



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

N13-85

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

сборник

1985

Объединенный институт ядерных исследований
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

Экз чит. зала

№13-85

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
COLLECTION

Дубна 1985

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

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.Pustynnik		
M.G.Sapozhnikov		
A.B.Shvachka		

ОГЛАВЛЕНИЕ

CONTENTS

В.Г.Аблеев, Г.Г.Воробьев, С.В.Джмухадзе, Х.Димитров, С.А.Запорожец, А.П.Кобушкин, Б.Кюн, П.К.Маньяков, Л.Науманн, В.Нойберт, А.А.Номофилов, Н.М.Пискунов, И.М.Ситник, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, З.Теш, Е.В.Черных, В.И.Шаров Поиск экзотических долгоживущих дибарионов V.G.Ableev, G.G.Vorobiev, S.V.Dzhmukhadze, Ch.Dimitrov, S.A.Zaporozhets, A.P.Kobushkin, B.Kühn, P.K.Manyakov, L.Naumann, W.Neubert, A.A.Nomofilov, N.M.Piskunov, I.M.Sitnik, E.A.Strokovsky, L.N.Strunov, S.Tesch, E.V.Chernykh, V.I.Sharov Search for Exotic Longlived Dibaryons.	5
---	---

Ю.А.Троян, А.В.Никитин, В.Н.Печенов, В.И.Мороз, А.П.Иерусалимов, А.П.Стельмах Узкие дипротонные резонансы в реакции $np \rightarrow ppp^-$ при $P_n = 1,257$ ГэВ/с Yu.A.Troyan, A.V.Nikitin, V.N.Pechenov, V.I.Moroz, A.P.Ierusalimov, A.P.Stelmakh Narrow Diproton Resonances in the $np \rightarrow ppp^-$ Reaction at $P_n = 1.257$ GeV/c.	12
--	----

А.М.Балагуров, А.В.Белушкин, А.И.Бескровный, С.Вратислав, Я.Вонсицки, И.Д.Датт, М.Длюуга, З.Ирак, И.Натканец, Б.Н.Савенко, Л.А.Шувалов Кристаллографические данные и симметрия фаз гидросульфатов и гидроселенатов цезия A.M.Balagurov, A.V.Belushkin, A.I.Beskrovnij, S.Vratislav, J.Wonsicki, I.D.Dutt, M.Dlouhá, Z.Jirak, I.Natkaniec, B.N.Savenko, L.A.Shuvalov Crystal Data and Symmetry of Phases of Cesium Hydrogen Sulphate and Selenate.	18
--	----

Н.Н.Боголюбов, Jr., А.С.Шумовский, Tran Quang, Vo Hong Anh Atomic Coherent State for a System of Three-Level Atoms Н.Н.Боголюбов /мл./, А.С.Шумовский, Чан Куанг, Во Хонг Ань Когерентное состояние системы трехуровневых атомов.	29
--	----

S.P.Tretyakova, A.Săndulescu, V.L.Micheev,
D.Hasegan, I.A.Lebedev, Yu.S.Zamyatnin,
Yu.S.Korotkin, B.F.Myasoedov
On the Spontaneous Emission of Clusters
by the ^{230}Th , ^{237}Np and ^{241}Am Nuclei
С.П.Третьякова, А.Сэндулеску, В.Л.Михеев,
Д.Хашеган, И.А.Лебедев, Ю.С.Замятнин,
Ю.С.Короткин, Б.Ф.Мясоедов
О спонтанном испускании кластеров
ядрами ^{230}Th , ^{237}Np , ^{241}Am 34

М.Е.Андрианова, Ю.В.Заневский, А.Б.Иванов,
А.Н.Попов, В.Д.Пешехонов, Д.М.Хейкер,
С.Н.Черненко
Исследования монокристаллов белков
в координатных рентгеновских дифрактометрах
с пропорциональной камерой высокого разрешения
М.Е.Andrianova, Yu.V.Zanevsky, A.B.Ivanov,
A.N.Popov, V.D.Peshekhonov, D.M.Kheiker,
S.N.Chernenko
Investigation of Protein Single Crystals
in a Coordinate X-Ray Diffractometer
with a High Resolution Proportional Chamber. 41

ПОИСК ЭКЗОТИЧЕСКИХ ДОЛГОЖИВУЩИХ ДИБАРИОНОВ

В.Г.Аблеев¹, Г.Г.Воробьев, С.В.Джмухадзе³, Х.Димитров,
С.А.Запорожец, А.П.Кобушкин², Б.Кюн³, П.К.Маньяков,
Л.Науманн, В.Нойберт³, А.А.Номофилов, Н.М.Пискунов,
И.М.Ситник, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, З.Теш³,
Е.В.Черных, В.И.Шаров

Рассмотрена возможность существования экзотических дибарионных систем с высоким изоспином, в частности дибариона Q^{--} с зарядом -2 , и проведен эксперимент по его поиску в реакции $\alpha C \rightarrow Q^{--} + X$ при $P_\alpha = 17,7$ ГэВ/с.

Верхняя граница $\frac{E}{p^2} \cdot \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} < 10^{-5}$ мб·ГэВ/(ср·(ГэВ/с)³)

сечения дифракционного рождения Q^{--} /со временем жизни $\tau > 10^{-7}$ с/ в этой реакции найдена из полученного в этом опыте спектра кумулятивных π^- -мезонов от фоновой реакции $\alpha C \rightarrow \pi^- + X$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Search for Exotic Longlived Dibaryons

V.G.Ableev et al.

The possibility of existing exotic dibaryon system with a high isospin, in particular of Q^{--} dibaryon with charge -2 , is considered. The experiment on its search in the $\alpha C \rightarrow Q^{--} + X$ reaction at $P_\alpha = 17.7$ GeV/c has been performed. The upper limit

$\frac{E}{p^2} \cdot \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} < 10^{-5}$ mb·GeV/(sr·(GeV/c)³) for longlived

($\tau > 10^{-7}$ s) Q^{--} differential production cross section in this reaction has been found from the obtained in this experiment spectrum of cumulative π^- -mesons produced in the background $\alpha C \rightarrow \pi^- + X$ reaction.

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

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

² Институт теоретической физики АН УССР, Киев

³ Центральный институт ядерных исследований, Россендорф, ГДР

Мультикварковые ($n_q \geq 6$) конфигурации обычно рассматриваются при низких модах возбуждений; при этом наиболее широко анализируются сферически-симметричные состояния. Для последних легчайшим мультикварковым системам соответствует минимальный изоспин. Это видно, например, из таблицы, где приведены результаты^{1/} расчета спектра масс $6q$ -системы в основном состоянии / s^6 -конфигурация/ в рамках модели MIT-мешка.

Однако /см.^{2/} и содержащиеся там ссылки/ в мультикварковых системах цветомагнитные силы могут оказаться столь значительными, что конфигурации с высокими орбитальными моментами будут более выгодными энергетически, чем сферически-симметричные состояния.

Особый интерес представляют $6q$ -конфигурации с полностью антисимметричной орбитальной волновой функцией^{3/}. Оказывается, что из-за больших цветомагнитных сил в таких конфигурациях наиболее легкими являются системы с максимальным изоспином, а не минимальным, как для сферически-симметричных мешков. Мы рассчитали спектр масс $6q$ -системы в конфигурации sp^3d^2 с полностью антисимметричной орбитальной волновой функцией /см. таблицу/ в рамках нерелятивистского подхода с осцилляторным потенциалом типа^{4/}. Параметры модели* /масса нестранного кварка $M=148,851$ МэВ, параметр $(K/M)^{1/2}=64,56$ МэВ/ были выбраны так, чтобы спектр масс $6q$ -системы в s^6 -конфигурации соответствовал расчету^{1/} по модели MIT-мешка. Масса состояния с максимальным изоспином $T=3$ в нашем расчете составила 2253 МэВ и близка к массам нижайших состояний s^6 -конфигурации с изоспином $T=0$ и 1. Для потенциалов, растущих более слабо, чем осцилляторный, состояние с $T=3$ в sp^3d^2 -конфигурации будет еще более легким и может оказаться меньше, чем $2(m_N + m_\pi)$. /Здесь m_N - масса нуклона, m_π - масса пиона/. Таким образом, принципиальных запретов на существование легких дибарионных состояний с высоким изоспином нет; их поиск является актуальным.

Из-за сохранения изоспина $6q$ -состояние с $T=3$ не сможет распадаться за счет сильного взаимодействия, если его масса меньше $2m_N + 2m_\pi$. Более того, в этом случае для членов изомультиплета с $T_z=+3, -3$ /которые имеют электрический заряд +4 и -2 соответственно/ из-за сохранения электрического заряда возможен только распад за счет слабого взаимодействия. Поэтому проводить поиск $6q$ -состояний с $T=3$ наиболее целесообразно для конфигураций с максимальным T_z .

* В работе^{4/} эти параметры были $M=151$ МэВ, $(K/M)^{1/2} = 75$ МэВ.

Таблица

Расчетный спектр масс $6q$ -системы
для конфигураций sp^3d^2 и s^6

Суммарный спин кварков S	Изоспин системы T	sp^3d^2 , МэВ	s^6 , МэВ	MIT- мешок ^{/1/}
		Наш расчет с потенциалом типа ^{/4/}		
0	1	2813	2230	2230
0	3	<u>2253</u>	2790	2790
1	0	2962	2155	2160
1	2	2626	2491	2500
2	1	2925	2342	2350
3	0	3149	2342	2350

На возможность существования достаточно легких $6q$ -мешков с изоспином $T \geq 1$ имеются и экспериментальные указания. К ним относятся:

- "узкие резонансы" при 1936 МэВ и 1962 МэВ, имеющие, по-видимому, $T > 1$ ^{/5/};

- узкая особенность в спектре масс pp -системы при 2024 МэВ с изоспином $T = 1$ ^{/6/}.

Мы предприняли первую попытку поиска долгоживущего $/\tau > 10^{-7}$ с/ объекта Q^{--} с $T=3, T_z=-3$ /электрический заряд -2, барионный заряд +2/ и массой, меньшей $2m_N + 2m_\pi$, в процессе фрагментации альфа-частиц на углероде при полной энергии 4,4 ГэВ/нуклон, предполагая, что примесь ($Q^{--}Q^{++++}$) - конфигураций в волновой функции альфа-частицы может быть ~1%. Одновременно был измерен спектр кумулятивных π^- -мезонов, рождающихся в αC -взаимодействиях, что позволило установить верхнюю границу на сечение рождения Q^{--} в этой реакции.

Проведение эксперимента и результаты

Схема опыта /рис.1/ близка к использованной нами ранее для исследования импульсных спектров фрагментов при стриппинге легких релятивистских ядер^{/11/}. Характеристики и работа спектрометра подробно описаны в^{/7/}. Пучок α -частиц с интенсивностью $\sim 2,5 \cdot 10^{10}$ частиц на цикл и импульсом

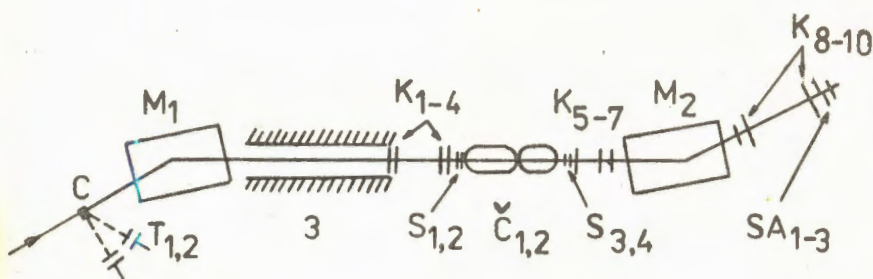


Рис.1. Схема установки.

17,7 ГэВ/с направлялся на углеродную мишень С; поток пропущенных через нее ядер мониторировался телескопами сцинтилляционных счетчиков $T_{1,2}$. Исследуемый участок импульсного спектра отрицательно заряженных частиц, вылетающих из мишени под углами $\theta \leq 0,5^\circ$, выбирался с помощью магнита M_1 ; импульсный акцептанс установки составлял $\frac{|p - p_0|}{p_0} \sim 10\%$, где p_0 — импульс, соответствующий середине исследуемого участка спектра.

Заряд регистрируемых частиц определялся по величине ионизационных потерь в сцинтилляционных dE/dx -детекторах S_{1-4} и SA_{1-3} . Пороговые черенковские счетчики $\check{C}_{1,2}$ позволяли выделить события прохождения тяжелых $/m > m_\pi/$ частиц через установку. Импульс частиц измерялся с помощью пропорциональных камер K_{5-7} , K_{8-10} и спектрометрического магнита M_2 . Длина трассы от мишени до последних детекторов спектрометра составляла ~ 40 м.

Всего было накоплено 300 тыс. событий, среди которых мы искали такие, которые соответствуют пролету по трассе спектрометра частицы с зарядом $Z = -2$. На рис.2 показан амплитудный спектр сигналов /1/ с одного из dE/dx -детекторов на рабочей статистике и спектр /2/, снятый при калибровке на пучке релятивистских альфа-частиц. Оказалось, что в рабочей статистике нет ни одного события, давшего одновременно в трех и более dE/dx -детекторах отсчет, соответствующий $|Z| = 2$.

Фактически вся статистика соответствовала событиям рождения π^- -мезонов в реакции $aC \rightarrow \pi^- + X$. Данные /см.рис.3/ поправлены на геометрическую эффективность установки, которая рассчитывалась методом Монте-Карло; при этом учитывались многократное кулоновское рассеяние на трассе и в элементах установки, распад π^- -мезона на лету. Статистическая ошибка сечений не превышает 10%. Для того чтобы определить нормировку измеренного нами спектра кумулятив-

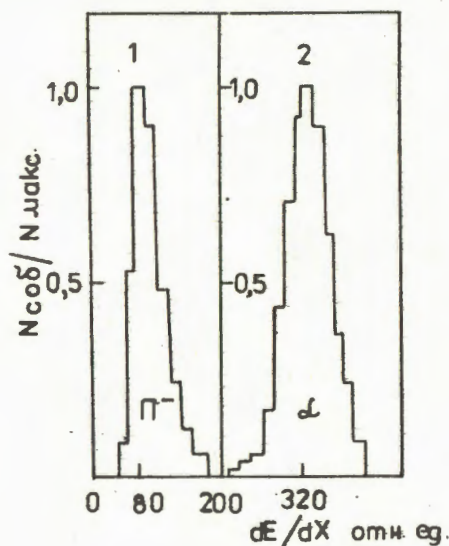
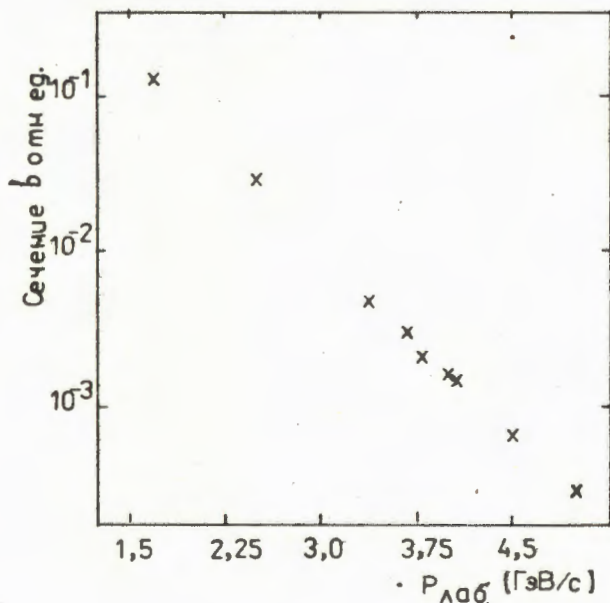


Рис.2. Амплитудные спектры сигналов одного из dE/dx -детекторов на рабочей статистике /1/ и на калибровочном пучке альфа-частиц /2/.

Рис.3. Относительные инвариантные сечения выхода π^- -мезонов в реакции $\alpha C \rightarrow \pi^- + X(0^\circ)$, $P_\alpha = 17,7$ ГэВ/с) в зависимости от импульса пиона в л.с. Ошибки статистические, их величина не превосходит размера символа.



ных π^- -мезонов, мы измерили при тех же геометрических характеристиках установки спектр ядер ^3He в реакции фрагментации $\alpha C \rightarrow ^3\text{He} + X(0^\circ)$, $P_\alpha = 17,7$ ГэВ/с) в области максимума выхода. Этот спектр был отнормирован на данные /8/ по той же реакции при импульсе снаряда 2,88 ГэВ/с/нуклон: как следует из /8/ и /11,12/, сечение реакции фрагментации

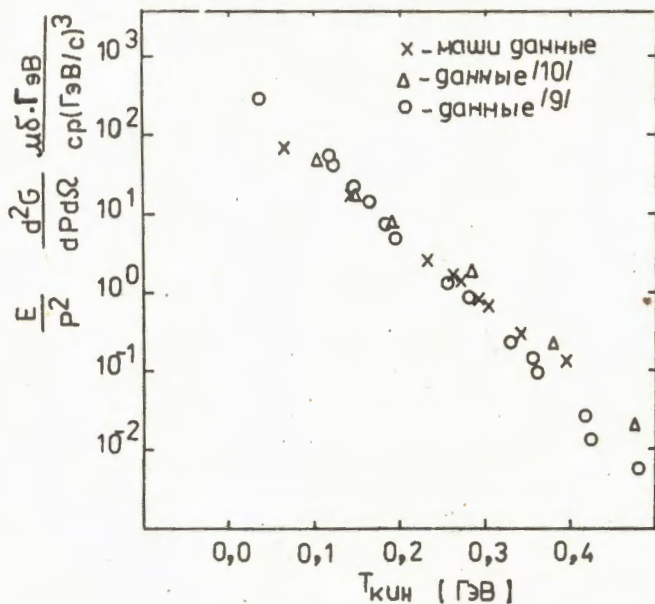


Рис.4. Инвариантные сечения выхода π^- -мезонов в реакциях

$\times - \alpha C \rightarrow \pi^- + X \quad (0^\circ, P_\alpha = 17,7 \text{ ГэВ/с}),$

$\circ - \alpha C \rightarrow \pi^- + X \quad (0^\circ, P_\alpha = 11,5 \text{ ГэВ/с}),$

$\Delta - p \alpha \rightarrow \pi^- + X \quad (180^\circ, P_p = 3,9 \text{ ГэВ/с}) \times 12^{1/3}$

в зависимости от кинетической энергии пиона в системе покоя альфа-частицы. Ошибки статистические, их величина не превосходит размера символа. Данные ^{10/} приведены с учетом Λ -зависимости сечения кумулятивного рождения пионов от массы ядра мишени ^{13/}.

легких ядер в области его максимума не зависит /с точностью $\leq 10\%$ / от импульса снаряда, начиная с $\sim 1 \text{ ГэВ/с/нуклон}$. После этого была определена нормировка измеренного нами спектра кумулятивных π^- -мезонов, точность которой мы оцениваем в 10% .

Инвариантные сечения выхода кумулятивных пионов "вперед" в реакции $\alpha C \rightarrow \pi^- + X$ показаны на рис.4 вместе с другими данными ^{9, 10/}. Как видно, они достаточно хорошо согласуются. Поскольку ожидаемая $m_{Q^{--}} \sim \frac{m_\alpha}{2}$, то при поиске Q^{--} в реакции стриппинга естественно было предполагать максимум выхода при $(\frac{p}{Z})_{Q^{--}} \sim \frac{p_\alpha}{4}$, где и была накоплена основная ста-

тика. В этой области измеренное нами сечение фоновой реакции $\alpha C \rightarrow \pi^- + X$ составило $/1,0 \pm 0,06/$ мб·ГэВ/(ср·ГэВ³/с³). Отсюда для сечения рождения Q^{--} в реакции стриппинга $\alpha C \rightarrow Q^{--} + X$ следует верхняя оценка

$$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}} < 10^{-5} \text{ мб ГэВ/(ср·(ГэВ/с)}^3) \text{ при времени жизни } \tau_{Q^{--}} > 10^{-7} \text{ с.}$$

Заключение

Отрицательный результат данного поискового эксперимента не означает, что б q -системы с высоким изоспином не существует, поскольку при проведении эксперимента мы ориентировались на поиск долгоживущего дибариона Q^{--} с массой меньше $2(m_N + m_\pi)$, одновременно предполагая, что примесь ($Q^{--}Q^{++++}$)-конфигураций в волновой функции ядра ${}^4\text{He}$ масштаба 1%. Поэтому вопрос о существовании экзотических б q -систем с высоким, вплоть до максимального, изоспином остается, на наш взгляд, открытым.

Авторы благодарны А.М.Балдину и А.Б.Говоркову за проявленный ими интерес и полезные обсуждения вопроса о возможном существовании и способах поиска экзотических долгоживущих дибарионных систем и поддержку данной работы.

Мы благодарны также З.П.Мотиной и Р.Н.Петровой за помощь на всех этапах выполнения этой работы.

Литература

1. Mulders P.J., Thomas A.W. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1983, 9, p.1159.
2. Неудачин В.Г., Обуховский И.Т., Смирнов Ю.Ф. ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.1165.
3. Wong C.W. Phys.Lett., 1982, 108B, p.383.
4. Liberman D.A. Phys.Rev., 1977, D16, p.1542.
5. Бешлиу К. и др. ОИЯИ, Д1-83-815, Дубна, 1983.
6. Байрамов А.А. и др. ОИЯИ, Р1-83-207, Дубна, 1983.
7. Аблеев В.Г. и др. ПТЭ, 1983, № 1, с.33.
8. Anderson L. et al. Phys.Rev., 1983, C28, p.1224.
9. Moeller E. et al. Phys.Rev., 1983, C28, p.1246.
10. Baladin A.M. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
11. Ableev V.G. et al. Nucl.Phys., 1983, A393, p.491.
12. Аблеев В.Г. и др. ЯФ, 1983, т.37, вып.1, с.132.
13. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, с.429.

Рукопись поступила 4 ноября 1985 года.

УЗКИЕ ДИПРОТОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В РЕАКЦИИ

$np \rightarrow pp\pi^-$ ПРИ $P_n = 1,257$ ГэВ/с

Ю.А.Троян, А.В.Никитин, В.И.Печенов,
В.И.Мороз, А.П.Иерусалимов, А.П.Стельмах

Представлены результаты по исследованию узких ди-
протонных резонансов в реакции $np \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n =$
 $= /1,257 \pm 0,035/$ ГэВ/с на статистике 3665 событий. По-
казано существование ряда узких особенностей с $\Gamma_{\text{эксп.}} \approx$
 $\approx$ несколько МэВ. Наиболее хорошо статистически обес-
печенными являются пики:

$$M_1 = /1923 \pm 1/ \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{1\pi} = /4,5 \pm 2,1/ \text{ МэВ},$$

$$\sigma_1 = /22,6 \pm 3,4/ \text{ мкб};$$

$$M_2 = /1933 \pm 1/ \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{2\pi} = /2,7 \pm 1,6/ \text{ МэВ},$$

$$\sigma_2 = /19,2 \pm 3,4/ \text{ мкб};$$

$$M_3 = /1942 \pm 1/ \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{3\pi} = /6,6 \pm 5,3/ \text{ МэВ},$$

$$\sigma_3 = /26,7 \pm 5,6/ \text{ мкб};$$

$$M_4 = /1979 \pm 1/ \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{4\pi} = /4,8 \pm 2,5/ \text{ МэВ},$$

$$\sigma_4 = /15,8 \pm 3,9/ \text{ мкб}.$$

Экспериментальное разрешение по массам в среднем равно
 $\Gamma_{\text{разр.}} = 2$ МэВ. Общая доля всех резонансов в реак-
ции $np \rightarrow pp\pi^-$ составляет 13% при $\sigma_{np \rightarrow pp\pi^-} = /0,89 \pm$
 $0,15/$ мб.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
ОИЯИ.

Narrow Diproton Resonances in the $np \rightarrow pp\pi^-$

Reaction at $P_n = 1.257$ GeV/c

Yu.A.Troyan et al.

The results of investigation of the narrow dipro-
ton resonances in the $np \rightarrow pp\pi^-$ reaction at $P_n =$
 $/1,257 \pm 0,035/$ GeV/c are presented with the 3665 event
statistics. The existence is shown for a set of nar-
row peculiarities with Γ_{exp} of some MeV. The pe-
aks most statistically provided for are:

$$M_1 = (1923 \pm 1) \text{ MeV}, \quad \Gamma_{1\pi} = (4.5 \pm 2.1) \text{ MeV},$$

$$\sigma_1 = (22.6 \pm 3.4) \text{ } \mu\text{b};$$

$$M_2 = (1933 \pm 1) \text{ MeV}, \quad \Gamma_{2\pi} = (2.7 \pm 1.6) \text{ MeV},$$

$$\sigma_2 = (19.2 \pm 3.4) \text{ } \mu\text{b};$$

$$M_3 = (1942 \pm 1) \text{ MeV},$$

$$\Gamma_{33} = (6.6 \pm 5.3) \text{ MeV},$$

$$\sigma_3 = (26.7 \pm 5.6) \text{ } \mu\text{b};$$

$$M_4 = (1979 \pm 1) \text{ MeV},$$

$$\Gamma_{43} = (4.8 \pm 2.5) \text{ MeV},$$

$$\sigma_4 = (15.8 \pm 3.9) \text{ } \mu\text{b}.$$

The average experimental resolution is equal to $\Gamma_{\text{res}} = 2 \text{ MeV}$. The total contribution of these resonances into the $np \rightarrow pp\pi^-$ reaction is 13% for $\sigma_{np \rightarrow pp\pi^-} = (0.89 \pm 0.15) \text{ mb}$.

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

В работах ^{1,2/} мы сообщали о наблюдении узких $\Gamma \approx 10 \text{ МэВ/}$ особенностей в распределениях эффективных масс двух протонов в различных реакциях пр-взаимодействий монохроматических нейтронов разных энергий в 1-метровой водородной камере ЛВЭ ОИЯИ.

Здесь на большей статистике и с лучшим разрешением мы представляем исследование спектра эффективных масс двух протонов из реакции $np \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = /1,257 \pm 0,035/ \text{ ГэВ/с}$.

Реакция $np \rightarrow pp\pi^-$ выделяется методом χ^2 с четырьмя уравнениями связи. На рис.1 представлено экспериментальное распределение χ^2 . Там же сплошной линией показано теоретическое распределение для четырех степеней свободы, которое хорошо согласуется с экспериментом. Граничное значение взято $\chi^2_{\text{гр}} = 12,5$, что соответствует 0,5% доверительному уровню. Всего в выбранном эффективном объеме выделено, 3665 событий $np \rightarrow pp\pi^-$. Сечение реакции при указанном импульсе равно $\sigma_{np \rightarrow pp\pi^-} = /0,89 \pm 0,15/ \text{ мб}$.

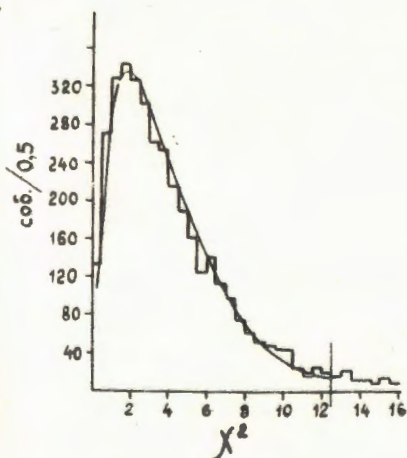


Рис.1. Распределение χ^2 для событий реакции $np \rightarrow pp\pi^-$. Гистограмма - эксперимент, сплошная линия - теоретическое распределение для 4-х степеней свободы.

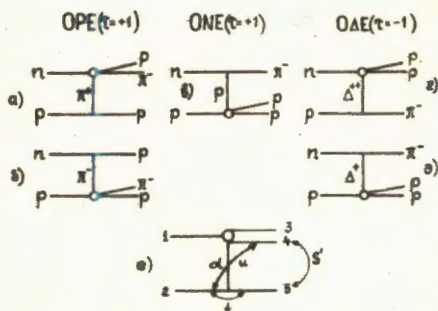
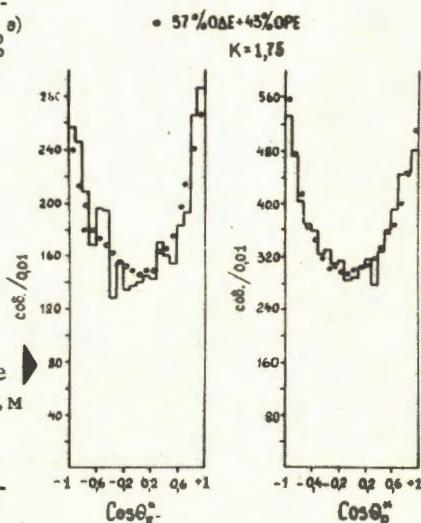


Рис.2. Диаграммы для описания реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,257$ ГэВ/с.

Рис.3. Угловое распределение π^- -мезонов и протонов в с.ц.м. реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,257$ ГэВ/с. Точки - сумма 57% ОАЕ и 43% ОРЕ с параметром $K = 1,75$.



Для описания реакции использовались матричные элементы трех подпроцессов: обмен π -мезонами, обмен Δ_{33} -изобарой, обмен протоном. Соответствующие диаграммы изображены на рис.2. Вероятности всех подпроцессов записывались в реджезованной форме:

$$W \sim [g(t) \cdot \xi(u) \cdot (S')^{\alpha(u)}]^2 \cdot \sigma(1 + a \rightarrow 3 + 4) \text{ поток } /3,4/. \quad /1/$$

Здесь $g(t) = e^{Kt}$ - вершинная функция, K - параметр, подбираемый из эксперимента,

$$\xi(u) = [1 + r \exp\{-i\pi\alpha(u)\}]/\sin\pi\alpha(u) -$$

- сигнатура. Остальные обозначения ясны из рис.2в. Обменные траектории выбраны в форме

$$\alpha_\pi(t) = 0 + 1 \cdot t - 0,$$

$$\alpha_p(u) = -0,39 + 1,01 u - 0,5,$$

$$\alpha_\Delta(u) = 0,15 + 0,9 u - 1,5.$$

Необходимые сведения по этим вопросам можно найти в /3-5/.

Вклады подпроцессов определялись по угловым распределениям π^- -мезонов и протонов в с.ц.м. реакции, которые наиболее чувствительны к виду обменных траекторий. На рис.3 представлены угловые распределения π^- -мезонов и протонов. Они хорошо описываются суммой вклада от обмена π^- -мезона-

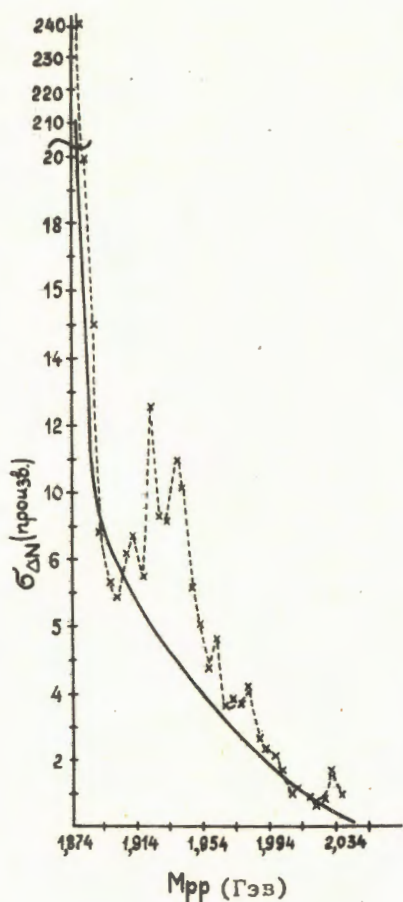


Рис.4. Сечение $\Delta N \rightarrow pp$ реакции в произвольных единицах как функция эффективной массы двух протонов.

ми /43%/ и от обмена Δ_{33^-} -изобарами /57%/. Параметр $K = 1,75$. Отметим, что в процесс обмена Δ -изобарами вносит вклад как обмен Δ^{++} , так и обмен Δ^+ , вероятности которых относятся как 9:1.

Вклад от обмена протоном в описание угловых распределений оказался малым /менее 10%/, и мы им пренебрегли при дальнейшем построении фоновой кривой.

Если при конструировании матричного элемента для π -мезонных обменов можно использовать известные данные πN -рассеяния, то сечение ΔN -рассеяния в изучаемой области эффективных масс двух протонов неизвестно. Поэтому мы поступили следующим образом: из экспериментального распределения M_{pp} вычтено распределение, даваемое π -мезонным обменом, с весом 0,43. Оставшееся рас-

пределение поделено на вероятность, определяемую Δ -обменом /см. формулу (1)/, в которой $\sigma(N + \Delta \rightarrow p + p)$ положено равным 1. Полученное сечение $\Delta N \rightarrow pp$ представлено на рис.4 крестиками. Оно содержит выбросы, обязанные резонансам в системе двух протонов. Беря нерезонансную часть /сплошная кривая на рис.4/ и закладывая ее в матричный элемент для Δ -обмена, можно вычислять распределения M_{pp} от этого процесса. Заметим, что на самом деле мы вычисляем фон не от самого Δ -обмена, а от некоторого эффективного процесса, в котором участвует и обмен протоном.

На рис.5 представлено распределение эффективных масс двух протонов из реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,257$ ГэВ/с. Оно аппроксимировалось некогерентной суммой кривых от фоновых процессов /43% OPE и 57% OΔE/ и семью резонансными кривыми. Пунктиром изображена фоновая кривая, нормированная на число нерезонансных событий.

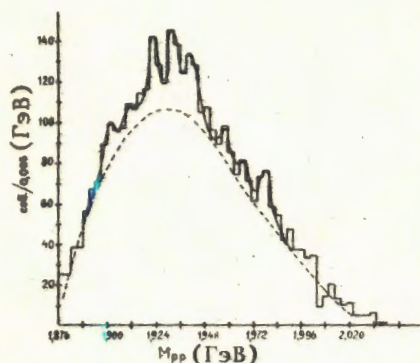


Рис.5. Распределение эффективных масс двух протонов из реакции $p + p \rightarrow p p \pi^-$ при $P_n = 1,257$ ГэВ/с. Сплошная кривая - аппроксимирующая кривая, пунктир - фоновая кривая, нормированная на нерезонансную часть распределения.

Результаты аппроксимации приведены в таблице. Там же в 4-й колонке показаны значения полных ширин функций разрешения по массам в соответствующих областях. Чтобы получить значения истинных полных ширин резонансов, надо из значений $\Gamma_{\text{э}}$ /вторая колонка таблицы/ вычесть значения $\Gamma_{\text{разр.}}$.

Таблица

$M \pm \Delta M$ (МэВ)	$\Gamma_{\text{эксп.}} \pm \Delta \Gamma$ (МэВ)	$\sigma \pm \Delta \sigma$ (мкб)	$\Gamma_{\text{разр.}}$ (МэВ)
1901 $\pm$ 1	4,6 $\pm$ 4,5	11,7 $\pm$ 4,1	1,5
1911 $\pm$ 2	4,0 $\pm$ 3,9	7,0 $\pm$ 2,4	1,8
1923 $\pm$ 1	4,5 $\pm$ 2,1	22,6 $\pm$ 3,4	2,1
1933 $\pm$ 1	2,7 $\pm$ 1,6	19,2 $\pm$ 3,4	2,5
1942 $\pm$ 1	6,6 $\pm$ 5,3	26,7 $\pm$ 5,6	2,8
1959 $\pm$ 2	3,3 $\pm$ 2,1	7,0 $\pm$ 3,2	3,3
1968 $\pm$ 2	3,5 $\pm$ 3,3	4,1 $\pm$ 2,9	3,5
1979 $\pm$ 1	4,8 $\pm$ 2,5	15,3 $\pm$ 3,9	3,8

Включение в аппроксимацию статистически незначимых особенностей при массах 1901, 1911, 1959, 1968 МэВ оправдано тем, что подобные особенности наблюдались в ряде экспериментов [2, 6, 7-9].

Отметим, что суммарный эффект в районе массы 1936 МэВ, отмечавшийся нами ранее ^{2/}, довольно велик /превышение над фоном - 7 стандартных отклонений/. Однако при увеличении статистики и улучшении разрешения пик расщепился на 3 более узких.

Полученные результаты оставляют открытым вопрос об изотопическом спине наблюдаемых узких дибарионных резонансов: или их изотопический спин равен 1, или первоначально образуются системы с $I=2$, которые затем претерпевают радиационные распады с изменением полного изотопического спина ^{2/}.

Литература

1. Бешлиу К. и др. ОИЯИ, Д1-83-815, Дубна, 1983.
2. Бешлиу К. и др. ОИЯИ, Д1-85-433, Дубна, 1985.
3. Пономарев Л.А. ЭЧАЯ, 1976, т.7, вып.1, с.186.
4. Storrow J.K. Phys.Rep., 1984, 103, No 6, p.317.
5. Кайдалов А.Б., Нилов А.Ф. ЯФ, 1985, т.41, с.768.
6. Байрамов А.А. и др. ОИЯИ, Р1-83-207, Дубна, 1983.
7. Азимов С.А. и др. Препринт ФТИ, 27-84-ФВЗ, Ташкент, 1984.
Азимов С.А. и др. ЯФ, 1985, т.42, с.913.
8. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, 1-84-103, Дубна, 1984.
9. Ермаков Н.К. и др. Препринт ЛИЯФ, 11089, Л., 1985.

КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ
И СИММЕТРИЯ ФАЗ ГИДРОСУЛЬФАТОВ
И ГИДРОСЕЛЕНАТОВ ЦЕЗИЯ

А.М.Балагуров, А.В.Белушкин, А.И.Бескровный,
С.Вратислав¹, Я.Вонсицки, И.Д.Датт², М.Длоуга¹,
З.Ирак³, И.Натканец, Б.Н.Савенко, Л.А.Шувалов⁴

Приведены новые и заново рассмотрены ранее полученные данные по кристаллографическим параметрам и симметрии фаз гидро- и дейтеросульфатов и селенатов цезия. Установлено, что пространственная группа как фазы III CsHSO_4 , так и фазы II всех исследованных кристаллов - $P2_1/c$. Рассмотрены варианты симметрии суперионной фазы I. Трансляционная симметрия кристаллов в этой фазе одинаково хорошо описывается гексагональной и тетрагональной решетками, однако вопрос о пространственной симметрии остается пока открытым.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Crystal Data and Symmetry
of Phases of Cesium Hydrogen
Sulphate and Selenate

A.M.Balagurov et al.

New crystallographic data of cesium hydrogen and deuterium sulphates and selenates are reported together with previously obtained data which are re-analysed. For all the compounds in phase II as well as for CsHSO_4 in phase III the space group has been determined to be $P2_1/c$. The symmetry of superionic phase I is also discussed. In this phase the unit cell is hexagonal or tetragonal but the space group is not yet known. The experiments have been performed on neutron diffractometer on the IBR-2 pulsed reactor.

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

¹Политехнический институт, Прага

²Московский химико-технологический институт им.Д.И.Менделеева

³Институт физики, Прага

⁴Институт кристаллографии АН СССР им.А.В.Шубникова,

В нейтронографических работах^{/1-6/}, выполненных в ЛНФ ОИЯИ ранее, изучались фазы и фазовые переходы в кристаллах гидро- и дейтеросульфата цезия, существующие в интервале температур от комнатной и до точки плавления. В новой серии экспериментов получены кристаллографические данные для фаз гидро- и дейтероселенатов цезия. Кроме того, удалось объяснить некоторые из результатов, относящихся к кристаллам сульфата цезия, которые ранее оставались непонятными либо были неправильно интерпретированы. Поэтому в настоящей работе приведены новые и пересмотрены старые данные по симметрии фаз кристаллов CsHSO_4 , CsDSO_4 , CsHSeO_4 и CsDSeO_4 .

Простое сравнение дифракционных спектров, измеренных на поликристаллах, показывает, что эти соединения изоморфны как в фазе I, так и в фазе II, и только CsHSO_4 имеет, кроме того, особую фазу III. Однако кристаллам гидросульфата цезия приписывалась пространственная группа $P2_1/m$ в фазах III^{/7/} и II^{/2/}, а кристаллам гидроселената цезия - группа $P2/c$ в фазе II^{/8/}, соответственно параметры элементарных ячеек сильно различались /табл.1/. В то же время на нейтронограммах CsHSO_4 в фазах III и II /далее CHS-III и CHS-II/ и CsDSO_4 в фазе II /далее CDS-II/ присутствуют "лишние" дифракционные пики, т.е. пики, которые не индицируются в указанных решетках. Недавно проведенный анализ кфорограмм кристалла CDS-II показал^{/9/}, что истинной пространственной группой этой фазы является $P2_1/c$, и необходимо переопределить параметры элементарной ячейки, приведенные в^{/2/}. Ниже показано, что аналогичное переопределение параметров необходимо сделать и для CHS-III и II. Для CsHSeO_4 в фазе II /CHSe-II/ параметры в работе^{/8/} приведены правильные, но и в этом случае истинной пространственной группой является $P2_1/c$.

Кроме результатов по фазам III и II, в настоящей работе обсуждается вопрос о симметрии и параметрах ячейки суперионной фазы кристаллов гидросульфатов и гидроселенатов цезия.

1. Эксперименты по дифракции нейтронов

Большинство экспериментов выполнено на нейтронном дифрактометре ДН-2, действующем на импульсном реакторе ИБР-2 в ЛНФ ОИЯИ^{/10/}. Измерялись двумерные дифракционные спектры

с разверткой по длине волны и углу рассеяния. Одновременно регистрировались все пики, попадающие в интервалы $1+12\text{Å}$ по d_{hkl} и 12° по углу рассеяния. Процедура нагревания образцов при переходе в фазу I была такой же, как в ^{4/}. Монокристаллические образцы представляли собой пластинки объемом от 3 до 20 мм³, масса поликристаллических образцов была около 3 г. Спектры от поликристаллов измерялись при углах рассеяния 45, 90 и 145°, от монокристаллов - при $2\theta = 90^\circ$, а при уточнении параметров ячейки - при 150°. Для калибровки данных по d_{hkl} применялся стандартный поликристаллический Al_2O_3 . Измерения дифракционных спектров от поликристаллов CHS, CDS и CHSe были также проведены на спектрометре обратной геометрии КДСОГ-М ^{11/} одновременно со спектрами неупругого рассеяния нейтронов ^{1,3,6/}. На рис. 1 представлены нейтронограммы трех фаз CHS, полученные после нормировки на спектр падающих нейтронов и вычитания некогерентной составляющей фона. Индексы Миллера дифракционных пиков /другие, чем в ранее опубликованных работах ^{2,3/} поставлены с учетом данных, представленных в настоящей работе. Дифракционный спектр от поликристалла CDS -II, кроме того, измерен на дифрактометре Политехнического института в Ржеже /ЧССР/, там же проводились измерения по определению процента дейтерия, при котором в порошках $\text{CsH}_x\text{D}_{1-x}\text{SO}_4$ существует переход III $\rightarrow$ II. В образцах, обозначаемых как CDS и CDSe, дейтерирование было проведено на 70%.

2. Результаты

2.1. CsHSO_4 -III. Кристаллографические данные и координаты атомов CHS -III были определены рентгенографически в работе ^{7/}. Однако на нейтронограммах поликристаллического CHS -III ^{2/} присутствуют, по крайней мере, три дифракционных пика с $d_{\text{изм}} = 5,0; 4,7$ и $3,7 \text{ Å}$, которые не удается проиндцировать по параметрам элементарной ячейки из ^{7/}. Указанные d можно получить, если предположить, что пространственная группа этой фазы есть $P2_1/c$, и переопределить параметры обратной решетки по формулам /рис. 2/:

$$\vec{a}^{*'} = \vec{a}^*, \quad \vec{b}^{*'} = -\vec{b}^*, \quad \vec{c}^{*'} = (\vec{a}^* - \vec{c}^*)/2. \quad /1/$$

В прямом пространстве этому соответствуют соотношения

$$\vec{a}' = \vec{a} + \vec{c}, \quad \vec{b}' = -\vec{b}, \quad \vec{c}' = -2\vec{c}. \quad /2/$$

Таблица 1

Кристаллографические данные /литературные/ для CsHSO_4 , CsDSO_4 и CsHSeO_4

Соединение	Фаза	Пр.гр.	a, Å	b, Å	c, Å	β°	z	$v_c, \text{\AA}^3$
CsHSO_4 /7/	III	$P2_1/m$	7,304	5,810	5,491	101,5	2	228,3
CsDSO_4 /2/	II	$P2_1/m$	7,302	8,092	3,834	98,5	2	224,1
CsHSeO_4 /8/	II	$P2/c$	7,972	8,427	7,811	111,2	4	489,2

Таблица 2

Уточнение параметров решетки CDSe-I в различных сингониях

Сингония	a, Å	b, Å	c, Å	β°	R_d -фактор, %
моноклинная (m)	8,311(3)	8,432(13)	8,282(9)	119,8(1)	0,14
гексагональная (h)	8,334(3)	8,394(7)	8,334	120	0,16
ромбическая (o)	8,330(5)	8,412(9)	14,45(1)	90	0,14
тетрагональная (t)	5,906(4)	5,906	14,43(1)	90	0,16

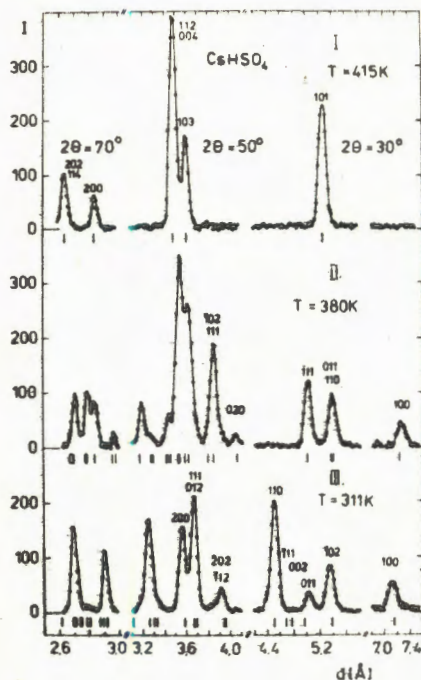
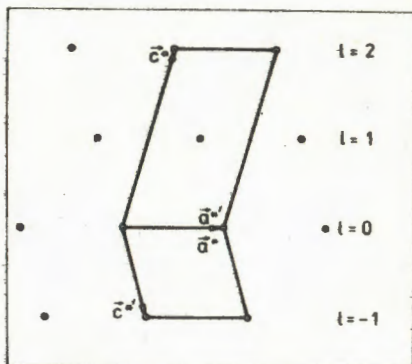


Рис.1. Характерные нейтронные дифракционные спектры от поликристалла CsHSO_4 /фазы III, II и I/ в области межплоскостных расстояний $2,5 \div 7,5 \text{ \AA}$.

Рис.2. Сечение (hol) обратной решетки CHS-III . Для пр.гр. $P2_1/c$ $F_{\text{hol}} \equiv 0$ при $l = 2n + 1$, и можно построить ячейку на векторах $(\vec{a}^*, \vec{c}^*)$. Истинная ячейка должна быть построена на векторах $(\vec{a}^{**}, \vec{c}^{**})$.



Новые абсолютные величины параметров ячейки выражаются следующим образом:

$$a' = (a^2 + c^2 + 2ac \cos \beta)^{1/2}, \quad b' = b, \quad c' = 2c,$$

$$\cos \beta' = -2(c^2 + a \cdot c \cdot \cos \beta) / (a' \cdot c').$$

/3/

Удвоение вдоль $\vec{c}$ автоматически приводит к появлению плоскости скользящего отражения в новой ячейке, а для исчез-

новения зеркальной плоскости в старой ячейке достаточно, чтобы это произошло для какой-либо пары атомов. Пересчет параметров CHS -III из ^{/7/} по формулам /3/ дает величины

$$a' = 8,216 \text{ \AA}, b' = 5,810 \text{ \AA}, c' = 10,982 \text{ \AA}, \beta' = 119,4^\circ. /4/$$

Эксперимент на монокристалле подтвердил, что истинная пространственная группа фазы III CsHSO_4 - $P2_1/c$. Процедура уточнения параметров привела к значениям

$$a = 8,223/4/ \text{ \AA}; b = 5,814/3/ \text{ \AA}; c = 10,99/1/ \text{ \AA};$$

$$\beta = 119,4/1/^\circ,$$

что хорошо согласуется с /4/. Для рефлексов (011), ($\bar{1}11$) и (111) рассчитанные по /5/ d_{hkl} равны 4,966; 4,676 и 3,666 $\text{\AA}$ соответственно и практически точно совпадают с указанными выше $d_{\text{изм}}$.

2.2. CsHSO_4 -II, CsDSO_4 -II. Анализ дифракционного спектра от CDS-II, измеренного на дифрактометре с хорошей разрешающей способностью $\lambda_0 = 1,367 \text{ \AA}$ в области средних межплоскостных расстояний /рис.3/, подтвердил данные работы ^{/9/} о пространственной группе этой фазы. Таким образом, для получения правильных значений параметров элементарной ячейки фазы II CHS и CDS необходимо провести замену предложенной в ^{/2/} решетки по формулам /1/÷/3/, что для CDS-II дает:

$$a = 7,729/5/ \text{ \AA}; b = 8,092/5/ \text{ \AA}; c = 7,668/9/ \text{ \AA};$$

$$\beta = 110,9/1/^\circ.$$

Эти величины согласуются с данными ^{/9/} и близки к значениям параметров ячейки CHSe -II ^{/8/}. Параметры CHS -II определялись только по спектрам от поликристаллов и в пределах ошибок оказались такими же, как у CDS-II. Несмотря на переопределение параметров элементарной ячейки кристаллов CHS в фазах III и II, структурная модель перехода III $\rightarrow$ II, предложенная в ^{/4/}, является возможной, в частности, при переходе направление оси 2_1 должно измениться на угол $\sim 45^\circ$.

Большой интерес представляет вопрос об изотопическом неизомеризме CHS и CDS, проявляющемся в отсутствии перехода II $\rightarrow$ III у кристаллов CDS при дейтерировании свыше 70% ^{/2,5/}. Для уточнения морфотропной границы между фазами III и II нами проведены измерения дифракционных спектров от порошков $\text{CsH}_x\text{D}_{1-x}\text{SO}_4$ при $x = 0,4$ и $0,6$. Выяснилось,

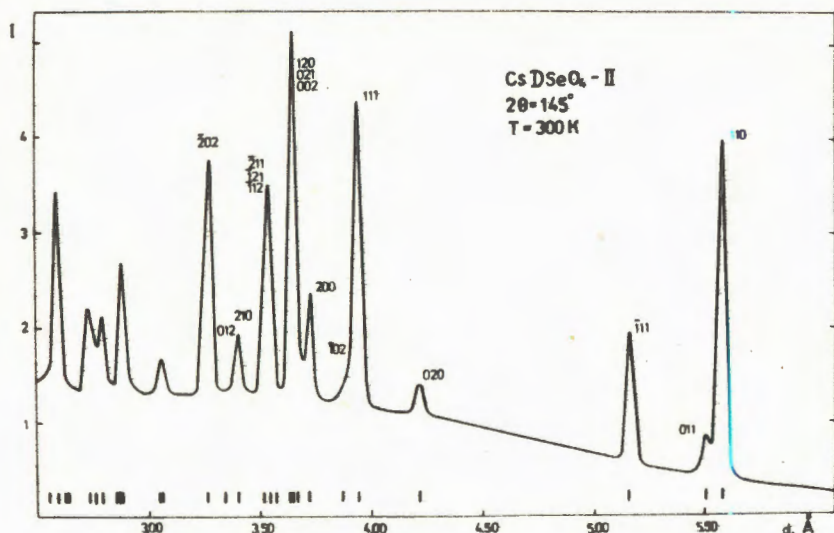


Рис.4. Дифракционный спектр от поликристалла $\text{CDSe} - \text{II}$.

$$a = 7,983/2\text{\AA}; \quad b = 8,427/3\text{\AA}; \quad c = 7,814/3\text{\AA};$$

$$\beta = 111,29/1^\circ,$$

17/

т.е. величины, практически совпадающие с данными ¹² для $\text{CHSe} - \text{II}$.

2.4. Симметрия и параметры ячейки суперионной фазы. В работе ⁸ приведены данные оптических и рентгеновских исследований CsHSeO_4 при $T > T_c = 403\text{K}$, исходя из которых для фазы I этого кристалла была установлена точечная группа $4/mmm$ и определены параметры тетрагональной элементарной ячейки: $a_t = b_t = 4,18\text{\AA}$, $c_t = 7,20\text{\AA}$. Действительно, при переходе $\text{II} \rightarrow \text{I}$ в CHSe и CDSe наблюдается /так же, как и в CHS и CDS / значительное уменьшение числа дифракционных пиков на нейтронограммах поликристаллов /рис.1, 4 и 5/, что может свидетельствовать о повышении симметрии структуры. Однако проиндцировать все наблюдаемые пики на основании данных из ⁸ невозможно /в частности, сильный рефлекс с $d = 5,46\text{\AA}$ /. Исследование монокристаллов CDSe показало, что при фазовом переходе $\text{II} \rightarrow \text{I}$, так же, как в CDS ⁴, происходит разбиение их на блоки, симметрию фазы I при этом установить не удастся, но наблюдаемые дифракционные пики по d_{hkl} хорошо совпадают с измеренными на поликристалле. Уточнение параметров элемен-

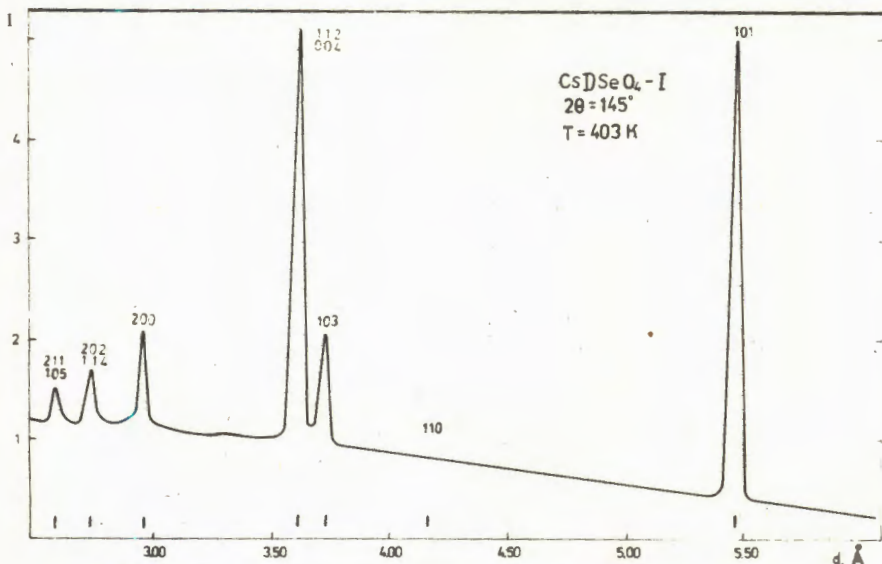


Рис.5. Дифракционный спектр от поликристалла $\text{CDS}\text{e}-\text{I}$. Индексы Миллера приведены для t -решетки.

тарной ячейки велось при нескольких предположениях относительно симметрии решетки и дало результаты, представленные в табл.2. В этой таблице $R_d = \sum |d_{\text{изм}} - d_{\text{выч}}| / \sum d_{\text{изм}}$, где $d_{\text{изм}}$, $d_{\text{выч}}$ - измеренные и вычисленные d_{hkl} , h -решетка взята во 2-й установке. Величины параметров m - и h -решеток очень близки, максимальный сдвиг в положении пиков из-за $a \neq c$ и $\beta \neq 120^\circ$ в случае m -решетки составляет только 0,13% и ненаблюдаем в наших экспериментах. Результат для o -решетки фактически точно соответствует h -решетке, взятой в ромбической установке: $a_0 = a_h$, $b_0 = b_h$, $c_0 = \sqrt{3}c_h$, а чуть лучший R_d -фактор является просто следствием большего числа свободных параметров. Описание измеренного набора d_{hkl} возможно и для объемноцентрированной t -решетки. Результат уточнения параметров при этом предположении также приведен в табл.2. Сравнение новых параметров t -решетки a'_t и c'_t с данными работы^{/8/} показывает, что с хорошей точностью $a'_t = \sqrt{2}a_t$, $c'_t = 2c_t$, т.е. для описания измеренного в фазе I набора d_{hkl} необходимо выбрать $\vec{a}'_t = \vec{a}_t + \vec{b}_t$, $\vec{b}'_t = -\vec{a}_t + \vec{b}_t$, $\vec{c}'_t = 2\vec{c}_t$. Аналогичные результаты получены для $\text{CHS}-\text{I}$ и $\text{CDS}-\text{I}$ /см. табл.3/.

Как уже отмечалось, результаты оптических и рентгеновских исследований CHSe ^{/8/} и оптических исследований CDS ^{/14/} свидетельствуют о том, что кристаллы в суперионной фазе принадлежат к тетрагональному классу симметрии. Из наших данных следует, что все представители исследованного се-

Таблица 3

Кристаллографические данные для гидросульфатов и гидроселенатов цезия

Соединение	Фаза	a, Å	b, Å	c, Å	β°	z	$v, \text{\AA}^3$	Группа
CsHSO ₄	III	8,223(4)	5,814(3)	10,990(10)	119,4(1)	4	457,7	P2 ₁ /c
CsHSO ₄	II	7,729(5)	8,092(5)	7,668(9)	110,9(1)	4	448,0	P2 ₁ /c
CsDSO ₄								
CsHSeO ₄ ^{/8/}	II	7,972	8,427	7,811	111,2	4	489,2	P2 ₁ /c
CsDSeO ₄	II	7,983(2)	8,427(3)	7,814(3)	111,3(1)	4	489,8	P2 ₁ /c
CsHSO ₄		5,73(1)	5,73	13,99(2)	90	4	459,4	
CsDSO ₄	I	5,73(1)	5,73	14,03(2)	90	4	460,6	4 / mm
CsDSeO ₄		5,906(4)	5,906	14,43(1)	90	4	503,5	

мейства кристаллов изоморфны в фазе I, однако сделать окончательный выбор в пользу одной из 4 рассмотренных сингоний пока не удастся.

Заключение

Все вновь установленные кристаллографические характеристики гидро- и дейтеросульфатов и селенатов цезия приведены в табл.3. Параметры элементарной ячейки кристаллов в фазе I даны для t -решетки, существование которой представляется наиболее вероятным по совокупности результатов рентгеновских, оптических и нейтронографических исследований. Однако для окончательного выбора одной из 4 рассмотренных сингоний, а также для определения точечной и пространственной групп требуется проведение дополнительных экспериментов. В частности, измерение дифракционных спектров от поликристаллов при $T > T_c$ с разрешением по $\Delta d/d$ лучше, чем 0,1%, могло бы дать ответ на вопрос о трансляционной симметрии фазы I. Не исключено, однако, что при переходе в суперионную фазу симметрия решетки повышается, например до тетрагональной, но пространственная группа остается $P2_1/c$.

Авторы благодарны Н.М.Шагиной за приготовление образцов, А.И.Баранову, В.П.Дмитриеву, Ю.М.Останевичу и Н.М.Плакиде за полезные обсуждения.

Литература

1. Белушкин А.В. и др. ОИЯИ, P14-83-855, Дубна, 1983.
2. Балагуров А.М. и др. ОИЯИ, 14-84-536, Дубна, 1984.
3. Белушкин А.В. и др. ОИЯИ, P14-84-612, Дубна, 1984.
4. Балагуров А.М. и др. ОИЯИ, P14-84-684, Дубна, 1984.
5. Balagurov A.M. et al. *Ferroelectrics*, 1985, 64, p.59.
6. Белушкин А.В. и др. ОИЯИ, P14-85-436, Дубна, 1985.
7. Itoh K., Ozaki I., Nakamura E. *Acta Cryst.*, 1981, B37, p.1908.
8. Yokota S. *J.Phys.Soc.Jap.*, 1982, 51, p.1884.
9. Диланян Р.А. и др. ФТТ, 1985, 27, с.2735.
10. Балагуров А.М. и др. ОИЯИ, 3-84-291, Дубна, 1984.
11. Балука Г. и др. ОИЯИ, P13-84-242, Дубна, 1984.
12. Yokota S. et al. *J.Phys.Soc.Jap.*, 1982, 51, p.199.
13. Yokota S., Makita Y. *J.Phys.Soc.Jap.*, 1982, 51, p.9.
14. Баранов А.И., Шувалов Л.А., Шагина Н.М. Кристаллография, 1984, 29, с.1203.

Рукопись поступила 4 декабря 1985 года.

ATOMIC COHERENT STATE FOR A SYSTEM OF THREE-LEVEL ATOMS

Bogolubov N.N., Jr., Shumovsky A.S.,
Tran Quang*, Vo Hong Anh

Atomic coherent states for an ensemble of three-level atoms are defined. Some their properties and possible applications are discussed.

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

Когерентное состояние системы
трехуровневых атомов

Боголюбов Н.Н. /мл./ и др.

Построены атомные когерентные состояния системы трехуровневых атомов, обсуждаются некоторые их свойства и возможные их практические применения.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Many problems in quantum optics can be dealt with in terms of the interaction of an ensemble of three-level atoms with a transverse electromagnetic field. The model consisting of an ensemble of N identical three-level atoms driven by resonant external fields was used for describing the collective behaviour of a double resonance^{1/}, resonant Raman scattering^{2-5/}, superfluorescence^{6-8/}, four-wave mixing^{12/}. On the analogy of the atomic coherent states for the ensemble of two-level atoms^{9-11/} the coherent states for the ensemble of three-level atoms will be defined in this paper. Their properties and possible applications are discussed too.

For the case when the effect of a different spatial position of atoms is ignored, the ensemble of N three-level atoms can be characterized by collective angular momentum operators as follows: $J_{ij} = \sum_{k=1}^N |i\rangle_k \langle j|_k$ ($i, j=1, 2, 3$).

They obey the commutation relations

$$[J_{ij}, J_{i'j'}] = J_{ij'} \delta_{ji'} - J_{ij} \delta_{j'i'}$$

we introduce the eigenstates of the operators $J_{11}, J_{11} + J_{22}$ and operator of the total number of atoms $\hat{N} = J_{11} + J_{22} + J_{33}$

*Moscow State University

$$\hat{N}|P, Q\rangle = N|P, Q\rangle$$

$$J_{11}|P, Q\rangle = Q|P, Q\rangle$$

$$(J_{11} + J_{22})|P, Q\rangle = P|P, Q\rangle, \quad (1)$$

where $0 \leq P \leq N$, $0 \leq Q \leq P$.

It is easy to show that:

$$J_{12}^m |P, Q\rangle = \left[\frac{(P-Q)!}{(P-Q-m)!} \cdot \frac{(Q+m)!}{Q!} \right]^{1/2} |P, Q+m\rangle \quad (2)$$

$$J_{21}^n |P, Q\rangle = \left[\frac{(P-Q+n)!}{(P-Q)!} \cdot \frac{Q!}{(Q-n)!} \right]^{1/2} |P, Q-n\rangle \quad (3)$$

$$J_{32}^\ell |P, Q\rangle = \left[\frac{(N-P+\ell)!}{(N-P)!} \cdot \frac{(P-Q)!}{(P-Q-\ell)!} \right]^{1/2} |P-\ell, Q\rangle \quad (4)$$

$$J_{23}^k |P, Q\rangle = \left[\frac{(N-P)!}{(N-P-k)!} \cdot \frac{(P-Q+k)!}{(P-Q)!} \right]^{1/2} |P+k, Q\rangle. \quad (5)$$

Analogously to the coherent states for the system of two-level atoms⁹ we introduce the coherent states for the system of three-level atoms in the form:

$$|\mu, \beta\rangle = A^{-1/2} e^{\beta J_{12}} e^{\mu J_{23}} |0, 0\rangle \quad (6)$$

$$= A^{-1/2} \sum_{P=0}^N \left(\frac{N!}{(N-P)! P!} \right)^{1/2} \mu^P \sum_{Q=0}^P \left(\frac{P!}{(P-Q)! Q!} \right)^{1/2} \beta^Q |P, Q\rangle,$$

where μ and β run over the complex plane and A is a normalization factor. We have

$$\langle \beta, \mu | \mu, \beta \rangle = A^{-1} (1 + |\mu|^2 + |\mu|^2 |\beta|^2)^N$$

and hence the normalization factor has the form

$$A(|\mu|, |\beta|) = (1 + |\mu|^2 + |\mu|^2 |\beta|^2)^N. \quad (7)$$

The overlap integral between two states $|\mu_1, \beta_1\rangle$ and $|\mu_2, \beta_2\rangle$ is

$$\langle \beta_1, \mu_1 | \mu_2, \beta_2 \rangle = A^{-1/2}(|\mu_1|, |\beta_1|) A^{-1/2}(|\mu_2|, |\beta_2|) (1 + \mu_1^* \mu_2 (1 + \beta_1^* \beta_2))^N \quad (8)$$

whence

$$|\langle \beta_1, \mu_1 | \mu_2, \beta_2 \rangle|^2 = A^{-1}(|\mu_1|, |\beta_1|) \cdot A^{-1}(|\mu_2|, |\beta_2|) |1 + \mu_1^* \mu_2 + \mu_1^* \mu_2 \beta_1^* \beta_2|^{2N}.$$

From definition (6) one can find

$$(\beta J_{12} - J_{11})|\mu, \beta\rangle = 0$$

$$\left(\frac{1}{\beta} J_{21} - J_{22}\right)|\mu, \beta\rangle = 0 \quad (9)$$

$$\left(\frac{1}{\mu} J_{32} - J_{33}\right)|\mu, \beta\rangle = 0.$$

These equations, together with

$$\hat{N} |\mu, \beta\rangle = N |\mu, \beta\rangle$$

specify uniquely the coherent states. The coherent states $|\mu, \beta\rangle$ form minimum-uncertainty packets. The uncertainty relation can be defined, for example, in terms of the set of operators

$$J_x = \frac{1}{2} (J_{21} + J_{12}), \quad J_y = \frac{i}{2} (J_{12} - J_{21}), \quad J_z = \frac{1}{2} (J_{22} - J_{11}).$$

These three observables obey a commutation relation

$$[J_x, J_y] = i J_z$$

whence they have the uncertainty property

$$(\Delta J_x)^2 (\Delta J_y)^2 \geq \frac{1}{4} (\Delta J_z)^2.$$

It is easy to show that the equality sign holds for the coherent state $|\mu, \beta\rangle$ that is therefore a minimum-uncertainty state.

Let us now consider the completeness properties of the coherent states (6). Using the relation

$$\int_0^\infty \frac{x^{m-1}}{(1+x)^{m+n}} dx = \frac{(m-1)!(n-1)!}{(m+n-1)!}$$

and the completeness of states $|P, Q\rangle$ one obtains

$$\begin{aligned} & \frac{(N+2)(N+1)}{\Pi^2} \int d^2\mu d^2\beta \frac{|\mu|^2}{(1+|\mu|^2+|\mu|^2|\beta|^2)^3} |\mu, \beta\rangle \langle \beta, \mu| \\ &= \sum_{P=0}^N \sum_{Q=0}^P |P, Q\rangle \langle Q, P| = 1. \end{aligned} \quad (10)$$

Then, the expansion of an arbitrary state $|P, Q\rangle$ follows

$$\begin{aligned} |P, Q\rangle &= \frac{(N+2)(N+1)}{\Pi^2} \left(\frac{N!}{(N-P)!(P-Q)!Q!} \right)^{\frac{1}{2}} \\ & \int d^2\mu d^2\beta \frac{|\mu|^2 \mu^{*P} \beta^{*Q}}{(1+|\mu|^2+|\mu|^2|\beta|^2)^{\frac{N}{2}+3}} |\mu, \beta\rangle. \end{aligned} \quad (11)$$

Thus, analogously to the coherent spin state^{10/} and atomic coherent state for two-level atoms^{9,11/}, we define the atomic coherent state for the system of three-level atoms. The coherent atomic states $|\mu, \beta\rangle$ possess a number of properties: (i) The states are defined by a unitary transformation operator $e^{\beta J_{12}} e^{\mu J_{23}}$ acting on the ground state; (ii) the states obey simple eigenvalue equations;

(iii) these states are nonorthogonal and overcomplete;
 (iv) minimum-uncertainty relations for noncommuting operators can be constructed within the atomic coherent states. It is easy to see that the defined atomic coherent states (6) are suitable to describe the resonant interaction of a set of three-level atoms with a classical fields. In the atomic coherent state the master equation produces a number of differential equations. Take, for example, the problem of resonant Raman scattering^{15/} (see the figure). Such a system is described by the reduced atomic density operators that obey the master equation^{15/}

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} = & -i\Omega[\cos \alpha (J_{12} + J_{21}) + \sin \alpha (J_{23} + J_{32}), \rho] \\ & + \gamma_{21}(J_{12}\rho J_{21} - \rho J_{21}J_{12} + \text{H.C.}) \\ & + \gamma_{23}(J_{32}\rho J_{23} - \rho J_{23}J_{32} + \text{H.C.}), \end{aligned} \quad (12)$$

where $2\gamma_{21}$ and $2\gamma_{23}$ are radiative spontaneous transition probabilities per unit time for a single atom to change from the level $|2\rangle$ to $|1\rangle$ and from $|2\rangle$ to $|3\rangle$, respectively; $\Omega = (\Omega_1^2 + \Omega_2^2)^{1/2}$ and $\tan \alpha = \Omega_2/\Omega_1$. Here Ω_1 and Ω_2 are the Rabi frequencies for the atomic transitions from the level $|2\rangle$ to $|1\rangle$ and from $|2\rangle$ to $|3\rangle$, respectively.

It is easy to show that in the atomic coherent state the master equation (12) reduces to

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho(\mu^*, \beta^*, \mu, \beta, \tau)}{\partial \tau} = & \{ (\mu^* \beta^* \frac{\partial}{\partial \mu^*} - \beta^{*2} \frac{\partial}{\partial \beta^*} - \frac{\partial}{\partial \beta}) \times \\ & [-i \cos \alpha + g_1 (\mu \beta \frac{\partial}{\partial \mu} - \beta^2 \frac{\partial}{\partial \beta})] + \\ & + (\frac{\partial}{\partial \mu^*} - \frac{\beta^*}{\mu} \frac{\partial}{\partial \beta^*} - N\mu + \mu^2 \frac{\partial}{\partial \mu}) \cdot [-i \sin \alpha + \\ & + g_2 (\frac{\partial}{\partial \mu} - \frac{\beta}{\mu} \frac{\partial}{\partial \beta})] \} \rho(\mu^*, \beta^*, \mu, \beta, \tau) + \\ & + \text{H.C.}, \end{aligned} \quad (13)$$

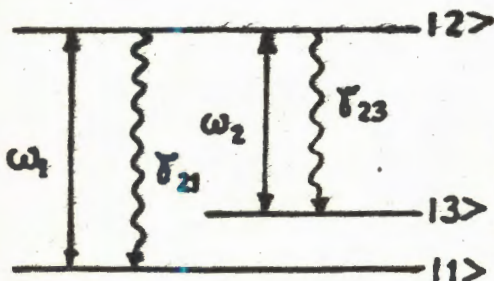


Fig. Schematic representation of three-level system interacting with resonant incident and scattered coherent waves.

where

$$\rho(\mu^*, \beta^*, \mu, \beta, \tau) = \langle \beta, \mu | \rho | \mu, \beta \rangle. \quad A(|\mu|, |\beta|)$$

$$\tau = \Omega t \quad \text{and} \quad g_1 = \frac{\gamma_{21}}{\Omega}, \quad g_2 = \frac{\gamma_{21}}{\Omega}.$$

Equation (13) can be considered as the Fokker-Planck equation for the system of three-level atoms in the resonant driving fields.

The investigation of equation (13) and the corresponding cooperative properties of resonant Raman scattering will be represented in other publications.

The authors thank Fam Le Kien and Cao Long Van for valuable discussions.

REFERENCES

1. Bogolubov N.N., Jr., Shumovsky A.S., Tran Quang. JINR, E4-85-296, Dubna, 1985 and Phys.Lett. A (to be published).
2. Raymer M.G., Walmsley I.A., Mostowski J., Sobolewska B. Phys.Rev. A 1985 (to be published).
3. Raymer M.G., Rzazewski K., Mostowski J. Opt.Lett. 1982, 7, p.71.
4. Walmsley I.A., Raymer M.G. Phys.Rev.Lett. 1983, 50, p.962.
5. Bogolubov N.N., Jr., Shumovsky A.S., Tran Quang. JINR, E14-85-679, Dubna, 1985.
6. Bowden C.M., Sung C.C. Phys.Rev., 1978, A18, p.1558.
7. Bowden C.M., Sung C.C. Phys.Rev., 1979, A20, p.2033.
8. Боголюбов Н.Н./мл./ и др. ОИЯИ, P17-84-671, Дубна, 1984.
9. Arecchi F.T., Courtens E., Gilmore R., Thomas H. Phys. Rev., 1972, A6, p.2211.
10. Radcliffe J.M. J.Phys., 1971, A4, p.313.
11. Puri R.R., Lawande S.V. Phys.Lett., 1979, A72, p.200.
12. Reid M.D., Walls D.F., Dalton B.J. Phys.Rev.Lett, 1985, 55, p.1288.

Received on December 19, 1985.

ON THE SPONTANEOUS EMISSION OF CLUSTERS
BY THE ^{230}Th , ^{237}Np and ^{241}Am NUCLEI

S.P.Tretyakova, A.Săndulescu, V.L.Micheev,
D.Hasegan,¹ I.A.Lebedev,² Yu.S.Zamyatnin, Yu.S.Korotkin,
B.F.Myasoedov²

New results concerning the exotic decay modes of the ^{230}Th , ^{237}Np and ^{241}Am nuclei are presented. For studying the emitted clusters we used polyethylene-terephthalate detectors which record only particles with $Z \geq 6$. The radioactive decay of ^{230}Th by ^{24}Ne nuclei emission was detected with a branching ratio relative to alpha decay $\lambda_{cl}/\lambda_{\alpha} = (5.6 \pm 1.0) \times 10^{-13}$. For the ^{237}Np and ^{241}Am decays by heavy cluster emission the upper limits for the branching ratio were set at about 4×10^{-14} and 3×10^{-15} , respectively.

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

О спонтанном испускании кластеров
ядрами ^{230}Th , ^{237}Np , ^{241}Am

С.П.Третьякова и др.

Сообщаются новые результаты по изучению экзотического распада ядер ^{230}Th , ^{237}Np и ^{241}Am с вылетом кластеров и регистрации их полиэтилентерефталатом, чувствительным к частицам с $Z \geq 6$. Открыт радиоактивный распад ^{230}Th с испусканием ^{24}Ne ; относительная вероятность процесса по отношению к α -распаду $\lambda_{cl}/\lambda_{\alpha} = 5.6 \pm 1.0 \cdot 10^{-13}$. Для распада ядер ^{237}Np и ^{241}Am с вылетом тяжелых кластеров установлен верхний предел вероятности процесса на уровне $4 \cdot 10^{-14}$ и $3 \cdot 10^{-15}$, соответственно.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

¹Central Institute of Physics, Bucharest, Romania

²Institute of Geochemistry and Analytical Chemistry
V.I.Vernadsky, Moscow

During the last few years intensive theoretical and experimental studies were carried out concerning the natural decay modes of the very heavy nuclei involving the emission of heavy clusters ^{1-5/}. In this paper the new decay modes of the ²³⁰Th, ²³⁷Np and ²⁴¹Am nuclei are studied.

This phenomenon was investigated using the technique described earlier ^{1/}.

Plane sources were prepared on a 0.1 mm nickel backing in the form of the oxides of the isotopes being investigated. The special-purpose technology used for the preparation of the sources eliminated the contamination of the detectors by the very active specimens under study during long exposures. The quantity, composition and area of the radioactive sources used are given in Table 1.

Table 1

Source	Composition		Isotope weight (mg)	Surface area (cm ²)	Alpha-activity a/cm ² day (2 π)
Th	²³⁰ Th	40.6%	210	1040	6.7×10^9
	²³² Th	59.4%	310		5.3×10^4
Np	²³⁷ Np*		320	500	8.3×10^8
	(total) 7.2×10^8 (only ²³⁷ Np)				
Am	²⁴¹ Am		3,7	36	5.6×10^{11}

* This source contained an admixture of ²³⁸⁻²⁴⁰Pu (13% according to alpha-activity).

For studying the emitted clusters the 175 μ m polyethyleneterephthalate detectors were irradiated in air using Th and Np sources at a distance of 1 mm and with an Am source in vacuum at a distance of 1 cm. The detectors allowed one to detect clusters with atomic numbers $6 \leq Z \leq 20$ and separate them from fission fragments in the calculated energy range from 35 to 85 MeV ^{1,6/}.

The exposure time was determined taking into account the alpha-activity of each source. As was previously shown ^{1/}, for accurate spectrometric measurements in polyethyleneterephthalate detectors the integral alpha particle flux has to be lower than 5×10^{11} a/cm².

Inside the polymer material irradiated in air, some processes occur along the particle trajectory leading to a change in the material structure and this affecting the measured geometrical parameters of the track¹⁶. It was experimentally shown that this process, i.e., the change in the etched track length, in the case of 46 MeV ²⁰Ne ions, is finished at most one month after the irradiation. Moreover, the high alpha particle flux makes this process faster. Nevertheless, in order to ensure that all the recorded cluster tracks, in the case of a very long exposure time, have the same etching characteristics, the detectors were stored 30 days in air prior to the chemical processing, which was carried out in a 20% NaOH solution at a temperature of 60°C.

Together with the detector exposed to the radioactive sources, there were etched the calibration samples irradiated with ¹⁶O, ²⁰Ne, and ²⁶Mg ions with energies of 1.6-3.0 MeV/nucleon and with dip angles of 30° and 45°. It has to be mentioned that the calibration samples were exposed to sources together with the detectors.

The geometric efficiency of cluster detection was equal to 0.662π .

Since the identification method chosen is the variation of the V_t/V_b with the residual range, the detectors were etched 2-3 times for different time intervals. After a total time of 4 hours, the etching reached the cluster stopping point. From the cone geometrical parameters, measured under optical microscopes with a magnification of 16x25x40, the track length and V_t/V_b were calculated.

Using the calibration with ¹⁶O, ²⁰Ne and ²⁶Mg ions, the $V_t/V_b = f(dE/dx)$ dependence was obtained for the given alpha particle flux of $2 \times 10^{11} \alpha/\text{cm}^2$: $V_t/V_b = 6.3 \times 10^{-3} (dE/dx)^{2.83}$ and dE/dx is expressed in MeV cm²/mg.

By taking into account the dE/dx - range relationship, the V_t/V_b variation with the residual range for different ions was obtained (Fig.1). As can be seen, the experimental points measured with the Th source are situated around the curve for the ²⁴Ne ions. The data treatment using the minimum method χ^2 leads to the conclusion that ²⁴Ne is the most probable type of the decay cluster. The V_t/V_b values have been obtained only for a part of the cluster tracks revealed, as the corresponding measurements are too time-consuming.

The track length distribution for the decay products of Th, given in figure 2, has a maximum at about 29 μm , which is the range of the ²⁴Ne ions corresponding to the calculated value of the kinetic energy of the emitted heavy cluster.

Fig.1. The calculated dependences of the etching selectivity V_T/V_B (where V_T and V_B are the rates of polymer etching along the track and the bulk etch rate for the detector material, respectively) on the residual range R_{res} . The dots indicate experimental data for clusters, the crosses give the results of measurements with control detectors exposed to ^{16}O , ^{20}Ne and ^{26}Mg ions with energies of 1.6 to 3.0 MeV/nucleon.

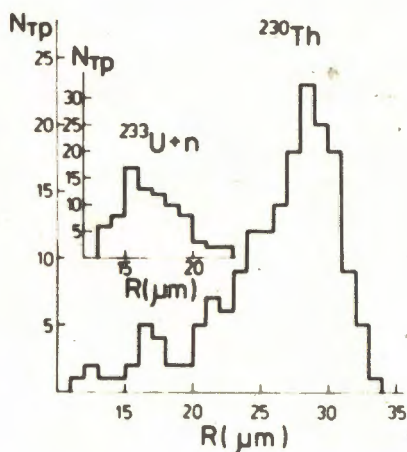
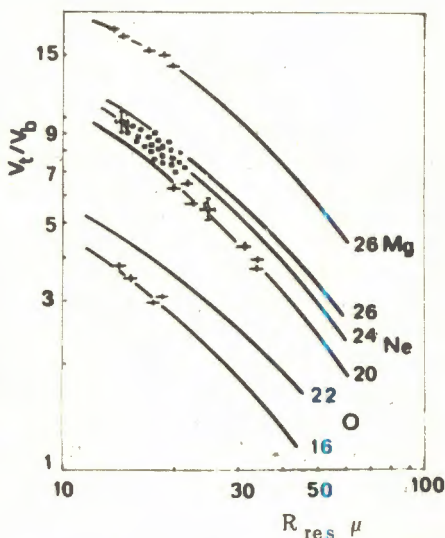


Fig.2. The distribution of the full ranges of the ^{230}Th decay products and those of fragments from the neutron-induced fission of ^{233}U in polyethyleneterephthalate. The thickness of the ^{230}Th and ^{233}U sources was equal to 0.6 and 0.3 mg/cm², respectively.

The distribution of the full ranges R is rather broad. This is due to some experimental shortcomings, namely a large source thickness and a rather high recoil nuclei background, which have introduced some ambiguities in the estimate of the cluster mass number because of difficulties either in the estimation of the self-absorption process in the source or in the measurements of the geometrical parameters of the track.

By taking into account the theoretical predictions^{/2,9/} as well as the experimental results (figs.1 and 2), one can conclude that the new decay mode of ^{230}Th takes place most probably by the emission of the ^{24}Ne ion.

The effect of Ne emission from the $^{230}\text{Th} + ^{232}\text{Th}$ isotopic mixture (see table 1) can practically be attributed to the ^{230}Th isotope. Theoretical and experimental data ^{2-5/} show that ^{228}Ra has the highest probability, relative to alpha decay, to emit nuclei heavier than helium: for ^{14}C nuclei emission its relative probability is equal to about 6×10^{-10} . In our case, even if one may consider ^{232}Th to have the relative probability for Ne emission close to this maximum value, due to the difference between the alpha-decay half-lives of ^{230}Th (7.54×10^4 years) and ^{232}Th (1.4×10^{10} years) the contribution of the latter isotope to the whole effect will not exceed 1%.

No clusters have been detected from the Np and Am sources, this fact being additional evidence for the absence of a background in our experiment.

The experimental conditions and results are given in Table 2 and theoretical data are presented in Table 3.

Table 2

Isotope	Alpha-activity per exposition (α/cm^2)	Exposure			$(\lambda_{cl}/\lambda_a)_{\text{exp.}}$
		Nr.	Time (days)	Nr.	
^{230}Th	2.2×10^{11}	1	33	90	$(5.6 \pm 1.0) \times 10^{-13}$
	2.1×10^{11}	2	31	75	
^{237}Np	2.6×10^{10}	1	35	0	$< 4 \times 10^{-14}$
	6.5×10^{10}	2	87	0	
^{241}Am	5.6×10^{12}	1	10	0	$< 5 \times 10^{-15}$
		2	10	0	
		3	10	0	

As is seen from Table 3, ^{24}Ne emission from ^{230}Th is energetically most favourable compared with other neon isotopes. As cluster emission is a subbarrier process, even relatively little changes in the values of the mass difference between the initial and final nuclei, Q , lead to great changes in the cluster emission probability. Thus, our experimental evidence that the neon isotope emitted in ^{230}Th decay is most likely to have mass number 24 agrees with theoretical estimates.

It is worth mentioning that from the experimental data ^{7/} as well as from the ^{226}Ra quantity contained in

the $^{230}\text{Th} + ^{232}\text{Th}$ source, one should expect about 40 tracks of ^{226}Ra decay by the emission of ^{14}C . Due to the sensitivity of the detector, the maximum etched track length for ^{14}C ions is equal to about $10\text{ }\mu\text{m}$. Since the C and O recoil nuclei have lower energies, they are etched faster than the ^{14}C cluster tracks. After a longer etching time the background becomes so high that it is impossible to discriminate the ^{14}C cluster tracks against the recoil nuclei tracks.

Table 3

Isotope	Q, MeV	$\lambda_{\text{cl}}/\lambda_a^{1/2}$	$\lambda_{\text{cl}}/\lambda_a^{1/3}$	$\lambda_{\text{cl}}/\lambda_a^{1/9}$
^{22}Ne	53.0	$<10^{-18}$		
^{23}Ne	53.1	$<10^{-18}$		
^{24}Ne	57.8	2.5×10^{-12}		1.6×10^{-13}
^{25}Ne	55.3	2.5×10^{-17}		
^{26}Ne	55.1	2.0×10^{-18}		
^{22}O	43.2	1.3×10^{-14}	3.5×10^{-12}	

The present experiments have not been aimed at studying spontaneous fission. Nevertheless, in experiments with thorium there have been detected 25 spontaneous fission fragments which differ from clusters both in the range (see fig.2) and shape. Bearing in mind the possible sources of the background, for example, thorium fission induced by neutrons from the (α, n) reaction on the light nuclei of the detector material, the effect obtained can be used only for estimates of the lower limit of the spontaneous-fission half-life of ^{230}Th . According to our data, this limit is set at $\geq 2 \times 10^{18}$ years, that is one order of magnitude higher than the previously known value of 1.5×10^{17} years^{/10/}. This value should be attributed just to ^{230}Th since the spontaneous-fission half-life of ^{232}Th makes up $\geq 10^{21}$ years^{/11/}. The partial half-life for ^{24}Ne -emission is $(1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{17}$ years.

The authors express deep gratitude to Academician G.N.Flerov under whose leadership the systematic work in the field of the acceleration and detection of heavy ions is carried out, which has permitted the intensive studies of nuclear decay involving cluster emission. We are also pleased to thank Professors Yu.Ts.Oganessian and M.Ivascu for their permanent help and valuable advice

at all stages of this work. We would like to thank L.V.Jolos for the detector chemical processing and K.I.Merkina, E.A.Petrova, E.I.Kurenkova, M.Boca, V.Catrina, A.Golea, F.Moraru, A.Neagu and C.Savu for very careful scanning and measurements, and S.A.Tolmacheva for the preparation of the thin sources, C.Borcea for the energy loss calculation of studied ions.

References

1. Sandulescu A. et al. Izvestia AN SSSR, seria fiz., 1985, vol.49, 11, p.2104.
2. Poenaru D.N. et al. JINR, E7-85-431, Dubna, 1985; Phys.Rev., 1985, C32, p.572.
3. Rose H.J., Jones G.A. Nature, 1984, 307, p.245; Alexandrov D.V. et al. Pis'ma Zh.Eksp.Teor.Fiz., 1984, 40, p.152.
4. Barwick S.W. et al. Phys.Rev.C, 1985, vol.31, 5, p.1984.
5. Gales S. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p.759.
6. Tretyakova S.P. et al. Proc.10th Int.Conf.SSNTD, Lyon, 1979. Pergamon Press, Oxford, 1980, p.283.
7. Houranu E. et al. Phys.Lett., 1985, 160B, p.375.
8. Shi Y.J., Swiatecki W.J. Preprint LBL-18349, Berkeley, 1984.
9. Каменский С.Г. и др. ОНЯИ, P4-85-368, Дубна, 1985.
10. Segre E. Phys.Rev., 1951, 86, p.21.
11. Flerov G.N. et al. Sov.Phys.Doklady, 1958, 3, p.79.

Received on December 27, 1985.

ИССЛЕДОВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ БЕЛКОВ
В КООРДИНАТНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДИФРАКТОМЕТРАХ
С ПРОПОРЦИОНАЛЬНОЙ КАМЕРОЙ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

М.Е. Андрианова*, Ю.В. Заневский, А.Б. Иванов,
А.Н. Попов*, В.Д. Пешехонов, Д.М. Хейкер*,
С.Н. Черненко

Описывается координатный автоматический рентгеновский дифрактометр КАРД-3/4/, предназначенный для исследований атомной структуры белков. Дифрактометр создан на основе пропорциональной камеры с плоским дрейфовым промежутком и быстрыми линиями задержки, двукружного гониометра, мини-ЭВМ СМ-2. Дается методика получения полного набора интегральных отражений. На дифрактометре за 2 года получено около 40 массивов дифракционных данных от 40 монокристаллов белков, измерено более $3 \cdot 10^6$ отражений. Приведены результаты съемки монокристаллов белков.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и Институте кристаллографии АН СССР.

Investigation of Protein Single Crystals
in a Coordinate X-Ray Diffractometer
with a High Resolution Proportional Chamber

Andrianova M.E. et al

A coordinate automatic X-ray diffractometer KARD-3(4) is described. The diffractometer is used to study the atomic structure of proteins. It has been constructed using a proportional chamber with a flat drift gap and fast delay lines, a two-circle goniometer and an SM-2 minicomputer. The method of obtaining the total set of integral reflections is described. Using the diffractometer, 40 massives of diffraction data from 40 protein single crystals have been obtained, more than $3 \cdot 10^6$ reflections have been measured. The results of studying the protein single crystals are presented.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR and the Institute of Crystallography, USSR Academy of Sciences.

* Институт кристаллографии АН СССР им. А.В. Шубникова,
Москва

Параллельное измерение интенсивности одновременно возникающих дифрагированных лучей в случае монокристаллов с большими периодами решетки приводит к ускорению эксперимента в координатных рентгеновских дифрактометрах более чем на порядок по сравнению с одноканальными дифрактометрами при таком же уменьшении дозы облучения образца ^{1-5/}. Это позволяет исследовать с высоким разрешением атомную структуру белков с большим молекулярным весом, нестабильные белковые комплексы, уменьшить число необходимых для исследования образцов, их величину, исследовать кристаллы при меньшей степени радиационного повреждения.

В Институте кристаллографии АН СССР и Лаборатории высоких энергий ОИЯИ был создан координатный автоматический рентгеновский дифрактометр КАРД-3 ^{6/} с двумерной многоионетевой пропорциональной камерой на быстрых линиях задержки с числом элементов пространственного разрешения 256x256 и временным разрешением 0,55 мкс ^{8/} с двукружным гониометром наклонного типа и управляющей системой реального времени на базе мини-ЭВМ СМ-2 ^{7/}.

В дифрактометре КАРД-3 для получения полного набора интегральных интенсивностей применена наклонная геометрия съемки, при которой пропорциональная камера неподвижна и параллельна оси вращения кристалла, а наклоняется рентгеновская трубка. Благодаря повороту более легкой трубки и введению поправки на нелинейность камеры обеспечивается высокая точность предварительного вычисления положения дифракционных пятен /ошибка менее 0,5 канала/. Наклонная геометрия позволяет в пять раз уменьшить мертвую зону в обратном пространстве. При установке камеры на расстоянии 300, 500 и 750 мм от образца дифракционное пятно попадает в область, не превышающую 5x5 каналов ^{8/}. Для $\text{CuK}\alpha$ -излучения это соответствует предельным параметрам $a_{\text{max}} = 90, 130 \text{ и } 180 \text{ \AA}$ и разрешению съемки $d_{\text{min}} = 1,6; 2,5 \text{ и } 3,5 \text{ \AA}$. Число одновременно измеряемых отражений пропорционально $(a_{\text{max}} / d_{\text{min}})^2 \approx 50^2$ или квадрату отношения числа каналов на диаметре детектора к размерам дифракционного пятна. Предельная скорость счета всей пропорциональной камерой определяется циклом инкрементного канала /4 мкс/ и составляет 250000 имп./с при потерях счета около 30%, определяемых мертвым временем и временем кодирования в пропорциональной камере /0,55 мкс/ ^{9/}. Такое быстродействие позволяет пренебречь ошибкой из-за потерь счета в дифрактометре КАРД-3.

В дифрактометре КАРД-4 в многокружном гониометре трубка не только наклоняется, но и поворачивается, расстояние образец - детектор изменяется от 400 до 1000 мм ^{10/}. Предельный параметр равен 250 $\text{\AA}$ при разрешении съемки 1,7 $\text{\AA}$.

Процесс получения дифракционных данных в дифрактометрах КАРД-3,4 разбивается на три этапа. На первом этапе предварительных исследований производится установка и определение установочных параметров детектора, ориентировка и юстировка кристалла, составление первичного списка индексов отражений hkl в зависимости от угла поворота кристалла ω , съемка кривых поглощения, получение данных для определения дрейфа и съемка интенсивности контрольных отражений.

Ориентировка кристалла производится с помощью устройства визуализации дифракционной картины, юстировка по отражениям $00l$ для кристаллов нетриклинной сингонии и отражениям $hk0$ для триклинных кристаллов, с помощью программ-интенсиметра и символьного дисплея.

На втором этапе уточняется матрица ориентировки кристалла V_B , уточняются индексы hkl отражений, попадающих в текущий интервал поворота кристалла $\Delta\omega_i$, измеряется дифракционная интенсивность в текущем интервале $\Delta\omega_i$, по уточненной матрице V_B и индексам hkl рассчитываются координаты дифракционных пятен в пропорциональной камере, суммируются интенсивности в группе каналов вблизи центров дифракционных пятен. Интегральная интенсивность отражения и фон для данного отражения измеряются в постоянной группе каналов при непрерывном сканировании в пяти последовательных интервалах $\Delta\omega_i$. По первому и пятому интервалам определяется величина фона, по трем средним - интегральная интенсивность с фоном. Такой метод измерения интегральной интенсивности позволяет хранить только одну полную дифракционную картину, исключить погрешности, связанные с неоднородностью ширины каналов при вычитании фона, правильно выбрать величину интервала измерения интегральной интенсивности. На втором этапе подсчитываются интегральная интенсивность отражения I , ошибка статистики счета σ , перекося фона, производится анализ уровня средней ошибки статистики счета по отношению к средней интегральной интенсивности. Расчетные программы на втором этапе по времени совмещены с накоплением дифракционной картины.

На третьем этапе вводятся поправки на множители Лоренца, поляризации, на поглощение, на дрейф. Определяется качество полученного массива данных путем расчета фактора расходимости массивов, связанных симметрией; повторно измеренных массивов; массивов, измеренных в различных дифрактометрах:

$$R = \frac{\sum_{hkl} \sum_i |\bar{I} - I_{hkl}^i| g_i}{\sum_{hkl} \sum_i I_{hkl}^i g_i}$$

Таблица

Результаты съемки монокристаллов белков
в дифрактометрах КАРД-3 и КАРД-4
с плоской пропорциональной камерой

Белок	Молекуляр- ный вес	Параметры ячейки. Пространственная группа	Размеры образца мм	$d_{\min}$ А	ω град/имп.
Легтемоглобин и 4 производных	17000	$a = 92,3\text{\AA}$ $b = 38,3\text{\AA}$ $c = 52,2\text{\AA}$ $\gamma = 99^\circ$	0,4x0,7x2	3,0	0,3
					0,6
		B2		1,8	0,6
I2 комплексов трансаминазы	94000	$a = 62,7\text{\AA}$ $b = 118,1\text{\AA}$ $c = 124,4\text{\AA}$ $P2_1^2I^2I$	0,6x0,3x3	2,7	0,08
Термитаза и 5 производных	30000	$a = 47,7\text{\AA}$ $b = 64,2\text{\AA}$ $c = 72,9\text{\AA}$ $P2_1^2I^2I$	0,02x0,4x0,4	2,5	0,16
				1,8	0,16
Каталаза и 5 производных	200000	$a = b = c = 0,45x0,45x0,45$ $= 138,4\text{\AA}$ $P32$	2,7		0,08
					0,16
Рибонуклеаза и комплекс	23000	$a = 31,6\text{\AA}$ $b = 51,1\text{\AA}$ $c = 57,3\text{\AA}$ $\gamma = 93,5^\circ$ $P2I$	0,2x0,15x0,12	1,75	0,08
Форматдегидро- геназа и 4 про- изводных	80000	$a = 118,5\text{\AA}$ $b = 70,1\text{\AA}$ $c = 54,6\text{\AA}$ $= 113$ $P2I$	0,3 x 0,4 x 1	3,0	0,125
Церулоплазмин	130000	$a = 268\text{\AA}$ $b = 129\text{\AA}$ I_4	2 x 0,5 x 0,4	4,0	0,03

Время съемки в час.	Число неза- висимых областей (K)	Число из- меренных отражений	Число отра- жений в % для которых $I > \sigma$	R экв %	$\frac{\Sigma \sigma}{\Sigma I}$ %	$\frac{\Sigma \sigma}{\sqrt{k} \cdot \Sigma I}$ %
20	4	14000	94	4	2,3	1,2
10	4	14000	91	5,3	3	1,5
40	2	108000	68+75	5,6+9,5	5,3+8,8	3,7+ 6,2
480	2	612000	78+85	6+8	5,8+7,5	4,1+5,3
40	4	75000	81+87	7+10	6+10	3+5
200	4	400000	63+71	18+25	18+28	9+14
80	12	221000	86	7	8,4	2,4
200	12	1105000	73+79	8+10	8,4+17	2,4+4,9
80	2	60000	78	7,5	7	5
52	2	215 000	72+89	4,2+8,3	3,1+7,4	2,2+5,2
50	1	50 000	67	7,5	7	7

где g_i - коэффициент приведения массивов к одному масштабу,

$$\bar{I}_{hkl} = \frac{\sum_i I_{hkl}^i g_i}{\sum_i g_i}.$$

В дифрактометрах КАРД-3 и КАРД-4 за 2 года было получено около 40 массивов интегральных интенсивностей от 40 монокристаллов белков леггемоглобина, трансаминазы, термитазы, каталазы, рибонуклеазы и их производных /см. таблицу/. В общей сложности было измерено более $3 \cdot 10^8$ отражений от кристаллических белков.

Проверка методики съемки и отладка программного обеспечения дифрактометра была проведена на кристалле нативного леггемоглобина. Детектор устанавливался на расстоянии 270 мм от кристалла, монохроматизированный пиролюзитическим графитом первичный пучок был перпендикулярен оси вращения кристалла ω и падал в центр детектора. Полный набор дифракционных данных 14000 отражений был получен за 20 и 10 часов при скорости вращения кристалла $0,3^\circ$ и $0,6^\circ$ в минуту. Фактор расходимости при повторных измерениях со скоростью вращения $0,3^\circ$ в минуту составил 2,3%, средний уровень ошибки статистики - 2,3%. Фактор расходимости между массивами, связанными симметрией, составил 4%; между массивами, полученными в КАРД-3/4/ и в одноканальном дифрактометре, - 5%. Проведенные на кристалле леггемоглобина измерения подтвердили правильность методики и отсутствие заметных систематических ошибок.

Съемка очень нестабильных кристаллов производных леггемоглобина / $a = 92,3 \text{ \AA}$ / с графитовым монохроматором с разрешением $1,8 \text{ \AA}$ при скорости вращения кристаллов $0,6^\circ$ в минуту и расстоянии образец - детектор 326 мм показала, что за 10 часов измеряется массив из 27000 отражений. Производительность КАРД-3/4/ в 50 раз выше, чем одноканального дифрактометра при съемке того же образца с тем же уровнем статистических ошибок. Фактор расходимости связанных симметрией отражений составил от 5,6 до 9,5%. Было показано, что в группе 5×5 каналов измеряется от 92 до 99% интегральной интенсивности.

Съемка комплексов трансаминазы / $c = 124,4 \text{ \AA}$ / в отфильтрованном $\text{CuK}\alpha$ -излучении при скорости вращения кристалла $0,08^\circ$ в минуту, расстоянии образец - детектор 541 мм показала, что разрешение съемки равно $2,7 \text{ \AA}$, производительность - 51000 отражений за 40 часов, в 50 раз больше, чем в одноканальном дифрактометре при том же уровне статистической ошибки. Фактор расходимости интенсивностей отражений, связанных симметрией, составил от 6 до 8% при таком же уровне статистических ошибок. На ряде отражений показано, что в группе 5×5 каналов измерялось от 96 до 99% интегральной интенсивности.

Кристаллы термитазы и пяти производных имели очень малые размеры $0,02 \times 0,4 \times 0,4$ мм. При скорости съемки $0,16^\circ$ в минуту и разрешении съемки $1,8 \text{ \AA}$ было измерено за 40 часов 80000 отражений для каждого кристалла с фактором расходимости 18-25% при средней ошибке статистики 18-28%. После усреднения 4 эквивалентных отражений уровень ошибки статистики составил 9-14%.

Кристаллы каталазы и ее пяти производных - наиболее сложный белок, снятый в КАРД-3 / $a = b = c = 133,4 \text{ \AA}$, молекулярный вес 200000/. С разрешением $2,7 \text{ \AA}$ за 40 часов при скорости съемки $0,16^\circ$ в минуту было снято 300000 отражений для каждого комплекса с фактором расходимости по эквивалентным отражениям, равным 8-10%, и средней ошибкой статистики 8,4 - 17% /после усреднения по 12 эквивалентным отражениям ошибка статистики составила 2,4-4,9%/.

Литература

1. Arndt U.W., Ambrose B.K. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1968, vol.NS-15, No.3, p.92.
2. Вайнштейн Б.К. и др. Кристаллография, 1975, т.20, №4, с.829.
3. Xuong N.H. et al. Acta Cryst., 1978, vol.A34, p.289.
4. Мокульская Т.Д. и др. Кристаллография, 1982, т.27, № 4, с.775.
5. Andrianova M.E. et al. Journ.Appl.Cryst., 1982, vol.15, p.626.
6. Анисимов Ю.С. и др. Кристаллография, 1981, т.26, № 6, с.1305.
7. Андрианова М.Е. и др. ОИЯИ, 18-83-48, Дубна, 1983.
8. Заневский Ю.В. и др. В сб.: Аппаратура и методы рентгеновского анализа. "Машиностроение", Л., 1983, с.37.
9. Заневский Ю.В. и др. ОИЯИ, Р13-83-121, Дубна, 1983.
10. Хейкер Д.М. Авт.свид. СССР № 1004834 от 20.11.81. Бюл. ОИ, 1983, № 10, с.183.