006$ MeV. This discrepancy also indicates the presence of problems because of systematic errors in [14]. Anyway,

the binding energy of Λ in the hypertriton nucleus can be between 10—20 KeV and 200—250 KeV. The systematic error exceeds the lowest possible value of the binding energy, and therefore the measurement accuracy cannot be improved by using this method. However, such a low binding energy can be measured using the investigation of Coulomb dissociation of the ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ hypernucleus. The calculations [16] have shown that the Coulomb dissociation cross section increases from a barn value up to tens of barns, while the assumed value of binding energy runs from 200 KeV down to 10 KeV. Such a dramatic sensitivity to binding energy allows one to eliminate significantly uncertainty in B_{Λ} by quite a crude measurement of the Coulomb dissociation cross section. It should also be noted that this method is more sensitive and precise at the lowest values of B_{Λ} where the traditional approach fails.

The study of Coulomb dissociation in ${}^6_{\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^5_{\Lambda}\text{He} + n$ is also interesting. In this case the measured [14,17] separation energy of the neutron is equal to 0.17 ± 0.10 MeV. The calculated cross section of Coulomb dissociation changes by a factor of 4 if the separation energy of a neutron varies in the measured limits.

Of course, it should be noted that the experiments are not simple because the cross sections of the Coulomb dissociation are not measured directly. When an absorber A (see the Figure) is displaced downstream the target T , an interplay of two cross sections will be registered — nuclear and Coulomb absorption of hypernuclei. Nevertheless, when different absorbers are used, the cross section of the Coulomb dissociation can be estimated well. We should point out that A and Z dependence of the interactions is rather different. On the basis of the Glauber model calculations, $A^{0.6}$ rule for nuclear cross section [18] and $Z^{1.7}$ rule [19,20,21] for Coulomb absorption, the cross section of Coulomb dissociation in case of hypernuclei can be determined [19—21] like in experiments with ${}^{11}\text{Li}$. Our estimates show that the reasonable Nuclotron run time is enough to obtain a 10—20% accuracy by using thick absorbers which damp a «hypernuclei beam» by a factor of 6—10.

The results of the suggested experiments may be distorted significantly by background effects. However, our experience in previous experiments and calculations show that it is possible to solve the background problems in scheduled experiments. Indeed, only one process can occur inside the vacuum tank — decay of a hypernucleus. One should measure the directions of the ejectile nucleus and π^- to fix the decay point inside the vacuum tank

and thus identify the hypernucleus decay. Obviously, the distribution of the decay points is used to determine the lifetime of the hypernucleus.

At the same time some problems can arise if the trigger is overloaded by background signals. In our experiments the physical background for hypernuclei production is charge exchange reactions that simulate the same trigger. Fortunately, the cross section of charge exchange reaction is not too large, and the number of background charge exchange events, produced in the target, in the walls of vacuum tank or in the counters, will be approximately of the same order or slightly larger than the number of hypernuclear events. Moreover, some of background channels are not allowed in the reactions we have chosen. For example, in the ${}^4\text{He}$ beam we are free from reactions with ${}^4\text{H}$ production and corresponding charge exchange ${}^4\text{H} \rightarrow {}^4\text{He}$ due to a short ${}^4\text{H}$ lifetime. It should also be noted that all evaluations and Monte-Carlo calculations are quite realistic as they are based on our experimental experience: the hypernuclear production cross section [2] and the data [22] on charge exchange reactions.

It seems that the suggested experiments are based on quite realistic estimations and experience and can be realized as soon as extracted beams are available on the Nuclotron accelerator. In the suggested experiments only a few isotopes of hypernuclei will be investigated nevertheless the results can be significant for model tests. For the first time the interactions (dissociation) of hypernuclei can be investigated.

Authors are indebt to O.Hashimoto, V.L.Lyuboshitz and T.Motoba for useful discussions.

The research described in this publication was made possible in part by Grant RFO000 from the International Science Foundation.

References

1. Abdurakhimov A.U. et al. — Nuovo Cim., 1989, A102, p.645.
2. Avramenko S. et al. — Nucl. Phys., 1992, A547, p.95c.
3. Baldin A.M., Malakhov A.I. — JIRN Rapid Comm. No.3[60]-93, Dubna, 1993, p.52.
4. Szymanski J. et al. — Phys. Rev., 1991, C43, p.849.
5. Outa H. et al. — Nucl. Phys., 1992, A547, p.109c.
6. Wakai M., Bando H., Sano M. — Phys. Rev., 1988, C38, p.748.
7. Bando H., Motoba T., Zofka J. — Int. J. Mod. Phys., 1990, A21, p.4021.
8. Kaptari L.P., Titov A.I. — JETP Lett., 1979, 29, p.375.
9. Wakai M. — Nucl. Phys., 1992, A547, p.89c.
10. Nieves J., Oset E. — Phys. Rev., 1993, C47, p.1478.

11. Motoba T. — Nucl. Phys., 1992, A547, p.115c.
12. Gibson B.F. — Nucl. Phys., 1986, A450, p.234c.
13. Afnan I.R., Gibson B.F. — Phys. Rev., 1990, C41, p.2787.
14. Juric M. et al. — Nucl. Phys., 1973, B52, p.1.
15. Hartouni E.P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1994, 72, p.1322.
16. Ljuboshitz V.L. — Yad. Fiz., 1990, 51, p.1013.
17. Davis D.H., Pniewski J. — Contemp. Phys., 1986, 27, p.91.
18. Anikina M.Kh. et al. — Yad. Fiz., 1983, 38, p.149.
19. Kobayashi T. et al. — Phys. Lett., 1989, B232, p.51.
20. Soutome K., Yamaji S., Sano M. — Progr. Theor. Phys., 1992, 87, p.599.
21. Evlanov M.V., Sokolov A.M. — Yad. Fiz., 1993, 56, p.88.
22. Avramenko S.A. et al. — JETP Lett., 1993, 55, p.707.

Received on August 1, 1994.

АЛГОРИТМ ВЫДЕЛЕНИЯ АДРОННЫХ СТРУЙ В ПРОСТРАНСТВЕ ЧЕТЫРЕХМЕРНЫХ СКОРОСТЕЙ

А.С.Водопьянов, А.Б.Садовский

Новый алгоритм реконструкции струй реализован в рамках релятивистски-инвариантного подхода. Алгоритм определяет количество струй в событии и реконструирует событие соответственно осям струй. Проведено сравнение, на моделированных событиях e^-e^+ -взаимодействия, относительного числа реконструированных струй для алгоритма типа JADE и предлагаемого здесь алгоритма.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Hadron Jets Finding Algorithm in the Four-Dimensional Velocity Space

A.S.Vodopianov, A.B.Sadovsky

New jet finding algorithm is developed in the relativistically invariant approach. The jet finding algorithm determines the number of jets in an event and reconstructs the corresponding jet axis. The jet rates for the JADE jet finding algorithm are compared to the jet rates for the presented method using Monte-Carlo data of e^-e^+ -collision.

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

1. Введение

Использование методики коллективных переменных для анализа e^-e^+ -взаимодействий позволило выделить 2- и 3-струйные события, получить фундаментальные физические результаты, явившиеся первым экспериментальным подтверждением правильности основных положений КХД. Однако к началу 80-х годов эта техника обработки экспериментальных данных в значительной мере себя исчерпала.

Для дальнейшей проверки предсказаний КХД требовались данные по аннигиляционным событиям с четырьмя и более струями, а для проверки моделей фрагментации партонов было необходимо детально исследовать структуру одиночных струй. Встал вопрос об выделении отдельных струй с помощью специальных алгоритмов.

Одним из первых был предложен «угловой» струйный алгоритм [1], в котором для выделения струи использовался факт коллимации продуктов фрагментации партона относительно направления его импульса. Методика выделения струй, основанная на ограничениях «относительных разностей» кинематических переменных входящих в струю частиц, активно развивалась и далее. Одним из примеров такого подхода может служить алгоритм LUCCLUS [2], в котором в струю объединяются частицы с относительным поперечным импульсом, не превышающим заданную величину.

Однако наибольшее практическое применение в исследованиях e^-e^+ -взаимодействий получил тип алгоритма, впервые предложенный коллаборацией JADE [3]. Оригинальный алгоритм JADE организован следующим образом: сначала рассчитываются инвариантные массы всех пар «частиц» в событии. Под частицей в данном случае может пониматься реальная частица или «псевдочастица», определенная ниже. Инвариантная масса рассчитывается в предположении, что частицы i и j имеют нулевые массы

$$m_{ij}^2 = 2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij}), \quad (1)$$

а энергия и 3-импульс пары получаются обычным сложением этих величин для отдельных частиц.

Затем определяется безразмерная величина

$$y_{ij} = \frac{m_{ij}^2}{W^2}, \quad (2)$$

где W — полная энергия в системе ц.м.

Пара частиц с наименьшей величиной y_{ij} называется псевдочастицей, и эти две частицы в дальнейшем заменяются на такую псевдочастицу. Процедура повторяется до тех пор, пока все величины y_{ij} не начнут превышать некоторое предельное значение y_{cut} . Струями считаются все кластеры с максимальным числом частиц, еще обеспечивающим условие $y_{ij} < y_{\text{cut}}$.

Однако такого рода алгоритмам присуща неоднозначность, которую обычно называют «неопределенностью рекомбинационной схемы», так как экспериментальные результаты зависят от подробностей предписаний, каким образом «неполные» кластеры следует объединить в струю.

В настоящее время исследовано несколько рекомбинационных схем [4]. Основным недостатком процедуры определения величины y_{ij} на ос-

нове подхода, развитого группой JADE, является возможность объединения в одну псевдострую частиц от тормозного излучения глюонов, которые на самом деле следует включать в струи от разных партонов, испустивших эти глюоны.

В релятивистской ядерной физике вопрос о кластеризации вторичных частиц, образующихся в неупругих столкновениях ядер при релятивистских энергиях, является принципиальным для понимания множественного рождения адронов в образовании при этом кумулятивных частиц. Поэтому очень важно найти экспериментальные возможности обнаружения факта образования кластеров и их анализа. Одним из перспективных оказался подход, предложенный А.М.Балдиным, основанный на изучении особенностей ядерных столкновений в пространстве относительных 4-скоростей [4—7]. В этом инвариантном методе анализа множественного рождения частиц процессы рассматриваются в пространстве, точками которого являются четырехмерные скорости $U_i = P_i / m_i$, или 4-импульсы частиц P_i , деленные на их массы m_i .

Основными величинами, от которых зависят распределения вероятностей (сечения), считаются безразмерные положительные релятивистски-инвариантные величины

$$b_{ik} = -(P_i / m_i - P_k / m_k)^2 = 2[(P_i P_k) / (m_i m_k) - 1] = 2(U_i U_k - 1); \quad (3)$$

индексы i и k принимают значения $i, k = 1, 2, 3, \dots$. Величины b_{ik} имеют смысл относительных расстояний в пространстве 4-мерных скоростей.

В связи с этим представляет интерес исследовать возможность построения алгоритма реконструкции события с использованием этих переменных для e^+e^- -взаимодействия.

2. Инвариантное определение адронных струй

В этом подходе струя рассматривается как кластер адронов с малыми относительными скоростями b_k .

Осью струи предлагается назвать единичный четырехмерный вектор $V(V_0, V)$:

$$V = \sum_i U_i / \sqrt{(\sum_i U_i)^2}. \quad (4)$$

По определению,

$$V_0^2 - \vec{V}^2 = 1. \quad (5)$$

Суммирование в формуле (4) ведется по всем частицам, относящимся к выделенной группе частиц (кластеру). 4-мерная скорость частицы относительно оси струи записывается как

$$b_k = -(V - U_k)^2. \quad (6)$$

Определение оси струи (4) получается из условия минимального значения суммы для частиц струи и условия (5).

В этом определении адронных струй не используется выделенная система координат, продольные быстроты, поперечные импульсы и т.п. Струи и их характеристики определяются полностью инвариантным способом без привлечения таких понятий, как «сферисити» или «траст».

Расстояние между двумя кластерами в пространстве 4-скоростей определяется:

$$b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2, \quad (7)$$

где, V_α и V_β — оси кластеров.

В работах [7—8] для разделения струй предлагается минимизировать величину:

$$A_2 = \min \left[- \sum_k (V_\alpha - V_k^\alpha)^2 - \sum_i (V_\beta - U_i^\beta)^2 \right] \quad (8)$$

для 2-струйных событий,

$$A_3 = \min \left[- \sum_k (V_\alpha - V_k^\alpha)^2 - \sum_i (V_\beta - U_i^\beta)^2 - \sum_j (V_\gamma - U_j^\gamma)^2 \right] \quad (9)$$

для 3-струйных событий и т.д.

Для минимизации A_2 , A_3 и т.д. в каждом событии с множественностью вторичных заряженных частиц N рассматривались все возможные разбиения на две (три и более) группы, из всего набора значений A_2 , A_3 и т.д., соответствующих каждому разбиению, отбиралась такая комбинация, которая давала минимальное значение этой величины.

Таким образом, выделение струй в пространстве относительных скоростей производится путем отыскания осей струй V_α , V_β , V_γ и т.д. при минимизации суммы квадратов 4-скоростей вторичных частиц.

Однако на практике использование этого метода представляется достаточно трудоемким, а при большой множественности частиц практически нереализуемым из-за необходимости рассмотрения большого числа комбинаций разбиения частиц по группам и по количеству групп.

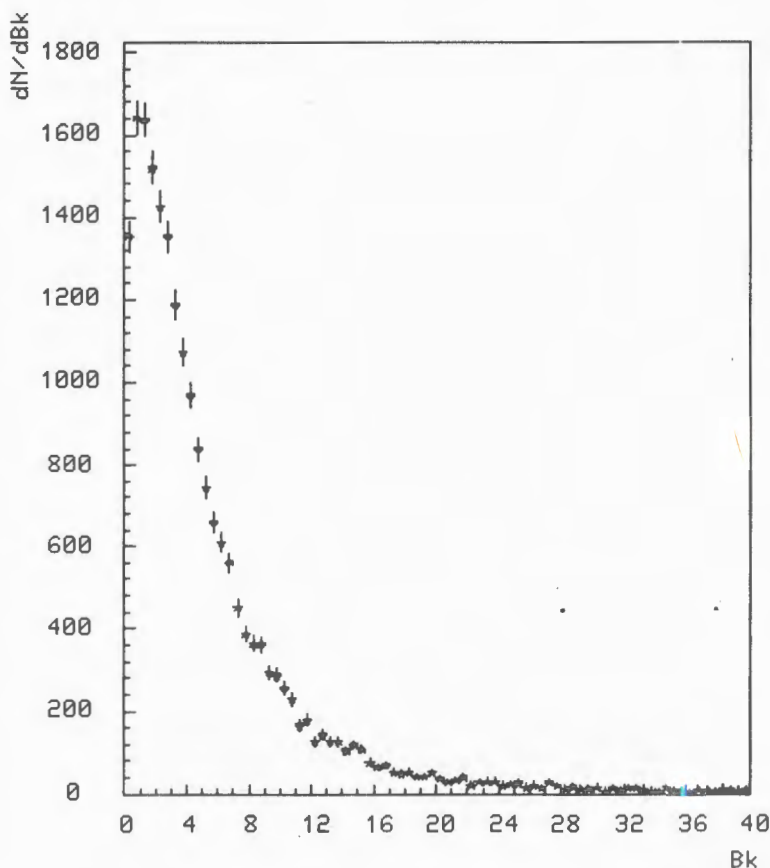


Рис. 1. Распределение частиц в струе по величине b_k для e^+e^- -взаимодействия при энергии 91 ГэВ (только заряженные частицы). Струи реконструированы с помощью алгоритма, используемого программой JETSET 7.3 для значения $y_{\text{cut}} = 0,02$

Предлагаемый нами алгоритм основывается на том, что значение b_k для частицы, принадлежащей рассматриваемой струе, должно быть небольшим. На рис. 1 представлено распределение частиц в струе по величине b_k для моделированных с помощью программы JETSET 7.3 событий e^+e^- -взаимодействия при энергии 91 ГэВ. Струи реконструированы алгоритмом коллаборации JADE, используемым программой JETSET 7.3 [9] для значения $y_{\text{cut}} = 0,02$. В реконструкции события рассматривались только заряженные частицы. При этом критерии на зна-

чение полной энергии для реконструированных струй не использовались. Из рисунка видно, что распределение имеет максимум и достаточно круто спадает с ростом значения b_k .

3. Описание алгоритма

Как и другие алгоритмы нахождения струй [1—3], B_k -алгоритм определяет количество струй в событии и реконструирует событие соответственно осям струй.

Алгоритм B_k организован следующим образом:

— Сначала рассчитываются значения b_k для всех частиц в событии. Выбирается самая жесткая частица и ищется ей пара с требованием $\min b_{ik}$ в пространстве 4-мерных скоростей.

— Для такой пары определяется ось прекластера, и частицы проверяются на условие

$$b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2 < B_k, \quad (10)$$

где V_α и V_β — соответственно, ось прекластера и ось для одной частицы в предположении, что она одна составляет прекластер, B_k — выбранное значение для алгоритма. Если условие (10) выполняется, то частицы добавляются к прекластеру, вновь вычисляется ось прекластера и проверяется условие

$$b_k = -(V - U_k)^2 < B_k. \quad (11)$$

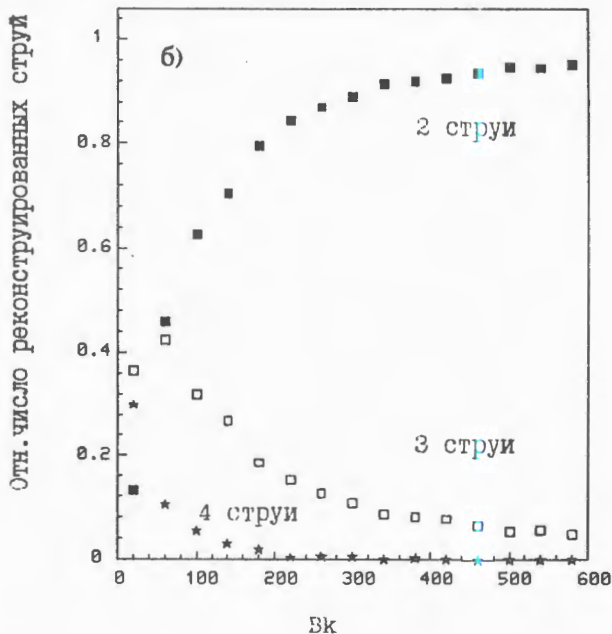
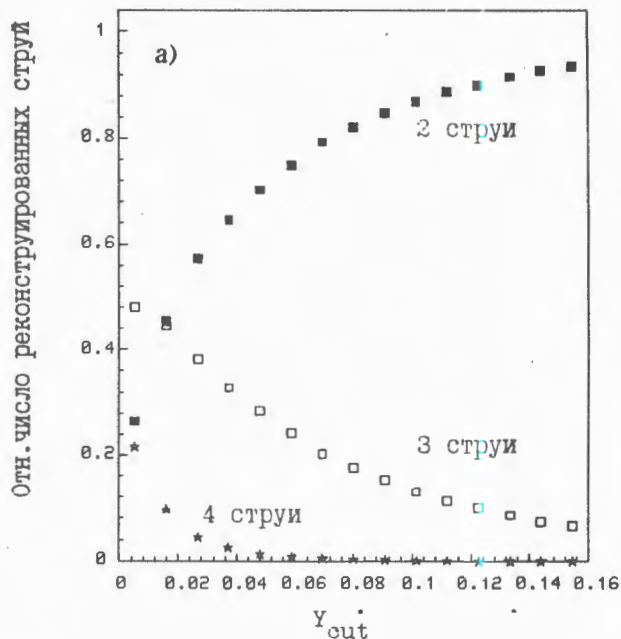
— Процедура повторяется до тех пор, пока все частицы не будут объединены в прекластеры.

— Все прекластеры с $b_{\alpha\beta} < B_k$ между осями объединяются в кластеры, вычисляются оси, и частицы рассматриваются относительно новых осей.

4. Анализ относительного числа реконструированных струй в событии

На рис.2 представлено распределение относительного числа реконструированных струй в моделированных с помощью программы JETSET 7.3 событий e^+e^- -взаимодействия при энергии 91 ГэВ (только заряженные частицы) для различных значений y_{cut} (рис.2а) и B_k (рис.2б), используемых алгоритмами JADE и B_k . Вид зависимости для

Рис.2. Распределение относительного числа реконструированных струй в событии для e^+e^- -взаимодействия при энергии 91 ГэВ (только заряженные частицы), полученное а) для различных значений y_{cut} с использованием JETSET 7.3 и б) для различных значений B_k с использованием B_k алгоритма



алгоритма сходен с результатами широко используемого JADE-алгоритма. Близкие значения относительного числа реконструированных струй для 2- и 3-струйных событий получаются при значении $y_{\text{cut}} = 0,02$ для JADE-алгоритма, такая же ситуация наблюдается при значении $B_k = 40$ для B_k -алгоритма.

Авторы благодарят А.М.Балдина за постановку задачи, Б.В.Батюню, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецова, Т.Б.Проголову и Н.В.Славина за полезные обсуждения.

Литература

1. Daum H.J. — Z. Phys., 1981, v.C8, p.167.
2. Bengtsson M., Sjostrand T. — Nucl. Phys., 1987, v.B289, p.810.
3. Bethke S. et al. — Phys. Lett., 1988, v.213B, p.235.
4. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1986, т.44, с.1209.
5. Baldin A.M. et al. — В сб. «Краткие сообщения ОИЯИ» № 1 [21]-87, 1987, Дубна, с.17.
6. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1988, т.48, с.995.
7. Балдин А.М., Диденко Л.А. — В сб. «Краткие сообщения ОИЯИ» № 3-84, Дубна, 1984, с.5.
8. Гришин В.Г. и др. — ОИЯИ, P1-89-693, Дубна, 1989.
9. Sjostrand T. — CERN-TH.6488/92, Geneva, 1992.

Рукопись поступила 18 октября 1994 года.

INVESTIGATIONS OF NEUTRAL PARTICLE PRODUCTION BY RELATIVISTIC NUCLEI ON THE LHE 90-CHANNEL γ -SPECTROMETER. RESULTS AND PERSPECTIVES

Kh.U.Abraamyan, S.A.Chatrchyan, V.M.Izyurov, M.N.Khachaturian,
M.A.Kozhin, G.L.Melkumov, A.H.Khudaverdyan*

Results of the experiments on neutral pion production at forward angles at 4.5 GeV/c per nucleon in nucleus-nucleus collisions are presented. The experiments were performed on the LHE 90-channel lead glass Čerenkov spectrometer FOTON. The ability of the setup for π^0 meson identification at high multiplicity of γ quanta and hadrons is shown. The list of the planned measurements on the spectrometer is given.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR and was presented at the Workshop on the Perspectives of Relativity Nuclear Physics, May 31 — June 5 1994, Varna, Bulgaria.

Исследование образования нейтральных частиц
в релятивистских ядро-ядерных взаимодействиях
на 90-канальном γ -спектрометре ЛВЭ.
Результаты и перспективы

Х.У.Абраамян и др.

Представлены результаты экспериментов по исследованию образования нейтральных пионов в ядро-ядерных взаимодействиях при 4.5 ГэВ/с на нуклон. Эксперименты выполнены на 90-канальном черенковском спектрометре из свинцового стекла (установка ФОТОН). Показаны возможности установки по идентификации π^0 -мезонов в условиях большой множественности γ -квантов и адронов и перечислены эксперименты, проведение которых планируется на спектрометре.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и была представлена на Совещании по перспективам развития релятивистской ядерной физики, 31 мая — 5 июня 1994, Варна, Болгария.

The 90-channel lead glass spectrometer FOTON [1], developed at LHE, JINR in 1979, is successfully used up to now for physics information acquisition. Details of the construction and performance of the lead glass hodoscope are given in the table.

*Yerevan State University.

Table. The basic parameters of the lead glass hodoscope

number of lead glasses	90 TF-1, total weight 4000 kg
module cross section	$r = 9$ cm insert circumference
module length	35 cm, 14 R.L.
spatial resolution	4 cm
angular resolution	0.7° at $L = 340$ cm
energy resolution	$(4.3/\sqrt{E})\%$, $(E(\text{GeV}))$
gain stability	$(1+2)\%$
dynamic range	50 MeV + 6 GeV
minimum ionizing signal	384 MeV photon equivalent
total (rectangular) area	$140 \times 215 \text{ cm}^2$

In 1987—1991 the setup was used to measure the cross sections of neutral pion production in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions at 4.5 GeV/c per nucleon.

The fragmentation of nuclei in high energy collisions into elementary particles with momenta far exceeding the average momentum per nucleon in the nucleus is one of the most interesting phenomena in high energy physics. This phenomenon, the so-called cumulative production of particles, was first observed by A.M. Baldin et al. [2]. Our motivation for these experiments was to obtain information about the production mechanism of neutral pions beyond the kinematic limit for free nucleon-nucleon and nucleon-nucleus collisions [3,4].

The pion production was investigated at $0^\circ \leq \theta_{\pi^0} \leq 16^\circ$, $E_{\pi^0} \geq 2$ GeV, where E_{π^0} and θ_{π^0} are the energy and angle of π^0 emission in the lab. system, respectively. We have also investigated the dependence of the cross sections on the number of nucleons in the target and in the projectile. The characteristic property of our experiment is the possibility of pion registration over a wide interval of transverse momentum during one experiment.

The experiment was performed at the LHE synchrophasotron using a single-arm lead glass Čerenkov spectrometer with scintillation counter hodoscopes. A schematic drawing of the experimental apparatus is given in fig.1. The setup includes: the beam monitor scintillator telescope (S_1+S_2); the threshold Čerenkov counter ($\check{C}_1$); the halo scintillation counters (A); the

target (M); the scintillation counter hodoscopes (SH); the lead glass calorimeter ($\tilde{C}_2$).

The possibility of π^0 identification of the setup is shown in fig.2.

The π^0 mesons are detected through their two-photon decay mode as a narrow peak in the invariant mass distribution. Photons are recognized as isolated and confined clusters (an area of adjacent modules with a signal above the threshold) in the electromagnetic calorimeter. The photon energy is calculated from the energy of the cluster by applying a position-dependent leakage correction. Assuming that the photon originates at the target, its direction is determined from the geometrical positions of the constituent crystals, weighted by the corresponding energy deposits.

Inclusive spectra of π^0 have been extracted from the raw data under the following selection criteria:

- (1) $E_\gamma \geq 500$ MeV,
- (2) $k_{\gamma\perp} \geq 120$ MeV,
- (3) $P_\perp \geq 70$ MeV

for the reactions $(p, d) + A$, and

- (1) $E_\gamma \geq 800$ MeV,
- (2) $k_{\gamma\perp} \geq 180$ MeV,
- (3) $P_\perp \geq 160$ MeV

for the reactions $(\alpha, C) + A$. Here E_γ is the energy of γ -quanta (clusters), $k_{\gamma\perp}$ is the transverse momentum of γ -quanta and $P_\perp$ is the transverse momentum for $\gamma\gamma$ combinations.

In order to identify π^0 mesons, all photon pair combinations are used to calculate the invariant mass in each event. The dotted histograms in fig.2 represent the invariant mass distributions for $\gamma\gamma$ pair combinations selected accidentally from different events. These combinatorial distributions were used for background calculations.

There is an excess of $\gamma\gamma$ pairs at small decay angles for background events. The influence of these events on the invariant mass distributions is

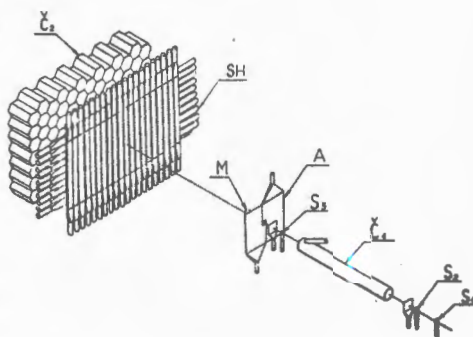


Fig. 1. A schematic drawing of the setup

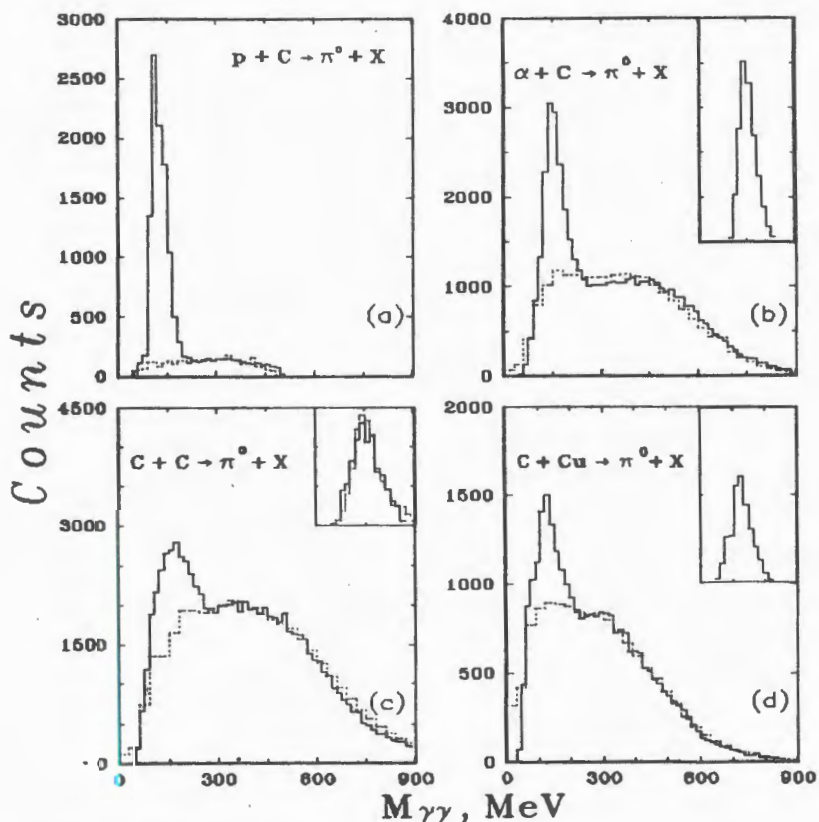


Fig. 2. Invariant mass spectra of $\gamma\gamma$ pairs for $p + C$ (a), $\alpha + C$ (b), $C + C$ (c) and $C + Cu$ (d) reactions at 4.5 GeV/c per nucleon. The dashed lines indicate the background. The insets show the π^0 peak after background subtraction. The dashed histogram in (c) is the spectrum of $\gamma\gamma$ pairs from π^0 decay generated by the Monte-Carlo method under real conditions of the experiment. The center of the front surface of the lead glass hodoscope is located at 340 cm (a+c) and 520 cm (d) from the target

essential for $M' < 100$ MeV only. These masses were excluded from the data analysis.

The data analysis method has previously been described in detail in ref. [3].

Among main results of the experiment we would like to note the following:

1. We have measured forward π^0 production in the reactions:

$$A_B(p, d, \alpha, C) + A_T(C, Cu) \rightarrow \pi^0 + x \quad (1)$$

at 4.5 GeV/c per nucleon. We have observed pions with energy 1.9 times as large as a maximum available in collisions between two free nucleons. The production of such pions must involve nuclear effects. The cumulative number variable X was used to find a simple universal parametrization of the data. The variable X derived from energy and momentum conservation laws for the reaction $XN_i + N_T \rightarrow (X+1)N_f + \pi^0$ is equal to

$$X = \frac{M_N E_{\pi^0} - M_{\pi^0}^2 / 2}{E_N M_N - E_N E_{\pi^0} - M_N^2 + P_N P_{\pi^0} \cos \theta_{\pi^0}},$$

where M_N , M_{π^0} , P_N , P_{π^0} , E_N , E_{π^0} are the nucleon and π^0 mass, momentum and energy, respectively; θ_{π^0} is the angle of π^0 emission (lab system); $P_N = 4.5$ GeV/c. The variable X is similar to the Bjorken x and introduced to take into account the particle masses involved in the reaction. In the parton models the X dependence of the cross section over the considered range ($E_p \geq 3.5$ GeV/nucleon and $X \geq 1$) is interpreted as a longitudinal momentum distribution of partons in nuclei. Within this range the invariant cross section is written as [5]:

$$E \frac{d\sigma}{dP} = \text{Const} \cdot G_A(X, A_p),$$

where G_{A_p} is the quark-parton structure function of the fragmenting nucleus: the projectile nucleus in this case.

According to the above considerations, the cumulative effect is defined as inclusive reactions in the region $X \geq 1$. The quark-parton structure function of nuclei in this region is the probability that a constituent quark carries the momentum of a nucleon group [6].

The parametrization of the structure function of nuclei by the expression $G(X) \sim \exp(-X/X_0)$ makes it possible to extract the parameter X_0 characterizing the first momentum of the structure function.

The growth of X_0 is observed with increasing the number of nucleons in the fragmenting nucleus: it is equal to 0.145 ± 0.002 for α particles and 0.176 ± 0.007 for the carbon nucleus (the data are given for $P_{\perp} \equiv 0$; the quoted errors are statistical only).

A great difference between the parameters X_0 is observed at 2.9 [4] and 4.5 GeV/c per nucleon. A substantial difference for the carbon nucleus is observed when we compare our data at 4.6 GeV/nucleon with the corresponding ones for higher energies [7]. Thus the scaling begins at higher energies with increasing projectile mass.

2. We present the target and projectile dependences of the invariant cross section in the form

$$Ed\sigma/dp \sim A_B^m, \text{ where } A_B = \alpha, C; \quad (2)$$

$$Ed\sigma/dp \sim A_T^n, \text{ where } A_T = C, \text{ Cu}. \quad (3)$$

2.1. A strong dependence on the projectile mass is observed: the exponent m (eq. (2)) rises from a value of 1.2 ± 0.1 for lower momentum pions ($X \sim 1$) to 2.1 ± 0.2 for pions produced beyond the nucleon-nucleon kinematic limit ($X = 1.9$); $m = 1.6 \pm 0.1$ for $P_\perp = 500$ MeV/c and $m = 2.3 \pm 0.2$ for $P_\perp = 900$ MeV/c. Such a behaviour of $m(X, P_\perp)$ indicates probably a strong redistribution of nucleon momenta in the nucleus.

2.2. The exponent n (eq. (3)) weakly depends on X and $P_\perp$ and equals 0.37 ± 0.02 .

The parton models [5,8] predict that n is independent of X and $P_\perp$ at large X and small $P_\perp$. According to these models, an incident hadron fragments when one of its constituent quarks collides in the target. The spectator quarks that escape collision and thus retain their original fraction X of the projectile c.m. momentum can fragment or recombine with a slow quark ($X \approx 0$) and form large X -low $P_\perp$ fragments. The value of n has been estimated quantitatively assuming that recombination does not depend on X [8]. The following expression has been suggested:

$$(A_2/A_1)^{n(X, P_\perp)} = (\sigma_{NA_2} - \sigma_{qA_2}) / (\sigma_{NA_1} - \sigma_{qA_1}),$$

where σ_{jT} is the total nuclear absorption cross section for particle j -nucleon (N) or quark (q) that recombines into the final π^0 meson. From this we obtain ≈ 0.40 for n (with an uncertainty of ± 0.06 for different nuclear density functions [9]).

To check these predictions, we have parametrized the target dependences of our data in the form $n = n_0 + kX$. The fitted value of k is equal to

$$k = -0.06 \pm 0.08.$$

The mean value of n equals 0.37 ± 0.02 . Thus the parton recombination model reproduces well both the mean value of n and the behaviour of the $n(X)$ dependence in the region $X > 0.6$. With increasing X , the observed decrease of $n(X)$ does not exceed a statistical uncertainty.

2.3. We have obtained an indication that the $n(X_F)$ dependence is different for $X_F \lesssim 0.8$ and $X_F \gtrsim 0.8$ for reactions (1) with the proton projectile [10], where X_F is the Feynman variable in $p + p$ system.

3. We have found the factorized representation of the $p + C \rightarrow \pi^0 + x$ reaction invariant cross section versus the variables X_F and $P_{\perp}^2$ for $X_F \geq 0.66$:

$$Ed\sigma/dp = \sigma_0 \cdot (1 - X_F)^N \cdot \exp(-BP_{\perp}^2), \quad (4)$$

where $\sigma_0 = (158 \pm 10) \text{ mb} \cdot \text{GeV}^{-2} \cdot \text{c}^3$; $N = 2.30 \pm 0.05$; $B = (10 \pm 1) \text{ GeV}^{-2} \cdot \text{c}^2$.

In future we are planning the following:

- To continue the experimental data analysis in the frame of different theoretical models of cumulative meson production;

- To determine the double differential cross section for the $d + C \rightarrow \pi^0 + x$ reaction and to search for the factorized representation of the invariant cross section. The accumulated statistics of π^0 mesons after background subtraction is about $3.7 \cdot 10^4$ events.

- To investigate heavier neutral particle ($\eta, \omega, \dots$) production in relativistic nucleus-nucleus collisions using the γ -spectrometer;

- To search for a possible π -condensation in central nucleus-nucleus collisions when the critical densities of nuclear matter can be formed with pion vacuum violations.

We are very grateful to Professor A.M. Baldin for his support. We thank V. Arkhipov, S. Plyashkevich, S. Reznikov, A. Shirokov and the synchrophasotron staff for their contributions to the success of these experiments. We express our gratitude to I.S. Saitov for useful discussions.

References

1. Astvatsaturov R.G. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1979, 163, p.343.
2. Baldin A.M. et al. — Sov. Journ. Nucl. Phys., 1974, 18, p.41; 1975, 20, p.629.

3. Abraamyan Kh.U. et al. — Proc. of the IX Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, June 1988, v.1, p.308; Sov. Journ. Nucl. Phys., 1990, 51, p.150; JINR Rapid Commun. 7[46]-90, Dubna, 1990, p.19; Phys. Lett., 1994, 323B, p.1.
4. Moeller E. et al. — Phys. Rev., 1983, C28, p.1246.
5. Baldin A.M. — Proc. Intern. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems. Dresden, 1980, v.2, p.1.
6. Baldin A.M. — Proc. of the VI Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. JINR D1, 2-81-728, Dubna, 1981.
7. Baldin A.M. et al. — Sov. Journ. Nucl. Phys., 1974, 20, p.1201; Leksin G.A. et al. — Preprint ITEP-37, Moscow, 1980.
8. Berlad G., Dar A. — Phys. Lett., 1981, B102, p.385.
9. De Vries H. et al. — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1987, 36, p.495.
10. Abraamyan Kh.U. et al. — JINR Preprint P1-94-289, Dubna, 1994.

Received on November 1, 1994.

COHERENT MESON PRODUCTION IN THE $dp \rightarrow {}^3\text{He}X$ REACTION*

V.P.Ladygin, N.B.Ladygina

Effects due to polarizations of both colliding particles have been analyzed in terms of two independent amplitudes which in the general case define the spin structure of amplitude of the $dp \rightarrow {}^3\text{He}X$ ($X = \pi^0, \eta^0$) reaction in the collinear geometry. Energy dependence of spin-correlation parameters and polarization transfer coefficients are predicted using the moduli of amplitudes extracted from experimental data. The values of these polarization observables at threshold are predicted.

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

Когерентное рождение мезонов в реакции $dp \rightarrow {}^3\text{He}X$

В.П.Ладыгин, Н.Б.Ладыгина

В терминах двух независимых амплитуд, которые в общем случае определяют спиновую структуру амплитуды реакции $dp \rightarrow {}^3\text{He}X$ ($X = \pi^0, \eta^0$) в коллинеарной геометрии, рассмотрены эффекты, связанные с поляризацией сталкивающихся частиц. Предсказывается энергетическая зависимость спиновых корреляций и коэффициентов передачи поляризации при использовании значения модулей амплитуд, извлеченных из экспериментальных данных. Предсказываются величины этих поляризационных наблюдаемых на пороге.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Introduction

Meson production and absorption is a manybody problem as in principle all nucleons will be involved. On the one hand, this process requires the participation of at least two nucleons, since the process $\pi N \rightarrow N$ ($\eta N \rightarrow N$) is kinematically forbidden on a free nucleon and strongly suppressed in nuclei by momentum conservation; on the other hand, one has a sensitivity to large-momentum components in the relative wave function of the nucleons due to the large transferred momentum and therefore may have a sensitivity

*Report at the Workshop on the Perspectives of Relativity Nuclear Physics, May 31 — 5 June 1994, Varna, Bulgaria

to small relative distances between the absorbing nucleons ($r < 1fm$), where non-nucleonic degrees of freedom may become essential.

The pion absorption on two nucleons is the dominant mode. The isoscalar absorption is stronger by an order of magnitude than the isovector one. This mechanism dominates mainly via an intermediate ΔN state and masks the NN -correlations. But information about NN -correlations may be obtained from studying the processes, when pion is absorbed on the isovector pairs of nucleons, which is not mediated by the Δ resonance or from measurements of polarization observables, which depend on interferences between diagrams with $N\Delta$ and NN intermediate states.

We consider the $dp \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0(\eta^0)$ reaction in the collinear kinematics, when ${}^3\text{He}$ is produced at $\theta_\tau = 0^\circ$ or at $\theta_\tau = 180^\circ$ in the CMS. There are only two independent complex amplitudes to describe the $dp \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ under these kinematical conditions. The measurements of the differential cross section and both cross section and tensor analyzing power T_{20} [1]—[4] for forward and backward π^0 production in CMS give the possibility of extracting the moduli of these amplitudes for collinear kinematics. To perform an amplitude analysis and reconstruction of the partial-wave amplitudes in the collinear geometry it is necessary to measure such polarization observables as deuteron-proton spin correlations between both polarized particles.

The $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta^0$ reaction has the same spin structure. Due to the large η^0 mass, 3-body mechanisms play more sufficient role for this process than for pion absorption.

Measurement of the spin correlations (in addition to measured cross section [2] and T_{20} [5]) could allow one to perform an amplitude and partial-wave analysis for this reaction.

Performance of these experiments is possible at Dubna, SATURNE, TRIUMF using polarized beams and targets.

2. The $dp \rightarrow {}^3\text{He}X$ ($X = \pi, \eta$) Reaction in Collinear Geometry

In the general case there are 6 complex amplitudes to describe the $dp \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0(\eta^0)$ reaction. But one gets only 2 independent complex amplitudes A and B for these processes in collinear geometry [6].

Expressions for cross section, tensor analyzing power and spin correlation parameters have the following form through these amplitudes:

$$N^{-1} \frac{d\sigma^0}{d\Omega} = |A|^2 + 2|B|^2, \quad (1)$$

$$C_{0,NN,0,0} = \frac{|A|^2 - |B|^2}{|A|^2 + 2|B|^2}, \quad (2)$$

$$C_{L,L,0,0} = \frac{-2 \cdot |B|^2}{|A|^2 + 2|B|^2}, \quad (3)$$

$$C_{N,N,0,0} = \frac{-2 \cdot \text{Re}BA^*}{|A|^2 + 2|B|^2}, \quad (4)$$

$$C_{N,SL,0,0} = \frac{-3 \cdot \text{Im}BA^*}{|A|^2 + 2|B|^2}, \quad (5)$$

where L is longitudinal, N is normal and S is sideways polarization of particles. (Here we follow notations used in ref. [7]):

Note, that coefficients of polarization transfer from deuteron to ^3He are related with spin-correlation coefficients as:

$$C_{0,L,L,0} = -C_{L,L,0,0} \quad C_{0,N,N,0} = C_{N,N,0,0} \quad C_{0,SL,N,0} = C_{N,SL,0,0}.$$

For coefficients of polarization transfer from proton to ^3He one can obtain:

$$\begin{aligned} C_{L,0,L,0} &= 2 \cdot C_{L,L,0,0} + 1, \\ C_{N,0,N,0} &= -(C_{L,L,0,0} + 1). \end{aligned} \quad (6)$$

Also, the observables $C_{N,N,0,0}$, $C_{N,SL,0,0}$ and $C_{0,NN,0,0}$ are related as follows:

$$2 \cdot C_{N,N,0,0}^2 + \frac{8}{9} C_{N,SL,0,0} + \frac{(4C_{0,NN,0,0}^2 - 1)^2}{9} = 1. \quad (7)$$

One can mention that even in the case when A and B are in phase, what means $\text{Re}AB^* = \pm |A| \cdot |B|$ and $C_{N,SL,0,0} = 0$, it is necessary to perform the measurement of the $C_{N,N,0,0}$ to obtain the relative sign of the moduli of A and B . Note that the spin correlations $C_{N,SL,0,0}$ and $C_{N,N,0,0}$ are the most informative polarization observables because they are the interference terms of two amplitudes in contrast with the others and can be more sensitive to short-range NN -correlations.

3. Polarization Observables for $dp \rightarrow {}^3\text{He}X$ ($X = \pi, \eta$)

From π absorption on ${}^3\text{He}$ near threshold, it is known that S -wave pions are absorbed mainly on a pairs of nucleons with isospin $T = 0$ and $T = 1$.

In order to get agreement with measured tensor analyzing power T_{20} at threshold of the $dp \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ reaction [4], using realistic wave functions of deuteron and ${}^3\text{He}$ with D -waves, and the S -wave $\pi^- {}^3\text{He} \rightarrow nd$ branching ratio, the authors [6] could extract numerical values of g_0 and g_1 coupling constant. Using these values one can predict the values of other polarization observables defined above.

Using completely symmetrical ${}^3\text{He}$ and deuteron wave functions one can obtain the value of $C_{N,N,0,0} = 0.333 \pm 0.026$. For realistic wave functions with D -waves one gets $C_{N,N,0,0} = 0.289 \pm 0.023$. $C_{L,L,0,0}$ is close to zero for both cases.

The value of $C_{N,N,0,0}$ can be predicted up to sign ambiguity, but the negative value of $C_{N,N,0,0}$ at threshold is more favourable, when g_0 and g_1 are assumed to have the same sign in order to avoid a strong suppression of the $n-d$ branching ratio. One can see also that $C_{N,N,0,0}$ is very sensitive to short-range NN -correlations. At higher energies the P -wave contribution dominates and masks NN -correlations. It is necessary to include in calculations also the 3-body mechanisms [8].

We would like to note that the $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta^0$ reaction having the same spin structure is also defined by two amplitudes in collinear kinematics. In the two-body absorption approach [9] the η -meson at threshold can also be absorbed on the pairs of nucleons with isospin $T = 0$ and $T = 1$.

If we neglect the D -waves in the deuteron and ${}^3\text{He}$, difference between S^* and S -waves in the ${}^3\text{He}$ and ω, η exchange diagrams, A and B amplitudes of the $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta^0$ process will correspond to pure π - and ρ -contributions, respectively. The relative phase between A and B amplitudes corresponds to the mixing parameter between π - and ρ -exchange graphs. The spin correlation $C_{N,N,0,0}$ takes the following form:

$$C_{N,N,0,0} = (0.694 \pm 0.052) \cdot \cos \delta, \quad (8)$$

where the $\cos \delta$ is mixing parameter between π - and ρ -contributions.

Of course, for correct description of this process it is necessary to add to this simplified model 3-body mechanisms [10], strong FSI due to large complex $\eta^3\text{He}$ scattering length [11] and so on.

These questions are discussed in more detail in ref. [12].

4. Conclusions

Polarization observables of the pion absorption and production are very sensitive to the NN -correlation function, in particular to its short-range part, in contrast to the cross section.

Measurements of $C_{N,N,0,0}$ and $C_{N,SL,0,0}$ (in addition to T_{20} and differential cross section) realize the program of full experiment in the case of collinear kinematics (for $dp \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ and $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta^0$ reactions).

At threshold, where two-body absorption of pions dominates, from measurement of $C_{N,N,0,0}$ it is possible to remove the sign uncertainty between g_0 and g_1 coupling constants.

Measurements of $C_{N,N,0,0}$ for $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta^0$ could clarify: the role of three-body mechanisms in the meson absorption and production; the role of π, ρ, η, ω exchanges; possibility of existence of quasi-bound $\eta^3\text{He}$ state.

The authors would like to express their gratitude to E.Strokovsky for constant help and stimulating interest to the present work, I.Sitnik and N.Piskunov for fruitful discussions and support.

References

1. Chapman K.R. et al. — Nucl. Phys., 1964, 57, p.499;
Gabathuler K. et al. — Nucl. Phys., 1972, B40, p.32;
Aslanides E. et al. — Phys. Rev. Lett., 1977, 39, p.1654;
Low J.W. et al. — Phys. Rev., 1981, C23, p.1656.
2. Banaigs J. et al. — Phys. Lett., 1974, B45, p.394;
Berthet P. et al. — Nucl. Phys., 1985, A443, p.589.
3. Kerboul C. et al. — Phys. Lett., 1986, B181, p.28.
4. Boundard A. et al. — Phys. Lett., 1988, B214, p.6;
Pickar M.A. et al. — Phys. Rev., 1992, C46, p.397;
Mayer B. et al. — Nouvelles de Saturne, 1993, 17, p.67.
5. Berger J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1988, 61, p.919.
6. Germond J.-F., Wilkin C. — J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1988, 14, p.181.

7. Ghazikhanian V. et al. — Phys. Rev., 1991, C43, p.1532.
8. Laget J.M., Lecolley J.F. — Phys. Lett., 1987, B194, p.177.
9. Germond J.-F., Wilkin C. — J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1989, 15, p.437.
10. Laget J.M., Lecolley J.F. — Phys. Rev. Lett., 1988, 61, p.2069.
11. Wilkin C. — Phys. Rev., 1993, C47, p.R939.
12. Ladygin V.P., Ladygina N.B. — JINR Preprint E1-94-279, Dubna, 1994, submitted to Yad. Fiz.

Received on September 7, 1994.

ФРАГМЕНТАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР-СНАРЯДОВ И А-ЗАВИСИМОСТЬ ФЕРМИ-ИМПУЛЬСОВ НУКЛОНОВ

Сотрудничество Алма-Ата — Бухарест — Дубна — Душанбе —
Ереван — Кошице — Санкт-Петербург — Москва — Ржеж —
София — Ташкент — Тбилиси

Б.У.Амеева, Н.П.Андреева, З.В.Анзон, В.И.Бубнов,
А.Ш.Гайтинов, Г.Ж.Елигбаева, Л.Е.Еременко, Г.С.Калячкина,
Э.К.Каныгина, И.Я.Часников, Ц.И.Шахова
Институт физики высоких энергий АН Казахстана, Алма-Ата

М.Гицок, В.Топор, М.Хайдук
Центральный институт физики Румынии, Бухарест

С.А.Краснов, В.В.Русакова, К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Т.Н.Максимкина, Г.Я.Сун-Цзин-Ян

Физико-технический институт АН Таджикистана, Душанбе

Ф.А.Аветян, В.М.Кришан, Н.А.Марутян, В.Р.Саркисян
Ереванский физический институт, Армения

С.Вокал
Университет г.Кошице, Словакия

В.Г.Богданов, В.А.Плющев, З.И.Соловьева
Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

Э.Д.Колганова, Е.А.Пожарова, Т.Ю.Скородько, В.А.Смирнитский
Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

М.Шумбера
Институт ядерных исследований, Ржеж, Чехия

Х.М.Чернев
Институт ядерных исследований
и ядерной энергетики АН Болгарии, София

А.И.Бондаренко, Ш.А.Рустамова, Г.М.Чернов
Институт ядерной физики АН Узбекистана, Ташкент

Н.И.Костанашвили
Тбилисский государственный университет, Грузия

Показано, что средние поперечные импульсы продуктов фрагментации релятивистских ядер имеют A -зависимость существенно более сильную, чем таковая для ферми-импульсов нуклонов. Это обстоятельство критично для статистической теории быстрой фрагментации ядер.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

The Relativistic Projectile Nuclei Fragmentation and A -Dependence of Nucleon Fermi-Momenta

Alma-Ata — Bucharest — Dubna — Dushanbe —
Yerevan — Koshice — St. Peterburg — Moscow —
Rzez — Sofia — Tashkent — Tbilisi

B. U. Ameeva et al.

The average transverse momenta of relativistic nuclei fragmentation products are shown to have an A -dependence essentially stronger than that for the Fermi-momentum of nucleons. This circumstance is critical for statistical theory of rapid fragmentation of nuclei.

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

Изучение распада остаточных релятивистских ядер-снарядов, образовавшихся после неупругого ядро-ядерного взаимодействия, дает, вероятно, уникальную возможность получения прямой информации о свойствах внутриядерной кластеризации нуклонов («префрагментации») в условиях малых передач энергии-импульса фрагментирующему ядру. Исходной в этом смысле является широко используемая статистическая теория быстрой фрагментации [1,2], в которой экспериментально измеряемые импульсы спектаторных фрагментов ядер прямо связаны с внутриядерными ферми-импульсами нуклонов.

Если формирование префрагментов из произвольного числа нуклонов происходит случайным образом и их импульсные характеристики при распаде ядра сохраняются, имеет место так называемый параболический закон [2]:

$$\sigma_F^2 = \sigma_N^2 F (A - F) / (A - 1). \quad (1)$$

Здесь $\sigma_F^2 = \langle p \rangle_F^2 / 3$ и $\sigma_N^2 = \langle p_N^2 \rangle / 3$ — соответственно среднеквадратические значения проекций 3-импульсов фрагментов с массой F и внутриядерного нуклона в с.ц.м. фрагментирующего ядра, имевшего массу A до соударения. Зависимость импульсов фрагментов от их массы в формуле (1) была с удовлетворительной точностью подтверждена в экспериментах в широком диапазоне A (см., например, [3]). В свою очередь, среднеквадратический внутриядерный импульс нуклона $\langle p_N^2 \rangle$ связан с

т.н. импульсом Ферми p_f (например, в ферми-газовой модели ядра $\langle p_N^2 \rangle = 3p_f^2/5$), величина которого слабо возрастает при $A < 60$ и достигает приблизительно постоянного значения (≈ 260 МэВ/с) в области средних и тяжелых ядер [4].

В экспериментах при высоких энергиях наиболее просто и надежно измеряются поперечные импульсы p_T спектаторных фрагментов снаряда. В статистической теории p_T -распределения в с.ц.м. распадающегося ядра имеют рэлеевскую форму

$$f(p_T^2) dp_T^2 = \exp(-p_T^2/2\sigma^2) dp_T^2, \quad (2)$$

для которой $\langle p_T^2 \rangle = (4\pi) \langle p_T \rangle^2$. Тогда из (1) следует, что

$$\langle p_T \rangle_F / p_f = [(3\pi F/20)(A - F)/(A - 1)]^{1/2} \approx (3\pi F/20)^{1/2} \quad (3)$$

при $A \gg F$ [5].

Таким образом, при статистическом подходе к явлению ядерной мультифрагментации A -зависимость $\langle p_T \rangle$ для легких фрагментов должна совпадать с таковой для ферми-импульсов нуклонов: отношение $\langle p_T \rangle_F / p_f$ практически не зависит от A . Хотим подчеркнуть, что данное обстоятельство является, по-видимому, критичным для статистической теории, т.к. все известные нам попытки ее модификации (например [6,7]) оставляют в силе формулу (3).

На рис.1 представлена A -зависимость средних поперечных импульсов $\langle p_T \rangle_\alpha$ спектаторных α -частиц (точнее — фрагментов с зарядом $Z = 2$), испущенных остаточными ядрами-снарядами во взаимодействиях ^{12}C ($p_0 = 4,5 A_C$ ГэВ/с), ^{22}Ne ($p_0 = 4,1 A_{\text{Ne}}$ ГэВ/с), ^{24}Mg ($p_0 = 4,5 A_{\text{Mg}}$ ГэВ/с), ^{28}Si ($p_0 = 4,5 A_{\text{Si}}$ ГэВ/с), ^{56}Fe ($p_0 = 2,5 A_{\text{Fe}}$ ГэВ/с), измеренных в совершенно идентичных по методике эмульсионных экспериментах [8—12] с большой статистикой. Выбор α -частиц был обусловлен практически 100%-й надежностью их идентификации и значительной множественностью*.

*Выделение однозарядных фрагментов снаряда в эмульсии сопряжено с 20-30%-й примесью «рожденных» α -частиц [8—12], фрагменты же с зарядом $Z > 2$ имеют крайне малые выходы. Впрочем, мы проверили, что все выводы настоящей работы качественно сохраняют силу и для однозарядных фрагментов.

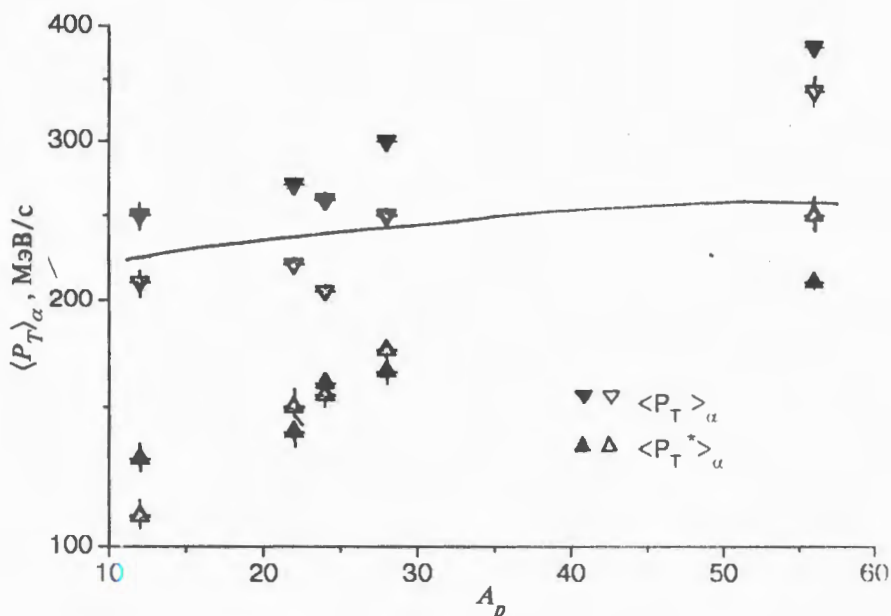


Рис. 1. Зависимость средних поперечных импульсов $\langle p_T \rangle_\alpha$ и $\langle p_T^* \rangle_\alpha$ спектаторных α -частиц от атомного веса налетающего ядра: Δ , ∇ — события на водородоподобной мишени, Δ , ∇ — события в эмульсии

Отдельно приведены значения $\langle p_T \rangle_\alpha$ для α -частиц из событий на водородоподобной мишени (события А—Н с числом фрагментов мишени $n_h < 1$), эффекты перераспределения в которых следует признать практически исключенными. Видно, что $\langle p_T \rangle_\alpha$ в обоих случаях возрастают с увеличением A заметно быстрее, чем ферми-импульсы нуклонов.

Однако прямое сопоставление измеренных в лабораторной системе импульсов фрагментов с предсказаниями статистической теории некорректно, если фрагментирующая система (остаточное ядро-снаряд) распадается на лету. Еще в [13] было показано, что поперечное движение этой системы (установленное и оцененное по наличию и величине азимутальной асимметрии вылета фрагментов в поперечной плоскости реакции) сильно искажает (увеличивает) «истинные», т.е. относящиеся к с.ц.м. остаточного ядра, поперечные импульсы фрагментов. Кроме того, как было показано в [14], не все α -частицы, регистрируемые как спектаторные фрагменты снаряда, можно рассматривать в качестве прямых «участников» распада остаточного ядра. Таким образом, кор-

ректная проверка соотношения (3) требует перехода к с.ц.м. спектаторной части снаряда, учитывающего оба перечисленных фактора. Такой переход для ядер с разными A , выполненный единым образом, представлен в настоящей работе.

Техника такого, достаточно непростого в условиях инклюзивного эксперимента, перехода к с.ц.м. для всех релятивистских α -частиц была описана в [8—12]; рецепт для корректного (статистического) «удаления» хвоста высокоимпульсных α -частиц, не являющихся прямыми продуктами распада фрагментирующего ядра, приведен в [14]. Отсылая читателя, интересующегося деталями, к указанным работам, опишем процедуру лишь схематично.

На рис.2 в качестве примера приведено p_T -распределение релятивистских α -фрагментов из соударений $^{28}\text{Si}-\text{Em}$, где распределению (2) соответствует прямая линия; хорошо видно, что реальное p_T -распределение состоит из двух «компонент». Как было показано в [14], фрагментами, непосредственно испущенными фрагментирующим остаточным ядром, можно считать лишь составляющие «низкоэнергетическую» часть суммарного p_T -спектра. Поэтому наша цель состояла в нахождении таких значений $\langle p_T^* \rangle_\alpha$ (звездочка обозначает соответствующую величину в с.ц.м.), которые при переходе к л.с. обеспечивали бы наблюдаемую низкоэнергетическую (рэлеевскую) часть суммарного p_T -распределения. Этот перевод, обеспечивающий (фитированием) наблюдаемую азимутальную асимметрию разлета фрагментов в поперечной плоскости реакции, был выполнен аналогично выполнявшемуся (для полного распределения) в [8—12]. Полученные таким образом значения $\langle p_T^* \rangle_\alpha$ также приведены на рис.1: они возрастают с увеличением A еще быстрее, чем $\langle p_T \rangle_\alpha$.

Подчеркнем, что при любом способе учета вышеупомянутых факторов, искажающих «истинные» p_T -характеристики (в частности, при «перевод» всего p_T -спектра в с.ц.м., как это делалось в [8—12], при простом «образовании» высокоэнергетического нестатистического «хвоста» больших p_T , выполненном в л.с. аналогично процедуре, описанной в [14], и т.д.), A -зависимость средних поперечных импульсов оказывается еще более сильной, чем для исходного p_T -спектра в л.с.

Отметим еще один, несомненно важный, результат: переход к с.ц.м. «ликвидирует» различие в $\langle p_T \rangle$ между событиями $A-\text{Em}$ и $A-\text{H}$. Други-

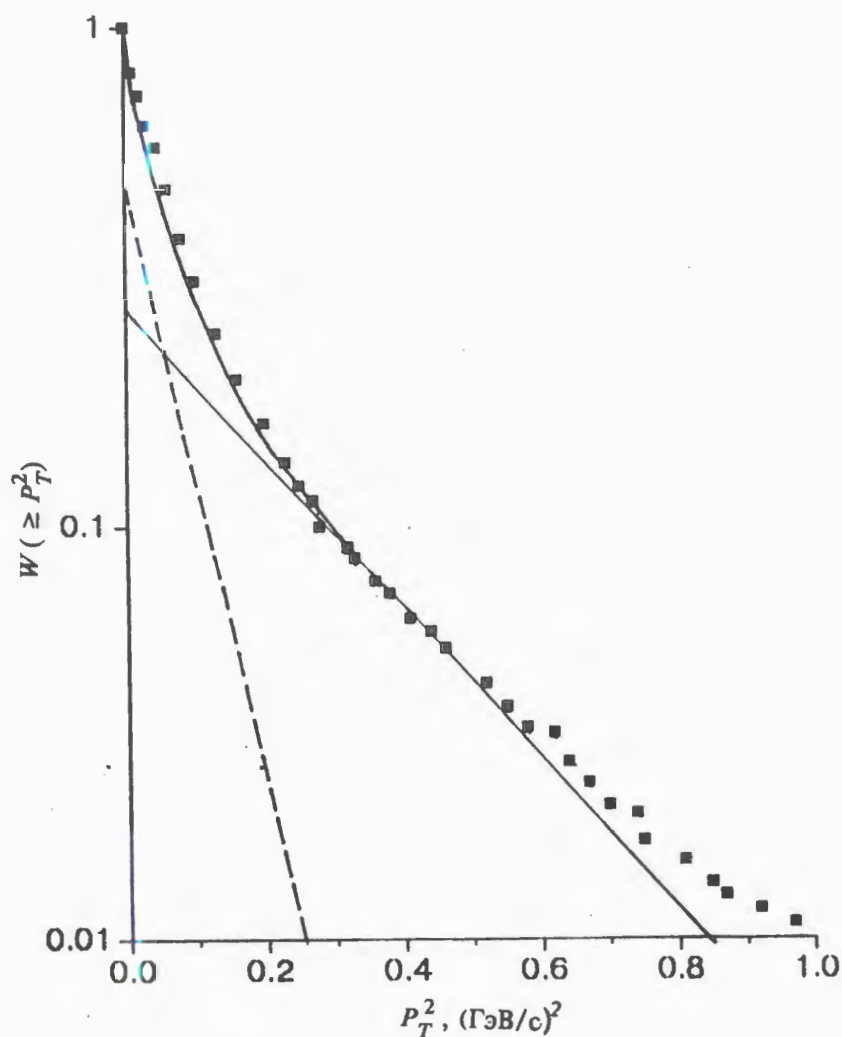


Рис.2. Распределение p_T релятивистских α -фрагментов из соударений $^{28}\text{Si}-\text{Em}$

ми словами, «истинные» температуры фрагментирующих остаточных ядер слабо (или вовсе не) зависят от массового числа ядра-партнера.

Основной результат нашего исследования представлен на рис.3. Отношение $\langle p_T^* \rangle_\alpha / p_f$ в области $A = 12 + 56$ отнюдь не постоянно, как того (приближенно) требует соотношение (3). Кроме того, оно существенно

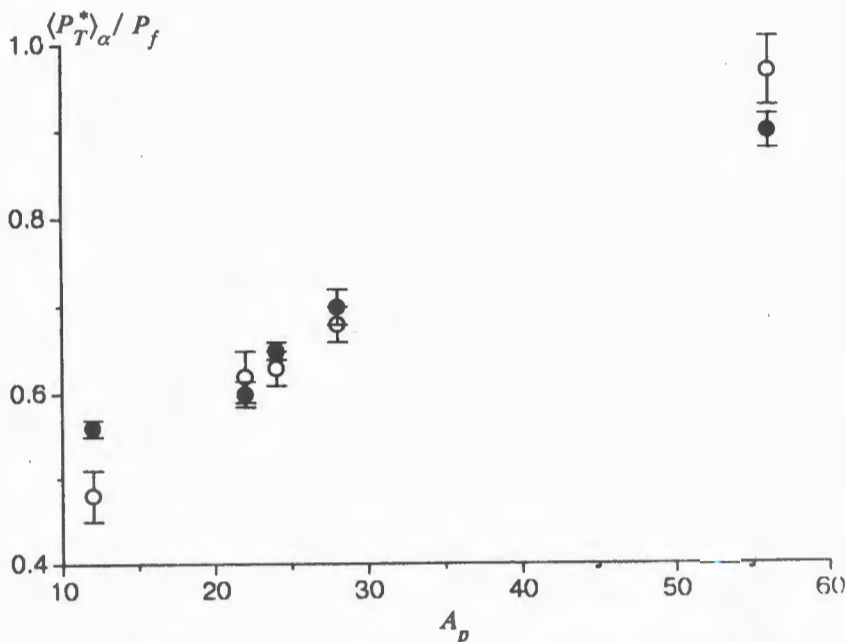


Рис. 3. Зависимость отношения $\langle p_T^* \rangle_\alpha / p_f$ от атомного веса налетающего ядра

меньше величины $\approx 1,4$, следующей из (3) для α -частиц. Значительное возрастание «температуры» распада при увеличении массового числа фрагментирующего ядра, по нашему мнению, является критическим обстоятельством для статистического подхода к этому явлению. Наш результат, как минимум, требует получения в рамках этого подхода параболического закона с возрастающим σ_N^2 в (1).

В заключение мы хотели бы обратить внимание на то, что в последнее время в ряде экспериментальных работ по фрагментации снаряда в области $A > 56$ были зафиксированы аномально большие значения σ_N . Например, в работе [15], в которой изучалась фрагментация ядра ^{139}La при $p_0 = 1,2 A_{\text{La}}$ ГэВ/с на фрагменты с $F = 60 + 139$, было получено $\sigma_N = (169 \pm 12)$ МэВ/с. Оценка $\langle p_T \rangle_\alpha$ по данным [15], сделанная с помощью формул (1)–(3), дает $\langle p_T \rangle_\alpha \approx (520 \pm 40)$ МэВ/с (ср. с данными рис.1). Таким образом, мы имеем основание для предположения о том, что обсуждаемая в настоящей работе закономерность сохраняется и в области средних и тяжелых ядер.

Литература

1. Feshbach H., Huang K. — Phys. Lett., 1973, vol.B47, p.300.
2. Goldhaber A.S. — Phys. Lett., 1974, vol.B53, p.30.
3. Legrain R. — Nucl. Phys., 1982, vol.A387, p.219.
4. Moniz E.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1971, vol.26, p.445.
5. Bondarenko A.I., Chernov G.M. — Preprint INR, No.A-17, Tashkent, 1991.
6. Murphy M.J. — Phys. Lett., 1984, vol.B135, p.25.
7. Gan H.H. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.B234, p.4.
8. Бондаренко Р.А. и др. — ЯФ, 1983, т.38, с.1483.
9. Андреева Н.П. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.157, 949.
10. Бондаренко А.И. и др. — ЯФ, 1992, т.55, с.137.
11. Андреева Н.П. и др. — ЯФ, 1990, т.51, с.1047.
12. Chernov G.M. et al. — Nucl. Phys., 1984, vol.A412, p.534.
13. Бенгус Л.Е. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, с.353.
14. Абдуразакова У.А. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.1299.
15. Brady F.P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1988, vol.60, p.1699.

Рукопись поступила 25 июля 1994 года.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ γ -КВАНТОВ ИЗ (d — ПРОПАН)-ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ИМПУЛЬСЕ $P_d = 1,25$ ГэВ/с на нуклон

Ю.А.Троян, М.Я.Чубарян, Е.Б.Плеханов,
В.Н.Печенов, Н.С.Григалашвили*

Представлены результаты анализа энергетического спектра γ -квантов из ($d + C_3H_8$)-взаимодействий при импульсе налетающего дейтрона $P_d = 1,25$ ГэВ/с на нуклон. Обнаружены 4 особенности при энергиях 30, 60, 120 и 165 МэВ со статистическими значимостями на уровне 2—4 стандартных отклонений. Рассматривается гипотеза излучения γ -квантов возбужденными дибарионными состояниями.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Energy Spectra of γ -Quanta from d — Propane Interactions
at Momentum $P_d = 1,25$ GeV/c per Nucleon

Yu.A.Troyan et al.

The results of the analysis of the energy spectra of γ -quanta from $d + C_3H_8$ interactions are presented at deuteron beam momentum $P_d = 1.25$ GeV/c per nucleon. Four peculiarities at energies of 30, 60, 120 and 165 MeV with statistical significances at a level of 2—4 standard errors were observed. The hypothesis of γ -quanta emission by excited dibaryon states is investigated.

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

1. Введение

В серии работ, посвященных поиску и исследованию узких дибарионных резонансов (см., например [1—3]), выполненных на материалах с 1-метровой водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, экспонированной в пучках монохроматических нейтронов различных энергий, показано, что найденные особенности имеют малые ширины — порядка $1 \text{ МэВ}/c^2$. В опытах по поиску резонансов в упругом рассеянии протонов

*Научно-исследовательский институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

на протонах [4,5] получены оценки ширины таких состояний, равные долям МэВ/с².

При таких малых ширинах вероятность распада по электромагнитному каналу может составить заметную долю всех возможных распадов дибарионных резонансов. Регистрация γ -кванта от распада дибарионного резонанса по электромагнитному каналу, в условиях отсутствия других источников γ -излучения с энергиями в несколько десятков МэВ, сильно снижает фон по сравнению с остальными методами излучения спектров эффективных масс.

В [6] рассмотрена возможность распада узких дипротонных резонансов по каналу $(BB^*) \rightarrow p\bar{p}$ и получен слабо обоснованный статистически вывод о концентрации событий в системе $p\bar{p}$ около массы 1936 МэВ/с² при отборе γ -квантов, лежащих в энергетическом интервале $10 < E_\gamma < 50$ МэВ (см. рис.1б). Работа была выполнена на материалах с двухметровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ. Обращает на себя внимание низкий уровень фона под пиком. На рис.1а изображен соответствующий этим условиям отбора спектр эффективных масс двух

протонов.

В [7] на значительно большей статистике исследовалась система $p\bar{p}$, результат представлен на рис.2. После обработки данных получены сигналы от четырех резонансов с массами (1959 ± 1) , (2014 ± 2) , (2052 ± 2) и (2159 ± 3) МэВ/с² соответственно. Число стандартных отклонений от фона 4,6; 4,8; 2,6; 3,5.

В [8] обнаружен резонанс в системе $p\bar{p}$ в районе 1960 МэВ/с². Для этого района масс фон для системы

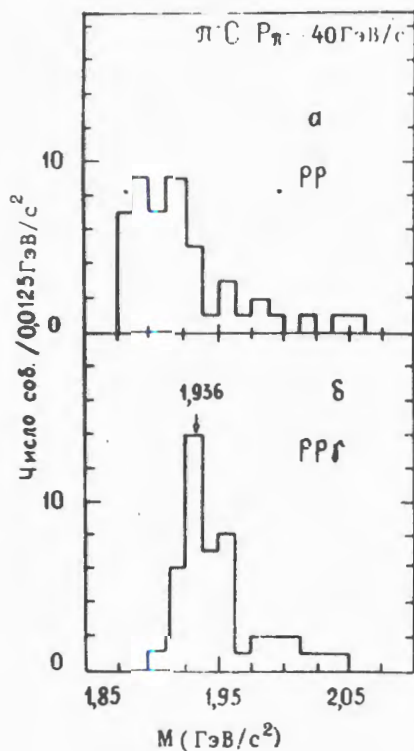


Рис.1. а — Распределение эффективных масс двух протонов из π^- -С-взаимодействий в двухметровой пропановой камере при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с для событий с $10 < E_\gamma < 50$ МэВ; б — распределение эффективных масс $p\bar{p}$ -комбинаций для событий с $10 < E_\gamma < 50$ МэВ из π^- -С-взаимодействий в 2-метровой пропановой камере при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с

pp составляет $\approx 80\%$, а для системы $pp\pi$ $\approx 40-50\%$. Как видно, наличие в событии γ -кванта большой энергии ($E_\gamma > 20$ МэВ) «метит»

резонанс и значительно снижает долю ложных комбинаций. При достаточной статистике изучение системы $pp\pi$ может дать много новых сведений о квантовых числах резонансов, каскадных переходах, размерах и конфигурациях изучаемых систем и т.д. В

работе [7] установлена приблизительно равная вероятность распада резонанса с массой в районе 1960 МэВ/с² по каналам pp и $pp\pi$.

В работе [6] мы предложили эксперимент по поиску радиационных распадов узких дипротонных резонансов на 2-метровой пропановой камере ЛВЭ ОИЯИ, облученной дейтронами с импульсом $1,25$ ГэВ/с на нуклон. Выбор энергии обусловлен тем, что эта энергия ниже порога рождения дополнительного π^0 -мезона. В то же время на 1-метровой пузырьковой водородной камере нами получена большая информация о реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при импульсе $P_n = 1,25$ ГэВ/с, есть возможность сравнения результатов этих двух экспериментов.

Цель настоящей статьи — изложить методическую сторону работы с событиями в пропановой камере, содержащими γ -кванты, и представить предварительные результаты о спектрах наблюдавшихся γ -квантов в данных условиях эксперимента.

2. Методика эксперимента

Пропановая пузырьковая камера позволяет регистрировать γ -кванты с эффективностью $(12 \pm 2)\%$, определять с хорошей средней точностью импульс γ -кванта (около 15% для γ -квантов, восстановленных по электрон-позитронным парам), определять углы вылета вторичных частиц со средней точностью $0,5^\circ$, а также благодаря 4π -геометрии практически без потерь регистрировать все заряженные частицы.

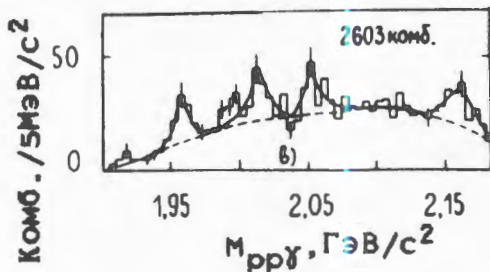


Рис.2. Спектр эффективных масс $M_{pp\gamma}$ для $P_p > 260$ МэВ/с. Сплошная линия — результат аппроксимации спектра полиномом 3-й степени и суммой функции Брейта — Вигнера. Штриховая линия — вклад фона [7]

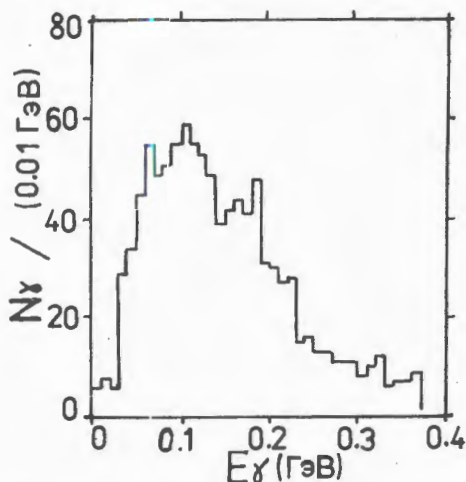


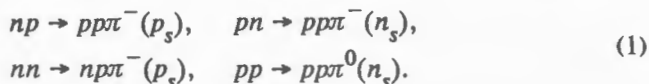
Рис.3. Спектр γ -квантов, восстановленных по электрон-позитронным парам без учета геометрического веса

Экспериментальные данные получены с помощью 2-метровой пропановой (C_3H_8) камеры ОИЯИ, экспонированной в пучках дейтронов с импульсом $P_d = 1,25$ ГэВ/с на нуклон. Примесь посторонних частиц в пучке не превышала 3%. Камера располагалась в магнитном поле со средней напряженностью $B = 1,5$ Тл.

Отобрано и измерено около 12000 событий со следующими тремя топологиями:

- 1) Отобраны все звезды, с которыми связано не менее одной электрон-позитронной пары или одиночного комптон-электрона;
- 2) Отобраны все 3-лучевые звезды с одним отрицательным треком;
- 3) Отобраны все 4-лучевые звезды с одним отрицательным треком.

Выбор энергии и отбор топологий обусловлен поставленной задачей поиска дибарионных резонансов и их радиационного распада. При этом сечение рождения второго пиона в (d — пропан)-взаимодействиях ничтожно мало. Приведем возможные в данных взаимодействиях реакции:



В скобках указаны нуклоны-спектаторы от налетающего дейтрона.

На рис.3 приведен энергетический спектр γ -квантов, восстановленный по электрон-позитронным парам без учета геометрического веса. Видны аномальные выбросы, не характерные для спектра γ -квантов от распада π^0 -мезона [9]. Также заметен сильный провал при малых энергиях γ -кванта, что можно объяснить плохой эффективностью восстановления γ -квантов с энергией меньше 40 МэВ.

Из уравнений для комптон-эффекта:

$$E_e - \mu = \frac{k_0^2(1 - \cos(\theta))}{\mu + k_0(1 - \cos(\theta))}, \quad (2)$$

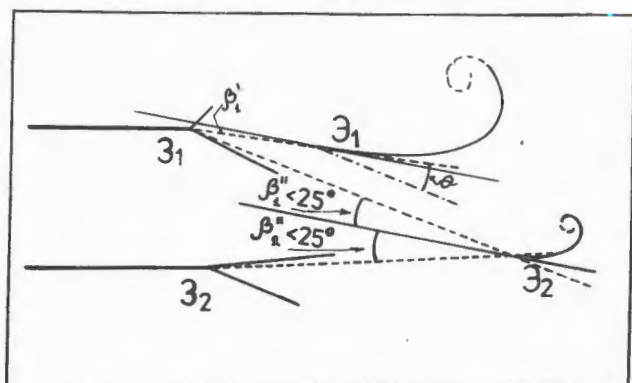


Рис. 4. Вероятный случай на фотоснимке с двумя звездами (3_1 и 3_2) и с двумя электронами ($\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$), где $\mathcal{E}_1$ может быть образован γ -квантом, испущенным из одной звезды $\mathcal{E}_1$, а $\mathcal{E}_2$ может быть образован γ -квантом, испущенным из двух звезд 3_1 и 3_2 .

$$\cos(\beta) = (1 + G) \sqrt{\frac{1 - \cos(\theta)}{2 + G(G + 2)(1 - \cos(\theta))}}, \quad (3)$$

где β — угол электрона отдачи, θ — угол рассеяния γ -кванта (рис. 4), k_0 — искомая энергия γ -кванта, μ — масса электрона, $G = k_0/\mu$, E_e , P_e — энергия и импульс комптон-электрона. Легко получить

$$G = \frac{(E_e - \mu) + P_e \cdot \cos(\beta)}{(E_e + \mu) \cdot \cos^2(\beta) - (E_e - \mu)}. \quad (4)$$

Из условия $G > 0$ получаем ограничения на угол β . Например, для

$$P_e = 3 \text{ МэВ/с} - \beta < 23,3^\circ,$$

$$P_e = 30 \text{ МэВ/с} - \beta < 7,4^\circ,$$

$$P_e = 100 \text{ МэВ/с} - \beta < 4,0^\circ,$$

Будем отбирать комптон-электроны с импульсом больше 3 МэВ/с, т.е. с углом отдачи $\beta < 25^\circ$ (с учетом точности определения углов на просмотрных столах). Электроны с импульсом, меньшим 3 МэВ/с, мы не рассматриваем из-за плохой точности измерения.

Энергия γ -кванта равна $k_0 = \mu \cdot G$.

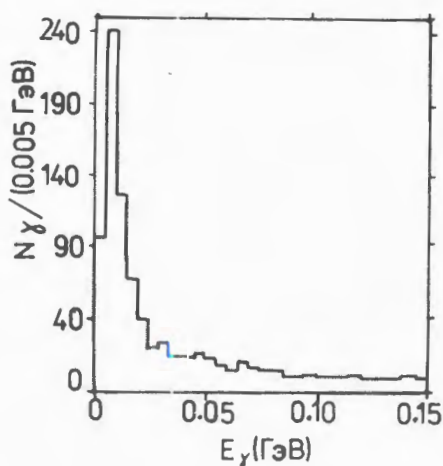


Рис.5. Спектр γ -квантов, восстановленных по комптон-электронам без учета весов.

гой звезды. Эту проблему можно решить, если отнормировать сумму вероятностей принадлежности электрона к разным звездам на 1. На рис.4 изображен случай, где электрон $\mathcal{Z}_2$ по правилам отбора ($\beta < 25^\circ$) может принадлежать двум звездам $\mathcal{Z}_1$ и $\mathcal{Z}_2$. Вероятность принадлежности электрона

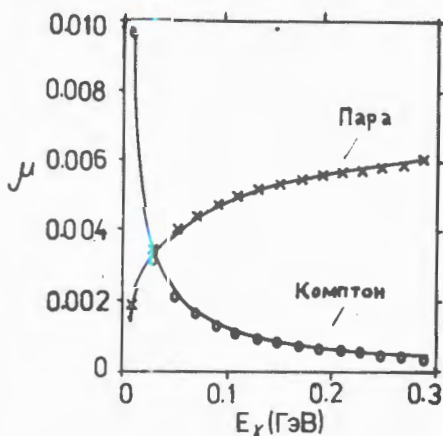


Рис.6. График зависимостей от энергии коэффициентов прохождения через пропан (μ_k и μ_n) для γ -квантов, образующих комптон-электроны и электрон-позитронную пару

Все величины для определения энергии k_0 могут быть измерены в нашем эксперименте.

На рис.5 приведен энергетический спектр γ -квантов, восстановленный по комптон-электронам, без учета весов. Как видно из этого рисунка, события в основном расположены в районе 5—10 МэВ.

Зная сечение комптон-эффекта σ_k , можно дать вероятностную оценку принадлежности комптон-электрона к данной звезде. Но теоретическая оценка не учитывает того факта, что электрон может быть образован γ -квантом, испущенным из другой

звезды. Эту проблему можно решить, если отнормировать сумму вероятностей принадлежности электрона к разным звездам на 1. На рис.4 изображен случай, где электрон $\mathcal{Z}_2$ по правилам отбора ($\beta < 25^\circ$) может принадлежать двум звездам $\mathcal{Z}_1$ и $\mathcal{Z}_2$. Вероятность принадлежности электрона $\mathcal{Z}_2$ к $\mathcal{Z}_1$, оцененную по формулам комптон-эффекта, обозначим W_1 , а вероятность принадлежности $\mathcal{Z}_2$ к $\mathcal{Z}_1$ с учетом наличия двух звезд — W' , и, соответственно, для $\mathcal{Z}_2$ — W_2 и W'' . Искомые вероятности будут равны: $W' = W_1/W$, $W'' = W_2/W$ (здесь $W = W_1 + W_2$ с учетом нормировки $W' + W'' = 1$). Эти вероятности для каждого электрона мы вводим в общий вес, куда входят и геометрические характеристики камеры.

Геометрический вес определяется по следующим формулам:

$$W_k = \frac{1}{\mu_k/(\mu_k + \mu_n)} \cdot (1 - \exp(x(\mu_k + \mu_n))), \quad (6)$$

$$W_n = \frac{1}{\mu_n/(\mu_k + \mu_n)} \cdot (1 - \exp(x(\mu_k + \mu_n))), \quad (7)$$

где W_k — искомый геометрический вес для γ -квантов, восстановленных с помощью комптон-электронов, а W_n — восстановленных с помощью электрон-позитронных пар, $\mu = n\sigma$ — коэффициенты прохождения (σ — соответствующие сечения, $n = 1,45 \cdot 10^{23}/\text{см}^3$ — число электронов в 1 см^3 пропана). На рис.6 приведены графики зависимости коэффициентов прохождения γ -квантов в пропане при образовании пар μ_n и комптон-эффекте μ_k от энергии γ -кванта. Видно, что при $E_\gamma < 0,1 \text{ ГэВ}$ μ_n и μ_k сопоставимы по величине.

Средние веса, вычисленные с помощью формул (6), (7) для γ -квантов, соответственно равны $W_k = 7,5$ и $W_n = 8,3$.

Для определения относительных ошибок измерения энергий γ -квантов все экспериментально измеряемые параметры разыгрывались по методу Монте-Карло, и вычислялись значения энергий после этого розыгрыша. Вычислялась величина σ для распределения разницы между значениями энергий до и после розыгрыша в каж-

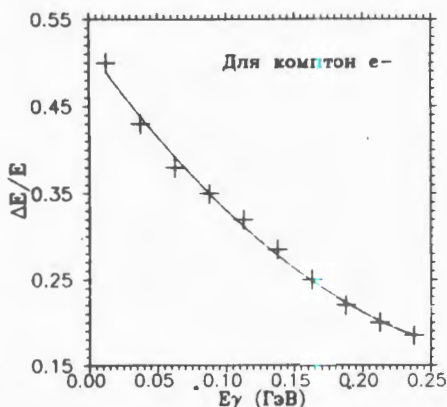


Рис.7. Распределение относительных ошибок ($\Delta E/E$) для энергии γ -квантов, восстановленных по комптон-электронам

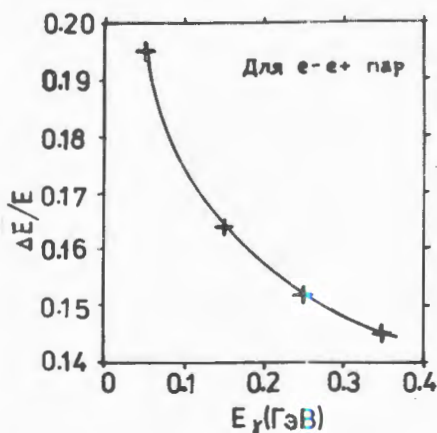


Рис.8. Распределение относительных ошибок ($\Delta E/E$) для энергии γ -квантов, восстановленных по электрон-позитронным парам

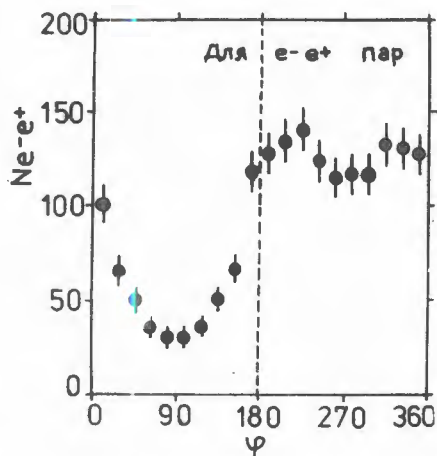


Рис.9. Распределение по азимутальному углу φ числа электрон-позитронных пар

позитронов около дна камеры. На рис.9 показано распределение числа электрон-позитронных пар (для комптон-электронов принципиальной разницы нет) по азимутальному углу φ (угол φ определяется в плоскости, перпендикулярной пучку). Видны существенные потери в нижней половине камеры. Для выяснения влияния этого обстоятельства на возможные качественные изменения спектра мы приводим на рис.10 спек-

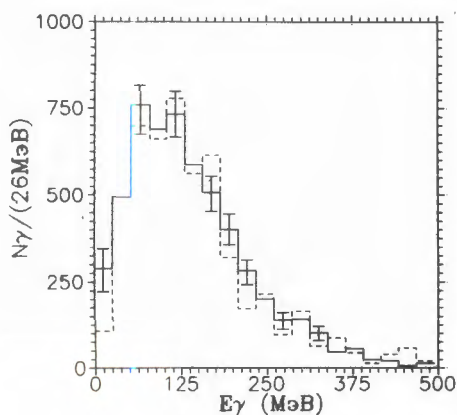


Рис.10. Спектры γ -квантов при $\varphi > 180^\circ$ (сплошная гистограмма) и при $\varphi < 180^\circ$ (пунктирная гистограмма)

дом выбранном интервале энергий. Далее бралось отношение σ к среднему значению энергии для данного энергетического интервала, что, собственно, и есть относительная ошибка измерения энергии γ -кванта для данного интервала энергий. На рис.7 и 8 приведены распределения относительных ошибок ($\Delta E/E$) для энергии γ -квантов, определенных по комптон-электронам и по электрон-позитронным парам.

При изучении энергетических спектров γ -квантов в 2-метровой пропановой камере ТПК-500 нельзя не учитывать возможных потерь электронов и позитронов

около дна камеры. На рис.9 показано распределение числа электрон-позитронных пар (для комптон-электронов принципиальной разницы нет) по азимутальному углу φ (угол φ определяется в плоскости, перпендикулярной пучку). Видны существенные потери в нижней половине камеры. Для выяснения влияния этого обстоятельства на возможные качественные изменения спектра мы приводим на рис.10 спектры γ -квантов при $\varphi > 180^\circ$ (сплошная гистограмма) и при $\varphi < 180^\circ$ (пунктирная гистограмма), нормированные на полное число γ -квантов из нижней половины камеры. Видно, что существенных различий в спектрах в пределах статистики нет, кроме первого бина ($E < 26$ МэВ), что свидетельствует о потерях около дна камеры, в основном малоэнергичных электрон-позитронных пар. Эта область нами рассматриваться не будет из-за плохой точности измерения.

3. Физические результаты

При исследовании любых спектров необходимо как можно более точно определить фоновые эффекты. При изучении спектра γ -квантов в интервале энергии от 1 МэВ до 1 ГэВ представляются существенными вклады от следующих процессов: а) распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$; б) тормозное излучение вторичных заряженных частиц; в) излучение ядерных гигантских резонансов; г) излучение радиоактивных ядер.

а. Схожесть кинематических характеристик π^- и π^0 (см. (1)) в нашем эксперименте позволяет смоделировать спектр γ -квантов от распада π^0 из реакции $pp \rightarrow pp\pi^0$ измерением заряженных π^- (из реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с). На рис.11 показан смоделированный спектр от $\pi^0 \equiv \pi^- \rightarrow 2\gamma$ в виде гистограммы. Видно, что в области энер-

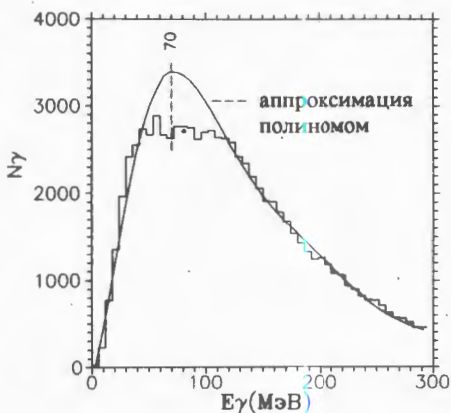


Рис.11. Смоделированный спектр γ -квантов от $\pi^0 \equiv \pi^- \rightarrow 2\gamma$

будем пользоваться этой кри-

вой в качестве фоновой для γ -квантов от распада π^0 -мезонов, нормируя ее на число γ -квантов в области пика от π^0 . На рис.12, где изображен спектр γ -квантов, восстановленный по комптон-электронам, этот фон проведен пунктиром.

б. Для моделирования тормозного излучения мы воспользовались формулами из работы [10]. На рис.12 треугольниками изображен максимально возможный фон от тормозных γ -квантов.

в. В монографии [11] автор показывает, что в области энергии от 10 до 25 МэВ сечение дипольного и квадрупольного излучения от гигант-

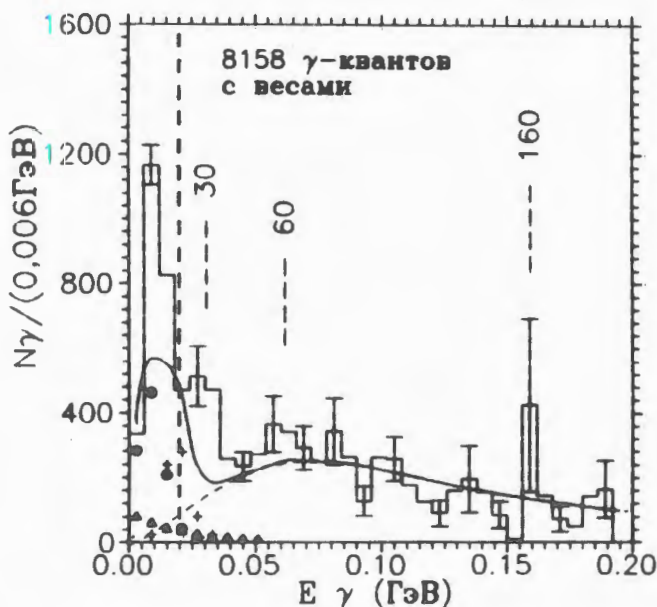


Рис. 12. Спектр γ -квантов, восстановленных с помощью комптон-электронов

ских резонансов в 6—7 раз превышает сечение обычного тормозного излучения. На рис. 12 этот эффект показан крестиками.

γ -кванты могут возникать от радиационного распада углерода пропана и вещества конструкции камеры. Смоделировать теоретически этот эффект очень сложно. Из экспериментальных данных, с помощью которых можно дать его эмпирическую оценку, мы остановились на результатах опыта, приведенных в работе [12], где получены спектры электронов, пар от γ -квантов и позитронов (рис. 13) в пропановой камере ТПК-500 (облученной протонами с импульсом 5 ГэВ/с), работавшей в режиме регистрации запаздывающего излучения ядер. Данные этого эксперимента свидетельствуют о том, что верхняя граница спектра γ -квантов не превышает 15 МэВ, а форма спектра в этой области энергий совпадает со спектром γ -квантов, восстановленным нами с помощью комптон-электронов (рис. 12), что дает основание для качественной интерпретации малоэнергичной части спектра. Количественное сравнение можно сделать весьма приближенно из-за различия интенсивностей пучка, невозможности удовлетворительного определения геометрического веса для электронов и пар запаздывающего излучения ядер, несовпадения эффективной области регистрации частиц, отличия первич-

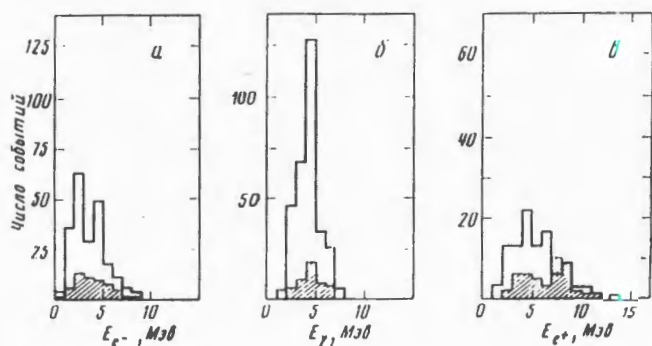


Рис.13. Спектры заряженных частиц в пропановой камере: а — электроны; б — γ -кванты; в — позитроны. Заштрихованные распределения для частиц в области первичного пучка (работа [12])

ного снаряда и др. На рис.12 форма спектра ядерного западывающего излучения обозначена черными кружками, без учета геометрического веса. В дальнейшем, учитывая эти сложности и точность определения энергии в этой области, мы будем анализировать спектр γ -квантов, начиная с 20 МэВ.

Два результирующих спектра γ -квантов, полученные разными методами, показаны на рис.12 и 14. На рис.12 приведен спектр γ -квантов, восстановленный с помощью комптон-электронов, а на рис.14 — спектр γ -квантов, восстановленный с помощью электрон-позитронных пар. На рис.12 сплошной кривой изображен суммарный фон от всех перечисленных явлений. Напомним, что фон в интервале до 20 МэВ (отделенный вертикальной пунктирной линией) приведен лишь для качественного описания спектра в этой области. В районе 30 МэВ отчетливо виден пик в двух бинах с 4-кратным стандартным отклонением от фона. В области энергии

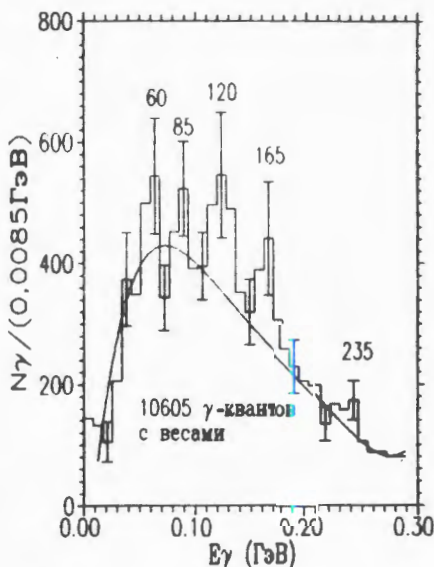


Рис. 14. Спектр γ -квантов, восстановленных с помощью электрон-позитронных пар

около 60 МэВ вырисовывается гораздо менее значимый пик, однако отметим тот факт, что практически все пики на рис.13 и 14 совпадают. На рис.14 хорошо выделяются три пика в областях энергий 60, 120, 165 МэВ.

4. Заключение

1) Впервые восстановлен спектр γ -квантов с помощью одиночных комптон-электронов;

2) Показано, что при вычислении геометрического веса для γ -квантов в области энергий от 1 до 100 МэВ, кроме эффекта образования пар, необходимо учесть комптон-эффект;

3) Получено указание на возможность существования неизвестных до сих пор аномалий в спектре γ -квантов при 30, 60, 120, 165 МэВ.

Область энергии (МэВ)	30 ± 13	60 ± 11	120 ± 19	165 ± 18
Значимость эффекта (стандарт. откл.)	4,2	1,9	3,3	3,1

Более аккуратный учет фона, может привести к уменьшению значимости эффекта для особенности в спектре γ -квантов при $E_\gamma = 30$ МэВ.

Объяснить полученные результаты известными эффектами не удастся. Мы предполагаем, что одно из возможных объяснений данного явления связано с радиационными эффектами при образовании или распаде дибарионных резонансов. Не исключается также возможность испускания γ -квантов возбужденными состояниями нуклонов или возбуждениями в системах протон — пион. Необходимо продолжить исследования корреляций γ -квантов с системами других частиц в звезде.

Мы выражаем благодарность профессору М.И.Подгорецкому за полезные обсуждения некоторых вопросов, затрагиваемых в статье, и большую признательность Н.М.Капитоновой за помощь в обработке данных и в формировании DST, а также А.Ю.Трояну за помощь в подготовке статьи.

Литература

1. Троян Ю.А. и др. — ОИЯИ, Д1-88-329, Дубна, 1988.
2. Троян Ю.А. и др. — ОИЯИ, Р1-90-78, Дубна, 1990.
3. Троян Ю.А. — ЭЧАЯ, 1993, т.24, в.3, с.683.
4. Авдейчиков В.В. и др. — ЯФ, 1991, т.54, с.111.

5. Троян Ю.А. и др. — ЯФ, 1991, т.54, с.1301.
6. Бешлиу К. и др. — ОИЯИ, Д1-85-433, Дубна, 1985.
7. Абдинов О.Б. и др. — Сообщение ОИЯИ, Р1-88-102, Дубна, 1988.
8. Абдинов О.Б. и др. — ОИЯИ, Р1-86-11, Дубна, 1986.
9. Копылов Г.И. — Основы кинематики резонансов. М.: Наука, 1970.
10. Ландау А.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: Физматгиз, 1962.
11. Амусья М.Я. — Тормозное излучение. М.: Энергоатомиздат, 1990.
12. Абдивалиев А. и др. — ЖЭТФ, 1979, т.77, в.1(7), с.20.

Рукопись поступила 30 сентября 1994 года.