

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

3[54]-92

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

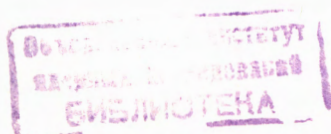
ДУБНА

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

№3 [54]-92

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
collection



Дубна 1992

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

М.А.Ананьева, А.В.Голубчиков, О.А.Займидорога	
О наблюдении гибридных резонансных состояний 1^{-+} и 1^{++}	
в процессе дифракционного рождения $\pi^+\pi^-\pi^-$ -системы	
М.А.Ананьева, А.В.Голубчиков, О.А.Займидорога	
On the Observation of Hybrid Resonance States 1^{-+} and 1^{++}	
in the Diffractively Produced 3π -System	5
S.S.Avramenko, A.U.Abdurakhimov, V.D.Aksinenko, M.Kh.Anikina,	
B.P.Bannik, Yu.A.Belikov, V.A.Butenko, V.A.Drozdoz, A.G.Galperin,	
N.S.Glagoleva, A.I.Golokhvastov, N.I.Kaminsky, S.A.Khorozov,	
E.V.Kozubsky, B.A.Kulakov, J.Lukstins, O.Yu.Mandrik,	
P.K.Manyakov, A.T.Matyushin, V.T.Matyushin, S.V.Mukhin,	
N.M.Nikityuk, L.S.Okhrimenko, O.V.Okhrimenko, T.G.Ostanevich,	
V.B.Radomanov, P.A.Rukoyatkin, I.S.Saitov, S.A.Sedykh,	
G.L.Vardenga, V.F.Zavyalov, V.P.Kondratiev, L.V.Krasnov,	
I.V.Stepanov, I.E.Shevchenko, K.Gajewski, J.Mirkowski, Z.Pawlowski,	
A.Piatkowski, E.K.Khusainov, N.N.Nurgozhin, Yu.S.Pol, G.G.Taran	
Collective Excitation of Δ -Isobar in Charge Exchange	
Reactions (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) and (${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$)	
at a Projectile Momentum of 3 GeV/c per Nucleon	
С.С.Авраменко, А.У.Абдурахимов, В.Д.Аксиненко, М.Х.Аникина,	
Б.П.Банник, Ю.А.Беликов, В.А.Бутенко, В.А.Дроздов,	
А.Г.Гальперин, Н.С.Глаголева, А.И.Голохвастов, Н.И.Каминский,	
С.А.Хорозов, Э.В.Козубский, Б.А.Кулаков, Ю.Лукстиньш,	
О.Ю.Мандрик, П.К.Маньяков, А.Т.Матюшин, В.Т.Матюшин,	
<u>С.В.Мухин</u> , Н.М.Никитюк, Л.С.Охрименко, О.В.Охрименко,	
Т.Г.Останевич, В.Б.Радоманов, П.А.Рукояткин, И.С.Саитов,	
С.А.Седых, Г.Л.Варденга, В.Ф.Завьялов, В.П.Кондратьев,	
Л.В.Краснов, И.В.Степанов, И.Е.Шевченко, К.Гаевски,	
И.Мирковски, З.Павловски, А.Пятковски, Е.К.Хусаинов,	
Н.Н.Нургожин, Ю.С.Поль, Г.Г.Таран	
Коллективное возбуждение дельта-изобары	
в реакциях перезарядки (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) и (${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$)	
при импульсе 3 ГэВ/с на нуклон	13
A.A.Baldin, Yu.K.Gavrilov, F.F.Guber, A.B.Kurepin,	
A.Yu.Nikitskiy, S.V.Nikitskaya, V.S.Pantuev,	
V.I.Razin, A.I.Reshetin, S.N.Filippov	
Kaon and Pion Production Cross Sections in $p + C$, $d + C$	
and $C + C$ Collisions as a Function of Projectile Energy	
from 2.5 to 8.1 GeV/Nucleon	

А.А.Балдин, Ю.К.Гаврилов, Ф.Ф.Губер, А.Б.Курепин,
 А.Ю.Никитский, С.В.Никитская, В.С.Пантуев, В.И.Разин,
 А.И.Решетин, С.Н.Филиппов
 Сечения рождения каонов и пионов в $p + C$, $d + C$
 и $C + C$ столкновениях как функция энергии налетающих
 частиц в диапазоне энергий 2,5—8,1 ГэВ/нуклон 20

А.А.Балдин
 Возможен ли единый подход к подпороговым
 и кумулятивным процессам в релятивистских
 ядерных столкновениях?
 A.A.Baldin
 Is the Universal Approach to the Subthreshold
 and Cumulative Processes in Relativistic
 Nuclear Collisions Possible? 27

В.А.Шахбазян, Т.А.Волоховская, А.С.Мартынов
 The Observation of Stable $\tilde{H}(S = -2)$
 and $A^0(S = -3)$ Dibaryons
 Б.А.Шахбазян, Т.А.Волоховская, А.С.Мартынов
 Наблюдение стабильных $\tilde{H}(S = -2)$
 и $A^0(S = -3)$ дибарионов 38

В.А.Шахбазян, Т.А.Волоховская, А.С.Мартынов
 The Observation of the Second Heavy
 Stable $\tilde{H}(S = -2)$ -Dibaryon
 Б.А.Шахбазян, Т.А.Волоховская, А.С.Мартынов
 Наблюдения второго тяжелого стабильного
 дибариона $\tilde{H}(S = -2)$ 51

Л.С.Золин, В.Ф.Переседов
 Искажения спектров кумулятивных мезонов
 вторичными взаимодействиями в ядрах
 L.S.Zolin, V.F.Peresedov
 Distortion of the Spectra of Cumulative Mesons
 by Multiscattering in Nuclei 59

Ю.Ц.Оганесян, С.А.Карамян, В.М.Назаров, З.Щегловски
 Наблюдение реакции радиационного захвата нейтрона
 на экзотическом изомере $^{178m}_2\text{Hf}$
 Yu.Ts.Oganessian, S.A.Karamian, V.M.Nazarov, Z.Scheglovski
 Observation of Neutron Radiative Capture-Reaction
 on Exotic Isomer $^{178m}_2\text{Hf}$ 72

О НАБЛЮДЕНИИ ГИБРИДНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ 1^{-+} И 1^{++} В ПРОЦЕССЕ ДИФРАКЦИОННОГО РОЖДЕНИЯ $\pi^+\pi^-\pi^-$ -СИСТЕМЫ

М.А.Ананьева, А.В.Голубчиков, О.А.Займидорога

На основании парциально-волнового анализа 120000 дифракционно-рожденных $\pi^+\pi^-\pi^-$ -событий доказан резонансный характер $J^{PC} = 1^{-+}$ - и 1^{++} - состояний. Результаты анализа свидетельствуют о том, что эти состояния имеют заметный выход в дифракционных процессах и могут быть интерпретированы как гибридные состояния.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

On the Observation of Hybrid Resonance States 1^{-+} and 1^{++} in the Diffractively Produced 3π -System

М.А.Ананьева, А.В.Голубчиков, О.А.Займидорога

On the basis of the partial-wave analysis of 120000 diffractively produced $\pi^+\pi^-\pi^-$ events, the resonance character of the $J^{PC} = 1^{-+}$ and 1^{++} states has been proved. The results of the analysis show that those states have a noticeable yield in the diffractive processes and can be interpreted as hybrid states.

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

Квантовая хромодинамика предсказывает [1] существование связанных состояний, таких, как: глюболы — связанные состояния глюонов; экзотические многокварковые состояния ($q\bar{q}q\bar{q}$) и гибриды — связанные состояния кварк-антикварковой пары и глюона. Эти состояния должны существовать наряду с кварк-антикварковыми состояниями.

Открытие таких состояний и изучение их свойств имеет важное значение для:

- прямого доказательства существования глюона, проверки КХД;
- существования валентного глюона (а кварк-антикварковая система должна входить в цветовой октет помимо синглетного состояния по цвету);
- непрямого указания на решеточный подход.

Экспериментальная ситуация такова, что спектроскопия гибридов, многокварковых состояний и мезонов очень тесно соотносится. В области масс $1+2$ ГэВ/ c^2 должно дополнительно существовать ~ 15 нуклонов. Обычным признаком их обнаружения является наблюдение

дополнительных состояний, не входящих в $(q\bar{q})$ -нонеты, т.е. состояний со спином и четностью, запрещенных в кварк-антикварковой модели. Поэтому поиск резонансов в массовом спектре, определение спина и четности состояний является недостаточным для заключения о гибридном характере резонансов. Иногда необходимо установить механизм рождения этих состояний. Таким, наиболее привлекательным механизмом, является дифракционное образование резонансных состояний.

В t -канале неупругого дифракционного процесса доминирует обмен полюсом с квантовыми числами вакуума, и амплитуда процесса не зависит от спина и изотопического спина. Поэтому рожденная система сохраняет квантовые числа начального адрона, а спин и четность принадлежат к "ненатуральной серии: $\Delta P = (-1)^{\Delta J}$, где ΔP , ΔJ есть изменение четности и полного спина системы. Вследствие этого в результате дифракции падающего бозона на ядре как целом рождается бозонная система, сохраняющая все дискретные квантовые числа налетающего бозона.

В результате большой передачи энергии бозонной системе при чрезвычайно малых передачах импульса и ограниченном числе состояний по спину и четности эти процессы предоставляют возможность изучения возбужденных состояний бозонных систем, т.е. спектр уровней возбуждения конstituентов падающей элементарной частицы. В этих процессах ярко проявляются волновые свойства частиц, и возбуждение резонансов обусловлено интерференцией волн на валентных конstituентах составных частиц. Поэтому обнаружение кварк-глюонных резонансов в дифракционных процессах прямо свидетельствовало бы о существовании глюона в валентном состоянии.

Целью настоящей работы является обсуждение результатов парциально-волнового анализа дифракционных событий и изучение вклада кандидатов в гибридные состояния.

Экспериментальные данные были получены на ускорителе 70 ГэВ в Серпухове коллективом научных групп ОИЯИ и Национального института ядерной физики Италии — сотрудничество Болонья — Дубна—Милан [2]. В эксперименте изучался процесс $\pi^- A \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- A$ на девяти ядрах при энергии 40 ГэВ. Установка и ее основные узлы описаны в работе [3]. Представленные результаты основаны на парциально-волновом анализе 120000 дифракционно-образованных 3π -событий с 4-мерной передачей, меньшей передачи, соответствующей первому дифракционному минимуму дифференциального сечения процесса для различных мишеней (например, мень-

ше $0,04 \text{ (ГэВ/с)}^2$ для ядра бериллия и меньше $0,008 \text{ (ГэВ/с)}^2$ для ядра свинца). Этому условию удовлетворяло 75% событий.

Парциально-волновой анализ $\pi^+\pi^-\pi^-$ -событий осуществлялся по программе Иллинойского университета [4], адаптированной к условиям данного эксперимента. Волновой анализ когерентных событий, дифракционно-образуемых на ядрах, вследствие максимальной интерференции между волнами позволяет получить надежные измерения их относительных фаз. Спиновая структура 3π -системы описывается следующими квантовыми числами: $J^P L M \eta$, где J^P — спин-четность $\pi^+\pi^-\pi^-$ -системы, L — орбитальный момент мезона относительно дипиона, M — магнитное квантовое число, η — собственное значение оператора отражения в плоскости рождения. Исковыми параметрами анализа являются элементы ρ -матрицы и комплексные параметры матричного элемента распада. Матричный элемент распада в системе покоя 3π -системы с осью квантования вдоль направления падающего мезона выражен через далитцовскую амплитуду с факторизацией вклада двухчастичного состояния (изобарное приближение) и углы ориентации (Эйлера) 3π -системы. Анализ далитц-распределений показал, что доминирующий вклад в спектр дипионных масс дают ρ - и f -мезоны, а также s -волновое состояние $\pi\pi$ -системы, при этом в каждом событии содержится один из этих дипионов. Определение набора парциальных волн, зависящих от массы 3π -системы, представляет собой итерационный процесс. Нами был тщательно изучен вклад широкого набора волн. Результаты этих исследований опубликованы в работах [5,6,7]. В настоящей работе детально изучались резонансные свойства минорных волн в области масс до 2 ГэВ/с^2 . Вклад амплитуд с собственным значением оператора отражения $\eta = -1$ оказался сильно подавленным в когерентной области (менее 0,1%). В этом случае ранг матрицы плотности равен двум, и число параметров не так велико. Полный вклад амплитуд с переворотом спина ($M \neq 0$) был изучен нами ранее [8]. В данной работе нами исследовались резонансные свойства амплитуд с переворотом спина. Для вывода о резонансном характере минорных волн необходимо исследовать: влияние параметризации s -состояния $\pi\pi$ -системы, увеличение величины функции максимально-го правдоподобия в присутствии исследуемой волны в зависимости от величины ее относительной фазы. Параметризация s -волновой дипионной амплитуды была сделана для ϵ -резонанса ($m_\epsilon = 0,77 \text{ ГэВ/с}^2$, $\Gamma_\epsilon = 0,4 \text{ ГэВ}$), фаз упругого $\pi^+\pi^-$ -рассеяния и $\pi^0\pi^0$ -рассеяния. Различная параметризация влияет только на интенсивность интерферен-

ции между разными модами распада для данного спина-четности состояния и не влияет на вклады разных J^P . В этой работе приведены результаты с ϵ -параметризацией, которая систематически дает большую величину функции максимального правдоподобия. В анализе не рассматривались волны с интенсивностью менее 0,5% и малым фактором когерентности. В области масс менее 1,5 ГэВ/с² определяющий вклад дают волны 0^-S , 0^-P , 1^+S , 1^+P , 1^+D и 2^-P с высоким фактором когерентности ($>0,5$). В этой области две спин-флипповые волны 2^+D1^+ и 1^-P1^+ проявляют резонансные свойства. Волна 2^+D1^+ является основной волной хорошо установленного $a_2(1320)$ -резонанса. На рис.1 показаны ее интенсивность и относительная фаза. В качестве опорной взята волна 0^-P ($\rho\pi$), которая имеет медленно меняющийся сигнал в широком массовом спектре, а ее фаза изменяется всего на $\sim 20^\circ$ [9], что было найдено при теоретическом анализе нерезонансной амплитуды.

Вклад парциальной волны 1^-P1^+ ($\rho\pi$) составляет около 2%, и ее интенсивность достигает максимума в районе 1200 МэВ/с², что, наряду с относительной фазой, видно на рис.2. Движение фазы этого состояния по отношению к волне 0^-P ($\rho\pi$) составляет $\sim 90^\circ$. Эта волна имеет высокий фактор когерентности ($>0,5$) и показывает постоянную фазу относительно волн

1^+S установленного в этой области $a_1(1260)$ -резонанса. Необходимость учета этой волны для описания данных была проверена по увеличению значения функции максимального правдоподобия в диапазоне масс 1,1—1,3 ГэВ/с² в зависимости от относительной фазы $\delta(1^-P1^+ - 0^-P)$. Проведенные доказательства свидетельствуют в пользу возможного резонансного поведения волны 1^-P1^+ ($\rho\pi$).

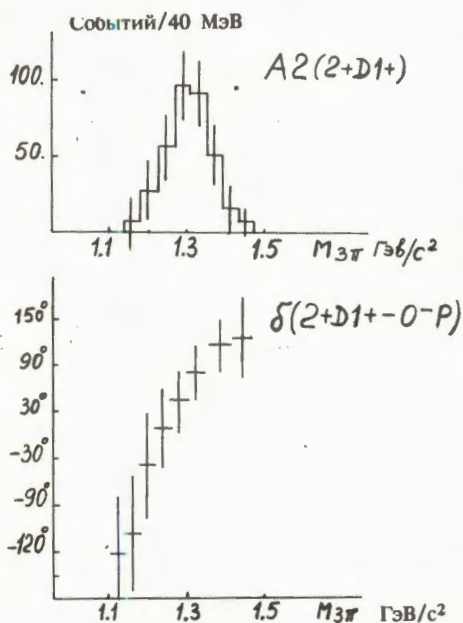


Рис.1. Интенсивность и относительная фаза основной волны $a_2(1320)$ -резонанса — 2^+D1^+

Параметры этого состояния найдены равными:

$$m_{1^{-+}} = (1,19 \pm 0,04) \text{ ГэВ}/c^2,$$

$$\Gamma_{1^{-+}} = (230 \pm 60) \text{ МэВ}.$$

Спиновая структура $J^{PC} = 1^{-+}$ этого резонанса невозможна в кварк-антикварковой модели бозона. Наличие относительного орбитального момента в $q\bar{q}$ -системе предотвращает быстрый распад этого

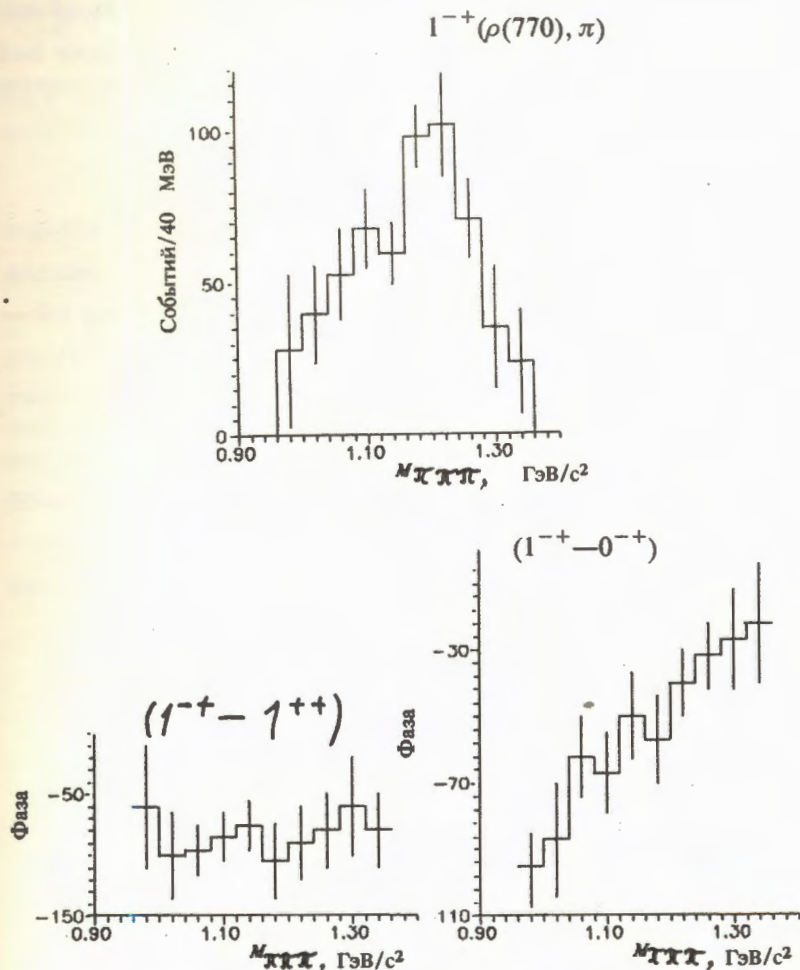


Рис.2. Интенсивность и относительная фаза волны $1^{-+}(\rho\pi)$ относительно волн 1^{++} и 0^{-+}

состояния и делает невозможной $q\bar{q}$ -аннигиляцию. Это состояние является кандидатом в гибридное состояние $q\bar{q}g$ с открытой экзотикой.

Далитц-плот-анализ дипионных спектров для области 3π -масс $1,35 + 1,45 \text{ ГэВ}/c^2$ позволил установить вклад в дипионный спектр состояния 0^+ наряду с преимущественным вкладом 1^- (ρ -мезон). При этом это состояние отсутствует вне указанной области 3π -масс. На рис.3 показан дипионный спектр, где виден вклад состояния 0^+ в области $\sim 1 \text{ ГэВ}/c^2$. Это позволило параметризовать дипионную амплитуду резонансом $f_0(975)$ и провести волновой анализ в области масс 3π -системы $1,3+1,5 \text{ ГэВ}/c^2$. Вклад $f_0(975)$ в этой области масс составляет около 16%. Необходимость учета этой волны также была проверена по увеличению значения функции максимального правдо-

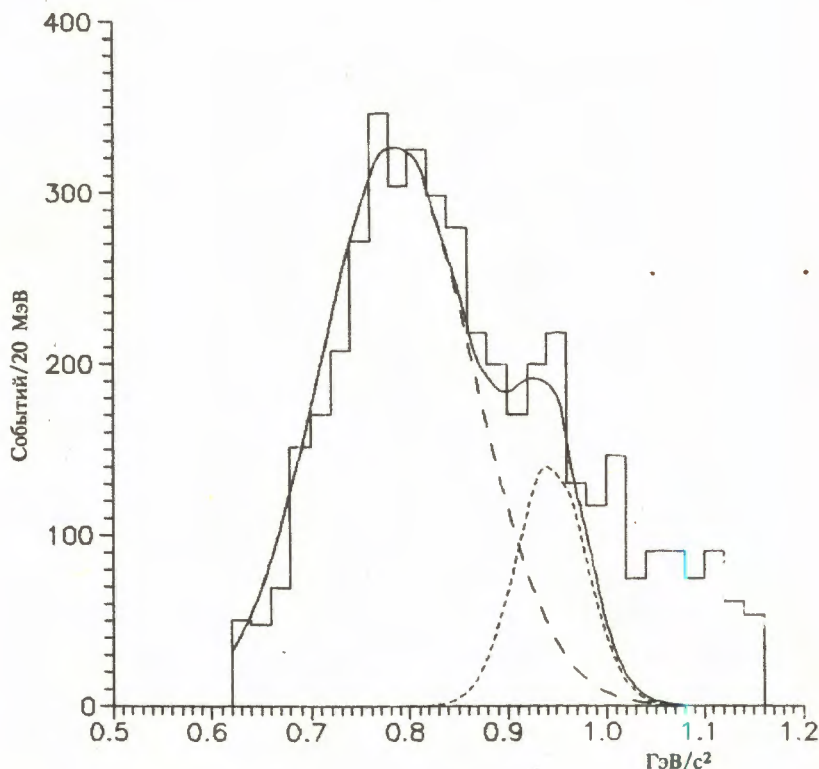


Рис.3. Дипионный спектр для области масс 3π -системы. $1,3+1,5 \text{ ГэВ}/c^2$

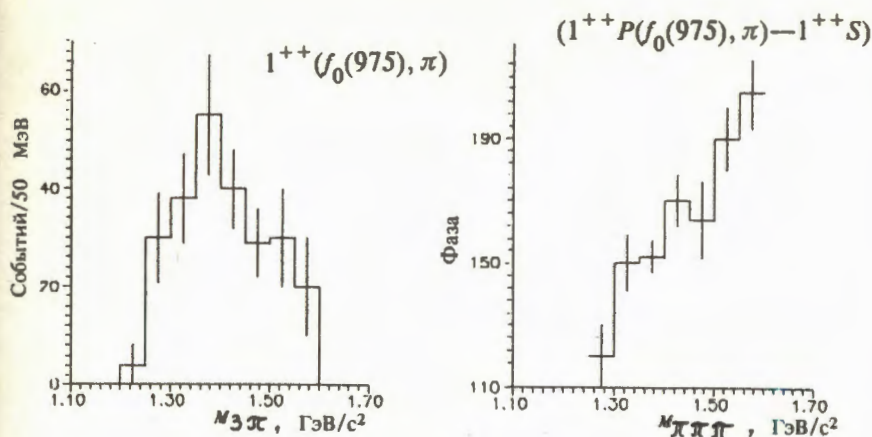


Рис.4. Интенсивность и относительная фаза волны $1^{++}(f_0(975), \pi)$ относительно волны $1^{++}S$

подобия в зависимости от относительной фазы и когерентности к волнам $1^{+}S$ и $0^{-}P$.

На рис.4 представлена интенсивность волны $1^{+}P(f_0(975), \pi)$ и ее относительная фаза. Видно, что фаза этой волны показывает быстрое изменение ($100 + 110^\circ$) по отношению к $1^{+}S$ -волне. Интенсивность этой волны, движение ее фазы, высокая когерентность и существенное изменение значения функции правдоподобия свидетельствуют о резонансных свойствах $1^{++}(f_0, \pi)$ -состояния.

Совместный фит ее амплитуды и фазы [10] позволил найти параметры этого состояния:

$$m_{1^{++}} = (1,4 \pm 0,08) \text{ ГэВ}/c^2,$$

$$\Gamma_{1^{++}} = (220 \pm 60) \text{ МэВ}.$$

Данное состояние можно рассматривать в качестве кандидата в гибридное состояние как S -партнер в P -волновом нонете.

В заключение хотим отметить, что дифракционное рождение гибридных и радиальных резонансных состояний, обусловленное когерентной интерференцией волн на валентных конститuentах, является наиболее подходящим механизмом их образования. Более того, веское доказательство рождения гибридного резонанса может быть получено в том случае, если он рождается дифракционно.

Мы благодарны участникам сотрудничества Болонья—Дубна—Милан за предоставленную нам возможность использования данных эксперимента.

Литература

1. Chanowitz M., Sharpe S. — Nucl.Phys., 1983, B222, p.211.
2. Bellini G. et al. — Nucl.Phys., 1982, B199, p.1.
3. Abrosimov A.T. et al. — Nucl.Phys., 1979, B158, p.11.
4. Ascoli G. et al. — Phys.Rev., 1973, D7, p.669.
5. Bellini G. et al. — Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.1697.
6. Беллини Дж. и др. — Письма ЖЭТФ, 1981, 34, с.511.
7. Bellini G. et al. — Nuovo Cimento, 1984, 79, p.282.
8. Венъи Г. и др. — Ядерная физика, 1986, 43, с.1480.
9. Займидорога О.А., Тарасов А.В. — ЯФ, 1988, 48, с.224.
10. Zaimidoroga O.A., Nichitiu F. — JINR Preprint E1-82-120, Dubna, 1982.

Рукопись поступила 26 мая 1992 года.

COLLECTIVE EXCITATION OF Δ -ISOBAR IN CHARGE EXCHANGE REACTIONS (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) AND (${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$) AT A PROJECTILE MOMENTUM OF 3 GeV/c PER NUCLEON

S.S.Avramenko, A.U.Abdurakhimov, V.D.Aksinenko, M.Kh.Anikina,
B.P.Bannik, Yu.A.Belikov, V.A.Butenko, V.A.Drozhdov, A.G.Galperin,
N.S.Glagoleva, A.I.Golokhvastov, N.I.Kaminsky, S.A.Khorozov,
E.V.Kozubsky, B.A.Kulakov, J.Lukstins, O.Yu.Mandrik, P.K.Manyakov,
A.T.Matyushin, V.T.Matyushin, S.V.Mukhin, N.M.Nikityuk,
L.S.Okhrimenko, O.V.Okhrimenko, T.G.Ostanevich, V.B.Radomanov,
P.A.Rukoyatkin, I.S.Saitov, S.A.Sedykh, G.L.Vardenga, V.F.Zavyalov
Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

V.P.Kondratiev, L.V.Krasnov, I.V.Stepanov, I.E.Shevchenko
St.Petersburg State University, St.Petersburg, Russia

K.Gajewski, J.Mirkowski, Z.Pawlowski, A.Piatkowski
Radiotechnical Institute, Warsaw University, Warsaw, Poland

E.K.Khusainov, N.N.Nurgozhin
HEPI Kaz.AS, Alma-Ata, Kazakhstan

Yu.S.Pol, G.G.Taran
Lebedev Institute of Physics, RAS, Moscow, Russia

Charge exchange reactions were investigated in nuclear beams at 3 GeV/c per nucleon. The total cross sections of the reactions (${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$) and (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) were measured for H, C, Al, Cu and Pb target nuclei. For the first time the reaction (${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$) was investigated in 4π -geometry. Our data give testimony to a significant role of collective excitation of the delta isobar in nuclei.

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

Коллективное возбуждение дельта-изобары
в реакциях перезарядки (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) и (${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$)
при импульсе 3 ГэВ/с на нуклон

С.С.Авраменко и др.

Исследованы реакции перезарядки (${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$) и (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) при импульсе 3 ГэВ/с на нуклон в ядерных пучках синхрофазотрона ОИЯИ (Дубна). Полные сечения обеих реакций измерены для мишеней H, C, Al, Cu и Pb. Впервые реакция (${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$) исследована в 4π -геометрии. Получены доказательства существенной роли коллективного возбуждения дельта-изобары в ядрах.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

In several Dubna and Saclay experiments it has been shown that at sufficiently high kinetic energies of the projectile (more than 800 MeV/nucleon) the charge exchange (^3He , ^3H) cross sections are dominated by the processes of nuclear delta isobar excitations [1,2]. It has been also observed that the width of the Δ peak increases by a factor of two if the target atomic number exceeds 10, but the position of a peak maximum is shifted down to lower Q by a 40 MeV value as compared with hydrogen target data (Q is the energy transferred to the target).

Some attempts to calculate the process as the production of Δ isobar on quasi-free target nucleon failed: it was impossible to reproduce neither the width of the peak nor the position of the maximum. Then the idea of collective interactions of Δ in target nuclei was proposed [1,3]. An alternative mechanism, the excitation of Δ in the projectile was suggested by E.Oset [4]. Nevertheless, to solve the issue, all models and calculations needed more detailed additional data than the inclusive experiments [1,2].

The main goal of our experiment was to investigate characteristics of all charged particles produced in the charge exchange reactions. The experiment was performed using the facility of the streamer chamber spectrometer GIBS. A tritium beam was produced by the fragmentation of a ^4He beam (3 GeV/c per nucleon) on a special-purpose target. The beam transport channel was tuned for 9 GeV/c fragments, and the really measured beam parameters were the following: a mean momentum of 9.10 ± 0.06 GeV/c and FWHM about 1 GeV/c. Special test showed that the admixture of background particles in the tritium beam was negligible.

The basic part of the spectrometer was a Ne-filled $2 \times 1 \times 0.6$ m³ streamer chamber in the magnetic field [5,6]. The investigated charge exchange reactions were produced on a magnesium target (60×30 mm², 1.56 g/cm²) installed inside the chamber or on neon gas. The target was placed at a 60 cm distance from the entrance window. Such a position of the target allowed one to register and to measure all charged particles. The streamer chamber was triggered by coincidence of signals from two blocks of scintillation counters. In the first one (upstream the chamber) a beam particle (^3H with unit charge) had to be registered. The second block of counters (40×25 cm²) was tuned to register a particle with charge 2 (^3He) and located at a distance 5 m downstream the target where ^3He nuclei had to be bent by analyzing magnet. The approach provided a good efficiency (90%) and background suppression.

The total cross sections of the reactions (^3H , ^3He) and (^7Li , ^7Be) were measured in special experiments without the streamer chamber, but with the same idea of trigger: to measure the charge Z of the beam nucleus and to detect a charge value of $Z + 1$ of the nucleus after charge

Table 1

N_-	N_+	Number of events charge.exch. Mg(^3H , ^3He)	Mean transferred momentum (GeV/c)
0	0	673	0.19 ± 0.06
1	0	568	0.37 ± 0.06
1	1	132	0.54 ± 0.07
1	2	24	
1	3	7	
1	4	1	
1	5	0	
0	1	212	0.30 ± 0.07
0	2	52	0.46 ± 0.09
0	3	7	
0	4	1	
2	0	5	
2	1	7	
2	2	2	
total number 1691			

exchange reaction. In these experiments the number of counters in the second block was increased, and a sophisticated «off-line» analysis was used. Therefore $Z + 1$ nuclei were separated quite well, and the systematic errors did not exceed a few per cent. One should pay attention to that in all charge exchange reactions we had registered the nuclei were conserved. More details of all the experiments see in [7, 8, 9]. Further on we present only the results.

Table 1 presents data on the topology of events, i.e., the number (N_-) of negative and positive (N_+) particles produced in the reactions of ^3H charge exchange in the magnesium target. The mean values of momentum transferred to the target are presented for more popular topologies.

We could not identify π^+ mesons among protons, but regarding a very strong suppression of π^+ production in the (^3H , ^3He) charge exchange one could consider that all positive particles produced in the reactions were protons and all negative particles were π^- .

If a single quasi-free target nucleon is involved in the reaction (^3H , ^3He), one can expect to observe only three topologies: ($0p, 0\pi^-$), ($0p, 1\pi^-$) and ($1p, 1\pi^-$) [4]. Really there were about 20% of events

with an unexpected configuration of charged particles. The events with a single proton are of great interest. A 80 MeV mean proton energy and the spectrum testify that the protons are not produced by an evaporating source. Such a charge exchange reaction accompanied by a single proton was predicted in papers [10, 11]. The source of these protons can be the nonmesic discharge of the delta isobar in the target nucleus ($\Delta^0 p \rightarrow np$). On the other hand, the nonmesic discharge must produce the topology $(0p, 0\pi^-)$ through the reactions $(\Delta^- p \rightarrow nn)$ and $(\Delta^0 n \rightarrow nn)$. This topology can be enriched with quasi-elastic charge exchange and with Δ^0 excitation of the quasi-free target nucleon with subsequent decay $\Delta^0 \rightarrow n\pi^0$. We have estimated ratios of these two channels in order to extract them and to find out the number of neutral nonmesic discharge events.

The fraction of the quasi-elastic channel can be estimated using the data from [1] with two suggestions:

- a) the fraction of quasi-elastic charge exchange is the same in the reactions $C(^3\text{He}, ^3\text{H})$ and $\text{Mg}(^3\text{H}, ^3\text{He})$;
- b) the fraction of quasi-elastic charge exchange at all angles is proportional to that at 0° for 7—11 GeV/c momentum of ^3He .

The number of events with a neutral pion can be estimated from the isotopic equation for π^- and π^0 channels if one assumes the excitation of delta on quasi-free nucleon of the target neglecting the interference of diagrams [4]. In the experiment we observed 673 events $(0p, 0\pi^-)$ which was 250 larger than the estimated total number of events with π^0 and quasi-elastic charge exchange. There exists a high probability that these 250 events are due to the $(\Delta^0 n \rightarrow nn)$ and $(\Delta^- p \rightarrow nn)$ reactions.

We have observed very strong correlations between the topology of the reaction and the mean value of transferred energy. The correlation is clearly illustrated in Fig.1a.

A 70 MeV difference of the mean values of transferred momentum of two topologies $(1p, 0\pi^-)$ and $(0p, 1\pi^-)$ was observed in our experiment (see Table 1). It should be noted that this value is close to the calculated one [10, 11]. So, the process like $(\Delta N \rightarrow NN)$ can be at least one of the reasons that causes a shift and widening of the Δ peak in the previous experiments [1, 2] (see Fig.1b).

The observed correlation between the mean values of transferred momentum and the number and type of produced particles testifies against any suggestion of cascade-like particle production. Indeed, one can expect a very slow monotonous (proportional to transferred momentum) increase of the multiplicity of particles produced by recoil nucleon in

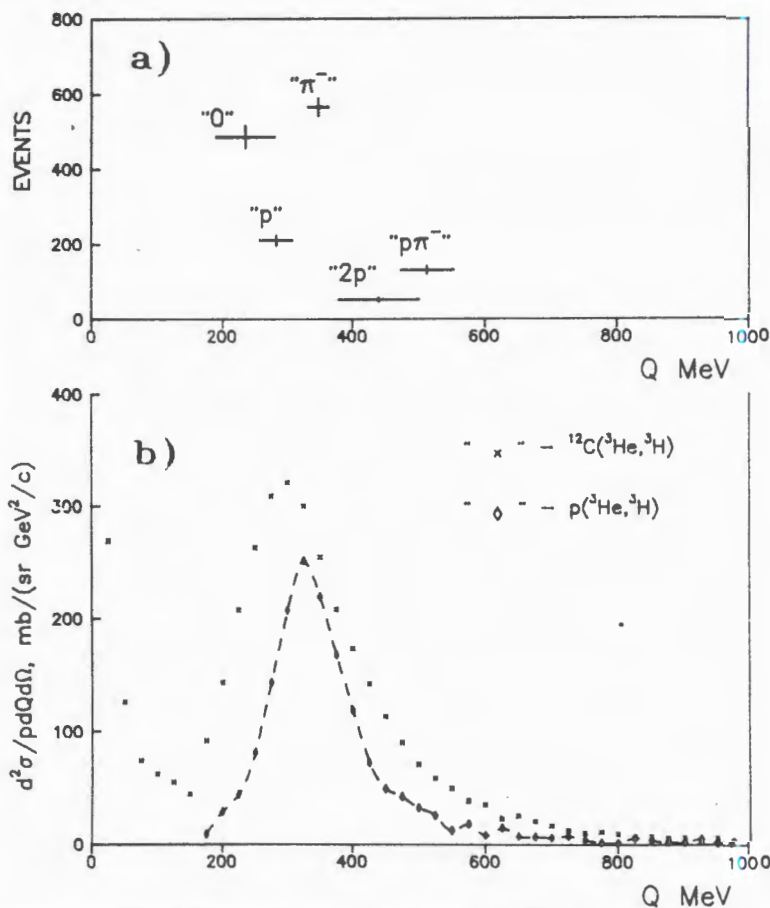


Fig.1. a) Correlation between mean transferred energy Q and topology of charge exchange events (^3H , ^3He). Notation: 0^+ — topology $(0p, 0\pi^-)$, π^- — topology $(0p, \pi^-)$, etc. b) The spectra of transferred energy Q for the reactions $\text{C}(^3\text{He}, ^3\text{H})$ and $p(^3\text{He}, ^3\text{H})$ at $p_{^3\text{He}} = 6.8 \text{ GeV}/c$ — data from [1]. The contribution of quasi-elastic events is excluded from the $(0p, 0\pi^-)$ data

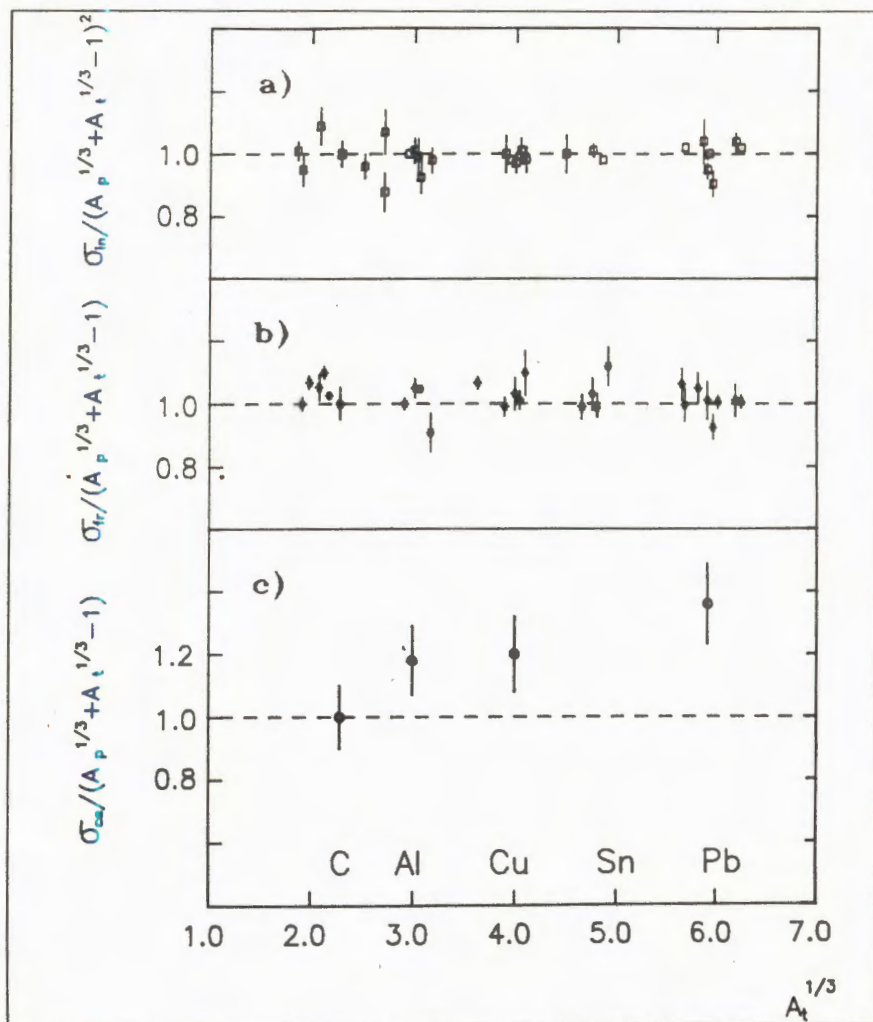
the target contrary to the common (one-step) process of charge exchange and particle production.

The total cross sections for the reactions (^3H , ^3He) and (^7Li , ^7Be) are concentrated in Table 2. Let us analyse the A -dependence of the cross sections. The total cross sections are described quite well (see Fig.2a) by the formula $\sigma_{in} \sim (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - b)^2$ (A_p, A_t are the atomic mass num-

Table 2

Target	σ_{ce}^{ce} (mb) (^7Li , ^7Be)	σ_{ce}^{ce} (mb) (^3H , ^3He)
H	0.18 ± 0.05	0.71 ± 0.06
C	0.29 ± 0.03	1.96 ± 0.15
Al	0.42 ± 0.04	2.55 ± 0.20
Cu	0.53 ± 0.05	3.42 ± 0.27
Pb	0.84 ± 0.08	4.88 ± 0.39

Fig.2. a) A -dependence of the inelastic cross section — compilation from the data [12—14]. b) A -dependence of the nuclear fragmentation cross section [13]. c) A -dependence of the charge exchange (^7Li , ^7Be) cross section. Each cross section is normalized to the corresponding cross section for the ^{12}C target nucleus



bers of projectile and target nuclei; b , the parameter of overlapping). If one uses this geometrical model for peripheral interactions, then the A -dependence must be $\sigma_{per} \sim (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - b)^2$ with the same value of b . Figure 2b shows that this formula is good enough for typical peripheral reactions — nuclear fragmentation. In all our charge exchange experiments the nucleus had to be conserved to trigger the detector. It means that the transferred momentum was limited or the impact parameter exceeded a certain minimum value. In other words, the charge exchange reactions in our experiments are peripheral interactions. A significant role of projectile form-factor in the reaction ($^3\text{He}, ^3\text{H}$) was also noted in [1]. Therefore one can expect the same A -dependence of the total cross sections in the reactions of fragmentation and charge exchange ($^7\text{Li}, ^7\text{Be}$). As is seen from Fig. 2c, they are quite different. We had to introduce the term $A_t^{2/3}$ to fit the data for ($^7\text{Li}, ^7\text{Be}$) as well as for the reaction ($^3\text{H}, ^3\text{He}$). Recently such a two-component A -dependence was predicted in [10]. The additional term $A_t^{2/3}$ was introduced to describe nonmesic discharge of Δ -isobar.

In conclusion we can say all our data give testimony to that the role of collective excitation of Δ -isobar is significant, i.e., at least several nucleons of the target nucleus are involved in a charge exchange reaction.

We are thankful to F.A.Gareev, Yu.L.Ratis, S.M.Eliseev, V.I.Inozemtsev and E.A.Strokovsky for useful discussions and fruitful remarks.

References

1. Ableev V.G. et al. - Pis'ma v ZhETF, 1984, 40, p.35.
2. Contardo D. et al. - Phys. Lett., 1986, B168, p.331.
3. Dmitriev V. et al. - Nucl. Phys., 1986, A459, p.503.
4. Oset E. et al. - Phys. Lett., 1989, B224, p.249.
5. Bazilev S.N. et al. - Comm. JINR, P10-90-533, Dubna, 1990.
6. Belikov Yu.A. et al. - Comm. JINR, P1-91-209, Dubna, 1991.
7. Avramenko S.A. et al. - Comm. JINR, P1-91-206, Dubna, 1991.
8. Avramenko S.A. et al. - Comm. JINR, P1-91-239, Dubna, 1991.
9. Avramenko S.A. et al. - Comm. JINR, P1-91-240, Dubna, 1991.
10. Gareev F.A., Ratis Yu.L. - Comm. JINR, P2-89-805, Dubna, 1989.
11. Gareev F.A., Ratis Yu.L. - Comm. JINR, E2-89-876, Dubna, 1989.
12. Aksinenko V.D. et al. - Nucl. Phys., 1980, A348, p.518.
13. Westfall G.D. et al. - Phys. Rev., 1979, C19, p.1309.
14. Golovin V.M. et al. - Comm. JINR, P1-88-175, Dubna, 1988.

Received on May 26, 1992,

**KAON AND PION PRODUCTION CROSS SECTIONS
IN $p + C$, $d + C$ AND $C + C$ COLLISIONS
AS A FUNCTION OF PROJECTILE ENERGY
FROM 2.5 TO 8.1 GeV/NUCLEON**

**A.A.Baldin*, Yu.K.Gavrilov*, F.F.Guber*, A.B.Kurepin*,
A.Yu.Nikitskiy*, S.V.Nikitskaya*, V.S.Pantuev*, V.I.Razin*,
A.I.Reshetin*, S.N.Filippov***

New experimental data were obtained for pion and kaon production by proton, deuteron and carbon ions on carbon target at different incident energies from 2.5 to 8.1 GeV. The laboratory production angle was 24° ; and momentum, 0.8 GeV/c.

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

**Сечения рождения каонов и пионов
в $p + C$, $d + C$ и $C + C$ столкновениях
как функция энергии налетающих частиц
в диапазоне энергий 2,5—8,1 ГэВ/нуклон**

А.А.Балдин и др.

Получены новые экспериментальные данные по рождению пионов и каонов в $p + C$, $d + C$ и $C + C$ реакциях при различных энергиях налетающих частиц в диапазоне 2,5—8,1 ГэВ/нуклон. Измерения вторичных частиц проводились с импульсом 0.8 ГэВ/с под углом 24° .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Introduction

An experimental study of pion, kaon and antiproton production by relativistic heavy ions on nuclei provides the unique possibility for the investigation of nuclear matter and interaction mechanisms because the phenomenon is so complicated that no theory has yet been successful in interpreting all the experimental data. Particle production in nucleus-nucleus collisions at values of kinetic energy per nucleon lower and near the threshold in nucleon-nucleon collision provides an interesting probe of possible collective phenomena. Much efforts have been made to find

*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow

a signal of quark-gluon plasma phase in heavy ion reactions via k/π ratios. To clarify the reactions mechanism it is interesting to understand the systematics of the underlying processes with a variety of projectiles and at different beam energies.

In our previous publications [1,2,3] we have presented the spectra of kaons and the first observation of antiprotons in the reaction $^{12}\text{C} + A$ at 3.65 GeV/nucleon for laboratory production angle 24° . Recently subthreshold kaon and antiproton production in $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ collisions at 2.1 and 1.65 GeV/nucleon [4,5] and at highly relativistic momentum 14.6 GeV/nucleon [6,7] have been reported. However, it is interesting to compare data for $A + A$ and $p + A$ collisions at different projectile energies.

Now we report on a recent experiment in which we measured kaon and pion production in the reactions $p + ^{12}\text{C}$, $d + ^{12}\text{C}$ and $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ in the similar kinematics as a function of projectile energy.

2. Experimental Method

The measurements were carried out on the magnetic channel of «KASPIY» of INR (Moscow), installed on the extracted beam of the relativistic nuclei of the Laboratory of High Energies, JINR (Dubna). Magnetic channel «KASPIY» consists of two dipole and four quadrupole magnets with acceptance 9.8 msr·%. For particle identification time-of-flight (TOF) system included scintillation counters was used. The suppression of pion background was performed by two plexiglas Cherenkov counters. In addition the amplitude information from TOF scintillators was analyzed. We reconstructed all tracks passed through the system by a set of proportional chambers for phase space analysis. The incident ions intensities were about $5 \cdot 10^8$ particles for carbon beam, 10^9 particles for proton and deuteron beams per spill. The Laboratory momentum was 0.8 GeV/c. The target thickness was 8 g/cm. Figure 1 shows the quality of the data for positive secondaries produced in the reaction $d + ^{12}\text{C}$ at 2.5 GeV/nucleon. At the top, the TOF spectrum for positive particles vetoed by Cherenkov counters is shown. At the bottom, this TOF spectrum with amplitude from one of counters is presented. The experimental data were corrected for meson decay, multiple scattering, adsorption in the target and counters. The data were normalized to previously measured pion cross section [1,8,9]. The absolute accuracy of cross sections normalization is about 20%. The experimental data of the ratios of invariant cross sections are presented in Table 1. Table 2 includes meson invariant cross sections.

Table 1

E_{kin} GeV/n	React	$\frac{k^-}{\pi^-}$	$\frac{k^+}{\pi^+}$	$\frac{\pi^-}{\pi^+}$	$\frac{k^-}{k^+}$
2.5	P+C	$(3.0 \pm 0.7) \cdot 10^{-4}$	$(2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$	0.35 ± 0.02	$(4.2 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$
	D+C	$(5.7 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$	$(3.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$	0.86 ± 0.6	$(2.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$
	C+C	$(1.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(3.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$	1.00 ± 0.03	$(3.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$
3.0	D+C	$(1.6 \pm 0.14) \cdot 10^{-3}$	$(4.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$	0.86 ± 0.06	$(3.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$
	C+C	$(2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$	$(5.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$	1.00 ± 0.04	$(5.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$
3.65	P+C	$(2.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$	$(4.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$	0.68 ± 0.05	$(3.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$
	D+C	$(3.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$	$(5.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$	0.93 ± 0.06	$(6.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$
	C+C	$(4.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$	$(5.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$	1.00 ± 0.04	$(7.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$
4.5	P+C	$(4.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$	$(6.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-2}$	0.74 ± 0.05	$(5.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$
6.0	P+C	$(7.9 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$	$(0.9 \pm 0.1) \cdot 10^{-1}$	0.90 ± 0.5	$(7.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$
8.1	P+C	$(1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$	$(1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-1}$	1.00 ± 0.6	$(0.91 \pm 0.3) \cdot 10^{-1}$

The ratio of invariant cross sections.

Table 2

E_{kin} GeV/n	React	π^-	π^+	k^-	k^+
2.5	P+C	12 ± 5	34 ± 14	$(4.1 \pm 1.7) \cdot 10^{-3}$	1.0 ± 0.3
	D+C	90	100	$(4.1 \pm 1.4) \cdot 10^{-2}$	2.4 ± 0.6
	C+C	350	350	$(4.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-1}$	13.8 ± 2.0
3.0	D+C	90	100	$(1.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-1}$	3.5 ± 0.6
	C+C	350	350	1.4 ± 0.4	16.0 ± 3.0
3.65	P+C	24 ± 4	35 ± 7	$(7.1 \pm 2.2) \cdot 10^{-2}$	1.6 ± 0.3
	D+C	100 ± 10	100 ± 10	$(3.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-1}$	4.3 ± 1.3
	C+C	350 ± 20	350 ± 20	1.8 ± 0.3	24.0 ± 3.0
4.5	P+C	32 ± 5	43 ± 8	$(1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-1}$	2.2 ± 0.5
6.0	P+C	46 ± 5	51 ± 10	$(4.1 \pm 0.8) \cdot 10^{-1}$	5.2 ± 1.5
8.1	P+C	66 ± 5	66 ± 7	$(7.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-1}$	8.4 ± 1.3

The invariant cross section $\frac{E}{p^2} \cdot \frac{d^2\sigma}{dPd\Omega}$ (mb/sr GeV²/c³).

3. Analysis of Data

Data from Table 1 and data from [4,5] are shown in Figs.2 and 3 as a function of a projectile kinetic energy per nucleon. Assuming the dominant role of single pion production at low energy and taking into

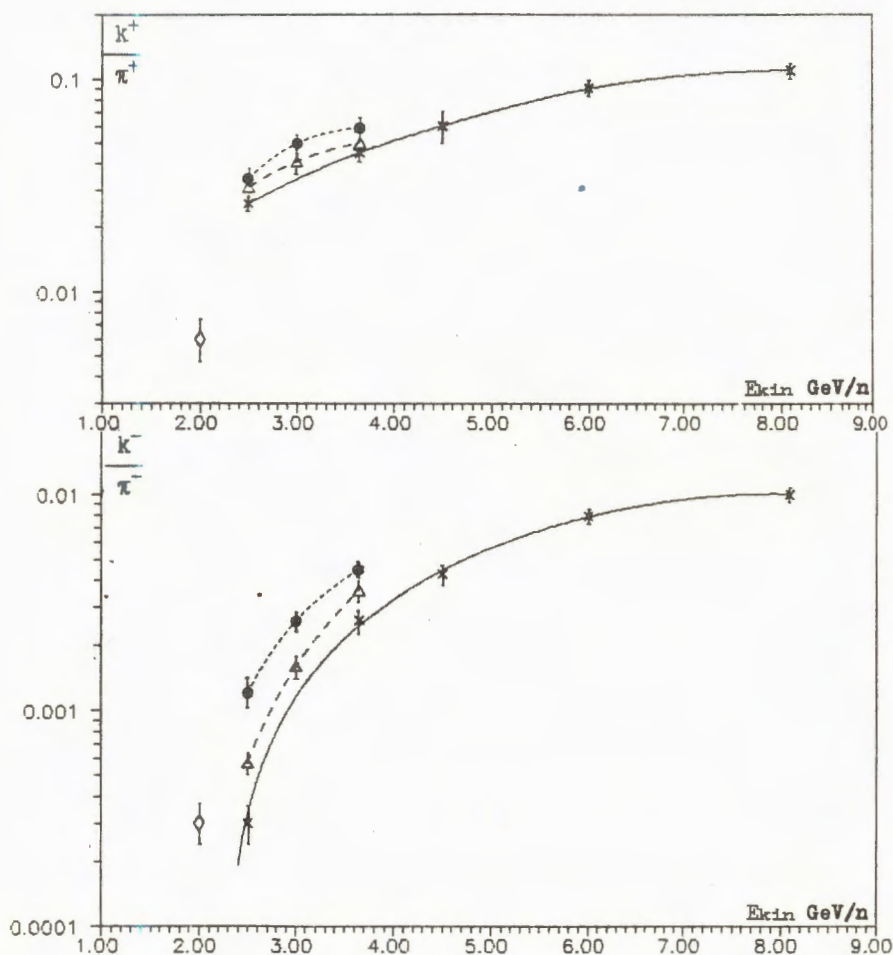


Fig.2. The ratio of invariant cross sections k^+/π^+ (top) and k^-/π^- (bottom) as a function of projectile kinetic energy per nucleon. This experiment: xx — $p + C$ — 24° , 0.8 GeV/n; ΔΔ — $d + C$ — 24° , 0.8 GeV/n; •• — $C + C$ — 24° , 0.8 GeV/n. From ref.[4]: ◇◇ — $Si + Si$ — 0° , 0.93 GeV/n

account isotopic relations for $p + A$ collisions one can expect the ratio $\pi^-/\pi^+ = 0.4$. This value is in agreement with our data at $E = 2.5$ GeV.

In the past few years much work has been done for studying asymptotic properties of hadron-hadron collisions (see, for example, [10]). It is interesting to see asymptotic behavior of the π^-/π^+ , K^-/K^+ , K^-/π^- and K^+/π^+ ratios of the invariant cross section beginning from about 5 GeV/nucleon. According to the Brookhaven data [6,7] for central Si + Au collision at 14.6 GeV/c/nucleon the K^-/π^- and K^+/π^+ ratios are 0.018 and 0.2; and for P + Be, 0.075 and 0.016, respectively. To extract the ratios from [7] for P + Be at 14.6 GeV/c we took meson cross-sections at the same kinematic conditions as in our experiment.

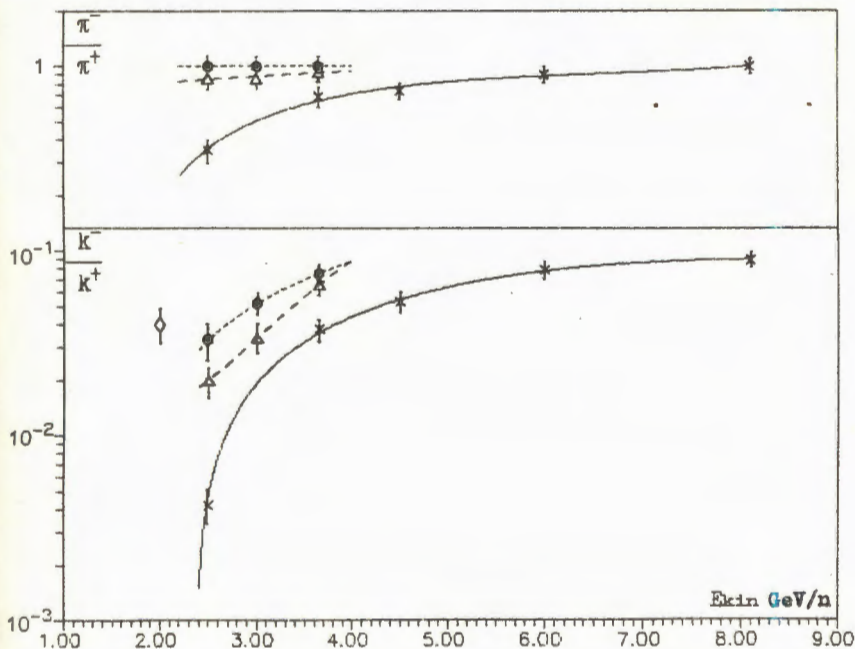


Fig. 3. The ratio of invariant cross sections π^-/π^+ (top) and K^-/K^+ (bottom) as a function of projectile kinetic energy per nucleon. This experiment: $\times\times$ — $p + C \rightarrow K, \pi$, 24° , 0.8 GeV/n; $\Delta\Delta$ — $d + C \rightarrow K, \pi$, 24° , 0.8 GeV/n; $\bullet\bullet$ — $C + C \rightarrow K, \pi$, 24° , 0.8 GeV/n. From ref. [4]: $\diamond\diamond$ — $Si + Si \rightarrow K$, 0° , 0.93 GeV/n.

Our experimental data had covered the range between Berkeley and Brookhaven energies and we hope that it will be interesting to compare the different theoretical models.

In order to take into account the dependence of production cross sections on the atomic numbers of projectile and target nuclei an extended analysis of our data will be performed on the basis of the parton model with mass corrections [11].

Acknowledgements

We would like to thank the engineering and operation staff of the synchrotron for their support during the experiment. We would like to thank A.M.Baldin, I.B.Issinskiy, I.N.Semenyushkin, V.A.Matveev and V.A.Rubakov for the support of the work and useful discussions.

References

1. Kurepin A.B. et al. — Pisma v JETF, 1988, v.47, p.16.
2. Baldin A.A. et al. — JETP Lett., 1988, vol.48, p.137.
3. Baldin A.A. et al. — Nucl. Phys., 1990, A519, p.407.
4. Carroll J. — Nucl. Phys., 1988, A488, p.203.
5. Shor A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, 63, p.2192.
6. Abbott T. — Phys. Lett., 1990, v.64, p.847.
7. Abbott T. et al. — "Measurements of Particle Production in Proton Induced Reactions at 14.6 GeV/c". Preprint BNL-45018, to be published in Phys.Rev.D.
8. Agakishiev H.N. et al. — JINR Preprint P1-89-793, Dubna, 1989.
9. Armuliyski D. et al. — JINR Preprint P1-91-191, Dubna, 1991.
10. Baldin A.M., Didenko L.A. — Fortschr. Phys., 1990, 38, p.261.
11. Baldin A.M. et al. — Doklady AN USSR, 1984, v.247, No.6.

Received on June 2, 1992.

ВОЗМОЖЕН ЛИ ЕДИНЫЙ ПОДХОД К ПОДПороГОВЫМ И КУМУЛЯТИВНЫМ ПРОЦЕССАМ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ?

А.А.Балдин*

Предлагается единый подход к описанию подпороговых, кумулятивных и дважды кумулятивных процессов на основе гипотезы об автомодельности релятивистских ядерных столкновений. Расчеты, проведенные в рамках предложенной модели, сравниваются с разнообразными экспериментальными данными.

Работа выполнена в Институте ядерных исследований РАН, Москва.

Is the Universal Approach to the Subthreshold and Cumulative Processes in Relativistic Nuclear Collisions Possible?

A.A.Baldin

The universal approach to the description of subthreshold, cumulative and twice-cumulative processes based on the self-similarity hypothesis is presented and applied to the various reactions. Large experimental material including nucleus-nucleus and proton-nucleus interactions is analyzed.

The investigation has been performed at the Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow

В настоящее время быстро увеличивается объем экспериментальных данных в области релятивистских ядерных столкновений. Расширяется диапазон энергий и масс ускоряемых ядер. Планируется ускорение таких тяжелых ядер, как свинец и др., вплоть до энергий порядка ТэВ на нуклон, поэтому весьма актуален вопрос о том, чего можно ожидать нового и что можно предсказать исходя из существующих представлений и накопленного экспериментального материала.

Уже в первых работах по релятивистской ядерной физике [1] подчеркивалась важность изучения масштабной инвариантности (автомодельности) ядерных столкновений, которая интерпретировалась как свойство локальности адронных взаимодействий, позволяющее

*Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва

разрабатывать универсальные подходы к описанию разнообразных реакций.

Целью настоящей статьи является развитие идей, изложенных в работах [1,2,3] на основе последовательного применения методов теории подобия к подпороговым, кумулятивным и дважды кумулятивным явлениям.

Основные принципы построения автомодельного решения

Определяем релятивистски-инвариантные безразмерные параметры задачи. Поскольку речь пойдет об описании ядро-ядерных столкновений, то естественно выбрать в качестве возможных параметров атомные номера сталкивающихся ядер. Можно взять массы сталкивающихся частиц, но тогда это будут размерные величины. Обезразмерив массы путем деления на массу нуклона или атомную единицу, мы получим величины, близкие к A .

В основном, экспериментально измеряются импульсные и угловые распределения частиц с их идентификацией по массам. Из импульсов, масс и углов можно построить множество различных переменных, однако если потребовать безразмерности и релятивистской инвариантности, то в основе оставшихся параметров, или их комбинаций, будут лоренц-факторы относительного движения частиц:

$$\gamma_{ij} = \frac{P_i P_j}{M_i M_j},$$

где $P_i P_j$ — 4-импульсы частиц, а $M_i M_j$ — их массы. По идее Ставинского [2] хорошим параметром является минимальная энергия сталкивающихся конститuentов, необходимая для рождения инклюзивной частицы:

$$S_{\min} = (X_1 P_1 + X_2 P_2)^2. \quad (1)$$

Связь между переменными X_1 и X_2 находим из законов сохранения с учетом гипотезы минимальной массы. Законы сохранения энергии-импульса для двух сталкивающихся нуклонов с долями импульса X_1 и X_2 запишем в следующем виде:

$$(X_1 P_1 + X_2 P_2 - P_3)^2 = (P'_1 + P'_2 + P_4 + P_5 + \dots)^2. \quad (2)$$

Правая часть уравнения распадается на две суммы:

$$\sum M_i^2 + 2 \sum (E_i E_j - |\vec{P}_i| |\vec{P}_j| \cos \alpha).$$

Из эксперимента известно [4], что при множественном рождении частиц распределения по относительным 4-скоростям рожденных частиц (или по параметру $B_{ik} = 2(\gamma_{ik} - 1)$) монотонно, быстро и единообразно спадают. Тогда предположение, что все комбинации $P_i P_j$ для всех частиц, кроме экспериментально измеряемых, пренебрежимо малы, будем считать обоснованным. Согласно (2) связь между X_1 и X_2 удобно записать в виде

$$X_2(X_1) = \frac{X_1 \left(\frac{M_3}{M_0} \gamma_{13} + \frac{M_4}{M_0} \right) + \frac{M_4^2 - M_3^2}{2M_0^2}}{X_1(\gamma_{12} - 1) - \left(\frac{M_3}{M_0} \gamma_{23} + \frac{M_4}{M_0} \right)}. \quad (3)$$

Масса M_4 обеспечивает соблюдение закона сохранения квантовых чисел, а также дает возможность учесть вклад в вычисляемое сечение дополнительных каналов с рождением каких-либо частиц или состояний. Переменные X_1 и X_2 изменяются в интервалах $[0, A_1]$ и $[0, A_2]$ соответственно.

Поскольку величина $S_{\min}$, вычисляемая как минимум функции (1) при условии (3), имеет размерность, то логично ее обезразмерить, поделив на две массы нуклона:

$$\Pi = \frac{1}{2} \sqrt{X_1^2 + X_2^2 + 2X_1 X_2 \gamma_{12}} \quad (4)$$

Таким образом, у нас есть набор релятивистски-инвариантных и безразмерных кандидатов на параметры подобия: $A_1, A_2, X_1, X_2, \Pi, \gamma_{ij}$. Потребуем, чтобы искомое решение было симметрично относительно A_1 и A_2 , и будем его искать в виде

$$E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = C_1 A_1^{\alpha_1(X_1)} A_2^{\alpha_2(X_2)} f(\Pi). \quad (5)$$

C_1 — константа, дающая размерность дифференциального инвариантного сечения: α_1, α_2 и f — функции, определяемые из эксперимента.

Тот факт, что решение ищется без полной факторизации по параметрам, т.е. остается зависимость от X , есть следствие законов сохранения, записанных в виде формулы (3). Кроме того, в отличие от евклидова пространства, пространство Лобачевского, в котором мы работаем, обладает рядом особенностей. Например, при стремлении

γ_{12} к бесконечности отношение γ_{13}/γ_{12} стремится не к единице, как это было бы в евклидовом пространстве, а к переменной светового фронта $(E_3 - |\vec{P}_3| \cos \alpha)/M_3$. Поэтому при сколь угодно больших энергиях столкновения зависимость от угла вылета измеряемой частицы остается.

Таким образом, предполагается обнаружить подобие (или автомодельность) по параметру Π в духе автомодельности второго рода [5] из-за зависимости от A_1 и A_2 .

Применение модели к экспериментальным данным

Сначала изучим зависимость от параметра Π . На рис.1 показана зависимость инвариантных дифференциальных сечений, деленных на

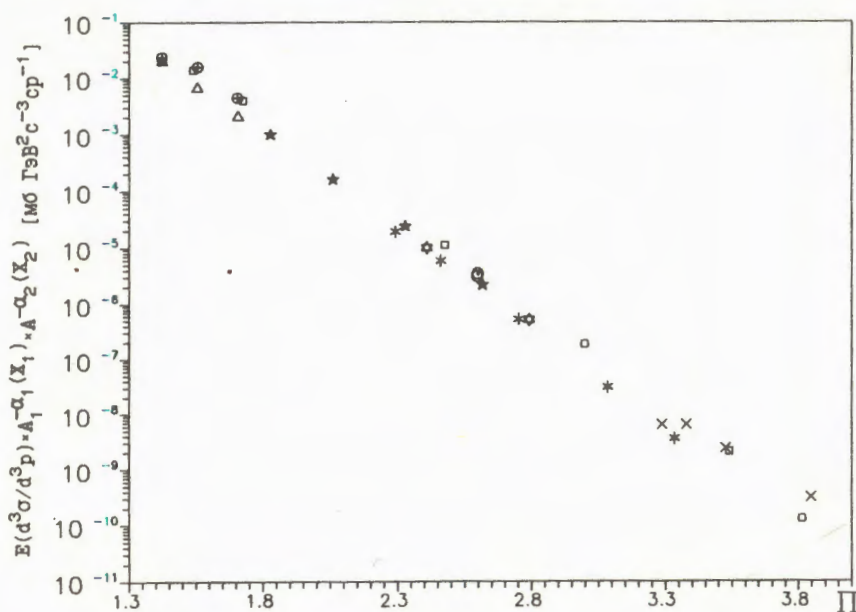


Рис.1. Зависимость инвариантных дифференциальных сечений, деленных на $A_1^{\alpha_1(X_1)} A_2^{\alpha_2(X_2)}$, где $\alpha_1(X_1) = 2/3 + X_1/3$ и $\alpha_2(X_2) = 2/3 + X_2/3$, от параметра Π для следующих реакций: * $\text{Si} + \text{Si} \rightarrow K^-$ 2,0 ГэВ/нуклон, 0° [9]; $\times$ $\text{Si} + \text{Si} \rightarrow \bar{p}$ 2,0 ГэВ/нуклон, 0° [9]; ∇ $\text{Si} + \text{Si} \rightarrow K^-$ 1,4 ГэВ/нуклон, 0° [8]; $\circ$ $\text{C} + \text{C} \rightarrow \bar{p}$ 3,65 ГэВ/нуклон, 24° [11]; $\square$ $d + \text{C} \rightarrow \bar{p}$ 3,65 ГэВ/нуклон, 24° [11]; $\oplus$ $\text{C} + \text{C} \rightarrow K^-$ 2,5—3,65 ГэВ/нуклон, 24° [12]; Δ $d + \text{C} \rightarrow K^-$ 2,5—3,65 ГэВ/нуклон, 24° [12]; * $p + \text{C} \rightarrow K^-$ 9,2 ГэВ/нуклон, 119° [6]; $\square$ $p + \text{C} \rightarrow \pi^-$ 9,2 ГэВ/нуклон, 119° [7]

$A_1^{\alpha_1(X_1)} A_2^{\alpha_2(X_2)}$, где $\alpha_1(X_1) = 2/3 + X_1/3$ и $\alpha_2(X_2) = 2/3 + X_2/3$ в зависимости от параметра Π .

Следуя обозначениям [5], зависимость (5) можно представить в безразмерном виде: $\Pi^* = f(\Pi)$, т.е. зависимость от трех переменных сводится к зависимости от одной.

Из рассматриваемого множества данных, используя для функции простейшую экспоненциальную зависимость от Π , получаем явный вид формулы (5):

$$E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = C_1 A_1^{2/3+X_1/3} A_2^{2/3+X_2/3} \exp(-\Pi/C_2), \quad (6)$$

где $C_1 = 2200$ [мбарн. ГэВ² С⁻³ ср⁻¹], $C_2 = 0,127$.

Таблица

Реакция	Екин. ГэВ/н	Лаб. имп. ГэВ/с	Лаб. угол вылет	$\sigma_{\text{экс}} = \frac{E}{p^2} \times \frac{d^2 \sigma}{dp \cdot d\Omega}$ мб/ср ГэВ ² /с ³	$\sigma_{\text{рас}} = \frac{E}{p^2} \times \frac{d^2 \sigma}{dp \cdot d\Omega}$ мб/ср ГэВ ² /с ³	Ссылка
d+C → p̄	3.65	0.8	24°	(1.5±0.6)×10 ⁻⁴	9.3 × 10 ⁻⁵	11
C+C → p̄	3.65	0.8	24°	(1.2±0.3)×10 ⁻³	7.4 × 10 ⁻⁴	11
C+Cu → p̄	3.65	0.8	24°	(6.2±2.0)×10 ⁻³	6.05 × 10 ⁻³	11
S1+S1 → p̄	2.0	1.0	0°	(8.71±2.9)×10 ⁻⁵	1.98 × 10 ⁻⁴	9
S1+S1 → p̄	2.0	1.5	0°	(1.03±0.25)×10 ⁻⁴	1.2 × 10 ⁻⁴	9
S1+S1 → p̄	2.0	1.9	0°	(4.9±1.0)×10 ⁻⁵	5.07 × 10 ⁻⁵	9
S1+S1 → p̄	1.65	1.5	0°	(1.41±0.38)×10 ⁻⁵	9.1 × 10 ⁻⁶	9
d+C → k ⁻	2.5	0.8	24°	(4.1±2.0)×10 ⁻²	5.7 × 10 ⁻²	12
C+C → k ⁻	2.5	0.8	24°	(4.6±1.0)×10 ⁻¹	4.4 × 10 ⁻¹	12
S1+S1 → k ⁻	1.0	1.0	0°	(1.2±1.5)×10 ⁻³	1.1 × 10 ⁻³	8
S1+S1 → k ⁻	1.26	1.0	0°	(8.0±5.0)×10 ⁻³	2.26 × 10 ⁻²	8
S1+S1 → k ⁻	1.4	1.0	0°	(5.0±1.5)×10 ⁻²	7.0 × 10 ⁻²	8
S1+S1 → k ⁻	1.4	1.5	0°	(5.0±1.5)×10 ⁻³	7.56 × 10 ⁻³	8
S1+S1 → k ⁻	2.0	2.37	0°	(1.5±1.0)×10 ⁻²	1.66 × 10 ⁻²	9
S1+S1 → k ⁻	2.0	1.5	0°	(2.5±0.5)×10 ⁻¹	3.46 × 10 ⁻¹	9
S1+S1 → k ⁻	2.0	1.0	0°	(1.5±0.5)×10 ⁻³	1.45 × 10 ⁰	9

Рассматриваемые процессы, как правило, имеют малое сечение, и экспериментальное измерение выходов частиц обычно нормируется на показания мониторных счетчиков, следящих за интенсивностью первичного пучка. Это обстоятельство приводит к возможной систематической ошибке абсолютных сечений на уровне 15—20%, судя по литературным данным. (На установке «Каспий» мы оцениваем эту ошибку в пределах 15—30% в зависимости от типа измеряемых реакций). Помня об этом, тем не менее будем использовать постоянные константы C_1 и C_2 без каких-либо дополнительных подгонок.

Следует отметить, что точность определения C_2 — менее 1,5%.

В таблице сравниваются экспериментальные данные, которые можно назвать дважды кумулятивными с расчетом по формуле (6).

Рисунок 2 поясняет этот термин. Здесь представлена зависимость переменной X_2 от X_1 . Для приведенных на рис.2 кинематических

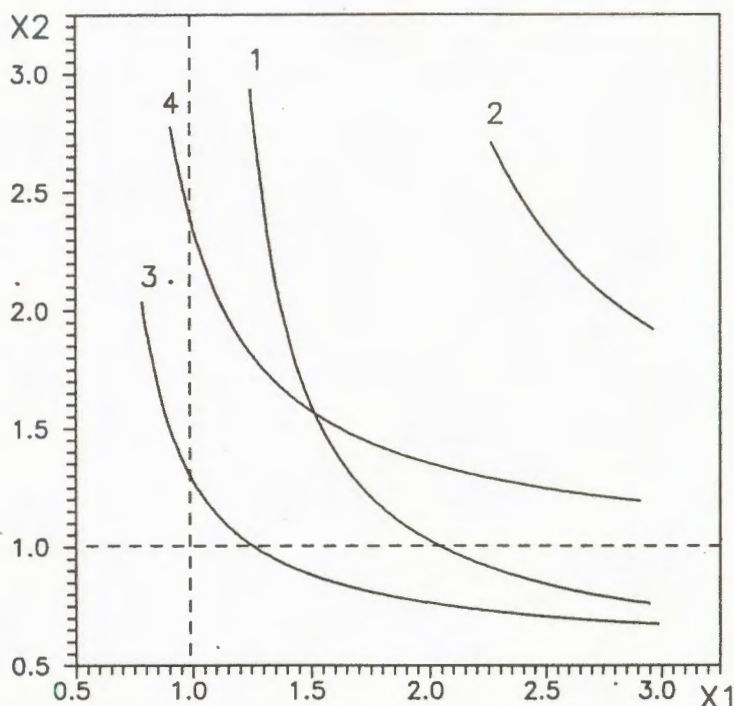


Рис.2. Зависимость X_2 от X_1 для реакций: кривые 1 и 2 для 1,5 ГэВ/с, K^- и $\bar{p}$ под 0° при энергии налетающих ядер 2 ГэВ/нуклон; кривые 3 и 4 для 0,8 ГэВ/с, K^- и $\bar{p}$ под 24° при энергии налетающих ядер 2,5 и 3,65 ГэВ/нуклон соответственно

ситуаций основной вклад в рассчитываемое сечение реализуется, когда как X_1 , так и X_2 больше единицы.

Можно вычислить зависимости инвариантных сечений от обычно измеряемых параметров. На рис.3 сравнивается расчет по формуле (6) с экспериментальными данными по рождению дважды кумулятивных антипротонов.

Для проведения более точного расчета сечений естественным продолжением данного подхода является интегрирование формулы (6) (при фиксированных γ_{ij}) по переменной X_1 или X_2 , которые остаются связанными между собой соотношением (3). При этом уже не нужно искать минимума параметра Π , поскольку принимаются в расчет все возможные комбинации X_1 и X_2 .

Это особенно важно при рассмотрении реакций с легкими ядрами, а также для протон-ядерных реакций, поскольку необходимо ввести

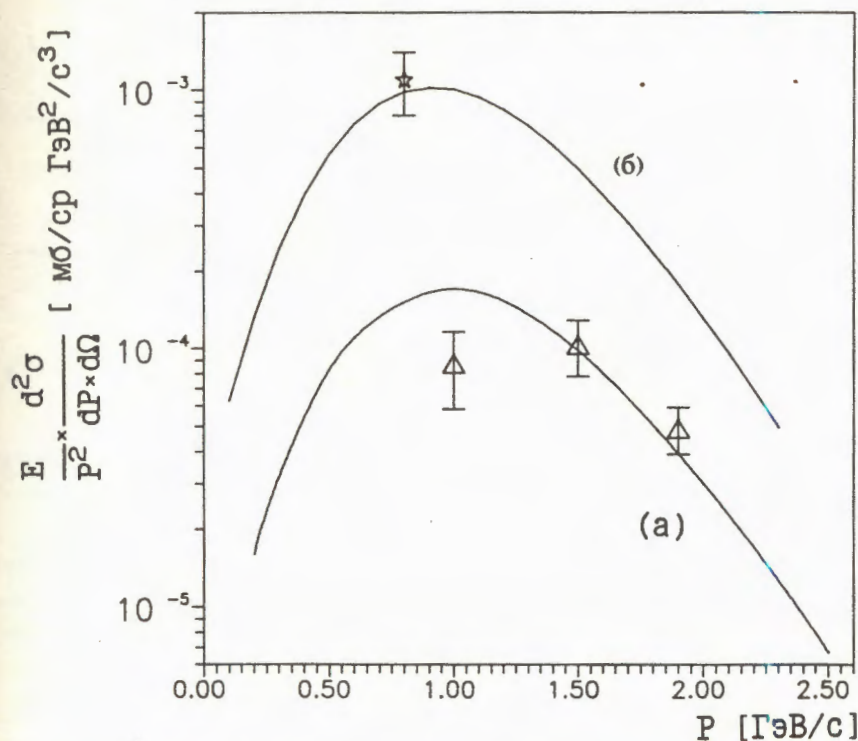


Рис.3. Зависимость сечений рождения от их импульса в лабораторной системе для реакций: (а) Si + Si 2 ГэВ/нуклон лаб.угол 0° [9], (б) C + C 3,65 ГэВ/нуклон лаб.угол 24° [11], кривые — расчет по формуле (6)

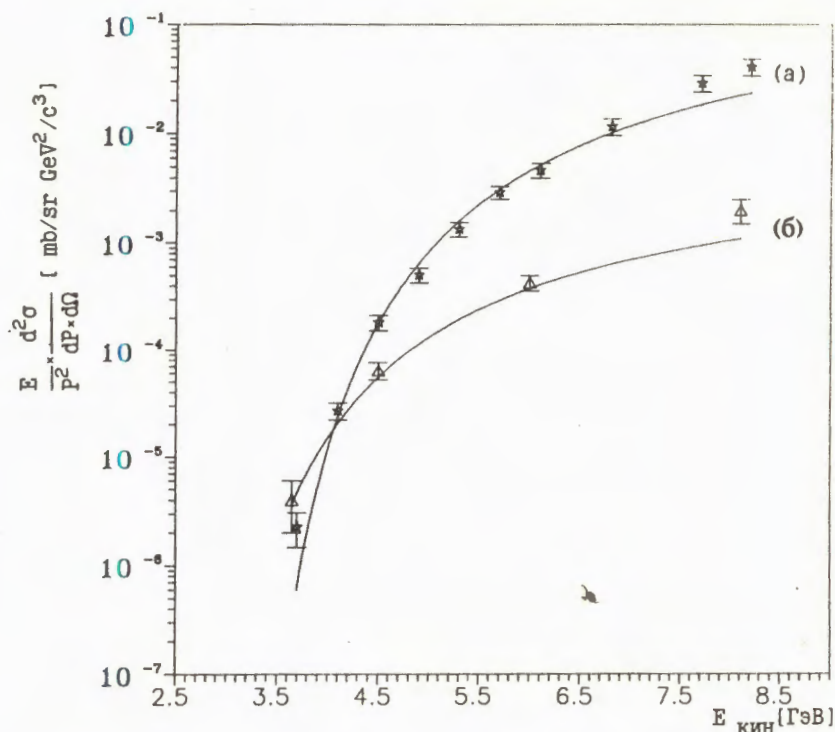


Рис.4. Зависимость сечений рождения антипротонов в протон-ядерных столкновениях от кинетической энергии налетающих протонов и расчет с интегрированием формулы (6) для реакций: (а) $P + Cu \rightarrow \bar{p}$ (1,75 ГэВ/с) лаб.угол $10,8^\circ$ [10], (б) $P + C \rightarrow \bar{p}$ (1,75 ГэВ/с), лаб.угол 24° [11]

естественные ограничения на область изменения X_1 и X_2 . Так, для реакций $P + A \rightarrow \bar{p} + X_1$ не может быть больше единицы.

Зависимости сечений рождения антипротонов в протон-ядерных столкновениях от кинетической энергии налетающих протонов и расчет с интегрированием формулы (6) приведены на рис.4.

Рассмотрим еще одну особенность данного подхода. Существуют процессы, для которых учет других каналов реакции, кроме основного, не является пренебрежимо малым по сравнению с доминирующим.

Например, рассмотрим рождение K^+ -мезонов. Основным процессом рождения K^+ обычно считается одновременное образование Λ_0 , для сохранения странности (т.е. в формуле (3) $M_4 = M_{\Lambda^0} - M_N = 0,176$ ГэВ). Если вычислить сечение рождения с

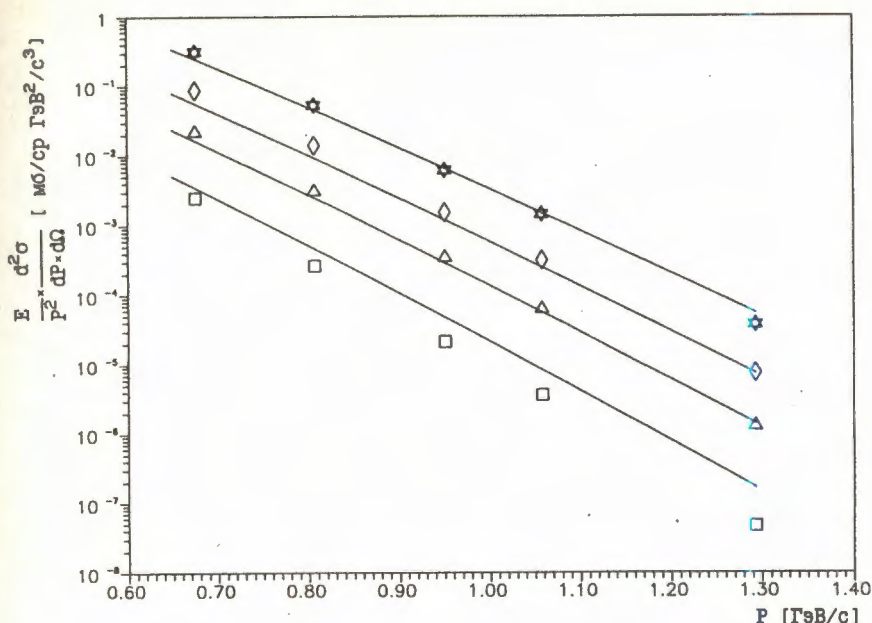


Рис.5. Зависимости сечений рождения кумулятивных K^+ -мезонов от их лаб.импульса, под углом 119° при энергии налетающих протонов 9,2 ГэВ [6] и расчет по формуле (6) для процессов: $\star P + Ta$, $\diamond P + Cu$, $\Delta P + Al$, $\square P + Be$

учетом только этого канала реакции по формуле (6), то сечение будет приблизительно в 2,5 раза меньше экспериментально измеряемого. Однако если мы учтем вклад остальных трех возможных каналов Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , то получим хорошее согласие с опытом. На рис.5 представлены зависимости сечений рождения кумулятивных K^+ -мезонов от их импульса и расчет по формуле (6) с такими же константами C_1 и C_2 , как и в предыдущих примерах.

На основе формулы (6) можно сделать большое число количественных предсказаний результатов планируемых экспериментов (абсолютные величины сечений, угловые и энергетические зависимости), не используя ни одного подгоночного параметра. Ориентируясь на запуск нуклотрона (Дубна), который позволит проводить эксперименты с тяжелыми ядрами с энергиями до 6 ГэВ/нуклон, вычислим сечение рождения J/ψ в реакциях с тяжелыми ионами.

На рис.6 показана зависимость инвариантного сечения рождения j/ψ -частицы под 0° от ее импульса для реакций: $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ и $^{181}\text{Ta} + ^{181}\text{Ta}$, рассчитанная в предлагаемой модели.

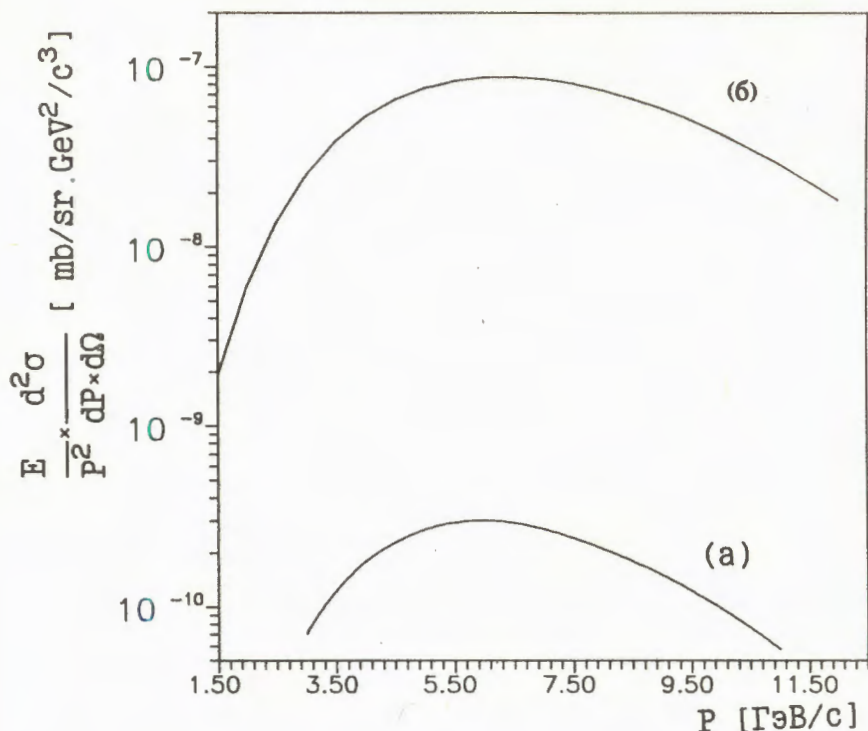


Рис.6. Зависимость инвариантного сечения рождения J/ψ под 0° от ее импульса для реакций: (а) $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ и (б) $^{181}\text{Ta} + ^{181}\text{Ta}$, рассчитанная в данной модели

Заключение

1. На вопрос, поставленный в заголовке статьи, можно ответить утвердительно.

2. Используя формулу (6) с учетом (3) и (4), можно вычислять инвариантные сечения разнообразных процессов и предсказывать зависимости от измеряемых параметров: от энергии налетающих, рождающихся частиц, а также угловые распределения.

3. Надо отметить, что зависимость сечений рождения частиц от параметра подобия Π в районе единицы может быть не экспоненциальной, а какой-нибудь другой, однако при этом автомодельность по параметру Π может сохраниться для всего многообразия реакций. То же самое может случиться с функциями α_1 и α_2 для очень легких и очень тяжелых ядер. Пока таких отклонений не обнаружено.

4. Требуется дополнительное осмысление и уточнения универсальный, безразмерный коэффициент $C_2 = 0,127$, с использованием которого удастся описать столь разнообразный экспериментальный материал без введения дополнительных коэффициентов, учитывающих тип рождаемой частицы, а также без дополнительных зависимостей от перпендикулярного импульса (или перпендикулярной массы).

5. Следует добавить, что данная модель применима не только к подпороговым и кумулятивным процессам. В данной статье почти не использован обширный экспериментальный материал по рождению π -мезонов и резонансов. Для описания этих реакций необходимо учесть массы резонансов с учетом распределения Брейта-Вигнера с соответствующими табличными ширинами и положениями максимумов. Более того, данный метод может позволить выделять особенности, тип резонансов, в виде отклонения экспериментальных сечений от расчетной зависимости, но это уже тема для отдельного изложения.

Мне хочется поблагодарить А.М.Балдина за плодотворные обсуждения настоящей работы, А.Б.Курепина за поддержку в работе и С.В.Никитскую за помощь в проведении расчетов и оформлении статьи.

Литература

1. Балдин А.М. — В сб.: Краткие сообщения по физике ФИАН, 1971, М.: ФИАН, с.35—39.
2. Ставинский В.С. — Труды 9 Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, т.1, ОИЯИ, Д1,2-88-652, Дубна, с.190.
3. Балдин А.М., Балдин А.А. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ 17-86, Дубна, 1986, с.19.
4. Baldin A.M., Didenko L.A. — Fortshr. Phys., 1990, 38, 4, p.261—332.
5. Баренблатт Г.И. — Подобие, размерность, промежуточная асимптотика. Изд.2, Л.: Гидрометеониздат, 1982.
6. Бояринов С.В. и др. — ЯФ, 1989, т.50, вып.6, с.1605.
7. Бояринов С.В. и др. — ЯФ, 1987, т.46, вып.5, с.1472.
8. Carroll J. — Nucl. Phys., 1988, A488, с.203.
9. Shor A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, 62,, с.2192.
10. Лепихин Ю.Б., Смирнитский В.А., Шейнкман В.А. — Труды 3 Симпозиума по N - N -взаимодействиям. Л.: 1986, с.299.
11. Baldin A.A. et al. — Nucl. Phys., 1990, A519, с.407—411.
12. Baldin A.A. et al. — In: JINR Rapid Commun. No.3-92, Dubna, 1992.

Рукопись поступила 2 июня 1992 года.

THE OBSERVATION OF STABLE $\tilde{H}(S = -2)$ AND $A^*(S = -3)$ DIBARYONS

B.A.Shahbazian, T.A.Volokhovskaya, A.S.Martynov

Two events observed on photographs of the JINR 2m propane bubble chamber exposed to 10 GeV/c proton beam were interpreted as $\tilde{H}(S = -2)$ and $A^*(S = -3)$ stable dibaryons of (2408.9 ± 11.2) and (2480.2 ± 32.5) MeV/c² masses, respectively.

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

Наблюдение стабильных $\tilde{H}(S = -2)$
и $A^*(S = -3)$ дибарионов

Б.А.Шахбазян, Т.А.Волоховская, А.С.Мартынов

Два события, обнаруженные на фотографиях 2-метровой пропановой камеры ОИЯИ, облученной протонами с импульсом 10 ГэВ/с, интерпретируются как стабильные дибарионы $\tilde{H}(S = -2)$ и $A^*(S = -3)$ с массами (2408.9 ± 11.5) и (2480.2 ± 32.3) МэВ/с² соответственно.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

At present a number of theoretical models of elementary particles, e.g. [1—8], predict the existence of dibaryons, stable against strong decays. The numerical values of their masses vary from a model to another one (Table 1). But all these predictions have one distinctive feature in common. Namely, the strangeness and the hypercharge of the members of this new class of hadrons should satisfy the conditions $S \leq -2$ and $Y \leq 0$, respectively. The quark and skyrmion model mass spectra, which have the same quantum number content for $B = 1$, differ radically for $B = 2$. Certainly differ the lowest-lying, i.e., the stable dibaryonic states. In Q^6 models the H ($I = 0$, $J = 0^+$, $Y = 0$, $B = 2$, $S = -2$) is SU(3)-flavour singlet $\{f\} = \{1\}$ for which the colour-magnetic attraction due to quark-gluon exchange is maximized and its mass lies below the $\Lambda\Lambda$ threshold. In contrast to the quark model predictions on H , its analogue in the Skyrme model, the $\tilde{H}$, is $I = 1$, $J = 0^+$, $\{f\} = \{10^*\}$ of a mass ~ 2370 MeV/c², thereby being above the $\Lambda\Lambda$, ΞN , $\Lambda\Sigma$ thresholds [8].

Recently Goldman and Stephenson with collaborators [13] have demonstrated using two different quark models of hadrons that there

Table 1. The predicted and measured masses of $S = -2$ dibaryons (MeV/c^2), times of flight $T(10^{-10} \text{ s})$ and formally estimated production cross section σ (nb)

Theoretical predictions						Experiment		
S, Y	Model	$\{f\}$	I	J	Mass	Mass	T	σ
-2,0	Q^6	$\{1\}$	0	0^+	2150 [1]	2174.6 ± 13.0 [9]	0.668	100
					2178 [2]			
					2164 [3]			
					2216 ± 5			
					[4]			
					2090 [5]			
	Lattice QCD				2110 [6]	2220.1 ± 5.4 [11]	—	138
					2217 [7]			
					at $M_\Lambda = 1109$			
Skyrme	$\{10^*\}$	1	0^+	2370 [8]	2408.9 ± 11.2 [12]	> 5.236	100	

*Unfortunately, an erroneous value for T had been cited in [10].

should be isodoublets of dibaryons with strangeness $S = -3$ and $J = 1, 2$, which are stable with respect to strong decay. The predicted masses of these $A^2(I = 1/2, Y = -1, B = 2, S = -3)$ dibaryons are for the Spherical Bag Model 2470.7 and for the Potential Model 2366.2 MeV/c^2 in agreement with our result $(2480.2 \pm 32.5) \text{ MeV}/c^2$.

This brief introduction is important later on when we will try to interpret two new events found in this experiment.

1. In February, 1991, a noteworthy event has been detected (Figure). A neutral particle is emitted from the vertex of a one-prong neutral star marked in the Figure as P_r . The only track of the star of $I/I_0 \cong 1.56$ ionization most probably being due to a proton of $(795.3 \pm 229.1) \text{ MeV}/c$ momentum is 10.95 cm long. The V^0 after covering a range of 12.83 cm decays into a slow proton of a black track which after a faint rescattering stops in propane, and a fast negative particle of a kinked track. This particle of $(1800.1 \pm 688.6) \text{ MeV}/c$ momentum (for the Σ^- hypothesis) and of 7.60 cm long track before the kink cannot be identified visually because the ionization measurements in propane are feasible only up to 1.0 GeV/c momenta. And the track after the kink certainly belongs to a slow negative pion which after covering a range of 49 cm stops in propane, is captured by a ^{12}C nucleus and knocks out two slow protons from it. The invariant mass



The observed weak decay $\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-$ of the stable dibaryon emitted from the vertex of the recoil proton (marked as P_r) with the subsequent $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ weak decay

Table 2. The results of the kinematic two-vertex, 4- and 3-constraint fits to the observed event, $\chi^2(2V-4C)$ and $\chi^2(2V-3C)$ are averaged over eight and ten measurements respectively, n stands for the neutron

No	Possible imitating reactions		$\chi^2(2V-4C)$	$\chi^2(2V-3C)$
1	$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$;	$\pi^- + n \rightarrow \pi^- + n$	1538.22	979.78
2		$\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + {}^{12}\text{C}$	1538.89	939.17
3	$\Xi^0 \rightarrow p + \pi^-$;	$\pi^- + n \rightarrow \pi^- + n$	1423.33	865.08
4		$\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + {}^{12}\text{C}$	1740.36	1100.35
5	$\Lambda + n \rightarrow p + \Sigma^-$;	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	447.64	430.92
6	$\bar{K}^0 + n \rightarrow p + K^-$;	$K^- \rightarrow \pi^0 + \pi^-$	1340.00	1203.50
7		$K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$	1136.10	1185.95
8		$K^- + n \rightarrow \Sigma^0 + \pi^-$	1248.64	2703.31

of the V^0 for the $V^0 \rightarrow p + \pi^-$ hypothesis is $(1828.5 \pm 97.2) \text{ MeV}/c^2$ (the error of the average over eight measurements is cited). Hypotheses on combinations of sequences of two-body weak decay, rescattering on a neutron or ${}^{12}\text{C}$ nucleus as well as reactions able to imitate the observed event were tried (Table 2).

As far as the negative particle momentum $(1800.1 \pm 688.6) \text{ MeV}/c$ ($688.6 \text{ MeV}/c$ is the s.d. for eight measurements) was measured much less accurately (38%) than that of the decay proton (2%) and negative pion (2%), two vertex, four- and three-constraint fits have been tried, with the negative particle momentum treated in the last case as an unmeasurable parameter. Clearly all hypotheses on imitating processes have to be rejected. The estimated probability of the sequence of reactions $n + n \rightarrow n + p + \pi^-$, $\pi^- + n \rightarrow \pi^- + n$ or $\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + {}^{12}\text{C}$ of $2 \cdot 10^{-5}$ on 10^5 K photographs [10] holds for this event also. Furthermore the track length of the ${}^{12}\text{C}$ recoiled as a whole in the reactions 1—4 of Table 2 would have been 0.6 cm long, which would be quite reliably detected. Any of the lighter fragments of a ${}^{12}\text{C}$ nucleus would produce longer tracks. Thus we have independent proofs that the kink of the V^0 negative track does not result in the above reactions.

Then we have tried the hypotheses of the three exotic weak decay modes of the observed V^0 (Table 3) with unknown masses. Only the hypothesis $\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ fits the observed event. The best-fit mass is $M_{\tilde{H}} = (2408.9 \pm 11.2)$ for the $(2V-3C)$ -fit and

Table 3. The results of the kinematical two-vertex 3- and 2-constraint fits of the exotic two-body weak decays to the observed event.

$\chi^2(2V-3C)$ and $\chi^2(2V-2C)$ are averaged over eight and ten measurements, respectively

No	Two-body exotic weak decays	$\chi^2(2V-3C)$	C.L. (%)	$\chi^2(2V-2C)$	C.L. (%)
1.	$N(S=-4) \rightarrow p + \Omega^-; \Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$	171.45	—	69.15	—
2.	$\Lambda^0(S=-3) \rightarrow p + \Xi^-; \Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	63.11	—	52.94	—
3.	$\tilde{H}(S=-2) \rightarrow p + \Sigma^-; \Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	1.97	57.9	1.42	49.0

Table 4. The measured (M) and fitted (F) momenta p , the tangents of the dip angles $\text{tg } \alpha_i$ and the azimuthal angles β_i from the sequence of the weak decays $\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$

Weak decays		M	F
		p_i (MeV/c)	
$\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-$	p	293.8 ± 6.7	291.7 ± 6.6
	Σ^-	1800.1 ± 688.7	1760.8 ± 43.3
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	n	—	1659.0 ± 42.6
	π^-	174.5 ± 3.5	173.5 ± 3.4
$\tilde{H}$ -dibaryon		—	1970.1 ± 44.7
		$\text{tg } \alpha_i$	
$\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-$	p	0.96296 ± 0.04441	0.96580 ± 0.03466
	Σ^-	0.09722 ± 0.00735	0.095309 ± 0.00562
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	n	—	0.08527 ± 0.00668
	π^-	0.15177 ± 0.02738	0.15192 ± 0.02743
$\tilde{H}$ -dibaryon		0.18924 ± 0.00660	0.19100 ± 0.00404
		β_i (rad)	
$\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-$	p	1.71804 ± 0.02019	1.71106 ± 0.01734
	Σ^-	1.16441 ± 0.00372	1.16350 ± 0.00177
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	n	—	1.26485 ± 0.00431
	π^-	0.26897 ± 0.01307	0.27345 ± 0.01197
$\tilde{H}$ -dibaryon		1.21986 ± 0.00097	1.22002 ± 0.00094

(2407.7 ± 11.5) MeV/c² for the (2V—2C)-fit. The best-fit parameters in these two fits coincide within the tenth of a per cent. Therefore only the (2V—3C) best-fit parameters are shown in Table 4.

The above full kinematical analysis, performed for each interaction vertex which have occurred in this frame, both seen and not seen in the Figure, proved to be successful only for the neutral one-prong star (P_r). We have tried even the following eccentric possibility. Let us assume that from the vertex of the star seen in the right lower part of the Figure, a $\langle V^0 \rangle$ -particle is emitted in the backward hemisphere, its decay vertex coinciding with the decay vertex of the true Σ^- -hyperon, the negative «decay» track with stopping π^- track and with the «positive» one, forming at the end point a one-proton star — the true Σ^- track but this time «emitted» from the $\langle V^0 \rangle$ vertex (i.e. from the weak decay vertex of the true Σ^-). Of all possible decay modes of all known neutral particles survive only those of $\pi^- p$ and $\pi^- \pi^+$ final states. One has $\langle \chi_K^2(1V-3C) \rangle = 1402.4$, $\langle \chi_\Lambda^2(1V-3C) \rangle = 1286.4$ and $\langle \chi_{\Xi^0}^2(1V-3C) \rangle = 293.7$.

Returning to the true topology we have not succeeded in fitting the hypotheses $\Lambda + p \rightarrow \tilde{H} + K^+(2V-2C)$ and $\Xi^0 + d \rightarrow \tilde{H} + p(2V-2C)$ either. Here Λ and Ξ^0 were assumed to be emitted from unknown interactions, d being a hypothetical intranuclear dibaryon fluctuon of the deuteron mass.

Finally we have succeeded in fitting the hypotheses $\tilde{H} + p \rightarrow \tilde{H} + p$ for the measured mass of $M_{\tilde{H}} = (2408.9 \pm 11.2)$ MeV/c² with $\chi^2(1V-1C) = 1.52$, C.L. = 21.8%. This result means that the $\tilde{H}$ perhaps had been produced either in the bubble chamber front wall or even in the primary channel. Therefore one has to take that the time of flight of the $\tilde{H}$ is more than the time of flight between the recoil proton and decay vertices, i.e. $T_{\tilde{H}} > 5.236 \cdot 10^{-10}$ s.

Besides, the following hypotheses and tests have been tried in addition. (i) Special attention had been paid to the possibility of imitating the event observed by the two-body reaction $\Lambda + n \rightarrow p + \Sigma^-$, resulting in the same final state particles as the weak decay $\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-$. The target neutron in reaction 5 of Table 2 is assumed to be at rest. The fit proceeded in two steps. In the first one the hypotheses on $\Lambda + n \rightarrow p + \Sigma^-$ conversion fail to fit the event with $\chi^2(1V-3C) = 344.66$ demonstrating thereby that the V^0 observed is not created in the above binary reaction and particularly that the neutral

Table 5. The transversal Σ^- and p momenta (MeV/c), normal to the straight line, connecting the interaction and V^0 vertices in the (Σ^-, p) plane and the noncoplanarity angle η (mrad) between the above line and plane

	$p_{\Sigma^-}^\perp$	$p_p^\perp$	η
measured	$190.3 \pm 26.0^*$	194.0 ± 4.4	0.9 ± 5.0
fitted ($\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-$)	187.1 ± 4.6	192.4 ± 4.4	1.2 ± 6.0

*Here the error of the average over eight measurements is cited.

particle is not a Λ -hyperon. In the second step the hypothesis on weak decay $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ fits well the event with $\chi^2(1V - 1C) = 0.185$, C.L. = 66.8% proving thereby that the negative kinked track of the V^0 is due to the weak decay of a Σ^- -hyperon. The total hypothesis on the sequence of $\Lambda + N \rightarrow p + \Sigma^-$ conversion and $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ weak decay fails to fit the event observed with $\chi^2(1V - 1C) = 447.64$ and has to be rejected.

Nevertheless one has to consider in detail the hypothesis on $\Lambda\Sigma$ conversion on a Fermi-moving neutron of a ^{12}C nucleus. In order to reveal the possible Fermi-motion of the presumed neutron target we have computed: a) the noncoplanarity angle η , i.e. the angle between the straight line connecting the emission and decay vertices and the plane formed by the proton- and sigma-momenta. Let us stress that this angle depends only on emission angles of the particles involved, which are measured with better precision than the respective momenta even for the short track of the Σ^- , as it can be seen in Table 4; b) the components of the p - and Σ^- -momenta in the (p, Σ^-) -plane, transversal to the projection of the above straight line on this plane. These parameters, both the measured and for the comparison the best-fit ones for the sequence of hypotheses $\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$, are shown in Table 5. The differences of both measured and fitted transversal momenta $\Delta p_m^\perp = p_{pm}^\perp - p_{\Sigma^-m}^\perp = (3.70 \pm 26.37)$ and $\Delta p_f^\perp = p_{pf}^\perp - p_{\Sigma^-f}^\perp = (5.3 \pm 6.4)$ MeV/c as well as the respective noncoplanarity angles are well compatible with zero. But such a situation also can be well realized if the $\Lambda\Sigma$ conversion takes place on a neutron moving with a Fermi-momentum either parallel or antiparallel to the momentum of the incident Λ -hyperon. The (2V-3C)-kinematical fits of these two hypotheses proved to be unsuccessful.

Finally let us estimate the probability of the $\Lambda\Sigma$ conversion on a Fermi-moving neutron. Let us assume that the Fermi-momentum transversal component in the (p, Σ^-) -plane is $q_F^\perp = \delta(\Delta p_m^\perp) = 26.37$ or $q_F^\perp = 3 \cdot \delta(\Delta p_m^\perp) = 79.11$ MeV/c. Taking into account the normal to the (p, Σ^-) -plane component of the «fitted» Λ -momentum from the reaction $\Lambda + n \rightarrow p + \Sigma^-$, $p_\Lambda^f \cdot \sin \eta_f = 3.18$ MeV/c ($p_\Lambda^f = (1271.3 \pm 25.3)$ MeV/c $\eta_\Lambda^f = (2.5 \pm 5.8)$ mrd, «f» stands for «fitted») we obtain the total Fermi-momenta $q_F = \sqrt{(26.37)^2 + (3.18)^2} = 25.56$ and $3q_F = 79.68$ MeV/c. The probabilities to meet neutrons of these momenta in a ^{12}C nucleus can be easily calculated. Indeed, the proton momentum distribution in a ^{12}C nucleus had been measured long ago and rather well described by distributions $\exp(-q_F/q_s)^2$ and $(q_F/q_p)^2 \exp(-q_F/q_p)^2$ deduced from the harmonic oscillator model for the s- and p-shells respectively [14]. The full normalized distribution is given by the following formula

$$P(q_F) = 0.376(q_s^{-1} e^{-q_F/q_s})^2 + 4q_p^{-3} q_F^2 e^{-(q_F/q_p)^2} dq_F, \quad (1)$$

where $q_s = 160$ MeV/c, $q_p = 95$ MeV/c.

The probabilities to meet neutrons of $q_F = 26.56$ and 79.68 MeV/c in a ^{12}C nucleus within the momentum intervals $dq_F = 26.56$ and 79.68 MeV/c, respectively, are $P(26.56) = 0.09$ and $P(79.68) = 0.62$.

Let us now calculate the yield of the $\Lambda\Sigma$ conversion process. As far as in our case $q_F < p_\Lambda$ one can use the tabular data on cross sections for the target at rest [15]. The yield for a model of a ^{12}C nucleus of a cylindrical form of D_C both diameter and height is

$$N_{\Lambda\Sigma} = \frac{\sigma_{\Lambda\Sigma}^T}{\sigma_{\Lambda p}^T} e^{-l \left(3n_C \sigma_{\Lambda C} + 8n_p \sigma_{\Lambda p}^T + \frac{M}{P_{\Lambda C} \alpha_\Lambda} \right)} \times \quad (2)$$

$$\times (1 - e^{-n \sigma_{\Lambda p}^T D_C}) \frac{d^2 N_\Lambda^m}{dp_\Lambda d\Omega_\Lambda} \cdot \sin \Theta_\Lambda^m \cdot 3(\Delta p_\Lambda^m) \cdot 3\Delta(\Delta \Theta_\Lambda^m) \cdot 3(\Delta \varphi_\Lambda^m).$$

Here $l = 12.83$ cm is the range of the V^0 , $n_C = 1.8 \cdot 10^{22}$ cm $^{-3}$, $n_p = 4.8 \cdot 10^{22}$ cm $^{-3}$ — the ^{12}C and ^1H densities in propane, $\sigma_{\Lambda\Sigma}^T(1271) = (4.4 \pm 2.2)$ mb [15], $\sigma_{\Lambda p}^T = 34$ mb [15] $\sigma_{\Lambda C}^T = 236$ mb —

the total cross sections, $D_C = 5.48 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$, $1.3 \cdot 10^{38} \text{ cm}^{-3}$ — the nuclear matter density. The measured parameters are labelled by the letter m . Finally we have $P(26.56) \cdot N_{\Lambda\Sigma}(26.56) = 9.010^{-8}$ and $P(79.68) \cdot N_{\Lambda\Sigma}(79.68) = 6.3 \cdot 10^{-7}$.

Not being content with this we have considered the same reaction induced by a Λ , emitted this time from an unknown interaction vertex. In this case we do not know the Λ momentum 3-vector. Therefore both in the first and the second steps we have (1V—1C)-fits. Again the full two-step fit has failed with $\chi^2(2V—2C) = 204.0$, though the second step fit of the hypothesis $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ once more had been successful with $\chi^2(1V—1C) = 0.54$, C.L. = 46.0% thereby confirming again that the kinked track of the V^0 observed belongs to a Σ^- -hyperon.

Thus the above analysis demonstrates that the $\Lambda\Sigma$ conversion of a Λ emitted either from the interaction vertex P_r or from an unknown one on a neutron either Fermi-moving or at rest fails to imitate the event observed. Six reactions $\Lambda + n \rightarrow p + \Sigma^- + \pi^0$ with π^0 and n momenta parallel or antiparallel to the Λ momentum, or n at rest, failed to fit the event also.

(ii) After we have convinced ourselves that the kinked track of the V^0 belongs to a Σ^- hyperon, the following trivial possibility of imitation had been tried: the V^0 particle observed in reality had been created in $n + n \rightarrow p + \Sigma^- + K^0 + (m\pi^0)$, $m = 0, 1, 2, \dots$ interaction, by a fast neutron, which could result in a proton- or a secondary hadron-nucleus collision. Unfortunately no kinematical analysis is feasible in this case. The estimate of the differential cross section of this reaction in the frame of the OBE-model for the topology of our event leads to a yield of $6 \cdot 10^{-7}$ events on 100K photographs. Therefore this possibility also should be rejected.

It is pertinent to discuss here the assertion of Dr Imai in his answer to a question at PANIC 12 [16] on the possibility of imitating event H(2218) $\rightarrow p + \Sigma^-$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ [10] by intranuclear conversion $\Lambda + n_F \rightarrow p + \Sigma^-$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ on a Fermi-moving target neutron of 40 MeV/c momentum.

Let us remind that the fit of the $\Lambda\Sigma$ conversion on a target neutron at rest proceeded in two steps. In the first one the hypothesis on $\Lambda + n \rightarrow p + \Sigma^-$ conversion fails to fit the event with $\chi^2(1V—2C) = 11.14$ and C.L. = 0.39% (the Λ and Σ^- momenta are unmeasurable)

Table 6. The same as in Table 5, for the event, reported in [10]

	$\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	$\Lambda + n \rightarrow p + \Sigma^-$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$
	Measured	Fitted	Measured	Fitted
$p_{\Sigma^-}^\perp$	200.8 ± 4.4	204.3 ± 4.4	206.6 ± 6.3	201.9 ± 4.0
$p_p^\perp$	202.4 ± 4.4	203.8 ± 4.4	202.4 ± 4.4	201.6 ± 6.1
η	6.7 ± 6.7	2.6 ± 4.4	6.6 ± 6.7	0.9 ± 6.7

demonstrating thereby that the V^0 observed was not created in the above binary reaction and particularly that the neutral particle is not a Λ -hyperon. In the second step the hypothesis on a weak decay fits well the event with $\chi^2(1V-1C) = 0.476$ and C.L. = 48.0% proving thereby that the negative kinked track of the V^0 is due to the weak decay of a Σ^- -hyperon. The total hypothesis on $\Lambda + n \rightarrow p + \Sigma^-$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ now should be rejected with $\chi^2(2V-3C) = 11.53$, C.L. = 0.82% (the 11-th reaction in Table 1 of the article [10]). Again, in order to reveal the Fermi-motion of the presumed neutral target, the transversal $p_{\Sigma^-}^\perp$ and -momenta both for the $\Lambda\Sigma$ conversion reaction and the H-decay hypotheses using both the measured or fitted parameters as well as the non-coplanarity angle η have been calculated (Table 6). Let us note that $p_{\Sigma^-}^\perp$ in the first and third columns were calculated using the fitted p_{Σ^-} (p_{Σ^-} is unmeasurable) and the sin of the corresponding measured angles. It is clear that both the η and $\Delta p^\perp = p_{\Sigma^-}^\perp - p_p^\perp$ are compatible with zero. Again, the (2V-3C) kinematical fits of the hypotheses on $\Lambda\Sigma$ conversion on Fermi-moving neutron with the momenta either parallel or antiparallel to the incident Λ momentum, were unsuccessful. Nevertheless let us identify the maximal components of the p_Λ momentum in the (p, Σ^-) -plane $\Delta p^\perp = (4.30 \pm 7.70)$ MeV/c and along the normal to it $\Delta p^N = p \sin \eta = (6.00 \pm 6.00)$ MeV/c ($p_\Lambda = (900.10 \pm 18.10)$ MeV/c being the fitted Λ momentum for the $\Lambda\Sigma$ conversion hypothesis) with the respective components of the target neutron momentum. Thus, suppose $q_F = \sqrt{(\Delta p^\perp)^2 + (\Delta p^N)^2} = (7.35 \pm 10.25)$ MeV/c. The probability of meeting a neutron of 7.35 MeV/c momentum within the $q_F = 7.4$ MeV/c momentum interval in a ^{12}C nucleus, according to the formula (1) is $P(7.35) = 1.8 \cdot 10^{-2}$. The corresponding $\Lambda\Sigma$ conversion

yield is $N_{\Lambda\Sigma}=1.2\cdot 10^{-5}$. Here $l=10.0$ cm, $\sigma_{\Lambda\Sigma}^T=7.85$ [15], $\sigma_{\Lambda\Sigma}^T(900)=$
 $=34$ mb, $\frac{d^2N_{\Lambda}^m}{dp_{\Lambda}d\Omega_{\Lambda}}=0.22$ (MeV/c) $^{-1}\cdot\text{rad}^{-2}$, $\Delta p_{\Lambda}^m=18.1$ MeV/c, $\Delta\theta_{\Lambda}^m=$
 $=8.66$ mrd, $\Delta\varphi_{\Lambda}^m=1.42$ mrd, $\sin\theta_{\Lambda}^m=0.2852$. Finally $P(900)=$
 $=P(7.35)\cdot N_{\Lambda\Sigma}=2.16\cdot 10^{-7}$. For $q_F=40$ MeV/c, $\Delta q_F=40$ MeV/c, $P(40)=$
 $=0.182$ and $P(900)=P(40)\cdot N_{\Lambda\Sigma}=2.18\cdot 10^{-6}$. Thus even the illegal
 identification of the nonsignificant Λ momentum disbalance with the
 assumed target neutron Fermi momentum $q_F=(7.35\pm 10.25)$ or
 40 MeV/c [16] leads to negligibly small probability of the $\Lambda\Sigma$ conver-
 sion. The refinements of the nuclear model would not change much this
 result if only the use of the differential cross section of the $\Lambda\Sigma$ conver-
 sion, corresponding to the topology of our event, which is unfortunately
 unknown, instead of the only known total cross section of the $\Lambda+p\rightarrow$
 $\rightarrow p+\Sigma^0$ [10], would certainly cover these changes. Again, the ^{12}C nu-
 cleus recoiled as a whole would form in propane a 0.2 cm long track
 which would be quite reliably detected. Any of the lighter fragments of
 a ^{12}C nucleus would produce longer tracks, i.e. we have an independent
 proof that the kink of the negative track does not result in the reactions
 1—4 of Table 1 [10].

Thus the hypothesis on $\Lambda\Sigma$ conversion on a Fermi-moving neutron
 of a 40 MeV/c momentum [16] is completely baseless.

Returning to the event found in February 1991 we are forced to in-
 terpret it as the weak decay of a stable neutral dibaryon $\tilde{H}\rightarrow p+\Sigma^-$,
 $\Sigma^-\rightarrow n+\pi^-$ of a mass $M_{\tilde{H}}=(2408.9\pm 11.2)$ MeV/c 2 , exceeding the
 $\Lambda\Lambda$, ΞN , $\Lambda\Sigma$ and $\Sigma\Sigma$ strong decay thresholds. Perhaps we have suc-
 ceeded in observing a representative of the neutral component of the
 charge triplet $I=1$, $J=0^+$, $\{f\}=\{10^*\}$ stable dibaryon of the mass
 $M_{\tilde{H}}\approx 2370$ MeV/c 2 predicted by Callan — Klebanov — Kunz —
 Mulders soliton Skyrme-like model [8]. From this point of view it
 would be very important to find its positively and negatively
 charged partners. Experimentally one has to search for weak decays
 $\tilde{H}^+\rightarrow \Lambda+p$, $\Lambda+p+\pi^++\pi^-$, etc., and $\tilde{H}^-\rightarrow \Lambda+p+\pi^-+\pi^-$. This
 program is easily feasible by means of bubble chamber technique and
 we have started the search for the $\tilde{H}^{\pm}$ weak decays among the events
 of the appropriate topologies.

It should be stressed that the bubble chamber technique is well suited
 for the reliable detection and analysis of weak decays of stable

dibaryons and multibaryonic hadrons which quite often have to look out as branching out combinations of V^0 and $V^\pm$ events. Three examples of such objects have been reported in [9,10,12]. Moreover, it is possible to estimate the mean life-time for weak decays due to wide momentum interval of detectable dibaryons. But simultaneously this technique permits one to detect and analyse quite reliably also the events of the intranuclear conversion of these exotic hadrons into hyperons. Two events found in $n^{12}\text{C}$ (7 GeV/c) and $p^{12}\text{C}$ (10 GeV/c) exposures have been well fitted by the reaction $H + p \rightarrow 2\Lambda + p$ [17,18].

2. This method permitted us to identify an event as a candidate for the $A(S=-3)$ dibaryon. As a result of the triple scan of 260K photographs an event has been found which can be interpreted as due to intranuclear conversion of a A -dibaryon. A 10 GeV/c beam proton produces a six-prong star and three lambdas. The most «dangerous» background able to imitate this event is the possible creation of all these lambdas in an intranuclear cascade process. Unfortunately a precise and refined estimate of its probability is impossible today because of the absence of suitable algorithms. Instead, the pessimistic, overestimated background of this sort is $5 \cdot 10^{-2}$ events on 260K photographs. The measured total cross sections for the Λ production in $p^{12}\text{C}$ collisions at 10 GeV/c is $\sigma_\Lambda(p^{12}\text{C}) = 5$ mb, and the total cross section for the Λ production in πN collisions at $0.9 < p_\pi < 10.0$ GeV/c is $\sigma(\pi N) \cong 1$ mb. Now we have supposed that the most energetic Λ is created in $p^{12}\text{C}$ collisions with cross section $0.1\sigma_\Lambda(p^{12}\text{C}) = 0.5$ mb, the two slower lambdas being created in πN intranuclear collisions with $0.1\sigma_\Lambda(\pi N) = 0.1$ mb cross section at $n = 1.3 \cdot 10^{38} \text{ cm}^{-3}$ nucleon density on $r = 1.5R(^{12}\text{C}) = 4.12$ fm path length each. The coefficient 0.1 accounts for the momentum and angular distributions of lambdas. Of a series of intranuclear cascade processes, successfully fitting our event ($\chi^2(4V-9C) = 9.19$, C.L. = 42.0%) were only the following ones $A^2 + \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} \rightarrow 3\Lambda + \begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^- \end{pmatrix}$ with the best-fit mass averaged $M_A = (2480.2 \pm 32.5) \text{ MeV}/c^2$. For the fixed predicted masses [13] one has:

1. $\chi^2(4V-10C) = 10.0$, C.L. = 44.0% for the Spherical Bag Model and
2. $\chi^2(4V-10C) = 18.0$, C.L. = 5.5% for the Potential Model [19].

In both cases χ^2 were averaged over these two reactions.

There is no need to stress the extreme importance of the search for the stable di- and multibaryonic hadrons. One of the most difficult parts

of this problem seems to be the copious production of these hadrons. Most probably it could be ensured in low-energy Ω^- , Ξ^- -nucleus interactions by sending an intensive hyperon beam of inevitably high momentum after an intensive beam of relativistic ions, the adjustable momentum per nucleon of which is always lower than the hyperon beam momentum.

References

1. Jaffe R.L. — Phys. Lett., 1977, 38, p.195, 1617(E).
2. Rosner J.L. — Phys. Rev., 1986, D33, p.2043.
3. Mulders P.J.G., Aerts A.T., de Swart J.J. — Phys. Rev., 1980, D21, p.2553.
4. Faessler A., Straub U. — Annalen der Physik, 1990, 47, p.439.
5. Dorokhov A.E., Kochelev N.I. — JINR Preprint E2-86-847, Dubna, 1986.
6. Diakonov D.I. et al. — Phys. Rev., 1989, D39, p.3509.
7. Ioshie'T. et al. — Proc. of Int. Conf. "Hadron'89", Ajaccio, Corsica (France) ed. Bignon, Frere J.-M. — P. Peigneux, 1990, p.365.
8. Dover C.B. — N.Cim., 1989, 102A, p.521; Callan C.G., Klebanov I. — Nucl. Phys., 1985, B262, p.365; Kunz J., Mulders P.J.D. — Phys. Lett., 1988, B215, p.449.
9. Shahbazian B.A. et al. — Z.Phys., 1988, C39, p.151.
10. Shahbazian B.A. et al. — Phys. Lett., 1990, B235, p.208.
11. Alekseev A.N. et al. — Journ of Nucl. Phys., 1990, v.52, No.6[12], p.1612.
12. Shahbazian B.A. et al. — Talk at the Int. Conf. «Hadron'91». To appear in the Proceedings of the Conference (preliminary results).
13. Goldman T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, 59, p.627.
14. Garron J.P. et al. — Nucl. Phys., 1962, 37, p.126.
15. Compilation of Cross Sections iV, CERN-HERA 81-01.
16. Imai K. — Nucl. Phys., 1991, A527, p.181c-194c.
17. Shahbazian B.A. et al. — Proc. of the VIII Int. Seminar on H.E.Phys. Problems, v.II, JINR, D1,2-86-668, Dubna, 1986, p.84.
18. Shahbazian B.A. et al. — Proc. of the IX Int. Seminar on H.E.Phys. Problems, JINR, D1,2-88-652, Dubna, 1988, p.337.
19. Shahbazian B.A. et al. — JINR Rapid Communications No.2(48)-91, p.4 (preliminary results).

Received on May 25, 1992.

THE OBSERVATION OF THE SECOND HEAVY STABLE $\tilde{H}(S = -2)$ -DIBARYON

B.A.Shahbazian, T.A.Volokhovskaya, A.S.Martynov

We have succeeded in observing a second event which is unambiguously interpreted as the creation and weak decay of the heavy stable $\tilde{H}(S = -2)$ dibaryon. Its mass, equal to $M_{\tilde{H}} = (2384.9 \pm 31.0) \text{ MeV}/c^2$, is in good agreement with the mass of the first dibaryon, $(2408.9 \pm 11.2) \text{ MeV}/c^2$, recently observed.

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

Наблюдение второго тяжелого стабильного дибариона $\tilde{H}(S = -2)$

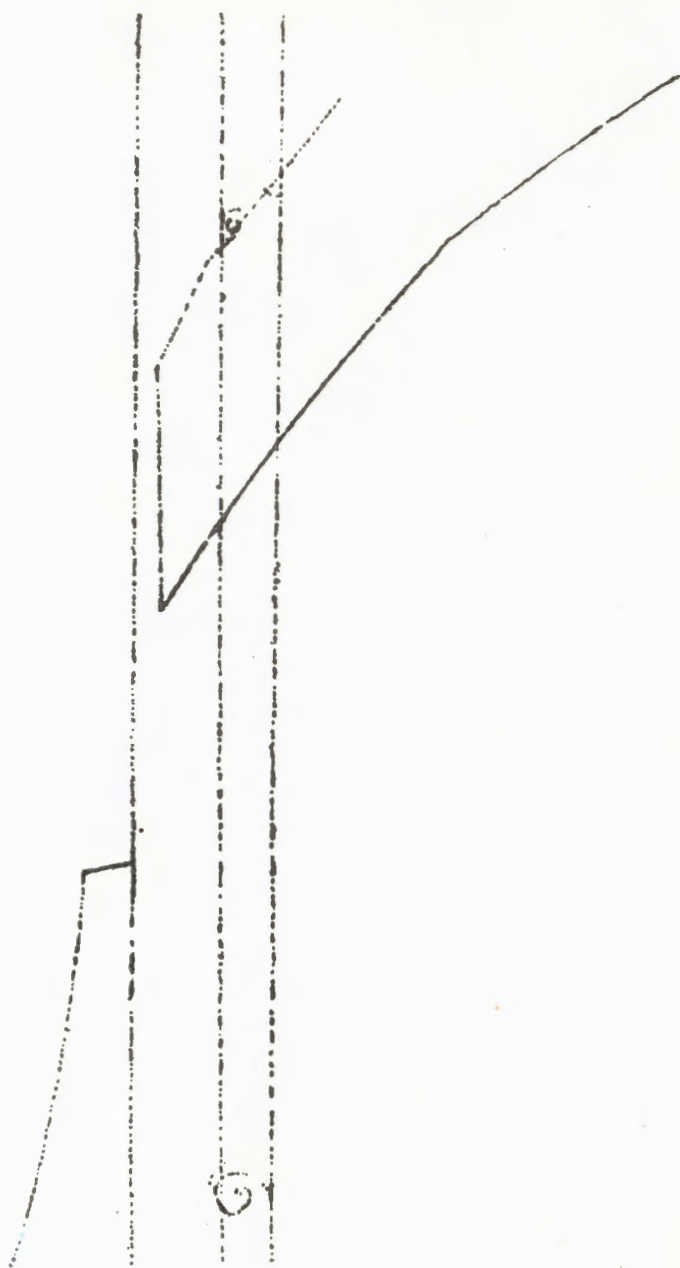
Б.А.Шахбазян, Т.А.Волоховская, А.С.Мартынов

Обнаружено второе событие, которое однозначно интерпретируется как рождение и слабый распад тяжелого стабильного $\tilde{H}(S = -2)$ дибариона. Масса его, равная $(2384.9 \pm 31.0) \text{ МэВ}/c^2$, находится в хорошем согласии с массой первого дибариона, найденного ранее, $(2408.9 \pm 11.2) \text{ МэВ}/c^2$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

The search for stable dibaryons is in progress. On a photograph of the JINR 2m propane bubble chamber, exposed to 10 GeV/c proton beam on the 30th of December 1991, we have found an event, which as a result of the four-vertex, four-constraint fully exclusive kinematical fit, $(4V-4C)$, has been unambiguously interpreted as the creation and weak decay of the second heavy stable $\tilde{H}(S = -2)$ -dibaryon.

A 10 GeV/c beam proton produced a two-prong star and a V^0 -particle, which after covering a range of 6.87 cm in propane, weakly decays into a slow proton of black track that stops in propane after rescattering, and a relativistic negative particle of minimum ionization doubly kinked track (Figure). The first part of this track between the V^0 -vertex and the first kink, 6.65 cm long, is formed by a negative charged particle of a momentum certainly over 1.0 GeV/c and thus cannot be visually identified in propane. Instead, the second and third parts of this track with momenta coinciding within the half an error,



The production and weak decay of the heavy stable $\tilde{H}(S = -2)$ -dibaryon

parts of this track with momenta coinciding within the half an error, are due to the same uniquely identified negative pion, recoiled against a ^{12}C nucleus.

One of the prongs of the star is due to a slow positively charged particle of a black track, emitted in the backward hemisphere. After travelling in propane a range of 1.3 cm this particle obviously suffers weak decay, the positively charged light decay particle being emitted also in the backward hemisphere. Its momentum, averaged over six measurements is equal to (231.1 ± 4.9) MeV/c. The appearance of the corresponding track excludes the positron hypothesis, whereas the closeness of the measured momentum to the rest system momentum, $p_{\text{r.s.}} = 236$ MeV/c, for the $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ decay mode, rejects the alternative decay mode $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$, because in this case $p_{\text{r.s.}} = 205$ MeV/c. So, these facts suggest that the black track is formed by a stopping positive kaon of (136.5 ± 3.7) MeV/c momentum, suffering $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ weak decay.

The second prong of the star is formed by a fast relativistic positively charged particle of minimum ionization and a momentum of several GeV/c. Therefore it has been identified only in kinematical analysis.

The multivertex kinematical analysis we have started with two-vertex, four-constraint fits. Hypotheses on combinations of sequences of two-body weak decays, rescattering on a neutron or a ^{12}C nucleus, as a whole, as well as reactions, able to imitate the observed event have

Table 1. The results of the (2V—4C) kinematical fits of the hypotheses on the possible reactions able to imitate the observed event.

$\chi^2(2V-4C)$ are averaged over six measurements

No	Possible imitating reactions		$\chi^2(2V-4C)$
1.	$\Lambda \rightarrow p + \pi^-;$	$\pi^- + n \rightarrow \pi^- + n$	450.20
2.		$\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + ^{12}\text{C}$	454.72
3.	$\Xi^0 \rightarrow p + \pi^-;$	$\pi^- + n \rightarrow \pi^- + n$	220.61
4.		$\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + ^{12}\text{C}$	212.91
5.	$\Lambda + n \rightarrow p + \Sigma^-;$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	401.40
6.	$\bar{K}^0 + n \rightarrow p + K^-;$	$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$	no fit
7.		$K^- \rightarrow \mu^- + \nu$	no fit
8.	$\bar{K}^0 + n \rightarrow p + K^-;$	$K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda$	no fit
9.		$K^- + n \rightarrow \pi^- + \Sigma^0$	no fit

been tried (Table 1). Clearly all hypotheses on imitating processes have to be rejected. The estimated probability of the sequence of the reactions $n + n \rightarrow n + p + \pi^-$, $\pi^- + n \rightarrow \pi^- + n$ or $\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + {}^{12}\text{C}$ of the 10^{-5} order of magnitude on 10^5 K photographs [2,3] holds for this event also. Furthermore the track length of the ${}^{12}\text{C}$ nucleus recoiled as a whole in the reactions 1—4 of the Table 1 would have been 0.7 cm long, which would be quite reliably detected. Any of the lighter fragments of a ${}^{12}\text{C}$ nucleus would produce longer tracks. Thus we have independent proofs that the first kink of the V^0 negative track does not result in the above reactions. Again, as in [2] special attention had been paid to the hypotheses on $\Lambda\Sigma$ conversion on a neutron both at rest and Fermi-moving one. The hypothesis on $\Lambda\Sigma$ conversion on a neutron at rest (reaction 5, Table 1) fails to fit the event. The fit proceeded in two steps. In the first one the hypothesis on $\Lambda + n \rightarrow p + \Sigma^-$ conversion fails to fit the event with $\chi^2(1V-3C) = 400.00$, demonstrating thereby that the V^0 observed is not created in the above binary reaction and particularly that the neutral particle is not a Λ -hyperon. The second step hypothesis on a weak decay $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ fits well the event with $\chi^2(1V-1C) = 0.76$, C.L. = 38.3% proving thereby that the negative kinked track of the V^0 is due to the weak decay of a Σ^- -hyperon. The total hypothesis on the sequence of $\Lambda + n \rightarrow p + \Sigma^-$ conversion and $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ weak decay fails to fit the event observed with $\chi^2(2V-4C) = 401.40$, and have to be rejected. Again, as in [2] the $(2V-3C)$ kinematical fits of the hypotheses on $\Lambda\Sigma$ conversion taking place on a Fermi-moving neutron of a momentum both parallel and antiparallel to the incident Λ momentum vector, proved to be unsuccessful.

We have considered also the same reaction, induced by a Λ , emitted this time from an unknown interaction vertex. Then the Λ -momentum three-vector is an unmeasurable parameter. Therefore both in the first and in the second steps one has $(1V-1C)$ -fits. Again as in [2] the full two-step fit has failed with $\chi^2(2V-2C) = 101.1$ though the second step fit of the hypothesis on weak decay $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ once more was successful with $\chi^2(1V-1C) = 1.6 \cdot 10^{-3}$ C.L. = 96.8%, thereby again confirming that the the kinked track of the V^0 observed belongs to a Σ^- -hyperon.

Thus the above analysis demonstrates that $\Lambda\Sigma$ conversion of a Λ , emitted both from the interaction vertex and from an unknown one on

a neutron, both Fermi-moving and at rest, fails to imitate the event observed. Six reactions $\Lambda + n \rightarrow p + \Sigma^- + \pi^0$ with π^0 and n momenta parallel or antiparallel to the Λ momentum, or n at rest, failed to fit the event also.

Again, as in [2], within the frame of the OBE model, it has been demonstrated that the yield of imitating « V^0 -particles», which could arise in sequences of reactions and weak decays, $n + n \rightarrow p + \Sigma^- + K^0 + m\pi^0$ $m = 0, 1, 2, \dots$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ induced by a fast neutron, born in a primary proton- or secondary hadron- ^{12}C or ^1H nuclei interactions is $8 \cdot 10^{-7}$ on 100 K photographs. Therefore this possibility of imitating the event observed also should be rejected.

Of the exotic weak decay sequences (i) $\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ (ii) $A^0 \rightarrow p + \Xi^-$, $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$, only the first one fits successfully our event with $\chi^2(2V-3C) = 3.05$, C.L. = 38.42% and $M_{\tilde{H}} = (2385.8 \pm 31.0) \text{ MeV}/c^2$ (averaged over six measurements with s.d. of $31.0 \text{ MeV}/c^2$).

Thus, we have proved that the observed V^0 -particle is due to the weak decay of a heavy stable $S = -2$ dibaryon $\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$. Its mass, within the limits of errors coincides with the mass of the first one, observed earlier, $(2408.9 \pm 11.2) \text{ MeV}/c^2$, [2].

Then a full exclusive multivertex kinematical analysis became of a special importance. The hypotheses on reactions of the beam protons with proton targets

$$p + p \rightarrow \tilde{H} + K_1^+ + K_2^+, \tilde{H} + K_1^+ + K_2^+ + \pi^0, H + K_1^+ + K^0 + \pi^+,$$

each channel followed by weak decay sequences $\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$, $K_1^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ were tried. The corresponding (4V-8C)-, and (4V-5C)-fits proved to be unsuccessful. This negative result forced us to profit by our idea already successfully used in the analysis of the $H(2175)$ -event [3,4]. It seems quite natural that the most favourable kinematical conditions for the formation of the stable $S = -2$ dibaryons by nonstrange projectiles arise in their collisions with dibaryonic targets. As real sources of such dibaryonic intranuclear fluctuons, D , light nuclei, the ^{12}C nucleus including, can serve. As far as the masses of such hypothetical dibaryonic fluctuons, excepting the deuteron, are unknown, one more unmeasured parameter, the fluctuon mass M_D , was introduced. Then one has twelve unmeasurable parameters: the mass of the $\tilde{H}$, the modulus of its momentum, nine momentum components of the

Table 2. The results of the successful (4V—4C) kinematical fits.
 The $\chi^2(4V-4C)$ and $M_{\tilde{H}}$ were averaged over six measurements.
 As the errors of the $M_{\tilde{H}}$ (MeV/c²), the s.d. are cited. C.L. in %.
 $M_{\tilde{H}}$ and M_D — in MeV/c²

The successfully fitted reactions	$\chi^2(4V-4C)$	C.L.	$M_{\tilde{H}}$	M_D
$p + D \rightarrow \tilde{H} + \begin{pmatrix} K^+ \\ p \end{pmatrix} + K^+ \begin{pmatrix} n \\ K^0 \end{pmatrix}$ $\downarrow$ $p + \Sigma^-$ $\downarrow$ $n + \pi^-$ $\downarrow$ $\mu^+ + \nu$	4.52	34.0	2384.9 ± 31.0	1700^{+176}_{-76}
	6.97	13.8	23749 ± 29.6	

three neutrals and the target-fluctuon mass M_D (Table 2). Of sixteen constraint equations only four are independent. Therefore (4V—4C) exclusive kinematical fits of only two hypothetical channels were performed. The not detected kaon of (930.1 ± 121.1) MeV/c momentum should be assumed to be either long-living k_L^0 or short-living component suffering $K_s^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ decay. It is worth to mention that the efficiency of the simultaneous detection of four e^+e^- pairs in our bubble chamber is $3.9 \cdot 10^{-3}$.

As it follows from Table 2, both channels fit our event, though the C.L. of the first channel 2.4 times exceeds that of the second one, and therefore is more preferable.

Rather large errors of the best-fit target mass M_D (Table 2) do not permit us to exclude a deuteron-mass M_d fluctuon target which could exist within the nucleus before the moment of the collision. Nevertheless, one has $M_D - M_d < 0$.

An analysis of the same kind, performed for the event H(2175) [4] with (2V—2C)-fit led to $M_D = (1250^{+500}_{-75})$ MeV/c², $M_{\tilde{H}} = (2172.7 \pm 15.2)$ MeV/c, i.e., again one has $M_D - M_d < 0$. Let us note, that in both cases the multiplicities of the charged secondaries are the lowest ones for the total electric charges of the events $Q = 2$ and in both of them there is no seen fragmentation of the ^{12}C nucleus.

As we believe these facts indicate that the above low mass superdense dibaryonic targets of $Q = 1$ electric charge and $Y = 2$ hypercharge were formed dynamically within the ^{12}C nucleus in the moment of the collision. And in both events the nucleus leave not the $Y = 2$ dibaryons

Table 3. The best-fit parameters, averaged over six measurements
(s.d. are cited as errors) obtained in $(4V-4C)$ -fit of the $p + D \rightarrow \tilde{H} + K^+ + K_{\text{stop}}^+ + n$,
 $\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-, \Sigma^- \rightarrow n + \pi^-, K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ channel to the event observed,
 $M_D = (1700^{+176}_{-76}) \text{ MeV}/c^2$, $M_{\tilde{H}} = (2384.9 \pm 31.0) \text{ MeV}/c^2$

	$p \text{ (MeV}/c)$	$\text{tg } \alpha$	$\beta \text{ (rad)}$
p_{in}	9497.6 ± 396.3	0.00603 ± 0.00102	1.60933 ± 0.00056
K^+	4739.5 ± 410.4	0.02508 ± 0.00306	1.62039 ± 0.00144
K_{stop}^+	136.4 ± 3.7	-0.20090 ± 0.09871	3.38749 ± 0.01790
μ^+	242.9 ± 2.9	0.30689 ± 0.01586	4.62467 ± 0.00904
ν	247.2 ± 2.9	-0.43238 ± 0.05979	2.07284 ± 0.019178
n	2326.5 ± 220.6	0.08575 ± 0.01783	1.66042 ± 0.01101
$\tilde{H}$	2501.7 ± 137.4	-0.09258 ± 0.01081	1.48843 ± 0.00275
p	484.5 ± 9.9	-0.11483 ± 0.04517	1.02283 ± 0.01970
Σ^-	2080.2 ± 137.1	-0.08491 ± 0.01179	1.59296 ± 0.00338
n	1881.4 ± 147.1	-0.16490 ± 0.01480	1.63075 ± 0.00811
π^-	262.3 ± 17.1	0.56448 ± 0.01588	1.28461 ± 0.00665

formed, but the H - and $\tilde{H}$ -dibaryons of hypercharge $Y = 0$. These facts satisfy well the empirical hypercharge selection rule: «The hypercharge of free hadrons (multiquark and multibaryon ones including) cannot exceed unity: $Y < 1$ » (see [4] and our earlier articles cited therein).

The analysis performed suggests that in $p^{12}\text{C}$ collisions at $10 \text{ GeV}/c$ resulting in both light (of masses less than two lambda masses) and heavy (of masses close to two sigma hyperon masses) stable dibaryons, nonstrange QGP dynamically is formed which immediately suffers a phase transition into a stable dibaryon and two kaons of positive strangeness and all the three hadrons of hypercharges 0 and 1 leave the nucleus. Thus the stable dibaryons serve as a signature of the QGP formation in a nucleus. This analysis in full scale is feasible only for the events of the simplest topology, i.e. events not obscured by cascade or fragmentation processes.

The best-fit parameters for the first of the channels (Table 2) in Table 3 are presented. For the Σ^- -momentum treated as an unmeasurable parameter the $(4V-3C)$ -fit led to the best-fit parameters which coincide with those of Table 3 within the limits of errors.

The time of flight of this heavy stable dibaryon is $2.18 \cdot 10^{-10}$ s. Thus we have observed a second event of the formation and the weak decay of the heavy stable dibaryon $\tilde{H} (S=-2)$, the mass of which $(2384.9 \pm 31.0) \text{ MeV}/c^2$ within the limits of the errors coincides with the mass of the first one, $(2408.9 \pm 11.2) \text{ MeV}/c^2$ [2].

The effective cross section of the $\tilde{H}$ production in $p^{12}\text{C}$ interactions at the 10 GeV/c momentum was estimated as $(200 \pm 180) \text{ nb}$, using these two events and the number of photographs, scanned up to the present.

The masses of these two events are very close to the lowest state $I=1, J^\pi=0^+, \{f\}=\{10^*\}$ mass of $\approx 2370 \text{ MeV}/c^2$ predicted within the frames of the Callan-Klebanov-Kunz-Mulders soliton Skyrme-like model [5].

Fortunately the bubble chamber technique makes it possible to search for all the three charge components simultaneously via weak decay modes: $\tilde{H}^+ \rightarrow p + \Lambda$ or $p + \Lambda + \pi^+ + \pi^-$ etc., $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$; $\tilde{H} \rightarrow p + \Sigma^-, \Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$; $\tilde{H}^- \rightarrow p + \Lambda + \pi^-$, etc., $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$.

The search for these hadrons is in progress.

We succeeded in observing a weak decay of the positively charged heavy dibaryon into a proton, lambda and neutral pion, the mass of which is in fair agreement with the masses of the above considered neutral dibaryons. The details in a forthcoming paper will be given.

References

1. Review of Particle Properties, Phys. Lett., 1990, B 299.
2. Shahbazian B.A., Volokhovskaya, Martynov A.S. — JINR Rapid Communications, № 3(54)-92, JINR, Dubna, p.38.
3. Shahbazian B.A., Sashin V.A., Kechechyan A.O., Martynov A.S. — Phys. Lett., 1990, B 235, p. 208, 1990, B 238, p. 452,(E), 1990, B 244, p.580(E).
4. Shahbazian B.A. et al. — Z.Phys., 1988, C 39, p.151.
5. Dover C.B. — N. Cim., 1989, 102A, p.521; Callan C.G., Klebanov I. — Nucl. Phys., 1985, B 262, p.365; Kunz J., Mulders P.J.D. — Phys. Lett., 1988, B 215, p.449.

Received on May 25, 1992.

ИСКАЖЕНИЯ СПЕКТРОВ КУМУЛЯТИВНЫХ МЕЗОНОВ ВТОРИЧНЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ В ЯДРАХ

Л.С.Золин, В.Ф.Переседов

Получены количественные оценки искажений спектров кумулятивных пионов и каонов в результате перерасеяний на внутриядерных нуклонах. Расчеты выполнены методом Монте-Карло на основе модели внутриядерного каскада. При задании начальных условий использована флуктуонная модель генерации кумулятивных частиц. Различие наблюдаемых и «исходных» спектров возрастает с ростом атомного номера ядра, что сильно отражается на A -зависимости выхода кумулятивных частиц. Учет взаимодействия в конечном состоянии важен также при рассмотрении отношений выхода частиц различного сорта. Для K^+ / K^- -отношения эффект коррекции может достигать фактора 3.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Distortion of the Spectra of Cumulative Mesons by Multiscattering in Nuclei

L.S.Zolin, V.F.Peresedov

Quantitative estimates of the spectra distortions of cumulative pions and kaons by multiscattering in nuclei are obtained. The calculations were made by using Monte Carlo simulation on the basis of the intranuclear cascade model. The fluctuon model of cumulative particle generation was used to give initial conditions. The difference between the initial and observed (distorted by multiscattering in nuclei) spectra increases with increasing nuclear number and leads to significant cumulative particle A -dependence corrections. Taking into account final state interactions is also important when the ratios of particles of different types are considered. The K^+ / K^- -ratio corrections can reach a factor of about 3.

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

Искажение наблюдаемых характеристик реакций в результате вторичных взаимодействий в ядрах является предметом постоянного внимания при анализе и интерпретации результатов экспериментов с ядрами. При исследовании выхода частиц-продуктов ядерной реакции учет их взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) важен даже на легчайшем ядре — дейтроне. Это подтверждают, например, результаты измерения поляризационных характеристик реакции стриппинга дейтрона [1]. Точный количественный учет ВКС затруднен, одно из основ-

ных препятствий — отсутствие знания реального механизма процесса формирования адронов и, в частности, такого, необходимого для расчетов параметра, как длина формирования l_f . Кварковые и партонные модели дают лишь грубые количественные оценки этой величины. Концепцию длины формирования следует здесь кратко обсудить, поскольку учет ВКС иногда игнорируется без обоснования количественного критерия.

Структурные изменения квантовой частицы в процессе взаимодействия и проблема «полуголых» частиц были рассмотрены Фейнбергом с позиций квантовой теории поля в обзоре [2]. Отмечено, что время регенерации нормальной структуры адрона, T_r , не может быть меньше времени распространения сигнала в пределах нормального объема частицы. В системе покоя адрона $T_r > m_\pi^{-1}$, в лабораторной системе время регенерации релятивистски затягивается, $T_r > m_\pi^{-1} E_L/m$. В частности, для нуклона можно считать

$$T_r^N \geq (1/m_{eff}) (E/m_N) \approx \gamma/(2-3)m_\pi. \quad (1)$$

Наглядная картина перерасеяния вторичных частиц в ядрах была предложена Канчелли [3] на основе партонной модели: вторичные адроны с энергией E имеют длины формирования

$$l_f \approx E/\mu_0^2, \quad (2)$$

где $\mu_0^2 = m^2 = 0,5 \text{ ГэВ}^2$ — средний квадрат поперечной массы конститuentных частиц-партонов. На расстояниях меньше l_f взаимодействие отсутствует, на расстояниях больше l_f движение вторичных частиц можно считать классическим, т.е. при расчете вторичных взаимодействий с нуклонами ядра применимо вероятностное рассмотрение, основанное на hN -сечениях.

В работах [4,5] показано, что экспериментальные данные по инклюзивным спектрам частиц с большими p_T и полным множественностям рожденных частиц хорошо согласуются с предсказаниями двухфазной модели генерации частиц во внутриядерных каскадах, предполагающей наличие партонной фазы, слабо взаимодействующей с ядерной материей в течение времени, пропорционального импульсу партона

$$t \approx p/m_\perp^2. \quad (3)$$

Сравнение с экспериментом дает оценку квадрата поперечной массы:

$$m_{\perp}^2 = (1 - 2) m_N^2, \quad (4)$$

что соответствует продольным расстояниям

$$l_f = (0,1 - 0,2) p \quad (\text{фм}) \quad (5)$$

В моделях цветовых струн [6,7] длина формирования определяется аналогично (2) с заменой массового параметра на параметр натяжения цветовой струны $m_{\perp}^2 = 2\kappa$, где $\kappa \approx 1$ ГэВ/фм. Отличие от партонных моделей предсказывается для лидирующих адронов ($x_f > 0,5$), для которых

$$l_f = (1 - x_f) p / \kappa \quad (6)$$

Таким образом, кварк-партонные модели дают оценку длины формирования адрона с импульсом p , близкую к (5). Эта оценка может быть справедлива при достаточно высоких энергиях, когда обеспечена справедливость применения партонных моделей.

Отсутствие надежных теоретических оснований для определения времени формирования частиц заставляет отдавать предпочтение экспериментальной оценке этой величины. На основании анализа результатов согласования расчетов по модели внутриядерного каскада и опытных данных по pA - и AA -реакциям при $E \geq 200$ ГэВ авторы [8] пришли к выводу, что следует выделять лидирующие адроны, эффективное время формирования которых близко к нулю в соответствии с предположениями струнных моделей. Длина формирования частиц, рожденных в центральной области быстрот, для которых время формирования в системе покоя — $\tau_f \approx 1$ фм/с, соответствует

$$l_f = \tau_f v = p / m^2. \quad (7)$$

В настоящей работе мы делаем попытку, опираясь на модели внутриядерных каскадов, оценить искажения, вносимые ВКС в спектры кумулятивных пионов и каонов, испускаемых под углами, близкими к 180° . Соответствующие экспериментальные данные по импульсным распределениям ограничены сверху значениями $p \approx 1$ ГэВ/с [9,10,11]. Если пользоваться оценками (2—7), то длину формирования можно выбирать в пределах от $l_f(\pi, K) = 0,1p$ (фм) до $l_f(\pi) = 7p$ (фм) и $l_f(K) = 2p$ (фм). В проведенных расчетах мы использовали два значения длины формирования, близкие к этим крайним оценкам:

$$l_f = 0 \text{ и } l_f = 5p. \quad (8)$$

Внимание к процессам кумулятивного рождения адронов при энергиях $E_0 > 1$ ГэВ обусловлено тем, что, начиная с $E_0 \approx 3-5$ ГэВ в (γ, π, p) -взаимодействиях, инвариантные дифференциальные сечения образования кумулятивных частиц

$$\sigma_{inv} = E d\sigma/d^3p = C \exp(-x_c/x_0) \quad (9)$$

начинают демонстрировать универсальность поведения. Наблюдается масштабно-инвариантное поведение по кумулятивной переменной x_c (при энергиях $E_0 \gg m_N$ $x_c \approx \alpha \approx x_B$, где α и x_B — соответственно переменные светового фронта и Бьеркена) и слабая зависимость от типа снаряда и его энергии E_0 : $x_0 \approx \text{const}(x_c, A, E_0)$. А-зависимость близка к объемной ($\sigma_{inv} \sim A^1$). Это дало основание предполагать, что рождение кумулятивных частиц происходит в результате локальных взаимодействий частиц-снарядов (или их конститuentов) с флуктуациями ядерной плотности — флуктонами. Вероятность образования флуктонов, которые могут реализоваться как многокварковые конфигурации или короткодействующие малонуклонные корреляции, определяется плотностью распределения нуклонов в ядрах. Пороговый характер выхода на масштабно-инвариантное поведение связывается с прохождением границы конфайнмента для внутриядерных кварков — включение кварковых степеней свободы [12]. Значимость открывающейся здесь возможности изучения кварк-партонной структурной функции ядер при $x_c > 1$ обуславливает актуальность вопроса о том, насколько отмеченные закономерности точны и какова скорость выхода на асимптотический режим с ростом E_0 ? Давно отмечается также необходимость оценить, насколько наблюдаемые спектры кумулятивных частиц искажены их вторичными взаимодействиями в ядрах (каков ВКС-эффект?).

Измерения инклюзивных спектров кумулятивных мезонов, выполненные в последние годы в области энергий 9—65 ГэВ [13,14], показали, что отмеченные закономерности выполняются в этой области энергий лишь приближенно:

1) $\sigma_{inv}(E_0)$ увеличиваются на 15—30%;

2) масштабная инвариантность по x_c для $\sigma_{inv} = C \exp(x_c/x_0)$ выполняется с точностью 10%: x_0 уменьшается с ростом E_0 и растет с увеличением A ;

3) A^m — поведение обнаруживает значительную корреляцию с x_c : $m \approx 1$ при $x_c = 1$ и $m \approx 1,3-1,4$ при $x_c = 2$.

Искажения, вносимые ВКС, могут превышать эти отклонения от «ядерного скейлинга».

Расчеты прохождения кумулятивных пионов и каонов в ядерной среде выполнены нами на основе стандартной каскадной модели. Методика расчета ядерного каскада подробно изложена в монографии [15].

В качестве модели ядра использована модель вырожденного ферми-газа. Радиальная плотность распределения нуклонов в ядре задавалась распределением Вуда — Саксона (c - и z -параметры взяты из [16])

$$\rho(r) = \rho(0)/(1 + \exp((r - c)/z)). \quad (10)$$

При расчетах ядро разбивалось на несколько сферических зон, внутри которых ядерная плотность ρ принималась постоянной и определялась в соответствии с (10). В каждой из сферических зон импульсное распределение бралось в виде

$$dN/dp_f \sim p_f^2, \quad (11)$$

где p_f — импульс Ферми, соответствующий ядерной плотности ρ .

Ограничения на взаимодействия, налагаемые принципом Паули, учитывались путем запрета актов рассеяния, в которых импульс нуклона отдачи был меньше граничного значения импульса Ферми:

$$p_f = (3\pi^2\rho)^{1/3}. \quad (12)$$

Отличие от стандартной задачи ядерного каскадирования в нашем случае состояло в том, что:

1) прослеживалась только ветвь каскада, связанная с судьбой мезона данного типа;

2) исходные импульсы и углы вылета мезонов брались в соответствии с известными двойными дифференциальными сечениями

$$d\sigma/d^3p d\Omega = f(T_{\text{кин.}}, \theta) \quad (13)$$

для инклюзивных реакций $p + A \rightarrow \pi(K^\pm) + X$ [17].

В соответствии со спектаторной моделью рождения кумулятивных мезонов [18] розыгрыш координат их рождения осуществлялся в соответствии с радиальной плотностью распределения флуктонов, модельный расчет которой (для случая $6q$ -флуктонов) выполнен в [19].

Ниже мы приводим результаты расчетов для реакции

$$p + A \rightarrow c(160^\circ) + X, \quad (14)$$

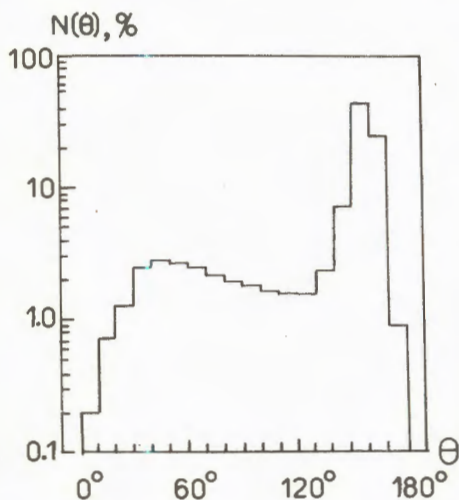
где частица «с» — заряженный пион или каон. Атомный номер A мишени варьировался от 12 до 184 (C, Al, Mo, W). Учитывались процессы упругого и неупругого взаимодействия частицы «с» в ядре, а также взаимодействия с перезарядкой. Значения полных — σ_{tot} и парциальных сечений — $\sigma_i(\sigma_{el}, \sigma_{in}, \sigma_{ex})$ для πN - и KN -взаимодействий взяты из компиляций [20]. Относительные вероятности w_i для каждого из процессов разыгрывались в соответствии с σ_i :

$$w_i = \sigma_i / \sigma_{tot} \quad (15)$$

Аппроксимация угловых распределений для πN -рассеяния заимствована из [15], для KN -взаимодействий угловые распределения до импульсов $p = 1,5$ ГэВ/с аппроксимировались полиномами Лежандра.

Процедура оценки искажений спектров за счет ВКС была следующей. В соответствии с зависимостью (13) в интервале импульсов 300+1200 МэВ/с под углами $0 \leq \theta \leq \pi$ и $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ генерировалось примерно 10^7 частиц данного типа. Нерассеянные («прямые»), а также перерассеявшиеся и попавшие в интервал полярного угла $\theta = 150^\circ + 170^\circ$ частицы заполняли «регистрируемый» спектр. Сравнивая исходный, генерируемый в интервал $150^\circ + 170^\circ$ поток частиц (N_0) и регистрируемый спектр (N_1), можно получить количественную оценку искажения абсолютного выхода частиц и формы импульсного спектра. В качестве меры искажения можно использовать отношение

$$D = N_1 / N_0. \quad (16)$$



На рис.1 показан вклад различных углов генерации частиц в регистрируемый спектр.

Коэффициенты искажений D для π^- -, K^+ -, K^- -мезонов и ядер C, Al, Mo, W при $l_f = 0$, $l_f = 5p$ показаны на рис.2. Для всех частиц имеет место значительное различие в величинах искажений для легких и

Рис.1. Вклад различных полярных углов генерации K^- -мезонов в регистрируемый спектр для $l_f = 0$

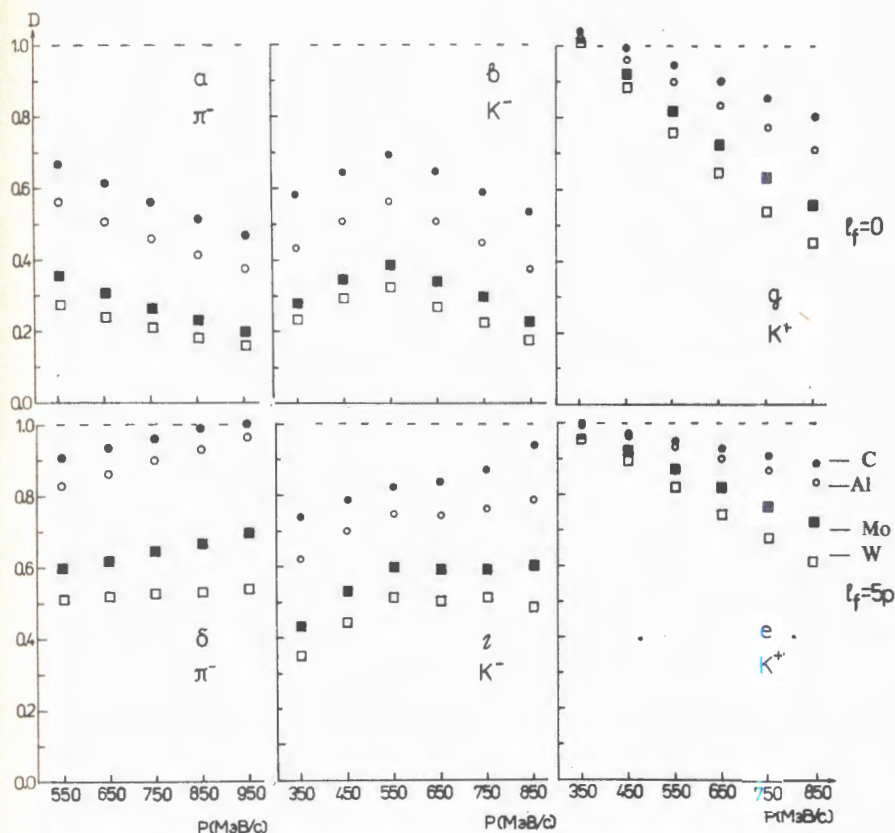


Рис.2. Коэффициенты искажений мезонных спектров D для ядер C, Al, Mo, W: а, в, д — π^- , K^- , K^+ , $l_f = 0$; б, г, е — π^- , K^- , K^+ , $l_f = 5p$.

тяжелых ядер (для пионов $D_c/D_w \approx 3$). В случае $l_f = 0$ для π и K^+ для всех ядер коэффициент D монотонно убывает с ростом импульса, что связано с перекачкой частиц из жесткой части спектра в мягкую за счет упругих и неупругих перерассеяний на нуклонах ядра. Соответственно температура T_0 регистрируемых спектров $\sigma_{inv} = C \cdot \exp(T/T_0)$ меньше, чем исходных. Относительное изменение температур

$$\delta T_0 = (T_{0 \text{ набл.}} - T_{0 \text{ иск.}})/T_{0 \text{ иск.}} \quad (17)$$

показано на рис.3. Значение δT_0 увеличивается с ростом A от 3% для ядра углерода до 10% для ядра вольфрама.

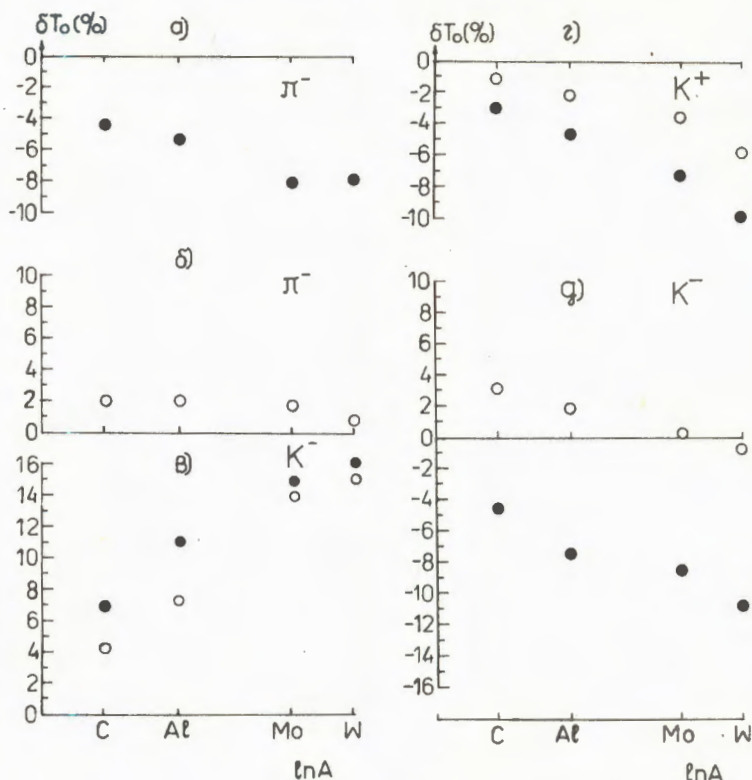


Рис.3. Относительные изменения температур исходных спектров мезонов δT_0 для ядер C, Al, Mo, W ($\bullet$ и $\circ$ — символы для $l_f = 0$ и $l_f = 5p$): а, б — π^- ; г — K^+ ; в — K^- при $0,3 \leq p \leq 0,6$ ГэВ/с; д — K^- при $0,6 \leq p \leq 0,9$ ГэВ/с

Поскольку π^-N - и K^-N -сечения в области импульсов, соответствующих значениям $\alpha \cong 1-2$, превышают K^+N -сечения 2—3 раза и в случае K^- сечение имеет явно выраженный минимум около 550 МэВ/с, то искажения спектров для π^- и K^- больше, и зависимость $D(K^-)$ от импульса носит нерегулярный характер (рис.2,в,г). $D(K^-)$ имеет максимум около $p = 550$ МэВ/с, и соответственно параметр изменения наклонов спектров δT_0 разного знака справа и слева от этой точки (рис.3,д,в).

При длине формирования $l_f = 5p$ искажения спектров, естественно, меньше (рис.2), ослабевает и даже меняет знак (π -мезоны) зависи-

мость коэффициента искажений от импульса частиц. Однако для ядер с $A \geq 100$ величина искажений остается значительной ($D \approx 0,5$). Нам представляется, что оценка длины формирования (7), которая следует из согласования расчетов с множественным рождением при энергиях выше 200 ГэВ, является завышенной применительно к кумулятивным частицам с импульсом < 1 ГэВ/с. Об этом говорят и результаты анализа A -зависимости для рождения адронов с поперечными импульсами $p_T = 1-4$ ГэВ/с при энергии 70 ГэВ [21]. В случае вуд-саксоновского распределения ядерной плотности для длины формирования пионов получена аппроксимация [21]:

$$l_f = l_0 + p/\mu_0^2 = 0,5 + p/0,95 \text{ (фм)}, \quad (18)$$

что дает при $p = 1$ ГэВ/с $l_f(\pi) = 1,5$ фм. Существенно, что введение l_f значительно улучшает согласование оценок μ_0^2 , даваемых различными авторами на основании подбора l_f при энергиях ниже 20 ГэВ. В нашей работе [22] аппроксимация данных по A -зависимости выхода кумулятивных пионов привела нас к оценке $l_f(\pi) = (2,5 \pm 0,5)$ фм со слабой зависимостью от импульса пионов. Поэтому реалистичная величина искажений, по-видимому, связана с $l_f = (1,5-2,5)$ фм и может быть получена интерполяцией значений из наших расчетов при $l_f = 0$ и $l_f = 5p$.

Значения $D(A, p)$ могут быть использованы, чтобы на основе наблюдаемых сечений получить в первом приближении исходные

$$\sigma_{\text{inv, исх.}}(A, p) = \sigma_{\text{inv, набл.}}(A, p)/D(A, p). \quad (19)$$

Из изучаемых характеристик кумулятивного рождения наиболее значительно коррекция (19) отражается на A -зависимости (рис.4). Значения параметра « m » при A -аппроксимации A -зависимости приведены в таблице. Из рис.4 и таблицы видно, что A -зависимости для π^- , K^+ , K^- при выполнении коррекции сечений заметно сближаются (при $\alpha = 1$ и $l_f = 0$ они практически совпадают), при этом отличие от зависимости объемного типа ($m = 1$) возрастает.

В рамках флуктонной модели наблюдаемое подобие A -зависимости пионов и каонов и высокую степень A -зависимости ($m = 1,4-2$) можно объяснить, если принять, что мезоны разного кваркового состава рождаются на нуклонных ассоциациях (флуктонах) одного типа, вероятность образования которых определяется плотностью ядерной среды ρ и сильно падает в поверхностном диффузном слое ядра.

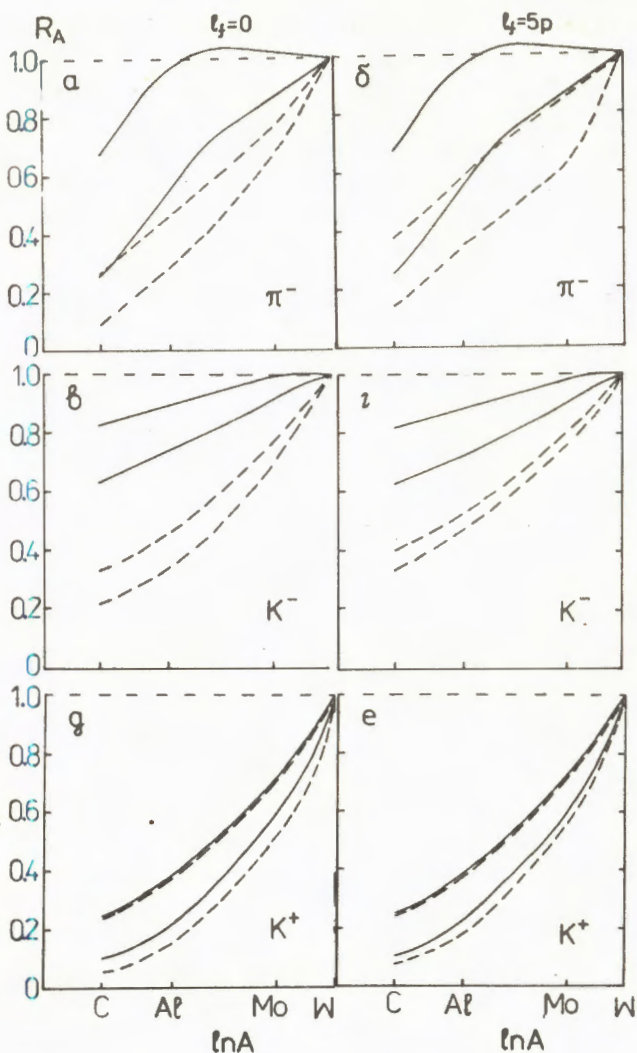


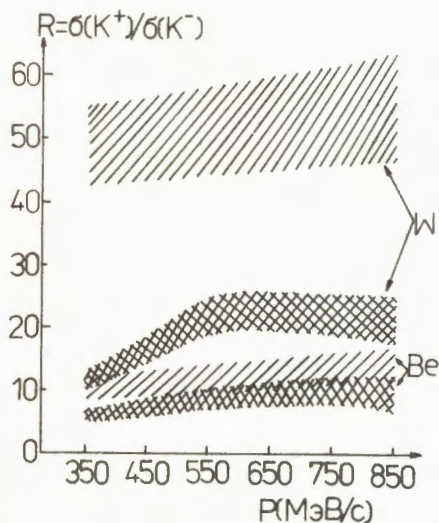
Рис.4. Экспериментальные (сплошные кривые) и скорректированные (штрихованные) с учетом ВКС A -зависимости: а, в, д — π^- , K^- , K^+ , $l_f = 0$; б, г, е — π^- , K^- , K^+ , $l_f = 5p$. Верхние сплошные и штрихованные кривые соответствуют $\alpha \approx 1$, нижние — $\alpha \approx 1,9$

Усиление A -зависимости с ростом степени кумулятивности ($\alpha \approx 2$) связано со степенной зависимостью от ρ вероятности образования тяжелых $(3N, 4N)$ ассоциаций [18].

Таблица. Значения параметра m для экспериментальных
и скорректированных с учетом ВКС A^m -зависимостей
для π^- , K^+ - и K^- -мезонов

	Эксперимент	Коррекция, $l_f = 0$	Коррекция, $l_f = 5p$	
π^-	$m = 1,13 \pm 0,01$	$m = 1,47 \pm 0,01$	$m = 1,35 \pm 0,01$	$\alpha = 1$
	$m = 1,46 \pm 0,02$	$m = 1,87 \pm 0,02$	$m = 1,68 \pm 0,02$	$\alpha = 1,9$
K^+	$m = 1,51 \pm 0,04$	$m = 1,52 \pm 0,04$	$m = 1,51 \pm 0,04$	$\alpha = 1$
	$m = 1,80 \pm 0,05$	$m = 2,02 \pm 0,05$	$m = 1,94 \pm 0,07$	$\alpha = 1,9$
K^-	$m = 1,18 \pm 0,02$	$m = 1,41 \pm 0,05$	$m = 1,34 \pm 0,05$	$\alpha = 1$
	$m = 1,22 \pm 0,03$	$m = 1,56 \pm 0,10$	$m = 1,39 \pm 0,10$	$\alpha = 1,9$

Корректировка спектров на ВКС, естественно, меняет и наблюдаемое отношение выхода частиц разного типа, что может быть продемонстрировано на примере отношения R выходов K^+ - и K^- -мезонов (рис.5). Наблюдаемое R для ядер Be и W равно ≈ 5 , после коррекции R снижается до ≈ 2 . Реальное отношение для выходов K^+ и K^- должно быть еще ближе к единице, поскольку корректировка с одним шагом в итерационном процессе коррекции для случая



K^- , по-видимому, недостаточна ввиду больших значений коэффициента искажений. Выполнение следующего шага требует значительного времени на ЭВМ, поскольку необходимо определение $D(A, p, \theta)$ при всех значениях полярных углов, к тому же имеющийся набор данных по $\sigma_{inv}(A, p, \theta)$ не является достаточно полным в случае K^- .

Рис.5. Экспериментальные (///) и скорректированные (XXX) с учетом ВКС отношения выходов K^+ - и K^- -мезонов

Заключение

Проведенные по методике каскадных моделей расчеты для оценки влияния вторичных взаимодействий в ядрах на величины искажений спектров кумулятивных мезонов, наблюдаемых под углами, близкими к 180° , показывают следующее:

1) Из-за перерассеяния и поглощения пионов и каонов на нуклонах ядра их абсолютный выход в интервале импульсов $0,3\text{--}1$ ГэВ/с уменьшается (в случае K^- -мезонов в $2\text{--}5$ раз).

2) Относительные искажения наклонов спектров составляют $3\text{--}10\%$, при этом наблюдаемая температура спектров ниже исходной (за исключением K^- с $p < 550$ МэВ/с).

3) А-зависимости для мезонов различного типа (π , K^+ , K^-) при учете ВКС сближаются, а степень А-зависимости возрастает ($\Delta m \approx 0,3\text{--}0,5$).

4) Наблюдаемые отношения выхода мезонов различного типа также нуждаются в коррекции на ВКС, эффект коррекции может достигать фактора 3.

Литература

1. Долидзе М.Г., Лыкасов Г.Н. — Труды 3-го международного семинара по пион-нуклонным взаимодействиям, Л.: ЛИЯФ, 1989, т.2, с.411.
2. Фейнберг Е.Л. — УФН, 1980, т.132, вып.2, с.255.
3. Канчелли О.В. — Письма в ЖЭТФ, т.18, вып.7, с.469.
4. Николаев Н.Н. — УФН, 1981, т.134, вып.3, с.369.
5. Давиденко Г.В., Николаев Н.Н. — ЯФ, 1976, т.24, с.772.
6. Kopeliovich B.Z., Lapidus L.I. — Proc. of the 6-th Balaton Conf. on Nuclear Reactions, 1983, p.73.
7. Копелиович Б.З. — Материалы 19 Зимней школы ЛИЯФ, Л.: ЛИЯФ, 1984, с.169; Bialas A., Gyulassi M. — Nucl. Phys., 1987, B291, p.793.
8. Амелин Н.С. и др. — Труды 9 Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-88-472, Дубна, 1988, т.1 с.389.
9. Baldin A.M. et al. — JINR Preprint E1-82-472, Dubna, 1982.
10. Беляев И.М. и др. — ЯФ, 1989, т.49, с.473.
11. Gavrishchuk O.P. et al. — JINR Preprint E1-91-325, Dubna, 1991.
12. Baldin A.M. — JINR Preprint E1-80-545, Dubna, 1980;
Baldin A.M. — JINR Preprint E2-83-415, Dubna, 1983.

13. Бояринов С.И. и др. — ЯФ, 1987, т.46, с.1472.
14. Беляев И.М. и др. — Сообщение ОИЯИ P1-89-112, Дубна, 1989.
15. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. — Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
16. Atomic Data and Nuclear Tables, vol.14, No.5—6, Nov./Dec., 1974.
17. Агакишиев Г.Н. и др. — Препринт ОИЯИ P1-89-793, Дубна, 1989.
18. Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.815;
Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.1249.
19. Кургалин С.Д., Чувильский Ю.М. — ЯФ, 1989, т.49, с.126.
20. Compilation of Differential Cross Sections π -Induced Reactions, CERN/HERA, 83-02; Compilation of Cross Sections II: K^+ and K^- Induced Reactions, CERN/HERA, 75-2, 20-3-75.
21. Абрамов В.В. — ЯФ, 1986, т.44, вып.5, с.1318.
22. Беляев И.М. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ № 7(33)-88, Дубна, 1988.

Рукопись поступила 21 апреля 1992 года.

НАБЛЮДЕНИЕ РЕАКЦИИ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНА НА ЭКЗОТИЧЕСКОМ ИЗОМЕРЕ $^{178m_2}\text{Hf}$

Ю.Ц.Оганесян, С.А.Карамян, В.М.Назаров, З.Щегловски

Экзотическая мишень, содержащая $2 \cdot 10^{13}$ ядер изомера $^{178m_2}\text{Hf}$, облучена нейтронами на канале реактора ИБР-2 ОИЯИ. Активационным методом с использованием радиохимического выделения гафния и γ -спектрометрии с помощью Ge-детектора зафиксирована ядерная реакция $^{178m_2}\text{Hf}(n, \gamma)^{179m_2}\text{Hf}$. Определено тепловое сечение 51 барна и резонансный интеграл 800 барн этого превращения. Впервые можно наблюдать высокоспиновые нейтронные резонансы с $I = 33/2$ и $31/2$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций и Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Observation of Neutron Radiative Capture-Reaction on Exotic Isomer $^{178m_2}\text{Hf}$

Yu.Ts.Oganessian et al.

The exotic target consisting of $2 \cdot 10^{13}$ of the isomeric nuclei $^{178m_2}\text{Hf}$ is irradiated by neutrons on a channel of the JINR IBR-2 reactor. The nuclear reaction $^{178m_2}\text{Hf}(n, \gamma)^{179m_2}\text{Hf}$ has been observed by using the radiochemical isolation of hafnium and Ge detector γ -spectrometry. Thermal cross-section of about 51 barns and resonance integral of about 800 barns were determined for this reaction. High-spin neutron resonances with $I = 33/2$ and $31/2$ can be revealed now.

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

Несколько лет назад была сформулирована [1] задача накопления изомера $^{178m_2}\text{Hf}$ в микровесовом количестве с целью дальнейшего использования в качестве экзотической мишени для изучения ядерных реакций. Данный изомер в рамках оболочечной модели интерпретируется как четырехквaziчастичная конфигурация ($\pi 7/2^+$, $\pi 9/2^-$, $\nu 7/2^-$, $\nu 9/2^+$) с квантовым числом $K = 16$. Положение этого уровня ниже ираст-линии и запрет для переходов с $\Delta K = 8$ приводят к рекордно высокому значению периода полураспада, 31 год, что позволяет ставить задачу накопления изомерных ядер. Выполнены работы [1—3] по выбору продуцирующей реакции, оптимизации условий получения изомера

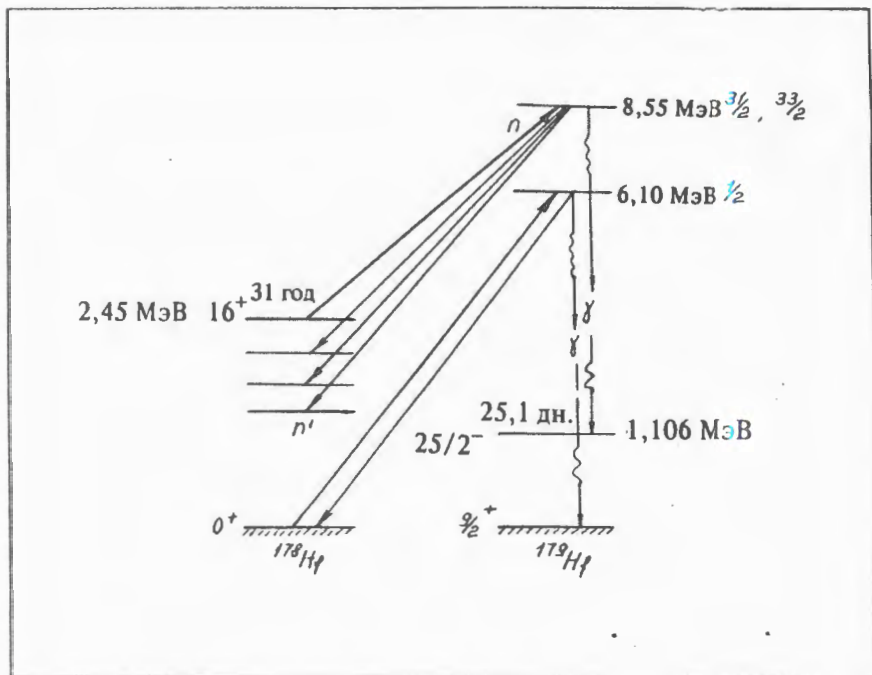


Рис.1. Схема неупругого рассеяния и радиационного захвата теплового нейтрона ядром изомера $^{178m2}\text{Hf}$

и разработке методов химического выделения и масс-сепарации гафния. В реакции $^{176}\text{Yb}(^4\text{He}, 2n)^{178m2}\text{Hf}$ на пучке ионов ^4He с энергией 36 МэВ циклотрона У-200 в Дубне накоплено более $5 \cdot 10^{14}$ атомов изомера. Сейчас решаются вопросы обеспечения высокой чистоты препаратов $^{178m2}\text{Hf}$, приготовления тонких мишеней и постановки экспериментов по изучению взаимодействия заряженных частиц с высокоспиновым изомером.

Не менее интересно [2] исследовать взаимодействие медленных нейтронов с данным ядром. Особенности такого процесса иллюстрируются рис.1. После захвата нейтрона заселяются резонансы со спинами $33/2$ и $31/2$ и с энергией возбуждения 8,55 МэВ. Эти резонансы могут распадаться в нейтронный канал на уровнях ниже изомерного. Процесс «ускорения» нейтронов на изомерах ^{152}Eu и ^{180}Hf изучался ранее [4]. В данном случае не ожидается очень высокой вероятности нейтронного распада резонансов, т.к. по закону сохранения углового момента только орбитальные моменты $l \geq 2$ могут давать вклад в не-

упругое рассеяние теплового нейтрона. При γ -распаде нейтронных резонансов возможны каскады, ведущие к основному состоянию, но должна быть велика и вероятность заселения изомерного уровня, расположенного при $E^* = 1,106$ МэВ и имеющего $J^\pi = 25/2^-$ и $T_{1/2} = 25,1$ дн. Таким образом, открыты три неупругие ветви распада резонансов, а в случае захвата теплового нейтрона ядром ^{178g}Hf только одна — γ -каскад к основному состоянию ^{179g}Hf . Вероятность реакции $^{178g}\text{Hf}(n, \gamma)^{179m_2}\text{Hf}$ должна быть порядка 10^{-9} , так же, как и в изученном [5] случае реакции $^{177g}\text{Hf}(n, \gamma)^{178m_2}\text{Hf}$. Отметим, что в двух сравниваемых реакциях разница спинов конечного и исходного ядер одинакова, $\Delta I = 25/2$, поэтому оценка кажется обоснованной.

Настоящий эксперимент состоял в облучении ядер $^{178m_2}\text{Hf}$ тепловыми и резонансными нейтронами и в поиске наведенной активности с периодом 25,1 дня, принадлежащей изомеру $^{179m_2}\text{Hf}$. Характеристики радиоактивных ядер мишени и продукта приведены в табл.1. Изотоп $^{179m_2}\text{Hf}$, так же, как и $^{178m_2}\text{Hf}$, является К-запрещенным изомером. Это трехквaziчастичное состояние по структуре близко к четырехквaziчастичному $^{178m_2}\text{Hf}$, что видно из сравнения конфигураций.

В качестве мишенного материала использован радиоактивный гафний, полученный в декабре 1990 г. при облучении мишени ^{176}Yb , 96% обогащения, ионами ^4He на циклотроне У-200 ЛЯР ОИЯИ. Параметры облучения и состав радиоактивных изотопов гафния даны в ссылке [1]. В данном образце за год и три месяца после облучения α -частицами активность $^{179m_2}\text{Hf}$ (25,1 дня) уже полностью распалась, так что создались благоприятные условия для поиска данной активности, наведенной в результате нейтронного облучения. Недостатком выбранного материала мишени является присутствие активностей ^{175}Hf (70 дней) и ^{172}Hf (1,9 г.) $\rightarrow$ ^{172}Lu (6,7 дн.), что создаст добавочный фон при γ -спектроскопических измерениях. Однако химическое выделение гафния после нейтронного облучения позволяет сбросить наиболее неприятную активность ^{172}Lu , так же, как и возможные примесные активности, наведенные при захвате нейтронов ядрами балластного вещества в образце.

Мишень для нейтронного облучения была приготовлена следующим образом: фракция гафния, выделенная методом хроматографии и высушенная на полиэтиленовой подложке, растворена в слабом

Таблица 1. Свойства вторых изомеров в изотопах Hf с A=178 и 179

	^{178m}Hf	(n, γ)	^{179m}Hf
$T_{1/2}$	31 год		25,1 дня
E^* , МэВ	2,447		1,106
I^π	16^+		$25/2^-$
K	16		25/2
Конфигурация	$(\pi 7/2^+, \pi 9/2^-, \nu 7/2^-, \nu 9/2^+)$		$(\pi 7/2^+, \pi 9/2^-, \nu 9/2^+)$

растворе плавиковой кислоты. Часть активности около $2 \cdot 10^{13}$ атомов ^{178m}Hf перенесена в капсулу из сверхчистого кварца и высушена. Кварцевая подложка практически не активировалась при нейтронном облучении.

Облучения проводились на нейтронном канале установки "Регата" на импульсном реакторе ИБР-2 в ЛНФ ОИЯИ. Канал находится в непосредственной близости от активной зоны реактора, так что за 11 дней сеанса облучения достигается флюенс нейтронов около $6 \cdot 10^{18}$ п/см². Тем самым обеспечивается достаточно высокая чувствительность эксперимента. Однако из-за положения канала спектр нейтронов не был полностью термализован, доля резонансных нейтронов $\approx 0,1$, делительный спектр также интенсивен. Нейтронному облучению подвергнуты два идентичных образца ^{178m}Hf , один был окружен Cd фильтром, толщиной 0,5 мм, другой — без фильтра.

Через 5 дней после облучений γ -активность образцов измерена с помощью стандартного Ge(Li)-детектора. Чтобы избежать перегрузки, образцы помещались на расстоянии 90 мм от крышки детектора. Гамма-линии ^{179m}Hf были видны даже без химической обработки образцов. Все же, химическое выделение с использованием метода хроматографии на колонке, наполненной окисью три-н-октилфосфина, было сделано. Активность гафния оставалась на колонке, что позволяло ежедневно производить промывку колонки от ^{172}Lu . Цель химического выделения состояла в том, чтобы очистить гамма-спектр и доказать, что искомые γ -линии действительно принадлежать фракции гафния.

На рис.2 сравниваются спектр образца после нейтронного облучения и химического выделения (а) и спектр исходной мишени (б). В последнем спектре присутствуют только линии ^{178m}Hf , ^{175}Hf и $^{172}\text{Hf} \rightarrow ^{172}\text{Lu}$. Спектр облученной мишени содержит комплект линий

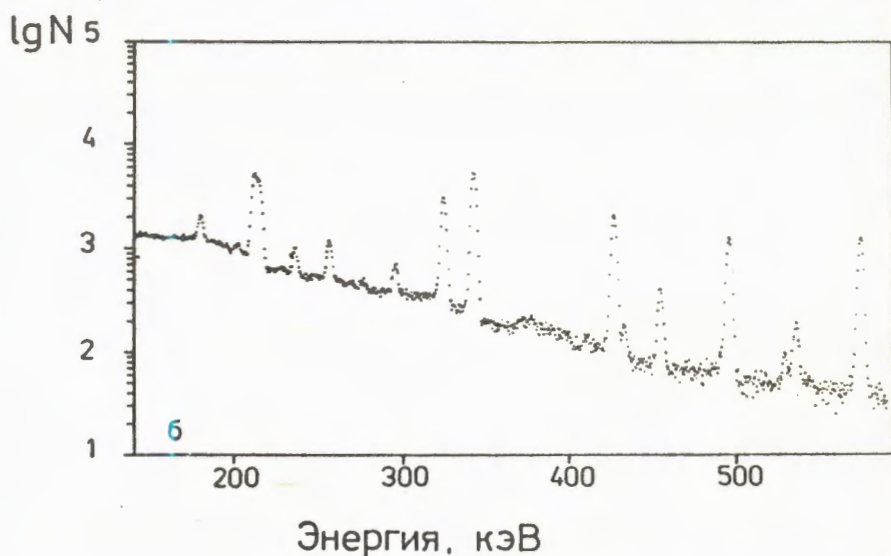
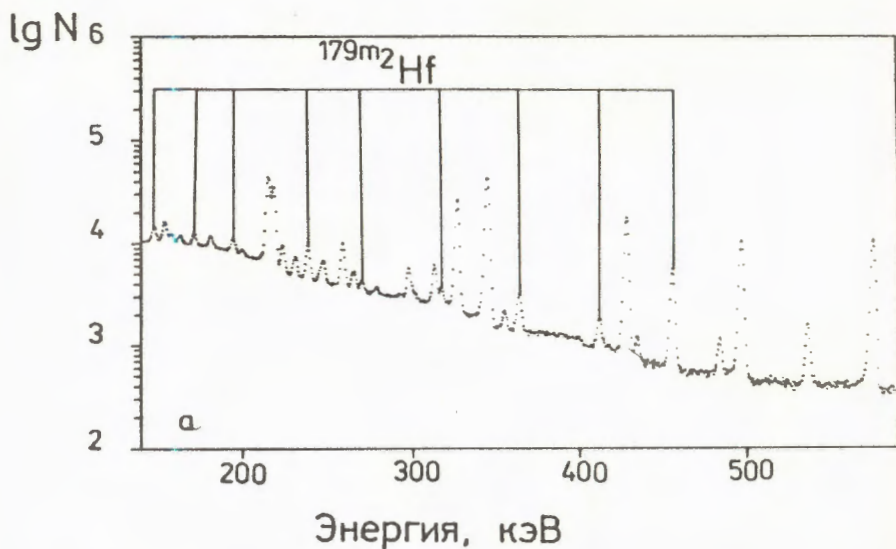


Рис.2. Сравнение γ -спектров образца $^{178m}_2\text{Hf}$ после нейтронного облучения N1 и химического выделения Hf (а) и до облучения (б)

$^{179m}_2\text{Hf}$: 146, 170, 193, 236, 269, 316, 363, 410 и 453 кэВ. Две из перечисленных энергий, 236 и 453 кэВ, совпадают с линиями $^{178m}_2\text{Hf}$, но и в этих случаях в спектре облученного образца виден

избыток интенсивности. Таким образом, не возникает сомнения в наблюдении искомой активности $^{179m}_2\text{Hf}$. Добавочным доказательством является химическое поведение этой активности, а также период полураспада, совпадающий с 25 днями в пределах точности измерений.

Интенсивность линий в γ -спектре, с учетом эффективности детектора, квантового выхода и временных факторов позволяет определить число атомов мишени $^{178m}_2\text{Hf}$ и число атомов изомера $^{179m}_2\text{Hf}$, образованного при нейтронном облучении. Их отношение $N_{am}^{179m}_2/N_{am}^{178m}_2$ определяется со случайной погрешностью на уровне $\pm 10\%$, а систематические погрешности, связанные с калибровкой детектора исключаются.

Как известно, отношение числа атомов продукта реакции к числу атомов мишени определяется только сечением реакции σ и флюенсом частиц Φ :

$$N_{am}^{np.}/N_{am}^{миш.} = \sigma (\text{см}^2) \Phi (n/\text{см}^2), \quad (1)$$

Флюенс тепловых и резонансных нейтронов определялся отдельно с помощью активностей ^{95}Zr и ^{97}Zr в эталонном образце.

В таблице 2 приведены параметры двух нейтронных облучений и полученные значения отношения $N_{am}^{179m}_2/N_{am}^{178m}_2$. Видно, что экранирование Cd фильтром приводит к уменьшению эффекта примерно в 1,6 раза. Из данных табл.2 получены следующие значения теплового сечения σ_{th} , резонансного интеграла I_r и истинного резонансного интеграла I_0 за вычетом вклада $1/\nu$ хода сечения для реакции $^{178m}_2\text{Hf}(n, \gamma)^{179m}_2\text{Hf}$:

$$\sigma_{th} = (51 \pm 10) \text{ барн}, \quad (2)$$

$$I_r = (800 \pm 140) \text{ барн}, \quad (3)$$

$$I_0 = (780 \pm 130) \text{ барн}, \quad (4)$$

Погрешности включают в себя неточности определения флюенса и неопределенность табличных данных.

Прежде чем перейти к интерпретации результата, проанализируем фоновые реакции, которые эвентуально могли бы привести к наведенной активности $^{179m}_2\text{Hf}$. В составе мишени присутствуют, конечно, стабильные изотопы ^{178g}Hf и ^{179g}Hf . Как отмечалось выше сечение реакции $^{178g}\text{Hf}(n, \gamma)^{179m}_2\text{Hf}$ можно оценить на уровне 10^{-7} барн,

Таблица 2. Результаты эксперимента по взаимодействию нейтронов с экзотическим ядром $^{178m}_2\text{Hf}$

Номер облучения	Фильтр	Флюенс, $n/\text{см}^2$		$N_{^{179m}_2}/N_{^{178m}_2}$
		тепловые	эпикадмиевые	
1	—	$5,67 \cdot 10^{18}$	$5,75 \cdot 10^{17}$	$7,64 \cdot 10^{-4}$
2	Cd 0,5 мм	—	$5,94 \cdot 10^{17}$	$4,75 \cdot 10^{-4}$

что дает ничтожно малый вклад ($\sim 10^{-8}$) в наблюдаемый выход $^{179m}_2\text{Hf}$. Заселение высокоспинового изомера в реакции (n, n') на быстрых нейтронах измерено в работе [6] для изомера $^{180m}_2\text{Hf}$, и получено сечение на уровне ~ 1 мб для делительного спектра. Если принять это же сечение для реакции $^{179g}_2\text{Hf} (n, n') ^{179m}_2\text{Hf}$, то получим вклад менее 10^{-5} от наблюдаемого. Наконец, фоном реакции $^{180g}_2\text{Hf} (\gamma, n) ^{179m}_2\text{Hf}$, также можно пренебречь. Отсюда ясно, что наблюдаемый выход $^{179m}_2\text{Hf}$ связан только с радиационным захватом нейтронов на изомере $^{178m}_2\text{Hf}$.

Сечения процесса даны выше: (2), (3) и (4). Из этих значений следуют два вывода: 1) сечение захвата тепловых и резонансных нейтронов для ядра $^{178m}_2\text{Hf}$ достаточно велико, 2) изомерное отношение для продуктов реакции (n, γ), — вероятно, в пользу изомера m_2 . Для понимания первого вывода сделаем оценку плотности резонансов составного ядра. Согласно работе [7] плотность уровней в зависимости от энергии U и спина J дается формулами:

$$\rho(U, J) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp 2\sqrt{aU}}{a^{1/4} U^{5/4}} \frac{(2J+1) \exp [-(J+1/2)^2/2\sigma^2]}{2\sqrt{2\pi} \sigma^2}, \quad (5)$$

$$\sigma^2 = 0,0888 \text{ аТ } A^{2/3}. \quad (6)$$

По этим формулам при обычном выборе параметров можно оценить отношение плотности уровней ρ_g после захвата на основном состоянии ($E^* = 6,10$ МэВ, $J = 1/2$) и на изомерном состоянии ρ_{m_2} ($E^* = 8,55$ МэВ, $J = 33/2$) в ^{178}Hf :

$$\rho_{m_2}/\rho_g \sim 20.$$

Среднее расстояние между резонансами для мишени ^{178}Hf согласно справочнику BNL составляет 60 эВ. Отсюда, в случае захвата нейтрона изомером, можно ожидать среднее расстояние между резонансами ~ 3 эВ. Следовательно, довольно велика вероятность попадания одного из уровней в тепловую область энергий, т.е. ожидается немалое тепловое сечение. Резонансный интеграл также должен быть велик. Это качественно соответствует измерениям, более детальная интерпретация должна быть развита в дальнейшем.

Второй вывод о высоком изомерном отношении для продуктов (n, γ) -реакции на изомере может означать селективное заселение состояний с такой же структурой как у мишени после захвата нейтрона и каскада γ -квантов. Такая интерпретация (на другом языке — сохранение запрета по квантовому числу K в (n, γ) -реакции) представляет интерес в физическом отношении. Однако, чтобы сделать окончательное заключение, необходимо измерить сечение захвата (n, γ) , ведущего к основному состоянию ^{179g}Hf , а также попытаться описать полученное изомерное отношение в статистической модели с учетом спинов начального и конечных состояний.

Полученное высокое значение резонансного интеграла для реакции $^{178m_2}\text{Hf} (n, \gamma) ^{179m_2}\text{Hf}$ дает основание надеяться на успех в эксперименте по прямому наблюдению нейтронных резонансов в этой реакции методом спектроскопии по времени пролета с использованием многодетекторной 4 π -установки для регистрации γ -квантов радиационного захвата нейтронов.

Авторы благодарны Б.Горски за радиохимические работы на стадии накопления ядер $^{178m_2}\text{Hf}$, Ш.Бриансон, Ю.П.Гангскому и Г.В.Мурадян за полезные обсуждения, Б.Н.Маркову и группе циклотрона У-200 за их вклад в получение изомера гафния.

Литература

1. Oganessian Yu.Ts. et al. — J.Phys.G., 1991, v.18, p.393.
2. Oganessian Yu.Ts. et al. — Workshop on Application of Lasers in Atomic Nuclei Research, JINR, D15-91-410, Dubna, 1990, p.55.
3. Oganessian Yu.Ts. et al. — Intern. Conf. on Exotic Nuclei, Phoros, Crimea, October 1991.
4. Kondurov I.A. et al. — Phys.Lett., 1981, 106B, p.383.
5. Helmer R.G., Reich C.W. — Nucl.Phys., 1973, A211, p.1.
6. Воротников П.Е. и др. — Нейтронная физика, т.3, с.208, М.: 1984.
7. Gilbert A., Cameron A.G.W. — Can. J. Phys., 1965, v.43, p.1446.

Рукопись поступила 14 мая 1992 года.