



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

№1 [34] - 89

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR
RAPID COMMUNICATIONS

дубна

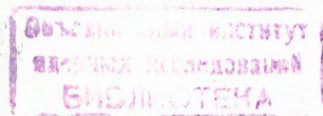
1989

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

№1 [34] -89

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
collection



Дубна 1989

О Г Л А В Л Е Н И Е C O N T E N T S

И.М.Беляев, Н.В.Власов, О.П.Гавришук, Л.С.Золин, В.Ф.Переседов, С.В.Фролов Измерение асимметрии рассеяния кумулятивных протонов и дейтронов, вылетающих под углом 95° л.с. в рС-взаимодействиях при энергии первичных протонов от 17 до 62 ГэВ. Поляризация кумулятивных протонов I.M.Belyaev, N.V.Vlasov, O.P.Gavrishchuk, L.S.Zolin, V.F.Peresedov, S.V.Frolov Measurement of Scattering Asymmetry of Cumulative Protons and Deuterons Emitted at an Angle of 95° l.s. in pC-Interactions at Energies of Incident Protons from 17 to 62 GeV. Cumulative Proton Polarization	5
М.Х.Аникина, А.У.Абдурахимов, С.А.Авраменко, В.Д.Аксиненко, Г.Л.Варденга, Н.С.Глаголева, А.И.Голохвастов, <u>А.Г.Грачев</u> , Е.А.Дементьев, Н.И.Каминский, Э.В.Козубский, Е.С.Кузнецова, А.А.Кузнецов, Б.А.Кулаков, Ю.Лукстиньш, О.Ю.Мандрик, А.Т.Матюшин, В.Т.Матюшин, С.В.Мухин, Н.М.Никитюк, Э.О.Оконов, Т.Г.Останевич, Л.С.Охрименко, В.Б.Радоманов, С.А.Рожнятовская, В.И.Ряховский, И.С.Сайтов, В.А.Степаненко, С.А.Хорозов, М.Газдзицкий, К.Гаевский, Я.Мирковский, З.Павловский, А.Пиагковский, К.Йовчев, Т.Д.Джобава, И.И.Тулиани, Л.В.Чхайдзе, Н.Н.Нургожин, Е.К.Хусаинов, Ю.С.Поль, Г.Г.Таран Экспериментальные данные по множественному рождению в центральных столкновениях ядер $^{12}\text{C}+\text{C}$, $^{19}\text{F}+\text{Mg}$ и $^{24}\text{Mg}+\text{Mg}$ при $E = 3,7$ ГэВ на нуклон M.Kh.Anikina, A.U.Abdurakhimov, S.A.Avramenko, V.D.Aksinenko, G.L.Vardenga, N.S.Glagoleva, A.I.Golokhvastov, <u>A.G.Grachov</u> , E.A.Dementiev, N.I.Kaminsky, E.V.Kozubsky, E.S.Kuznetsova, A.A.Kuznetsov, B.A.Kulakov, J.Lukstins, O.Yu.Mandrik, A.T.Matyushin, V.T.Matyushin, S.V.Mukhin, N.M.Nikityuk, E.O.Okonov, T.G.Ostanevich, L.S.Okhrimenko, V.B.Radomanov, S.A.Roznyatovskaya, V.I.Ryakhovsky, I.S.Saitov, S.A.Stepanenko, S.A.Khorozov, M.Gazdzicki, K.Gaewski, J.Mirkowski, Z.Pawlowski, A.Piatkowski, K.Iovchev, T.D.Jobava, I.I.Tuliani, L.V.Chkhaidze, N.N.Nurgozhin, E.K.Khusainov, Yu.S.Pol, G.G.Taran Experimental Data on Multiplicities in Central Collisions $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{19}\text{F}+^{24}\text{Mg}$, $^{24}\text{Mg}+^{24}\text{Mg}$ at 3.7 GeV/nucleon	12

M.K.Volkov	
Axial Form Factors of $K_{\ell 4}$ Decay	
М.К.Волков	
Аксиальные формфакторы $K_{\ell 4}$ распада	20
V.A.Nikolaev, O.G.Tkachev	
Солитоны в топологически тривиальном и нетривиальных секторах модели Скирма	
V.A.Nikolaev, O.G.Tkachev	
Solitons in Topologically Trivial and Nontrivial Sectors of the Skyrme Model	28
J.Andrzejewski, Yu.M.Gledenov, Yu.P.Popov, P.V.Sedyshev	
Detection and Study of the α -Decay of the Compound States ^{188}Os	
Ю.Анджеевски, Ю.М.Гledenov, Ю.П.Попов, П.В.Седышев	
Обнаружение и исследование альфа-распада компаунд-состояний ^{188}Os	37
P.M.Yamaleev	
Кубические формы и квантовая механика	
R.M.Yamaleev	
Cubic Forms and Quantum Mechanics	42
X.Bruchertseifer, G.V.Buklanov, M.P.Ivanov, O.Constantinescu,	
Ю.А.Музычка, Ю.Ц.Оганесян, Б.И.Пустыльник, Е.А.Сокол,	
Г.М.Тер-Акопян, М.Юссонуа	
Эксперименты по изучению стабильности ^{263}Ku	
H.Bruchertseifer, G.V.Buklanov, M.P.Ivanov, O.Constantinescu,	
Yu.A.Muzychka, Yu.Ts.Oganesyanyan, B.I.Pustyl'nik, E.A.Sokol,	
G.M.Ter-Akopyan, M.Hussonnois	
Experiments on the Study of ^{263}Ku Stability	50
V.N.Polushkin, B.V.Vasiliev	
Investigation of RF-Squid at Liquid Nitrogen Temperature	
В.Н.Полушкин, Б.В.Васильев	
Исследование ВЧ-сквида, работающего при температуре жидкого азота	55
Указатель статей к сборникам	
"Краткие сообщения ОИЯИ", 1(27)-7(33), 1988	
JINR Rapid Communications 1(27)-7(33), 1988	65
Именной указатель к сборникам	
"Краткие сообщения ОИЯИ" 1(27)-7(33), 1988	
Author Index, 1988	79

**ИЗМЕРЕНИЕ АСИММЕТРИИ РАССЕЯНИЯ
КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ И ДЕЙТРОНОВ,
ВЫЛЕТАЮЩИХ ПОД УГЛОМ 95° л.с.
В pC-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ
ПЕРВИЧНЫХ ПРОТОНОВ ОТ 17 ДО 62 ГэВ.
ПОЛЯРИЗАЦИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ**

**И.М.Беляев*, Н.В.Власов, О.П.Гавришук, Л.С.Золин,
В.Ф.Переседов, С.В.Фролов***

В эксперименте по двойному рассеянию с использованием углеродного анализатора измерена асимметрия рассеяния кумулятивных протонов и дейтронов, образующихся под углом 95° л.с. в реакции $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p(d) + \dots$. Измерения выполнены в интервале импульсов (520 – 1120) МэВ/с для протонов и (740 – 1120) МэВ/с для дейтронов. На основе известной анализирующей способности для углерода вычислена величина поляризации кумулятивных протонов. Обсуждаются импульсная, угловая и энергетическая зависимости наблюдаемых спиновых эффектов в кумулятивном процессе.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

**Measurement of Scattering Asymmetry
of Cumulative Protons and Deuterons Emitted
at an Angle of 95° l.s. in pC-Interactions at Energies
of Incident Protons from 17 to 62 GeV.
Cumulative Proton Polarization**

I.M.Belyaev et al.

The asymmetry of cumulative proton and deuteron scattering is measured at an angle of 95° l.s. for the reaction $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p(d) + \dots$ in a double scattering experiment using a carbon analyzer. The experimental results are obtained over a momentum range of (520 – 1120) MeV/c for protons and (740 – 1120) MeV/c for deuterons. The value of cumulative proton polarization is calculated on the basis of the known carbon analyzing power. The momentum, angular and energy dependence of the observed spin effects in the cumulative processes is discussed.

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

* *Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва.*

Введение

В предшествующей работе ^{/1/} нами были представлены результаты измерения поляризации кумулятивных протонов, образующихся в реакции



при угле вылета $\theta = 158^\circ$. Было установлено, что в интервале импульсов протонов $q_{p'} = (510 - 840)$ МэВ/с поляризация незначительна, не наблюдается явно выраженной зависимости ее величины от энергии первичных протонов E_0 (17 - 62 ГэВ), средняя величина поляризации $P(158^\circ) = (0,033 \pm 0,021)$.

При ограничении измерений одним фиксированным углом исследование поляризации в реакции (1) нельзя было бы признать полным, принимая во внимание, что полярный угол вылета частиц относится к числу тех кинематических переменных, зависимость от которых в спиновых эффектах значительна. В экспериментах по измерению поляризации кумулятивных протонов, выполненных при более низких энергиях, угловая зависимость достаточно полно исследовалась в работах ^{/2,3/}, причем эффект зависимости поляризации от угла вылета протонов констатирован только в работе ^{/3/}, где отмечен рост величины поляризации с увеличением угла вылета свыше 90° . Из-за ограничений, связанных с особенностями постановки нашего эксперимента (поляриметр располагался в кольцевом зале ускорителя У-70), мы ограничили тест угловой зависимости двумя значениями угла $\theta = 158^\circ$ и $\theta = 95^\circ$.

При проведении измерений под углом 95° программа измерений была расширена в двух направлениях.

а) Был значительно расширен исследуемый импульсный интервал кумулятивных протонов. Из-за быстрого спада сечения образования кумулятивных частиц измерения поляризации в экспериментах, выполненных ранее на внешних пучках ^{/2,3,4/}, были ограничены сверху импульсом $q_{p'} = (800 - 850)$ МэВ/с (при $\theta > 90^\circ$). Между тем, как показывает опыт, в поляризационных экспериментах с расширением диапазона кинематических переменных можно ожидать наблюдения неожиданного поведения. Примером подобной ситуации могут служить результаты работы ^{/5/}, где при импульсах свыше 850 МэВ/с наблюдалось непредвиденное значительное усиление анализирующей способности реакции $p + A \rightarrow p'(90^\circ) + \dots$ при $q_{p'} > 900$ МэВ/с.

б) Другой особенностью нашей экспозиции под углом 95° является обеспечение статистики (при $q > 700$ МэВ/с), достаточной для измерения одновременно с протонами асимметрии рассеяния кумулятивных дейтронов. Сопоставление спиновых эффек-

тов в выходе этих кумулятивных фрагментов со спином 1/2 и 1 представляет несомненный интерес; есть, в частности, возможность сопоставить асимметрию их рассеяния относительно, т.е. с минимизацией влияния систематических погрешностей.

Метод измерения

Измерение асимметрии рассеяния протонов и дейтронов было выполнено на ускорителе У-70 (Институт физики высоких энергий, Протвино) в опыте по двойному рассеянию с помощью поляриметра, конструкция и характеристики которого описаны в работе ^{1/6/}. Схема опыта для угла 95° показана на рис. 1.

Диапазон энергий первичных протонов E_0 изменялся от 17 до 62 ГэВ при непрерывном наведении внутреннего пучка протонов на тонкую углеродную мишень*. Ложная асимметрия рассеяния, связанная с неточностью геометрической юстировки элементов поляриметра, оценена нами в 0,7 %. Экспериментально величина ложной асимметрии периодически контролировалась по асимметрии рассеяния π -мезонов, которая составляла в среднем $A_\pi = (0,9 \pm 1,0) \%$. Импульс кумулятивных частиц определялся методом магнитного анализа и мог быть в мягкой части спектра переопределен по времени пролета. Точность измерения импульса $\sim 5 \%$. Максимальный угол поворота спина в магнитном поле составлял 40° (для $q = 550$ МэВ/с). После соответствующей коррекции результаты измерения величины вектора поляризации представлялись в проекции на нормаль плоскости первичного рассеяния.

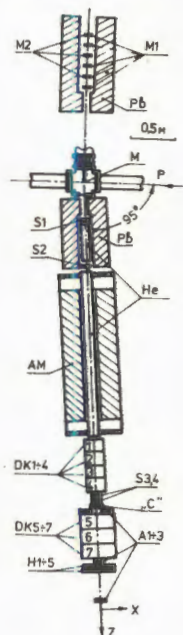


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению поляризации при $\theta = 95^\circ$. M1,2 – мониторы; M – внутренняя мишень У-70; AM – анализирующий магнит; S₁, A₁, H₁ – счетчики; ДК – дрейфовые камеры; "С" – углеродный анализатор.

* В качестве мишени-анализатора использовалась углеродная пластина толщиной 36 и 55 мм.

Результаты измерений

Измеренные величины асимметрии рассеяния протонов и дейтронов представлены на рис. 2 — 4. Для анализа импульсной и энергетической зависимостей набранная статистика распределялась по трем интервалам первичной энергии E_0 (17 — 32, 32 — 47, 47 — 62 ГэВ) и 6 — 7 интервалам по импульсу (q) кумулятивной частицы. Диапазоны анализа по импульсу составили: для протонов $q_p' = (520 - 1120)$ МэВ/с, для дейтронов $q_d = (740 - 1220)$ МэВ/с.

В импульсной зависимости асимметрии рассеяния протонов (рис. 2) наблюдается максимум в районе $q_p' = (700 - 800)$ МэВ/с, который более четко выражен в двух первых E_0 -интервалах. Средняя величина асимметрии рассеяния протонов $\langle A_p \rangle = (4,8 \pm 0,5) \%$ и практически не зависит от E_0 (рис. 4). В отли-

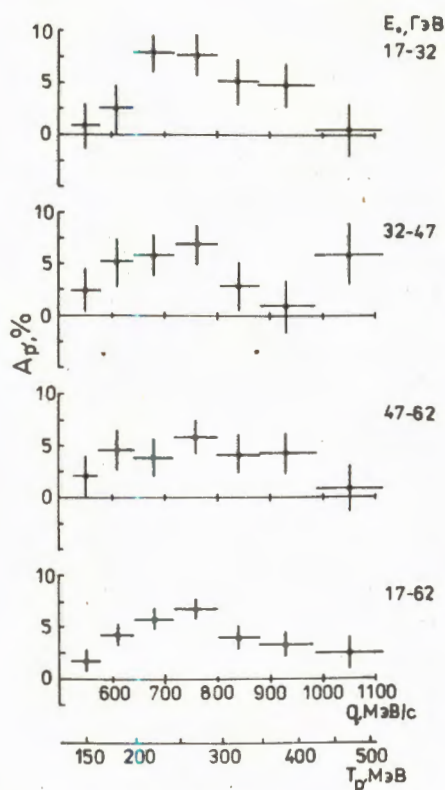


Рис. 2. E_0 - и q -зависимости асимметрии рассеяния кумулятивных протонов ($\theta = 95^\circ$).

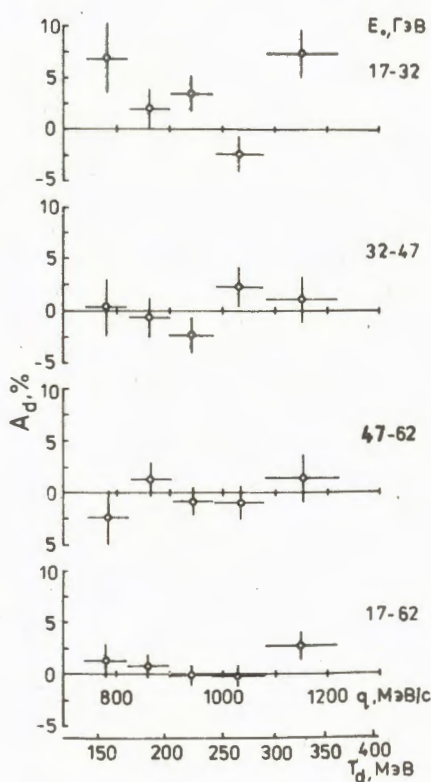


Рис. 3. E_0 - и q -зависимости асимметрии рассеяния кумулятивных дейтронов ($\theta = 95^\circ$).

ние от протонов, величина лево-правой асимметрии рассеяния кумулятивных дейтронов (рис. 4, 5) в пределах 1–2 ошибок не отличается от нуля, $\langle A_d \rangle = (0,71 \pm 0,52) \%$.

Представляется маловероятным наличие механизма, который может обусловить появление значительной векторной поляризации кумулятивных дейтронов, поэтому наблюдаемый нулевой эффект асимметрии рассеяния дейтронов можно расценивать как естественный результат. В контрасте с ним значительная величина асимметрии рассеяния протонов воспринимается как косвенное подтверждение реальности эффекта поляризации кумулятивных протонов с углом вылета 95° .

При вычислении поляризации кумулятивных протонов

$$P = A_p / \langle A_c \rangle \quad (2)$$

для определения средневзвешенного значения анализирующей способности $\langle A_c \rangle$ была использована аппроксимация зависимости анализирующей способности для углеродного рассеивателя от угла рассеяния и кинетической энергии протонов $A_c(\theta_{p'}, T_{p'})$,

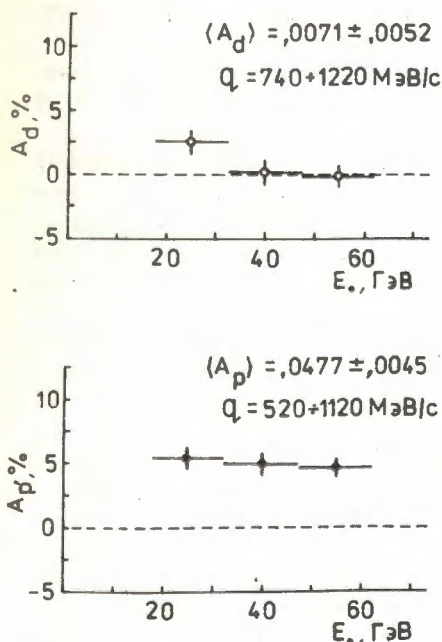


Рис. 4. Энергетическая зависимость усредненных по Q значений асимметрии $A_{p'}$ и A_d .

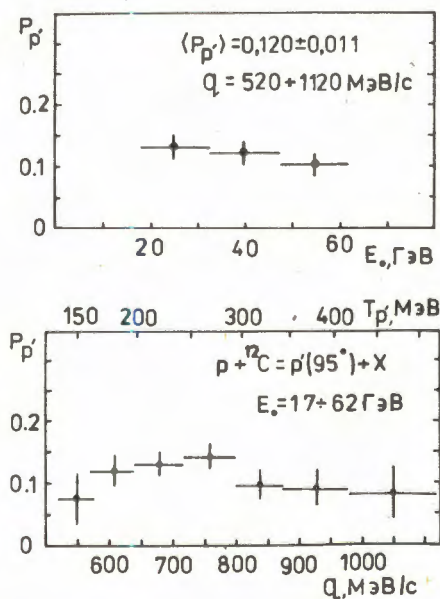


Рис. 5. E_s - и Q - зависимости поляризации кумулятивных протонов.

рекомендованная в работе ^{/7/}. Зависимости величины поляризации кумулятивных протонов от их импульса и энергии первичных протонов показаны на рис. 5.

Поскольку необходимые сведения по анализирующей способности для дейтронов в нашем интервале импульсов отсутствуют, мы ограничиваем представление результатов по дейтронам только данными по асимметрии рассеяния.

Заключение

На основе представленных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Поляризация кумулятивных протонов, образующихся под углом 95° в реакции $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p' + \dots$, существенно отлична от нуля и составляет в среднем $\langle P_{p'} \rangle = (0,117 \pm 0,011)$.

2. Энергетическая зависимость поляризации в интервале энергий первичных протонов $E_0 = (17 - 62)$ ГэВ практически отсутствует.

3. В импульсной зависимости поляризации кумулятивных протонов можно отметить максимум в области $q_{p'} = (700 - 800)$ МэВ/с, однако в целом зависимость от $q_{p'}$ в интервале от 580 до 1120 МэВ/с выражена слабо.

4. Асимметрия рассеяния дейтронов, образующихся в реакции $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow d(95^\circ) + \dots$ в пределах ошибок измерений $(2 \div 3) \%$ отсутствует.

Сопоставление с данными для угла 158° позволяет сделать заключение о наличии угловой зависимости поляризации протонов в кумулятивном процессе $p + A \rightarrow p' + \dots$. При объяснении эффекта поляризации, по-видимому, нельзя сводить процесс генерации кумулятивных протонов к одному из возможных каналов их рождения. В этой связи можно заметить, что попытка количественного описания поляризационных данных при промежуточных энергиях на основе модели прямого выбивания нуклонов успеха не имела ^{/2/}. Модель жесткого соударения конститuentов ^{/8/} предсказывает угловую зависимость поляризации в реакции (1), подобную наблюдаемой нами, но на существенно большем количественном уровне. Не исключено, что наблюдаемая поляризация может быть обусловлена проявлением вторичных взаимодействий кумулятивных протонов в конечном состоянии, а именно, упругим рассеянием на квазисвободных нуклонах ядра.

Литература

1. Беляев И.М. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, №2-88, Дубна, 1988.

2. Белостоцкий С.Л. и др. — ЯФ, 1985, т.42, с.1427.
3. Зулькарнеев Р.Я., Кутуев Р.Х. — ЯФ, 1984, т.39, с.785.
4. Воробьев Л.С. и др. — ЯФ, 1985, т.41, с.1541.
5. Frankel S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, v.41, p.148.
6. Баландин В.П. и др. — Сообщение ОИЯИ, P1-88-408, Дубна, 1988.
7. Ransome R.D. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1982, v.201, p.315.
8. Ефремов А.В. — ЯФ, 1978, т.28, с.166.

Рукопись поступила 30 ноября 1988 года.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО МНОЖЕСТВЕННОМУ
РОЖДЕНИЮ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР
 $^{12}\text{C}+\text{C}$, $^{19}\text{F}+\text{Mg}$ И $^{24}\text{Mg}+\text{Mg}$ ПРИ $E = 3,7$ ГэВ НА НУКЛОН

М.Х.Аникина, А.У.Абдурахимов, С.А.Авраменко,
В.Д.Аксиненко, Г.Л.Варденга, Н.С.Глаголева,
А.И.Голохвастов, [А.Г.Грачев], Е.А.Дементьев, Н.И.Каминский,
Э.В.Козубский, Е.С.Кузнецова, А.А.Кузнецов, Б.А.Кулаков,
Ю.Лукстиньш, О.Ю.Мандрик, А.Т.Матюшин, В.Т.Матюшин,
С.В.Мухин, Н.М.Никитюк, Э.О.Оконов, Т.Г.Останевич,
Л.С.Охрименко, В.Б.Радоманов, С.А.Рожнятовская,
В.И.Ряховский, И.С.Саитов, В.А.Степаненко, С.А.Хорозов
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

М.Газдзицкий

Институт экспериментальной физики Варшавского универси-
тета

К.Гаевский, Я.Мирковский, З.Павловский, А.Пиатковский
Институт радиоэлектроники Варшавского политехнического
института

К.Йовчев

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН,
София

Т.Д.Джобава, И.И.Тулиани, Л.В.Чхаидзе
Тбилисский государственный университет

Н.Н.Нургожин, Е.К.Хусаинов

Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

Ю.С.Поль, Г.Г.Таран

Физический институт АН СССР, Москва

Приводятся экспериментальные распределения по множест-
венности отрицательно заряженных пионов и числу взаимодейст-
вующих нуклонов в центральных столкновениях $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{19}\text{F} +$
 $+ ^{24}\text{Mg}$ и $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ при энергии $\sim 3,7$ ГэВ/нуклон. Эксперимен-
тальные данные получены на спектрометре ГИБС со стримерной
камерой в магнитном поле.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Experimental Data on Multiplicities in Central Collisions $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{19}\text{F} + ^{24}\text{Mg}$, $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ at 3.7 GeV/nucleon

M.Kh.Anikina et al.

The multiplicity distributions of π^- mesons and the number of interacting nucleons in central $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{19}\text{F} + ^{24}\text{Mg}$ and $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ interactions at energy of ~ 3.7 GeV/nucleon are presented. The experimental data have been obtained using the spectrometer GIBS with a streamer chamber in a magnetic field.

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

1. Введение

Интерес к исследованию центральных ядро-ядерных столкновений связан с возможностью наблюдения предсказываемого в ряде работ перехода ядерного вещества в кварк-глюонную плазму. Как ожидается, такой фазовый переход с наибольшей вероятностью может произойти именно в центральных столкновениях (в дальнейшем ЦС), когда ядру-мишени в среднем передается существенно большая доля энергии снаряда, чем в неупругих столкновениях, и, предположительно, достигаются экстремальные условия больших плотностей и температур^{1/}.

Цель настоящей статьи — представить полученные на установке ГИБС новые экспериментальные данные по ЦС. Эти данные расширяют диапазон ядер-снарядов, реализованных в наших прежних работах по множественному рождению как в ЦС, так и в неупругих столкновениях. Сводные таблицы и процедура обработки полученных ранее данных представлены в работах^{2,3/}, итоговый анализ пинообразования — в^{4/}, выборочный анализ данных по числу провзаимодействовавших протонов — в^{5-7/}.

В разделе 2 описана методика эксперимента. В разделе 3 изложена процедура обработки и приведены таблицы полученных данных.

2. Экспериментальная установка

Спектрометр ГИБС представляет собой модернизированный вариант установки СКМ-200^{8,9/}, т.е. спектрометр заряженных частиц на основе стримерной камеры с чувствительным объемом $2 \times 1 \times 0,6 \text{ м}^3$, помещенной в магнитное поле.

В чувствительном объеме камеры размещаются тонкие твердые мишени, в том числе металлические, что позволяет в широком диапазоне атомных весов иметь мишень, содержащую атомы одного химического элемента.

Регистрация изображений треков заряженных частиц в стримерной камере производится с помощью трехобъективной фотографической системы. Среднее значение величины индукции магнитного поля в данном эксперименте составляло 1,0 Т, и может быть увеличено до 1,5 Т. Время памяти камеры — 3-5 мкс, при этом плотность стримеров на следах однозарядных релятивистских частиц составляет $1-2 \text{ см}^{-1}$. Точность измерения координат в камере характеризуется среднеквадратичным разбросом измеренных координат точек относительно фитированной траектории частицы, равным 0,3 мм в пространстве камеры. Точность определения координат вершины взаимодействия в многолучевых событиях внутри твердой мишени вдоль пучка не хуже 1 мм.

Запуск стримерной камеры производится в случае выделения события нужного типа системой сцинтилляционных счетчиков. В данном эксперименте счетчики $S_1 - S_4$ (см. рис. 1) выделяли пучковые частицы, идущие на мишень и имеющие заданный заряд,

ГИБС

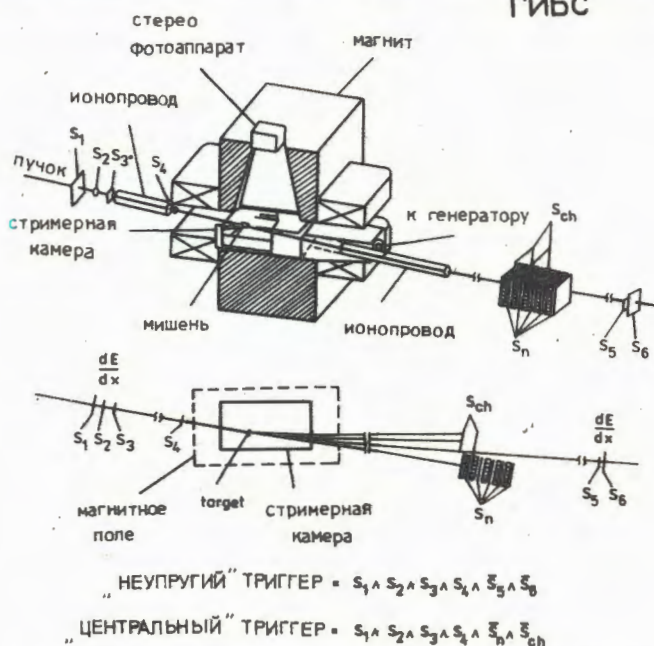


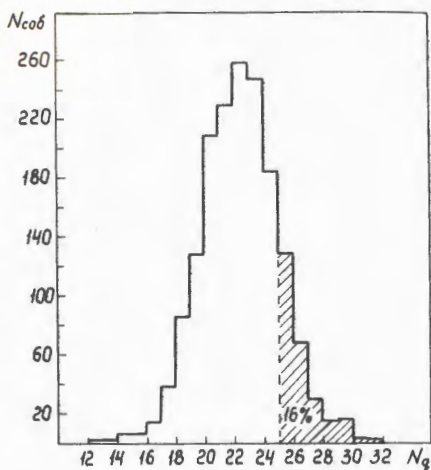
Рис. 1. Экспериментальная установка. Геометрия триггера изображена не в масштабе.

равный заряду выведенных из ускорителя ядер. Счетчики S_{ch} регистрировали вторичные заряженные частицы, вылетающие из мишени с отклонением от направления пучка в пределах $2,4^\circ$. Счетчики S_n регистрировали нейтроны, вылетающие из мишени в том же телесном угле. Они представляют собой телескоп из 5 сцинтилляционных счетчиков, прослоенных железными блоками толщиной 10 см каждый.

Логика "центрального" триггера, указанная на рис.1, соответствует полному выбыванию из пучка нуклонов ядра-снаряда в результате взаимодействия с ядром-мишенью, или, точнее, — запрету на вылет нуклонов-спектраторов ядра-снаряда в пределах углов $\theta_{ch} = \theta_n = 2,4^\circ$. В соответствии с принятой в наших работах системой маркировки критериев отбора ЦС $T(\theta_{ch}, \theta_n)$, где θ_{ch} и θ_n округлены до градуса, данный триггер обозначается $T(2,2)$. В случае $MgMg$ взаимодействий жесткость подавления этим триггером неупругих столкновений при отборе ЦС составляла $4 \cdot 10^{-4}$.

3. Методика обработки и представление данных

Результаты, приводимые в этой работе, получены путем просмотра. Исходный материал составили 1583 СС, 1557 FMg и 2745 MgMg центральных столкновений, полученных при толщинах мишени, сравнимых с длиной ядерного пробега: соответственно $0,992 \text{ г/см}^2$, $1,343 \text{ г/см}^2$ и $1,56 \text{ г/см}^2$. Просмотр пленок производился дважды. В случаях, когда в результатах просмотра обнаруживались расхождения, делался третий просмотр. Эффективность просмотра, определенная как отношение среднего числа частиц по результатам однократного просмотра к среднему числу частиц после третьего просмотра, оказалась равной $0,987 \pm 0,013$. Регистрировались π^- с $P > 50 \text{ МэВ/с}$.



руживались расхождения, делался третий просмотр. Эффективность просмотра, определенная как отношение среднего числа частиц по результатам однократного просмотра к среднему числу частиц после третьего просмотра, оказалась равной $0,987 \pm 0,013$. Регистрировались π^- с $P > 50 \text{ МэВ/с}$.

Рис.2. Распределение по числу N_q в центральных столкновениях $^{24}Mg + Mg$ (см. текст).

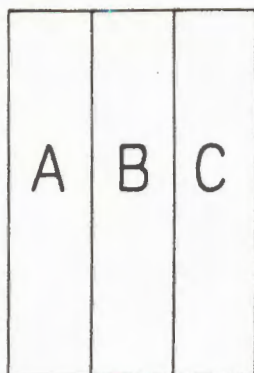


Рис. 3. Разделение мишени на 3 зоны.

На рис.2 представлено распределение по числу $N_q = M - 2n_-$ для MgMg взаимодействий, где M — полное число наблюдаемых заряженных частиц, n_- — число отрицательных пионов. Для данной пары ядер по закону сохранения заряда $N_q \leq 24$. Как видно из рис.2, доля событий с $N_q > 24$ составила 16%, примерно столько же, как и для CC- и FMg-взаимодействий. Этот результат делает необходимым проведение анализа воздействия

толщины мишени на характеристики множественного рождения. Анализ сделан для MgMg-взаимодействий. Мишень была разбита на три равные зоны, как показано на рис.3. Для каждого события были проведены измерения, и по результатам геометрической реконструкции находилась вершина взаимодействия. Полученные характеристики распределений заряженных частиц в зонах А и С представлены в табл.1. Как видно из этой таблицы, различия в средней множественности и в дисперсии из-за эффекта толщины мишени оказались незначительными. Для сведения к минимуму систематических ошибок, обусловленных как повторными взаимодействиями в мишени, так и затрудняющей просмотр экранировкой части события проходящими пучковыми треками, для получения окончательного результата из исходных ансамблей были отобраны события, отвечающие условиям:

- а) $N_q \leq Z_p + Z_t$;
- б) в камеру входит лишь один пучковый трек.

Таблица.1. Средние значения и дисперсии распределений по множественности полного числа заряженных частиц M и числа π^- -мезонов n_- для центральных столкновений MgMg с вершинами в зонах А и С (см. рис.3).

	А	С
$\langle M \rangle$	$39,9 \pm 0,5$	$39,5 \pm 0,5$
D_M	$5,9 \pm 0,4$	$5,4 \pm 0,4$
$\langle n_- \rangle$	$9,1 \pm 0,2$	$8,6 \pm 0,2$
D_-	$2,6 \pm 0,14$	$2,6 \pm 0,14$

Таблица 2. Характеристики множественного рождения в центральных столкновениях при 3,7 ГэВ/нуклон для исходных (первые строчки) и "очищенных" ансамблей (вторые строчки)

$A_P + A_T$	$\langle n_- \rangle$	D_-	$\langle Q \rangle$	R
$^{12}\text{C} + \text{C}$	$4,17 \pm 0,05$	$1,93 \pm 0,03$	$9,4 \pm 0,2$	$0,45 \pm 0,01$
	$4,2 \pm 0,2$	$1,91 \pm 0,11$	$8,8 \pm 0,5$	$0,47 \pm 0,04$
$^{19}\text{F} + \text{Mg}$	$7,29 \pm 0,06$	$2,50 \pm 0,05$	$16,9 \pm 0,2$	$0,43 \pm 0,01$
	$7,2 \pm 0,4$	$2,44 \pm 0,13$	$16,3 \pm 0,8$	$0,45 \pm 0,03$
$^{24}\text{Mg} + \text{Mg}$	$9,03 \pm 0,05$	$2,68 \pm 0,04$	$20,0 \pm 0,2$	$0,45 \pm 0,01$
	$9,0 \pm 0,5$	$2,62 \pm 0,14$	$19,0 \pm 1$	$0,46 \pm 0,03$

Полученные в результате ансамбли, которые мы будем называть в дальнейшем "очищенными", составили около 70% от исходных.

Характеристики множественного рождения для таких ансамблей представлены в табл.2, где, помимо $\langle n_- \rangle$ и дисперсии распределения по множественности π^- -мезонов D_- , приведены также средние числа провзаимодействовавших протонов $\langle Q \rangle$ и отношение $R = \langle n_- \rangle / \langle Q \rangle$. Величина $\langle Q \rangle$ определяется равенством:

$$\langle Q \rangle = \langle M \rangle - 2\langle n_- \rangle - \langle n_s \rangle - \langle n_b \rangle,$$

где $\langle n_s \rangle$ и $\langle n_b \rangle$ — средние числа заряженных стриппинговых частиц A_P и испарительных фрагментов A_T соответственно. Методика определения $\langle Q \rangle$ описана в нашей работе^{/3/}.

В табл.2 для каждой пары ядер в первой строке приведены чисто статистические ошибки. Подробный анализ возможных систематических ошибок, помимо рассмотренных выше, содержится в^{/2,3/}. На основании приведенных в^{/2,3/} расчетов и с учетом данных табл.1 и 2, мы оцениваем суммарную неопределенность, связанную с неучтенным вкладом всей совокупности систематических смещений в 5%. Эта оценка для всех величин в табл.2

Таблица 3. Распределение по множественности π^- -мезонов n_- для "очищенных" ансамблей событий ($M - 2n_- \leq Z_p + Z_l$)

n_-	$^{12}\text{C}+\text{C}$	$^{19}\text{F}+\text{Mg}$	$^{24}\text{Mg}+\text{Mg}$
0	15 ± 4	1 ± 1	
1	52 ± 8	7 ± 3	1 ± 1
2	158 ± 15	16 ± 4	6 ± 2,5
3	205 ± 18	49 ± 8	23 ± 5
4	214 ± 18	102 ± 11	48 ± 7
5	210 ± 18	158 ± 15	96 ± 11
6	123 ± 13	212 ± 18	168 ± 15
7	61 ± 8	187 ± 17	234 ± 19
8	33 ± 6	193 ± 17	278 ± 22
9	21 ± 5	154 ± 15	295 ± 23
10	3 ± 2	104 ± 11	303 ± 23
11	1 ± 1	62 ± 9	208 ± 18
12		40 ± 7	161 ± 15
13		16 ± 4	85 ± 10
14		10 ± 3,5	48 ± 7
15		3 ± 2	28 ± 6
16		1 ± 1	13 ± 4
17			1 ± 1
18		1 ± 1	1 ± 1
19			1 ± 1

включена в полную ошибку наряду со статистической в окончательных результатах, приведенных во вторых строчках. Соответствующие этим окончательным результатам распределения по множественности π^- -мезонов для "очищенных" ансамблей ЦС представлены в табл.3. Здесь также, наряду со статистической, была учтена 5%-я систематическая неопределенность.

4. Заключение

На стримерном спектрометре ГИБС для центральных столкновений $^{12}\text{C} + \text{C}$, $^{19}\text{F} + \text{Mg}$ и $^{24}\text{Mg} + \text{Mg}$ при энергии 3,7 ГэВ на нуклон получены распределения по множественности π^- -мезонов и характеристики этих распределений, а также средние числа провзаимодействовавших протонов обоих ядер и отношения к ним среднего

числа π^- -мезонов. Эти данные, расширяя диапазон ядер-снарядов, использованных ранее в наших работах, существенно дополняют их — в особенности для симметричных систем ($A_P = A_T$), исследуемых во многих теоретических работах. Представленные результаты, наряду с прежними, могут быть использованы для сравнения с предсказаниями различных теоретических моделей. Соответствующий анализ будет опубликован в ближайшее время.

Л и т е р а т у р а

1. Quark Matter Formation and Heavy Ion Collisions, eds. M. Jacob and J. Tran Thanh Van. — Phys. Rep., 88 (1982) 321 и ссылки там же.
2. Anikina M. et al. — JINR, E1-84-785, Dubna, 1984.
3. Аникина М.Х. и др. — ЯФ, 1987, 45, с. 1680.
4. Anikina M. et al. — Phys. Rev., 1986, C33, p. 895.
5. Аникина М.Х. и др. — ЯФ, 1981, 33, с. 1568.
6. Аникина М.Х. и др. — ЯФ, 1983, 38, с. 1480.
7. Аникина М.Х. и др. — ОИЯИ, P1-86-477, Дубна, 1986.
8. Абдурахимов А.У. и др. — ПТЭ, 1978, № 5, с. 53.
9. Аникина М.Х. и др. — ЯФ, 1978, 27, с. 724.

Рукопись поступила 12 января 1989 года.

AXIAL FORM FACTORS OF $K_{\ell 4}$ DECAY

М.К.Волков

The box diagrams and the diagrams with an intermediate axial-vector meson K_1 are shown to be important in estimating the axial form factors of the $K_{\ell 4}$ decay. Calculations have been made in the framework of the quark model of a superconducting type, but conclusions are rather general, valid for any linear sigma-model.

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

Аксиальные формфакторы $K_{\ell 4}$ распада

М.К.Волков

Показана важная роль, которую играют контактная диаграмма и диаграммы с промежуточными аксиально-векторными мезонами при определении величин аксиальных формфакторов $K_{\ell 4}$ распада. Расчеты проведены в кварковой модели сверхпроводящего типа, однако выводы имеют достаточно общий характер, справедливый и в других кварковых и феноменологических моделях.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

In ref.^{1/}, we studied the $K_{\ell 4}$ decay form factors in a nonlinear chiral theory, and it was just vector form factor that was there calculated. Estimations made for the axial form factors coincided with the values obtained earlier in current algebra^{2/}, which was explained by the mere use of the tree approximation. It is known that the total probability of $K_{\ell 4}$ decay computed with those values of the axial form factors appears to be one-half the experimental value. In ref.^{1/} it is pointed out that inclusion of the box baryon diagrams can increase these form factors by 30-40%.

In this note, a more thorough analysis will be given for all the diagrams that significantly contribute to the axial form factors of $K_{\ell 4}$ decay in the framework of a quark model. The results do not pretend to a high quantitative accuracy (it amounts to within 30% for every diagram and is typical of the results of an approximate chiral $SU(3) \times SU(3)$ symmetry). However, a comparative analysis of contributions from various diagrams provides us with a rather confident picture that may be considered to be weakly dependent on a particular model.

The $K_{\ell 4}$ decay amplitude is of the form

$$T_{K_{\ell 4}} = [f(p_+ + p_-)^\mu + g(p_+ - p_-)^\mu + r(p_K - p_+ - p_-)^\mu + ih\epsilon^{\mu\nu\sigma\rho}(p_K)_\nu \times \\ \times (p_+ + p_-)_\sigma (p_+ - p_-)_\rho] \times \ell_\mu^{(-)} K^+ \pi^+ \pi^-, \quad (1)$$

where p_K , p_+ and p_- are momenta of K , π^+ and π^- mesons, respectively, $\ell_\mu^{(-)} = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta_c \bar{u}_\nu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_\ell$ is the leptonic current, θ_c is the Cabibbo angle, f , g , r are axial form factors, and h is a vector form factor. The $K_{\ell 4}$ decay probability depends essentially on the form factors f and g to be calculated in this note.

To compute the probability of the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \bar{e} \nu$, we take advantage of the approximate formula^{/3/}:

$$w_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \bar{e} \nu} = \frac{G^2 m_K^7 \sin^2 \theta_c}{360 (4\pi)^5} (0.03 f^2 + 0.006 g^2). \quad (2)$$

Then, with the standard values of the form factors f and g

$$f = g = \frac{1}{\sqrt{2} F_\pi} \quad (F_\pi = 93 \text{ MeV}), \quad (3)$$

following from current algebra^{/2/} and from nonlinear chiral theories^{/1/}, we arrive at the $K_{\ell 4}$ decay probability*

$$w_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \bar{e} \nu} = 1.4 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1} \quad (4)$$

that is lower than the experimental value^{/4/},

$$w_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \bar{e} \nu}^{\text{exp}} = (3.15 \pm 0.12) \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}. \quad (5)$$

Once these preliminary remarks are made, we may proceed to analyse those diagrams that produce dominant contributions to the form factors f and g . We will estimate these diagrams using the Lag-

*In ref.^{/1/}, a somewhat higher value was obtained with (3)

$$w_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \bar{e} \nu} = 1.7 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}. \quad (4')$$

rangians of a superconducting-type quark model^{/5/} :

$$\mathcal{L} = \bar{q} [i g_1 \gamma_5 \lambda_i \phi_i + \tilde{g}_1 \lambda_i \sigma_i + \frac{g_\rho}{2} \lambda_i (\hat{V}_i + \gamma_5 \hat{A}_i)] q. \quad (6)$$

Here $\bar{q} = (\bar{u}, \bar{d}, \bar{s})$ are quark fields with three colours, λ_i are Gell-Mann matrices ($0 \leq i \leq 8$), $\phi_i, \sigma_i, V_i^\nu$ and A_i^ν are nonets of pseudoscalar, scalar, vector and axial-vector fields, g_ρ is a vector coupling constant ($g_\rho^2/4\pi \approx 3$),

$$\tilde{g}_1 = \frac{g_\rho}{\sqrt{6}} (1 \leq i \leq 3), \quad g_i = \tilde{g}_i Z^{1/4} = \frac{m_1}{F_{\phi_i}} \quad (Z = (1 - \frac{6m_u^2}{m_{a_1}^2})^{-1} \approx 1.4),$$

m_1 are masses of constituent quarks, m_{a_1} is the mass of the axial-vector meson (the constant Z is a result of inclusion of $\phi_1 \rightarrow a_1$ transitions), $g_{1,2,3} = m_u/F_\pi$, $g_K = (m_u + m_s)/2F_K$, $F_K = 1.16 F_\pi$, $m_u = 280$ MeV, $m_s = 460$ MeV. Divergent quark loops are cut off at an energy of $\Lambda = 1.25$ GeV that characterizes the region where spontaneous chiral symmetry breaking occurs and constituent quarks appear with the above-indicated masses (together with a quark condensate). Inclusion of divergent quark diagrams leads to phenomenological chiral Lagrangians of mesons. Finite quark loop diagrams give further contributions that are not contained in the basis chiral Lagrangians (for instance, the Wess-Zumino terms describing decays $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma, \omega \rightarrow 3\pi, \dots$).

First consider the diagrams with intermediate scalar mesons σ_u and σ_K (see Fig. 1a,b). Each of these diagrams consists of two divergent quark loops, therefore the corresponding vertices enter into the phenomenological chiral Lagrangians^{/5,6/} :*

$$\mathcal{L}_1 = \frac{g_\rho}{\sqrt{2}} K_{1\nu}^- (\pi^+ \partial_\nu \sigma_K - \sigma_K \partial_\nu \pi^+) + \frac{g_\rho}{2} K_{1\nu}^- (K^+ \partial_\nu \sigma_u - \sigma_u \partial_\nu K^+), \quad (7)$$

$$\mathcal{L}_2 = 4m_u g_\pi Z^{1/4} \sigma_u \pi^+ \pi^- + 2\sqrt{2} m_s g_\pi Z^{1/4} \sigma_K \pi^+ K^- . \quad (8)$$

In (7) the vertex with an axial-vector meson is included instead of the vertex with a lepton pair $\bar{e}\nu$. To come back to the lepton current,

*These Lagrangians may be obtained from (6) by the method given in^{/5/}

$$\sigma_u = \frac{\sqrt{2} \phi_0 + i \gamma_8}{\sqrt{3}}, \quad \sigma_K = \frac{\sigma_6 - i \sigma_7}{\sqrt{2}}.$$

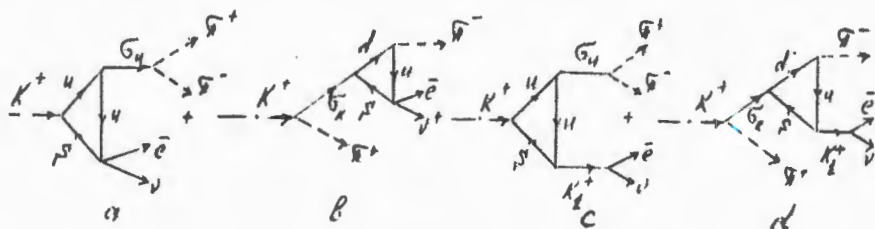


Fig.1

we should make the change: $\frac{g_p}{2} \sqrt{2} K_{1\nu}^- \rightarrow \ell_{\nu}^{(-)}$. As a result, we obtain the following contributions to the $K_{\ell 4}$ decay amplitude

$$T_{K\ell 4}^{(\sigma)} = i\sqrt{2} 2Z^{1/4} g_{\pi} f \frac{m_u [(p_K - p_+ - p_-)^{\nu} + 2(p_+ + p_-)^{\nu}]}{m_{\sigma_u}^2 - (p_+ + p_-)^2} - \frac{m_s}{m_{\sigma_K}^2 - (p_K - p_-)^2} \times \\ \times [(p_K - p_+ - p_-)^{\nu} + (p_+ + p_-)^{\nu} - (p_+ - p_-)^{\nu}] \ell_{\nu}^{(-)} K^+ \pi^+ \pi^-.$$

From (9), in the limits $m_{\sigma_u}^2 \rightarrow \infty$ and $m_{\sigma_K}^2 \rightarrow \infty$, expression (3) can easily be obtained for the form factors f and g . For this purpose it suffices to make use of the formulae $m_{\sigma_u}^2 = 4m_u^2 + m_{\pi}^2$, $m_{\sigma_K}^2 = 4m_u^2 m_s + m_K^2$ and tend the masses m_u and m_s to infinity ($m_u = m_s = \infty$, $Z = 1$). So it may be verified that for the results of current algebra only those diagrams are responsible which are drawn in Figs.1a, b (for the form factors f and g).

Estimation of the contribution of amplitude (9) to the form factor f requires consideration of a large width of the scalar meson σ_u , we will identify with the scalar resonance ϵ (700). Its width is close to the mass of the meson. The width of the meson σ_K which may be identified with the resonance κ (1350) (or $K_0^*(1350)$ in new terms) can be neglected. The effective values of momenta, $(p_+ + p_-)^2 \approx 0.45 m_K^2$ and $(p_K - p_-)^2 \approx 5.5 m_{\pi}^2$, can be found from phase integrals. With all that taken into account we get for the form factor f^*

* Similar estimations were successfully used for the description of the decays $K_S \rightarrow 2\gamma$, $K \rightarrow 2\pi$ and interpretation of the rule $\Delta T = 1/2$ (see ref. ^{7/}). In ref. ^{8/} an attempt was made to take account of the one-loop meson approximation in such estimates.

$$f^{(\sigma)} = \frac{4Z^{1/2}}{\sqrt{2}F_\pi} \left\{ \frac{2m_u^2}{m_{\sigma_u}^2 - (p_+ + p_-)^2} \left[1 + \frac{\sqrt{(p_+ + p_-)^2 \Gamma_u^2 (p_+ + p_-)^2}}{m_{\sigma_u}^2 - (p_+ + p_-)^2} \right]^{-1/2} - \frac{m_u m_s}{m_{\sigma_K}^2 - (p_K - p_-)^2} \right\} = \frac{1.15}{\sqrt{2}F_\pi} \quad (10)$$

The width $\Gamma_{\sigma_u \rightarrow 2\pi}(q^2)$ is calculated by the formula

$$\Gamma_{\sigma_u \rightarrow 2\pi} = \frac{3}{2} \frac{Z}{\pi \sqrt{q^2}} \left(\frac{m_u^2}{F_\pi} \right)^2 \sqrt{1 - \frac{(2m_\pi)^2}{q^2}}. \quad (11)$$

Till now only standard contributions were considered to the form factor f studied by many authors and, in particular, in recent paper^{/8/}. Let us now apply to the study of those diagrams which are usually beyond the field of vision, but, as will be shown below, are rather important in the determination of the form factors f and g .

In ref.^{/9/} it is shown that the experimentally observed inequality $h_A < h_V$ in the decay $\pi^- \rightarrow e \bar{\nu} \gamma$ may be associated with an extra diagram with an intermediate axial-vector a_1 meson between a lepton pair $e \bar{\nu}$ and vertex $\pi \gamma a_1$ (h_V and h_A are vector and axial-vector form factors of the decay $\pi^- \rightarrow e \bar{\nu} \gamma$). Without that diagram, quark models gave equal values for the form factors h_V and h_A ($h_V = h_A = 1/8\pi^2 F_\pi$). The diagram with the intermediate a_1 meson induced an extra factor $Z^{-1} \approx 0.7$ in the form factor h_A ($h_A = h_V Z^{-1}$).

Making analogous calculations for the $K_{\ell 4}$ process it can be shown that the inclusion of diagrams with an intermediate K_1^+ meson (Figs.1c,d) also results in the extra factor Z^{-1} in expression (10) for the form factor $f^{(\sigma)}$. As a result, we get*

$$\tilde{f}^{(\sigma)} = f^{(\sigma)} Z^{-1} = \frac{0.82}{\sqrt{2}F_\pi}. \quad (12)$$

Aside from the diagrams with intermediate scalar mesons, also important for the computation of the form factor f are box diagrams depicted in Fig. 2 (contact terms). Diagrams of that sort are always taken

* We assume that the factors Z^{-1} for both strange and nonstrange particles are approximately equal to each other, $Z_K^{-1} = Z_\pi^{-1} = (1 - \frac{6m_u^2}{m_{a_1}^2}) \approx 0.7$. If the mass difference in this expression is taken into account between strange and nonstrange quarks, one should also take account of the quark-mass difference in loop integrals, and there will occur compensation of both the effects (see^{/9/}).

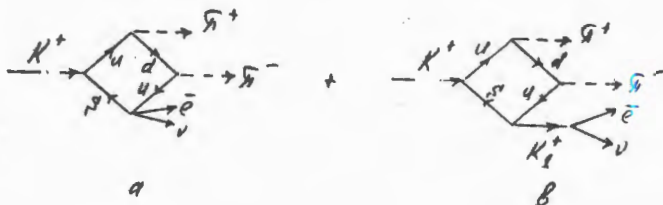


Fig.2

into consideration when describing $\pi\pi$ and πK scattering, meson polarizability, etc.^{/5/}. In all those processes the box diagrams are connected with divergent integrals, therefore the corresponding terms enter into the basic phenomenological Lagrangians of the sigma-model. In case of the $K\ell_4$ decay, the box diagrams are related to convergent integrals; therefore no analogous terms are present in the phenomenological Lagrangians, and estimations of the form factors made in current algebra or in nonlinear chiral Lagrangians do not usually take account of those contributions. These diagrams also have not been taken into consideration in ref.^{/8/}, although they give rather significant contributions to the form factors we are interested in. With Lagrangian (6), we may obtain the following estimate for diagram, Fig.2a:

$$T^{(\square)} = i \frac{3m_u(m_u + m_s)}{\sqrt{2} 8\pi^2 F_\pi^2 F_K} [(p_+ + p_-)^\nu + (p_+ - p_-)^\nu + 2(p_- - p_+ - p_-)^\nu] K_\nu^{(-)} K^+ \pi^+ \pi^- \quad (13)$$

The diagram with an intermediate K_1^+ meson (Fig.2b) diminishes the amplitude (13) Z times, and for these diagrams the form factors f and g take the values:

$$\tilde{f}^{(\square)} = \tilde{g}^{(\square)} = \frac{3m_u(m_u + m_s)}{\sqrt{2} 8\pi^2 F_\pi^2 F_K Z} = \frac{0.56}{\sqrt{2} F_\pi} \quad (14)$$

It is easy to see that this value is consistent with estimate (12)*.

*We do not here evaluate the corrections to (14) for the q^2 -terms. They may produce an increase of value (14) within 30% (the K meson mass taken into account).

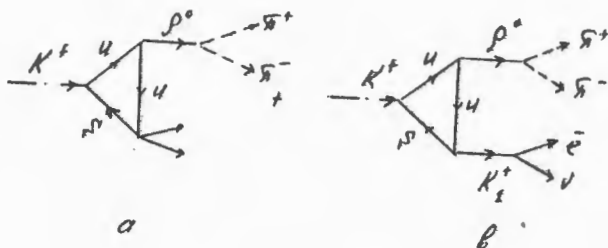


Fig.3

Now let us proceed to estimation of contributions to the form factor g from diagrams drawn in Fig.3. These diagrams are again connected with divergent integrals, therefore the corresponding vertices can be found in the phenomenological chiral Lagrangians^{5, 8/}:

$$\mathcal{L}_3 = -i g_\rho^2 F_K Z \rho_0^\nu K^+ \sqrt{2} \ell_\nu^{(-)} \quad (15)$$

$$\mathcal{L}_4 = i g_\rho \rho_0^\nu (\pi^+ \partial_\nu \pi^- - \pi^- \partial_\nu \pi^+) = g_\rho (p_+ - p_-)^\nu \rho_0^\nu \pi^+ \pi^-.$$

As a result, the diagram 3a leads to the following amplitude:

$$T^{(\rho)} = i \sqrt{2} g_\rho^2 F_K Z \frac{f_\rho ((p_+ + p_-)^2)}{m_\rho^2 - (p_+ + p_-)^2} (p_+ - p_-)^\nu \ell_\nu^{(-)} K^+ \pi^+ \pi^-. \quad (16)$$

$$(f_\rho(q^2)) = 1 - \frac{m_\rho^2 - q^2}{8 \pi^2 F_\pi^2}$$

Here $f_\rho(q^2)$ is form factor of the $\rho \rightarrow 2\pi$ decay (see^{10/}). Upon inclusion of diagram 3b with the intermediate K_1 meson the factor Z in (16) disappears, and the form factor $\tilde{g}^{(\rho)}$ is defined by the expression:

$$\tilde{g}^{(\rho)} = \frac{\sqrt{2} g_\rho^2 F_K}{m_\rho^2 - 0.45 m_K^2} \left[1 - \frac{m_\rho^2 - 0.45 m_K^2}{8 \pi^2 F_\pi^2} \right] = \frac{0.49}{\sqrt{2} F_\pi}. \quad (17)$$

Using the results of ref^{9/} we may estimate the contribution of q^2 terms to amplitude (16). They produce a 30% increase in $g^{(\rho)}$. On the other hand, the contribution of the ρ meson width will decrease this value. Assuming that all these effects lead to mutual compensations and their

contributions amount to about 30%, we shall not take them into consideration.

Combining all the obtained estimates, we arrive at the following results

$$f = f^{(\sigma)} + f^{(\square)} = \frac{0.82 + 0.56}{\sqrt{2} F_{\pi}} \approx \frac{1.4}{\sqrt{2} F_{\pi}}, \quad (18)$$

1.38
 $0.82 + 0.56$
 1.38

$$g = g^{(\sigma)} + g^{(\square)} + g^{(\rho)} = \frac{0.26 + 0.56 + 0.49}{\sqrt{2} F_{\pi}} \approx \frac{1.3}{\sqrt{2} F_{\pi}}. \quad (19)$$

0.82
 $0.26 + 0.56 + 0.49$
 1.31

Then, from formula (2) for the total probability of the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \bar{e} \nu$ we get

$$W_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \bar{e} \nu} = 2.7 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}, \quad (20)$$

which is within the limits of our accuracy, consistent with the experimental value (5).

References

1. Volkov M.K., Kreopalov D.V., Ebert D. — Yad. Fiz., 1979, 29, p. 1581.
2. Treiman S., Jackiw R., Gross D. — Lectures on current algebra and its applications, Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1972.
3. Shabalin E.P. — ZhETP, 1960, 39, p. 345.
4. Particle Data Group. — Phys. Lett., 1986, B170, April.
5. Volkov M.K. — Part. Nuclei, 1986, 17, p. 433.
6. Gasiorowicz S., Geffen D.A. — Rev. Mod. Phys., 1969, 41, p. 531.
7. Volkov M.K., Ivanov A.N., Troitskaya N.I. — Yad. Fiz., 1988, 47, p. 1157.
8. Shabalin E.P. — Preprint ITEP 88-65, Moscow, 1988.
9. Ivanov A.N., Nagy M., Volkov M.K. — Phys. Lett., 1988, B200, p. 171.
10. Volkov M.K. et al. — Phys. Lett., 1986, B182, p. 193.

Received on January 30, 1989.

СОЛИТОНЫ В ТОПОЛОГИЧЕСКИ ТРИВИАЛЬНОМ И НЕТРИВИАЛЬНЫХ СЕКТОРАХ МОДЕЛИ СКИРМА

В.А.Николаев, О.Г.Ткачев

В рамках нового предположения о форме солитонов модели Скимма обнаружены новые серии решений барионных и мезон-подобных конфигураций. Некоторые из найденных конфигураций являются классически стабильными объектами. Показано, что предложенный анзац обобщает анзац Скимма-Виттена и " $k\phi$ "-анзац. Показано происхождение и приближенный характер последнего.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Solitons in Topologically Trivial and Nontrivial Sectors of the Skyrme Model

V.A.Nikolaev, O.G.Tkachev

We have proposed the new form of solitons in the Skyrme model and obtained new series of baryon and meson-like configurations. Some of the obtained configurations are classically stable objects. We have shown that proposed ansatz is the generalization of the Skyrme-Witten ansatz and " $k\phi$ " one. The origin and approximate character of the last ansatz was demonstrated.

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

Известно, что стационарным решением в секторе с единичным топологическим зарядом является решение Скимма-Виттена или конфигурация типа "еж":

$$U(\vec{r})_{sw} = \cos F(r) + i(\vec{r} \cdot \vec{N}) \sin F(r). \quad (1)$$

В выражении (1) $F(r)$ — киральный угол, описывающий абсолютное значение пионного поля, а $\vec{N}$ определяет некоторое направление в изотопическом пространстве. Конфигурация "еж" фиксируется вектором $\vec{N} = \vec{r}/r$. Функция $F(r)$ удовлетворяет граничным условиям $F(0) = N\pi$, $F(\infty) = 0$. Такие условия обеспечивают конечность энергии солитона с топологическим (барионным) зарядом N .

$B^{1/}$ показано, что (1) является единственной конфигурацией, которая дает минимум энергии солитонов с $N = 1$. Однако для других секторов такая форма не является обязательной. Так, например, в $^{2,3/}$ были рассмотрены решения, определяемые

$$\vec{N} = (\cos(k\phi) \sin \theta, \sin(k\phi) \sin \theta, \cos \theta), \quad (2)$$

где (θ, ϕ) суть углы вектора $\vec{r}$ в сферической системе координат. В уравнении (2) k — некоторое целое число, которое определяет также и топологический заряд. Некоторые интересные свойства состояний, порождаемых такими решениями, описаны в $^{2,3/}$. В секторе с барионным зарядом $B=2$ эта форма решения дает состояние с массой в области двух нуклонных масс. Процедура квантования порождает богатый спектр ротационных полос.

В данной работе мы предлагаем новую форму решения, задаваемую следующим вектором:

$$\vec{N} = (\cos \Phi(\phi) \sin T(\theta), \sin \Phi(\phi) \sin T(\theta), \cos T(\theta)), \quad (3)$$

где $\Phi(\phi), T(\theta)$ — некоторые произвольные функции.

Как будет показано, такой анзац обобщает конфигурацию типа "еж" и "кф"-конфигурацию из $^{2/}$, и в некотором смысле объясняет происхождение и приближенный характер последней. Мы покажем, что анзац (3) приводит к целой совокупности новых серий решений в барионном и мезонном (топологически тривиальном) секторах. Некоторые из найденных нами решений классически стабильны.

Рассмотрим лагранжеву плотность $\mathcal{L}$ для стационарного решения

$$\mathcal{L} = -\frac{F^2}{16} \text{Tr} L_k L_k + \frac{1}{32e^2} \text{Tr} [L_k, L_i]^2. \quad (4)$$

Здесь $L_\mu = U^\dagger \partial_\mu U$ — левые токи. После некоторой утомительной алгебры уравнения (1), (3) и (4) приводят к выражению

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_4, \quad (5)$$

где

$$\mathcal{L}_2 = -\frac{F^2}{8} \left\{ (F')^2 + \left[\frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} \cdot (\Phi')^2 + (T')^2 \right] \frac{\sin^2 F}{r^2} \right\}, \quad (6)$$

и

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_4 = & -\frac{1}{2e^2} \frac{\sin^2 F}{r^2} \left\{ \frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} \cdot (T')^2 \cdot (\Phi')^2 \cdot \frac{\sin^2 F}{r^2} + \right. \\ & \left. + \left[\frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} \cdot (\Phi')^2 + (T')^2 \right] \cdot (F')^2 \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

В уравнениях (6)-(7) мы используем символ "штрих" для обозначения следующих производных:

$$\Phi' = \frac{d\Phi}{d\phi}; \quad T' = \frac{dT}{d\theta}; \quad F' = \frac{dF}{dr}.$$

Вариация лагранжиана (5) по $\Phi(\phi)$ дает

$$\Phi'' = 0, \quad (8)$$

т.е.

$$\Phi(\phi) = k\phi + \text{Const.}$$

Мы рассматриваем только решения с нулевым значением постоянной. Число k должно быть целым, чтобы получить однозначное во всем r -пространстве решение.

Теперь для массы солитона имеем выражение

$$M = M_2 + M_4, \quad (9)$$

$$M_2 = \frac{\gamma}{4} \int_0^\infty dx x^2 \int_0^\pi d\theta \sin \theta \left\{ (F')^2 + \left[\frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} k^2 + (T')^2 \right] \frac{\sin^2 F}{x^2} \right\}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} M_4 = & \gamma \int_0^\infty dx x^2 \int_0^\pi d\theta \sin \theta \left\{ \left[\frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} k^2 + (T')^2 \right] \cdot (F')^2 + \right. \\ & \left. + \frac{\sin^2 F}{x^2} \cdot \frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} \cdot k^2 \cdot (T')^2 \right\} \frac{\sin^2 F}{x^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\gamma = \pi \cdot F_\pi / e$ и $x = F_\pi \cdot e r$.

Чтобы минимизировать функционал M , функции $T(\theta)$ и $F(x)$ должны удовлетворять следующим уравнениям:

$$\frac{\delta M}{\delta T} = 0; \quad \frac{\delta M}{\delta F} = 0, \quad (12)$$

или, более конкретно,

$$[x^2 + 2a \sin^2 F] F'' + 2xF' + a(F')^2 \sin(2F) - \frac{a}{4} \sin(2F) - \\ - 2b \frac{\sin^2 F}{x^2} \sin(2F) = 0, \quad (13)$$

$$2[A + k^2 B \frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta}] T'' + k^2 B \frac{\sin(2T)}{\sin^2 \theta} (T')^2 + \\ + 2T' \operatorname{ctg} \theta [A - k^2 B \frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta}] - k^2 A \frac{\sin(2T)}{\sin^2 \theta} = 0. \quad (14)$$

Коэффициенты a, b и A, B в выражениях (13)-(14) суть следующие интегралы:

$$a = \int_0^\pi [k^2 \frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} + (T')^2] \sin \theta d\theta, \quad (15)$$

$$b = \int_0^\pi k^2 \frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} (T')^2 \sin \theta d\theta, \quad (16)$$

$$A = \int_0^\infty \sin^2 F [\frac{1}{4} + (F')^2] dx, \quad (17)$$

$$B = \int_0^\infty \frac{\sin^4 F}{x^2} dx. \quad (18)$$

Исследуя уравнения (9)-(11) и (15)-(18), заключаем, что функция $T(\theta)$ должна быть кратна π в точках $\theta = 0$ и $\theta = \pi$. Мы рассматриваем только конфигурации с конечной массой, — вот почему $F(0) = N\pi$ с целым N . Без потери общности выбираем $F(\infty) = 0$. Нетрудно проверить, что асимптотическое поведение F представляется формулой

$$F(x) \underset{x \rightarrow \infty}{\sim} \frac{1}{xp + 1}, \quad p = \frac{\sqrt{1 + 2a} - 1}{2}. \quad (19)$$

В окрестности начала координат

$$F(x) \sim \pi \cdot N - a \cdot x^p, \quad x \rightarrow 0 \quad (20)$$

где

$$p = \frac{\sqrt{1+2a}-1}{2}, \text{ если } a \geq 4$$

и

$$p = \frac{1 + \sqrt{1 + 16b/a}}{4} \quad \text{для } a \geq 2b.$$

a — некоторый численный фактор.

Ясно, что $T(\theta)$ имеет следующее поведение в окрестностях границ своей области определения:

$$T(\theta) \rightarrow \theta^k \quad \theta \rightarrow 0 \quad (21)$$

и

$$T(\theta) \sim \pi \cdot \ell - (\pi - \theta)^k. \quad \theta \rightarrow \pi \quad (22)$$

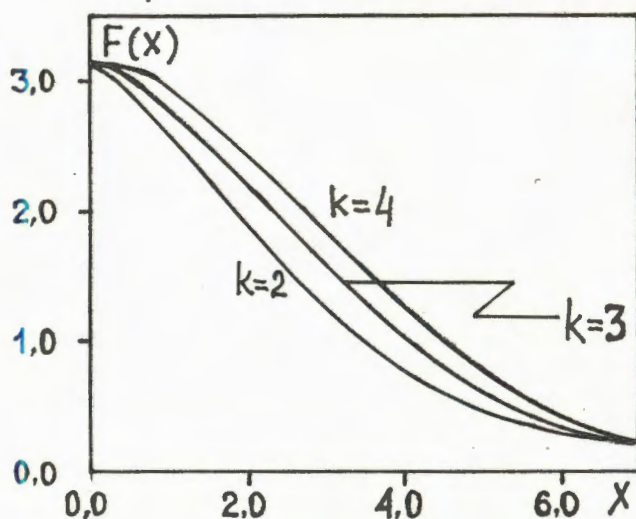


Рис. 1. Решение $F(x)$ уравнения (13) для $\ell=1$ и $k=2, 3, 4$.

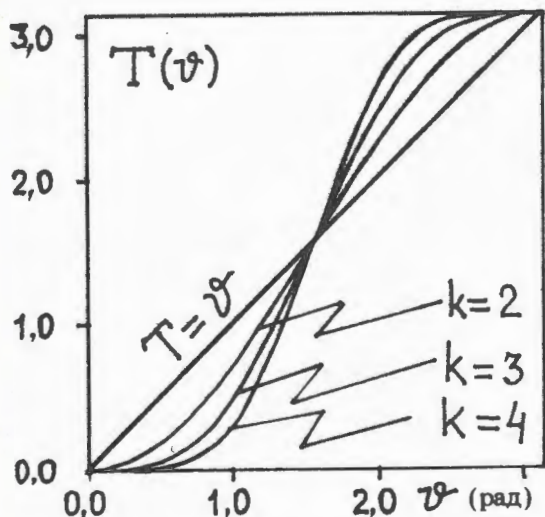


Рис.2. Решение $T(\theta)$ уравнения (14) для $\ell = 1$ и $k=2, 3, 4$.

Здесь ℓ — некоторое целое число. Некоторые решения уравнений (13) - (14) графически представлены на рис.1 и рис.2.

Теперь рассмотрим более внимательно структуру солитонов. С этой целью рассчитаем плотность барионного заряда

$$J_0^B(\vec{r}) = - \frac{1}{24\pi^2} \epsilon_{\alpha\nu\rho\sigma} \text{Tr}(L_\nu L_\rho L_\sigma). \quad (23)$$

Прямой расчет дает

$$J_0^B(r) = \frac{1}{2\pi^2 r^2} \sin^2 F(F') \frac{\sin T}{\sin \theta} \frac{dT}{d\theta} \frac{d\Phi}{d\phi}. \quad (24)$$

Здесь мы использовали определения (1) и (3). Выражение для плотности топологического заряда, даваемое уравнением (24), представляет собой обобщение выражения для "kφ"-анзаца из [2].

Из (24) непосредственно следует выражение для соответствующего топологического заряда:

$$\begin{aligned} B &= - \frac{1}{4\pi^2} \left[F(x) - \frac{\sin(2F)}{2} \right] \Big|_{F(0)}^{F(\infty)} \cdot \left[\cos(T(\theta)) \right] \Big|_{T(0)}^{T(\pi)} \cdot \Phi \Big|_{\Phi(0)}^{\Phi(\pi)} = \\ &= \frac{kN}{2} [1 - \cos(\pi\ell)]. \end{aligned} \quad (25)$$

Видно, что для четных ℓ мы имеем дело с мезоноподобными солитонами. На рис.3 схематически представлено распределение

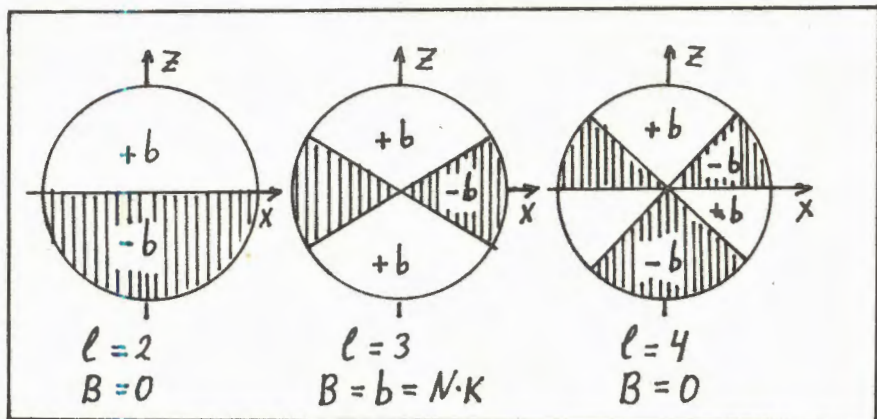


Рис.3. Распределение барионного заряда (дано схематично) в (X, Z) -плоскости для некоторых значений N, k, ℓ .

Таблица 1. Классические массы солитонов для обобщенного анзаца

k/ℓ	1	2	3	4	$T(\theta) = \theta$
1	11,605	26,358	46,332	71,169	11,605
2	22,458	45,536	73,533	106,609	24,829
3	34,585	66,701	103,081	144,321	44,369
4	47,675	89,310	134,450		70,176
5	61,569	113,119			102,206

барионного заряда в (X, Z) -плоскости для солитонов, характеризуемых числами k, N ($F(0) = \pi \cdot N, F(\infty) = 0$) и граничными условиями $T(0) = 0, T(\pi) = \pi \ell, (\ell = 1, 2, 3, \dots)$.

Рассчитанные массы солитонов для $N=1$ и некоторых значений k, ℓ представлены в таблице в единицах $(\pi F_{\pi} / e)$. В последней колонке представлены результаты с "кф"-анзацем для сравнения с первой колонкой.

Таким образом, спектр солитонов "кф" барионных конфигураций модели Скирма расширен до $N \cdot k$ -барионных конфигураций для нечетных ℓ . Более того, мы обнаружили спектр тяжелых мезоноподобных ($N \cdot k/2$ -барион — $N \cdot k/2$ -антибарион) конфигураций при четных ℓ . Некоторые из полученных конфигураций являются классически стабильными, т.е. их масса меньше суммы масс составляющих их барионов (солитонов). Классические "энергии связи" таких состояний легко оценить по табл.1.

Как нетрудно видеть, в последней колонке табл.1 числа для $k \geq 2$ существенно больше стоящих в 1-й колонке. Поскольку расчет массы носит вариационный характер, отсюда можно сделать заключение о том, что выбранная нами пробная полевая конфигурация лучше, чем " $k\phi$ "-конфигурация в вариационном смысле.

Следует отметить, что числа, представленные в табл.1, соответствуют расчетам в кирально-симметричном пределе (масса пиона $m_\pi = 0$). Вариационный расчет с явно нарушающим киральную симметрию членом лагранжиана

$$\mathcal{L}_\pi = - \frac{F_\pi^2 m_\pi^2}{8} \text{Tr} (1 - U) \quad (26)$$

позволяет сравнить наш вариационный расчет для некоторых состояний с численным расчетом, проведенным в ^{4/}. С этой целью мы выбрали константы $F_\pi = 108$ МэВ и $e = 4,84$, использованные в ^{4/}. Классическая масса " $k\phi$ "-дибариона равна 1833 МэВ; анзац, использованный нами, дает 1670 МэВ, а расчет из ^{4/} — 1660 МэВ. Наши и расчеты ^{4/} для более тяжелых мультибарионов, которые здесь следовало бы назвать мультискирмионами, поскольку речь идет о классическом пределе, находятся в следующем соответствии: 3-барион — 2580 МэВ и 2530 МэВ; 4-барион — 3572 МэВ и 3452 МэВ, 5-барион — 4635 МэВ и 4420 МэВ. Некоторое расхождение в оценке масс тяжелых мультискирмионов дает возможность оценить погрешность нашей пробной конфигурации, которая оказывается меньше 5% для рассматриваемых случаев.

Более подробный анализ найденных решений в кирально-симметричном случае приведен в табл.2. В этой таблице мы приводим схематическую структуру решения, барионный заряд, а также более детально характеризующие распределение барионного заряда величины квадратов среднеквадратичных радиусов $\langle r_x^2 \rangle$, $\langle r_y^2 \rangle$, $\langle r_z^2 \rangle$ в единицах $(F_\pi e)^{-2}$ для некоторых решений, массы которых включены в табл.1.

Указывая структуру $2S2\bar{S}$ для $k = 2$ $\ell = 2$ -решения, мы имеем в виду, что распределение барионного заряда в пространстве разбивается на четыре аксиально-симметричные области. В двух из этих областей сконцентрировано по единице барионного заряда, а в двух других — по единице отрицательного заряда. Указывая, что данное состояние стабильно, мы имеем в виду только то, что масса данного классического состояния меньше суммы масс скирмионов и антискирмионов. Обращает на себя внимание тот факт, что приведенные в табл.2 состояния сильно отличаются по форме, о чем можно судить по среднеквадратичным радиусам.

Таблица 2. Структура состояния ($N = 1, k, \ell$) и квадраты средне-
квадратичных радиусов распределения барионного заряда

1	2	3
1 $B = 1, \text{стаб.} S$ $r_x^2 = r_y^2 = r_z^2$ $= 5,72$	$B = 0, \text{нестаб.} S\bar{S}$ $r_x^2 = r_y^2 = 0$ $r_z^2 = 0$	$B = 1, \text{нестаб.} S\bar{S}\bar{S}$ $r_x^2 = r_y^2 = -4,1$ $r_z^2 = 22,8.$
2 $B = 2, \text{стаб.} 2S$ $r_x^2 = r_y^2 = 6,5$ $r_z^2 = 2,9$	$B = 0, \text{стаб.} 2S\bar{S}$ $r_x^2 = r_y^2 = 0$ $r_z^2 = 0$	$B = 2, \text{нестаб.} 2S\bar{S}\bar{S}$ $r_x^2 = r_y^2 = -8,7$ $r_z^2 = 62.$
3 $B = 3, \text{стаб.} 3S$ $r_x^2 = r_y^2 = 16,2$ $r_z^2 = 4,2$	$B = 0, \text{стаб.} 3S3\bar{S}$ $r_x^2 = r_y^2 = 0$ $r_z^2 = 0$	$B = 3, \text{стаб.} 3S\bar{S}\bar{S}$ $r_x^2 = r_y^2 = -9,9$ $r_z^2 = 114,3.$

В заключение нам хотелось бы отметить, что найденные серии решений с топологическим зарядом, равным нулю, напоминают аналогичные "тяжелые" решения /5/ в двумерных моделях типа модели Синус-Гордон.

Л и т е р а т у р а

1. Rybakov Y.P., Sanyuk V.I. — Preprint NBI-HE-81-49.
2. Weigel H., Schwesinger B., Holzward G. — Phys. Lett., 1986, B168, p.321.
3. Николаев В.А., Ткачев О.Г. — Сообщение ОИЯИ Р4-86-515, Дубна, 1986; Николаев В.А. — В сб. "Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий", ОИЯИ, Д1,2-86-668, т. 1, с.78.
4. Копелиович В.Б., Штерн Б.Е. — Письма в ЖЭТФ, 1987, т.45, вып.4, с.165; Зенкин С.В., Копелиович В.Б., Штерн Б.Е. — В сб.: "Труды симпозиума по нуклон-нуклонным и адрон-ядерным взаимодействиям", Л.: изд. ЛИЯФ АН СССР, 1986, с.415.
5. Фаддеев Л.Д. — Письма в ЖЭТФ, 1975, т.21, вып.2, с.141.

Рукопись поступила 24 января 1989 года.

DETECTION AND STUDY OF THE α -DECAY OF THE COMPOUND STATES ^{188}Os

J.Andrzejewski, Yu.M.Gledenov, Yu.P.Popov, P.V.Sedyshev

The paper reports on the results of the study of the α -decay of highly excited states of ^{188}Os . The experiment was performed by the time-of-flight method and utilized neutrons from the IBR-30 booster of the Laboratory of Neutron Physics, JINR. For the first time one has succeeded in measuring, with the help of a two-section ionization chamber with a grid, α -widths of $(6.8 \pm 1.0) \cdot 10^{-9}$ eV and $(2.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-9}$ eV for two resonances at $E_0 = 9.47$ eV and $E_0 = 12.7$ eV, respectively. Average α -widths were found to be $(17 \pm 10) \cdot 10^{-9}$ eV and $(6.3 \pm 4.7) \cdot 10^{-9}$ eV over two neutron energy intervals from 38 to 53 eV, and from 53 to 150 eV, respectively. Experimental alpha-particle strength functions are compared to those calculated within the model of "the black nucleus".

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

Обнаружение и исследование альфа-распада
компаунд-состояний ^{188}Os

Ю.Анджеевски и др.

Приводятся результаты исследований альфа-распада высоковозбужденных состояний ^{188}Os . Измерения проводились с использованием метода времени пролета на пучке нейтронов импульсного бустера ИБР-30 ЛНФ ОИЯИ. Впервые удалось с помощью двухсекционной ионизационной камеры с сеткой получить альфа-ширины двух резонансов с $E_0 = 9.47$ эВ и $E_0 = 12.7$ эВ, которые равняются $(6.8 \pm 1.0) \cdot 10^{-9}$ эВ и $(2.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-9}$ эВ. Для интервалов энергии нейтронов $38 \div 53$, $53 \div 150$ эВ получены средние значения альфа-ширин: $(17 \pm 10) \cdot 10^{-9}$ эВ и $(6.3 \pm 4.7) \cdot 10^{-9}$ эВ соответственно. Экспериментальные величины альфа-частичной силовой функции сравниваются с рассчитанной по модели "черного" ядра.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

The study of α -decay of neutron resonances, being carried out for many years, has provided us with vast information on average α -widths for a wide range of nuclei $60 \leq A \leq 180$ ^{1/}. The experimental data are well reproduced by the cluster model of α -decay^{2/}. However measurements of the thermal neutron induced (n, α) reaction

cross section of ^{238}U have yielded ^{/3,4/} α -widths six orders of magnitude different from those calculated in the cluster model. What is the reason for that? Is it a new mechanism of the α -decay of heavy nuclei? In this connection the measurement of the $^{187}\text{Os}(n, \alpha)$ reaction is of interest, since it is a further step towards heavy nuclei region.

Two earlier attempts ^{/5,6/} have only allowed the determination of the upper limit for the average α -width: $\langle \Gamma_{\alpha}^{J^{\pi}} \rangle \leq 6 \cdot 10^{-6}$ eV and $\langle \Gamma_{\alpha}^{J^{\pi}} \rangle \leq 0.43 \cdot 10^{-6}$ eV. The experiments have however failed to measure the Γ_{α} for individual resonances.

The present measurement was carried out with a two-section ionization chamber with a grid. The isotope of ^{187}Os enriched to 99 % was used as a target and had a thickness of 2 mg/cm^2 . It was irradiated by neutrons from the IBR-30 booster. The reduction of the background of electrons and γ -quanta, produced in the (n, γ) reaction having an 8 orders of magnitude larger cross section, required the pressure in the chamber to be 30 % lower than that at which α -particles from the target have flight paths equal to the distance to the grid. This circumstance and also the large thickness of the target did not allow the identification of transitions to separate levels. The obtained data are thus a result of averaging over the lowest levels of the final nucleus. Values of

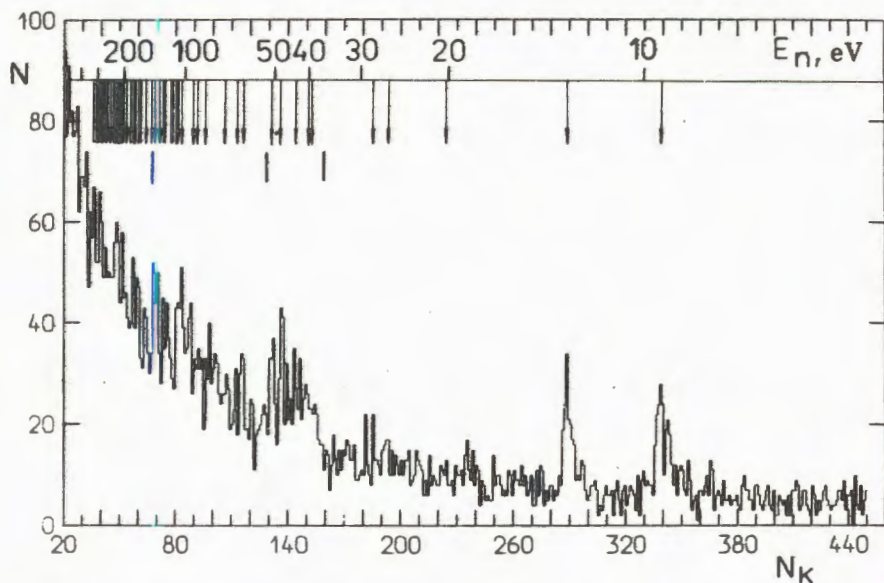
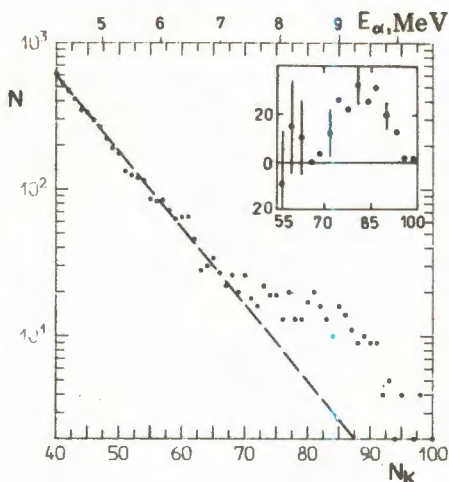


Fig. 1. The time of flight spectrum of the $^{187}\text{Os}(n, \alpha)^{184}\text{W}$ reaction. Arrows show positions of resonances from ^{/8/}. Also there are shown energy intervals for which averaged parameters of the reaction were calculated.

Fig. 2. The amplitude spectrum in the time window of the resonance $E_0 = 9.47$ eV. The dashed line shows extrapolated background, the insertion illustrates the spectrum after background subtraction.



averaged α -widths were determined by a relative method using the normalization to ^{143}Nd α -width at $E_0 = 127.4$ eV and $E_0 = 135.5$ eV from Refs. ^{/7,8/}. A collimated beam of neutrons simultaneously passed through two targets (^{187}Os and ^{143}Nd) at an angle of 4° with respect to their surface. Signals from two electronic circuits were fed to a mini-computer.

Figure 1 shows the time of flight spectrum of the $^{187}\text{Os}(n, \alpha)^{184}\text{W}$ reaction measured in the amplitude window corresponding to the energies of α -particles from a compound nucleus ^{188}Os . Two resonances at $E_0 = 9.47$ eV and $E_0 = 12.7$ eV and a bump in the interval from 38 to 53 eV corresponding to a group of 5 resonances ^{/8/} are observed.

The (n, α) reactions were identified for individual resonances and given energy intervals by the method reported in Ref. ^{/9/}. Figure 2 illustrates the amplitude spectrum in the time window of a resonance at $E_0 = 9.47$ eV. The dashed line shows the extrapolated background.

Table 1 summarizes the data on the number of α -counts and calculated α -widths for two resonances. The data acquired for two energy intervals are shown in Table 2. The values for Γ_a , $\langle \Gamma_a \rangle$, $\langle \sigma_{(n, \alpha)} \rangle$ are obtained in the same way as described in Ref. ^{/10/} and the α -particle strength function is determined by a formula ^{/11/}:

$$S_a = \frac{\langle \Gamma_a \rangle}{\sum_f \Gamma_{a,f}^{sp} \cdot D},$$

where $\langle \Gamma_a \rangle$ is the averaged over a given interval α -width; $\Gamma_{a,f}^{sp}$, the single particle α -width for the transition to a given state of a final nucleus; D , the mean level spacing of the neutron resonances with spin-parity J^π at the compound nucleus.

The largest contribution to the errors of α -widths is connected with the resolving of the background and with the errors due to a finite number of resonances in an interval ΔE . The obtained values of the

Table 1.

E, eV	N_α	$\Gamma_\alpha, \text{eV} \cdot 10^{-9}$
9.47	177 ± 22	6.8 ± 1.0
12.7	155 ± 21	2.0 ± 0.3

Table 2.

E, eV	N_α	$\langle \sigma_{(n,\alpha)} \rangle, \mu\text{b.}$	$\langle \Gamma_\alpha \rangle, \text{eV} \cdot 10^{-9}$	$S_\alpha, \text{MeV}^{-1} \cdot 10^{-2}$
38-53	312 ± 85	22 ± 6	17 ± 10	23 ± 14
53-150	259 ± 180	5.4 ± 3.8	6.3 ± 4.7	8.6 ± 6.4
over reso- nances 9.47 and 12.7			4.4 ± 2.6	6.0 ± 3.5

α -particle strength function may be compared with $S_\alpha^{\text{bn}} = 4.8 \cdot 10^{-2} \text{ MeV}^{-1}$, the α -particle strength function for the nucleus ^{187}Os , calculated in the frame of a "black nucleus" model as Kadmen-sky et al. did in their work^{/11/}. The strength function exceeds a little the S_α^{bn} in the first energy interval, while in the second and in the interval of averaging over two resonances it coincides with the S_α^{bn} , i.e. the $\langle \Gamma_\alpha \rangle_{\text{exp}}$ does not show a considerable rise over the cluster model value for $A = 188$.

It would be of interest to compare the obtained results to the values calculated with account for the deformation of the nucleus and correlations among channels, since these calculations have shown a decrease of the value of S_α^{bn} for several nuclei.

The obtained values of average α -widths have confirmed the fact that the α -decay channel is very narrow as compared to the channel of radiation capture by the ^{187}Os nucleus and, therefore, can be neglected in making estimates for the decrease in number of ^{187}Os nuclei in the process of nucleosynthesis.

References

1. Antonov A. et al. — Sov. Nucl. Phys., 1978, v. 27, p. 18.
2. Kadmsky S.G., Furman V.I. In: Alpha Decay and Related Nuclear Reactions. Moscow, Energoatomizdat, 1985, p. 194.
3. Asghar M. et al. — Nucl. Phys., 1976, v. A259, p. 429.
4. Wagemans C. et al. — Nucl. Phys., 1981, v. A362, p. 1.
5. Balabanov N.P. et al. JINR Comm., P3-7376, Dubna, 1973.
6. Balabanov N.P. et al. — Sov. Nucl. Phys., 1978, v. 28, p. 1148.
7. Antonov A. et al. JINR Comm., P3-83-243, Dubna, 1983.
8. Mughabghab S.F. Neutron Cross Section, v. 1, part B, Academic Press, 1984.
9. Andrzejewski Y. et al. JINR Comm., 3-80-564, Dubna, 1980.
10. Andrzejewski Y. et al. — Sov. Nucl. Phys., 1980, v. 32, p. 1496.
11. Kadmsky S.G. et al. — Sov. Nucl. Phys., 1982, v. 35, p. 823.

Received on November 29, 1988.

КУБИЧЕСКИЕ ФОРМЫ И КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

Р.М.Ямалеев

Изложены элементы тригеометрии и алгебры Диксона для форм третьей степени. Предложен принцип построения квантовой механики частиц, движущихся в пространстве тригеометрии.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Cubic Forms and Quantum Mechanics

R.M.Yamaleev

Elements of trigometry and Dicson algebra for cubic degree are gived. Construction procedure of quantum mechanics of particles moving in the space trigometry is proposed.

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

Идея построения физической теории, основанной на полилинейных формах, в последнее время была высказана в^{/6,8-10/}. В предлагаемой работе излагается один из возможных путей построения квантовой механики на кубических формах. Следует ожидать, что она будет полезна для описания частиц, обладающих трехзарядовым состоянием, например, кварков^{/2/}. Предполагается, что частицы, входящие в одну трехзарядовую группу, соотносятся друг с другом, как частицы-античастицы в теории Дирака^{/1/}. Тогда для описания этих гипотетических частиц необходимо применять формы степени, на одну выше, чем в обычной теории, а именно — кубические формы. Краткости ради, мы без доказательств и строгих определений изложим основные свойства пространства мира триады и обрисуем перспективу построения квантовой механики в этом пространстве.

1. Геометрия триадного мира (тригеометрия)

Она обладает весьма интересными свойствами. В ней существуют аналоги понятий прямой и плоскости, отрезка, угла, треугольника и т.д. Однако "прямая" в тригеометрии проходит через три

заданные точки соответственно, только с помощью трех точек можно выделить отрезок на прямой; "треугольник" имеет 4 стороны и 4 угла. Если в геометрии Евклида (как и должно быть в мире диады) имеется только два противоположных друг другу направления, то в мире триады мы имеем три взаимоисключающих друг друга направления. Каждому из направлений в диадном мире присваиваем знаки (+) или (-). Роль трехзначной единицы в триаде играют решения уравнения

$$x^3 - 1 = 0: (1, \theta, \theta^2).$$

Пусть R — множество положительных вещественных чисел, включая нуль. Предположим, что каждой точке на прямой тригеометрии можно поставить в соответствие элемент из R . Отрезок на данной прямой задает отношения между тремя точками $x_1, x_2, x_3 \in R$, причем $x_1 > x_2 > x_3$. Определим длину такого отрезка как выражение вида

$$P[x_1, x_2, x_3] := x_1 + \theta x_2 + \theta^2 x_3. \quad (1)$$

При $x_2 = x_3$ выражение (1) переходит в обычное понятие длины отрезка, заключенного между точками (x_1, x_2) на обычной прямой.

В тригеометрии фигура, представляющая собой аналог прямоугольного треугольника, состоит из трех катетов (A, B, D) и гипотенузы (C). Для сторон такой фигуры имеет место соотношение

$$C^3 = A^3 + B^3 + D^3 - 3ABD. \quad (2)$$

Введем три функции:

$$G_0(a, \beta) = 1/\gamma, \quad G_1(a, \beta) = a/\gamma, \quad G_2(a, \beta) = \beta/\gamma, \quad (3)$$

где $a = B/A$, $\beta = D/A$, $\gamma = C/A$. Эти функции являются аналогами функций $\cos \phi$, $\sin \phi$. Очевидно, что

$$G_0^3 + G_1^3 + G_2^3 - 3G_0G_1G_2 = 1.$$

Как показал Гревс^{/3/}, через G_0, G_1, G_2 можно определить функцию экспоненты

$$\text{Exp}(\theta \phi) := G_0 + \theta G_1 + \theta^2 G_2. \quad (4)$$

Формулы сложения параметров при умножении экспонент выглядят следующим образом:

$$\text{Exp}(\theta\phi_1)\text{Exp}(\theta\phi_2) = \text{Exp}(\theta\phi_3),$$

$$\phi_3(\alpha_3, \beta_3) = \phi_1(\alpha_1, \beta_1) + \phi_2(\alpha_2, \beta_2),$$

$$\alpha_3 = (\alpha_1 + \alpha_2 + \beta_1\beta_2)/\xi, \quad \beta_3 = (\beta_1 + \beta_2 + \alpha_1\alpha_2)/\xi,$$

$$\xi = 1 + \alpha_1\beta_2 + \beta_1\alpha_2.$$

Плоскость в тригеометрии есть трехмерное многообразие. На ней могут быть заданы преобразования типа поворота, оставляющие инвариантным кубическую форму:

$$I(3) := p_1^3 + p_2^3 + p_3^3 - 3p_1p_2p_3. \quad (5)$$

Эти преобразования удобно задать, используя представление циклических чисел:

$$p'_1 + p'_2\theta + p'_3\theta^2 = (G_0 + G_1\theta + G_2\theta^2)(p_1 + p_2\theta + p_3\theta^2). \quad (6)$$

Обобщение трехмерной кубической формы (5) на случай более высоких измерений эффективнее будет реализовать, используя базис алгебры Диксона^{/4,5/}, поскольку алгебра Диксона по отношению к кубическим формам будет выполнять роль, подобную известной роли алгебры Клиффорда по отношению к квадратичным формам^{/6/}.

2. Алгебра Диксона степени три

Циклическая алгебра с делением степени $N > 2$ была открыта Диксоном^{/4/}, поэтому мы ее будем называть алгеброй Диксона и обозначать символом $\text{Dic}(N)$. Элементы $\text{Dic}(N)$ определяются соотношениями

$$\text{Dic}(N) := \oplus u^a v^m F, \quad uv = vu\theta, \quad v^N = e, \quad u^N = e,$$

e — единица алгебры, F — коммутативное поле, характеристика которого не является делителем N , θ — примитивный корень уравнения $x^N - 1 = 0$. Как видно, $\text{Dic}(N)$ является обобщением

алгебры кватернионов. Как показано в^{/6/}, используя $u, v \in \text{Dic}(N)$, можно получить матричный базис для линеаризации N -форм. Рассмотрим более подробно ближайшего соседа кватернионов — алгебру $\text{Dic}(3)$.

Образующим элементам $u, v \in \text{Dic}(3)$ можно придать следующее матричное представление^{/7/}:

$$u := \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad v := \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \theta & 0 \\ 0 & 0 & \theta^2 \end{pmatrix}.$$

Матричный базис алгебры $\text{Dic}(3)$, включая единичную матрицу E , состоит из девяти элементов

$$\{a_k\} := \{a_0 = E, a_1 = u, a_2 = v, a_3 = uv,$$

$$a_4 = u^2v, a_5 = a_1^2, a_6 = a_2^2, a_7 = a_3^2, a_8 = a_4^2\}.$$

Система матриц $\{a_k\}$ линейно-независима, полна и $\text{tr}(a_k) = 0$, $k=1, 2, \dots, 8$. Любая матрица $A(3 \times 3)$, заданная в поле F , может быть разложена в базисе $\{a_k\}$:

$$A = \sum_{k=0}^8 a_k a_k, \quad a_k = \text{tr}(a_k^2 A).$$

Пусть даны две матрицы:

$$A_1 := a_1 a_1 + a_2 a_2 + a_3 a_3 + a_4 a_4,$$

$$A_2 := b_1 a_5 + b_2 a_6 + b_3 a_7 + b_4 a_8.$$

Можно показать, что

$$A_1^3 = f_1(a) E, \quad A_2^3 = f_2(b) E,$$

$f_1(a), f_2(b)$ — кубические формы, причем

$$\det A_1 = f_1(a), \quad \det A_2 = f_2(b).$$

Имеет место следующее
Утверждение
 Пусть

$$\pi := \pi_0 + \sum_{k=1}^8 \pi_k a_k, \quad A(3) = A_1 + A_2$$

и

$$\sum_{i=1}^4 \pi_i \pi_{i+4} = 0, \quad \sum_{i=1}^4 a_i b_i = 0,$$

$$\pi^3 = E, \quad I(a, b) := A^3(3).$$

Тогда отображения

$$A'(3) = \pi A(3) \pi^2,$$

$$A''(3) = \pi^2 A(3) \pi$$

оставляют кубическую форму $I(a, b)$ неизменной.

Кубическая форма $I(a, b)$ состоит из координат двух 4-мерных ортогональных (в обычном смысле) подпространств. Именно так обобщается форма (5) при дальнейшем увеличении размерности пространства в тригеометрии.

3. Принципы построения кубической квантовой механики

Кубическая квантовая механика есть квантовая механика частиц, движущихся в пространстве тригеометрии. Это означает, что сохраняющиеся величины в этой квантовой механике должны иметь трilinearную форму, а волновая функция свободного состояния будет описываться экспоненциальной функцией (4). Соответственно меняется понятие унитарности. Триунитарными будем называть операторы, представимые в виде

$$U_1 = \text{Exp}(\theta \phi), \quad U_2 = \text{Exp}(\theta^2 \phi), \quad U_3 = \text{Exp}(\phi),$$

так что

$$U_1 U_2 U_3 = E,$$

E — единичный оператор.

Фундаментальными элементами квантовой механики являются угловой момент, спин и операторы "рождения и уничтожения" частиц. Посмотрим, как выглядят аналоги этих понятий в кубической квантовой механике.

Трилинейным антикоммутатором трех заданных операторов b_1, b_2, b_3 будем называть сумму вида:

$$\{b_1, b_2, b_3\} := b_1 b_2 b_3 + b_2 b_3 b_1 + b_3 b_1 b_2.$$

Соответственно трилинейный коммутатор будет иметь вид:

$$[b_1, b_2, b_3] := b_1 b_2 b_3 + \theta b_2 b_3 b_1 + \theta^2 b_3 b_1 b_2.$$

Коль скоро мы ввели понятие трилинейного антикоммутатора, то по аналогии с обычным осциллятором оператор Гамильтона трилинейного осциллятора определим следующим образом:

$$H(3) := \frac{1}{3} \{b_1, b_2, b_3\}.$$

Пусть оператор $N := b_1 b_2 b_3$ есть оператор числа частиц. Тогда действие операторов b_1, b_2, b_3 на заданное состояние можно определить с помощью формул:

$$b_1 \Phi_n = \sqrt{n+1} \Phi_{n+1},$$

$$b_2 \Phi_n = \sqrt{n+\theta+1} \Phi_{n+\theta},$$

$$b_3 \Phi_n = \sqrt{n} \Phi_{n+\theta^2}.$$

Пользуясь этими формулами, легко найти спектры операторов $\hat{N}$ и $H(3)$:

$$N \Phi_n = n \Phi_n, \quad H(3) \Phi_n = \left(n + \frac{2 + \theta^2}{3} \right) \Phi_n.$$

Здесь роль повышающего данное состояние оператора играет $b^+ := b_1$, роль понижающего оператора $-b^- := b_2 b_3$, причем

$$[b^+, b^-] = 1.$$

Операторы трипина определяются через элементы алгебры $Dic(3)$:

$$\Sigma_k = \theta \hbar a_k / 3.$$

Соответствующие аналоги операторов углового момента можно получить, используя бозонные операторы b_k^+ , b_k^- ($k = 1, 2, 3$)

$$[b_k^+, b_l^-] = \delta_{kl}, \quad [b_k^\pm, b_l^\pm] = 0.$$

При этом тригловой момент принимает вид:

$$J_k = \theta \hbar \sum_k^{(np)} b_n^+ b_p^-.$$

Поскольку мы предполагаем, что движение частицы происходит в пространстве тригеометрии, то зависимость между энергией и импульсом должна иметь форму, инвариантную относительно преобразований (6). Прямым аналогом оператора энергии уравнения Паули в этом случае является выражение вида

$$H = \frac{1}{3m^2} \left(\sum_{k=1}^8 \alpha_k p_k \right)^3, \quad \sum_{i=1}^4 p_i p_{i+4} = 0. \quad (7)$$

Аналогом релятивистского соотношения между энергией, импульсом и массой является кубическая форма:

$$(\mathcal{E}/c^2)^3 = \left(\sum_{k=1}^8 \alpha_k p_k \right)^3 + (mc)^3. \quad (8)$$

Выражение $\mathcal{E}_0 = mc^2$ в этом случае будет соответствовать энергии покоя. При $c \rightarrow \infty$ (8) переходит в (7). Соответственно можно написать аналоги уравнений Клейна-Гордона и Дирака^{/8/}.

В квантовой теории поля электрически заряженные частицы описываются комплексными волновыми функциями. В кубической квантовой механике трехзарядовые состояния будут описываться числами Гревса. Согласно теории Дирака, частицам и античастицам соответствуют заряды и массы покоя различных знаков.

В кубической квантовой механике заряды и массы покоя частиц, соотносящихся между собой как античастицы, будут иметь множители $1, \theta, \theta^2$. Одна из возможных областей применения кубической квантовой механики — это адронная физика, фундаментальные объекты которой — кварки, обладают трехцветовым состоянием.

Л и т е р а т у р а

1. Дирак П. — Принципы квантовой механики. М.: Наука, 1979.
2. Индурайн Ф. — Квантовая хромодинамика. М.: Мир, 1986.
3. Creaves Ch. — On algebraical triplets. Proc. Irish. Acad., 1847, t. 3, p. 51.
4. Пирс Р. — Ассоциативные алгебры. М.: Мир, 1986.
5. Dicson L.E. — Algebren und ihre Zahlensysteme. Zurich, 1927.
6. Ямалеев Р.М. — Сообщение ОИЯИ P5-87-766, Дубна, 1987.
7. Семерджиев Х.И., Ямалеев Р.М. — Сообщение ОИЯИ P5-88-834, Дубна, 1988.
8. Ямалеев Р.М. — Сообщение ОИЯИ P2-88-147, Дубна, 1988.
9. Finkelstein D. — Phys. Rev. Lett., 1986, 56(15), 1532.
10. Rausch M. de Traunbenberg, Fleury N. — Beyond spinors. Communication of the Centre de Recherches Nucleaires Strasbourg (CRN/HE 88-04), 1988.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ СТАБИЛЬНОСТИ ^{263}Ku

Х.Брухертзайфер¹, Г.В.Букланов, М.П.Иванов,
О.Константинеску², Ю.А.Музычка, Ю.Ц.Оганесян,
Б.И.Пустыльник, Е.А.Сокол, Г.М.Тер-Акопьян, М.Юссонуа³

Описываются эксперименты по синтезу изотопа ^{263}Ku в реакции $^{248}\text{Cm}(^{22}\text{Ne}, \alpha n)$ на циклотронах У-300 и У-400 ЛЯР ОИЯИ. Производилось радиохимическое выделение фракций Ku и 102 элемента и изготовление спектрометрических источников с последующим их измерением на установке, включавшей детекторы осколков, гамма-квантов и нейтронов деления для фракции Ku и на трековых детекторах для фракции 102 элемента. Во всех облучениях не было зарегистрировано событий деления. Сделан вывод о том, что ветвь альфа-распада не является главной для ^{263}Ku . Если главной ветвью распада является спонтанное деление, то период полураспада ^{263}Ku составляет менее 20 мин.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Experiments on the Study of ^{263}Ku Stability

Bruchertseifer H. et al

Experiments on the synthesis of ^{263}Ku isotope in $^{248}\text{Cm}(^{22}\text{Ne}, \alpha n)$ reaction on U-300 and U-400 cyclotrons of LNR, JINR are described. Radiochemical elution of Ku and 102 element fractions and preparing the spectrometric sources were carried out. The following measurement on a setup containing detectors of fragments, gamma-quanta and neutrons of fission was made for Ku fraction and on track detectors for 102 element fraction. No spontaneous fission event was registered in all irradiations. It was concluded that the alpha-decay branch is not principal for ^{263}Ku . If spontaneous fission is the main branch of decay, then the half-life of ^{263}Ku is less than 20 min.

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

¹ Центральный институт изотопных и радиационных исследований, Лейпциг, ГДР

² Центральный институт физики, Бухарест

³ Институт ядерной физики, Орсе, Франция

1. Введение

В ряде теоретических расчетов^{/1-4/} была предсказана повышенная стабильность относительно спонтанного деления для нуклидов с $Z \geq 104$, связанная с деформированной оболочкой $N = 162$.

Например, из расчетов, сделанных в работе^{/4/}, следует, что периоды полураспада T_{sf} относительно спонтанного деления составляют: для изотопа Ku с числом нейтронов $N = 162$ около 100 с, для изотопа с нечетным числом нейтронов $N = 159$ — не менее 10^4 с.

В некоторых работах (например, ^{/5/}) обсуждался вопрос о существовании ранее неизвестной долины на карте потенциальной поверхности ядра, возможно, проявляющей себя в феномене бимодального деления ядер^{/6/}. Расчет с учетом этой долины дает более короткие времена жизни по отношению к спонтанному делению ($T_{sf} = 69$ мкс для изотопа Ku с $N = 162$).

В связи с этим вопрос о свойствах изотопов в области $Z \geq 104$ и $N \geq 158$ представляет значительный интерес.

Настоящая работа предпринята с целью получения изотопа ^{263}Ku в реакции $^{248}Cm(^{22}Ne, \alpha 3n)$.

2. Методика эксперимента

Облучения ^{248}Cm производились на пучке ионов ^{22}Ne с энергией на мишени 118 МэВ на циклотронах У300 и У-400 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Время облучения мишени в одном опыте составляло $1,5 \div 4$ ч, максимальная интенсивность пучка ионов на мишени — $5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Мишень ^{248}Cm имела толщину 500 мг/см^2 , диаметр 9 мм и подложку из бериллиевой фольги толщиной 8 мкм. Для сбора ядер отдачи использовались золотые фольги толщиной 3 мкм и диаметром 12 мм. Экспериментальная установка включала в себя реакционную камеру, которая отделялась от объема ионопровода входной фольгой. В камере находились поглотители энергии ионов, мишень ^{248}Cm , сборник ядер отдачи, закрепленный на коллекторе ионов — медном блоке, охлаждаемом водой. Реакционная камера была электрически изолирована от корпуса ионопровода, что позволяло использовать установку в качестве цилиндра Фарадея для измерения тока пучка ионов. Энергия ионов на входе в установку контролировалась с использованием рассеивателя из золотой фольги и полупроводникового $Si(Au)$ -детектора.

Во время эксперимента камера была наполнена аргоном при давлении около 100 кПа. Конструкция установки позволяла извле-

качать сборник ядер отдачи из камеры за время около одной минуты. Через $2 \div 3$ мин. производилось контрольное измерение активности спонтанного деления сборника на детекторе множественной эмиссии нейтронов¹⁷¹ в течение $3 \div 5$ мин. После каждого облучения золотая фольга растворялась в смеси соляной и азотной кислот и золото удалялось сорбцией на сильноосновном анионите. Оставшийся раствор выпаривался досуха, осадок растворялся в 0,5N растворе фтористоводородной кислоты и пропусклся через колонку, наполненную катионитом Aminex A5. Фракция Ku получалась в виде элюата и содержала также радиоактивные изотопы-метки Hf. При этом все актиниды оставались полностью на колонке. Двухвалентные ионы 102 элемента, которые могли образовываться в результате α -распада ^{263}Ku , вместе со своим метчиком $^{87\text{m}}\text{Sr}$ селективно вымывались 1,5N раствором HNO_3 . Для приготовления источников растворы, содержавшие фракции Ku и 102 элемента, выпаривались на соответствующие подложки.

Для измерения характеристик спонтанного деления использовалась система¹⁸¹, включавшая в себя полупроводниковые поверхностно-барьерные детекторы для регистрации осколков деления, детектор гамма-квантов на основе сцинтилляторов из германата висмута и детектор множественной эмиссии нейтронов, аналогичный описанному в работе¹⁷¹. Эффективность регистрации событий деления в этой установке определялась с помощью спектрометрического источника ^{248}Cm и составляла $0,8 \pm 0,05$. Установка позволяла производить измерение характеристик спонтанного деления до четырех источников одновременно.

Активность фракции 102 элемента измерялась при помощи трековых детекторов.

3. Результаты и обсуждение

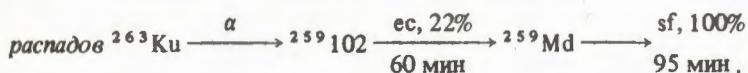
Характерным репером, позволявшим помимо измерения энергии и тока пучка ионов контролировать ход эксперимента, являлся ^{256}Fm , активность спонтанного деления которого измерялась в первые $3 \div 5$ мин после облучения.

Поперечное сечение образования ^{256}Fm в наших экспериментах составляло $(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$. Погрешность этого значения связана главным образом с неточностью определения тока пучка ионов на мишени и статистической ошибкой измерения активности спонтанного деления сборника ядер отдачи на нейтронном детекторе. Полученная нами величина поперечного сечения образования ^{256}Fm в пределах ошибок согласуется с измеренной в работе¹⁹¹.

Таблица. Пределы сечения образования ^{263}Ku (в нб), полученные в предположении, что его ядра с вероятностью 100% испытывают спонтанное деление (а) или α -распад (б)*

Период полураспада, мин	а	б
10	2,75	0,075
20	0,25	0,075
30	0,10	0,080

* — α -распад ^{263}Ku ведет к спонтанному делению ^{259}Md через цепочку



Другим спонтанно делящимся изотопом, образующимся с большим поперечным сечением, помимо ^{256}Fm , является ^{254}Cf . Но, поскольку период полураспада ^{254}Cf примерно в 550 раз больше, чем у ^{256}Fm , вкладом этого изотопа при измерении активности спонтанного деления сборника можно пренебречь. Выход ^{254}Cf в данных экспериментах не контролировался.

Всего было проведено 9 облучений, в которых производилось радиохимическое выделение фракций Ku и 102 элемента, а также изготовление источников с последующим измерением их на трековых детекторах и на установке, позволявшей регистрировать осколки, гамма-кванты и нейтроны спонтанного деления.

Обычно интервал времени с момента окончания облучения до момента начала измерений фракций Ku равнялся $30 \div 80$ мин. Измерение каждого источника производилось в течение $5 \div 8$ ч.

Во всех опытах не было зарегистрировано ни одного события спонтанного деления во фракции Ku. Также не было зарегистрировано событий спонтанного деления во фракциях 102 элемента.

Полученные результаты позволили дать оценки сечения образования ^{263}Ku при различных предположениях о моде распада (спонтанное деление или α -распад) и периоде полураспада этого нуклида (см. таблицу).

С целью оценки ожидаемого сечения реакции $^{248}\text{Cm}(^{22}\text{Ne}, \alpha 3n)^{263}\text{Ku}$ нами был проведен расчет этой реакции по статистической модели. Параметры расчета, которые были одинаковыми для всех рассчитываемых реакций, проверялись на экспериментальном материале для реакций (Hf, xn) на актинидных мишенях

и на имеющихся для этих мишеней экспериментальных данных для (HI, α np) реакций ¹⁰⁻¹³. Во всех случаях получено удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных сечений: в максимумах соответствующих функций возбуждения $1/5 \leq \sigma_{\text{расч.}}/\sigma_{\text{эксп.}} \leq 5$. Для реакции $^{248}\text{Cm}(^{22}\text{Ne}, \alpha 3n)^{263}\text{Ku}$ расчет дает сечение образования ^{263}Ku $\sigma = 1,1 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$ при энергии ^{22}Ne 117 МэВ.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных о поперечных сечениях позволяет сделать некоторые выводы о свойствах изотопа ^{263}Ku . Ветвь α -распада не является главной для ^{263}Ku , в отличие от других известных нечетных изотопов курчатовия ($^{255-261}\text{Ku}$). Если главной ветвью распада является спонтанное деление, то период полураспада ^{263}Ku $T_{1/2} < 20$ мин. Возможность электронного захвата для этого изотопа требует отдельного рассмотрения.

Л и т е р а т у р а

1. Ćwiok S. et al. — Nucl. Phys., 1983, v. A410, p. 254.
2. Leander G.A. et al. — In: Proc. of the 7-th Int. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants AMCO-7, Darmstadt, 1984, Klepper O. (ed), p. 466, Darmstadt, 1984.
3. Böning K. et al. — Z. Phys. A, 1986, v. 325, p. 479.
4. Łojewski Z., Baran A. — Z. Phys. A, 1988, v. 329, p. 161.
5. Hulet E.K. et al. — Phys. Rev. Lett., 1986, v. 56, p. 313.
6. Möller P., Nix J.R., Swiatecki W.J. — Los Alamos Preprint LA-UR-88-2266, 1988.
7. Ter-Akopian G.M. et al. — Nucl. Instr. & Meth., 1981, v. 190, p. 119.
8. Тер-Акопьян Г.М. и др. — В сб.: Межд. школа-семинар по физике тяжелых ионов, Дубна, сентябрь 1986 г., ОИЯИ, Д7-87-68, Дубна, с.212.
9. Diana Lee et al. — Phys. Rev. C, 1982, v. 25, p. 286.
10. Silva R.J. et al. — Nucl. Phys., 1973, v. A216, p. 97.
11. Somerville L.P. et al. — Phys. Rev. C, 1985, v. 31, n. 5, p. 1801.
12. Ghiorso A. et al. — Phys. Lett. B, 1970, v. 32, n. 2, p. 95.
13. Друин В.А. и др. — В сб.: Межд. школа-семинар по физике тяжелых ионов (сборн. аннотаций), Алушта, апрель 1983 г., ОИЯИ, Д7-83-147, Дубна, 1977, с. 52.

Рукопись поступила 1 февраля 1989 года.

INVESTIGATION OF RF-SQUID AT LIQUID NITROGEN TEMPERATURE

V.N.Polushkin, B.V.Vasiliev

The results of investigation of two-hole Y-Ba-Cu-O rf squids operating at liquid nitrogen temperatures are reported. The magnetic flux white noise level of $10^{-4} \Phi_0$ ($\Phi_0 \approx 2.07 \cdot 10^{-15}$ Wb) is determined by amplifier since it is equal to white noise level of low-temperature squid with the same amplifier. Overall $1/f$ fluctuations develop at frequencies below 20 Hz. The measurement methods and the results of the main parameters measurements are given.

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

Исследование ВЧ-скивида,
работающего при температуре жидкого азота

В.Н.Полушкин, Б.В.Васильев

Описаны результаты исследования двухиндуктивных радиочастотных скивдов из Y-Ba-Cu-O, работающих при температуре жидкого азота. Показано, что уровень белого шума по потоку, примерно равный $10^{-4} \Phi_0$ ($\Phi_0 \approx 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб), определяется, в основном, шумом усилителя, т.к. точно соответствует белому шуму низкотемпературного скивида с тем же усилителем. Избыточные флуктуации типа $1/f$ проявляются на частотах ниже 20 Гц. Приведена методика измерения и результаты измерения основных параметров скивида.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

In the past year the development of several YBaCuO oxide ceramic squids operating at liquid nitrogen temperatures has been reported.

In 10^{-4} the encouraging results were obtained: the intrinsic noise of interferometers resulted in less than $5 \cdot 10^{-4} \Phi_0 / \text{Hz}^{1/2}$. Which is enough for these devices to be applied in the measurement technique.

Further investigations have shown that the parameters of high- T_c ceramic squids were rather reproducible. Furthermore, the improved

technique of ceramic preparation and the advanced methods of the weak link creating have led to better results.

It seems tempting, therefore, to measure these squids characteristics with more care and precision and to compare in more detail the behavior of these devices with that of conventional niobium squids. This is the aim of the present paper.

1. Experimental Technique.

Squid Fabrication

In main features of the experimental technique and squid fabrication were described in^{1,2}. Our squids, equally to those described earlier, were made from 2 mm $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ ceramic pellets prepared by a standard procedure of solid state reaction^{1,5}. Above 92-93 K a narrow superconductive transition was observed in the ceramic used for our experiment. This ceramic critical current was greater than 30 A/cm². Squids were built from the previously tested pellets that did not demonstrate bulk-squid effect.

Two 1-1.6 mm holes situated close one to another were drilled in the pellets, then the region between the holes was filled away and the weak link was created.

The squid was put inside a valve coupled to a measurement tube which in its lower part was sealed in a stainless steel cylinder with a soldered bottom. In this cylinder the gauge pressure of dry gaseous helium was hold and, inside it the valve containing the squid was lowered to a liquid nitrogen dewar. All these measures protected squid from moisture throughout several thermal cycles when by filling the bridge in stages the optimal value of its critical current was obtained.

Squid hysteretic parameter

$$\beta = 2\pi L_s I_c / \Phi_0 \quad (1)$$

was 2-5 at liquid nitrogen temperatures when the bridge with typical size of 10 μ m x 10 μ m x 10 μ m had been made.

2. Squid Parameter Measurement

In fig.1 squid of inductance L_s and a weak link with critical current I_c inductively coupled to a tank circuit $L_t C_t$ is schematically represented. Rf generator G_{rf} pumps the tank circuit at frequency close to tank

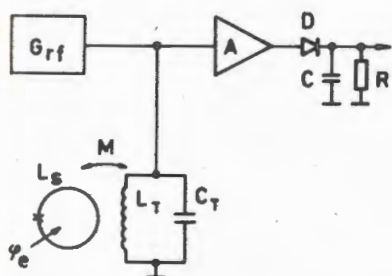


Fig.1. Schematic representation of the squid with L_s inductance and current I_c inductively coupled with tank circuit $L_t C_t$. G_{rf} - rf-generator. A - low-noise rf-amplifier. D, C - amplitude detector.

circuit resonant frequency $\omega_p = (L_t C_t)^{-1/2}$. Voltage supplied from the circuit is amplified by lownoise rf-amplifier A and is detected by an amplitude detector assembled from D.C. elements.

2.1. Squid Intrinsic Inductance L_s

It is very important to determine squid intrinsic inductance to be sure that superconducting ring is inside the fabricated hole and not inside some "parasitic" circuit of the sample as in the bulk squid.

The L_s can be evaluated from resonant circuit parameters and the value of current I_0 in a circuit shifting the voltage-flux characteristic of squid at a value of Φ_0 .

Being coupled to the squid tank circuit inductance L_t will reduce to

$$L'_t = L_t(1 - k^2), \quad (2)$$

where k is coefficient of coupling between squid and inductance. Tank circuit resonant frequency will increase proportionally. Measuring the frequency shift, L_t being known, one can calculate coefficient of coupling. Beside this, one can evaluate a value of current I_0 by passing direct current through L_t coil and thus determine mutual squid-circuit inductance

$$M = \Phi_0 / I_0. \quad (3)$$

By definition

$$M = k(L'_t L_s)^{1/2}, \quad (4)$$

so

$$L_s = M^2 C_t / (\omega_p^{-2} - \omega_p'^{-2}). \quad (5)$$

Here $\omega_p' = (C_t L_t')^{-1/2}$ is resonant frequency of a circuit coupled to the squid.

During the ω_p measurement the squid became nonsuperconductive at temperature above T_c . To avoid an error of capacitance C_t changing with temperature the ω_p measurement was made at a temperature a little higher than T_c .

Measurement of ω_p' was carried out at liquid nitrogen temperatures and at a low pumping level which did not cause dissipative processes in the squid. The current I_0 value was measured by output voltage of amplitude detector.

2.2. Intrinsic Noise Spectrum $S_\phi(\omega)$

The value of squid magnetic flux resolution $\langle \Delta \Phi \rangle$ is determined by spectral density of noises $S_\phi(\omega)$. The $S_\phi(\omega)$ was measured by standard procedure at the integrator output in the flux-locked mode. Squid was well shielded from ambient noise and the data were processed by FFT method.

Squid power resolution is

$$\epsilon = S_\phi^2(\omega) / 2L_s. \quad (6)$$

3. Squid Parameters at Liquid Nitrogen Temperatures

For our experiment the squid with $\beta = 3$ at 78 K was taken. The measurements have shown that

$$C_t = (380 \pm 10) \text{ pF}, \quad (7)$$

$$f_p = (20.82 \pm 0.01) \text{ MHz}, \quad f_p' = (21.08 \pm 0.01) \text{ MHz} \quad (8)$$

and

$$I_0 = (3 \pm 0.1) \mu\text{A}. \quad (9)$$

The quality of rf tank circuit was $Q = 50$.
Then we have

$$L_t = 0.146 \pm 0.01 \mu\text{H}, \quad L_t' = 0.142 \pm 0.01 \mu\text{H} \quad (10)$$

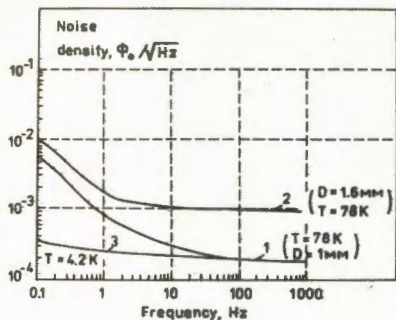


Fig.2. The rf-squid spectral noise density. Curve 1 corresponds to the squid with 1 mm superconducting ring at $T = 77$ K; curve 2, the squid with 1.6 mm superconducting ring at $T = 77$ K; curve 3, the standard niobium squid at $T = 4.2$ K.

$$k = 0.155 \pm 0.01 \quad (11)$$

and

$$L_s = (1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-10} \text{ H}. \quad (12)$$

Noise spectral density $S_\phi(\omega)$ is represented in fig.2. This figure shows that squid magnetic flux resolution in the white noise region in 1Hz bandwidth at liquid nitrogen temperatures is:

$$S_\phi(\omega) = 2 \cdot 10^{-4} \Phi_0 / \text{Hz}^{1/2} \quad (13)$$

Squid energy resolution is:

$$\epsilon = 6,6 \cdot 10^{-28} \text{ J/Hz}. \quad (14)$$

4. Results and Discussion

Our experiments have shown that in main features high- T_c squid behavior is very similar to that of low- T_c one. Being slowly cooled below T_c squid has been found to enter first nonhysteresis state with $\beta < 1$. Squid signal was detected both at positive and negative detuning of generator G_{if} frequency relatively the ω_p . There was no signal at resonance which is natural in the nonhysteretic mode. At a temperature fall down when β becomes a little more than 1 the maximum signal in the amplitude detector output shifts to a positive tuning and at 78 K enters the normal hysteretic state with maximum signal at a resonant frequency.

In fig.3 the volt-current characteristic obtained at liquid nitrogen temperatures is shown. Squid volt-oersted characteristic at the same temperature in a bandwidth 10 kHz is given in fig. 4.

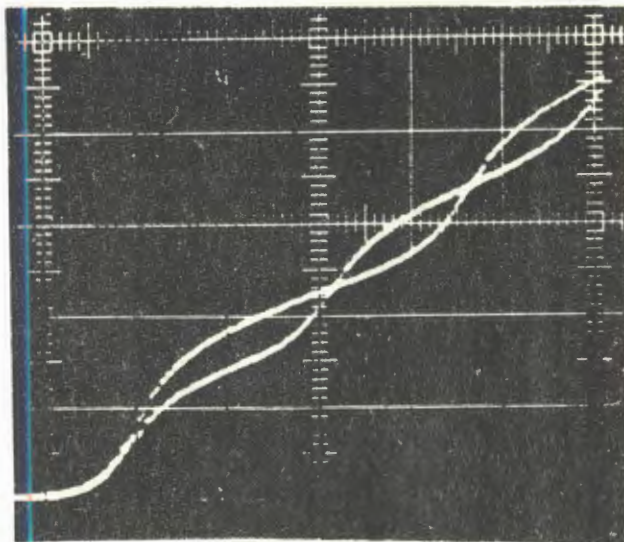


Fig.3. Volt-current characteristic of the squid with 1 mm holes at $T = 77$ K in bandwidth 1 kHz.

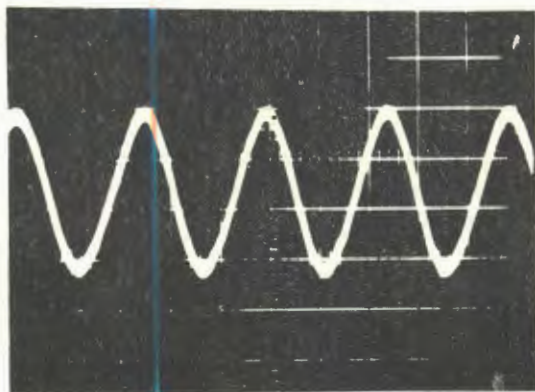


Fig.4. Volt-oersted characteristic of the squid with 1 mm holes at $T = 77$ K in a bandwidth 10 kHz.

During our investigation a typical property of rf squid was noted: I_0 value changing with temperature. In figures 5a and 5b output signals of amplitude detector when squid was influenced by homogeneous linearly increasing with time magnetic field are represented. The response in Fig.5a belongs to the squid operating at liquid nitrogen temperatures. In fig. 5b the squid response at elevated temperature in the evaporated liquid nitrogen near T_c can be seen. These figures illustrate that when

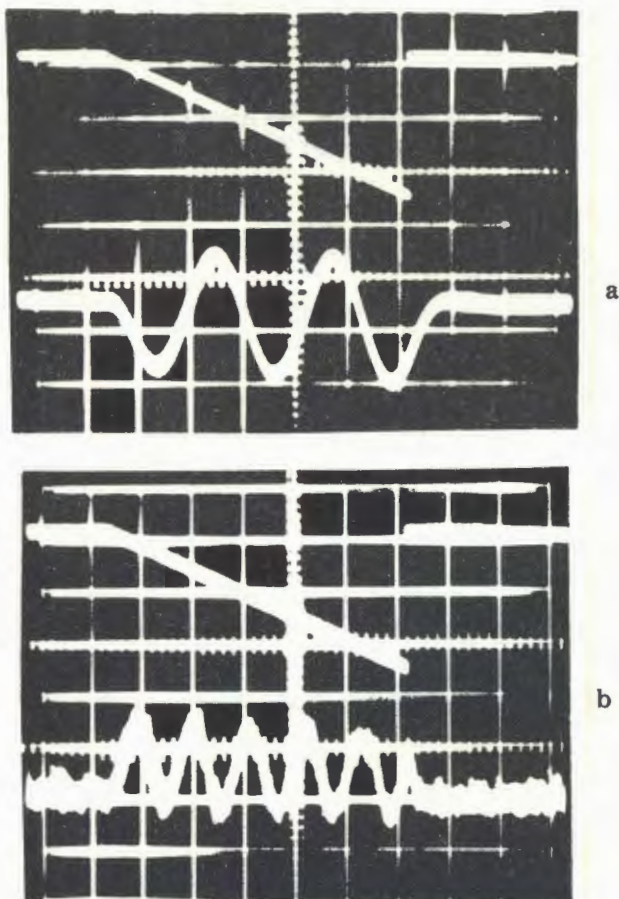


Fig. 5. The output signal of amplitude detector when squid was influenced by homogeneous linearly increasing magnetic field. a – squid signal at liquid nitrogen temperature; b – the signal of the same squid operating in evaporated liquid nitrogen near T_c .

temperature increases I_0 value becomes approximately 2 times greater.

We have found that the above-mentioned I_0 increment is connected with increasing squid inductance which in turn may be caused by breaking of superconductive switches between superconductors grains in the ceramics with a consequent increasing of superconducting ring. Probably it is connected with doubled period of squid volt-oersted characteristic in nonhysteretic mode.

The inductance L_s of squid with response (see fig. 5b), which at liquid nitrogen temperature has L_s given in (12), at a temperature close to T_c is $3.8 \cdot 10^{-10}$ H.

To estimate squid sensitivity we have noise current caused by normal resistance of Josephson contact R :

$$\langle I_n^2 \rangle = 4kT\Delta f/R. \quad (15)$$

Here Δf is the noise bandwidth of the squid, R is the Josephson junction normal resistance.

Reliability of the system requires

$$\langle I_n^2 \rangle^{1/2} L_s \ll \Phi_0. \quad (16)$$

Taking account of (15) we have

$$L_s^2 \ll \Phi_0^2 R / 4k_b T \Delta f, \quad (17)$$

as the squid bandwidth is

$$\Delta f = (R/2\pi L_s)\pi/2 = R/4L_s \quad (18)$$

and the constant of time characteristic of the squid is

$$\tau_s = L_s/R \quad (19)$$

we'll get

$$L_s \ll L_{max}, \quad (20)$$

where

$$L_{max} = \Phi_0^2 / k_b T. \quad (21)$$

At $T = 77$ K, we'll have

$$L_{max} = 4 \cdot 10^{-9} \text{ H}. \quad (22)$$

According to (8) inductance of squid with 1.6 mm holes is $6 \cdot 10^{-10}$ H.

Thus, high- T_c superconductors use practically does not limit the squid inductance. One can roughly estimate high- T_c squid intrinsic noise making an assumption about the squid contact resistance value.

If we suppose the ceramic impedance to be

$$\rho = 1 \text{ m}\Omega \text{ cm}$$

and contact size to be about $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$, then the contact resistance is

$$R = 1 \Omega.$$

In this case according to equation (15) in a $L_s = 10^{-10} \text{ H}$ inductance squid in a bandwidth 1 Hz a noise flux will arise

$$\Phi_n = 10^{-5} \Phi_0,$$

i.e. here like in the low temperature squids circuit and amplifier noises which are usually by an order of magnitude higher must play the main role. The performed high- T_c squid noise measurements agree with this conclusion.

In fig.2 the noise spectrum $S_\phi(\omega)$ of HTS squid operating at liquid nitrogen temperatures (curve 1) is shown. One can see that the white noise level of about $10^{-4} \Phi_0$ is in fact determined by the amplifier noise because it is identical to the low- T_c squid white noise with the same amplifier (curve 3).

We explain the excessive $1/f$ fluctuations by random switching of several Josephson contacts which varies the superconducting ring area.

It should be noted that the described squids emanated $1/f$ noises at frequencies below 20 Hz but not 100 Hz as described earlier in our previous paper¹². It may be connected, we suppose, with the improved ceramics quality.

Recently in our Laboratory the squids from ceramics with high critical current density ($J_c > 150 \text{ A/cm}^2$) were built. Though it turned out more difficult to fabricate Josephson contacts in such devices, they have demonstrated, however, high operating characteristics: stable operation without shielding which permits its practical use.

References:

1. Zimmerman J.E. et al. — Appl. Phys. Lett., 1987, v.51, No.8, p.617.
2. Bobrakov V.F. et al. — JINR Rapid Communications, 1988, No.4(30), p.101.

3. Shnyrkov V.I. et al. — Sov. Phys. of Low Temp., 1988, v. 14, No.7, p. 770.
4. Harrop S. et al. — Physica C, 1988, v. 153-155, p. 1676.
5. Cava R.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, v. 58, p. 1676.
6. Verkin B.I. et al. — Sov. Phys. of Low Temp., 1988, v. 14, p. 34.
7. Jackel L.D. et al. — J. of Low Temp. Phys., 1975, v. 3/4, p. 201.

Received on January 4, 1989.

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ К СБОРНИКАМ
"КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИАИ", №1/27/-7/33/, 1988

№1/27/

- М.К.Волков, А.Шаале
Формфакторы распада $\pi^+ \rightarrow e^+ e^- \nu e^+$
/На английском/.....4
- С.В.Афанасьев и др.
Система в стандарте FASTBUS для измерения аналоговых
сигналов для спектрометра СФЕРА.....8
- Я.Ваврышук и др.
Аннигиляция позитронов в высокотемпературном
сверхпроводнике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 12
- Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Аи Вьет
Трехзонные экситонные поляритоны в кубических
полупроводниках с прямой запрещенной зоной
и их комбинационное рассеяние.....18

№2/28/

- И.М.Беляев и др.
Поляризация кумулятивных протонов в реакции
 $p + {}^{12}C \rightarrow p_c(158^\circ) + x$ при энергии
первичных протонов от 17 до 62 ГэВ.....5
- И.Д.Манджавидзе, А.Н.Сисакян
О возможности экспериментального исследования
топологических сечений без использования
фильмовых детекторов.....13
- В.Б.Приезжев
Об энтропии двумерной модели льда.....21
- С.А.Коренев, Д.Валентович, В.И.Лушиков
Стабилизация поверхности высокотемпературного
сверхпроводника $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ 28

Б.В.Васильев, В.И.Лущиков, В.В.Сиколенко
Исследование влияния изотопного замещения меди на
критическую температуру сверхпроводящей
керамики $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ 33

Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Хонг Куанг, Нгуен Аи Вьет
Поляритонная теория резонансного комбинационного
рассеяния в кубических полупроводниках
с прямой запрещенной зоной.
Рассеяние фононами.....37

Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Аи Вьет
Поляритонная теория резонансного комбинационного
рассеяния в кубических полупроводниках с прямой
запрещенной зоной. Рассеяние электронами
на уровнях нейтральных доноров.....43

Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Аи Вьет
К теории высокотемпературной сверхпроводимости
с резонирующей валентной связью
/На английском/.....48

М.Е.Андрианова и др.
Разработка и применение новых методов и аппаратуры
для исследований монокристаллов белков в координатных
рентгеновских дифрактометрах на основе двумерных
пропорциональных камер.....56

№3/29/

Ю.Ф.Киселев и др.
Новые возможности исследования коллективных
спин-спиновых взаимодействий с использованием
динамического охлаждения радиоактивных ядер.....5

Д.В.Ширков, О.В.Тарасов
Калибровочная зависимость ультрафиолетового
поведения в КХД
/На английском/.....18

А.И.Иванов и др.
О расходимости значений энергий связи дейтрона,
измеренных с помощью ППД и КДГС.....27

А.Н.Андреев и др.
Исследование характеристик кинематического
сепаратора ВАСИЛИСА.....33

И.Н.Зряков, В.К.Федянин
Уравнение состояния системы твердых дисков
в окрестности фазового перехода
жидкость - твердое тело.....41

Нгуен Ван Хьеу, Ха Вин Тан, Нгуен Тоан Тханг
Динамические уравнения в одной модели
высокотемпературной сверхпроводимости
с резонирующей валентной связью
/На английском/.....47

№4/30/

В.Л.Аксенов
Исследования высокотемпературных сверхпроводников
в Объединенном институте ядерных исследований
/На английском/.....8

Н.М.Плакида, В.Ю.Юшанхай
Антиферромагнитные корреляции в полярной модели
оксидных сверхпроводников
/На английском/.....14

В.Л.Аксенов, С.Флах, Н.М.Плакида
Микроскопическая теория акустических аномалий
в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$
/На английском/.....22

Т.Галбаатар, Р.Ракаускас, Ю.Шулскус
Изотопический эффект ($0^{16} - 0^{18}$) в ангармонической
модели ВТСП
/На английском/.....28

В.Л.Аксенов, С.А.Сергеенков
О фазовой диаграмме в модели высокотемпературного
сверхпроводящего стекла
/На английском/.....35

- А.М.Балагуров и др.
Нейтронорафические исследования некоторых
высокотемпературных сверхпроводников
на дифрактометре ДН-2
/На английском/.....38
- А.М.Балагуров и др.
Нейтронорафическое исследование структуры
 $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ при $0 < \delta < 0,8$
/На английском/.....49
- Д.А.Корнеев, Л.П.Черненко
Об определении глубины проникновения
магнитного поля в оксидные сверхпроводники
методом отражения поляризованных нейтронов
/На английском/.....55
- В.Н.Дугинов и др.
Исследование высокотемпературного сверхпроводника
 $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ μ SR-методом
/На английском/.....63
- Я.Ваврышук и др.
Аннигиляция позитронов в высокотемпературном
сверхпроводнике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$
/На английском/.....67
- А.С.Александров и др.
Влияние излучений высокой энергии на критические
параметры сверхпроводящей керамики $YBa_2Cu_3O_7$
/На английском/.....73
- И.Н.Гончаров, О.Е.Омельяновский
Намагниченность керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$
после облучения релятивистскими ядрами углерода.....78
- С.А.Коренев, Д.Валентович, В.И.Лучиков
Стабилизация поверхности высокотемпературного
сверхпроводника $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$
/На английском/.....83

С.А.Коренев Эмиссионные характеристики катода из $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ /На английском/.....	87
В.И.Дацков, Л.Миу, И.Н.Гончаров Измерение критического тока кольцевых образцов высокотемпературного сверхпроводника бесконтактным методом.....	91
В.М.Дробин, Е.И.Дьячков, В.Н.Трофимов Температурная зависимость критического тока и ВАХ керамик $YBa_2Cu_3O_7(Y)$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8(Bi)$ /На английском/.....	95
В.Ф.Бобраков, Б.В.Васильев, В.Н.Полушкин Сквид, работающий при азотной температуре /На английском/.....	101

№5/31/

И.Д.Манджавидзе, А.Н.Сисакян Феноменология процессов рождения асимптотически большого числа адронов /На английском/.....	5
С.Н.Дмитриев и др. О поиске спонтанно делящегося нуклида в термальных рассолах п/о Челекен /На английском/.....	13
В.Г.Луппов, М.Мертиг, Ю.К.Пилипенко Стабилизация спин-поляризованного атомарного водорода при низкой температуре /На английском/.....	21
Нгуен Куэ Хьонг Неупругое резонансное комбинационное рассеяние на донорных уровнях в кубических полупроводниках.....	26

Нгуен Ай Вьет, Нгуен Куэ Хыонг, Нгуен Тоан Тханг
Обменное взаимодействие экситона в полупроводниках
с прямой запрещенной зоной и вырожденной
валентной зоной.....31

А.Ю.Дидык и др.
Радиационное упрочнение циркония,
облученного тяжелыми ионами и нейтронами.....36

№6/32/

А.О.Кечечян, Б.А.Шахбазян
Наблюдение нерегулярностей в инклюзивных
импульсных спектрах протонов
из pC - и π^-C - взаимодействий.....4

С.М.Елисеев, М.Камаль, А.Эль-Наги
Пространственно-временная картина глубоко-
неупругого рассеяния лептонов на ядрах.....11

Л.П.Каптарь, А.Ю.Умников
Ядерные структурные функции в граничной
области односторонней кинематики
/На английском/.....17

С.Е.Красавин
Эффекты квантовых флуктуаций в модели
структурного стекла.....22

№7/33/

В.Б.Любимов, Р.Тогоо
Свойства 4-мерных барионных кластеров
в кумулятивных ядро-ядерных столкновениях.....5

Ю.А.Батусов и др.
Упругое рассеяние антипротонов на ${}^4\text{He}$
при 600 МэВ/с.....15

Ю.А.Батусов и др.
Образование нейтральных странных частиц
в ${}^4\text{He}$ -аннигиляции при 600 МэВ/с.....23

С.В.Голоскоков, О.В.Селюгин, В.Г.Тепляков Вычисление амплитуды с изменением спиральности реакции перезарядки $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ /На английском/.....	32
И.М.Беляев и др. А-зависимость сечений образования кумулятивных пионов в протон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях.....	38
Ю.А.Яцуненко Поиск положения главного максимума в задаче восстановления координат реакций.....	47
В.А.Морозов Влияние замыкания оболочек на энергии возбужденных состояний ядер.....	54
В.А.Морозов Влияние замыкания оболочек на вероятности электромагнитных переходов в ядре.....	63

J I N R RAPID COMMUNICATIONS - 1988

CONTENTS

No.1/27/

M.K.Volkov, A.Schaale Form Factors of the Decay $\pi^+ \rightarrow e^+ e^- \nu e^+$	4
S.V.Afanasyev et al. FASTBUS System for Measurement of Analogue Signals for SPHERE Spectrometer /In Russian/.....	8
Ya.Vavryshchuk et al. Positron Annihilation in a High-Temperature Superconductor $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ /In Russian/.....	12
Nguyen Van Hieu, Nguyen Ai Viet Three-Branch Excitonic Polaritons in Cubic Direct Band Gap Semiconductors and Their Raman Scattering /In Russian/.....	23

No.2/28/

I.M.Belyaev et al. Cumulative Proton Polarization in $p + {}^{12}C \rightarrow p_c(158^0) + x$ Reaction for Incident Protons in 17 to 62 GeV Energy Region /In Russian/.....	5
I.D.Mandzhavidze, A.N.Sissakian About a Possibility of Experimental Investigation of Topological Cross Sections without Using Film Detectors /In Russian/.....	13
V.B.Priezzhev On Entropy of Two-Dimensional Ice Model /In Russian/.....	21

S.A.Korenev, D.Valentovic, V.I.Lushchikov The Stabilization of High-Temperature Superconductor $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ Surface /In Russian/.....	28
B.V.Vasiliev, V.I.Lushchikov, V.V.Sikolenko Search for Copper Isotope Effect in $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ /In Russian/.....	33
Nguyen Van Hieu, Nguyen Hong Quang, Nguyen Ai Viet Polariton Theory of Resonant Raman Scattering in Direct Band Gap Cubic Semiconductors. Scattering by Phonon /In Russian/.....	37
Nguyen Van Hieu, Nguyen Ai Viet Polariton Theory of Resonant Raman Scattering in Direct Band Gap Cubic Semiconductors. Scattering by Electrons in Level of Neutral Donors /In Russian/.....	43
Nguyen Van Hieu, Nguyen Ai Viet On the RVB Theory of High- T_c Superconductivity.....	48
M.E.Andrianova et al. The Development and Application of New Methods and Apparatus for the Study of Protein with the Aid of X-Ray Diffractometers Based on MWPCs /In Russian/.....	56
No.3/29/	
Yu.F.Kiselyov et al. New Possibilities for Investigation of Collective Spin-Spin Interactions Using Dynamic Cooling of Radioactive Nuclei /In Russian/.....	5
D.V.Shirkov, O.V.Tarasov Gauge Dependence of Ultraviolet Behaviour of QCD.....	18

A.I.Ivanov et al. About Discrepancy in Values of Deuteron Binding Energy Measured with Semiconductor Detectors and Crystal-Diffraction Gamma-Spectrometer /In Russian/.....	27
--	----

A.N.Andreev et al. Investigation of VASSILISSA Kinematic Separator Characteristics /In Russian/.....	33
---	----

I.N.Zryakov, Fedyanin, V.K. State Equation for the System of Hard Discs near the Liquid-Solid Phase Transition /In Russian/.....	41
---	----

Nguyen Van Hieu, Ha Vinh Tan, Nguyen Toan Thang Dynamical Equations in a RVB Model of High- T_c Superconductivity.....	47
--	----

No.4/30/

V.L.Aksenov The Investigation of High Temperature Superconductors at the Joint Institute for Nuclear Research.....	8
--	---

N.M.Plakida, V.Y.Yushankhaj Antiferromagnetic Correlations in a Polar Model for Oxide Superconductors.....	14
--	----

V.L.Aksenov, S.Flach, N.M.Plakida A Theoretical Study of Ultrasonic Anomalies in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$	22
---	----

T.Galbaatar, R.Rakauskas, J.Šulskus Isotope Effect ($0^{16} - 0^{18}$) in the Anharmonic Model of High- T_c Superconductors.....	28
--	----

V.L.Aksenov, S.A.Sergeenkov On the Phase Diagram of High- T_c Superconductive Glass Model.....	35
--	----

A.M.Balagurov et al. Diffraction Study of Some High- T_c Superconductors with the Time-of-Flight Neutron Diffractometer DN-2.....	38
A.M.Balagurov et al. Neutron Scattering Study of $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ ($0 < \delta < 0.8$) Oxides.....	49
D.A.Korneev, L.P.Chernenko On Determination of the Magnetic Field Penetration Depth in Oxide Superconductors by Polarized Neutrons Reflection.....	55
V.N.Duginov et al. μ SR-Investigation of the High- T_c Superconductor $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	63
J.Wawryszczuk et al. Positron Annihilation in a High-Temperature Superconductor $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	67
A.S.Alexandrov et. al. Effect of High Energy Radiation on Critical Parameters of Superconducting Ceramics $YBa_2Cu_3O_7$	73
I.N.Goncharov, O.E.Omelyanovsky Magnetization of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Ceramics after Irradiation with Carbon Relativistic Nuclei /In Russian/.....	78
S.A.Korenev, D.Valentovič, V.I.Lushchikov The Stabilization of High-Temperature Superconductor $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ Surface.....	83
S.A.Korenev The Emission Characteristics of $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ Cathode.....	87

V.I.Datskov, L.Miu, I.N.Goncharov The Measurement of Critical Current in HTSC Ring Probes by the Noncontact Methods /In Russian/.....	91
V.M.Drobin, E.I.Dyachkov, V.N.Trofimov Temperature Dependence of Critical Current and I-V Characteristics (IVC) in the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (Y) and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi) Ceramics.....	95
V.F.Bobrov, B.V.Vasiliev, V.N.Polushkin Squid Operating at Liquid Nitrogen Temperatures.....	101
No.5/31/	
I.D.Mandzhavidze, A.N.Sissakian Phenomenology of Production Processes of an Asymptotically Large Number of Hadrons.....	5
S.N.Dmitriev et al. Search for the Spontaneously Fissioning Nuclide in Cheleken Hot Brines.....	13
V.G.Lupov, M.Mertig, Yu.K.Pilipenko Stabilization of Spin-Polarized Atomic Hydrogen at Low Temperature.....	21
Nguyen Que Huong Nonelastic Resonant Raman Scattering on Donor Levels in Cubic Semiconductors /In Russian/.....	26
Nguyen Ai Viet, Nguyen Que Huong, Nguyen Toan Thang Exchange Interaction of Exciton in Direct Band Gap Semiconductors with Degenerate Valence Bands /In Russian/.....	31
A.Yu.Didyk et al. The Radiation Hardening of Zirconium after the Bombardment by Heavy Ions and Neutrons /In Russian/.....	36

No.6/32/

A.O.Kechechyan, B.A.Shahbazian Observation of Irregularities in Inclusive Momentum Spectra of Protons from nC^- and $\pi^- C^-$ -Interactions /In Russian/.....	4
---	---

S.M.Eliseev, M.Kamal, A.El-Naghy Space-Time Picture of Deep Inelastic Lepton-Nucleus Collisions /In Russian/.....	11
--	----

L.P.Kaptari, A.Yu.Umnikov Nuclear Structure Functions in the Boundary Region of the Single-Particle Kinematics.....	17
---	----

S.E.Krasavin Quantum Fluctuation Effects in the Model of Structure Glass /In Russian/.....	22
---	----

No.7/33/

V.B.Lyubimov, R.Togoo Properties of Four-Dimensional Baryon Clusters in Cumulative Nucleus-Nucleus Interactions /In Russian/.....	5
--	---

Yu.A.Batusov et al. Antiproton- ^4He Elastic Scattering at 600 MeV/c /In Russian/.....	15
---	----

Yu.A.Batusov et al. Production of Neutral Strange Particles in $\bar{p} \ ^4\text{He}$ Annihilation at 600 MeV/c /In Russian/.....	23
---	----

S.V.Goloskokov, O.V.Selyugin, V.G.Teplyakov Calculation of Spin-Flip Amplitude of Charge-Exchange Process $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$	32
---	----

I.M.Belyaev et al. A-Dependence of Cumulative Pion Production Cross Sections in Proton-Nuclear Interactions at High Energies /In Russian/.....	38
Yu.A.Yatsunenko The Search for Global Maximum Position in the Problem of Vertex Reconstruction /In Russian/.....	47
V.A.Morozov The Effect of the Shell Closure on Nuclear Excited State Energies /In Russian/.....	54
V.A.Morozov The Effect of the Shell Closure on the Probabilities of Electromagnetic Transitions in a Nucleus /In Russian/.....	63

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ К СБОРНИКАМ

"КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ" №1/27/-7/33/, 1988

- | | |
|------------------------------|------------------------------|
| Азаров, В.А. - №5, с.13 | Власов, Н.В. - №2, с.5 |
| Аксенов, В.Л. - №4, с.8 | Волков, М.К. - №1, с.4 |
| - №4, с.22 | Вылов, Ц. - №3, с.27 |
| - №4, с.35 | Гаврищук, О.П. - №2, с.5 |
| Александров, А.С. - №4, с.73 | - №7, с.38 |
| Андреев, А.Н. - №3, с.33 | Галбаатар, Т. - №4, с.28 |
| Андрианова, М.Е. - №2, с.56 | Говорек, Т. - №1, с.12 |
| Астапов, А.А. - №4, с.73 | - №4, с.67 |
| Афанасьев, С.В. - №1, с.8 | Голоскоков, С.В. - №7, с.32 |
| Балагуров, А.М. - №4, с.38 | Гончаров, И.Н. - №4, с.78 |
| - №4, с.49 | - №4, с.91 |
| Балестра, Ф. - №7, с.15 | Горожанкин, В.М. - №3, с.27 |
| - №7, с.23 | Горшков, В.А. - №3, с.33 |
| Барбиери, Р. - №7, с.15 | Грабой, И.Э. - №4, с.49 |
| - №7, с.23 | - №4, с.63 |
| Батусов, Ю.А. - №7, с.15 | Грассо, А. - №7, с.15 |
| - №7, с.23 | - №7, с.23 |
| Беляев, И.М. - №2, с.5 | Гребинник, В.Г. - №4, с.63 |
| - №7, с.38 | Гуаральдо, К. - №7, с.15 |
| Бендишоли, Д. - №7, с.15 | - №7, с.23 |
| - №7, с.23 | Гуревич, И.И. - №4, с.63 |
| Бобраков, В.Ф. - №4, с.101 | Дацков, В.И. - №4, с.91 |
| Богданов, Д.Д. - №3, с.33 | Дидык, А.Ю. - №5, с.36 |
| Боссоласко, С. - №7, с.15 | Дмитриев, С.Н. - №5, с.13 |
| - №7, с.23 | Дробин, В.М. - №4, с.73 |
| Брейвик, Ф.О. - №7, с.15 | - №4, с.95 |
| - №7, с.23 | Дугинов, В.Н. - №4, с.63 |
| Бунятов, С.А. - №7, с.15 | Дьячков, Е.И. - №4, с.73 |
| - №7, с.23 | - №4, с.95 |
| Бусса, М.П. - №7, с.15 | Елисеев, С.М. - №6, с.11 |
| - №7, с.23 | Еремин, А.В. - №3, с.33 |
| Буссо, Л. - №7, с.15 | Жуков, В.А. - №4, с.63 |
| - №7, с.23 | Зайцев, Л.Н. - №4, с.73 |
| Ваврыщук, Я. - №1, с.12 | Залищанский, М.Е. - №4, с.49 |
| - №4, с.67 | Заневский, Ю.В. - №2, с.56 |
| Валентович, Д. - №2, с.28 | Зарубин, П.И. - №1, с.8 |
| - №4, с.83 | Зенони, А. - №7, с.15 |
| Васильев, Б.В. - №2, с.33 | - №7, с.23 |
| - №4, с.101 | |

- Золин, Л.С. - №2, с.5
 - №7, с.38
 Зряков, И.Н. - №3, с.41
 Иванов, А.Б. - №2, с.56
 Иванов, А.И. - №1, с.12
 - №3, с.27
 - №4, с.67
 Кабаченко, А.П. - №3, с.33
 Камаль, М. - №6, с.11
 Каптарь, Л.П. - №6, с.17
 Кауль, А.Р. - №4, с.49
 - №4, с.63
 Кечечян, А.О. - №6, с.4
 Кириллов, Е.Ф. - №4, с.63
 Киселев, Ю.Ф. - №3, с.5
 Колпаков, И.Ф. - №1, с.8
 Коренев, С.А. - №2, с.28
 - №4, с.83
 - №4, с.87
 Корнеев, Д.А. - №4, с.55
 Королев, В.С. - №1, с.8
 Красавин, С.Е. - №6, с.22
 Краснов, А.В. - №5, с.13
 Красноперов, Е.П. - №4, с.63
 Кудряшев, В.А. - №4, с.38
 Кузнецов, А.В. - №4, с.73
 Лазарев, А.Б. - №4, с.63
 Лебедев, В.Я. - №5, с.13
 Левандовски, М. - №1, с.12
 - №4, с.67
 Лоди-Риццини, Э. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Луппов, В.Г. - №5, с.21
 Лушиков, В.И. - №2, с.28
 - №2, с.33
 - №4, с.73
 - №4, с.83
 Любимов, В.Б. - №7, с.5
 Любошиц, В.Л. - №3, с.5
 Маджиора, А. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Мазурек, П. - №1, с.12
 - №4, с.67
 Малахов, А.И. - №1, с.8
 Малиновский, В. - №5, с.36
 Манджавидзе, И.Д. - №2, с.13
 - №5, с.5
 Маньяков, П.К. - №1, с.8
 Мертиг, М. - №5, с.21
 Миклебост, К. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Миронова, Г.М. - №4, с.38
 - №4, с.49
 Миу, Л. - №4, с.91
 Мовчан, С.А. - №2, с.56
 Морозов, В.А. - №7, с.54
 - №7, с.63
 Мощалков, В.В. - №4, с.49
 Муттик, И.Г. - №4, с.49
 Назаров, В.М. - №5, с.36
 Нгуен Ай Вьет - №1, с.18
 - №2, с.37
 - №2, с.43
 - №2, с.48
 - №5, с.31
 Нгуен Ван Вьонг - №4, с.38
 Нгуен Ван Хьеу - №1, с.18
 - №2, с.37
 - №2, с.43
 - №2, с.48
 - №3, с.47
 Нгуен Куэ Хьонг - №5, с.26
 - №5, с.31
 Нгуен Тоан Тханг - №3, с.47
 - №5, с.31
 Нгуен Хонг Куанг - №2, с.37
 Никифоров, А.С. - №1, с.8
 Никольский, Б.А. - №4, с.63
 Олсен, Й.М. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Ольшевский, В.Г. - №4, с.63
 Омельяновский, О.Е.
 - №4, с.78
 Орлова, О.А. - №3, с.33
 Панциери, Д. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Парфенов, А.Н. - №1, с.8

- Паячковска, А. - №4, с.38
 Переседов, В.Ф. - №2, с.5
 - №7, с.38
 Пешехонов, В.Д. - №2, с.56
 Пилипенко, Ю.К. - №5, с.21
 Пиляр, А.В. - №1, с.8
 Пираджино, Г. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Пирогов, А.В. - №4, с.63
 Плакида, Н.М. - №4, с.14
 - №4, с.22
 Подгорецкий, М.И. - №3, с.5
 Покровский, В.К. - №5, с.13
 Покровский, В.Н. - №3, с.27
 Полушкин, В.Н. - №4, с.101
 Помякушин, В.Ю. - №4, с.63
 Пономарев, А.Н. - №4, с.63
 Понтекорво, Д.Б. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Попов, А.Н. - №2, с.56
 Приезжев, В.Б. - №2, с.21
 Протасов, Е.А. - №4, с.73
 Ракаускас, Р. - №4, с.28
 Решетников, Г.П. - №4, с.73
 Рождественский, А.М.
 - №7, с.15
 - №7, с.23
 Ротонди, А. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Рыбаков, В.Н. - №1, с.12
 - №4, с.67
 Сальвини, П. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Сапожников, М.Г. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Сашин, И.Л. - №5, с.36
 Селюгин, О.В. - №7, с.32
 Сергеенков, С.А. - №4, с.35
 Сиколенко, В.В. - №2, с.33
 - №4, с.73
 Сисакян, А.Н. - №2, с.13
 - №5, с.5
 Скуратов, В.А. - №5, с.36
 Смирнов, В.А. - №1, с.8
 Смирнов, В.И. - №4, с.73
 Сокол, Е.А. - №5, с.13
 Соренсен, С.О. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Суетин, В.А. - №4, с.63
 Тарасов, О.В. - №3, с.18
 Тепляков, В.Г. - №7, с.32
 Тер-Акопьян, Г.М. - №3, с.33
 Тогоо, Р. - №7, с.5
 Тоселло, Ф. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Третьяк, В.И. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Трофимов, В.Н. - №4, с.73
 - №4, с.95
 Трунов, В.А. - №4, с.38
 Умников, А.Ю. - №6, с.17
 Учеваткин, И.Ф. - №1, с.12
 - №3, с.27
 - №4, с.67
 Фаломкин, И.В. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Федянин, В.К. - №3, с.41
 Ферреро, Л. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Фиорамонти, Е. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Флах, С. - №4, с.22
 Флеров, Г.Н. - №5, с.13
 Хаатуфт, А. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Хаванчак, К. - №5, с.36
 Ха Вин Тан - №3, с.47
 Халштейнслид, А. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Хван Чан Ген - №4, с.38
 Хейкер, Д.М. - №2, с.56
 Хмелевски, Е. - №1, с.8
 Хофман, А. - №5, с.36
 Чепигин, В.И. - №3, с.33
 Черненко, Л.П. - №4, с.55
 Черненко, С.П. - №2, с.56
 Черников, А.Н. - №3, с.5
 Чернов, С.В. - №4, с.73

- Чинь Ань, Куан - №4, с.38
 Шаале, А. - №1, с.4
 Шалыгин, А.Б. - №2, с.5
 Шапиро, Я.А. - №4, с.49
 Шахбазян, Б.А. - №6, с.4
 Шилов, С.Н. - №4, с.63
 Шимчак, Х. - №4, с.38
 Ширков, Д.В. - №3, с.18
 Шишкин, А.Л. - №4, с.73
 Шишкин, С.В. - №5, с.13
 Шишкита, Т.В. - №5, с.13
 Шулскус, Ю. - №4, с.28
 Щеголаев, В.А. - №5, с.36
 Эль-Наги, А. - №6, с.11
 Юн Дюн Ман - №5, с.36
 Ютландов, И.А. - №1, с.12
 - №4, с.67
 Юшанхай, В.Ю. - №4, с.14
 Якобсен, Т. - №7, с.15
 - №7, с.23
 Яцуненко, Ю.А. - №7, с.47

AUTHOR INDEX 1988

- Afanasiev, S.V. - No.1, p.8
- Aksenov, V.L. - No.4, p.8
 - No.4, p.22
 - No.4, p.35
- Alexandrov, A.S. - No.4, p.73
- Andreev, A.N. - No.3, p.33
- Andrianova, M.E. - No.2, p.56
- Astapov, A.A. - No.4, p.73
- Azarov, V.A. - No.5, p.13
- Balagurov, A.M. - No.4, p.38
 - No.4, p.49
- Balestra, F. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Barbieri, R. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Batusov, Yu.A. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Belyaev, I.M. - No.2, p.5
 - No.7, p.38
- Bendiscioli, G. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Bobrakov, V.F. - No.4, p.101
- Bogdanov, D.D. - No.3, p.33
- Bossolasco, S. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Breivik, F.O. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Bunyatov, S.A. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Bussa, M.P. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Busso, L. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Chepigin, V.I. - No.3, p.33
- Chernenko, L.P. - No.4, p.55
- Chernenko, S.P. - No.2, p.56
- Chernikov, A.N. - No.3, p.5
- Chernov, S.V. - No.4, p.73
- Datskov, V.I. - No.4, p.91
- Diachkov, E.I. - No.4, p.73
 - No.4, p.95
- Didyk, A.Yu. - No.5, p.36
- Dmitriev, S.N. - No.5, p.13
- Drobin, V.M. - No.4, p.73
 - No.4, p.95
- Duginov, V.N. - No.4, p.63
- Eliseev, S.M. - No.6, p.11
- El-Naghy, A. - No.6, p.11
- Falomkin, I.V. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Fedyanin, V.K. - No.3, p.33
- Ferrero, L. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Fioramonti, E. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Flach, S. - No.4, p.22
- Flerov, G.N. - No.5, p.13
- Galbaatar, T. - No.4, p.28
- Gavrishchuk, O.P. - No.2, p.5
 - No.7, p.38
- Goloskokov, S.V. - No.7, p.32
- Goncharov, I.N. - No.4, p.78
 - No.4, p.91
- Gorozhankin, V.M. - No.3, p.27
- Gorshkov, V.A. - No.3, p.33
- Goworek, T. - No.1, p.12
 - No.4, p.67
- Graboj, I.E. - No.4, p.49
 - No.4, p.63
- Guaraldo, C. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Grasso, A. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Grebinnik, V.G. - No.4, p.63
- Gurevich, I.I. - No.4, p.63
- Haatuft, A. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Halsteinslid, A. - No.7, p.15
 - No.7, p.23

- Ha Vinh Tan - No.3, p.47
 Hofman, A. - No.5, p.36
 Hvan Chan Gen - No.4, p.38
 Ivanov, A.B. - No.2, p.56
 Ivanov, A.I. - No.1, p.12
 - No.3, p.27
 - No.4, p.67
 Jakobsen, T. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
 Kabachenko, A.P. - No.3, p.33
 Kamal, M. - No.6, p.11
 Kaptari, L.P. - No.6, p.17
 Kaul, A.R. - No.4, p.49
 - No.4, p.63
 Kechechyan, A.O. - No.6, p.4
 Khavanchak, K. - No.5, p.36
 Kheiker, D.M. - No.2, p.56
 Khmelevsky, E. - No.1, p.8
 Kirillov, B.F. - No.4, p.63
 Kiselyov, Yu.F. - No.3, p.5
 Kolpakov, I.F. - No.1, p.8
 Korenev, S.A. - No.2, p.28
 - No.4, p.83
 - No.4, p.87
 Korneev, D.A. - No.4, p.55
 Korolev, V.S. - No.1, p.8
 Krasavin, S.E. - No.6, p.22
 Krasnoperov, E.P.
 - No.4, p.63
 Krasnov, A.V. - No.5, p.13
 Kudrjashev, V.A.
 - No.4, p.38
 Kuznetsov, A.V. - No.4, p.73
 Lazarev, A.B. - No.4, p.63
 Lebedev, V.Ya. - No.5, p.13
 Lewandowski, M. - No.1, p.12
 - No.4, p.67
 Lodi Rezzini, E.
 - No.7, p.15
 - No.7, p.23
 Luppov, V.G. - No.5, p.21
 Lushchikov, V.I. - No.2, p.28
 - No.2, p.33
 - No.4, p.73
 - No.4, p.83
 Lyubimov, V.B. - No.7, p.5
 Lyuboshitz, V.L.
 - No.3, p.5
 Maggiora, A. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
 Malakhov, A.I. - No.1, p.8
 Malinovsky, V. - No.5, p.36
 Mandzhavidze, I.D.
 - No.2, p.13
 - No.5, p.5
 Maniakov, P.K. - No.1, p.8
 Mazurek, P. - No.1, p.12
 - No.4, p.67
 Mertig, M. - No.5, p.21
 Mironova, G.M. - No.4, p.38
 - No.4, p.49
 Miu, L. - No.4, p.91
 Morozov, V.A. - No.7, p.54
 - No.7, p.63
 Moshchalkov, V.V.
 - No.4, p.49
 Movchan, S.A. - No.2, p.56
 Muttik, I.G. - No.4, p.49
 Myklebost, K. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
 Nazarov, V.M. - No.5, p.36
 Nguyen Ai Viet
 - No.1, p.18
 - No.2, p.37
 - No.2, p.43
 - No.2, p.48
 - No.5, p.31
 Nguyen Hong Quang
 - No.2, p.37
 Nguyen Que Huong
 - No.5, p.26
 - No.5, p.31
 Nguyen Toan Thang
 - No.3, p.47
 - No.5, p.31

- Nguyen Van Hieu
 - No.1, p.18
 - No.2, p.37
 - No.2, p.43
 - No.2, p.48
 - No.3, p.47
- Nguyen Van Vuong
 - No.4, p.38
- Nikiforov, A.S. - No.1, p.8
- Nikolsky, B.A. - No.4, p.63
- Olsen, J.M. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Olshevsky, V.G. - No.4, p.63
- Omelyanovsky, O.E.
 - No.4, p.78
- Orlova, O.A. - No.3, p.33
- Pajaczowska, A.
 - No.4, p.38
- Panzieri, D. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Parfenov, A.N. - No.1, p.8
- Peresedov, V.F. - No.2, p.5
 - No.7, p.38
- Peshekhonov, V.D.
 - No.2, p.56
- Pilipenko, Yu.K.
 - No.5, p.21
- Pilyar, A.V. - No.1, p.8
- Piragino, G. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Pirogov, A.V. - No.4, p.63
- Plakida, N.M. - No.4, p.14
 - No.4, p.22
- Podgoretsky, M.I.
 - No.3, p.5
- Pokrovsky, V.K. - No.5, p.13
- Pokrovsky, V.N. - No.3, p.27
- Polushkin, V.N. - No.4, p.101
- Pomjakushin, V.Yu.
 - No.4, p.63
- Ponomarev, A.N. - No.4, p.63
- Pontecorvo, G.B.
 - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Popov, A.N. - No.2, p.56
- Priezzhev, V.B.
 - No.2, p.21
- Protasov, E.A. - No.4, p.73
- Rakauskas, R. - No.4, p.28
- Reshetnikov, G.P.
 - No.4, p.73
- Rotondi, A. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Rozhdestvensky, A.M.
 - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Rybakov, V.N. - No.1, p.12
 - No.4, p.67
- Salvini, P. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Sapozhnikov, M.G.
 - No.7, p.15
 - No.7, p.23
- Sashin, I.L. - No.5, p.36
- Schaale, A. - No.1, p.4
- Selyugin, O.V. - No.7, p.32
- Sergeenkov, S.A.
 - No.4, p.35
- Shahbazian, B.A. - No.6, p.4
- Shalygin, A.B. - No.2, p.5
- Shapiro, Ja.A. - No.4, p.49
- Shchegolev, V.A.
 - No.5, p.36
- Shilov, S.N. - No.4, p.63
- Shimchak, H. - No.4, p.38
- Shirkov, D.V. - No.3, p.18
- Shishkin, A.L. - No.4, p.73
- Shishkin, S.V. - No.5, p.13
- Shishkina, T.V.
 - No.5, p.13
- Sikolenko, V.V.
 - No.2, p.33
 - No.4, p.73
- Sissakian, A.N.
 - No.2, p.13
 - No.5, p.5
- Skuratov, V.A. - No.5, p.36
- Smirnov, V.A. - No.1, p.8

- Smirnov, V.I. - No.4, p.73
 Sokol, E.A. - No.5, p.13
 Sorensen, S.O. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
 Suetin, V.A. - No.4, p.63
 Sulskus, J. - No.4, p.28
 Tarasov, O.V. - No.3, p.18
 Teplyakov, V.G. - No.7, p.32
 Ter-Akopian, G.M.
 - No.3, p.33
 Togoo, R. - No.7, p.5
 Tosello, F. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
 Tretyak, V.I. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
 Trinh Anh Kuan - No.4, p.38
 Trofimov, V.N. - No.4, p.73
 - No.4, p.95
 Trunov, V.A. - No.4, p.38
 Uchevatkin, I.F. - No.1, p.12
 - No.3, p.27
 - No.4, p.67
 Umnikov, A.Yu. - No.6, p.17
 Un Dun Man - No.5, p.36
 Valentovic, D. - No.2, p.28
 - No.4, p.83
 Vasiliev, B.V. - No.2, p.33
 - No.4, p.101
 Vlasov, N.V. - No.2, p.5
 Volkov, M.K. - No.1, p.4
 Vylov, Ts. - No.3, p.27
 Wawryszczuk, J. - No.1, p.12
 - No.4, p.67
 Yatsunenکو, Yu.A.
 - No.7, p.47
 Yerebin, A.V. - No.3, p.33
 Yushankhaj, V.Y. - No.4, p.14
 Yutlandov, I.A. - No.1, p.12
 - No.4, p.67
 Zaitsev, L.N. - No.4, p.73
 Zalishchanskii, M.E.
 - No.4, p.49
 Zanevsky, Yu.V. - No.2, p.56
 Zarubin, P.I. - No.1, p.8
 Zenoni, A. - No.7, p.15
 - No.7, p.23
 Zhukov, V.A. - No.4, p.63
 Zolin, L.S. - No.2, p.5
 - No.7, p.38
 Zryakov, I.N. - No.3, p.41