



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

N6-85

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

сборник

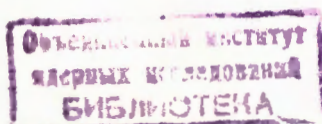
1985

Объединенный институт ядерных исследований
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 6 - 85

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
COLLECTION



Дубна 1985

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		
Г.В.Мицельмахер		
Б.И.Пустыльник		
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		
G.V.Micelmacher		
B.I.Pustyl'nik		
A.B.Shvachka		

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

Д. Михалаке, В. К. Федянин

Новый тип оптического гистерезиса

D. Michalake, V. K. Fedyanin

A New Type of Optic Hysteresis. 5

Ю. А. Батусов, Ф. Балестра, Дж. Бендишоли, С. А. Бунятов, М. П. Бусса,

Л. Буссо, М. Васкон, К. Гуаральдо, Дж. Джервино, Дж. Занелла,

А. Зеноне, Э. Лоди Риццини, А. Маджиора, Ф. Никитиу,

Д. Панзиери, Г. Пираджино, Д. Б. Понтекорво, А. Ротонди,

М. Г. Сапожников, Ф. Тоселло, И. В. Фаломкин, Л. Ферреро,

В. Филиппини, М. Ю. Хлопов

Ограничение на количество антивещества

в ранней Вселенной из данных по взаимодействию

антипротонов с ^4He

Yu. A. Batusov, F. Balestra, G. Bendiscioli, S. A. Bunyatov, M. P. Bussa,

L. Busso, M. Vascon, C. Guaraldo, G. Gervino, G. Zanella, A. Zenoni,

E. Lodi Rizzini, A. Maggiora, F. Nichitiu, D. Panzieri, G. Piragino,

G. B. Pontecorvo, A. Rotondi, M. G. Sapozhnikov, F. Tosello,

I. V. Falomkin, L. Ferrero, V. Filippini, M. Yu. Khlopov

Restriction of the Amount Antimatter in the Early Universe

Based on Data on the Interaction Antiprotons with ^4He 11

Г. Н. Афанасьев

Об однозначности волновых функций

в многосвязных пространствах

G. N. Afanasiev

On the Single-Valuedness of Wave Functions

in Multiply Connected Spaces 17

Н. А. Черников, Н. С. Шавохина

Пифагоровы числа и теория спиноров

N. A. Chernikov, N. S. Shavokhina

Pythagoras Numbers and Theory of Spinors. 27

В. М. Назаров, С. С. Павлов, В. Ф. Переседов, М. В. Фронтасьева

Каналы для облучения

и пневмотранспортная установка на ИБР-2

V. M. Nazarov, S. S. Pavlov, V. F. Peresedov, M. V. Frontasyeva

Channels for Irradiation

and Pneumotransport System at IBR-2. 37

В.М.Назаров, В.Ф.Переседов, В.П.Сысоев	
Биофизический канал на ИБР-2	
V.M.Nazarov, V.F.Peresedov, V.P.Syisoev	
The Biophysical Channel of IBR-2.	42

В.Вагнер, В.Б.Дунин, Г.Карраш, Д.Крейзелер, Н.А.Невская, Г.Щорнак, В.Шульце	
Кристаллдифракционный спектрометр в геометрии Иоганссона	
W.Wagner, V.B.Dunin, G.Karrasch, D. Kreiseler, N.A.Nevskaya, G.Zschornack, V.Schulze	
Curved Crystal Spectrometer of Johansson Type.	46

Указатель статей к сборникам "Краткие сообщения ОИЯИ", №1-5, 1984 г.	
JINR Rapid Communications, 1984.	52

Именной указатель к сборникам "Краткие сообщения ОИЯИ", №1-5, 1984	
Author Index, 1984.	58

НОВЫЙ ТИП ОПТИЧЕСКОГО ГИСТЕРЕЗИСА

Д. Михалаке*, В.К. Федянин

Предсказывается появление бистабильных состояний S-поляризованных нелинейных поверхностных и связанных волн, распространяющихся через тонкий диэлектрический волновод с подложкой, характеризуемой нелинейной зависимостью диэлектрической проницаемости от поля. В случае P-поляризованных волн интенсивность нелинейных связанных волн имеет гистерезис. В обоих случаях обнаружены новые моды, возникающие выше некоторого порога интенсивности.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

A New Type of Optic Hysteresis

D. Michalake, V.K. Fedyanin

Bistable states of S-polarized nonlinear surface and guided waves propagating through a thin film dielectric wave guide with a cladding characterized by an intensity-dependent refractive index are predicted. An intensity-dependent hysteresis in the transmission of P-polarized nonlinear guided waves also occurs. In both cases new modes can exist above certain power threshold.

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

В последние годы проблематика оптической бистабильности /ОБ/ стала одной из наиболее активно исследуемых областей нелинейной оптики /для справок можно обратиться к литературе, цитируемой в ^{1/}, а также к прекрасному обзору ^{2/}/. Там, в частности, можно почерпнуть последние сведения об оптических системах, пропускная способность которых является многозначной функцией такого /контролируемого/ параметра как входная интенсивность. Стандартные методы построения бистабильного оптического прибора требуют привлечения для этой цели среды, характеризуемой нелинейными оптическими свойствами, обусловленными либо ее

*Центральный институт физики, Бухарест

естественным откликом на сигнал, либо некоторым механизмом "обратной" связи.

Наблюдение ОБ в полупроводниках GaAs^{/3/} и InSb^{/4/} привлекло внимание к тем нелинейным оптическим явлениям, где показатель преломления /альтернативно, диэлектрические параметры/ квадратично меняется при локальном варьировании поля. В этой связи отметим, что в^{/5-14/} было показано, что соответствующая система уравнений Максвелла /были разобраны среды различной геометрии/ с нелинейной зависимостью показателя преломления от интенсивности допускает точное решение, и на основе этого было предсказано существование набора новых мод. Ниже мы будем пользоваться обозначениями и терминологией^{/9-12/}.

В данной заметке мы исследуем поведение S-поляризованных нелинейных волн /ТЕ-моды/, распространяющихся в асимметричной пластинке /параметр распространения $N = k/k_0$, k - волновой вектор, $k_0 = \omega/c$ /. Геометрия среды следующая: воздух /показатель преломления $n_1 = 1$ / находится в контакте с пластинкой толщиной d с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 /показатель преломления $n_2 = \epsilon_2^{1/2}$ /, граничит с нелинейной средой, диэлектрические свойства которой описываются тензором

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{33} = \epsilon_3(\omega) + \alpha(\omega)(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2), \quad /1/$$

при этом будем считать $\alpha > 0$ /самофокусирующая среда/.

В^{/9,10/}, решив точно уравнения Максвелла для различных геометрий многослойной структуры, нами был рассчитан полный поток энергии на единицу длины $P = P_1 + P_2 + P_3$, переносимый нелинейными поверхностными и нелинейными связанными волнами/НПВ и НСВ/, в функции параметра распространения N и различного выбора безразмерного параметра $d/\lambda/\lambda$ - длина волны/. Здесь P_1 , P_2 и P_3 являются потоками энергии в воздухе, пленке и нелинейной подложке соответственно. Длина волны выбиралась равной $\lambda = 0,694$ мкм, что отвечает рубиновому лазеру. Мы брали следующие значения показателей преломления: $n_1 = 1$, $n_2 = 2,3$, $n_3 = 1,5$ ($n_3 = \epsilon_3^{1/2}$); коэффициент нелинейности в /1/ полагался положительным и равным $\alpha = 10^{-11}$ см³/эрг.

Зависимость полного потока энергии на единицу длины P от N для различных значений параметра d/λ изображена на рис.1,2.

Для небольших значений d/λ с увеличением P N монотонно возрастает, и нелинейная волна возникает лишь при некотором определенном пороговом значении $P = P_0$ /см. рис.1/. Если мы начнем увеличивать толщину пластинки d , оставляя λ постоянной, то число связанных волновых мод начинает увеличиваться /см. рис.2/. При достаточно больших

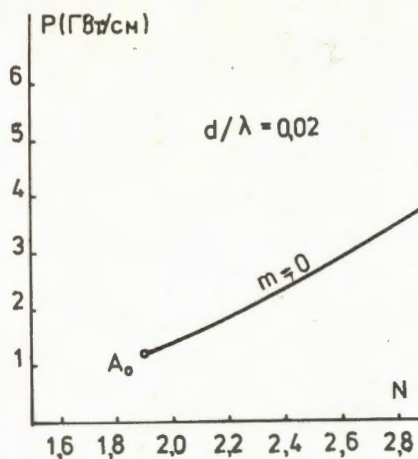


Рис.1. Значения P в функции N для $d/\lambda = 0,02$. Здесь A_0 - точка окончания связанной моды с $m = 0$, т.е. $P_1 = P_2 = 0$.

d/λ налицо возникновение бистабильности нелинейной волны с индексом моды $m=0$ /рис.2/. Таким образом, определенному значению потока энергии на единицу длины отвечают три значения параметра распространения, два из которых относятся к бистабильным состояниям НПВ и НСП.

Для $d/\lambda = 0,4$ и $P \approx 4$ Вт/см величина отношения $P_2/P \approx 0,9$ отвечает состоянию, когда поток энергии сконцентрирован внутри пластинки, а $P_2/P \approx 0,1$ отвечает состоянию, в котором поток энергии распространяется, в основном, в нелинейной подложке /рис.3/. Для TE_1 НСВ /индекс моды I / одному значению P отвечают два различных значения N , а также два различных отношения P_2/P . Из этого следует, что поток энергии сконцентрирован как внутри плоского волновода, так и в нелинейной подложке.

Состоянию с меньшим значением N соответствует нелинейная волна, которой отвечает поток энергии, сконцентрированный внутри пленки, а состоянию с большим N - нелинейная волна с потоком энергии, в основном, в нелинейной подложке.

Обсудим теперь свойства P -поляризованных нелинейных волн /ТМ-мод/, распространяющихся в слоистой структуре с вышеописанной геометрией. В данном случае нелинейная подложка описывается диагональным диэлектрическим тензором

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{\perp}(\omega) + \alpha(\omega) (|E_1|^2 + |E_2|^2) \quad \epsilon_{33} = \epsilon_{\parallel}(\omega) \quad /2/$$

с $\alpha < 0$ /дефокусирующая среда/. Будем полагать, что для соответствующих областей показатели преломления даются величинами: $n_1 = 1$, $n_2 = 2,3$, $n_{\parallel} = 1,5$, $n_{\perp} = 1,45$; $\alpha = -10^{-11}$ см³/эрг. Зависимость потока энергии на единицу длины P в функции N и различных значений безразмерного параметра d/λ изображена на рис.4-6. Для малых d/λ N монотонно уменьшается в функции P , а нелинейная волна может существовать лишь при потоках энергии, превышающих определенное минимальное значение /рис.4/.

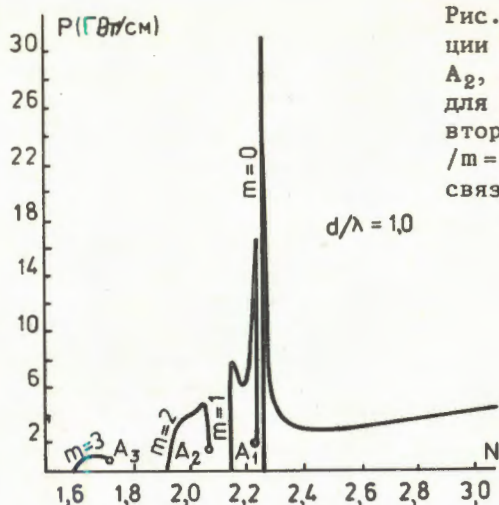


Рис.3. Отношение P_2/P в функции P для $d/\lambda = 0,4$.

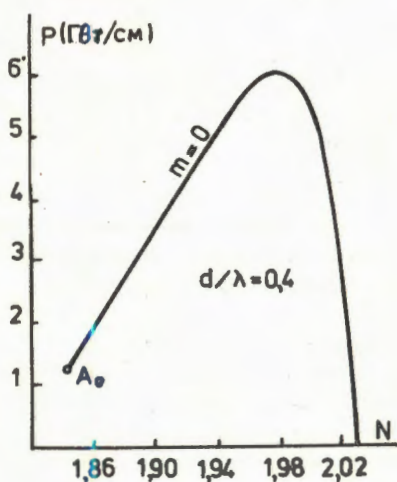
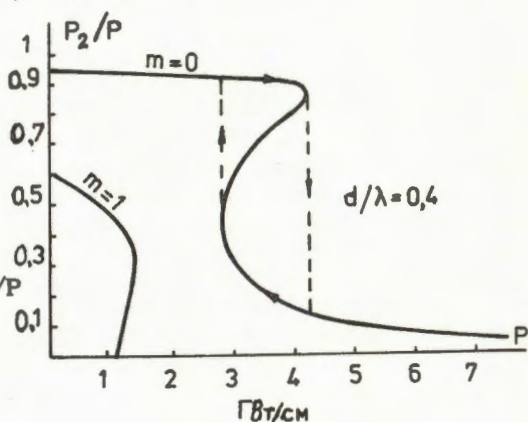


Рис.4. Величина P в функции N для $d/\lambda = 0,02$. A_0 — значение P , в котором заканчивается мода с $m=0$.

Для $d/\lambda = 0,4$ /рис.5/ определенному значению потока энергии отвечают два значения параметра распространения. Состоянию с большим значением N соответствует нелинейная волна, плотность потока энергии которой сосредоточена внутри пластины, а состоянию с меньшим значением N - нелинейная волна с плотностью потока энергии, распространяющейся, в основном, в нелинейной подложке. Заметим также, что для больших d/λ /см. рис.6/ с увеличением P число связанных мод уменьшается, и для мод высших порядков подобный асимметричный волновод является оптическим ограничителем потока энергии сверху.

В заключение отметим, что недавно^{/15/} экспериментально наблюдались зависящие от интенсивности потока связанные волны в трехслойной диэлектрической системе. Нелинейной подложкой служил жидкий кристалл MBBA, который, как известно, обладает большой величиной нелинейной части показателя преломления. В плотности потока энергии TE_1 -моды найден переданный в нее максимум, а для определенного значения P найдены два значения отношения P_2/P , переданные в TE_1 -моду / $m = 1$ на рис.3/.

Рис.5. Величина P в функции N для $d/\lambda = 0,4$.

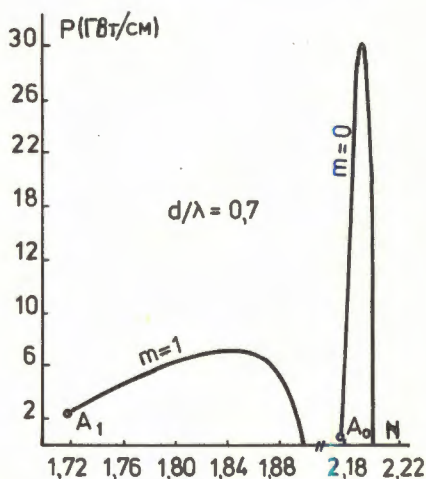
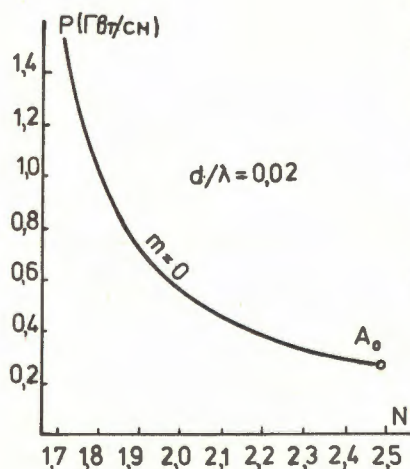


Рис.6. Зависимость плотности потока энергии P в функции N для $d/\lambda = 0,7$. A_0 и A_1 - значения P , для которых заканчиваются первая / $m = 0$ / и вторая / $m = 1$ / моды.

Сходное поведение можно ожидать также при экспериментальном исследовании ТМ-мод. Мы считаем, что большой интерес представляет экспериментальное исследование бистабильных состояний в TE_0 -модах /см. рис.2 и 3/. Из проведенного выше исследования следует, что для достаточно малых d/λ TE_0 - и TM_0 -моды должны наблюдаться при плотностях потока энергии, превышающих определенные пороговые значения.

Литература

1. Optical Bistability, ed. by C.M.Bowden, M.Ciftan, H.R.Robl, Plenum, New York, 1981.
2. Abraham E., Smith S.D. Rep.Prog.Phys., 1982, 45, p. 815.
3. Gibbs H.M. et al. Appl.Phys.Lett., 1979, 35, p. 451.
4. Miller D.A.B. et al. Appl.Phys.Lett., 1979, 35, p. 658.
5. Агранович В.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с. 532.
6. Tomlinson W.J. Opt.Lett., 1980, 5, p. 323.
7. Maradudin A.A. Z.Phys., 1981, B41, p. 341.
8. Ахмедиев Н.Н. ЖЭТФ, 1982, 83, с. 545.
9. Fedyanin V.K., Michalake D. Z.Phys., 1982, B47, p.167.
10. Михалак Д., Федянин В.К. ТМФ, 1983, 54, с. 443.
11. Michalake D., Nazmitdinov R.G., Fedyanin V.K. Physica Scripta, 1984, 29, p. 269.
12. Michalake D. et al. Physica Scripta, 1984, 30, p. 335.
13. Boardman A.D., Egan P. J.Phys.Colloq., 1984, C5, p. 291.
14. Stegeman G.I. et al. Appl.Phys.Lett., 1984, 44, p.830.
15. Vach H. et al. Opt.Lett., 1984, 9, p. 238.

Рукопись поступила 7 января 1985 года.

ОГРАНИЧЕНИЕ НА КОЛИЧЕСТВО АНТИВЕЩЕСТВА
В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ ИЗ ДАННЫХ
ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ АНТИПРОТОНОВ С ${}^4\text{He}$

Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Ф.Никитиу, Д.Б.Понтекорво,
М.Г.Сапожников, И.В.Фаломкин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ф.Балестра, М.П.Бусса, Л.Буссо, Л.Ферреро, Дж.Джервино,
Д.Панзиери, Г.Пираджино, Ф.Тоселло

Институт общей физики Туринского университета, Италия

Дж.Бендишоли, В.Филиппини, Э.Лоди Риччини, А.Ротонди,
А.Зеноне

Факультет ядерной физики и теории, Университет, Павия,
Италия

К.Гуаральдо, А.Маджиора

Национальная лаборатория, Фраскати, Италия.

М.Васкон, Дж.Занелла

Физический факультет университета, Падуя, Италия

М.Ю.Хлопов

Институт прикладной математики АН СССР, Москва

На ускорителе LEAR в ЦЕРНе измерено сечение выхода ${}^3\text{He}$ во взаимодействии антипротонов с ${}^4\text{He}$ при энергиях 20, 50 и 180 МэВ. Анализ экспериментальных данных позволил получить ограничение на количество антивещества в ранней Вселенной $10^8 \leq t \leq 10^{18} \text{с}$ / $R = n_{\bar{p}}/n_p \leq 1/0,7-1,1/10^{-8}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Restriction on the Antimatter Amount in the Early Universe Based on Data on the Interaction of Antiprotons with ${}^4\text{He}$

Yu.A.Batusov et al.

The cross section for ${}^3\text{He}$ production in antiproton interaction with ${}^4\text{He}$ has been measured at the LEAR facility of CERN at antiproton energies of 20, 50 and 180 MeV. An analysis of the obtained experimental results permits to impose the following rest-

restriction on the amount of antimatter in the early Universe $/10^3 \leq t \leq 10^{13} \text{ s}/$ $R = n_{\bar{p}}/n_p \leq /0.7-1.1/ \cdot 10^{-8}$.

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

Стандартная барион-асимметричная модель Вселенной исключает возможность существования во Вселенной значительных количеств антивещества начиная с момента времени $t > 10^{-8} \text{ с}$ от начала расширения Вселенной /см., напр., /1,2//. С другой стороны, современная астрофизика, а также теории великого объединения взаимодействий элементарных частиц предсказывают возможность существования в ранней Вселенной некоторых источников антивещества. Ими могут быть распады сверхтяжелых метастабильных частиц /типа гравитино/, испарение первичных черных дыр, а также домены антивещества - области с избытком отрицательного барионного заряда, существование которых предсказывается некоторыми моделями великого объединения /обзор свойств возможных источников антивещества в ранней Вселенной дан в /3//. К настоящему времени такие источники антивещества могли полностью исчезнуть, проаннигилировав с обычным веществом, однако последствия такой аннигиляции могут быть довольно значительны и, в принципе, могут поддаваться обнаружению.

Так, например, хорошо известно, что вторым по распространенности элементом во Вселенной является ^4He /относительная концентрация ^4He по массе $X_{^4\text{He}}$ составляет величину $X_{^4\text{He}} = 0,23 \pm 0,02^{+5/}$ /. В работе /4/ обращено внимание на то, что антипротоны от источников антивещества могли бы аннигилировать с ^4He с образованием дейтерия и ^3He . Так как концентрации дейтерия и ^3He во Вселенной на 4 порядка меньше, чем ^4He , то достаточно небольшой доле ^4He $/\sim 10^{-4}/$ испытать развал в результате аннигиляции с антипротонами, чтобы образовать все наблюдаемое сегодня обилие дейтерия и ^3He во Вселенной.

В первом приближении количество ^3He $\Delta n_{^3\text{He}}$, образуемое в результате $\bar{p}$ - ^4He взаимодействия в ранней Вселенной

$/t > 10^3 \text{ с}/$, должно быть

$$\Delta n_{^3\text{He}} = n_{^4\text{He}} \cdot R \cdot f_{^3\text{He}}^{\text{eff}}, \quad /1/$$

где $n_{\bar{4}\text{He}}$ - концентрация $\bar{4}\text{He}$, $R = n_{\bar{4}\text{He}}/n_p$ - доля антивещества в ранней Вселенной, а $f_{\bar{4}\text{He}}^{\text{eff}}$ - эффективный выход $\bar{4}\text{He}$ в $\bar{p}\text{-}\bar{4}\text{He}$ -взаимодействии.

Предполагая, что в результате $\bar{p}\text{-}\bar{4}\text{He}$ -взаимодействия не может образоваться больше $\bar{4}\text{He}$, чем его количество, наблюдаемое в настоящее время во Вселенной

$$X_{\bar{4}\text{He}} \geq \Delta n_{\bar{4}\text{He}} \cdot m_{\bar{4}\text{He}} \quad /2/$$

/где $X_{\bar{4}\text{He}} = 4,2+2,8 \cdot 10^{-5} /$ - наблюдаемая концентрация $\bar{4}\text{He}$ по массе/, можно получить из /1/ следующее ограничение на долю антивещества R в ранней Вселенной:

$$R < \frac{4}{3} \frac{X_{\bar{4}\text{He}}}{X_{\bar{4}\text{He}} \cdot f_{\bar{4}\text{He}}^{\text{eff}}} \quad /3/$$

Единственной неизвестной величиной в соотношении /3/ является эффективный выход $\bar{4}\text{He}$ $f_{\bar{4}\text{He}}^{\text{eff}}$ в $\bar{p}\text{-}\bar{4}\text{He}$ -взаимодействии.

Мы выполнили измерения величины $f_{\bar{4}\text{He}}^{\text{eff}}$ на антипротонном пучке кольца LEAR в ЦЕРНе при трех значениях импульса налетающих антипротонов: 200, 300 и 600 МэВ/с.

Подробное описание экспериментальной аппаратуры приведено в /6/, поэтому здесь мы напомним только основные характеристики экспериментальной установки.

Мишенью и одновременно детектором $\bar{p}\text{-}\bar{4}\text{He}$ -взаимодействия являлась стримерная камера, работающая в самошунтирующем режиме и наполненная гелием до давления 1 атм. Чувствительный объем камеры составлял $70 \times 90 \times 18 \text{ см}^3$. Камера была помещена в магнитное поле $B = 0,415 \text{ Т}$ и $0,63 \text{ Т}$. Прозрачность мишени составляла 15 мг/см^2 . Запуск камеры осуществлялся от сигнала триггерной системы, которая состояла из сцинтилляционных счетчиков, расположенных перед камерой, и счетчика антисовпадений, стоящего позади нее. Если антипротон вошел в камеру и отклонился в результате любого взаимодействия с веществом камеры на угол, больший 5° от направления пучка, то такое событие регистрировалось.

Радиус антипротонного пучка, входящего в камеру, составлял 1 см. Характерной особенностью антипротонного пучка LEAR является полное отсутствие в нем примесей мезонов. С учетом потери энергии в тонких стенках камеры и сцинтилляционных счетчиках пучка значения кинетической энергии антипротонов, при которых производились измерения, были следующими: 179,6; 48,7 и 19,6 МэВ, что соответствует таким импульсам антипротона в лабораторной системе: 607,7; 306,2 и 192,8 МэВ/с.

Для измерений были отобраны только события, которые произошли в центральной части камеры длиной 55 см. Для определения выхода ^3He использовалось следующее важное обстоятельство: реакции с ^3He в конечном состоянии являются единственными процессами $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции, дающими четное число треков заряженных частиц. Все остальные реакции $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции выглядят в стримерной камере как события с нечетным числом треков в конечном состоянии. Поэтому сечение образования ^3He можно определить путем простого подсчета числа событий с четным числом треков. Эффективность нахождения события $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействия при просмотре составляла 99,5%. Систематическая ошибка за счет неопределенностей в знании точной толщины мишени, мониторе пучка и эффективности определения числа треков у события взаимодействия составляет по нашим оценкам 2,5%.

Подчеркнем, что экспериментальные условия для правильного определения числа лучей были достаточно хорошими. Короткое время памяти стримерной камеры позволило иметь на одном кадре только одно событие взаимодействия. В камере эффективно регистрировались низкоэнергетические частицы. Для примера скажем, что трек α -частицы с энергией 0,31 МэВ или протона с энергией 0,17 МэВ имеет в камере длину 1 см и хорошо виден.

В таблице дана сводка полученных экспериментальных результатов. Надо отметить, что в выражение /3/ для оценки доли антивещества R входит значение эффективного выхода ^3He

$$f_{^3\text{He}}^{\text{eff}} = f_{^3\text{He}} + f_{^3\text{H}}, \quad /4/$$

где

$$f_{^3\text{He}(^3\text{H})} = \frac{\sigma(\bar{p} + ^4\text{He} \rightarrow ^3\text{He}(^3\text{H}) + X)}{\sigma_{\text{tot}}}. \quad /5/$$

Необходимость учитывать образование трития ^3H вызвана тем, что в результате $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции во Вселенной должен образовываться не только ^3He , но и тритий, который впоследствии распадается в ^3He , тем самым увеличивая концентрацию ^3He во Вселенной.

Величина полного сечения $\sigma_{\text{tot}} \bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействия была определена из расчетов по стандартной модели Глаубера, применимость которой для случая антипротон-ядерного рассеяния подробно проанализирована в /7/. Глауберовский расчет удовлетворительно описывает величину полного сечения неупругих реакций $\sigma_R = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{el}}$, разность между экспери-

Таблица

Сечения выхода ${}^3\text{He}$ в $\bar{p}{}^4\text{He}$ -взаимодействии. Ограничения на количество антивещества $R = n_{\bar{p}}/n_p$ в ранней Вселенной

Кинетическая энергия антипротона $T_{\bar{p}}$	Сечение выхода ${}^3\text{He}$ $\sigma_{3\text{He}}$	Относительный выход ${}^3\text{He}$ $f_{3\text{He}}$	Относительный выход ${}^3\text{H}$ $f_{3\text{H}}$	$\alpha_{\bar{p}n}^{\text{tot}} = \frac{\sigma_{\bar{p}n}^{\text{tot}}}{\sigma_{\bar{p}p}^{\text{tot}}}$	Эффективный выход $f_{3\text{He}}^{\text{eff}} = f_{3\text{He}} + f_{3\text{H}}$	Ограничение на количество антивещества $R = \frac{n_{\bar{p}}}{n_p}$
/МэВ/	/мб/					
19,6	93,2 $\pm$ 7,9	0,136 $\pm$ 0,012	0,190 $\pm$ 0,016	0,716	0,326 $\pm$ 0,020	7,47 10
48,7	58,6 $\pm$ 4,0	0,118 $\pm$ 0,008	0,152 $\pm$ 0,010	0,776	0,270 $\pm$ 0,013	9,02 10
179,6	35,7 $\pm$ 2,8	0,101 $\pm$ 0,008	0,118 $\pm$ 0,009	0,857	0,219 $\pm$ 0,012	1,11 10

ментальным значением и теоретической величиной составляет 8-14%.

Выход трития $f_{3\text{H}}$ был рассчитан в предположении о том, что отношение между выходами ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ такое же, как в элементарном акте $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -взаимодействия

$$r = \frac{\sigma_{\bar{p}n}^{\text{tot}}}{\sigma_{\bar{p}p}^{\text{tot}}} = \frac{\sigma_{3\text{He}}}{\sigma_{3\text{H}}} \quad /6/$$

Полные сечения $\bar{p}p$ -взаимодействия брались из результатов недавнего эксперимента ^{8/}, а величины $\sigma_{\bar{p}n}^{\text{tot}}$ мы определяли из результатов измерений $\bar{p}d$ полного сечения ^{9/}, используя глауберовское значение для поправки на экранирование нейтрона в дейтроне.

Окончательное значение допустимой доли антипротонов в ранней Вселенной, рассчитанное по формуле /3/, приведено в последней колонке таблицы. Объединяя результаты, полученные при трех энергиях, можно заключить, что

$$R = n_{\bar{p}}/n_p < (0,7 - 1,1) \cdot 10^{-8} \quad /7/$$

Если бы в ранней Вселенной отношение $R = n_{\bar{p}}/n_p$ было бы больше чем 10^{-8} , то это привело бы к "перепроизводству" ${}^3\text{He}$, его концентрация была бы больше, чем наблюдаемая.

Полученное ограничение является верхним пределом для величины R . В настоящей работе мы рассматриваем развал ${}^4\text{He}$ только под действием антипротонов. В принципе, существуют такие источники антивещества, которые генерируют пары протон-антипротон, причем энергия протона достаточно большая, чтобы развалить ядро ${}^4\text{He}$. Однако ясно, что учет таких процессов будет приводить к увеличению вели-

чины эффективного выхода $f_{\text{He}}^{\text{eff}}$ и, следовательно, /см. соотношение /3//, величина R может только уменьшиться.

Подчеркнем, что полученная нами оценка на величину R является единственным экспериментальным ограничением на количество антивещества в ранней Вселенной в период $10^8 \leq t \leq 10^{13}$ с от начала расширения. Имевшиеся ранее оценки на возможную величину R , которые были сделаны из анализа данных по планковскому характеру спектра реликтового излучения, позволяли заключить лишь, что $R < 1/10,8$.

Знание верхнего предела для R позволяет наложить сильные ограничения на плотность в ранней Вселенной первичных черных дыр, на концентрацию сверхтяжелых метастабильных частиц /например, на концентрацию гравитино с массой $\sim 10^2$ ГэВ/, а также на целый ряд других параметров источников антивещества в ранней Вселенной.

Авторы выражают большую благодарность Я.Б.Зельдовичу, Б.М.Понтекорову, которые инициировали проведение этого эксперимента, а также В.П.Джелепову за помощь и поддержку данного направления исследований. Авторы благодарят Л.А.Кондратюка за помощь в расчетах сечений $\bar{p}$ - ^4He -взаимодействия.

Литература

1. Steigman G. Ann.Rev.Astron.Astroph., 1976, 14, p.339.
2. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной. "Наука", М., 1975.
3. Chechetkin V.M., Khlopov M.Yu., Sapozhnikov M.G. Riv.Nuov.Cim., 1982, 5, No.10, p.1.
4. Chechetkin V.M. et al. Phys.Lett., 1982, 118B, p.329.
5. Austin S.M. Prog.Part. and Nucl.Phys., 1981, 7, p.1.
6. Akimov Yu.K. et al. Report LNF, No.84/20(P), Frascati, 1984.
7. Кондратюк Л.А., Шматиков М.Ж. ЯФ, 1983, 38, с.361.
8. Beard C.I. et al. CERN preprint, EP/84-140, Geneva, 1984.
9. Hamilton R. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.1182.
10. Sunyaev R.A., Zeldovich Ya.B. Astr.Space Sci., 1970, 7, p.20.

Рукопись поступила 1 февраля 1985 года.

ОБ ОДНОЗНАЧНОСТИ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ В МНОГОСВЯЗНЫХ ПРОСТРАНСТВАХ

Г.Н.Афанасьев

Показано, что выполнения следующих трех условий еще не достаточно для существования эффекта Ааронова-Бома: 1/ многосвязности пространства, в котором происходит рассеяние частиц; 2/ наличия в этом многосвязном пространстве нетривиального /т.е. отличного от нуля/ безвихревого векторного магнитного потенциала; 3/ однозначности используемых волновых функций. Именно дан контрпример, когда в одном и том же многосвязном пространстве, при отличном от нуля векторном магнитном потенциале и однозначных волновых функциях, возможны конфигурации магнитного поля, отвечающие как наличию, так и отсутствию эффекта Ааронова-Бома. Выяснено, какие особенности этих конфигураций ответственны за появление АБ-эффекта. Руководящую роль в этом анализе играют вопросы, связанные с однозначностью волновых функций.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

On the Single-Valuedness of Wave Functions in Multiply Connected Spaces

G.N.Afanasiev

The following three conditions are shown to be insufficient for the appearance of the Aharonov-Bohm effect: 1) multiconnectedness of the space accessible for the incident particles; 2) nontrivial curlless vector magnetic potential in this multiconnected region; 3) single-valuedness of the used wave functions. A counterexample is given in which in the same multiconnected space with nonzero vector magnetic potential and single-valued wave functions the Aharonov-Bohm effect may or may not exist. This fact depends on the specific configuration of the magnetic field. It is studied which of these peculiarities are responsible for the appearance of the Aharonov-Bohm effect. The single-valuedness of the wave functions plays a guiding role in this analysis.

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

Вопрос о том, только ли однозначные волновые функции допустимы в квантовой механике имеет давнюю историю. Известный критерий Паули^{/1/} состоит в том, что допустимы только такие волновые функции, которые не выводятся за пределы гильбертова пространства при действии на них понижающих и повышающих операторов. Хорошее изложение этих вопросов можно найти в^{/2/}. В последнее время вновь стал актуальным вопрос о соотношении между паулиевским критерием и однозначностью волновых функций в многосвязных пространствах. Дело в том, что эффект Ааронова-Бома /АБ/ возникает только тогда, когда используются однозначные волновые функции^{/3/}. С другой стороны, в^{/4/} было показано, что паулиевский критерий допустимости волновых функций приводит к отсутствию эффекта АБ для бесконечного цилиндрического соленоида.

Мы хотим выяснить роль требования однозначности волновых функций при описании процессов рассеяния в многосвязных пространствах. В частности, мы попытаемся ответить на вопрос, обязано ли происхождение эффекта АБ только многосвязности пространства. Последняя, в свою очередь, возникает за счет удаления из всего пространства S той ее части S_0 , в которой напряженность магнитного поля равна нулю /чтобы рассеяние частиц происходило только на областях пространства с $H \neq 0$ /. Этого можно достичь, если включить в S_0 бесконечно большой отталкивающий потенциал или же считать волновую функцию равной нулю на границе /и внутри/ S_0 .

Рассмотрим сначала многосвязное пространство, полученное удалением из всего пространства, доступного для падающих частиц, бесконечной цилиндрической трубы C_0 радиуса b , внутри которой по предположению потенциал равен $+\infty$. Если ось симметрии этой трубы совпадает с осью z , а направление падающего пучка параллельно оси x , то волновая функция и амплитуда рассеяния на такой трубе /т.е. на потенциале, равном $+\infty$ внутри трубы и нулю - снаружи/ равны

$$\Psi_0 = \sum_m i^{|m|} \cdot [J_{|m|}(kr) - H_{|m|}^{(1)}(kr) \cdot \frac{J_{|m|}(kb)}{H_{|m|}^{(1)}(kb)}] \exp(im\phi),$$

/1/

$$f_0(\phi) = -\sqrt{\frac{2}{\pi k i}} \sum_m \frac{J_{|m|}(kb)}{H_{|m|}^{(1)}(kb)} \exp(im\phi).$$

Поместим теперь внутрь C_0 цилиндрический соленоид, соосный с C_0 , с радиусом $a < b$. Вне соленоида только одна компонента векторного магнитного потенциала /ВМП/ отлична от нуля:

$$A_\rho = A_z = 0, \quad A_\phi = \frac{H a^2}{2\rho} = \frac{\Phi}{2\pi\rho} \quad /H - \text{магнитное поле, } \Phi - \text{его поток}/.$$

Волновая функция и амплитуда рассеяния равны

$$\Psi = \sum_i |m| \cdot \exp[i \frac{\pi}{2} (|m| - |m - \gamma|)] \cdot [J_{|m-\gamma|}(k\rho) - H_{|m-\gamma|}^{(1)}(k\rho) \cdot \frac{J_{|m-\gamma|}(kb)}{H_{|m-\gamma|}^{(1)}(kb)}] \exp(im\phi), \quad (\gamma = \frac{e\Phi}{2\pi\hbar c}), \quad /2/$$

$$f(\phi) = -\frac{1}{\sqrt{2\pi k i}} \cdot \sum \exp(im\phi) \cdot [1 + (-1)^{|m| - |m-\gamma|} \cdot \frac{H_{|m-\gamma|}^{(2)}(kb)}{H_{|m-\gamma|}^{(1)}(kb)}].$$

Очевидно, что $f \neq f_0$, и именно это отличие и составляет суть эффекта АБ.

С другой стороны, уравнение Шредингера, которому удовлетворяет функция Ψ

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Psi}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial}{\partial \phi} - i\gamma \right)^2 \cdot \Psi \right] = E \cdot \Psi, \quad /3/$$

формально допускает следующее решение:

$$\Psi = \Psi_0 \cdot \exp(i\gamma\phi). \quad /4/$$

Здесь Ψ_0 - решение уравнения Шредингера в отсутствие магнитного поля. Если в качестве Ψ_0 взять однозначное решение /1/, удовлетворяющее условию $\Psi_0(2\pi) = \Psi_0(0)$, то плотность вероятности $|\Psi|^2$ и плотность тока вероятности $\vec{j}$ для Ψ и Ψ_0 одинаковы, т.е. магнитное поле не дает вклада в рассеяние. С другой стороны, если Ψ в /4/ - однозначная функция, то Ψ_0 неоднозначна:

$$\Psi_0(2\pi) = \Psi_0(0) \cdot \exp(-2i\pi\gamma). \quad /5/$$

Докажем, что волновые функции Ψ в /2/ и /4/ одни и те же. В самом деле, решение свободного уравнения Шредингера с граничным условием /5/ имеет вид

$$\Psi_0 = \sum A_m \cdot [J_{|m-\gamma|}(k\rho) - H_{|m-\gamma|}^{(1)}(k\rho) \cdot \frac{J_{|m-\gamma|}(kb)}{H_{|m-\gamma|}^{(1)}(kb)}] \cdot \exp[i(m-\gamma)\phi] /6/$$

Подставляем /6/ в /4/ и фиксируем A_m условием исчезновения сходящейся сферической волны при $\rho \rightarrow \infty$. Это доказывает совпадение волновых функций.

Заметим, что потенциалы A_i вне соленоида могут быть представлены в виде градиента функции $a = \frac{\Phi \phi}{2\pi}^{1/5}$: $A_\rho = A_z = 0$,

$A_\phi = \frac{1}{\rho} \frac{\partial a}{\partial \phi} = \frac{\Phi}{2\pi\rho}$. Поскольку ϕ испытывает скачок на 2π при переходе через положительную полуось x , это же относится и к "производящей" функции a . Эта разрывность приводит к тому, что интеграл по замкнутому контуру, содержащему начало координат:

$$\int A_\phi d\ell = \int \frac{1}{\rho} \frac{\partial a}{\partial \phi} \cdot \rho \cdot d\phi = a(2\pi) - a(0) = \Phi,$$

т.е. равен потоку магнитного поля, что и следовало ожидать.

Поместим теперь внутрь C_0 конечный тороидальный соленоид /вместо бесконечного цилиндрического/: $(\rho - d)^2 + z^2 = R^2$. Производящая функция a для тороидального соленоида (т.е. функция, удовлетворяющая вне соленоида условию $A = \text{grad } a$) является непрерывной функцией тороидальных координат μ , θ , $\phi^{1/8}$. Цилиндрические координаты связаны с ними следующим образом:

$$\rho = a \frac{\text{sh } \mu}{\text{ch } \mu - \cos \theta}, \quad z = a \frac{\sin \theta}{\text{ch } \mu - \cos \theta}, \quad \phi = \phi$$

/7/

$$(0 \leq \mu \leq \infty, \quad -\pi < \theta < \pi, \quad 0 < \phi < 2\pi).$$

Пусть соленоиду отвечает значение $\mu = \mu_0$. Тогда точки, отвечающие $\mu > \mu_0$ лежат внутри соленоида, а $\mu < \mu_0$ вне его. Параметры соленоида R, d следующим образом связаны с a, μ_0 :

$R = \frac{a}{\text{sh } \mu_0}$, $d = a \cdot \text{cth } \mu_0$. Из /7/ следует, что при $\rho < a$ близким значениям z , лежащим по разные стороны плоскости $z = 0$, отвечают значения θ , отличающиеся на 2π , т.е. θ как функция z испытывает скачок при переходе через плоскость экваториального круга радиуса a . Иными словами: для тороидального соленоида область разрыва производящей функции a /содержащей линейное по θ слагаемое/ представляет собой круг радиуса $d = R$, лежащий в экваториальной плоскости соленоида. Тогда функция

$$\Psi = \Psi_0 \cdot \exp\left(\frac{iea}{\hbar c}\right), \quad /8/$$

где Ψ_0 дается выражением /1/, является однозначным и непрерывным решением уравнения Шредингера. В самом деле, область разрыва производящей функции a для соленоида лежит

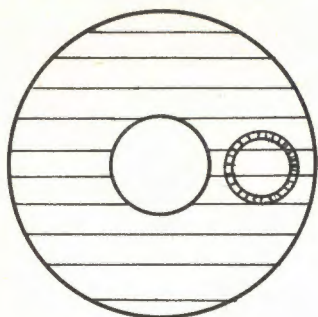


Рис.1. Иллюстрация того факта, что наличия безвихревых ВМП в многосвязных областях еще недостаточно для появления эффекта АБ. Крупной штриховкой показан непроницаемый тор, в который помещен соленоид /мелкая штриховка/. Доступное для рассеиваемых частиц пространство многосвязно и в нем ВМП отличны от нуля.

внутри цилиндра, т.е. там, где $\Psi_0 = 0$. В этом случае магнитное поле не дает вклада в амплитуду рассеяния, т.е. эффект АБ отсутствует при любой ориентации соленоида.

Мы видим, что для одного и того же многосвязного пространства эффект АБ может быть, но может и отсутствовать.

Приведем еще один пример многосвязного пространства, для которого отсутствует эффект АБ. Именно рассмотрим непроницаемый тор T_0 , в одно из плеч которого помещен тороидальный соленоид /рис.1/. Как и в предыдущем случае, сингулярности производящей функции соленоида лежат в области, где $\Psi_0 = 0$. Поэтому выражение типа /8/, где Ψ_0 - волновая функция рассеяния на непроницаемом торе, является однозначным и непрерывным решением уравнения Шредингера с ВМП тороидального соленоида.

Итак, существование или отсутствие эффекта АБ определяется не только фактом многосвязности пространства, но и специфической конфигурацией магнитного поля. Что за отличие в этих конфигурациях приводит к появлению эффекта АБ? Мы замечаем, что в рассмотренных примерах многосвязных областей эффект АБ отсутствует, если разрыв функции α происходит в недоступной для частиц области, т.е. там, где $\Psi_0 = 0$ /тороидальный соленоид в бесконечном цилиндре, в торе/. В противном случае /цилиндрический соленоид в цилиндре/ эффект имеет место. Этот аргумент, однако, повышает в воздухе, если заметить, что интервал изменения θ в /7/ может быть выбран $(0, 2\pi)$. В этом случае область разрывности функции α заполняет часть экваториальной плоскости, отвечающей $\rho > d + R$, т.е. имеется перекрытие с областью пространства, где $\Psi_0 \neq 0$. Возможно, более точная формулировка состоит в следующем. Эффект АБ отсутствует, если удастся каким-либо образом "загнать" сингулярности функции α в область, где $\Psi_0 = 0$. Ввиду однозначности и непрерывности самих ВМП эффект АБ будет отсутствовать также при любом ином выборе области разрыва. Отметим также, что

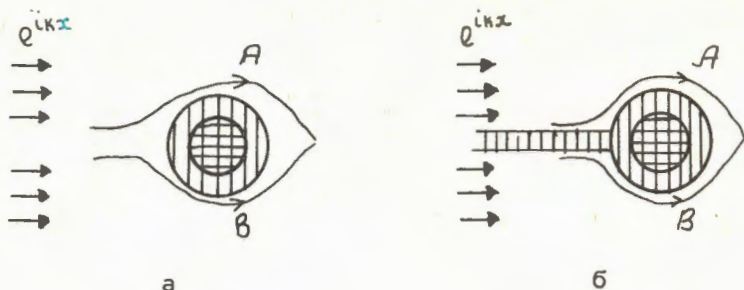


Рис.2. Иллюстрация того факта, что наличия путей А и В, вдоль которых фаза меняется на $\pm \frac{e\Phi}{2\hbar c}$, еще не достаточно для возникновения эффекта АБ. Вертикальной штриховкой показаны области, где $V_0 = \infty$, $\Psi_0 = 0$. Горизонтальной штриховкой показан соленоид. Таким образом, область, доступная для частиц, многосвязна на рис.2а и односвязна на рис.2б. Соответственно этому эффект АБ имеется в первом случае и отсутствует во втором.

обычное рассуждение о том, что эффект АБ является следствием появления у волновой функции разных фаз при обходе области, содержащей магнитное поле, по разным путям /А, В на рис.2а/, не совсем верно из-за однозначности волновой функции. В качестве иллюстрации рассмотрим односвязную область, полученную удалением из всего пространства области, заштрихованной на рис.2б /т.е. $V_0 = \infty$ внутри заштрихованной области/. Поскольку линию сингулярностей можно всегда совместить с заштрихованной полосой, то справедливо выражение $\Psi = \Psi_0 \cdot \exp(i\gamma\phi)$, ($-\pi < \phi < \pi$), где Ψ_0 - однозначная и непрерывная функция, обращающаяся в нуль внутри заштрихованной полосы. Ввиду унитарности этого преобразования магнитное поле не дает вклада в амплитуду рассеяния, т.е. эффекта АБ нет, хотя разность фаз та же, что и в предыдущем случае.

Отметим также отличие физических величин, отвечающих однозначным и многозначным волновым функциям. Например,

двумерному уравнению Шредингера с потенциалом $\sim \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}}$ отвечают следующие волновые функции и уровни энергии:

$$\Psi_{n,m} \sim \exp\left(-\frac{y}{2}\right) \cdot y^{m+\gamma} L_n^{2m+1\gamma}(y) \cdot \exp[i(m+\gamma)\phi],$$

$$E_{n,m} \sim \frac{1}{(2n+2m+2\gamma+1)^2}, \quad (\gamma = 2k\rho).$$

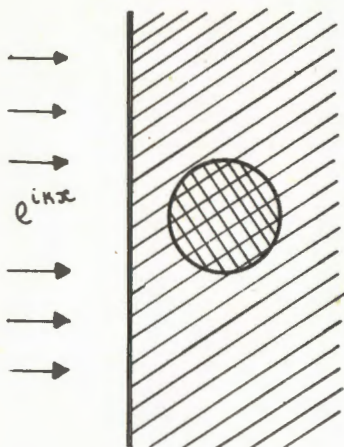


Рис.3. Иллюстрирует отсутствие эффекта АБ в односвязном пространстве. Справа от жирной вертикальной линии заштрихована область бесконечного отталкивания. В ней же расположен соленоид /двойная штриховка/. Доступная для частиц односвязная область лежит левее вертикальной линии.

Очевидно, что как уровни энергии, так и распределение вероятности $|\Psi|^2$, среднеквадратический радиус $\langle r^2 \rangle$ явно зависят от параметра неоднозначности γ .

Интересно проследить на конкретном примере, как переход от многосвязного пространства к односвязному приводит к исчезновению эффекта АБ. Рассмотрим опять-таки рассеяние заряженных частиц бесконечным цилиндрическим соленоидом, но теперь при $x > -a$ имеется бесконечное отталкивание /рис.3/. Таким образом, $\Psi_0 = 0$ при $x > -a$. Если магнитное поле выключено, то волновая функция равна $\Psi_0 = \sin k(x+a)$ при $x < -a$ и нулю при $x > -a$. После того как магнитное поле включено, имеем:

$$\Psi = \Psi_0 \cdot \exp(i\gamma\phi), \quad (0 < \phi < 2\pi). \quad /9/$$

Поскольку область разрыва /представляющая собой полуплоскость $y = 0, x > 0$ / лежит там, где $\Psi_0 = 0$, то /9/ - однозначное и непрерывное решение уравнения Шредингера при наличии магнитного поля. Ввиду унитарности преобразования /9/ эффект АБ отсутствует. Физический результат не должен зависеть от выбора направления плоскости разрыва производящей функции α . В частности, при изменении азимутального угла в интервале $(-\pi, \pi)$ плоскость разрыва совпадает с отрицательной полуплоскостью $y = 0, x < 0$. В этом случае формула /9/ для Ψ справедлива, но Ψ_0 - многозначная функция: $\Psi_0(-\pi) = \Psi_0(\pi) \cdot \exp(2i\gamma\pi)$. Все же желательно иметь непосредственное доказательство отсутствия вклада магнитного поля в амплитуду рассеяния, которое не опирается на выражение /9/. Ограничимся первым порядком теории возмуще-

ний. Тогда необходимо найти решение неоднородного уравнения

$$\Delta \Psi + k^2 \Psi = \frac{2iy}{\rho^2} \frac{\partial \Psi_0}{\partial \phi}, \quad (\Psi_0 = \sin k(x+a)). \quad /10/$$

Оно выглядит следующим образом:

$$\Psi = \sin k(x+a) + 2iy \int G_0(\vec{\rho}, \vec{\rho}') \frac{1}{\rho'^2} \frac{\partial \Psi_0}{\partial \phi'} dx' dy'. \quad /11/$$

Функция Грина G_0 , удовлетворяющая правильному граничному условию $G_0 = 0$, если x или x' равны $-a$, легко строится с помощью метода инверсии /7/:

$$G_0 = \frac{1}{4i} [H_0^{(1)}(kR_1) - H_0^{(1)}(kR_2)],$$

где

$$R_1 = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}, \quad R_2 = \sqrt{(x+x'+2a)^2 + (y-y')^2}.$$

Наконец, устремляя в /11/ во втором слагаемом $\rho \rightarrow \infty$, находим амплитуду рассеяния

$$f(\phi) = -2iyk \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi ki}} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \cdot \{ \exp[-ik(x' \cos \phi + y' \sin \phi)] - \exp[ik((x'+2a) \cos \phi - y' \sin \phi)] \} \cos k(x'+a) \cdot \frac{y'}{x'^2 + y'^2}. \quad /12/$$

Интегрируя по y' и делая замену переменных $x' \rightarrow -x' - a$ получаем

$$f(\phi) = 4yk \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi ik}} e^{ika \cos \phi} (-i\pi \cdot \operatorname{sgn} \phi) \cdot \int_0^{\infty} e^{-kx|\sin \phi|} \times$$

$$\times \sin(kx \cos \phi) \cos kx dx.$$

Легко убедиться, что этот интеграл равен нулю везде, за исключением $\phi = \pm \pi$. Для таких значений ϕ переход от /12/ к /13/ неправилен. Поэтому снова обращаемся к /12/. Подставляя значения $\phi = \pm \pi$, убеждаемся, что подынтегральное выражение в /12/ становится при этом нечетной функцией y' , что и доказывает равенство $f(\phi)$ нулю.

Наблюдающийся в настоящее время поток статей по интерпретации эффекта АБ в значительной мере обязан работам^{/8/}, в которых делался неверный, на наш взгляд, вывод, что этот эффект не существует, являясь математической фикцией. Попытаемся разобраться в сути спора. В чем состоит эффект АБ? Это рассеяние на безвихревых ВМП в многосвязном пространстве /мы видели, что это необходимо, но недостаточно/. В многосвязных пространствах существуют неэквивалентные неприводимые представления углового момента, приводящие к физически различным результатам^{/9/}. Отсутствие надежного критерия отбора того или иного представления и породило упомянутую дискуссию. Эффект АБ возникает только для неприводимого представления, соответствующего однозначной волновой функции. В односвязных пространствах эффект АБ отсутствует, так как с помощью подходящего градиентного преобразования ВМП можно обратить в нуль. В многосвязных пространствах подобная процедура приводит к появлению сингулярного магнитного поля на оси соленоида, в результате чего получается задача, физически неэквивалентная исходной^{/10/}.

С другой стороны, реальное физическое пространство, в котором проводится опыт, односвязно, так как любой реальный цилиндрический соленоид имеет конечные размеры, а потенциальный барьер - конечную высоту. Нет областей абсолютно недоступных для падающих частиц, любой контур может быть стянут в точку. Ввиду того, что в односвязных пространствах эффект АБ отсутствует, предпринимались попытки объяснить ненулевой результат опытов по обнаружению эффекта АБ "хвостами" магнитного поля в доступной для частиц области^{/11/}. Ситуация стала еще более запутанной после появления работы Роя^{/12/}, в которой было показано, что если ВМП удовлетворяют определенным условиям, то рассеяние определяется магнитным полем H в доступных для частиц областях пространства. Этим условиям удовлетворяет конечный цилиндрический соленоид. Последовавшая дискуссия^{/13/} не привела к полной ясности. Мы считаем, что многосвязное пространство /соответствующее бесконечному непроницаемому соленоиду/ является неплохой моделью реального односвязного пространства /конечный соленоид/ при условии, что первое является предельным случаем второго при неограниченном увеличении длины соленоида и высоты потенциального барьера. Это отбирает из всей совокупности неэквивалентных представлений одно, соответствующее однозначной волновой функции.

Автор благодарен Я.А.Сморodinскому, беседы с которым способствовали пониманию многих вопросов, рассмотренных в данной работе.

Литература

1. Pauli W. *Helv.Phys.Acta*, 1939, 12, p. 147; русский перевод в кн.: Паули В. Труды по квантовой механике /под ред. Я.А.Смординского/, "Наука", М., 1977, с. 294-314.
2. Merzbacher E. *Amer.J.Phys.*, 1962, 30, p. 237; Pandres D. *J.Math.Phys.*, 1962, 3, p. 305; Kretzschmar M. *Z.Phys.*, 1956, 185, p. 73.
3. Bohm D., Hiley D.J. *Nuovo Cim.*, 1979, 52A, p. 295; Rothe H.J. *Nuovo Cim.*, 1981, 62A, p. 54; Berry M.V. *Eur. J.Phys.*, 1980, 1, p. 240; Yang C.N. In: *Proc. Int.Symp. Foundations of Quantum Mechanics*, pp.5-9, Tokyo, 1983; Aharonov Y. *ibid.* pp.10-19.
4. Henneberger W.C. *J.Math.Phys.*, 1980, 22, p. 116; Roy S.M., Singh V. *Nuovo Cim.*, 1984, 79A, p. 391.
5. Bohm D., Kaye R.D., Philippidis C. *Nuovo Cim.*, 1982, 71B, p. 75; Rothe H.J. *Nuovo Cim.*, 1981, 62A, p. 54; Ruijsenaars S.N.M., *Ann.Phys.*, (N.Y.), 1983, 146, p.1.
6. Afanasiev G.N. *JINR*, E4-84-65, Dubna, 1984.
7. Морс Ф.М., Фешбах Г. *Методы теоретической физики*. ИЛ, М., 1958, т.1.
8. Bocchieri P., Loinger A. *Nuovo Cim.*, 1978, 47A, p.475; Bocchieri P., Loinger A., Siragusa G. *ibid.*, 1979, 51A, p. 1; Bocchieri P., Loinger A. *ibid.* 1981, 66A, p. 164; Bocchieri P., Loinger A. *Lett. Nuovo Cim.*, 1982, 35, p. 469; Bocchieri P., Loinger A. *ibid.*, 1984, 39, p. 148.
9. Goldin G.A., Menikoff R., Sharp D.H. *J.Math.Phys.*, 1981, 22, p. 1664; Henneberger W.C. *ibid.*, p. 116; Roy S.M., Singh V. *Nuovo Cim.*, 1984, 79A, p. 391.
10. Mignaco J.A., Novaes C.A. *Lett.Nuovo Cim.*, 1979, 26, p. 453.
11. Strocchi F., Wightman A.S. *J.Math.Phys.*, 1974, 15, p. 2198; Casati G., Guarneri I. *Phys.Rev.Lett.*, 1979, 42, p. 1579; Home D., Sengupta S. *Am.J.Phys.*, 1983, 51, p. 942.
12. Roy S.M. *Phys.Rev.Lett.*, 1980, 44, p. 111.
13. Greenberger D.M. *Phys.Rev.D*, 1981, 23, p. 1460; Klein U. *ibid.* p. 1463; Lipkin H.J. *ibid.* p. 1466.

Рукопись поступила 4 января 1985 года.

Н.А.Черников, Н.С.Шавохина

ПИФАГОРОВЫ ЧИСЛА И ТЕОРИЯ СПИНОРОВ

Работа посвящена спинорам в теории относительности и в квантовой теории. В ней излагается также теория пифагоровых чисел. Целью работы является на основе историко-математического метода прояснение геометрической и физической сущности спиноров. Показано, что формулы Пифагора для прямоугольного треугольника естественным образом приводят к спинорному представлению ортохронной группы Лоренца. Указано, что так называемый вектор состояния в квантовой фермионной теории является спинором евклидова пространства, а в квантовой бозонной теории – спинором симплектического пространства. Практическая задача древности – начертить прямой угол на земле – оказывается тесно связанной с обеими главными физическими теориями двадцатого века.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Pythagoras Numbers and Theory of Spinors

N.A.Chernikov, N.S.Shavokhina

The paper is devoted to spinors in the theory of relatively and quantum theory; it also expounds the theory of Pythagoras numbers. Based on a historical-mathematical method the geometrical and physical meaning of spinors is clarified. It is shown that the Pythagoras formulae for a right triangle lead naturally to a spinor representation of the Lorentz orthochronous group. The state vector in quantum fermion theory is proved to be a spinor of the Euclidean space, and in quantum boson theory, a spinor of the symplectic space. The practical problem of ancient ages, to draw on the Earth's surface a right angle, appears to be tightly connected with both the main theories of the twentieth century.

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

Землемеры научились чертить прямой угол на земле в давно прошедшие времена, о чем свидетельствуют древние следы их работы. Можно думать, что для облегчения названной операции в те времена был изобретен специальный инструмент, следующим способом изготавливаемый из веревки и трех колышков. На веревку, прикладывая к ней палку, равномерно наносят тринадцать меток, затем первую метку скрепляют с последней, а остальную часть веревки отрезают. К получившемуся кольцу с двенадцатью метками привязывают колышки в местах первой, пятой и десятой меток. В результате инструмент готов. Разнося колышки до предела так, чтобы веревочное кольцо натянулось в виде прямолинейного треугольника, и вбивая колышки в землю, получают на земле прямой угол с вершиной в первой метке.

Этот угол прямой, потому что получающийся таким способом треугольник имеет стороны длиной в три, четыре и пять палок, а значит, удовлетворяет условию Пифагора

$$x^2 + y^2 - t^2 = 0 \quad /1/$$

для прямоугольного треугольника с катетами x, y и гипотенузой t .

Вместо тринадцати можно нанести на веревку тридцать одну метку и получить кольцо с тридцатью метками, а колья привязать в местах первой, тринадцатой и двадцать шестой меток. В этом случае получается веревочный треугольник со сторонами длиной в пять, двенадцать и тринадцать палок. Он тоже удовлетворяет условию /1/.

Первым треугольником удобно пользоваться на просторных площадках, вторым - в тесных местах. Подобно этому современные чертежники пользуются двумя прямоугольными треугольниками, в первом из которых одинаковые катеты, а во втором один из катетов равен половине гипотенузы.

Имеются сведения о том, что в Древнем Вавилоне знали все прямоугольные треугольники, стороны которых пропорциональны целым числам^{/1,2/}. Такие тройки целых чисел называются пифагоровыми^{/3/}. Сам Пифагор нашел решение уравнения /1/ в виде^{/4/}

$$x = (a^2 - 1)l, \quad y = 2al, \quad t = (a^2 + 1)l, \quad /2/$$

где a - целое число и $a > 1$, l - длина упоминаемой выше палки. Если положить $l = \eta^2$ и обозначить $\xi = a\eta$, то формулы Пифагора /2/ примут вид

$$x = \xi^2 - \eta^2, \quad y = 2\xi\eta, \quad t = \xi^2 + \eta^2. \quad /3/$$

По этим формулам можно получить все тройки взаимно простых пифагоровых чисел. При этом надо считать, что именно y , а не x является четным числом, величины ξ и η - взаимно простые целые числа, из которых одно четное, и $\xi > \eta > 0$ ^{/5,6/}.

Если же считать, что ξ и η - любые положительные /не обязательно целые/ числа и $\xi > \eta$, то катеты и гипотенуза произвольного прямоугольного треугольника представляются в виде /3/, где, наоборот,

$$\xi = \sqrt{\frac{t+x}{2}}, \quad \eta = \sqrt{\frac{t-x}{2}}. \quad /4/$$

Спиноры трехмерного пространства

Будем теперь считать, что произвольные вещественные числа x, y, t являются координатами псевдоевклидова пространства и что квадрат длины вектора $\vec{x} = \{x, y, t\}$, приложенного к началу координат, равен

$$\vec{x}^2 = x^2 + y^2 - t^2. \quad /5/$$

По определению изотропные векторы лежат на световом конусе /1/, а следовательно, представляются по формулам Пифагора в виде /3/. Числа /4/ из области $\xi > \eta > 0$ являются параметрами на той части светового конуса /1/, где $x > 0$, $y > 0$, $t > 0$. Если мы пожелаем охватить всю "верхнюю" часть светового конуса, т.е. ту его часть, где $t > 0$, то мы должны положить

$$\xi = \pm \sqrt{\frac{t+x}{2}}, \quad \eta = \frac{t-x}{y} \xi. \quad /6/$$

При этом каждой паре вещественных параметров ξ, η ставится в соответствие направленный в "будущее" изотропный вектор /3/, а каждому такому вектору ставятся в соответствие две взаимно противоположные пары /6/ параметров ξ, η .

Мировая траектория светового луча, проходящего в момент времени $t = 0$ через точку $x = 0$, $y = 0$, является прямой линией образующей светового конуса /1/. Ее можно задать системой линейных уравнений

$$\left. \begin{aligned} -y\xi + (t+x)\eta &= 0 \\ -(t-x)\xi + y\eta &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad /7/$$

Здесь мы вплотную подошли к теории спиноров псевдоевклидова пространства /7/.

Следуя Картану, спинором, приложенным к началу координат, называем столбец

$$\Xi = \begin{pmatrix} \xi \\ \eta \end{pmatrix}. \quad /8/$$

Вектор, приложенный к началу координат, представляем в виде матрицы

$$X = \begin{pmatrix} -y & t+x \\ x-t & y \end{pmatrix}. \quad /9/$$

В матричных обозначениях система уравнений /7/ записывается в виде

$$X\Xi = 0. \quad /10/$$

Изотропному вектору /3/ соответствует матрица

$$X = 2 \begin{pmatrix} -\xi\eta & \xi^2 \\ -\eta^2 & \xi\eta \end{pmatrix}. \quad /11/$$

Определитель матрицы /9/ равен

$$\det X = t^2 - x^2 - y^2 = -\vec{x}^2. \quad /12/$$

Отсюда следует, что система /7/ совместна тогда и только тогда, когда $\vec{x}$ - изотропный вектор.

Квадрат матрицы /9/ равен

$$X^2 = \begin{pmatrix} x^2 + y^2 - t^2 & 0 \\ 0 & x^2 + y^2 - t^2 \end{pmatrix} = \vec{x}^2. \quad /13/$$

Скалярную матрицу отождествляем с числом. Пусть X, Y - произвольные векторы, а λ - произвольное число. Согласно /13/ $(X + \lambda Y)^2 = (\vec{x} + \lambda \vec{y})^2$, а следовательно,

$$XY + YX = 2\vec{x}\vec{y}. \quad /14/$$

Наряду со световым конусом /1/ весьма важное значение имеют однополостный гиперboloид

$$X^2 = 1 \quad /15/$$

и двуполостный гиперboloид

$$x^2 = -1. \quad /16/$$

На "верхней" части гиперboloида /16/

$$t = \sqrt{1 + x^2 + y^2}. \quad /17/$$

С точки зрения внутренней геометрии, задаваемой метрикой

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 - dt^2 = dx^2 + dy^2 - \frac{(xdx + ydy)^2}{1 + x^2 + y^2}, \quad /18/$$

поверхность /17/ является плоскостью Лобачевского. Отсюда следует, что ортохронная группа Лоренца трехмерного пространства-времени совпадает с группой изометрий плоскости Лобачевского.

Простейшее из ортохронных преобразований Лоренца - это зеркальное отражение в плоскости, проходящей через начало координат и ортогональной к вектору, конец которого находится на однополостной гиперboloиде /15/. Обозначим этот вектор $\vec{e}$. Пусть $\vec{x}$ - произвольный вектор и $\vec{x}'$ - его зеркальный образ. Так как вектор $\vec{e}$ коллинеарен вектору $\vec{x}' - \vec{x}$ и ортогонален вектору $\vec{x} + \vec{x}'$, то

$$\vec{x}' = \vec{x} - 2(\vec{e}\vec{x})\vec{e}, \quad /19/$$

а так как $2(\vec{e}\vec{x}) = EX + XE$ и $E^2 = 1$, то для соответствующих матриц справедливо соотношение

$$X' = -EXE. \quad /20/$$

Зеркальным образом спинора Ξ является спинор

$$\Xi' = E\Xi. \quad /21/$$

Ортохронное преобразование Лоренца с положительным якобианом получается в результате последовательного выполнения зеркальных отражений в двух таких плоскостях: $X'' = -E_2 X' E_2$, $X' = -E_1 X E_1$, т.е. $X'' = E_2 E_1 X E_1 E_2$. Следовательно,

$$X'' = SXS^{-1}, \quad \Xi'' = S\Xi, \quad /22/$$

$$\text{где } S = E_2 E_1, \quad S^{-1} = E_1 E_2.$$

Ортокхронное преобразование Лоренца с отрицательным якобианом - это либо одно зеркальное отражение, либо результат трех таких отражений: $X''' = -E_3 X'' E_3$, $X'' = -E_2 X' E_2$, $X' = -E_1 X E_1$, т.е. $X''' = -E_3 E_2 E_1 X E_1 E_2 E_3$. Следовательно,

$$X''' = -T X T^{-1}, \quad \Xi''' = T \Xi, \quad /23/$$

где $T = E_3 E_2 E_1$, $T^{-1} = E_1 E_2 E_3$. В частности, если $E_3 = E_2$, то $T = E_1 = T^{-1}$.

Плоскость

$$\vec{e} \vec{x} = 0, \quad \vec{e}^2 = 1 \quad /24/$$

пересекает поверхность /17/ по "верхней" ветви гиперболы, которая представляет прямую на плоскости Лобачевского. Зеркальное отражение пространства в плоскости /24/ взаимно однозначно сопровождается зеркальным отражением плоскости Лобачевского в этой прямой.

Переход к комплексным числам ξ и η приводит к спинорам трехмерного евклидова пространства как над полем комплексных, так и над полем вещественных чисел /17/.

Спиноры многомерных пространств

Спиноры n -мерного евклидова пространства были открыты Эли Картаном в 1913 г. /7,8/. В начальном случае $n=3$ Картан исходит из формул Пифагора /3/. Если $n=2\nu$ или $n=2\nu+1$, где ν - целое число, то вектор $\vec{x}$ представляется квадратной матрицей X порядка 2^ν , а спинор Ξ - столбцом из 2^ν чисел. Как и в трехмерном случае, квадрат матрицы X равен скалярному квадрату вектора $\vec{x}$, а следовательно, для двух таких матриц X и Y справедливо равенство /14/. Матрица, представляющая вещественный вектор, эрмитова. Чтобы геометрически обосновать известную теорию Дирака, надо положить $\nu=2$.

Зеркальное отражение /19/ в гиперплоскости $\vec{e} \vec{x} = 0$, $\vec{e}^2 = 1$ и в n -мерном случае представляется в виде /20/. Каждое вращение пространства вокруг начала координат является произведением четного числа $\leq n$ отражений в таких плоскостях.

Пусть векторы $\vec{h}_a$, где $a \in \{1, \dots, n\}$, составляют базис, а их скалярные произведения равны $\vec{h}_a \vec{h}_b = h_{ab}$. Согласно /14/ соответствующие матрицы H_a удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$H_a H_b + H_b H_a = 2h_{ab}. \quad /25/$$

Наряду с матрицами H_a введем матрицы H^a из условия, что

$$H_a = \sum_{b=1}^n h_{ab} H^b. \quad /26/$$

Матрица X , представляющая вектор

$$\vec{x} = \sum_{a=1}^n x^a \vec{h}_a, \quad /27/$$

равна

$$X = \sum_{a=1}^n x^a H_a = \sum_{a=1}^n x_a H^a, \quad /28/$$

где

$$x_a = \sum_{b=1}^n h_{ab} x^b. \quad /29/$$

Линейное преобразование

$$x'^a = \sum_{b=1}^n L_b^a x^b \quad /30/$$

пространства называется вращением пространства вокруг начала координат, если удовлетворяются условия^{/9/}

$$\sum_{p=1}^n \sum_{q=1}^n h_{pq} L_a^p L_b^q = h_{ab}, \quad \det ||L_b^a|| = 1. \quad /31/$$

Этому преобразованию соответствует квадратная матрица S порядка 2^N , такая, что

$$X' = SXS^{-1}, \quad \Xi' = S\Xi. \quad /32/$$

Отсюда следует, что

$$SH_a S^{-1} = \sum_{b=1}^n L_a^b H_b, \quad S^{-1} H^a S = \sum_{b=1}^n L_b^a H^b. \quad /33/$$

В случае бесконечно малого вращения

$$\delta x^a = x'^a - x^a = \sum_{b=1}^n \omega^{ab} x_b, \quad /34/$$

где

$$\omega^{ab} + \omega^{ba} = 0. \quad /35/$$

В этом случае $S = 1 + \Omega$, где

$$\Omega = \frac{1}{4} \sum_{p=1}^n \sum_{q=1}^n \omega^{pq} H_p H_q, \quad /36/$$

так что

$$\delta X = X' - X = \Omega X - X \Omega, \quad /37/$$

$$\delta \Xi = \Xi' - \Xi = \Omega \Xi. \quad /38/$$

Алгебра Клиффорда

Если некоторые векторы $\vec{e}_a$, где $a \in \{1, \dots, n\}$, образуют ортонормированный базис, то соответствующие матрицы E_a удовлетворяют перестановочным соотношениям Клиффорда

$$E_a E_b + E_b E_a = 2\delta_{ab}. \quad /39/$$

Алгебра K_n , порожденная единицей 1 и другими элементами $E_1, \dots, E_n$, удовлетворяющими соотношениям /39/, называется алгеброй Клиффорда. Генераторы 1, $E_1, \dots, E_n$ и произведения $E_{a_1} \dots E_{a_m}$, где $2 \leq m \leq n$, $a_1 < a_2 < \dots < a_m$, составляют базис алгебры K_n . Следовательно, размерность этой алгебры как векторного пространства равна 2^n . Действительно, по биному Ньютона $1 + n + C_n^2 + \dots + C_n^n = (1 + 1)^n$.

При $n = 2\nu$ алгебра $K_{2\nu}$ простая. Она эквивалентна алгебре квадратных матриц порядка 2^ν .

При $n = 2\nu + 1$ алгебра $K_{2\nu+1}$ полупростая. Она распадается в прямую сумму двух одинаковых подалгебр, каждая из которых эквивалентна $K_{2\nu}$. Картан выбирает ту из подалгебр, в которой

$$E_1 \dots E_{2\nu+1} = 1^\nu. \quad /40/$$

Теперь понятно, почему число компонент спинора при $n = 2\nu$ и при $n = 2\nu + 1$ равно 2^ν .

Конечномерная модель квантовой теории поля

В 2ν -мерном пространстве базис

$$A_k = \frac{1}{2} (E_{2k-1} + i E_{2k}), \quad A_k^+ = \frac{1}{2} (E_{2k-1} - i E_{2k}), \quad /41/$$

$$k \in \{1, \dots, \nu\},$$

приводит к конечномерной модели фермионного поля. Действительно, из перестановочных соотношений Клиффорда /39/ по-

лучаем перестановочные соотношения между операторами уничтожения и рождения ферми-частиц, а именно:

$$A_k A_l + A_l A_k = 0,$$

$$A_k^+ A_l^+ + A_l^+ A_k^+ = 0.$$

$$A_k^+ A_l + A_l A_k^+ = \delta_{kl}, \quad /42/$$

Векторы A_k лежат в ν -мерной полностью изотропной плоскости Π . Алгебра Γ_ν , порожденная единицей 1 и другими элементами $A_1, \dots, A_\nu$, удовлетворяющими соотношениям $A_k A_l + A_l A_k = 0$, называется алгеброй Грассмана. Генераторы 1, $A_1, \dots, A_\nu$ и произведения $A_{k_1} \dots A_{k_\mu}$, где $2 \leq \mu \leq \nu$,

$k_1 < k_2 < \dots < k_\mu$, составляют базис алгебры Γ_ν , так что размерность этой алгебры равна 2^ν , т.е. числу компонент спинора. Алгебра Грассмана является подалгеброй алгебры Клиффорда.

Все это в равной мере относится и к векторам A_k^+ , лежащим в плоскости Π^+ . Картан представляет спинор в виде столбца антисимметричных компонент $\xi_{k_1 \dots k_\mu}$. Каждому такому столбцу взаимно однозначно соответствует элемент

$$\hat{\Xi} = \xi_0 + \sum_{\mu=1}^{\nu} \frac{1}{\mu!} \sum_{k_1=1}^{\nu} \dots \sum_{k_\mu=1}^{\nu} \cdot \xi_{k_1 \dots k_\mu} A_{k_1}^+ \dots A_{k_\mu}^+ \quad /43/$$

алгебры Грассмана Γ_ν^+ . Если заменить здесь $\mu!$ на $\sqrt{\mu!}$, то получится функционал Фока^{/10/}.

Вакуумное состояние $|0\rangle$ представляется простым спинором и изображается плоскостью Π . Так называемый вектор состояния, равный

$$|> = \hat{\Xi} |0\rangle = \Xi, \quad /44/$$

на самом деле является спинором. Вектор состояния бозонного поля следовало бы также называть спинором, но уже не евклидова, а симплектического пространства. Представление о гамильтониане поля дает оператор /36/.

Спиноры Картана находятся в таком же отношении к векторам, в каком волновая функция Шредингера - к операторам координат и импульсов. Поэтому квантовую механику можно называть теорией спиноров симплектического пространства /по меньшей мере, если уравнения Гамильтона линейные/. В свою очередь, теория спиноров Картана является квантовой геометрией евклидова пространства.

Литература

1. Гнеденко Б.В., Погребысский И.Б. В сб.: Историко-математические исследования. ГИФМЛ, М., 1958, вып. XI, с. 446.
2. Раик А.Е. В сб.: Историко-математические исследования, ГИФМЛ, М., 1959, вып. XII, с. 315.
3. Большая советская энциклопедия. СЭ, М., 1975, Изд. 3, т. 19, с. 586.
4. Башмакова И.Г. В сб. /1/ с. 243-244.
5. Виноградов И.М. Основы теории чисел, "Наука", М., 1972, с. 22, с. 107.
6. Постников М.М. Введение в теорию алгебраических чисел. "Наука", М., 1982, с. 21, 31.
7. Картан Э. Теория спиноров. ИЛ, М., 1947, с. 64-77.
8. Cartan E. Bull. Soc. Math. de France, 1913, 41, p. 53-96.
9. Норден А.П. Пространства аффинной связности. Изд. 2, "Наука", М., 1976, с. 35-38, 48-49.
10. Фок В.А. Работы по квантовой теории поля. Изд. ЛГУ, Л., 1957.

Рукопись поступила 15 января 1985 года.

В.М.Назаров, С.С.Павлов, В.Ф.Переседов,
М.В.Фронтасьева

КАНАЛЫ ДЛЯ ОБЛУЧЕНИЯ И ПНЕВМОТРАНСПОРТНАЯ УСТАНОВКА НА ИБР-2

Описаны пять каналов для облучения на ИБР-2, два из которых предназначены, в основном, для активационного анализа. Средняя плотность потока тепловых и резонансных нейтронов в первом канале $1,1 \pm 0,14 \cdot 10^{12}$ и $0,23 \pm 0,03 \cdot 10^{12}$ н/см².с соответственно. III, IV и V каналы предназначены для радиационных исследований и получения радиоактивных изотопов. Спектры нейтронов в IV и V каналах близки к параметрам I канала, а спектр нейтронов в III канале, расположенном в центре активной зоны реактора, близок к спектру деления со средней плотностью потока нейтронов $180 \cdot 10^{12}$ н/(см².с). Описаны основные блоки пневмотранспортной установки "Регата" и в качестве примера приведены результаты элементного анализа волос человека.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Channels for Irradiation and Pneumotransport System at IBR-2

V.M.Nazarov et al.

The pulsed reactor IBR-2 is supplied with 5 channels for sample irradiation, two of which are intended mainly for activation analysis. The mean values of the thermal flux density and epithermal neutrons in the I channel are $(1.1 \pm 0.14) \cdot 10^{12}$ and $(0.23 \pm 0.03) \cdot 10^{12}$ n/(cm².s), respectively. The III, IV, and V channels are intended for radiational investigations and production of radioactive isotopes. The neutron spectra in the IV, V channels are similar to that in the I one, and the neutron spectrum in the III channel installed in the centre of the reactor active core is similar to the neutron spectrum of fission, the mean neutron flux density being $180 \cdot 10^{12}$ n/(cm².s). The principal units of the pneumatic system "Regata" are described and the results of the elementary analysis of human hair are presented for illustration.

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

Для проведения активационного анализа, радиационных исследований и получения радиоактивных изотопов реактор ИБР-2 оборудован пятью каналами для облучения образцов /рис.1/. Два канала /K1 и K2/ расположены у торцов гребенчатого замедлителя, просматриваемого 4,5 и 6 пучками

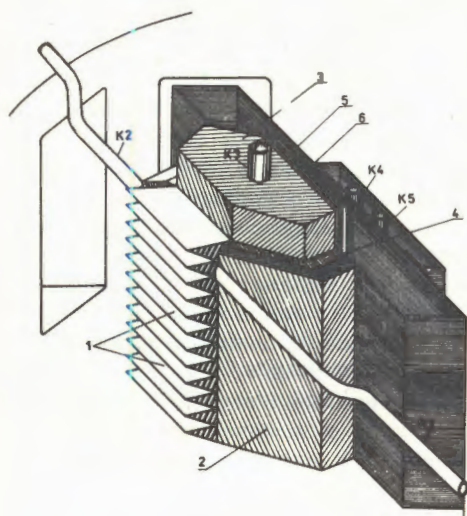


Рис.1. Расположение каналов облучения на ИБР-2. 1 - водяной гребенчатый замедлитель /3/, 2 - водяной плоский замедлитель, 3 - активная зона, 4 - стационарные отражатели, 5, 6 - подвижной отражатель, K1-K5 - каналы облучения.

реактора. Канал K3 расположен в центре активной зоны /пока не используется/, а каналы K4 и K5 - в замедлителе, расположенном за подвижным отражателем. Характеристики каналов для облучения при мощности реактора 2,0 МВт приведены в табл.1.

Таблица 1

№ ка- нала	Плотность потока нейтронов, н/ (см ² .с) . 10 ¹²				Диаметр канала, мм	Приме- чания
	тепловые	резонансные	быстрые	t, °C в ка- нале		
K1	1,1 $\pm$ 0,14	0,23 $\pm$ 0,03	1,4 $\pm$ 0,16	70	28	эксперим. данные
K2	0,54 $\pm$ 0,06	0,12 $\pm$ 0,014	0,64 $\pm$ 0,04	50	28	эксперим. данные
K3	10 ⁻⁵	0,015	180	400	16	расчетные данные
K-4 K-5	4,0 $\pm$ 0,5	0,4 $\pm$ 0,04	4,2 $\pm$ 0,5	30-40	30	эксперим. данные

Все перечисленные каналы внутри сухие, 1 и 2 каналы охлаждаются воздухом, 3 - натрием, 4 - водой. Подача образцов в каналы 1 и 2 осуществляется системой пневмотранспорта "Регата". Блоки загрузки, выгрузки, хранения, измерения и переупаковки расположены вдали от реактора /длина трассы 30-40 м/ и размещены в 2 специальных помещениях. Время транспортировки образцов на облучение или обратно 5-10 с. В каждом канале можно облучать одновременно до 5 контейнеров. Время облучения образцов в полиэтиленовых контейнерах ограничивается радиационной стойкостью полиэтилена и составляет 30 мин при мощности реактора 2 МВт. Более длительные облучения образцов производятся в алюминиевых контейнерах.

Установка "Регата" снабжена автоматами для быстрого /1,5 с/ извлечения капсул с облучаемой пробой из полиэтиленовых транспортных контейнеров. Часто транспортный контейнер используется как рабочая капсула. Внутренний объем его около 5 см³ при внешнем диаметре 26 мм. Алюминиевые контейнеры по размерам близки к полиэтиленовым, но имеют в 2,5 раза больший полезный объем.

Для целей активационного анализа установка "Регата" снабжена измерительно-вычислительным модулем на базе ЭВМ МЕРА-60 с тремя независимыми трактами амплитудного анализа. Один из них располагает программой управления

Таблица 2

Анализируемый радионуклид		Диапазон концентраций элемента, РРМ (10^{-6} г/г)	Анализируемый радионуклид		Диапазон концентраций элемента, РРМ (10^{-6} г/г)
1	²⁴ Na	140÷1100	13	⁷⁶ As*	2,0÷20
2	²⁸ Al	100÷400	14	⁷⁵ Se*	0,4÷8,0
3	³⁸ Cl	100÷700	15	⁸² Br*	7÷35
4	⁴⁸ K	110÷430	16	⁸⁸ Rb	15
5	⁴⁶ Sc	0,06÷1,0	17	^{110m} Ag*	0,6÷10
6	⁵² V	0,4÷5,0	18	^{111m} Cd*	6÷90
7	⁵¹ Cr	10÷200	19	^{116m} In*	0,13÷0,3
8	⁵⁶ Mn	3,0÷9,0	20	¹²⁴ Sb*	2,0÷10
9	⁵⁹ Fe	1000÷6000	21	¹²⁸ I*	0,1÷10
10	⁶⁰ Co	1,2÷8,7	22	¹⁸⁷ W*	0,1÷2,6
11	⁶⁶ Cu	8÷30	23	¹⁹⁸ Au*	0,2÷1,5
12	⁶⁵ Zn	400÷2600	24	²⁰³ Hg	8÷10

* активация определяется резонансными нейтронами.

проботеккой "Регаты", которая позволяет поочередно измерять и обрабатывать до 32 образцов. При наличии эталонного спектра программа выдает данные о составе анализируемых проб по тем элементам, которые присутствуют в эталоне. Более полная обработка гамма-спектров осуществляется на ЭВМ PDP-11/70 по программам ACTIV ^{1/} и SAMPO ^{2/}.

В табл.2 и на рис.2 показаны, в качестве примера, результаты элементного анализа волос человека на установке "Регата". Образец /вес 0,2 г/ активировался тепловыми и

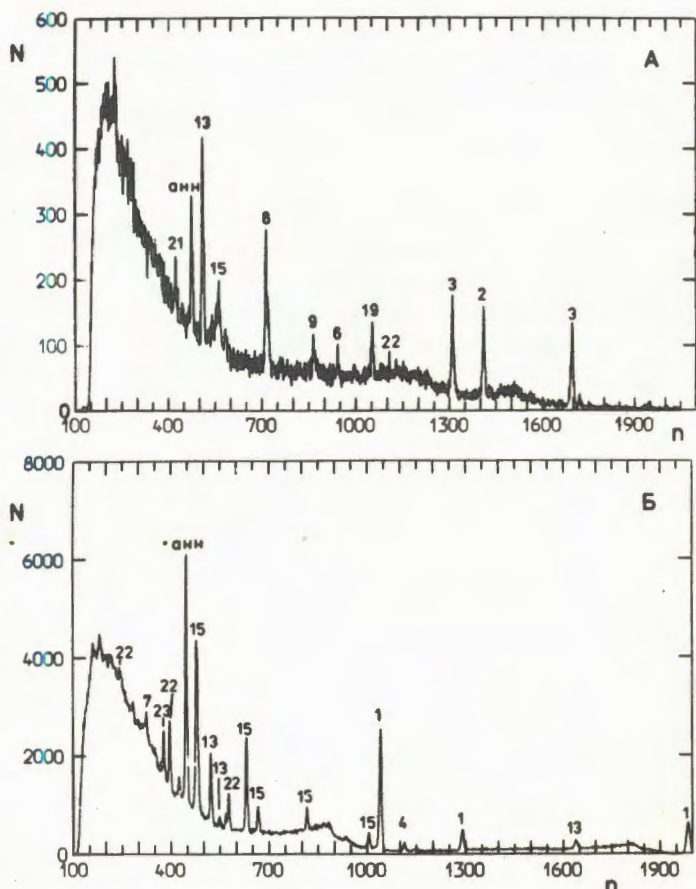


Рис.2. Аппаратурные гамма-спектры активированных образцов волос человека. По оси абсцисс - энергия гамма-квантов /произв. единицы/, по оси ординат - число событий. /Ge(Li)-детектор 50 см³/. Цифрами отмечены пики, соответствующие нумерации химических элементов в табл.2; "анн" - пик аннигиляции позитронов. Условия измерения кривых А и Б описаны в тексте.

резонансными нейтронами. Спектр А /см. рис.2/ измерен после 5-минутного облучения и последующей 5-минутной выдержки, спектр Б - после активации продолжительностью 4 часа и 5-суточной выдержки.

Канал 4, так же как в будущем и 3, используется для радиационных исследований при флюенсах нейтронов больше 10^{17} н/см². Загрузка и выгрузка образцов в них осуществляется механическими захватами при остановленном реакторе. Для работы с высокоактивными образцами на ИБР-2 имеются три горячие камеры.

Литература

1. Zlokazov V.B. Comp. Phys.Comm., 1982, 28, p. 27-40.
2. Routti J.T., Prussin S.G. Nucl.Instr. and Meth., 1964, 72, p. 125.
3. Гундорин Н.А., Назаров В.М. ОИЯИ, РЗ-80-721, Дубна, 1980.

В.М.Назаров, В.Ф.Переседов, В.П.Сысоев

БИОФИЗИЧЕСКИЙ КАНАЛ НА ИБР-2

Описаны позиции облучения биофизического канала на ИБР-2 и устройства, обеспечивающие возможности проведения радиационных исследований, радиографии и элементного анализа с использованием (n, γ) , (n, α) и (n, p) -реакции. Приведены характеристики пучков при мощности реактора 2 МВт, максимальное значение плотности потока тепловых нейтронов $(60 \pm 5) \cdot 10^8 \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, резонансных нейтронов $(40 \pm 5) \cdot 10^7 \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ при средней мощности дозы 30 Гр/мин. В этих условиях можно определять содержание золота в образцах с чувствительностью анализа $2 \cdot 10^{-8} \text{ г/г}$. На выходе зеркального нейтронного волновода при плотности потока тепловых нейтронов $(2,5 \pm 0,3) \cdot 10^8 \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ чувствительность анализа горных пород по бору 10-15 мкг/г.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

The Biophysical Channel of IBR-2

V.M.Nazarov, V.F.Peresedov, V.P.Syisoev

The sites of irradiation in the biophysical channel of IBR-2 together with the facilities, providing the radiational investigations, radiography and element analysis using (n, γ) , (n, α) and (n, p) reactions are described. The beams parameters at the reactor power of 2 MWt are the following: the maximum value of the thermal flux density is $(60 \pm 5) \cdot 10^8 \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$, epithermal - $(40 \pm 5) \cdot 10^7$ at the mean power dose of 30 gray/min. Under such conditions one can obtain the content of gold in the investigated samples with the sensitivity of $2 \cdot 10^{-8} \text{ g/g}$. The sensitivity of the analysis of boron current in rock samples at the exit of the mirror neutron guide under thermal flux density of $(2.5 \pm 0.3) \cdot 10^8 \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ is 10-15 $\mu\text{g/g}$.

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

Биофизический канал /БФК/ /см. рисунок/ предназначен для радиационных исследований /радиобиология, импульсный радиолиз твердых тел и жидкостей/, радиографии и элементного анализа с использованием (n, γ) -, (n, α) - и (n, p) -реакций ^{1,2/}. Для этих целей БФК имеет три позиции для облучения образцов. Позиция №1 расположена в 300 см от активной зоны /в кольцевом коридоре в 20 см от шибера/.

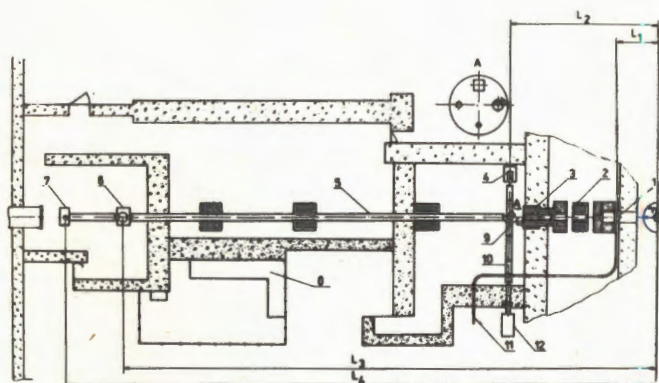


Схема биофизического канала. 1 - первая позиция; 2 - фильтры; 3 - механизм сменных коллиматоров; 4 - импульсный источник света; 5 - зеркальный нейтронный отражатель; 6 - Ge(Li)-детектор /3 позиция облучения/; 7 - место для радиографии; 8 - пульт управления и измерения; 9 - вторая позиция облучения; 10 - оптическая скамья; 11 - пневмотранспорт; 12 - спектрофотометр; $L_1 - 3,0$ м; $L_2 - 7,2$ м; $L_3 - 25,7$ м; $L_4 - 28,0$ м.

Образцы в эту точку доставляются сжатым воздухом в полиэтиленовых транспортных контейнерах "Регаты". Одновременно можно облучать до 7 контейнеров. Мощностью дозы нейтронного и гамма-излучений в этой позиции можно управлять с помощью неполного открытия шибера.

Позиция №2 расположена в 720 см от активной зоны вплотную к дополнительной защите реактора. Она имеет экспериментальный павильон для размещения физической аппаратуры. В этот павильон нейтроны и гамма-лучи выводятся через устройство "сменный коллиматор", которое позволяет дистанционно и быстро устанавливать любой из 4 коллиматоров, один из которых - вращающийся. "Сменный коллиматор" позволяет формировать поля излучения с сечением 20×15 см², 10×10 см², 5×5 см². Вращающийся коллиматор - прерыватель с полем 5×5 см² используется для дискретного /2,5; 1,67;

1,25; 1,0; 0,83; 0,71; 0,625/ уменьшения частоты следования импульсов реактора на образце, а также для уменьшения фона между импульсами реактора. В кольцевом коридоре располагаются фильтры из полиэтилена с бором, свинца и В₄С. Механизм для перестановки фильтров выполнен в виде 3 дисков, независимо поворачиваемых с шагом 90°. На каждом диске имеется 4 отверстия $\varnothing$ 300 мм, в три из которых вставляются фильтры из одного и того же материала, но различной толщины. Имеется следующий набор толщин: для полиэтилена и свинца - 60, 40 и 20 мм, для В₄С - 40, 20 и 10 мм. С помощью этого механизма быстро выбирается состав фильтра с необходимой функцией пропускания нейтронов и гамма-лучей.

В позицию №3 выводятся только тепловые нейтроны с помощью изогнутого зеркального нейтропровода^{/3/}. Он представляет собой 20-метровую трубку прямоугольного сечения 1,5x15 см². Зеркальный нейтропровод изготовлен из стекла "Float" с никелевым покрытием. Характеристики пучков в трех позициях при мощности реактора 2 МВт представлены в следующей таблице.

Таблица

# позиции	Фильтр или положение шибера	Средняя мощность дозы, Гр/мин		Плотность потока нейтронов, н/см ² с	
		нейтроны	гамма-лучи	тепловых	резонансных
1	Шибер открыт полностью	30	7,2	/60±5/·10 ⁸	/40±5/·10 ⁷
1	Открыт на 1/4	7,8	1,3	не измерялись	
2	Вез фильтров	1,05	0,26	/1,9±0,2/·10 ⁸	/1,3±0,15/·10 ⁷
2	1 см В ₄ С+ 4 см Pb	0,4	0,0082	нет	10 ⁴
2	2 см СН ₂ + 6 см Pb	0,18	0,0044	нет	10 ³
3	Вез фильтров	не измерялись		/2,5±0,3/·10 ⁶	1,7·10 ⁴

Для позиции 2 характеристики получены с коллиматорами 20x15 см² и 10x10 см². С коллиматором 5x5 см² все параметры в 2 раза меньше. Средняя энергия быстрых нейтронов /Е> 0,5 МэВ/ в позициях 1 и 2 без фильтров - 1,35 МэВ, а например, с фильтром из 2 см полиэтилена с бором и 6 см свинца - 2,8 МэВ. Средние энергии получены из измерений методом пороговых индикаторов.

Приведенные в таблице абсолютные значения мощностей доз измерены ионизационными камерами и кремниевыми диодами с ошибкой не более 10%.

Радиобиологические исследования проводятся в позициях 1 и 2 по методикам, описанным в^{/4,5,6,7/}. Импульсный радио-

лиз планируется проводить там же. Для радиографии используются пучки тепловых нейтронов в позициях 2 и 3. Элементный анализ по (n, γ) -реакции на содержание В, Cd и Gd опробован в 3 позиции. Чувствительность анализа на эти элементы с Ge(Li) -детектором объемом 40 см^3 лежит в пределах 10-100 мкг. Например, на анализе боросодержащих пород с концентрацией 10-15 мкг/г бора при навеске 5 г затрачивается 10 мин. В позициях 1 и 2 освоены и используются методики анализа золотосодержащих пород на Au, As и Sb, с навесками до 8 г в позиции 1 и до 50 г в позиции 2. При времени облучения 15-20 ч чувствительность анализа $2 \cdot 10^{-8} \text{ г/г}$. При этом в позиции 1 одновременно облучается 7 образцов, в позиции 2 - до 20.

Литература

1. Назаров В.М., Останевич Ю.М. В сб.: III Совещание по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. ОИЯИ, Р18-12147, Дубна, 1979, с. 47.
2. Луциков В.И., Франк И.М. В сб.: Труды IV-совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. ОИЯИ, Р18-82-117, Дубна, 1982, с. 15.
3. Корнилов В.В. и др. Нейтронная физика. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. ЦНИИАтоминформ, М., 1980, ч.4, с.158.
4. Гацек Э. и др. ОИЯИ, 19-83-509, Дубна, 1983.
5. Erzgraber G., Lapidus I.L., Abel H. JINR, E19-83-493, Dubna, 1983.
6. Эрцгребер Г. и др. ОИЯИ, 19-83-491, Дубна, 1983.
7. Лapidус И.Л. и др. ОИЯИ, Р19-84-286, Дубна, 1984.

В.Вагнер, В.Б.Дунин, Г.Карраш, Д.Крейзелер, Н.А.Невская,
Г.Щорнак*, В.Шульце

КРИСТАЛЛДИФРАКЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР В ГЕОМЕТРИИ ИОГАНССОНА

Запущен кристаллдифракционный спектрометр /КДС/ в фокусирующей геометрии Иоганссона. Радиус фокальной окружности Роуланда составляет $R = 324$ мм. Для любых углов Брэгга в диапазоне $7^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$ выполняется условие фокусировки. КДС через интерфейсы в стандарте КАМАК связан с ЭВМ MERA 60/30. Изменение угла θ измеряется лазерным интерферометром. Минимальный шаг измерения угла составляет $0,01''$ в перестраиваемом диапазоне 12° . Система пьезопривода устанавливает требуемое значение θ с минимальным шагом $0,23''$ в диапазоне угла $3'$. Исследования разрешения спектрометра проводились с кристаллом SiO_2 , вырезанным по плоскости $/13\bar{4}0/$ $d = 2,178$ Å и согнутым по методу Иоганссона. Полуширина линии $\text{CuK}_{\alpha 1}$ от рентгеновской трубки составила 4,6 эВ. Оптико-механическая система спектрометра обеспечивает точность повторяемости углового масштаба $\Delta\theta \leq 2''$. Светосила КДС с источником на круге R составляет, в зависимости от θ , $/4 \div 8/ \cdot 10^{-5}$. Параметры установки позволяют разделять К-линии соседних зарядовых состояний при степени ионизации $I \geq Z/2$ для $Z \geq 30$.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Curved Crystal Spectrometer of Johansson Type

W.Wagner et al.

A curved crystal spectrometer of Johansson type has been put into operation. The radius of Rowland focus circle is $R = 324$ mm. For any Bragg angle in the $7^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$ range the focus condition is realised. The spectrometer is connected to a MERA-60/30 computer via CAMAC interfaces. The deviation of angle θ is measured by a laser interferometer. The smallest

*

Технический университет, Дрезден, ГДР.

step of angle measuring comprises $0.01''$ in a variable range of 12 degrees. A system with the piezodriver sets the needed value θ with minimum step of 0.23 arc sec in the $3'$ angle range. The study of spectrometer resolution was carried out with SiO_2 crystal cut over (1340) plane ($d = 2.178$ Å) and curved by Johansson principle. FWHM of $\text{CuK}\alpha_1$ reflex given by X-ray tube had 4.6 eV value. The spectrometer optical mechanical system gives an accuracy of repeated angle scale $\Delta\theta \leq 2$ arc sec. The spectrometer light efficiency with X-ray source, placed on a focal circle R, is of the order of $(4-8) \cdot 10^{-5}$, depending on θ . The parameters of apparatus permit to separate K lines of neighbouring charge states with ionization values $I \geq Z/2$ for $Z \geq 30$.

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

В отделе новых методов ускорения ОИЯИ запущен кристалл-дифракционный спектрометр /КДС/. Он предназначен для анализа характеристического рентгеновского излучения высокозаряженных ионов ^{1,2/}, получающихся, например, в электронно-ионных кольцах коллективного ускорителя ^{3/} или в криогенном электронно-лучевом ионизаторе КРИОН-II ^{4/}.

Были исследованы следующие основные параметры прибора в разных режимах работы: энергетическое разрешение, точность восстановления угла, светосила.

Представлены результаты измерений с первичным и вторичным характеристическим K_X -излучением элементов ^{29}Cu , ^{30}Zn , ^{42}Mo .

1. Принцип работы и состав КДС

Принцип работы КДС основан на явлении дифракции рентгеновских лучей на кристалле. Условием отражения излучения с длиной волны λ_X от кристалла-анализатора является закон Вульфа-Брэгга

$$n \frac{hc}{E_X} = n \lambda_X = 2d \sin \theta_B, \quad /1/$$

где θ_B - угол скольжения Брэгга, d - постоянная кристаллической решетки, n - порядок отражения, E_X - энергия излучения, h - постоянная Планка, c - скорость света.

Следовательно, определение энергии X -излучения для заданного λ сводится к точному измерению угла Брэгга.

КДС реализован в фокусирующей геометрии Иоганссона^{/5/}. Радиус фокальной окружности Роуланда составляет $R = 324$ мм. Кинематика движения элементов КДС состоит в том, что при повороте кристалла входная щель перемещается линейно вдоль прямой от внешнего источника излучения до центра кристалла и всегда находится на круге R . При этом детекторная щель синхронно движется по циклоиде так, чтобы для любых θ_B в диапазоне от 7 до 70° выполнялось условие фокусировки^{/5/}.

Процесс управления спектрометром, контроль установленных параметров, накопление данных и отображение измеренного спектра полностью автоматизированы^{/7/}.

В состав КДС входят система установки и измерения угла, стандартная спектроскопическая электроника, расширенная функциями снятия временных распределений измеренных событий и разделению их по трем порядкам отражения. Двухступенчатая система стабилизации температуры кристалла поддерживает ее постоянство с точностью $\Delta T = \pm 0,05^\circ K$, что соответствует изменению межплоскостного расстояния кристалла $|\Delta d/d| < 10^{-6}$.

КДС через интерфейсы в стандарте КАМАК подключен к линии ЭВМ МЕРА-60/30^{/8/}.

Цветной дисплей управляется микро-ЭВМ и позволяет работать в интерактивном режиме при измерении и предварительной обработке спектров.

ЭВМ МЕРА-60/30 подключена к большой ЭВМ ЕС-1055 для передачи измеренных данных и детальной обработки спектров.

Поворот кристалла осуществляется шаговым двигателем через передачу так, что одному шагу соответствует среднее изменение угла $\Delta\theta_B \approx 0,15''$. Этот способ служит для быстрого вращения кристалла^{/9/}.

В режиме измерения спектров начальный угол и шаг его изменения задается программно.

Изменение угла θ_B измеряется лазерным интерферометром с точностью $0,01''$ /в перестраиваемом диапазоне угла 12° / ^{/10/}. Текущее значение θ_B сравнивается с заданным и шаговый двигатель совместно с системой пьезопривода устанавливает требуемое значение θ_B . Минимальный шаг системы пьезопривода /коррекции θ_B / составляет $0,23''$ в диапазоне угла $3''$ ^{/11/}. Положение входной и выходной щелей по отношению к кристаллу юстируется оптико-механической системой с наведением по лазерному лучу. Перемещение, открытие и закрытие щелей осуществляется 4 миниатюрными шаговыми двигателями. При этом входная диафрагма стабилизируется на фокальном круге с точностью $\pm 2,5$ мкм. Ширина щели $S \geq 0,03$ мм задается программно^{/12/}.

2. Исследование физических параметров

Достижимое разрешение рефлексов на КДС определяется естественной шириной линии рентгеновских переходов, мозаичностью кристалла и расширением рефлекса, обусловленным геометрическими aberrациями. Как aberrации, так и дисперсия $/2/$ КДС зависят от θ_B :

$$\left| \frac{\Delta E}{\Delta \theta_B} \right| = \frac{n h c}{2 d} \left(\frac{\cos \theta_B}{\sin^2 \theta_B} \right), \quad /2/$$

поэтому наблюдается зависимость разрешения от выбранного углового диапазона и типа кристалла.

Исследования проводились с кристаллом SiO_2 , вырезанным по плоскости $/1340/$ и согнутым по методу Йоганссона $/d = 1,178 \text{ \AA}/$.

При ширине входной щели $0,1 \text{ мм}$ полуширина линии $^{29}\text{Cu K}_{\alpha 1}$ от рентгеновской трубки составляла $4,6 \text{ эВ/рис.1/}$. Угол θ_B задан в условных единицах (I.E.) лазерного интерферометра.

Спектр $^{42}\text{Mo K}_{\alpha 1/2}$ снимался в трех порядках отражения $n = 1, 2, 3$. Угловой масштаб определялся в инкрементах шагового двигателя основного привода (M.E.) $/\text{рис.2/}$. Таким путем перекрывался диапазон приводов от $17,5$ до $65,1^\circ$. Из спектров видна угловая зависимость разрешения и зависимость дисперсии от n .

Наблюдаемое расширение рефлексов, особенно при малых θ_B , объясняется геометрическими aberrациями. Соответствующие расчеты были проведены методом статистического моделирования с помощью программы VERDI-1 $/18/$.

Точность определения энергии E_x зависит от точности фиксированного угла θ_B . Особый интерес представляет поэтому стабильность оптико-механических систем спектрометра при последовательных измерениях. Повторяемость положения рефлекса была исследована на флуоресцентной линии $^{30}\text{Zn K}_{\alpha 1}$. Сдвиг центра тяжести рефлекса был меньше $0,4$ доли цены канала спектра $/1000 \text{ I.E.}/$. Этой величине соответствует $\Delta \theta_B < 2''$, $\Delta E < 0,2 \text{ эВ}$ и $|\Delta E/E| < 2 \cdot 10^{-5}$.

Большую точность углового масштаба можно достигнуть, объединяя измерение с калибровкой $/\text{внутренняя калибровка/}$.

Светосила КДС для заданной геометрии была оценена по формуле

$$S = \frac{\Delta \Omega}{4 \pi} \frac{R_C}{w} e^{-\mu x}, \quad /3/$$

где $\Delta \Omega$ - реализуемый телесный угол, R_C - интегральная отражательная способность кристалла, w - ширина рефлекса,

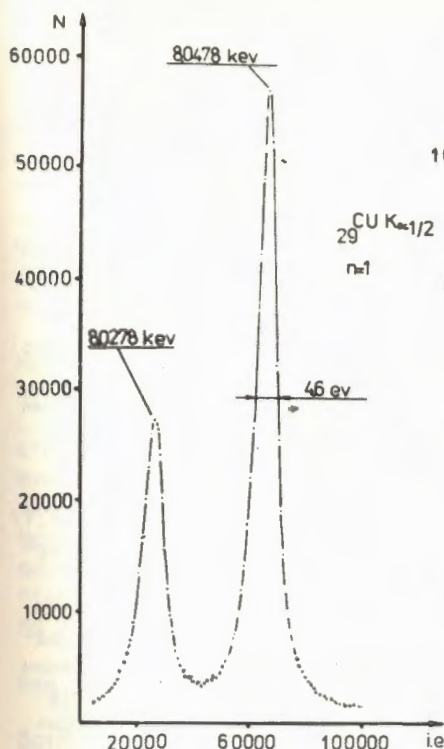


Рис.1. Спектр излучения
линий $\text{Cu } K_{\alpha 1} K_{\alpha 2}$ при $n=1$.

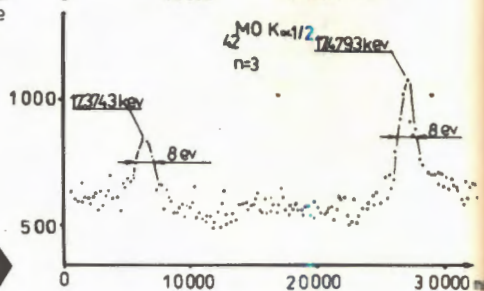
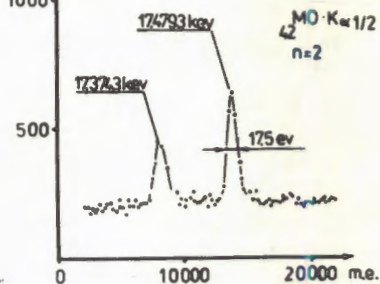
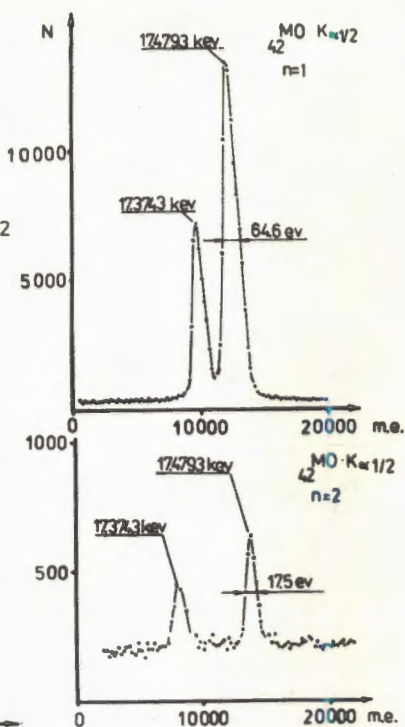


Рис.2. Спектр излучения
линий $\text{Mo } K_{\alpha 1} K_{\alpha 2}$ при $n=1,2,3$.

ϵ - эффективность детектора, $e^{-\mu X}$ - фактор, учитывающий поглощение излучения в материалах. Отражательная способность кристалла была вычислена программой BRAGG^{14/}. Без учета поглощения и эффективности детектора светосила КДС с источником на круге R составляет, в зависимости от θ_B , $/4\div 8/ \cdot 10^{-5}$.

При работе с внешними источниками уменьшение $\Delta\Omega$ ведет к дополнительному фактору $10^{-8} - 10^{-4}$.

Заключение

Разработан и введен в физическую эксплуатацию новый рентгеновский спектрометр. Параметры прибора и его разрешение позволяют проводить измерения спектров характеристического рентгеновского излучения высокозаряженных ионов и разделять K-линии соседних зарядовых состояний при степени ионизации $I \geq Z/2$ для $Z \geq 30$.

Литература

1. Musiol G., Wagner W., Zschornack G. TU-05-12-84, Technical Univ. of Dresden, 1984.
2. Zschornack G., Müller G., Musiol G. Nucl. Instr. and Meth., 1980, 173, p.457.
3. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов. Атомиздат, М., 1979.
4. Донец Е.Д. ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.5, с.941.
5. Johansson T. Z.f.Phys., 1933, 82, p.185.
6. Musiol G. et al. ZfK-503, Rossendorf, 1983, p.105.
7. Карраш Г. и др. ОИЯИ, P13-83-474, Дубна, 1983.
8. Карраш Г. и др. ОИЯИ, P13-83-473, Дубна, 1983.
9. Карраш Г., Щорнак Г. ОИЯИ, 13-82-104, Дубна, 1982.
10. Мюллер Г., Пильц Р., Щорнак Г. ОИЯИ, P13-81-698, Дубна, 1981.
11. Карраш Г. и др. ОИЯИ, P13-83-484, Дубна, 1983.
12. Karrasch G. et al. Gemeinsamer Jahresbericht 1984. ZfK Rossendorf, 1985.
13. Reichmann A. Diplomarbeit. Technische Universität Dresden, 1984.
14. Щорнак Г., Полерс А., Рейхманн А. ОИЯИ, P10-83-75, Дубна, 1983.

Рукопись поступила 1 февраля 1985 года.

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ К СБОРНИКАМ
"КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ", №1-5, 1984

№ 1

В.В.Авдейчиков и др. Вывод ускоренного пучка из синхрофазотрона ОИЯИ с помощью изогнутого монокристалла.	3
С.Дренска, С.Ч.Мавродиев, А.Н.Сисакян Сечения инклюзивных адрон-адронных процессов и возможное увеличение числа ароматов кварков. /На английском/.	7
А.Н.Алеев и др. Поиск асимметрии в распадах очарованных барионов Λ_c^+	13
Ц.Вылов и др. Измерение спиральности нейтрино из распада ^{152m}Eu с помощью Ge(Li)-детектора	18
А.М.Балагуров, В.И.Горделий Метод исследования структуры модельных и биологических мембран на нейтронном дифрактометре.	23

№ 2

И.А.Савин, Г.И.Смирнов О ядерных эффектах в глубоконеупругом рассеянии электронов и мюонов.	3
Е.К.Башкиров и др. Сверхизлучение в кристалле с учетом рассеяния Мандельштама-Бриллюэна.	8
Е.И.Корнилов, В.Б.Приезжев Численное исследование фазового перехода в древоподобной перколяции.	15
К.Д.Толстов, А.Хушвактова, Г.С.Шабратова Возможности поиска короткоживущих D_s^0 -мезонов.	20

№ 3

А.М.Балдин, Л.А.Диденко Описание множественного рождения частиц в пространстве относительных скоростей.	5
Д.И.Казаков, Д.В.Ширков Массовые эффекты в схемно-инвариантной теории возмущений. /На английском/.	17

Н.Н.Боголюбов /мл./ и др. Генерация сверхизлучения в системе с тремя разрешенными переходами.	26
С.Д.Калчев и др. Нейтронно-оптическая установка для определения степени электронейтральности нейтрона при помощи ультрахолодных нейтронов.	33
Б.А.Шахбазян, А.О.Кечечян Наблюдение возможного стабильного дибариона. /На английском/.	42

№ 4

В.К.Бондарев и др. А-зависимость сечений кумулятивного рождения п-мезонов в протон-ядерных взаимодействиях.	5
И.Вереш и др. Установка для исследования сечений сильного взаимодействия фрагментов релятивистских ядер на синхрофазотроне ОИЯИ.	10
Х.Зодан и др. Изучение массовых распределений продуктов реакций, приводящих к образованию составной системы с $Z=108$	15
В.И.Иноземцев, Д.В.Мещеряков О дискретном спектре новой точно решаемой квантовой проблемы N частиц на прямой./На английском/..	22
Е.П.Жидков, Ю.Ю.Лобанов, О.В.Сидорова Об одной линейной замене переменной интегрирования в континуальном интеграле по условной мере Винера.	28
В.А.Осипов, В.К.Федянин Континуальная модель полиацетилена и двумерные модели релятивистской теории поля.	33
Ш.Шуян Теоремы существования для классических гетерофазных систем./На английском/.	39

№ 5

А.Сэндулеску и др. Спонтанный распад ^{231}Pa с испусканием ядер неона./На английском/.	5
--	---

И.А.Голутвин и др. Исследование ядерного взаимодействия релятивистских фрагментов ^{24}Mg с помощью черенковского спектрометра зарядов.	8
В.В.Глаголев и др. Наблюдение особенностей в спектре эффективных масс двух протонов в безмезонном развале дейтрона при 3,3 ГэВ/с. /На английском/.	13
А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян Множественное распределение нейтральных частиц в модели двух механизмов.	20
Д.Н.Познару и др. Предсказание проникаемости и времени жизни для спонтанной эмиссии тяжелых ионов из атомных ядер./На английском/.	29
В.С.Барашенков и др. Взаимодействие высокоэнергетических ионов с мишенями из тяжелых элементов.	36

JINR RAPID COMMUNICATIONS-1984

CONTENTS

No.1

V.V. Avdejchikov et al. Accelerated Beam Extraction from the JINR Synchrophasotron Using a Bent Monocrystal. (In Russian).	3
S.Drenska, S.Cht.Mavrodiev, A.N.Sissakian Cross Sections of the Inclusive Hadron-Hadron Processes and a Possible Growth of a Number of Quark Flavours.	7
A.N.Aleev et al. The Search for Asymmetry in Λ_c^+ Charmed Baryon Decays.(In Russian).	13
Ts.Vylov et al. A Measurement of the Neutrino Helicity from the ^{152}mEu Decay with the Ge(Li) Detector. (In Russian).	18
A.M.Balagurov, V.I.Gordelij A Method for Investigation of Model and Biological Membranes Using the Neutron Diffractometer. (In Russian).	23

No.2

I.A.Savin, G.I.Smirnov On Nuclear Effects in Deep Inelastic Scattering of Electrons and Muons. (In Russian).	3
E.K.Bashkirov et al. Superradiation in a Crystal Allowing for the Mandelstam-Brillouin Scattering.(In Russian)..	8
E.I.Kornilov, V.B.Prieszhev Numerical Study of the Phase Transition for the Tree-Like Percolation.(In Russian).	15
K.D.Tolstov, A.Khushvaktova, G.S.Shabratova Possibilities of the Search for Short-Lived D_S^0 -Mesons. (In Russian).	20

No.3

A.M.Baldin, L.A.Didenko Description of the Particle Multiple Production in the Relative Velocity Space.(In Russian).	5
--	---

D.I.Kazakov, D.V.Shirkov Quark-Mass Effects in Scheme-Invariant Perturbation Theory.	17
N.N.Bogolubov (Jr.) et al. Generation of Superradiance in the System with Three Allowed Transitions. (In Russian).	26
S.D.Kalchev et al. Neutron-Optical Device for Determining Neutron Electrical Neutrality by Means of Ultracold Neutrons. (In Russian).	33
B.A.Shahbazian, A.O.Kechechyan The Observation of a Possible Stable Dibaryon.	42

No.4

V.K.Bondarev et al. A-Dependence of π -Meson Cumulative Production Cross Sections in Proton-Nuclear Collisions. (In Russian).	5
I.Veres et al. Experimental Set-Up to Study Relativistic Nuclear Fragment Interactions at the Dubna Synchrophasotron. (In Russian).	10
H.Sodan et al. Study of Decay Product Mass Distributions in Reactions Leading to Composite Systems with $Z = 108$. (In Russian).	15
V.I.Inozemtsev, D.V.Meshcheryakov On the Discrete Spectrum of New Exactly Solvable Quantum N-Body Problem on a Line.	22
E.P.Zhidkov, Yu.Yu.Lobanov, O.V.Sidorova On Some Linear Substitution of Variables at the Conditional Weiner Integral. (In Russian).	28
V.A.Osipov, V.K.Fedyanin Continuum Polyacetylene Model and Two-Dimensional Quantum Theory Models. (In Russian).	33
Š.Šujan Existence Theorems for Classical Heterophase Systems.	39

No.5

A.Săndulescu et al. Ne Emission by Spontaneous Decay of ^{231}Pa	5
--	---

I.A.Golutvin et al. Investigation of the ^{24}Mg Projectile Fragments Interaction Using the Segmented Cerenkov Detector. (In Russian).	8
V.V.Glagolev et al. Enhancements Observed in the Two-Proton Effective Mass Distribution in the Pionless Deuteron Break-Up at 3.3 GeV/c.	13
A.N.Sissakian, H.T.Torosian Multiplicity Distribution of Neutral Particles in the Two-Mechanism Model.(In Russian).	20
D.N.Poenaru et al. Penetrability and Lifetime Predictions for Spontaneous Emission of Heavy Ions from Atomic Nuclei.	29
V.S.Barashenkov et al. Interaction of High Energy Ions with Targets Consisting of Heavy Elements. (In Russian).	36

- Суханов, А.Ю. - №4, с.10
 - №5, с.8
 Сэндулеску, А. - №5, с.5
 - №5, с.29
 Татишвили, Г.Т. - №1, с.13
 Тахтамышев, Г.Г. - №1, с.13
 Теркулов, А.Р. - №1, с.13
 Тимофеев, В.Г. - №1, с.3
 Тихомиров, В.В. - №4, с.10
 - №5, с.8
 Тодоров, П.Т. - №1, с.13
 Токарский, В.П. - №4, с.10
 - №5, с.8
 Толстов, К.Д. - №2, с.20
 Торосян, Г.Т. - №5, с.20
 Тошева, М.В. - №1, с.13
 Третьякова, С.Н. - №5, с.5
 Траянов, Р.К. - №1, с.13
 Тяпкин, И.А. - №1, с.3
 Урбан, Й. - №5, с.13
 Фам Ле Киен - №2, с.8
 - №3, с.26
 Федунев, А.Г. - №4, с.10
 - №5, с.8
 Федянин, В.К. - №4, с.33
 Филатова, Н.А. - №1, с.3
 Фоменко, А.М. - №1, с.13
 Хабаров, В.С. - №4, с.10
 - №5, с.8
 Хасеган, Д. - №5, с.5
 Хиллер, К. - №1, с.13
 Хоршева, Г.В. - №4, с.5
 Хренов, А.Н. - №4, с.5
 Хушвактова, А. - №2, с.20
 Цовбун, В.И. - №5, с.8
 Цыганов, Э.Н. - №1, с.3
 Чвыров, А.С. - №1, с.13
 Черненко, А.И. - №5, с.8
 Чолаков, В.Д. - №1, с.13
 Чудаков, Е.А. - №1, с.13
 Чубарян, Г.Г. - №4, с.15
 Шабратова, Г.С. - №2, с.20
 Шанидзе, Р.Г. - №1, с.13
 Шафранов, М.Д. - №1, с.3
 Шахбазян, Б.А. - №3, с.42
 Шерстянов, Д.И. - №1, с.3
 Шилинг, К.Д. - №4, с.15
 Ширков, Д.В. - №3, с.17
 Шмаков, С.Ю. - №5, с.36
 Штарков, Л.Н. - №1, с.13
 Шумовский, А.С. - №2, с.8
 - №3, с.26
 Шуян, Ш. - №4, с.39
 Яворска, Д. - №1, с.3
 Яйджиев, П.С. - №3, с.33
 Яцуненко, Ю.А. - №4, с.10
 - №5, с.8

AUTHOR INDEX

1984

- Aleev, A.N. - No.1, p.13
 Amaglobeli, N.S. - No.1, p.13
 Aref'ev, V.A. - No.1, p.13
 Avdejchikov, V.V. - No.1, p.3
 Balagurov, A.M. - No.1, p.23
 Balandin, V.P. - No.1, p.13
 Baldin, A.M. - No.3, p.5
 Barashenkov, V.S. - No.5, p.36
 Bashkirov, E.K. - No.2, p.8
 No.3, p.26
 Belousov, A.S. - No.1, p.13
 Berdyshev, V.K. - No.1, p.13
 Birulev, V.K. - No.1, p.13
 Bogolubov, N.N. (Jr.) - No.3, p.26
 Bondarev, V.K. - No.4, p.5
 Brudanin, V.B. - No.1, p.18
 Buldakovskij, V.N. - No.1, p.3
 Burilkov, D.T. - No.1, p.13
 Bychkov, A.V. - No.1, p.3
 Chernenko, A.I. - No.5, p.8
 Cholakov, V.D. - No.1, p.13
 Chubarian, G.G. - No.4, p.15
 Chudakov, E.A. - No.1, p.13
 Chvyrov, A.S. - No.1, p.13
 Devitsyn, E.G. - No.1, p.13
 Didenko, L.A. - No.3, p.5
 Dodokhov, V.Kh. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Dolia, S.N. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Drenska, S. - No.1, p.7
 Dzhordzhadze, V.P. - No.1, p.13
 Evsikov, I.I. - No.1, p.13
 Fam Le Kien - No.2, p.8
 - No.3, p.26
 Fedunov, A.G. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Fedyanin, V.K. - No.4, p.33
 Filatova, N.A. - No.1, p.3
 Fomenko, A.M. - No.1, p.13
 Gippner, P. - No.4, p.15
 Glagolev, V.V. - No.5, p.13
 Golovatyuk, V.M. - No.1, p.3
 Golutvin, I.A. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Gorbunov, N.V. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Gordelij, V.I. - No.1, p.23
 Gorozhankin, V.M. - No.1, p.18
 Greiner, W. - No.5, p.29
 Grigalashvili, T.S. - No.1, p.13
 Grigor'ev, V.P. - No.1, p.3
 Gromov, K.Ya. - No.1, p.18
 Gus'kov, B.N. - No.1, p.13
 Guzik, Z. - No.1, p.3
 Hasegan, D. - No.5, p.5
 Hiller, K. - No.1, p.13
 Hladky, J. - No.1, p.13
 Inozemtsev, V.I. - No.4, p.22
 Issinskij, I.B. - No.1, p.3
 Ivanchenko, I.M. - No.1, p.13
 Ivascu, M. - No.5, p.29
 Javorska, D. - No.1, p.3
 Kacharava, A.K. - No.5, p.13
 Kadyrov, R.B. - No.1, p.3
 Kakurin, I.N. - No.1, p.13
 Kalchev, S.D. - No.3, p.33
 Kapishin, M.N. - No.1, p.13
 Karev, A.G. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Karpenko, N.N. - No.1, p.13
 Karzhavin, V.Yu. - No.4, p.10
 - No.5, p.8

- Kashukeev, N.T. - No.3, p.33
Kazakov, D.I. - No.3, p.17
Kechechyan, A.O. - No.3, p.42
Kekelidze, V.D. - No.1, p.13
Khabarov, V.S. - No.4, p.10
- No.5, p.8
Khorsheva, G.B. - No.4, p.5
Khrenova, A.N. - No.4, p.5
Khushvaktova, A. - No.2, p.20
Kirilov, D.A. - No.1, p.13
Klabun, J. - No.1, p.13
Kornilov, E.I. - No.2, p.15
Kosarev, I.G. - No.1, p.13
Kozlov, V.A. - No.1, p.13
Krastev, V.R. - No.1, p.13
Kuryatnikov, B.K. - No.1, p.3
Kuz'min, N.A. - No.1, p.13
Lebedev, I.A. - No.5, p.5
Levchuk, L.G. - No.5, p.36
Likhachev, M.F. - No.1, p.13
Litvinenko, A.G. - No.4, p.5
Lobanov, Yu.Yu. - No.4, p.28
Lomidze, N.L. - No.1, p.13
Lukyanov, S.M. - No.4, p.15
Lubimov, A.L. - No.1, p.13
Lykasov, G.I. - No.5, p.13
Lysiakov, V.N. - No.4, p.10
- No.5, p.8
Makarov, L.G. - No.1, p.3
Maksimov, A.N. - No.1, p.13
Malinovskij, E.I. - No.1, p.13
Maltsev, E.I. - No.5, p.8
Marinov, A. - No.1, p.18
Markov, P.K. - No.1, p.13
Matyushevskij, E.A. - No.1, p.3
Mavrodiev, S.Cht. - No.1, p.7
Meshcheryakov, D.V. - No.4, p.22
Minkova, A. - No.1, p.18
Mojsenz, P.V. - No.1, p.13
Monchinsky, V.A. - No.1, p.3
- No.5, p.8
Morozov, A.N. - No.1, p.13
Morozov, B.A. - No.4, p.10
- No.5, p.8
Moroz, N.S. - No.4, p.5
Mozelev, A.A. - No.4, p.5
Muminov, A.I. - No.1, p.18
Musulmanbekov, Zh.Zh. - No.5, p.36
Myasoedov, B.F. - No.5, p.5
Nakhratsky, V.M. - No.4, p.10
Nguen Mong Zao - No.1, p.13
Nigmanov, T.S. - No.1, p.3
Nikitin, V.A. - No.4, p.10
- No.5, p.8
Nikobadze, G.I. - No.1, p.13
Nioradze, M.S. - No.5, p.13
Nowak, S. - No.1, p.13
Novak, M. - No.1, p.13
Novikov, S.A. - No.1, p.3
Oganessian, Yu.Ts. - No.4, p.15
Osipov, V.A. - No.4, p.33
Pal'chik, V.V. - No.1, p.13
Panebratsev, Ya.A. - No.4, p.5
Pavlovskaya, V.V. - No.1, p.13
Penionzhkevich, Yu.Eh. - No.4, p.15
Perelygin, V.V. - No.4, p.10
- No.5, p.8
Perfeev, V.G. - No.1, p.3
Petukhov, Yu.P. - No.4, p.10
- No.5, p.8
Poenaru, D.N. - No.5, p.29
Pokrovskij, V.N. - No.1, p.18
Popov, A.A. - No.4, p.10
Pose, A.V. - No.1, p.13
Pose, D. - No.4, p.10
- No.5, p.8
Povtorejko, A.A. - No.4, p.10
- No.5, p.8
Prieszhev, V.B. - No.2, p.15
Prokes, A. - No.1, p.13
Rikhvitskij, S.V. - No.4, p.5
Rysek, H.-E. - No.1, p.13
Risakov, S.V. - No.1, p.13

- Ryabtsov, V.D. - No.1, p.3
 Sadovskij, A.B. - No.1, p.3
 Salukvadze, Z.R. - No.5, p.13
 Săndulescu, A. - No.5, p.5
 - No.5, p.29
 Sarantsev, V.P. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Savin, I.A. - No.2, p.3
 Schilling, K.D. - No.4, p.15
 Seidel, W. - No.4, p.15
 Semenyushkin, A.I. - No.5, p.8
 Senner, A.E. - No.5, p.8
 Serebrov, A.P. - No.3, p.33
 Shabratova, G.S. - No.2, p.20
 Shanidze, R.G. - No.1, p.13
 Shafranov, M.D. - No.1, p.3
 Shahbazian, B.A. - No.3, p.42
 Sherstyanyan, D.I. - No.1, p.3
 Shirkov, D.V. - No.3, p.17
 Shmakov, S.Yu. - No.5, p.36
 Shtarkov, L.N. - No.1, p.13
 Shumovskij, A.S. - No.2, p.8
 - No.3, p.26
 Sidorova, O.V. - No.4, p.28
 Simonov, V.E. - No.1, p.13
 Sissakian, A.N. - No.1, p.7
 - No.5, p.20
 Slepets, L.A. - No.1, p.13
 Smirnov, G.I. - No.2, p.3
 Smolin, D.A. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Sodan, H. - No.4, p.15
 Solov'ev, Yu.V. - No.1, p.13
 Sorokina, E.M. - No.2, p.8
 Sosnin, A.N. - No.5, p.36
 Stavinskij, V.S. - No.4, p.5
 Šujan, Š. - No.4, p.39
 Sukhanov, A.Yu. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Svetov, L.V. - No.4, p.10
 Sviridov, V.A. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Takhtamyshev, G.G. - No.1, p.13
 Tatishvili, G.T. - No.1, p.13
- Terkulov, A.R. - No.1, p.13
 Tikhomirov, V.V. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Timofeev, V.G. - No.1, p.3
 Todorov, P.T. - No.1, p.13
 Tokarskij, V.P. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Tolstov, K.D. - No.2, p.20
 Torosian, H.T. - No.5, p.20
 Tosheva, M.V. - No.1, p.13
 Trayanov, R.K. - No.1, p.13
 Tretyakova, S.P. - No.5, p.5
 Tsovbun, V.I. - No.5, p.8
 Tyapkin, I.A. - No.1, p.3
 Tsyganov, Eh.N. - No.1, p.3
 Urban, J. - No.5, p.13
 Vazdik, Ya.A. - No.1, p.13
 Veres, I. - No.4, p.10
 Vlasov, N.V. - No.1, p.13
 Vodop'yanov, A.S. - No.1, p.3
 Vojchishin, M.N. - No.1, p.13
 Vylov, Ts. - No.1, p.18
 Will, E. - No.4, p.15
 Wojtkowska, I. - No.1, p.3
 Yajdzhiev, P.S. - No.3, p.33
 Yatsunenکو, Yu.A. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Zabolotin, V.P. - No.1, p.3
 Zamyatnin, Yu.S. - No.5, p.5
 Zarubin, A.V. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Zarubin, P.I. - No.4, p.5
 Zavertyaev, M.V. - No.1, p.13
 Zayachki, V.I. - No.1, p.13
 Zhidkov, E.P. - No.4, p.28
 Zhiltsov, V.E. - No.4, p.10
 - No.5, p.8
 Zimin, N.I. - No.1, p.3