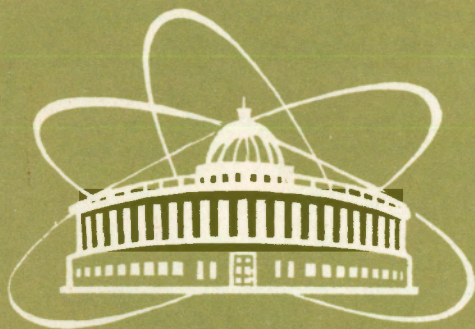




объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

N15-86

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИАИ

сборник

1986

Объединенный институт ядерных исследований
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 15 - 86

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
COLLECTION



Дубна 1986

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

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

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

EDITORIAL BOARD

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

R.A.Asanov	}	— Members of the Board
A.M.Govorov		
A.D.Kovalenko		
A.B.Kuznetsov		
B.I.Pustyl'nik		
M.G.Sapozhnikov		
A.B.Shvachka		

О Г Л А В Л Е Н И Е C O N T E N T S

М.Г.Долідзе, Г.И.Лыкасов
Резонансные особенности в двухнуклонной системе,
образующейся в $p\text{-}^4\text{He}$ взаимодействии
M.G.Dolidze, G.I.Lykasov
Resonance Singularities in the Two-Nucleon
System Produced in $p\text{-}^4\text{He}$ Interaction 5

V.V.Burov, V.K.Lukyanov, R.Martines
Elastic $e^3\text{H}$ Scattering and the Tritium
Quark Structure
В.В.Буров, В.К.Лукьянов, Р.Мартинес
Упругое $e^3\text{H}$ -рассеяние и кварковая структура
третия 13

V.K.Fedyanin, V.A.Osipov, I.S.Stoyanova
The Dynamical Effects in the Gross-Neveu
and Polyacetylene Models
В.К.Федянин, В.А.Осипов, И.С.Стойанова
Динамические эффекты в моделях Гросса-Невье
и полиацетилена 19

И.А.Голутвин, С.Н.Доля, В.Е.Жильцов, А.В.Зарубин,
В.Н.Лысяков, В.В.Перелыгин, Д.Позе, В.А.Свиридов,
А.И.Семенюшкин, Д.А.Смолин, В.В.Тихомиров, А.Г.Федунцов,
В.С.Хабаров, В.И.Цовбун, Ю.А.Яцуценко
Исследование на установке "Аномалон" вторичных
ядер с внутренней мишени синхрофазотрона
I.A.Golutvin, S.N.Dolya, V.E.Zhiltsov, A.V.Zarubin,
V.N.Lysyakov, V.V.Perelygin, D.Pose, V.A.Sviridov,
A.I.Semenyushkin, D.A.Smolín, V.V.Tikhomirov,
A.G.Fedunov, V.S.Khabarov, V.I.Tsovbn, Yu.A.Yatsunencko
Study of Secondary Nuclei Produced
on the Synchrophasotron Internal Target 25

О.Б.Абдинов, А.А.Байрамов, Ю.А.Будагов, А.М.Дворник,
Ю.Ф.Ломакин, А.А.Маилов, В.Б.Флягин, Ю.Н.Харжеев
Наблюдение узких дипротонных резонансов
с массами 1966 и 1989 МэВ/ c^2
O.B.Abdinov, A.A.Bajramov, Yu.A.Budagov, A.M.Dvornik,
Yu.F.Lomakin, A.A.Majlov, V.B.Flyagin, Yu.N.Kharzheev
Observation of Narrow Diproton Resonances
with 1966 and 1989 MeV/ c^2 Masses 34

В.В.Данилов, П.А.Майсурадзе, И.С.Мамедов,
Ю.Н.Пчельников, Ю.П.Филиппов

Измерение истинного объемного
паросодержания потока двухфазного
гелия в канале кольцевого сечения

V.V.Danilov, P.A.Majsuradze, I.S.Mamedov,
Yu.N.Pchelnikov, Yu.P.Filippov

Measurement of Vapour Void Fraction
of Two Phase Helium Flow

in Annular Channel 42

РЕЗОНАНСНЫЕ ОСОБЕННОСТИ В ДВУХНУКЛОННОЙ СИСТЕМЕ,
ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ В $p\text{-}^4\text{He}$ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

М.Г.Долидзе*, Г.И.Лыкасов

Анализируется спектр эффективных масс m_{pp} двух протонов, образующихся в процессе $p^4\text{He} \rightarrow nppd$. Показано, что в рамках модели однопионного обмена можно объяснить наблюдаемый на опыте резонансно-подобный пик в спектре при $m_{pp} \approx 2,02 \text{ ГэВ}/c^2$ лишь в предположении, что амплитуда поглощения виртуального π -мезона дейтроном имеет особенность на пороге реакции $\pi d \rightarrow NN$. Обсуждается также механизм образования второго пика в m_{pp} -спектре при $m_{pp} \approx 2,14 \text{ ГэВ}/c^2$ и связь рассмотренных резонансно-подобных особенностей с возможным проявлением дибарионных состояний.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Resonance Singularities in the Two-Nucleon
System Produced in $p\text{-}^4\text{He}$ Interaction

M.G.Dolidze, G.I.Lykasov

The spectrum of effective masses m_{pp} of two protons produced in the $p^4\text{He} \rightarrow nppd$ process is analysed. It is shown that the maximum at $m_{pp} \approx 2.02 \text{ GeV}/c^2$ can appear in this spectrum due to the one pion exchange mechanism if to suppose that the amplitude of the virtual π -meson absorption on deuteron has the singularity near the threshold of $\pi d \rightarrow NN$ reaction. The mechanism of the second maximum formation at $m_{pp} \approx 2.14 \text{ GeV}/c^2$ in the m_{pp} -spectrum and the connection of the considered resonance maxima with the possible dibaryon resonance states are discussed.

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

Поиск дибарионных резонансов в последнее время стал одной из актуальных проблем в физике промежуточных и высоких энергий. Анализ $N\text{-}N$ взаимодействий и сравнение с имеющимися экспериментальными данными пока не дает полных ос-

*Тбилисский государственный университет

нований утверждать, что существуют дибарионные резонансы^{/1/}. В адрон-ядерных процессах обнаружение таких состояний, казалось бы, затруднено более сложным характером взаимодействия адрона с ядром по сравнению с N-N столкновением. Тем не менее, появились экспериментальные данные^{/2-9/}, указывающие на то, что в спектре масс двух нуклонов m_{NN} , образующихся в адрон-ядерных реакциях, имеются резонансно-подобные особенности, в частности в d-p и α -p соударениях - при $m_{NN} \approx 2,02 \div 2,04$ ГэВ/с² и $m_{NN} \approx 2,14 \div 2,16$ ГэВ/с² с ширинами $\Gamma_1 = 30 \div 50$ МэВ/с² и $\Gamma_2 = 60 \div 80$ МэВ/с²^{/5,6,9/}. Особенность при $m_{NN} = 2,14 \div 2,16$ ГэВ/с² находится вблизи порога образования Δ -изобары в промежуточном состоянии, поэтому есть возможность интерпретировать этот пик без гипотезы о дибарионных резонансах. Однако при более глубоком анализе этих особенностей возникает ряд затруднений для однозначного их объяснения.

В настоящей работе на примере реакции $p\alpha \rightarrow np\bar{p}d$, где наблюдались вышеуказанные резонансно-подобные пики в m_{pp} -спектре, исследуются возможные причины их проявления.

Как было показано для процесса $pd \rightarrow pp\bar{p}$ ^{/9,10/}, в случае когда нейтрон - самая быстрая из конечных частиц, диаграмма однопионного обмена дает наибольший вклад в m_{NN} -спектр при $m_{NN} \approx 2,12 \div 2,18$ ГэВ/с², что связывалось с образованием Δ -изобары в промежуточном состоянии^{/10-12/}. Для обсуждаемой реакции $p\alpha \rightarrow np\bar{p}d$ диаграмма однопионного обмена приведена на рис.1. Если нейтрон - самая быстрая частица /только в этом случае наблюдалась резонансно-подобная форма m_{pp} -спектра/, описание процесса в однопионном приближении, изображенном на рис.1, вполне применимо^{/13,14/}. Ограничившись анализом спектра при $m_{pp} < 2,5$ ГэВ/с², обменом векторными мезонами можно пренебречь из-за их малого вклада^{/14/}.

Вычисление диаграммы рис.1 аналогично расчету подобной диаграммы для реакции $pd \rightarrow pp\bar{p}$, которая подробно анализировалась в работах^{/9,10/}.

Поэтому, опуская промежуточные выкладки, приведем окончательное выражение для вклада в m_{pp} -спектр, обусловленное диаграммой рис.1:

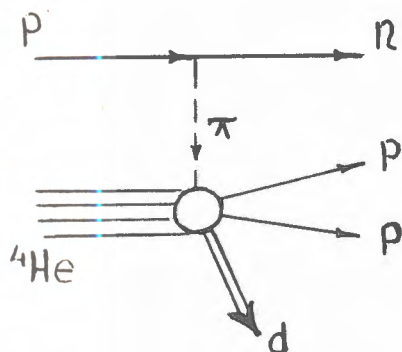


Рис.1. Диаграмма однопионного обмена для реакции $p\alpha \rightarrow np\bar{p}d$.

$$\frac{d\sigma_{pa}^{(1)}}{dm_{pp}} = \frac{g^2 m_{pp}^2}{\pi M_a p_0^2} q_{\pi}^{\text{on}} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \Sigma(m_{pp}, t) \phi(t) dt \times$$

/1/

$$\times \int_{p_{d \min}}^{p_{d \max}} p_d^2 |\Psi_a(p_d)|^2 \frac{dp_d}{E_d},$$

где введены следующие обозначения: $\phi(t) = \frac{t(F_{\pi}(t))^2}{(t + \mu^2)^2}$;

$F_{\pi}(t)$ - формфактор, учитывающий немассовость π -мезона,

$$\Sigma(m_{pp}, t) = \frac{1}{(2\pi)^2 4 q_{\pi}^{\text{on}} m_{pp}} \int \frac{d^3 p_2 d^3 p_3}{4 E_2 E_3} \times$$

/2/

$$\times |f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{off}}|^2 \delta^{(4)}(p_{23} - p_2 - p_3);$$

q_{π} - импульс промежуточного π -мезона в с.ц.м. $\pi-d$; $f_{\pi d \rightarrow NN}$ - амплитуда процесса $\pi d \rightarrow NN$, значки on и off здесь и в дальнейшем означают, что π -мезон находится на энергетической и внеэнергетической поверхностях соответственно: Ψ_a - волновая функция α -частицы, M_a - ее масса, $g^2/4\pi = 14,7$.

Если предположить, что амплитуды процесса $\pi d \rightarrow NN$ с реальным и виртуальным π -мезоном совпадают, т.е. $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{off}} = f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{on}}$, то выражение /2/ для Σ превратится в формулу для сечения $\sigma_{\pi d \rightarrow NN}(m_{NN})$ реального процесса $\pi d \rightarrow NN$.

Однако в действительности $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{off}} \neq f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{on}}$. Процедура перехода от амплитуды $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{off}}$ к амплитуде $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{on}}$ разработана лишь для упругих $\pi-N$ и $\pi-d$ рассеяний /15,16/. $f_{\pi d}^{\text{off}}$ представляется в следующем факторизованном виде:

$$f_{\pi d \rightarrow \pi d}^{\text{off}} = G(q_{\pi}^{\text{on}}, q_{\pi}^{\text{off}}) f_{\pi d \rightarrow \pi d}^{\text{on}}, \text{ где } G(q_{\pi}^{\text{on}}, q_{\pi}^{\text{off}}) -$$

- слабо меняющаяся функция, не имеющая никаких особенностей. Если предположить, что для неупругого процесса $\pi d \rightarrow NN$ имеется аналогичная связь между амплитудами, т.е.

$$f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{off}} = G(q_{\pi}^{\text{on}}, q_{\pi}^{\text{off}}) f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{on}}, \text{ то вместо /1/ получаем}$$

$$\frac{d\sigma_{pa}^{(1)}}{dm_{pp}} = \frac{g^2 m_{pp}^2}{\pi M_a p_0^2} q_{\pi}^{\text{on}} \sigma_{\pi d}(E_{\pi}(t_{\min}; m_{pp})) I, \quad /3/$$

где

$$I = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \phi(t) G(q_{\pi}^{\text{on}}, q_{\pi}^{\text{off}}) dt \int_{p_{d\min}}^{p_{d\max}} p_d^2 |\Psi_{\alpha}(p_d)|^2 \frac{dp_d}{E_d}.$$

Из выражения /3/ теперь видно, что поведение вклада $d\sigma^{(1)}/dm_{pp}$, в основном, определяется поведением сечения $\sigma_{\pi d}(m_{NN})$, которое имеет резонансный вид, связанный с образованием Δ -изобары в промежуточном состоянии, при $m_{NN} \approx 2,16 \text{ ГэВ}/c^2$ и при $q_{\pi}^{\text{on}} \rightarrow 0$ ведет себя как $1/v_{\pi} = E_{\pi}/q_{\pi}^{\text{on}}$, где v_{π} , μ - скорость и масса π -мезона, m - масса нуклона. Тогда из /3/ видно, что при $m_{NN} \rightarrow 2m + \mu$ $d\sigma_{pa}^{(1)}/dm_{pp}$ не имеет резонансного поведения, что наблюдается экспериментально /6/. Такое поведение можно получить, если предположить, что амплитуда $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{off}}$ имеет особенность на пороге, т.е. при $q_{\pi}^{\text{on}} \rightarrow 0$, или, что то же самое, при $m_{NN} \rightarrow 2m + \mu$. Например, если $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{off}}$ и $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{on}}$ будут связаны друг с другом:

$$f_{\pi d \rightarrow NN} = \left(\frac{q_{\pi}^{\text{off}}}{q_{\pi}^{\text{on}}} \right)^{1/2} G(q_{\pi}^{\text{on}}, q_{\pi}^{\text{off}}) f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{on}}, \quad /4/$$

то, подставляя /4/ в /1/, получим вместо /3/ выражение

$$\frac{d\sigma_{pa}^{(1)}}{dm_{pp}} \approx \frac{g_{m_{pp}}^2}{\pi M_{\alpha} p_0^2} \sigma_{\pi d} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} q_{\pi}^{\text{off}} \phi(t) G^2 dt \int_{p_{d\min}}^{p_{d\max}} p_d^2 |\Psi_{\alpha}(p_d)|^2 \frac{dp_d}{E_d}, \quad /5/$$

отличающееся от /3/ только заменой q_{π}^{on} на q_{π}^{off} .

Поскольку $q_{\pi}^{\text{off}} \neq q_{\pi}^{\text{on}}$, т.к.

$$q_{\pi}^{\text{off}} = \frac{M_d}{\sqrt{S_{\pi d}^{\text{off}}}} \left[\left(\frac{4m^2 + m_{NN}^2 - t}{4m} \right)^2 - m_{NN}^2 \right]^{1/2};$$

$$q_{\pi}^{\text{on}} = \frac{M_d}{\sqrt{S_{\pi d}^{\text{on}}}} \left[\left(\frac{m_{NN}^2 - 4m^2 - \mu^2}{4m} \right)^2 - \mu^2 \right]^{1/2}$$

/здесь $S_{\pi d}$ - квадрат суммы энергий π -мезона и дейтрона в их с.ц.м.; $t = q_{\pi}^2$; q_{π} - четырехимпульс виртуального π -мезона /, т.е. при $m_{NN} \rightarrow 2m + \mu$, когда $q_{\pi d} \rightarrow E_{\pi}^{\text{on}}/q_{\pi}^{\text{on}}$, спектр $d\sigma^{(1)}/dm_{pp}$, определяемый выражением /5/, будет вести себя резонансно-подобным образом, что подтверждают численные расчеты.

На рис.2 представлены результаты вычисления $d\sigma^{(1)}/dm_{pp}$ по /3/ и по /5/ с факторами $F_{\pi} = \left(1 - \frac{t}{\mu^2} \right)^{-1}$

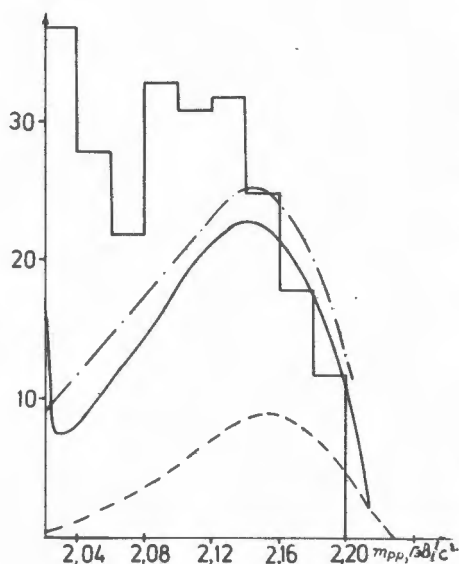


Рис.2. Спектр $d\sigma^{(1)}/dm_{pp}$ в зависимости от m_{pp} . Сплошная кривая - результаты расчета по /5/ с $a=18$; штриховая кривая - расчет по /3/ с $a=18$; штрихпунктирная - расчет по /3/ с фактором $F_{\pi}(t)=1$; гистограмма - экспериментальные данные /6/ при $P_0 = 2,2 \text{ ГэВ}/c^2$.

описать пик в m_{pp} -спектре, экспериментально наблюдаемый при $m_{pp} \approx 2,02 \text{ ГэВ}/c^2$ /6/, в рамках однопионного приближения /рис.1/.

Чтобы рассчитать m_{pp} -спектр и при $m_{pp} < 2,02 \text{ ГэВ}/c^2$, учтем, как и в /9,10/, также и треугольные диаграммы рис.3.

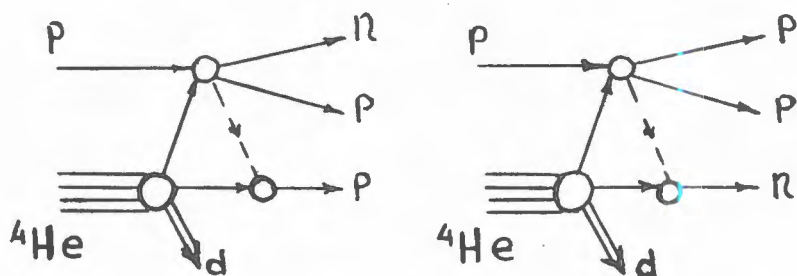


Рис.3. Треугольные диаграммы с промежуточным π -мезоном для реакции $p\alpha \rightarrow pp\bar{p}d$.

Кроме того, в m_{pp} -спектр будут давать вклад диаграммы однократного /рис.4а/ и двукратного /рис.4б/ $N-N$ соударений. Другой поправочный процесс, рождение π -мезона в первом $N-N$ столкновении и дальнейшее его взаимодействие с $[pn]$ -парой, типа $\pi[pn] \rightarrow NN$, дает, по нашим оценкам, пренебрежимый вклад в исследуемый m_{pp} -спектр.

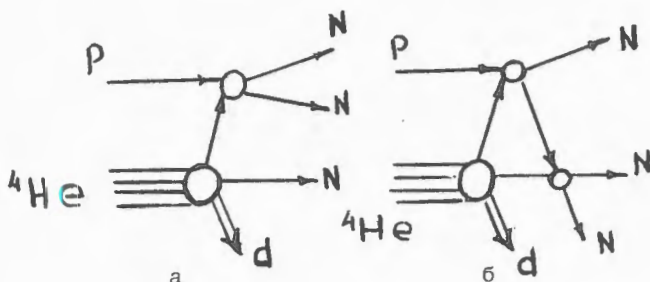


Рис.4. Диаграммы однократного /а/ и двукратно-го /б/ N-N столкновений.

Расчет диаграммы рис.3 проводился аналогичным образом, как и для процесса $pd \rightarrow ppp$, который подробно исследовался в [6,10], поэтому приведем здесь лишь окончательные численные результаты.

Диаграммы рис.4 вычислялись в рамках глауберовского приближения, процедура их расчета, правда, для $p-d$ реакции с развалом дейтрона подробно приведена в работе [17].

На рис.5 представлены результаты расчета m_{pp} -спектра процесса $pa \rightarrow nppd$ с учетом всех диаграмм рис.1,3,4. При этом вклад $d\sigma^{(1)}/dm_{pp}$ от диаграммы рис.1 однопионного обмена рассчитывался по формуле [5] в предположении, что амплитуда $f_{pd \rightarrow NN}^{off}$ процесса поглощения виртуального π -мезона дейтроном имеет особенность при $m_{pp} \rightarrow 2m + \mu$, /см.ф-лу [4//.

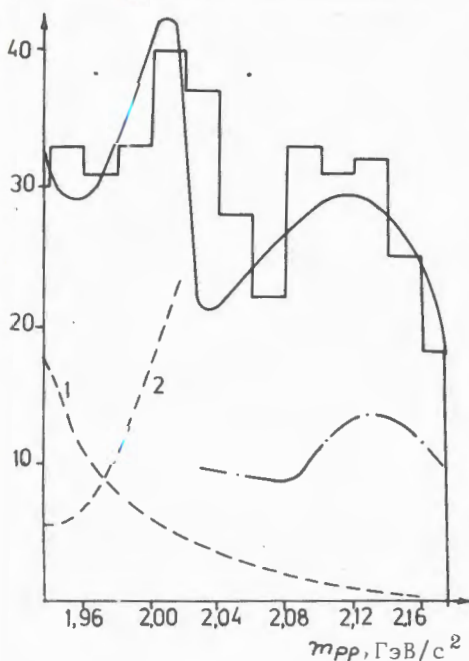


Рис.5. Спектр эффективных масс m_{pp} двух протонов. Сплошная кривая - результаты расчета с учетом всех диаграмм рис.1,3,4; диаграмма рис.1 рассчитывалась по [5] с $a=18$. Штрихпунктирная - с учетом диаграмм рис.1,4, но диаграмма рис.1 вычислялась по [3] с $a=18$. Кривые: 1 - вклад рис.1; 2 - вклад рис.2. Гистограмма - экспериментальные данные [6], при $P_0 = 2,2$ ГэВ/с².

Из рис.5 и 2 также видно, что основной вклад в спектр дают диаграммы рис.1 и рис.3 с промежуточным внеэнергетическим π -мезоном, при этом формфактор $F_{\pi} = (1 - \frac{t}{a_{\mu}^2})^{-1}$

выбирался одним и тем же, как для рис.1, так и для рис.3, $a=18^{+12}_{-13}$. Резонансно-подобное поведение m_{pp} -спектра при $m_{pp} \approx 2,14 \text{ ГэВ}/c^2$ качественно можно объяснить образованием Δ -изобары в промежуточном состоянии при поглощении π^+ -мезона дейтроном ($\pi^+d \rightarrow pp$)^{/9-11/}. Однако количественное удовлетворительное согласие с экспериментальными данными достигается, как видно из рис.5, только при введении особенности в $f_{\pi^+d \rightarrow pp}^{off}$ на пороге реакции $\pi^+d \rightarrow pp$.

Если же предположить, что существует квазисвязанное $N-N$ состояние при $m_{NN} \approx 2,02 \text{ ГэВ}/c^2$, т.е. что волновая функция двух конечных нуклонов имеет резонансный брейт-вигнеровский вид, то амплитуда поглощения промежуточного π -мезона /см.рис.1/ тоже должна иметь особенность при данном значении m_{NN} , т.е. на пороге реакции $\pi d \rightarrow NN$.

Таким образом, двухпиковую структуру m_{pp} -спектра процесса $pa \rightarrow pp\pi d$, наблюдаемую экспериментально, можно описать, используя модель однопионного обмена, только при наличии пороговой особенности амплитуды $f_{\pi d \rightarrow NN}^{off}$ поглощения π -мезона дейтроном, что, по-видимому, связано с существованием двухнуклонного квазисвязанного состояния. Такой же вывод следует и из анализа $p-d$ взаимодействия с развалом дейтрона^{/9/}.

С другой стороны, сравнение результатов расчета с экспериментальными данными о m_{NN} -спектре дает нам дополнительную, нетривиальную информацию о немассовых эффектах процесса поглощения виртуального π -мезона дейтронами.

В заключение следует отметить, что несомненный интерес представляет экспериментальное исследование поляризационных характеристик двух нуклонов, образующихся в адрон-ядерных взаимодействиях, в обсуждаемой выше области эффективных масс m_{NN} , что поможет более полно раскрыть проблему дибарионных резонансов.

Авторы признательны Л.И.Лapidусу, Г.З.Обранту, М.Х.Хан-хасаеву за полезные советы, а также В.В.Глаголеву, Й.Урбану и М.С.Ниорадзе за плодотворные обсуждения.

Литература

1. Макаров М.М. УФН, 1982, т.136, № 2, с.185; ЭЧАЯ, 1984, т.15, № 5, с.491.
2. Азимов С.А и др. Препринт 27-84-ФВЭ, Ташкент, 1984.

3. Байрамов А.А. и др. ОИЯИ, Р1-83-207, Дубна, 1983.
4. Агакишев Г.М. и др. ОИЯИ, Р1-84-103, Дубна, 1984.
5. Glagolev V.V. et al. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 5-84, Дубна, 1984, с.13.
6. Зелинский П. и др. ЯФ, 1984, т.40, с.482.
Glagolev V.V. et al. Z.Ph., 1984, vol.317A, p.335.
7. Tatischeff B. et al. Phys.Rev.Lett. 1984, v.52, p.2022.
8. Андреев В.П. и др. ЯФ, 1985, т.42, с.1420.
9. Dolidze M.G. et al. JINR, E1-86-58, Dubna, 1986.
10. Долидзе М.Г. и др. ОИЯИ, Р2-84-831, Дубна, 1984.
11. Richard Serre C. et al. Nucl.Phys. 1970, vol.B20, p.413.
12. Brack M. et al. Nucl.Phys. 1977, vol.A287, p.425.
13. Wolf G. Phys.Rev. 1969, vol.182, p.1538.
14. Barry George W.W. Ann.Phys. 1972, vol.73, No.2, p.482.
15. Thomas A.W. Nucl.Phys. 1976, vol.A258, p.417.
16. Landau R.H., Thomas A.W. Nucl.Phys. 1978, vol.A302, p.461.
17. Bradamante F. et al. Nucl.Phys. 1971, vol.B28, p.349.

Рукопись поступила 18 марта 1986 года.

ELASTIC e^3H SCATTERING AND THE TRITIUM QUARK STRUCTURE

V.V.Burov, V.K.Lukyanov, R.Martines*)

It is shown that the elastic e^3H scattering form factor can be explained within the model allowing for a six- and nine-quark admixture to the tritium wave function with the parameters obtained from the analysis of the 3He form factor. In this case the interference of nucleon and multiquark channels is very important. The six- and nine-quark admixture probabilities were found to be about 15.4% and 0.54%, and the corresponding contributions to the form factor are 2% and 0.01%.

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

Упругое e^3H -рассеяние и кварковая
структура трития

В.В.Буров, В.К.Лукьянов, Р.Мартинес

Показано, что формфактор упругого e^3H -рассеяния можно объяснить в рамках модели, учитывающей шестикварковую и девятикварковую примеси в волновую функцию ядра трития с параметрами, полученными из анализа формфактора 3He . При этом, также как и в случае 3He , определяющую роль играет интерференция нуклонных и многокварковых каналов. Получено, что эффективный вклад шестикварковой примеси составляет примерно 2%, девятикварковой - 0,01%, а вклад соответствующих компонент в формфактор - 15,4% и 0,54%.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Calculations of the 3H factor at large transfer momenta $q^2 > 0.5$ (GeV/c)² should be made by taking account of quark degrees of freedom, namely six- (6q) and nine-quark (9q) systems. This follows from the corresponding calculations and comparison with experimental data for the form factors of a nucleus 3He .

*) Moscow State University.

The wave function of ^3H is taken like for ^3He and composed of three components: the nucleon, six- and nine-quark ones with amplitudes C_1, C_2 , and C_3

$$\Psi_{3\text{H}} = C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2 + C_3 \Psi_3. \quad (1)$$

Such a representation leads to a common expression for a form factor in the form

$$F_{\text{CH}}(q^2) = C_1^2 F_{11} + F_{6qT} + F_{9qT}, \quad (2)$$

where

$$F_{6qT}(q^2) = C_2^2 F_{22} + 2C_1 C_2 F_{12}, \quad (3)$$

$$F_{9qT}(q^2) = C_3^2 F_{33} + 2C_1 C_3 F_{13} + 2C_2 C_3 F_{23}. \quad (4)$$

Here F_{11} is the nucleon channel form factor; it has already been calculated for ^3H in the framework of the exact solution of the three-body Fadeev equation using the realistic NN potentials with and without meson exchange currents^{/4,5/}. It was shown^{/4/} that the contribution of the exchange currents in the case of a ^3H form factor turns out to be negligibly small.

The form factors F_{6qT} and F_{9qT} of the six- and nine-quark systems have been calculated in the relativistic oscillator model (ROM)^{/1-3,6,7/} making use of parametrization from refs.^{/2,3/} for the functions of relative motion of 6q and 3q clusters. The parameters were chosen the same as for ^3He . As in the case of ^3He , the important role here is played by the interference form factors. Note that just because of the interference one gets the C_2 amplitude of 6q admixture to be chosen negative and of 9q admixture of C_3 positive. Only in this case both F_{6qT} and F_{9qT} become negative and give a proper contribution to the total form factor of ^3He . Fig.1 shows the results of calculation^{/3/} and comparison with experiment^{/8/} of the ^3He form factor. In calculating ^3H we preserve the signs and values of the channel amplitudes the same as for ^3He : $C_1 = 1.0092$, $C_2 = -0.3297$, $C_3 = 0.0736$. As is seen from fig.2, this allows one to explain the behaviour of the ^3H form factor in the whole region of measurement^{/4,9/} at momenta transferred up to $q^2 \sim 0.9$ (GeV/c)². It is seen that the agreement with experiment is achieved in the most critical region of the second form factor maximum as well, what is hardly attainable if only nucleon degrees of freedom are taken into account. The ^3H form factor $|F_{\text{CH}}|$ has a minimum at $q^2 \sim 0.5$ (GeV/c)², $|F_{11}|$, at $q^2 \sim 0.6$ (GeV/c)²; and the second maximum $|F_{\text{CH}}|$, at $q^2 \sim 0.66$ (GeV/c)².

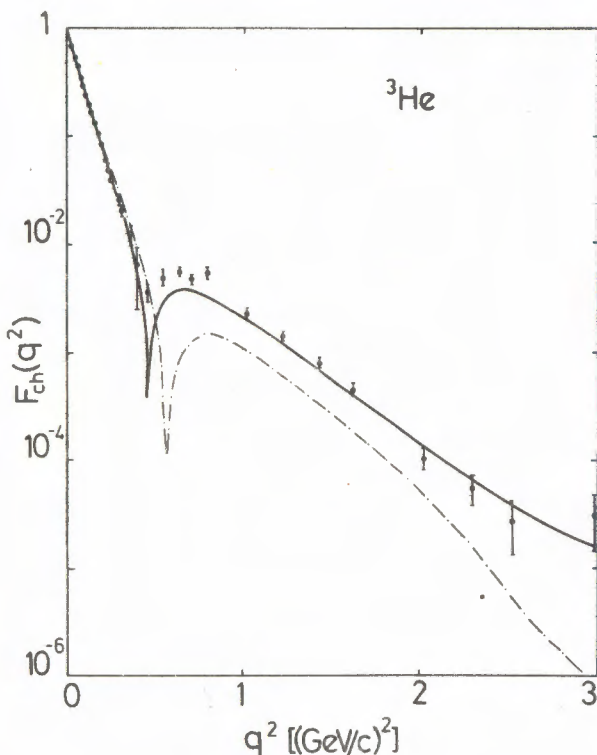


Fig.1. Form factor of ${}^3\text{He}$: the solid line is the calculation taking account of $6q$ and $9q$ admixtures; the dashed, the impulse approximation for the three-nucleon channel ^{/5/}; the experimental data are taken from ref. ^{/8/}.

Fig.3 shows the contribution to the ${}^3\text{H}$ form factor of individual terms $|F_{11}|, |F_{6qT}|, |F_{9qT}|$. At chosen values and signs of C_2 and C_3 , the form factor F_{6qT} turns out to be negative at $q^2 < 2.4 \text{ (GeV/c)}^2$; and at large q^2 , positive; $F_{9qT} < 0$ at all $q^2 < 3 \text{ (GeV/c)}^2$. The dominating contribution at $q^2 < 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ comes from the nucleon channel form factor F_{11} and at $0.5 < q^2 < 1.5 \text{ (GeV/c)}^2$ the dominating is F_{6qT} ; whereas at $q^2 > 1.7 \text{ (GeV/c)}^2$, the form factor F_{9qT} . Note that the contribution of $|F_{6qT}|$ and $|F_{9qT}|$ at $q^2 = 0$ is approximately 2% and 0.01% respectively, though the values of $C_2 \approx 15.4\%$ and $C_3 = 0.54\%$. This is due to the fact that the interference terms F_{12} and F_{23} in (3) and (4) are of opposite sign ($C_2 < 0$!) so that the different terms in F_{6qT} and F_{9qT} partially compensate each other.

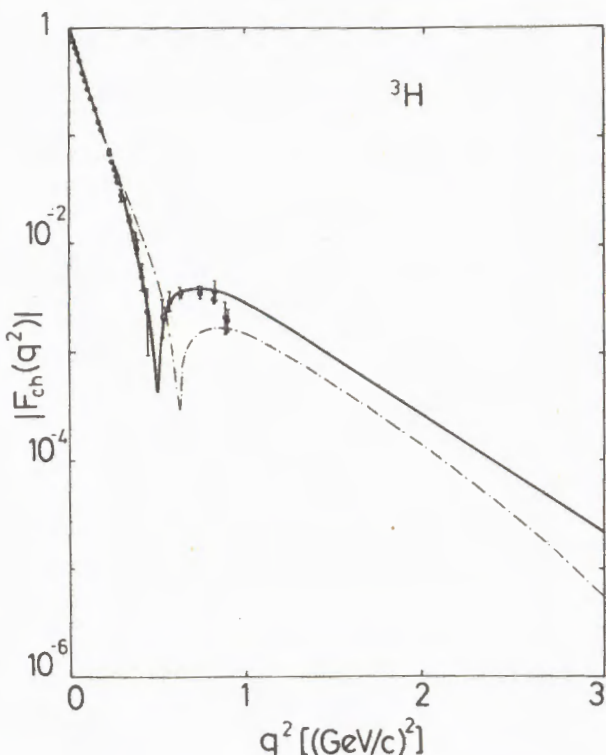


Fig. 2. Form factor of ${}^3\text{H}$. The notation is the same as in Fig. 1. The experimental data are taken from refs. [4,9].

From the above analysis we can make the following conclusions:

1) Inclusion of multi-quark admixtures in ${}^3\text{H}$ is necessary.

2) Amplitudes of C_2 and C_3 for ${}^3\text{H}$ are evidently similar to those obtained for the nucleus ${}^3\text{He}$.

3) Interference of multi-quark and nucleon channels plays an important role in analysing experiment.

4) Calculations have shown that the contributions of nucleon, six- and nine-quark channels are divided along the momentum transferred. Therefore, to estimate the role of nine-quark admixtures, the form factor of the nucleus ${}^3\text{H}$ should be measured at $q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$.

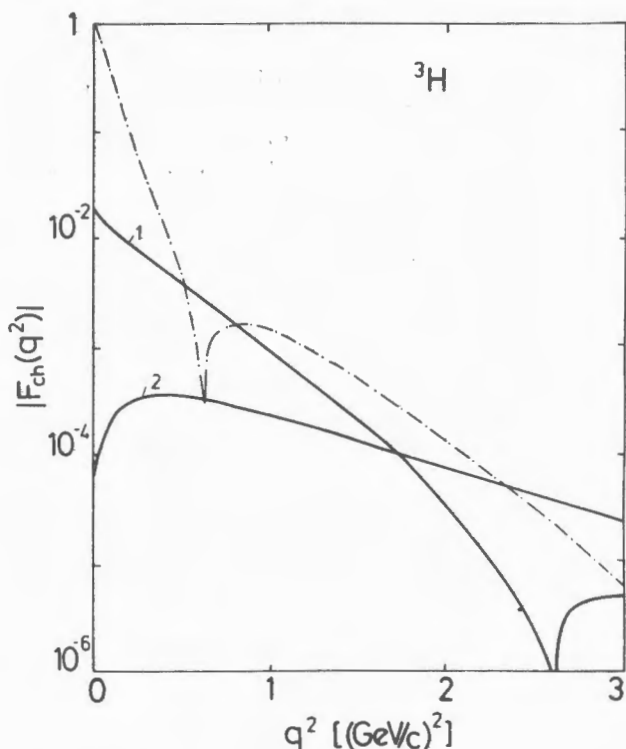


Fig.3. Form factor of ${}^3\text{H}$: 1 - is the contribution of $6q$ channel $|F_{6qT}|$, 2 - is the contribution of the $9q$ channel $|F_{9qT}|$, the dashed line is the ${}^3\text{H}$ form factor impulse approximation for the three-nucleon problem [15].

References

1. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.1249.
2. Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. Z.Phys. A: Atoms and Nuclei, 1984, v.318, p.67.
3. Буров В.В., Лукьянов В.К. ОИЯИ, P2-85-196, Дубна, 1985.
4. Hadjimichael E., Goulard B., Bornais R. Phys.Rev., 1983, C27, p.831.
5. Juster F.P. et al. Phys.Rev.Lett., 1985, v.55, No.21, p.2261.
6. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K. Progr.Theor.Phys., 1979, 61, p.559.
7. Namiki M., Okano N., Oshimo N. Phys.Rev., 1982, C25, p.2157.

8. McCarthy I.S., Sick I., Whitney R.R. Phys.Rev., 1977, C15, p.1396;
Bernheim M. et al. Lett.Nuovo Cim., 1972, 5, p.431;
Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.1429;
Dunn P.C. et al. Phys.Rev., 1983, C27, p.71.
9. Gollard H. et al. Phys.Rev., 1965, 138, p.357.

Received on March 3, 1986.

THE DYNAMICAL EFFECTS IN THE GROSS-NEVEU AND POLYACETYLENE MODELS

V.K.Fedyanin, V.A.Osipov, I.S.Stoyanova

The physical characteristics of the moving solitons in the Gross-Neveu and polyacetylene models are calculated. It is found that the contributions to the charge and mass of solitons due to motion take place. In the case of the polaronic excitations the dynamic correction to the mass has a remarkable value (~37%). In the Gross-Neveu model the complete dynamical mass of solitons is only due to the fermion dynamics.

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

Динамические эффекты в моделях Гросса-Невье
и полиацетилена

В.К.Федянин, В.А.Осипов, И.С.Стойанова

Обсуждается модификация физических характеристик движущихся солитонов в моделях Гросса-Невье и полиацетилена. Вычислены поправки к заряду и массе солитонов, обусловленные их движением. В случае поляронного возбуждения динамическая поправка к массе весьма существенна /~37%/. В модели Гросса-Невье учет эффекта движения приводит к возникновению динамической массы солитонов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

1. It was shown in refs.^{1,2/} that in the mean field approximation the static equations of motion in both the $n=2$ Gross-Neveu (GN) model field theory and the continuum trans-polyacetylene $(CH)_x$ model are equivalent. Some important corollaries of this connection have been investigated in refs.^{1,3/}. In ref.^{4/} the static solutions (kink, polaron) to the semiclassical equations of the GN model were constructed. The analogous static localized excitations are contained in $(CH)_x$ and play a remarkable role in describing the physical properties of trans - $(CH)_x$ chains. The dynamical properties of the GN and $(CH)_x$ models are quite different. The discrepancy is because of the distinct

physical background of the scalar field $\sigma(x,t)$ in the GN model and of the optical phonon field $\Delta(x,t)$ in $(CH)_x$. The σ field is an auxiliary composite object that does not describe the real bosons because the kinetic term σ_t^2 is absent in the GN model. The whole dynamics of the σ field is due to fermions (when the fermion quantum corrections are included) whereas in $(CH)_x$ the field $\Delta(x,t)$ has a kinetic term Δ_t^2 .

As a consequence, the dynamical equations of motion for both models have a sufficiently different form. So, the complete system of equations of the GN model are invariant under the Lorentz transformations whereas it is not the case for the $(CH)_x$ model. It was shown in ref.⁵ that in the limit of slowly moving solitons the dynamical properties of both models are formally equivalent, i.e., the system of equations of motion in $(CH)_x$ is reduced to that in the GN model and has the form

$$\begin{aligned} i u_t(x,t) &= -i V_F u_x(x,t) + \Delta(x,t) v(x,t) \\ i v_t(x,t) &= i V_F v_x(x,t) + \Delta(x,t) u(x,t) \end{aligned} \quad (1a)$$

together with the self-consistent gap equation

$$\Delta(x,t) = -(\lambda \pi V_F) \sum_{k,s}' (u_k^*(x,t) v_k(x,t) + v_k^*(x,t) u_k(x,t)). \quad (1b)$$

Here, the electronic wave functions $u(x,t)$, $v(x,t)$ are normalized to unity $\int_{-\infty}^{\infty} dx (|u_k(x,t)|^2 + |v_k(x,t)|^2) = 1$. The summation in (1b) is over the two-spin states for every energy level up to the Fermi energy, that is chosen to be zero. In (1) V_F and λ are the Fermi velocity and the effective electron-phonon coupling constant, respectively. The transition to the GN model is obtained by making the transformations

$$\begin{aligned} u &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1 + i\psi_2), \quad v \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1 - i\psi_2), \quad \Delta \rightarrow g_{GN} \sigma, \quad \lambda \pi V_F \rightarrow g_{GN}^2, \quad V_F \rightarrow C, \\ s &\rightarrow \alpha, \quad \text{where } \psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \text{ is a two-component Dirac spinor, } g_{GN} \end{aligned}$$

and C are the coupling constant and light velocity, respectively; $\alpha = \{1, \dots, n\}$ is the internal $SU(n)$ symmetry index.

As in the static case, there are three classes of solutions to eqs. (1). The first class corresponds to the homogeneous ground state $\Delta = \Delta_0 = W \exp(-1/2\lambda)$. In $(CH)_x$ W is the full band width, $W = 2k_F V_F$, where k_F is a Fermi momentum. In the GN model $W = 2\Lambda$, where Λ is an unphysical cut-off introduced to make the theory finite. The electron wave functions in the valence band are the usual plane waves with

density $\rho_k^0 = \frac{1}{2\pi}$. The second class of solutions in $(CH)_x$ are the kinks. The explicit forms for the wave functions are given in ref.^{/5/}. The third class of solutions are "polarons". The moving polaron can be obtained in an analogous manner using the invariance of eqs.(1) under the Lorentz transformation. The precise form of these solutions would be published in a separate article. Note that the kink solution has a zero energy bound state ($E=0$) in the fermion energy spectrum whereas the polaron solution has two symmetrical discrete levels at $E = \pm\omega_0$.

In our article the physical characteristics of the moving kink and polaron (the energy of formation, mass, charge) are calculated.

2. In the presence of an inhomogeneous deformation the change in the local electronic density can be written in the form

$$\Delta\rho(\xi) = \sum_{i=1}^r n_{B_i} \rho_{B_i}^s(\xi) + \sum_{k,a} [\rho_k^s(\xi) - \rho_k^0(\xi)], \quad (2)$$

where the term $\rho_{B_i}^s(\xi)$ is due to the i -th bound state with the occupation number n_{B_i} , and $\rho_k^s(\xi)$ is the contribution of the negative energy scattering states. The electric charge of soliton is defined as $Q = e \int \Delta\rho(\xi) d\xi$. In the case of the moving kink, we obtain

$$Q = e(n_0 - \frac{n}{\pi} \arctg \frac{W\sqrt{1-\beta^2}}{2\Delta_0}), \quad (3)$$

where $\beta = v_s/V_F$, v_s is a soliton velocity, n_0 is an occupation number of the discrete level at $E=0$. In the limit $W \rightarrow \infty$ we come to the result $Q_0 = e(n_0 - \frac{n}{2})$. In $(CH)_x$ $n \approx 2$ and $Q_0 = e(n_0 - 1)$. When $n_0 = 1$, the solitonic charge is $Q_0 = 0$ whereas the spins $s = 1/2$. For $n = 1$ we have $Q_0 = \pm \frac{1}{2} |e|$, i.e., the effect of the fermion charge fractionalization in the presence of a soliton takes place. At finite value of W using the approximation $\delta \ll 1$, where $\delta = \frac{\Delta_0}{W}$, we obtain from eq.(3)

that $Q = Q_0 + \delta Q$, where $\delta Q = e \frac{2n\Delta_0}{\pi W\sqrt{1-\beta^2}}$. Thus, even in the

case of a neutral soliton a small charge proportional to δ appears in agreement with the result of paper^{/2/}. In $(CH)_x$ we need to use the limit $\beta^2 \ll 1$. In this case the contribution to the charge of kink due to the velocity parameter β is additionally reduced by the small parameter δ . Note that for $(CH)_x$ $\delta \approx 0.07$.

The kink creation energy can be calculated on the basis of the method developed in ref.^{/4/}

We obtain

$$E_s = \frac{n\Delta_0}{\pi} + \frac{\Delta_0}{\pi\lambda} \frac{\beta^2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (4)$$

where the first term corresponds to the well-known creation energy of the static kink^{/2,4/}. The second term determines the dynamical correction to the mass of the kink excitation. At small values of β we have $\delta M_s = \frac{2\Delta_0}{\pi\lambda V_F^2}$.

This important result implies that in the GN model, where the kinetic term is absent and as consequence $M_s = 0$, the finite dynamical mass of a kink appears. In (CH)_x

$$M_s = \frac{M\Delta_0^3}{3\pi K\lambda V_F^2} = 6m_e, \text{ where } M \text{ and } K \text{ are the parameters of}$$

the (CH)_x model and m_e is an electron mass. Thus, in (CH)_x we have $\delta M_s \approx 0.09M_s$, i.e., the correction is considerable (~10%) contrary to the statement of the authors in ref.^{/6/}.

3. Let us propose that the polaronic level $E = -\omega_0(\omega_0)$ has the occupation number $n(n_0)$ respectively. The change in the local density in the presence of a polaronic deformation takes the form

$$\Delta\rho(\xi) = \frac{K_p}{4} (\text{sech}^2 K_p \xi_+ + \text{sech}^2 K_p \xi_-) \{ (n_0 + n) - \frac{2n}{\pi} \sqrt{1-\beta^2} \text{arctg} \frac{W}{2K_0 V_F} + \beta^2 \frac{2n}{\pi} \frac{K_0 V_F^2}{[K_0^2 V_F^2 (1-\beta^2) - \Delta_0^2]} [\frac{\Delta_0}{K_0 V_F} \text{arctg} \frac{W\sqrt{1-\beta^2}}{2\Delta_0} - \sqrt{1-\beta^2} \text{arctg} \frac{W}{2K_0 V_F}] \}, \quad (5)$$

where $\xi_{\pm} = x - v_p t + x_0$, v_p is a polaron velocity, $K_p = \frac{K_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$

and $K_0 V_F = \sqrt{\Delta_0^2 - \omega_0^2}$, $\beta = v_p / V_F$. In the limit case $W \rightarrow \infty$, we obtain from eq. (5) the charge of a static polaron $Q_0^P = en_0$. In (CH)_x $n_0 = 1$ and $Q = e$, i.e., we have the excitation with the standard relation of charge (-e) and spin (1/2) corresponding to the usual polaron. In the case of the moving polaron and in the limit $\beta^2 \ll 1$ an additional term proportional to β^2 appears

$$Q_{\infty}^P = Q_0^P + \delta Q_{\infty}^P, \quad (6)$$

where $\delta Q_{\infty}^p = \beta^2 \frac{en}{2} \frac{\Delta_0 - K_0 V_F}{\Delta_0 + K_0 V_F}$. When $\omega_0 \rightarrow 0$ we have that $K_0 V_F \rightarrow \Delta_0$

and $\delta Q_{\infty}^p \rightarrow 0$ in accordance with the result for the kink where no correction terms proportional to β^2 appear in the limit $W \rightarrow \infty$ for the charge of the excitation state.

In $(CH)_x$ the level ω_0 is fixed $\omega_0 = K_0 V_F = \frac{\Delta_0}{\sqrt{2}}$ so that $\delta Q_{\infty}^p \approx 0,17e\beta^2$.

Consider now the correction terms proportional to δ . From eq.(5) we obtain

$$Q^p = Q_0^p + \delta Q_{st}^p + \delta Q_d^p, \quad (7)$$

$$\text{where } \delta Q_{st}^p = \frac{4nK_0 V_F}{\pi W} e \text{ and } \delta Q_d^p = \delta Q_{\infty}^p + \frac{n\beta^2}{2} \delta Q_{st}^p.$$

When $\omega_0 \rightarrow 0$ we have $\delta Q_{st}^p + 2\delta Q_{st}^s$ in accordance with the fact that in this limit the polaronic state "decays" into an infinitely far apart kink-antikink pair state. In $(CH)_x$ $\delta Q_{st}^p \approx 0,09e$.

We calculate the energy of the polaron excitation in the model and obtain the result

$$E_p = \frac{2n}{\pi} \frac{K_0 V_F}{\sqrt{1-\beta^2}} \left\{ 1 + \frac{\omega_0(1-\beta^2)}{K_0 V_F [1 + \beta^2 (\frac{K_0 V_F}{\omega_0})^2]} \operatorname{arctg} \frac{\omega_0}{K_0 V_F} \right\} + \frac{2K_0 V_F \beta^2}{\pi \lambda \sqrt{1-\beta^2}} + (n_0 - n) \omega_0. \quad (8)$$

Taking into account only correction terms proportional to β^2 we get from (8)

$$E_p = \frac{2n}{\pi} [K_0 V_F + \omega_0 \operatorname{arctg} \frac{\omega_0}{K_0 V_F}] + (n_0 - n) \omega_0 + \beta^2 \left\{ \frac{n}{\pi} (K_0 V_F) \left[1 - 3 \left(\frac{\omega_0}{K_0 V_F} \right) \operatorname{arctg} \frac{\omega_0}{K_0 V_F} \right] + \frac{2K_0 V_F}{\pi \lambda} \right\}. \quad (9)$$

The last term in (9) determines the dynamical contribution to the polaron mass. In $(CH)_x$ we have

$$E_p = \frac{2\sqrt{2} \Delta_0}{\pi} + \frac{\sqrt{2} \Delta_0}{\pi} \left[1 - \frac{3\pi}{4} + \frac{1}{\lambda} \right] \beta^2, \quad (10)$$

where the first term corresponds to the energy of creation of the static polaron whereas the second term gives the

dynamical correction to the polaron mass $\delta M_p = \frac{2\sqrt{2}\Delta_0}{\pi V_F^2} (1 - \frac{3\pi}{4} + \frac{1}{\lambda}) \approx 0,37M_p$, where M_p is obtained from the kinetic term in the Hamiltonian and has a value $M_p \approx 1,3m_e$. Thus, the effect of the polaron motion gives rise to a considerable contribution to the polaron mass.

In conclusion we note that the obtained results have a great importance in describing the electrical and transport properties of the trans-(CH)_x chains as well as in relativistic quantum field theory where the dynamical masses of solitons appear due to motion.

We would like to thank Dr. S.A.Brazovskii for directing our attention to these problems and useful discussion of the results.

References

1. Campbell D.K., Bishop A.R. Nucl.Phys., 1982, B200[FS4], p.297.
2. Brazovskii S.A. JETP, 1980, 78, p.677.
3. Osipov V.A., Fedyanin V.K. In: JINR Rapid Communications, No. 4-84, Dubna, 1984, p.33; JINR, E17-85-629, Dubna, 1985.
4. Dashen R.F., Hasslacher B., Neveu A. Phys.Rev., 1975, D12, p.2443.
5. Osipov V.A., Fedyanin V.K. JINR, P17-84-138, Dubna, 1984.
6. Takayama H., Lin-Liu Y.R., Maki K. Phys.Rev., 1980, B21, p.2388.

Received on March 18, 1986.

ИССЛЕДОВАНИЕ НА УСТАНОВКЕ "АНОМАЛОН"
ВТОРИЧНЫХ ЯДЕР С ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ
СИНХРОФАЗОТРОНА

И.А.Голутвин, С.Н.Доля, В.Е.Жильцов, А.В.Зарубин,
В.Н.Лысяков, В.В.Перельгин, Д.Позе, В.А.Свиридов,
А.И.Семенюшкин, Д.А.Смолин, В.В.Тихомиров, А.Г.Федунов,
В.С.Хабаров, В.И.Цовбун, Ю.А.Яцененко

Представлены результаты экспериментов по выводу с внутренней мишени синхрофазотрона по тракту канала медленного вывода фрагментов родительского ядра фтора (^{19}F) ^{12}B , ^{14}C , ^{16}N и др., а также даны оценки верхней границы выхода фрагментов с дробным зарядом ($Z=7,7$) и сечения перезарядки $^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}$. Измерены характеристики распределения фрагментов по импульсам. Импульс первичных ядер ^{19}F равен 4 ГэВ/нукл.·с.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Study of Secondary Nuclei Produced
on the Synchrophasotron Internal Target

I.A.Golutvin et al.

The results of experiments on a slow extraction of ^{12}B , ^{14}C , ^{16}N a.o. fragments of parental nucleus of fluorine (^{19}F) from the synchrophasotron inner target along the channel are presented. The upper limit of fragment yield with fractional charge ($Z=7,7$) and $^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}$ charge exchange cross sections are estimated. The momentum distributions of fragments are presented. ^{19}F primary nucleus momentum is 4 GeV/nucl.·с.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Введение

При релятивистских энергиях процесс фрагментации ядер имеет особенность, позволяющую формировать пучки вторичных /в том числе радиоактивных, в естественных условиях не существующих/ ядер: фрагменты ядра-снаряда сосредоточены в узком угловом конусе в направлении импульса родительского ядра и имеют скорость, близкую к его скорости.

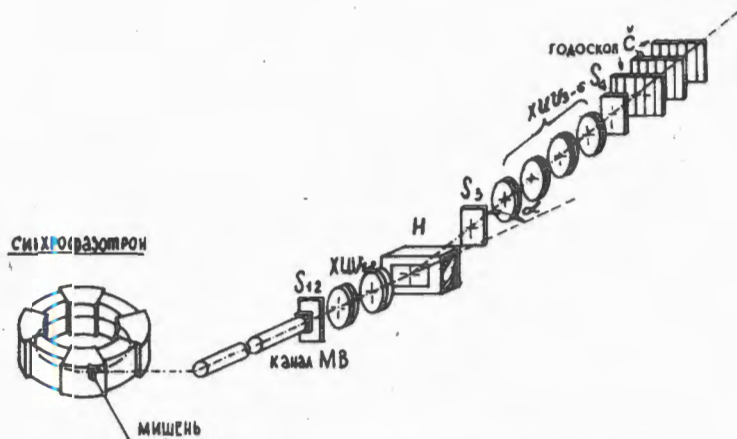


Рис. 1. Схема эксперимента. МВ - канал медленного вывода, S и С - сцинтилляционные и черенковские счетчики, ХУВ-3-координатные пропорциональные камеры, Н - магнит.

Вторичные пучки открывают уникальную возможность исследования свойств нестабильных /в том числе экзотических/ ядер/сечения взаимодействия, электрические и магнитные моменты, спектры переходов и др./ . Первые результаты по формированию вторичных пучков изотопов He , Li , Be и C с помощью ускоренных ядер ^{11}B и ^{20}Ne , взаимодействующих с бериллиевой мишенью, и экспериментов с ними были сообщены на конференции в Висбю^{1,2/}.

В данной работе представлены результаты эксперимента по выводу с внутренней мишени синхрофазотрона по тракту канала медленного вывода фрагментов родительского ядра фтора (^{19}F) ^{12}B , ^{14}C , ^{16}N и др., а также даны оценки верхней границы выхода фрагментов с дробным зарядом $/Z=7,7/$ и сечения перезарядки $^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}$. Измерены характеристики распределения фрагментов по импульсам. Импульс первичных ядер $^{18}\text{F} \sim 4$ ГэВ/с · нукл.

Схема эксперимента

Эксперимент выполнен на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Режимы работы ускорителя, обеспечивающие вывод на экспериментальную установку вторичных ядер, рассчитаны и приведены в^{3/}.

Схема эксперимента представлена на рис.1. Мишень из тонкого ~ 10 мкм/ алюминизированного лавсана с размером по радиусу ускорителя ~ 5 мм в конце цикла ускорения ядер

вводилась в рабочую зону вакуумной камеры синхрофазотрона. Радиальное положение мишени в ускорителе могло устанавливаться с точностью ~ 1 мм, интервал изменения радиальной координаты $\Delta R = 300$ мм. Наведение пучка ядер на мишень осуществлялось с помощью высокочастотной ускоряющей системы синхрофазотрона при постоянном магнитном поле в ускорителе /точность стабилизации поля $\frac{\Delta H}{H} < 10^{-3}$ /. Время взаимодействия пучка с мишенью ~ 400 мс. Фрагменты релятивистских ядер, образовавшиеся при взаимодействии первичного пучка с мишенью, проходят в магнитном поле ускорителя около 18 м и выводятся по каналу медленного вывода на установку "Аномалон" /4/. Таким образом, магнитное поле синхрофазотрона в этом эксперименте одновременно используется как прецизионный магнитный спектрометр для точного измерения у продуктов фрагментации ядра-снаряда величины $p \cdot A/Z$ (p - импульс фрагмента в ГэВ/с·нукл.). Поскольку при фрагментации ядра-снаряда скорости /импульсы на нуклон/ фрагментов и налетающего ядра близки, магнитный спектрометр, по существу, разделяет фрагменты по изотопному составу /по величине A/Z /.

Аппаратура установки "Аномалон", использовавшаяся в этом опыте, в основном, осталась без изменений /рис.1/: пропорциональные камеры XUV позволяли определить траектории фрагментов, с помощью сцинтилляционных счетчиков S1-S4 формировался триггерный сигнал. Модернизации /для увеличения светимости опыта/ подвергся только черенковский спектрометр. Измерение заряда фрагментов производилось с помощью 18 черенковских счетчиков, расположенных в 3 ряда по 6 счетчиков в каждом ряду так, что перекрываемая счетчиками площадь составляла 90×120 мм². Средняя величина разрешения по заряду фрагментов в черенковском спектрометре была $\sigma \sim 0,15$ е.

Первичная обработка результатов с помощью on-line программы позволяла измерять профиль пучка в процессе облучения с помощью пучковых пропорциональных камер, контролировать амплитудный спектр сигналов с каждого счетчика, суммировать сигналы с трех счетчиков.

Обработка экспериментальной информации, записанной на магнитные ленты, включала калибровку черенковских счетчиков и фитирование зарядовых спектров. Для калибровки использовалась экспериментальная информация с "пролетными" ядрами без взаимодействий с веществом черенковского детектора. Работа по отбору таких событий предшествовала калибровке и заключалась в следующем: для каждого набора данных получены значения амплитуд всех черенковских счетчиков, соответствующие нулевому сигналу /пьедесталы/, и

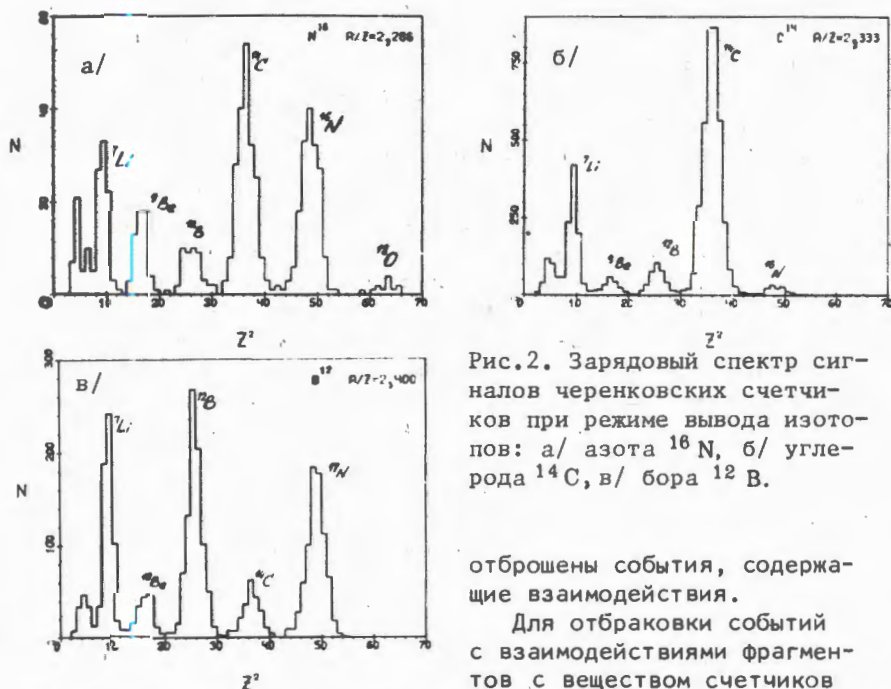


Рис.2. Зарядовый спектр сигналов черенковских счетчиков при режиме вывода изотопов: а/ азота ^{16}N , б/ углерода ^{14}C , в/ бора ^{12}B .

отброшены события, содержащие взаимодействия.

Для отбраковки событий с взаимодействиями фрагментов с веществом счетчиков были построены корреляционные 2-мерные гистограммы амплитуд для всех наборов данных при условии, что три последовательно расположенных черенковских счетчика зарегистрировали сигнал, превышающий нулевой уровень /пьедестал/. Гистограммировалась амплитуда последнего в тройке черенковского счетчика, как функция величины сигнала первого черенковского счетчика. Методом наименьших квадратов /МНК/ через эти гистограммы проводилась прямая $Y = A + kx$, и определялась дисперсия σ . Далее принималось, что события, лежащие выше уровня $Y_1 = A - 3\sigma\sqrt{1 + k^2} + kx$, который отстоит менее чем на три стандартные ошибки от проведенной МНК прямой, обуславливались "пролетными" фрагментами.

Процедура калибровки заключалась в переводе величины средней амплитуды сигналов ФЭУ, пропорциональной интенсивности черенковского света, в единицы квадрата заряда. Для каждого набора данных строились спектры амплитуд черенковских счетчиков. Центрам тяжести идентифицированных пиков ставились в соответствие квадраты заряда фрагментов, и проводилась линейная калибровка по двум точкам. После проведения калибровок получены спектры черенковских счетчиков в единицах квадрата заряда для каждого набора данных. Для определения полного потока Q_n фрагментов типа n спектры аппроксимировались функцией

$$F(Z^2) = B + \sum_{n=1}^N (Q_n \cdot e^{-\frac{(Z^2 - \bar{Z}_n^2)^2}{2\sigma_n^2}}) / \sqrt{2\pi\sigma_n^2}.$$

где параметры B - величина фона, Q_n - сумма фрагментов в пике, σ_n^2 - дисперсия распределения по Z^2 фрагментов типа $n / \bar{Z}_n^2$ фиксировались/.

Результаты эксперимента

Формирование вторичных пучков различных нуклидов определяется выбором соответствующего режима работы ускорителя. На рис.2 приведены зарядовые спектры сигналов черенковских счетчиков при режимах работы ускорителя, соответствующих выводу изотопов азота ^{16}N /рис.2а/, углерода ^{14}C /рис.2б/ и бора ^{12}B /рис.2в/. Примесь в пучке, рассчитанном на определенный нуклид, его соседних изотопов оказывается незначительной. Это особенно хорошо видно на примере изотопов азота ^{16}N /рис.2а/ и ^{17}N /режим вывода ^{17}N близок к режиму вывода ^{12}B , рис.2в/. В промежуточном между ними режиме /рис.2б/, где могут выводиться "хвосты" в импульсных распределениях обоих изотопов, выход фрагментов азота мал /рис.3/.

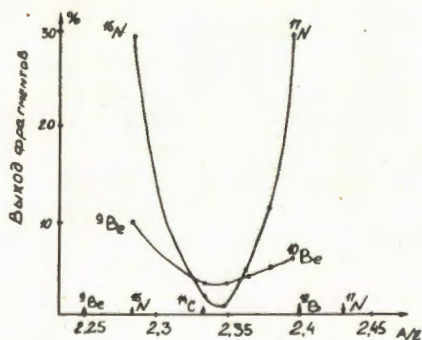


Рис.3. Выход изотопов бериллия и азота при различных режимах работы ускорителя /в процентах по отношению к сумме всех фрагментов с $Z \geq 3$ /.

Характерной особенностью всех пучков является заметная /до 25%/ примесь легких ядер лития и бериллия, связанная, как будет видно ниже, с относительно большим разбросом импульсов, приобретаемых ими в процессе фрагментации. Поэтому изотопы бериллия разделяются магнитной оптикой хуже изотопов азота /рис.3/, несмотря на то, что режимы вывода изотопов ^9Be и ^{10}Be по величине A/Z разнесены в 1,75 раза больше, чем для изотопов азота ^{16}N и ^{17}N . Большой вклад изотопа ^{14}C объясняется относительно большим сечением его образования.

Состав пучков в трех различных режимах работы ускорителя приведен в таблице.

Таблица

Нуклидный состав /в процентах/ вторичных пучков в режиме вывода ядер ^{16}N , ^{14}C , ^{12}B

Режим вывода	^7Li	$^9\text{Be} + ^{10}\text{Be}$	^{12}B	^{14}C	^{16}N	^{17}N	^{18}O
^{16}N ($A/Z = 2,286$)	16,2	9,8	6,6	35,6	29,6	—	2,2
^{14}C ($A/Z = 2,333$)	18,4	3,4	6,8	69,5	1,9	—	0,1
^{12}B ($A/Z = 2,400$)	23,2	5,8	33,3	8,2	—	29,5	—

На внешнюю сторону синхрофазотрона могут быть выведены только нейтроноизбыточные фрагменты. В данном эксперименте мишень была расположена на оси окна № 20, возможно также размещение мишени в окнах № 18 и № 22. При этом диапазон величин A/Z для фрагментов, выводимых в канал, может изменяться от 2,09 (^{23}Na) до 3 (^3H , ^6He , ^9Li , ^{12}Be , ^{15}B , ^{18}C и пр.).

Характерная величина захвата фрагмента в канал медленного вывода — порядка 10^{-2} , парциальное сечение образования нуклида ^{14}C $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ от полного, ожидаемый в канале медленного вывода поток фрагментов ^{14}C составляет $5 \cdot 10^{-5}$ от интенсивности внутреннего пучка ускорителя (ядра ^{19}F), что оказалось близко к эксперименту.

Оценка сечения перезарядки $^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}$ и верхней границы для выхода ядер с дробным зарядом $Z = 7,7$ сделана на основании данных, представленных на рис. 4а /результаты экспозиции мишени в режиме вывода ^{19}O , где $A/Z = 2,375/$ и на рис. 4б /результаты экспозиции в режиме, соответствующем величине $A/Z = 2,378/$. Оценка сечений может быть сделана двумя способами: из сравнения выхода искомых ядер с потоками изотопов ^{12}B или ^{14}C /сечения образования последних известны^{5,6/} или прямым расчетом, поскольку интенсивность прошедших через мишень ядер ^{19}F и светосила установки известны. В предположении, что импульсные и угловые характеристики искомых ядер и ядер ^{12}B и ^{14}C близки, получены значения сечения перезарядки

$$\sigma(^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}) \approx 3 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$$

и верхней границы сечения образования ядер с зарядом $Z = 7,7$ и $A \sim 18,3$: $\sigma < 3 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$.

Импульсное распределение фрагментов ядер ^{12}C и ^{16}O , ускоренных до энергии 2,1 ГэВ/нукл., изучалось в работе^{7/}. Экспериментальные результаты данной работы /рис. 5/

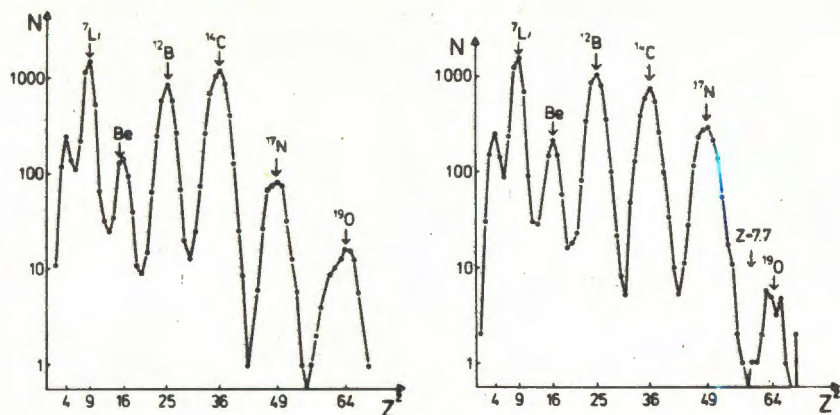


Рис.4. Зарядовый спектр сигналов черенковских счетчиков при режиме вывода: а/ изотопа ^{19}O , б/ ядер с $A/Z = 18.3/7.7 = 2.378$.

позволяют получить информацию о параметрах импульсного распределения нуклидов ^{14}C и ^{19}O , образованных при взаимодействии с мишенью ядер ^{19}F с импульсом ~ 4 ГэВ/с·нукл. В обоих опытах изучаются фрагменты, вылетающие в узком конусе углов в направлении падающего ядра /в нашем случае раствор этого конуса ~ 1 мрад, вклад аппаратного разрешения в импульсное распределение фрагментов $\sim 3 \cdot 10^{-3}$, точность измерения среднего импульса фрагментов $\frac{\Delta p}{p} = 10^{-3}$ /.

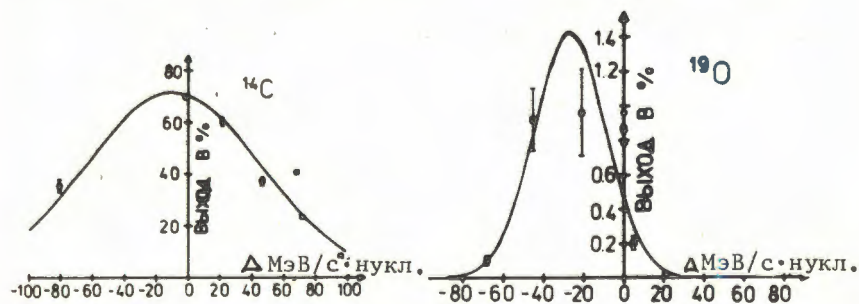


Рис.5. Распределение нуклидов ^{19}O и ^{14}C по переданному на нуклон импульсу.

Как и при меньших энергиях ^{17}F , ширина импульсного распределения в системе координат падающего ядра нуклида, образованного в реакции перезарядки, $\sigma_p(^{19}\text{O}) = (49 \pm 9)$ МэВ/с, меньше, чем соответствующая ширина продукта фрагментации

$^{14}\text{C} - \sigma(^{14}\text{C}) = (185 \pm 20) \text{ МэВ/с.С}$ другой стороны, сдвиг среднего значения импульсного распределения относительно нулевого импульса в системе, связанной с падающим ядром, для ^{18}O больше, чем для фрагментов ^{14}C , $(-127 \pm 15) \text{ МэВ/с}$ и $(-32 \pm 14) \text{ МэВ/с}$. Ширина импульсного распределения фрагментов углерода $\sigma = 185 \text{ МэВ/с}$ превосходит найденную в ^{/7/}. Однако следует учесть, что в данном опыте углерод получается из ядра-снаряда фтора /в работе ^{/7/} - из O^{16} /, и увеличение числа взаимодействующих нуклонов ядра-снаряда, по-видимому, приводит к возрастанию импульсного разброса фрагментов.

А.М.Балдин ^{/8/} показал, что процесс фрагментации ядер достаточно хорошо описывается полюсным приближением

$$\frac{d\sigma}{b_{11}} = \frac{F}{(b_{11} + a_{11})^2}$$

где b_{11} - квадрат разности четырехмерных скоростей ядра и фрагмента, а величина, определяющая ширину импульсного распределения фрагментов, $a_{11} = 2\epsilon_{11}(m_1 - m_l) / m_l m_1 (\epsilon_{11} - \text{энергия связи фрагмента } l \text{ в ядре } I, m_l \text{ и } m_1 - \text{массы этих ядер})$. Из чисто полюсного приближения следует, что максимум распределения фрагментов находится в точке $b_{11} = 0$,

или $\Delta = \frac{p_1^L}{m_1} - \frac{p_l^L}{m_l} = 0$, где p_1^L - продольный импульс фрагмента. Отклонение среднего значения Δ от нуля в рамках работы ^{/8/} может быть объяснено интерференцией полюсной амплитуды с другими.

Имеются и другие модели, феноменологически описывающие процесс фрагментации ядер при высоких энергиях ^{/9,10/}.

Заключение

Изучение вторичных ядер, образованных на внутренней мишени синхрофазотрона и выводимых по каналу медленного вывода, позволило определить зарядовый состав и интенсивность пучков вторичных ядер: в режиме вывода фрагмента C^{14} его парциальная интенсивность составляет 70%, выход в канал ядер C^{14} на одно первичное ядро ^{19}F составляет $3 \cdot 10^{-5}$. Сделана оценка сечения перезарядки ядра фтора в кислород: $\sigma(^{19}\text{F} \rightarrow ^{18}\text{O}) = 3 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$. Ядер с дробным зарядом не найдено на уровне $3 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$. Характеристики импульсных распределений фрагментов при импульсе 4 ГэВ/с·нукл. близки к измеренным в Беркли при энергии 2 ГэВ/нукл.

Авторы выражают искреннюю признательность А.М.Балдину за обсуждение результатов работы, В.И.Волкову, В.П.Заболотину, А.С.Исаеву, В.А.Мончинскому, С.А.Новикову, В.Н.Перфееву, С.В.Федукову, Д.И.Шерстянову и всему персоналу отдела синхрофазотрона ЛВЗ за обеспечение стабильной работы ускорителя.

Литература

1. Taninata I. et al. In: Proceeding of the II Intern. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby, Sweden, 10-14, June, 1985, v.1, p.32.
2. Taninata I. et al., *ibid.*, p.33.
3. Василишин Б.В., Доля С.Н. ОИЯИ, Р9-85-283, Дубна, 1985.
4. Вереш И. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 4-84, Дубна, 1984, с.10.
5. Heckman M.N. Phys.Rev.Lett., 1972, v.28, No.14, p.926.
6. Olson D.L. et al. Phys.Rev.C., 1983, v.28, No.4, p.1602.
7. Greiner D.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, v.35, No.3, p.152.
8. Балдин А.М. ДАН СССР, 1975, т.222, № 5, с.1064.
9. Masuda N., Uchiyama F. Phys.Rev.C., 1977, v.15, No.3, p.972.
10. Бондаренко Р.А. и др. ЯФ., 1983, т.38, вып.6 /12/, с.1483.

НАБЛЮДЕНИЕ УЗКИХ ДИПРОТОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
С МАССАМИ 1966 и 1989 МэВ/с²

О.Б.Абдинов,¹ А.А.Байрамов,¹ Ю.А.Будагов, А.М.Дворник,²
Ю.Ф.Ломакин, А.А.Маилов,¹ В.Б.Флягин, Ю.Н.Харжеев

В спектрах эффективных масс двух протонов наблюдаются узкие /меньше 10 МэВ/с²/ структуры /на уровне 4-5 стандартных отклонений/, которые могут рассматриваться как дипротонные резонансы. Данные получены при обработке фильмовой информации с метровой пузырьковой камеры ЛЯП ОИЯИ с пропановым и пропан-фреоновым заполнением, облученной π^- -мезонами с импульсом 5 ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ. Приведены данные по сечениям рождения резонансов на ядрах и угловые распределения протонов в с.ц.и. резонансов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Observation of Narrow Diproton Resonances
with 1966 and 1989 MeV/c² Masses

O.B.Abdinov et al.

Narrow (less than 10 MeV/c²) structures (4-5 standard deviations) have been observed in two proton effective mass spectra. These could be considered as diproton resonances. The data have been obtained by processing film information from one-meter bubble chamber of LNP, JINR, with propane and propane-freon filling which has been irradiated by 5 GeV/c π^- -mesons on the JINR synchrophasotron. The data on the cross sections of resonance production on nuclei and proton angular distributions in s.c.i. of resonances are presented.

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

¹ Институт физики АН АзССР, Баку

² Гомельский государственный университет

В последние несколько лет появились работы^{/1-11/}, выполненные камерной методикой, в которых сообщалось о наблюдении в спектрах эффективных масс двух протонов узких $\langle \Gamma < 10 \text{ МэВ/с}^2 \rangle$ особенностей. Эти особенности проявляются при массах $/1926, 1936, 1965, 2020 \text{ МэВ/с}^2/$, меньших масс дибарионов, предсказываемых различными моделями кварковых мешков^{/12/}. Вследствие малой ширины подобные структуры не могли быть наблюдаемы при измерениях упругих или полных сечений протон-протонного рассеяния. Ранее из анализа импульсных спектров протонов "назад" в различных интервалах углов вылета протонов нами было установлено^{/13/}, что характер отклонений экспериментальных величин инвариантных функций для протонов от соответствующих гладких зависимостей, полученных путем обобщения предсказаний файербольной модели Горенштейна - Зиновьева, напоминает осциллирующее поведение сечений в зависимости от энергии и угла вылета вторичных частиц в адрон-ядерных столкновениях при низких энергиях, т.н. "эриксоновские" флуктуации. Используя это сходство с эриксоновскими флуктуациями, можно было оценить средние значения резонансных ширин уровней возбуждения нуклонных систем, ответственных за флуктуирующую часть амплитуды реакции, $\langle \Gamma \rangle = 10 \text{ МэВ/с}^2$, что существенно меньше значений, получаемых из фазового анализа экспериментальных данных. Таким образом, косвенно было обнаружено существование целого спектра узких возбужденных состояний, предсказываемых теоретически в ряде работ^{/14/}. Узкие состояния рассматривались феноменологически в рамках так называемых ротационных моделей^{/15/}. Для выяснения их природы и установления феноменологической систематики необходимы новые экспериментальные данные.

В настоящей работе исследуются спектры эффективных масс пар протонов, образованных в неупругих взаимодействиях отрицательных пионов с импульсом 5 ГэВ/с с ядрами углерода и со средним ядром $A=15 (29 \pm 3\% \text{ фреона } 13\text{В1 по весу})$ в метровой пузырьковой камере ЛЯП ОИЯИ с пропановым и пропан-фреоновым наполнением (≈ 15000 и 7500 событий соответственно). Для анализа отбирались протоны с импульсами $0,15 < P < 0,75 \text{ ГэВ/с}$, точность определения которых составляла: а) $\Delta P/P < 3\%$ при измерениях импульсов протонов по пробегу в пропане и $< 5\%$ - в пропан-фреоновой смеси; б) $\Delta P/P < 10-15\%$ при измерении импульсов протонов по кривизне их траектории в магнитном поле с $H_z = 1,7 \text{ Тл}$. Разрешение по эффективной массе двух протонов в области масс $1960 < M_{2p} < 2000 \text{ МэВ/с}^2$ оказалось равным $\Delta M_{2p} = 5-7 \text{ МэВ/с}^2$.

На рис. 1 и 2 приведены распределения по эффективным массам пар протонов при различных ограничениях на нижнюю границу P_n импульсов протонов, что позволяет уменьшить

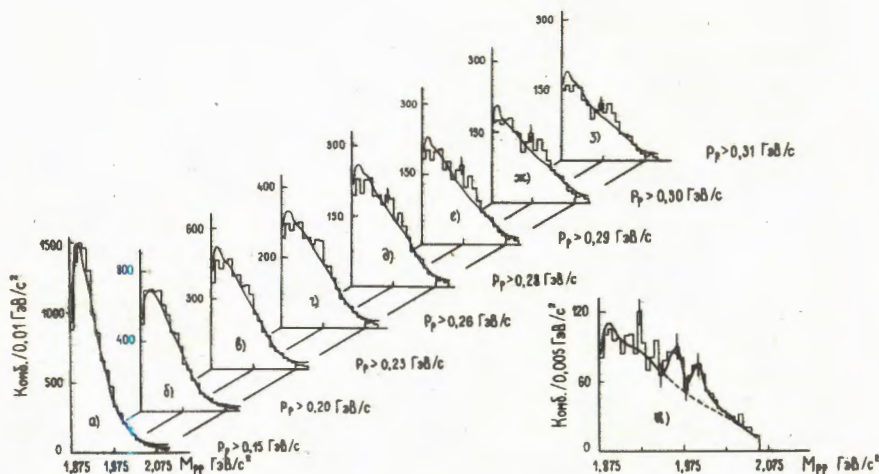


Рис. 1. Распределения по эффективным массам двух протонов в π - C^{12} -взаимодействиях при 5 ГэВ/с. Гистограммы – экспериментальные распределения. Сплошные линии, нанесенные на гистограммы а ÷ з, – фоновые распределения, полученные "перемешиванием" протонов из разных событий. Сплошная линия на гистограмме и – результат аппроксимации экспериментального распределения функцией вида $1/|$. Гистограмма и /шаг 5 МэВ/с²/ соответствует гистограмме д /шаг 10 МэВ/с²/.

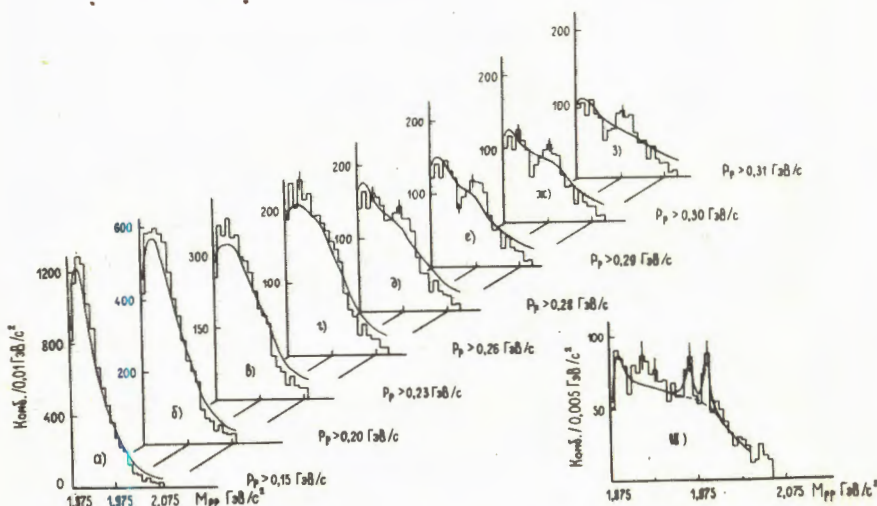


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для взаимодействий π -мезонов со средним ядром $A \approx 15$ при 5 ГэВ/с.

вклад в гистограммы так называемых "испарительных" протонов, для $\pi^{-12}\text{C}$ - и $\pi^{-}(\bar{A}=15)$ -взаимодействий соответственно. Для сравнения на этих же рисунках нанесены фоновые распределения /сплошные линии/, полученные методом перемешивания протонов из разных событий при тех же ограничениях на импульсы протонов, как и в экспериментальных данных, с нормировкой на полную площадь. Как видно на рис.1,2, в спектрах эффективных масс двух протонов при ограничениях на величину импульса протонов $P_p > 0,28 \text{ ГэВ/с}$ в области масс $1950 < M_{2p} < 2000 \text{ МэВ/с}^2$ наблюдаются узкие структуры, причем для $\pi^{-}(\bar{A}=15)$ -взаимодействий эти особенности более значимы, чем для $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий /см. рис.1и и 2и/.

Поскольку неопределенности в измерении эффективных масс двух протонов для $\pi^{-}\text{C}$ - и $\pi^{-}(\bar{A}=15)$ -взаимодействий одинаковы с точностью до 1-2 МэВ/с² и формы спектров подобны, то можно объединить данные двух экспериментов. На рис.3 приведены распределения, основанные на объединенной статистике. Здесь гистограммой обозначено экспериментальное распределение, сплошной линией - фоновое, полученное "перемешиванием" и представляющее собой сумму фоновых распределений для $\pi^{-12}\text{C}$ - и $\pi^{-}(\bar{A}=15)$ -взаимодействий. На рис.1и, 2и и 3и /шаг гистограммы 5 МэВ/с²/ нанесены результаты

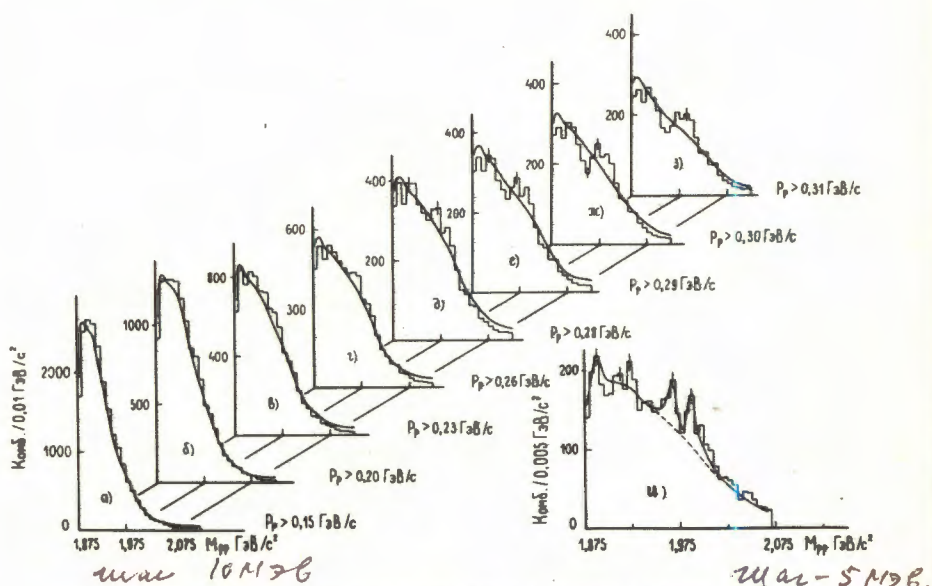


Рис.3. Суммарные распределения по эффективным массам двух протонов для $\pi^{-12}\text{C}$ - и $\pi^{-}(\bar{A}=15)$ -взаимодействий при 5 ГэВ/с. *и-состав. г. ?*

аппроксимации экспериментальных распределений по M_{2P} функцией вида /сплошная линия/:

$$F(M_{2P}) \approx \alpha \Phi(M_{2P}) + \sum_i \beta_i BW_i(M_{2P}), \quad //$$

где $\Phi(M_{2P})$ - фоновое распределение /"перемешивание"/, $BW_i(M_{2P})$ - функции Брейта-Вигнера, α и β - коэффициенты. Значения параметров, полученных из аппроксимации спектра эффективных масс двух протонов /рис.3и/, вместе с данными о доверительном уровне рассматриваемых гипотез и их статистической значимости приведены в табл.1. Статистическая значимость /ст. зн./ наблюдаемых особенностей при массах 1966 и 1989 МэВ/с², определяемая отношением $N_{эфф} / \sqrt{N_{эфф} + N_{фон}}$ оказывается довольно высокой.

Таблица 1

Ст. отклон.

Гипотеза	$M_{2P}, \text{МэВ/с}^2$	$\Gamma_{2P}, \text{МэВ/с}^2$	$\chi^2_{\text{ст. св.}}$	Довер. уровень	Ст.зн.
1. Фон	-	-	94/97	10^{-5}	-
2. Фон+ 2BW	1966±1 1989±1	7 9	38/23	2,7	4 5
3. Фон+ 3BW	1918±1 1966±1 1989±1	3 7 9	38/21	1,4	1 4 5

Из табл.1 видно, что вероятность описания экспериментального распределения с помощью только гипотезы 1 крайне низка. Гипотезы 2 и 3 примерно равновероятны, но статистическая достоверность выброса при массе 1918 МэВ/с² мала /одно стандартное отклонение/, поэтому в дальнейшем будем пользоваться данными обработки по гипотезе 2. Раздельная обработка экспериментальных спектров в $\pi^-^{12}\text{C}$ и $\pi^- (\bar{A}=15)$ - группах позволила определить сечения образования дибарионных резонансов с массами 1966 и 1989 МэВ/с² на ядрах ^{12}C и $\bar{A}=15$ в пион-ядерных взаимодействиях при 5 ГэВ/с /рис.1и и 2и/. Результаты анализа приведены в табл.2.

Важным критерием для выбора той или иной теоретической модели для адрон-ядерных взаимодействий может служить A -зависимость выхода частиц и резонансов. Существующие экспериментальные данные по выходу дейтронов и ядер $^{18,19}/$

Таблица 2

Ядро	$\sigma_{1966}, \text{мб}$	$\sigma_{1989}, \text{мб}$
^{12}C	$0,69 \pm 0,12$	$0,70 \pm 0,12$
$\bar{A}=15$	$0,72 \pm 0,15$	$1,00 \pm 0,18$

в пион-ядерных взаимодействиях удовлетворяют степенной зависимости $\sigma \sim A^\alpha$ с параметром $\alpha = 4/3$. Данные табл.2 по выходу диптронов из ядер не противоречат в пределах экспериментальных погрешностей данным по выходу дейтронов /для резонанса с массой 1989 МэВ/с²

$\alpha = 1,30^{+0,65}_{-0,70}$, однако досто-

верность настоящих данных невысока / $\approx 20\%$ погрешности в величинах сечений выходов диптронов и близкие значения атомных масс ядер/.

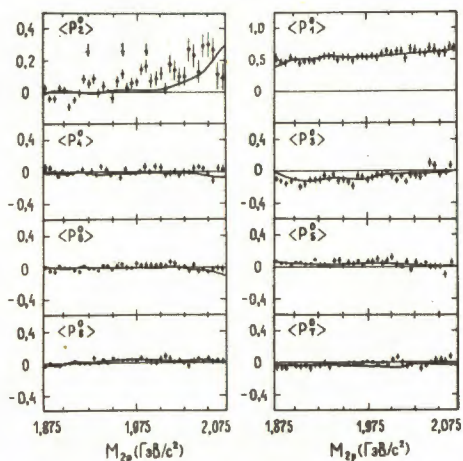


Рис.4. Распределения нормированных моментов как функций масс M_{2p} . Сплошные линии - фоновые распределения /"перемешивание"/.

На рис.4 представлены нормированные средние моменты распадных угловых распределений в системе двух протонов как функций масс M_{2p} . Полярный угол θ вылета одного из протонов определялся как угол между направлением пучковой частицы ($\vec{z}$) и направлением вылета продукта распада /протона/. Точки - экспериментальные данные по средним моментам $\langle P_\ell \rangle = \sum_{j=1}^{N_1} P_\ell (\cos \theta_j) / N_1$ /здесь $P_\ell (\cos \theta_j)$ - полином Лежандра порядка ℓ , N_1 - количество событий в i -м интервале масс/, кривые - фоновые распределения, полученные "перемешиванием" протонов из разных событий. Из рис.4 видно, что четный момент $\langle P_2 \rangle$ проявляет резонансно-подобную структуру при массах 1966 и 1989 МэВ/с², а следующие четные моменты $\langle P_4 \rangle \div \langle P_6 \rangle$ сопоставимы с нулем во всей рас-

сма~~три~~ваемой области масс, т.е. в системе двух протонов присутствуют волны с орбитальным моментом $\ell=1$. Полный момент $J=\ell+s$ может принимать значения 0,1,2, поэтому два протона при указанных выше массах будут находиться в состояниях 3P_0 , 3P_1 или 3P_2 /обозначение ${}^{2s+1}L_J$ /. Если нанести полученные нами данные на график зависимости масс нестранных дибарионных резонансов, предсказываемых ротационной моделью ^{17,17/}, от величины $J(J+1)$ ($M=M_0+M_1 \cdot J(J+1)$), то найдем, что резонансы при 1966 и 1989 МэВ/с² в 3P_2 -состоянии достаточно хорошо ложатся на прямые линии с приблизительно одинаковым параметром $M_1 \approx 14,5$ МэВ/с² /рис.5/. Рассматриваемый рисунок взят из работы ^{17/}.

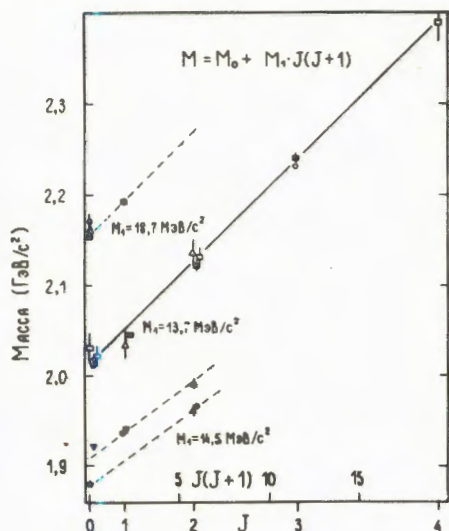


Рис.5. Зависимость масс нестранных дибарионных резонансов от величины $J(J+1)$. Линии - результаты аппроксимации экспериментальных данных ротационно-подобной массовой формулой $M=M_0+M_1 \cdot J(J+1)$:
 ■ - /7/, ● - /1/, Δ - /4/,
 ○ - /8/, ○ - /9/, ▲ - /2/
 и настоящая работа,
 □ - /10/, □ - /11/, ▼ - /5/.

Таким образом, в спектрах эффективных масс двух протонов в реакции $\pi^+A \rightarrow pp + X$ при 5 ГэВ/с обнаруже-

ны узкие структуры при массах 1966 и 1989 МэВ/с². Указанные состояния могут быть резонансами в системе двух протонов в Р-волне с полным спином, равным 2.

Литература

1. Бешлиу К. и др. ОИЯИ, Д1-83-815, Дубна, 1983; ОИЯИ, Д1-85-433, Дубна, 1985; в сб: Краткие сообщения ОИЯИ, № 13-85, Дубна, 1986, с.12.
2. Байрамов А.А. и др. ОИЯИ, Р1-83-207, Дубна, 1983.
3. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, 1-84-103, Дубна, 1984.
4. Glagolev V.V. et. al. JINR, E1-83-59, Дубна, 1983.
5. Азимов С.А. Препринт ФТИ АН УзССР, 27-84-ФВЗ, Ташкент, 1984.
6. Ермаков К.Н. и др. Препринт ЛИЯФ, № 1089, Ленинград, 1985.

на рис.

- ⑦ 7. Tatischeff B. et.al. Preprint IPNO-DRE 85-14, Orsay, 1985; IPNO-DRE 85-19, Orsay, 1985.
- ⑦ 8. Bock B. et. al. Contribution to the 11th Europhysics Conference Nuclear Physics with Electromagnetic Probes, Paris, 1985.
- ⑦ 9. Argan P.E. et. al. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p.96.
- ⑦ 10. Siemiarczuk T. and Zielinski Z. Phys.Let., 1984, 137B, p.434.
- ⑦ 11. Saudinos J. et al. Proc.Meeting on Nuclear Physics in the GeV Region. KEK National Laboratory, Japan, 1984.
12. Aerts A.T. et al. Phys.Rev., 1980, D17, p.260.
13. Байрамов А.А. и др. ОИЯИ, P1-81-589, Дубна, 1981.
14. Матвеев В.А. ОИЯИ, Д1,2-12036, Дубна, 1978, с 137.
15. Nichitiu F. JINR, E2-85-808, Dubna, 1985.
16. Абдинов О.Б. и др. ОИЯИ, P1-86-11, Дубна, 1986.
17. Mac Gregor M. Phys.Rev., 1979, D20, p. 1616.
18. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 5, с. 949.
19. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, т. 13, вып. 3, с. 613.

Рукопись поступила 14 марта 1986 года.

ИЗМЕРЕНИЕ ИСТИННОГО ОБЪЕМНОГО ПАРСОДЕРЖАНИЯ
ПОТОКА ДВУХФАЗНОГО ГЕЛИЯ
В КАНАЛЕ КОЛЬЦЕВОГО СЕЧЕНИЯ

В.В.Данилов, П.А.Майсурадзе, И.С.Мамедов,
Ю.Н.Пчельников, Ю.П.Филиппов

Приведены основные данные о создании высокочастотного датчика* и методики измерений истинного объемного паросодержания ϕ двухфазных потоков гелия в каналах кольцевого сечения. Для усовершенствованного датчика получено хорошее согласие измеренных значений параметров датчика с найденными в работе теоретическими оценками этих значений. С помощью датчика измерена зависимость ϕ от массового расходного паросодержания x при различных значениях массовой скорости m . Проведено сравнение экспериментальных результатов с известными теоретическими оценками.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

*Первая конструкция датчика была разработана по инициативе ИАЭ в МИЭМ и впоследствии усовершенствована в ОИЯИ.

Measurement of Vapour Void Fraction
of Two Phase Helium Flow
in Annular Channel

V.V.Danilov et al.

Principle data about the creation of radio-frequency sensor* and measurement method of void fraction for the two phase helium flow in annular channels are presented. The measured parameters of the sensor are in good agreement with the obtained theoretical estimations. The dependence of void fraction ϕ on mass flow vapour content x at various values of mass velocity m has been measured with the help of the sensor. The comparison of experimental data with the known theoretical estimations is made.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

*The primary design of the sensor has been developed on the IAE initiative in the MIEM and then improved in the JINR.

Криостатирование сверхпроводящих магнитов, например в проектах крупнейших ускорителей^{/1-3/}, предполагается осуществлять с применением потоков двухфазного гелия /ДФГ/, в связи с чем для надежной разработки и эксплуатации подобных установок необходимы соответствующие опытные исходные данные.

Одной из основных характеристик двухфазного потока служит истинное объемное паросодержание /ИОП/ ϕ . При условии термодинамического равновесия фаз и адиабатическом течении смеси жидкости и пара с плотностями ρ' , ρ'' и массовыми расходами G' , G'' , соответственно, величина ϕ определяется соотношением^{/4/}

$$\phi = \frac{F''}{F' + F''} = \left[1 + \frac{G' \rho'' u''}{G'' \rho' u'} \right]^{-1} = \left[1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho''}{\rho'} s \right]^{-1}, \quad /1/$$

где F' и F'' - площади поперечного сечения канала, занятые жидкостью и паром, u' и u'' - средние скорости жидкости и пара, $x = G''/(G' + G'')$ - массовое расходное паросодержание. Отношение скоростей $s = u''/u'$, называемое фактором скольжения, подобно величине ϕ , является зависимой переменной, на которую влияют массовый расход, свойства фаз и геометрия канала^{/4/}.

Относительно малое различие физических свойств жидкой и паровой фаз гелия^{/5/} делает экспериментальное определение величины ϕ довольно сложной задачей. Информация по измерению ИОП гелия в литературе практически отсутствует. Так, небольшое число данных, определенных косвенными методами в^{/6/}, относится лишь к частным случаям пузырькового и дисперсного режимов течения ДФГ в вертикальном канале.

Предварительный анализ показал, что для измерения ИОП наиболее перспективным может быть использование отличий в диэлектрических проницаемостях жидкой ϵ' и паровой ϵ'' фаз гелия,

$$\epsilon' = 1,049; \quad \epsilon'' = 1,006; \quad /2/$$

$$\Delta\epsilon = \epsilon' - \epsilon'' = 4,3 \times 10^{-2} \quad \text{при рабочих параметрах}$$

$$T = T_g = 4,2 \text{ К и } P = 1 \times 10^5 \text{ Па.} \quad /3/$$

Относительная диэлектрическая проницаемость ϵ двухфазной смеси при этом зависит от ϕ и в случае равномерного распределения жидкой и паровой фаз потока определяется как

$$\epsilon = \epsilon' (1 - \phi) + \epsilon'' \phi = \epsilon' - \phi \Delta\epsilon. \quad /4/$$

При этом варьирование ИОП будет приводить к изменению емкости C_ϕ чувствительного элемента с электродами, окружающими двухфазный поток или погруженными в него. Измерять емкость $C_\phi(\phi)$ удобнее всего хорошо разработанным высокочастотным методом^{/7/} по смещению резонансной частоты колебательного контура, в который включена эта емкость. При этом электрическое поле в измеряемом объеме должно быть близко к однородному^{/7/}, для того чтобы показания датчика не зависели от распределения фаз в потоке.

В реальных конструкциях характерными геометриями для потоков ДФГ служат каналы кругового и кольцевого сечения^{/1-3/}. Одно из устройств для измерения ИОП ϕ двухфазного потока диэлектрических жидкостей в канале кругового сечения описано в^{/7,8/}. Сигнальная часть этого устройства представляет резонатор с распределенными параметрами, образованный отрезками параллельно соединенных проволок, заключенных в круглый металлический корпус. Испытание одного из устройств, созданных авторами работы^{/8/}, на нашем криогенном стенде^{/9,10/} показало, что для потока двухфазного гелия этот датчик пригоден более для качественного, чем количественного анализа параметров потока. Это связано как с неоднородностью электрического поля в чувствительном элементе, так и с возмущением потока внутренними электродами.

В случае кольцевой геометрии канала наиболее простым и имеющим практическую ценность представляется резонансный датчик с сосредоточенной емкостью C_ϕ . Сигнальная емкость C_ϕ образуется коаксиальными электродами с внутренним радиусом r и зазором d . Длина ℓ_c этого чувствительного элемента должна быть сравнительно мала для локализации измерений, но достаточна ($\ell_c \gg r$) для уменьшения влияния нелинейных краевых эффектов. В случае типичного для практики узкого ($d \ll r$) канала электрическое поле в нем близко к однородному, а емкость C_ϕ выражается формулой^{/11/}

$$C_\phi = \frac{2\pi \cdot \epsilon_0 \epsilon \ell_c}{\ell_c \left[\frac{r+d}{r} \right]} \approx 2\pi \epsilon_0 \epsilon \ell_c \frac{r}{d}, \quad d \ll r \ll \ell_c. \quad /5/$$

где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м - диэлектрическая постоянная.

Сигнальные параметры датчика определяются зависимостью диэлектрической проницаемости ϵ /4/ двухфазного потока в емкостном зазоре d /а следовательно, и резонансной частоты f / от истинного объемного паросодержания ϕ . Основными параметрами служат коэффициент преобразования N и сигнальный диапазон Δf датчика

$$H = \frac{df(\phi)}{d\phi} \approx H_0 \left(1 + \frac{C_g}{C_\phi}\right)^{-3/2}, \quad H_0 = f_0 \frac{\Delta\epsilon}{2}, \quad /6/$$

$$\Delta f = f(\phi=1) - f(\phi=0) \approx f_0 \frac{\Delta\epsilon}{2} \left(1 + \frac{C_g}{C_\phi}\right)^{-3/2} \approx H. \quad /7/$$

Соотношения /6/ и /7/ получены для случая малого отличия ($\Delta\epsilon \ll \min\{1, C_g/C_\phi\}$) свойств жидкой и паровой фаз и показывают, что для оптимизации сигнальных параметров необходимо уменьшать паразитную емкость C_g . В соотношениях /6/, /7/ f_0 есть значение резонансной частоты датчика при $C_g = 0$.

Сигнальная характеристика датчика с точностью до членов порядка $\Delta\epsilon \ll 1$ линейна, так что ее наклон /6/ определяет уровень сигнала Δf /7/. Помимо уровня сигнала, коэффициент преобразования H определяет погрешность измерения ИОП $(\Delta\phi)_{\text{приб}}$, обусловленную шумами устройств, регистрирующих изменение резонансной частоты контура

$$(\Delta\phi)_{\text{приб}} = \frac{(\Delta f)_{\text{приб}}}{|H|} \approx \frac{2}{\Delta\epsilon} \frac{(\Delta f)_{\text{приб}}}{f_0} \left(1 + \frac{C_g}{C_\phi}\right)^{3/2}, \quad /8/$$

где $(\Delta f)_{\text{приб}}$ - разрешение этих устройств по частоте. Что касается собственных тепловых шумов датчика /т.е. его добротности Q / , то их влияние на погрешность измерений $(\Delta\phi)$ определяется методикой определения частоты f . По порядку величины требование на добротность можно оценить из условия превышения сигнальным диапазоном Δf /7/ собственной полосы контура $\sim f/Q$,

$$Q \gg (2/\Delta\epsilon)(1 + C_g/C_\phi). \quad /9/$$

Помимо этого на результаты измерений влияет характер заполнения двухфазным потоком зазора сигнальной емкости C_ϕ . Обусловленная этим погрешность связана с неоднородностью электрического поля в чувствительном элементе датчика и определяется его геометрией. Помещая в область максимального поля поочередно одну из компонент потока, можно определить разность резонансных частот δf для двух предельных /но не обязательно реализуемых на практике/ расположений по сечению канала расслоенного двухфазного потока при $\phi = \text{const}$. Отношение полуразности этих частот $(\pm \delta f/2)$ к сигнальному диапазону (Δf) в соответствии с /7/ называется предельной погрешностью датчика $(\delta\phi)_{\text{пред}}$

$$(\delta\phi)_{\text{пред}} = \pm \frac{1}{2} \frac{\delta f}{\Delta f}. \quad /10/$$

Учитывая реальное /по логарифмическому закону/ распределение потенциала в сигнальном кольцевом зазоре и пренебрегая краевыми и паразитными эффектами, можно определить значение $(\delta\phi)_{\text{пред}}$, которое имеет максимум при $\phi = 0,5$,

$$(\delta\phi)_{\text{пред}}^{\text{max}} = \pm \frac{1}{4} \left\{ \ln \left[1 + \left(\frac{d}{r} \right)^2 \left(1 + \frac{d}{2r} \right) \left(1 + \frac{d}{r} \right)^{-2} \right] \right\} \left[\ln \left(1 + \frac{d}{r} \right) \right]^{-1}. \quad /11/$$

При больших зазорах ($d > r$) эта погрешность стремится к значению $\pm 50\%$. В случае малых зазоров ($d \ll r$) формула /11/ сводится к простому виду

$$(\delta\phi)_{\text{пред}}^{\text{max}} \approx \pm 0,25(d/r), \quad d \ll r. \quad /12/$$

Подставляя в полученные формулы значения $\Delta\epsilon$ /2/ для гелия при рабочих условиях /3/, получим /при $C_g \ll C_\phi$ /

$$\left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)_{\text{max}} = \frac{\Delta\epsilon}{2} \approx 2\%; \quad \frac{H_{\text{max}}(\phi=1) - H_{\text{min}}(\phi=0)}{H_{\text{max}} + H_{\text{min}}} \approx 3\%; \quad Q > 50. \quad /13/$$

Величина $(\delta\phi)_{\text{пред}}$ /12/ при размерах датчика $r = 7,35$ мм и $d = 0,65$ мм равна

$$(\delta\phi)_{\text{пред}}^{\text{max}} \approx 2,2\%. \quad /14/$$

Эти оценки показывают, что при выполнении относительно нежестких требований рассмотренный датчик вполне применим для измерения истинного объемного паросодержания в двухфазном гелии. При использовании датчика для других кризисагентов, у которых $\Delta\epsilon$ обычно больше, чем у гелия, уровень сигнала растет, но характеристика отклоняется от линейной.

В экспериментах измерение истинного объемного паросодержания производилось по следующей методике. На вход датчика паросодержания /ДП/ подавался сигнал мощностью 3 мВт от генератора качающейся частоты /ГКЧ/ прибора для исследования АЧХ марки Х1-43. С выхода ДП сигнал подавался на вход усилителя блока индикации /БИ/ прибора Х1-43, на экране которого отображалась резонансная кривая. Для измерения резонансной частоты сигнал от генератора высокой частоты /ГВЧ/ ГЧ-107 поступал на вход ВМ /"Внешняя метка"/ БИ прибора Х1-43. Положение метки на экране БИ относительно пика резонансной кривой изменялось регулятором ГВЧ, частота которого измерялась частотомером ЧЗ-54. Частота пика определялась как среднее между показаниями частотомера, полученными при совмещении метки с резонансной кривой справа и слева от пика на уровне

$U_m/\sqrt{2}$, где U_m - максимальная амплитуда резонансной кривой ДП.

Предварительная калибровка в криостате с прозрачными "окнами" показала, что максимальное отклонение сигнальной характеристики $f(\phi)$ от линейной зависимости при значениях ϕ , близких к 0 и 1, не превышает 5%. Это согласуется с оценкой /13/ и находится в пределах погрешностей измерений уровня гелия и положения датчика паросодержания в криостате /ориентация ДП - вертикальная/.

После предварительной калибровки ДП был помещен в криостат с азотным экраном и установлен в экспериментальный стенд, который подробно описан в работе /9/. Ориентация ДП была горизонтальной. В ходе экспериментов измерялись величина ϕ , пропорциональная частоте f , температура /германиевым термопреобразователем /12/ /, давление /образцовым манометром/, расход и массовое расходное паросодержание x перед ДП. Датчик паросодержания был установлен после участка с прозрачным элементом /10/, позволяющим визуально контролировать структуру двухфазного потока гелия, поступающего в ДП.

Экспериментальная проверка работоспособности датчика истинного объемного паросодержания ϕ гелия показала, что при подаче жидкости и пара с температурами T , близкими к температуре насыщения T_s , значения резонансных частот датчика с высокой степенью повторяемости были равны

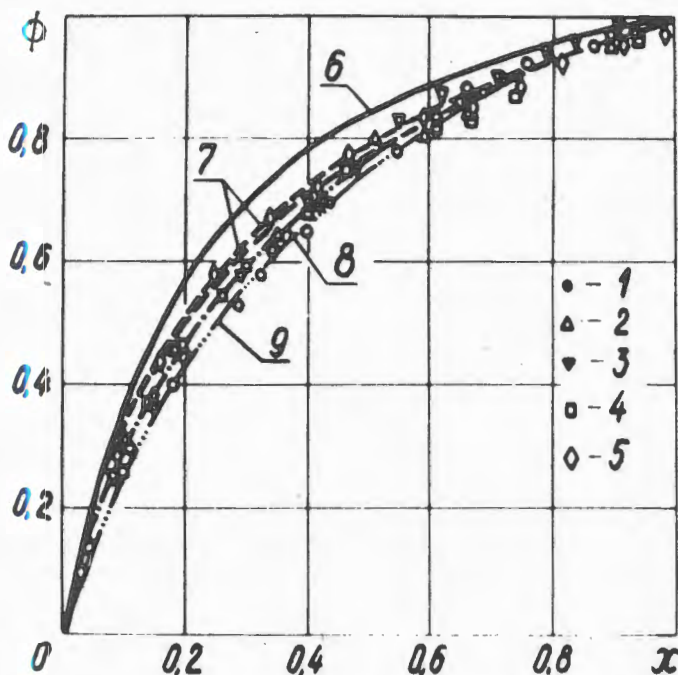
$$f(\phi=0) = 221,80 \pm 0,03 \text{ МГц}, \quad f(\phi=1) = 225,00 \pm 0,03 \text{ МГц}, \quad /15/$$

$$(\Delta f)_{\text{эксп}} = 3,2 \text{ МГц при } P = 1,3 \cdot 10^5 \text{ Па, } |T - T_s| \leq 0,1 \text{ К.}$$

Экспериментальное значение добротности датчика $Q_{\text{эксп}} \approx 150$ вполне соответствует условию /9/ малого влияния его шумов на погрешность измерений. Приборная погрешность определения истинного объемного паросодержания $(\Delta \phi)_{\text{приб}}$ /8/ при характерном для датчика разрешении по частоте $(\Delta f)_{\text{приб}}$ равна

$$(\Delta \phi)_{\text{приб}} \leq 2\% \text{ при } (\Delta f)_{\text{приб}} \leq 0,06 \text{ МГц.} \quad /16/$$

В качестве примера проведенных нами исследований на рисунке представлены результаты измерения зависимости истинного объемного паросодержания ϕ от расходного массового паросодержания x , откуда прежде всего видно, что расчеты на основе гомогенной модели /4/ могут существенно завышать значения ϕ . Практический интерес представляет сравнение полученных данных с известными соотношениями, установленными для пароводяных и водовоздушных потоков. На рисунке приведены такие зависимости, пересчитан-



Сравнение зависимостей истинного объемного паросодержания ϕ от массового расходного паросодержания x двухфазного потока гелия; ориентация канала - горизонтальная, давление $P \approx 1,3 \cdot 10^5$ Па. Экспериментальные точки - 1, 2, 3, 4, 5 - соответствуют значениям массовой скорости $m = 35,5$; 47,1; 64,2; 84,6; 109,6 кг/м².с; 6 - зависимость на основе гомогенной модели; 7 - расчет на основе зависимости Премоли и др.^{15/}, верхняя и нижняя кривые соответствуют значениям $m = 109,6$ и 35,5 кг/м².с; 8 - расчет с помощью соотношения Леви^{13/}; 9 - расчет по соотношению Зиви^{14/}.

ные по свойствам гелия на линии насыщения при $P = 1,3 \cdot 10^5$ Па. Здесь представлены кривые на основе соотношений, как не учитывающих зависимость величины ϕ от массовой скорости m , так и учитывающих эту зависимость $\phi(m)$. К числу первых относятся рассчитанные по моделям Леви^{13/} и Зиви^{14/} кривые 8 и 9, которые удовлетворительно описывают полученные экспериментальные данные во всем диапазоне x . Из них более простым соотношением служит формула Зиви^{14/}

$$\phi = \left[1 + \frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{2/3} \right]^{-1}.$$

/17/

Кривыми 7 представлены зависимости, полученные на основе соотношения Премоли^{/15/}, которое учитывает влияние массовой скорости w на величину ϕ . Так, для $w = 110 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ совпадение экспериментальных данных и расчета хорошее во всем диапазоне величин x , однако для $w = 35 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ и $x \leq 0,6$ расхождение достигает 15%. Соотношения других авторов /см., например, ^{/16-19/} на рисунке не приведены, поскольку сравнение экспериментальных данных с этими соотношениями, пересчитанными для гелия, приводит к расхождениям, превышающим 25%.

Таким образом, разработанные нами датчик и методика измерений позволили с относительно высокой точностью определить во всем диапазоне от нуля до единицы истинное объемное паросодержание ϕ двухфазных потоков гелия, движущихся в горизонтальном канале кольцевого сечения. Конструкция датчика сравнительно проста, а в качестве регистрирующих приборов может использоваться серийно выпускаемое оборудование. В связи с относительно высокой степенью линейности зависимости сигнала f датчика от величины ϕ для калибровки достаточно лишь двух точек - при $\phi = 0$ и $\phi = 1$. Характеристики датчика близки к оптимальным для данной геометрии и хорошо описываются найденными аналитическими выражениями. Для кольцевых каналов горизонтальной ориентации, в случае когда массовые скорости и давления находятся соответственно в пределах $/30 \div 120/ \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ и $/1,2 \div 1,4/ \cdot 10^5 \text{ Па}$, оценки величины $\phi(x)$ в первом приближении могут производиться с помощью простого соотношения ^{/17/}. Созданная система может быть принята за основу при контроле и диагностике параметров криогенных устройств, криостатируемых с применением двухфазных потоков гелия.

В заключение авторы выражают благодарность С.Е.Салимову за полезные обсуждения полученных результатов.

Литература

1. Агеев А.И. и др. Препринт ИФВЗ, ОУНК 80-138, Серпухов, 1980.
2. SSC Reference Designs Study Group (Draft II). Berkeley, May, 1984.
3. Studygroup Superconducting Magnets for HERA. Hamburg, June, 1981. DESY HERA 81/82.
4. Теплопередача в двухфазном потоке /под ред. Д.Баттерворса и Г.Хьюитта/. "Энергия", М., 1980.
5. Справочник по физико-техническим основам криогеники /под ред. М.П.Малкова/. "Энергия", М., 1973.

6. Zust H.K., Bald W.B. Cryogenics, 1981, vol.21, No.11, p.657.
7. Викторов В.А., Лункин Б.В., Совлуков А.С. Высоко-частотный метод измерения неэлектрических величин. "Наука", М., 1978.
8. Никитин Г.А., Крутов Е.В. Метрологическая служба в СССР, 1983, № 5, с.8.
9. Мамедов И.С. и др. ИФЖ, 1983, т.XI, № 5, с.725.
10. Мамедов И.С., Салимов С.Е., Филиппов Ю.П. ОИЯИ, Р8-84-156, Дубна, 1984.
11. Иоссель Ю.Я., Качанов Э.С., Струнский М.Г. Расчет электрической емкости. Энергоиздат, Л., 1981.
12. Зарубин Л.И., Немиш Н.Ю. ПТЭ, 1971, № 4, с.260.
13. Levy S. Trans. ASME, ser.C, 1960, vol.82, No.2, p.113.
14. Zivi S.M. Trans.ASME, ser.C, 1964, vol.86, No.2, p.247.
15. Premoli A., Francesco F., Prina A. I.a.Termotechnica, 1971, vol.25, No.1, p.17.
16. Martinelli R.C., Nelson D.B. Trans.ASME, 1948, vol.70, No.6, p.695.
17. Bankoff S.G. Trans.ASME, ser.C, 1960, vol.82, No.4, p.265.
18. Hungmark G.A. Chem.Eng.Progr., 1962, vol.58, No.4, p.62.
19. Zuber N., Findlay J.A. Trans.ASME, ser.C, 1965, vol.87, No.4, p.453.

Рукопись поступила 7 февраля 1986 года.