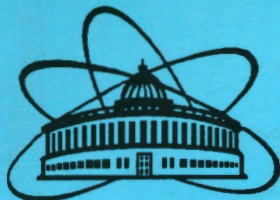


25/5-99

ISSN 0234-5366



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

1[93]-99

- О симметрии в современной физике
(К столетию со дня рождения
академика В.А.Фока) ☐
- Исследование парного рождения ϕ -мезонов
нейтронами на серпуховском ускорителе ☐
- Распады η -мезона на два лептона
и суперсимметрия с нарушенной R -четностью ☐
- Charge Form Factors and Alpha-Cluster
Internal Structure of ^{12}C ☐
- Increasing of Muon-Track Reconstruction
Efficiency in ME1/1 Dubna Prototype
for the CMS/LHC ☐
- Study of Photon-Structure Function F_2^{γ}
in the Reaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{hadrons}$ at LEP2 ☐
- Jets Reconstruction Possibility in $p\text{Au}$ and
 AuAu Interactions at STAR RHIC ☐
- Высоковакуумный нераспыляемый
газопоглотитель ☐

Издательский отдел ОИЯИ

ДУБНА

JINR Publishing Department

DUBNA

Экз. чит.

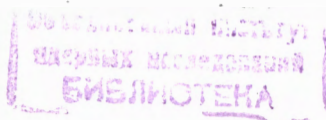
Объединенный институт ядерных исследований

Joint Institute for Nuclear Research

1[93]-99

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

Дубна 1999



ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

А.М.Балдин

О симметрии в современной физике

(К столетию со дня рождения академика В.А.Фока)

A.M.Baldin

On Symmetry in Modern Physics (Dedicated to the 100th anniversary

of the birth of Academician V.A.Fock) 5

А.Н.Алеев, В.П.Баландин, А.Н.Гапоненко, Е.А.Двалишвили, А.И.Зинченко,
И.М.Иванченко, З.М.Иванченко, М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко, В.Д.Кекелидзе,
З.И.Коженкова, В.В.Кореньков, И.Г.Косарев, Ю.А.Кретов, Н.А.Кузьмин,
А.Л.Любимов, Д.Т.Мадигожин, А.Ш.Мествиришвили, Н.А.Молоканова,
А.Н.Морозов, В.В.Пальчик, Ю.К.Потребеников, А.Г.Скрипничук, Л.А.Слепец,
В.Н.Спасков, Г.Т.Татишвили, А.Л.Ткачев, А.С.Чвыров, П.З.Христов,
Т.В.Христова, И.П.Юдин, А.П.Бугорский, А.А.Локтионов, А.Брагадиреану,
Т.Понта, Т.Преда, С.П.Баранов, М.В.Белов, М.В.Завертяев, В.А.Козлов,
С.Ю.Поташов, В.Й.Заячки, И.М.Гешков, Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели,
Р.А.Кватадзе, М.В.Копадзе, Н.Л.Ломидзе, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури,
Б.Г.Чиладзе, Т.С.Григалашвили, А.С.Курилин, А.В.Распереза,
С.В.Сушков, И.Ф.Емельянчик

**Исследование парного рождения ϕ -мезонов нейтронами
на серпуховском ускорителе**

A.N.Aleev, V.P.Balandin, A.N.Gaponenko, E.A.Dvalishvili, A.I.Zinchenko,
Z.M.Ivanchenko, I.M.Ivanchenko, M.N.Kapishin, N.N.Karpenko, V.D.Kekelidze,
Z.I.Kojenkova, V.V.Koren'kov, I.G.Kosarev, Yu.A.Kretov, N.A.Kuz'min,
A.L.Lyubimov, D.T.Madigojin, A.S.Mestvirishvili, N.A.Molokanova,
A.N.Morozov, V.V.Palichik, Yu.K.Potrebenikov, A.G.Skripnichuk, L.A.Slepets,
V.N.Spaskov, G.T.Tatishvili, A.L.Tkachev, A.S.Chvyrov, P.Z.Hristov, T.V.Hristova,
I.P.Yudin, A.P.Bugorski, A.A.Loktionov, A.Bragadireanu, T.Ponta, T.Preda,
S.P.Baranov, M.V.Belov, M.V.Zavertiaev, V.A.Kozlov, S.Yu.Potashov,
V.I.Zayachki, I.M.Geshkov, L.N.Abesalashvili, N.S.Amaglobeli, R.A.Kvatadze,
M.V.Kopadze, N.L.Lomidze, G.I.Nikobadze, T.G.Pitskelauri, B.G.Chiladze,
T.S.Grigalashvili, A.S.Kurilin, A.V.Raspereza, S.V.Sushkov, I.F.Emel'janichik

The Double ϕ -Meson Production Investigation on the Serpukhov Accelerator 14

В.А.Бедняков

**Распады η -мезона на два лептона и суперсимметрия
с нарушенной R -четностью**

V.A.Bednyakov

Two-Leptonic η -Meson Decays and SUSY without R Parity 30

V.K.Lukyanov, E.V.Zemlyanaya, D.N.Kadrev, A.N.Antonov, K.Spasova, G.S.Anagnostatos, P.Ginis, J.Giapitzakis Charge Form Factors and Alpha-Cluster Internal Structure of ^{12}C В.К.Лукиянов, Е.В.Земляная, Д.Н.Кадрев, А.Н.Антонов, К.Спасова, Г.С.Анагностатос, П.Гинис, Ж.Гиापитзакис Зарядовые формфакторы и внутренняя структура альфа-кластеров ядра ^{12}C	38
I.A.Golutvin, I.M.Gramenitsky, P.V.Moissenz, S.A.Movchan, V.V.Palichik, A.V.Zarubin Increasing of Muon-Track Reconstruction Efficiency in ME1/1 Dubna Prototype for the CMS/LHC И.А.Голутвин, И.М.Граменицкий, П.В.Мойсенз, С.А.Мовчан, В.В.Пальчик, А.В.Зарубин Повышение эффективности реконструкции мюонных треков в дубненском прототипе камеры ME1/1 для эксперимента CMS/LHC	48
I.Tyapkin, N.Zimin Study of the Photon-Structure Function F_2^γ in the Reaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{hadrons}$ at LEP2 И.Тяпкин, Н.Зимин Исследование структурной функции фотона F_2^γ в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны}$ на LEP2	56
R.G.Badalian, A.S.Galoyan Jets Reconstruction Possibility in $p\text{Au}$ and AuAu Interactions at STAR RHIC Р.Г.Бадалян, А.С.Галоян Вероятность реконструкции струй в $p\text{Au}$- и AuAu- взаимодействиях для STAR RHIC	66
A.V.Nesterov Высоковакуумный неапыляемый газопоглотитель A.V.Nesterov High-Vacuum Nondispersable Gas Absorber	72
Памяти коллеги In memory of a colleague	78
Указатель статей к сборникам «Краткие сообщения ОИЯИ», 1[87] — 6[92], 1998 JINR Rapid Communications 1[87] — 6[92], 1998. Contents	79 84
Именной указатель к сборникам «Краткие сообщения ОИЯИ» 1[87] — 6[92], 1998 Author Index, 1998	89 93

УДК 539.12

О СИММЕТРИИ В СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ (К столетию со дня рождения академика В.А.Фока)

А.М.Балдин

Разработка калибровочной симметрии привела к полному определению лагранжианов взаимодействия для электромагнитных, слабых, сильных и гравитационных взаимодействий и создала иллюзии о построении "теории всего". Однако так же как и в классической физике, стало ясно, что в основе дедуктивного получения решений (законов природы) лежат не только принципы симметрии лагранжианов. Для однозначного определения решений необходимы *дополнительные условия*, без которых решения уравнений Лагранжа неоднозначны. *Дополнительные условия*: предположения о константах, входящих в лагранжианы, интегральные симметрии решений, краевые и начальные условия и т.п. — столь существенны, что в ряде случаев можно конструировать модели (решения, законы природы), не опираясь на лагранжев метод. В качестве примера приводится использование такого подхода в одном из наиболее бурно развивающихся разделов современной физики — релятивистской ядерной физике. Точный математический язык калибровочной симметрии — дифференциальная геометрия, а точный язык для дополнительных условий — топология, свойства пространства параметров в целом. В настоящей статье отмечается фундаментальный вклад В.А.Фока в разработку понятия пространства - первичного понятия физики.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

On Symmetry in Modern Physics (Dedicated to the 100th anniversary of the birth of Academician V.A.Fock)

A.M.Baldin

The development of the gauge symmetry has resulted in a complete determination of the Lagrangians for electromagnetic, weak, strong and gravitational interactions and has created illusions about the construction of "the theory of everything". However, in just the same way as in classical physics, it became clear that the deductive obtaining of solutions (laws of Nature) is based not only on the principles of the Lagrangian symmetry. To find unambiguously solutions some *additional conditions* are needed without which the solutions of the Lagrange equations are ambiguous. The additional conditions such as hypotheses about the integral symmetries of solutions, the boundary and initial conditions, the constants entering Lagrangians, and so on are essential so that in a number of cases it is possible to construct models (solutions, laws of Nature) without the recourse to the Lagrange method. An example of using such an approach in one of

the rapidly developing domains of modern physics, namely relativistic nuclear physics, is given. An exact mathematical language of the gauge symmetry is the differential geometry and that of the additional conditions is the topology, the parameter space properties as a whole. In the present article the fundamental contribution of V.A.Fock to the development of the concept of space, the primary concept of physics, is given.

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

На всесоюзной конференции в начале 50-х годов Владимир Александрович Фок сделал большой доклад по теории тяготения. Во время дискуссии по его докладу один очень авторитетный физик сказал, что в докладе В.А.Фока обсуждаются известные уравнения Эйнштейна (подразумевая отсутствие новизны). На это Фок ответил: "Вашу философию я давно знаю: если уравнения те же самые, то и теория та же". Как мы теперь знаем, В.А.Фок в то время работал над фундаментальной монографией "Теория пространства, времени и тяготения" [1]. В предисловии к первому изданию книги он пишет: "Результаты этих исследований привели нас к убеждению о возможности, по крайней мере, для наиболее важного класса физических задач, достигнуть однозначности решения уравнений тяготения путем наложения совместных с ними дополнительных условий. Это убеждение послужило основанием для новой точки зрения на всю теорию тяготения, поэтому возникла потребность в изложении всей теории пространства, времени и тяготения с этой, вновь выработанной, точки зрения, что и сделано в этой книге".

Точка зрения Фока на теорию относительности и теорию тяготения встретила, хотя далеко не сразу, широкое международное признание. Фок подчеркивает, что теорию тяготения (и вообще любую теорию) нельзя построить, ограничиваясь локальным рассмотрением. Необходимо рассматривать "пространство в целом", его глобальную структуру, его топологию. В противном случае, задачу невозможно поставить однозначным образом. Уравнения всякого поля являются уравнениями в частных производных, решения которых получаются однозначными лишь при наличии начальных, краевых и предельных условий.

Законы природы представляют собой соотношения между инвариантами, т.к. они не должны зависеть от преобразований симметрии. Гипотезы о симметрии, которой обладает система, являются аксиомами, определяющими ее состояние и поведение. Исходя из принципов симметрии, можно выводить новые законы природы дедуктивно, а не только в результате наблюдения над физическими объектами или в результате решения уравнений. "Насколько я могу судить, - писал Вейль, - все априорные суждения физики имеют своим источником симметрию". Симметрия "пространства в целом" существенно дополняет симметрию и инвариантность, определяющие гамильтониан взаимодействия, а во многих случаях позволяет конструировать модели (решения, законы природы), исходя из первых принципов, не опираясь на лагранжев метод. Математики уже давно обратили внимание на интегральные инварианты в топологии, на связь между дифференциальной геометрией и теорией поверхностей. Начало этому направлению было положено знаменитой теоремой Гаусса — Бонне, которая утверждает, что интеграл от гауссовой кривизны по всей поверхности есть топологический инвариант, равный целому числу 2π . Для сколь угодно деформированной сферы интегральная кривизна равна 4π , для тора она равна нулю, для

”двухдырочного тора” — 4π , и т.д. Гауссова кривизна является локальным параметром. Она может быть измерена с помощью рассмотрения углов и сторон малых треугольников. Например, показать, что Земля круглая, можно без кругосветных путешествий и без наблюдений из космоса. Эратосфен сделал это, сравнив тени в Александрии и Сиене. Особенно полезным оказалось рассмотрение поверхностей в пространстве большого числа измерений и касательных плоскостей к поверхности (дополнительных пространств) [2]. Расслоенные пространства оказались точным математическим языком для рассмотрения общих свойств калибровочных полей, лежащих в основе современной физики элементарных частиц. Отмечая вклад В.А.Фока в современную физику, необходимо подчеркнуть (это отмечает и Чен Нинг Янг — один из главных архитекторов теории калибровочных полей), что калибровочная симметрия является обобщением ”калибровочной симметрии в электромагнетизме, известной из работ Фока и Вейля”.

В 1930-х и 1940-х годах Л.С.Понтрягиным и другими математиками вне связи с физическими моделями были обнаружены топологические инварианты, играющие все возрастающую роль в современной физике. Интегральная геометрия позволяет изучать классические решения для калибровочных полей. Слияние новейших разделов математики и теоретической физики позволяет надеяться на то, что на этом пути удастся найти подходы к получению непертурбативных решений уравнений Лагранжа для калибровочных полей. Непертурбативные методы в стандартной модели занимают одно из центральных мест в современной теоретической физике. Среди них особый интерес вызывает теория многобозонных процессов в электрослабой физике. Последнее — следствие того, что мультибозонные процессы связаны с нарушением суммы барионного (B) и лептонного (L) чисел в стандартной модели [3]. Тем самым они определяют эволюцию $(B + L)$ при высоких температурах в ранней Вселенной, т.е. происхождение барионов - бариосинтез. Кроме того, конкретные вычисления показывают [5], что процессы $(B + L)$ -нарушения и процессы множественного образования электрослабых бозонов в принципе могут наблюдаться в столкновениях при энергиях выше 18 ТэВ. Начальные и конечные состояния, содержащие много бозонов (many-many scattering), описываются квазиклассическими методами с использованием нетривиальных классических решений теории поля - периодических инстантонов. Нарушение $(B + L)$ связано с туннельными переходами между состояниями с разными топологическими зарядами q для калибровочных электрослабых полей и описывается формулой

$$\Delta(B + L) = 6q.$$

Максимумы этих потенциальных барьеров (на графике энергия E как функция q) по порядку величины равны $m_w/\alpha_w \sim 10$ ТэВ, где m_w — масса промежуточного бозона, α_w — константа электрослабого взаимодействия. Рассмотрение дополнительных условий, описывающих начальные состояния множественных взаимодействий с привлечением топологических свойств калибровочных полей привело к фундаментальным выводам для физики элементарных частиц, космологии [4] и даже к проектированию нового поколения ускорителей на сверхвысокие энергии [6].

В 1931 году, решая одномерную модель Гейзенберга для ферромагнетизма, Бете [7] сформулировал гипотезу — дополнительное условие на волновую функцию модели. Эта гипотеза была обобщена [8] Ч.Н.Янгом в 1967 году в виде условия на матрицы $A(u)$ и

$B(v)$, которые описывают задачу:

$$A(u) \cdot B(u+v)A(v) = B(v) \cdot A(u+v) \cdot B(u). \quad (1)$$

Известно много одномерных квантовомеханических проблем, где гипотеза Бете оказалась справедливой. В каждом случае условие совместности описывается формулой (1), где операторы $A(u)$ и $B(v)$ и одномерные координаты u и v принимают различные формы для различных задач. В течение последних 10—15 лет появилось большое число работ в физике и математике, в результате которых стало ясно, что уравнение (1) является фундаментальной математической структурой. За уравнением (1) закрепилось название уравнения Янга — Бакстера.

О влиянии уравнения (1) на современную физику и математику Ч.Н.Янг написал [9] следующее:

"Physics:

- One-dimensional quantum mechanical problems
- Two-dimensional classical statistical mechanical problems
- Two-dimensional classical statistical mechanical problems
- Conformal field theory

Mathematics:

- Knot theory, braid theory
- Operator theory
- Hopf algebra
- "Quantum groups"
- Topology of 3-manifold
- Monodromy of differential equations

There is an explosion of literature on these subjects. In order to find these, one could consult the three recent review volumes and reprint collections listed in footnote*.

Why does the Yang — Baxter equation enter into so many different areas of mathematics and physics? I believe the answer is that the equation is a kind of generalization of the structure of the permutation group."

Выделенность одномерной задачи обусловлена возможностью установить определенный порядок в расположении частиц в одномерном пространстве.

В качестве гипотезы о свойствах решений статистической физики Н.Н.Боголюбовым был сформулирован принцип ослабления корреляций [10]. Принцип основан на

*Braid Group, Knot Theory and Statistical Mechanics, eds. C.N.Yang and M.L.Ge (World Scientific, Singapore, 1989); Yang-Baxter Equation in Integrable Systems, ed. M.Jimbo (World Scientific, Singapore, 1990); Yang-Baxter Equations, Conformal Invariance and Integrability in Statistical Mechanics and Field Theory, eds. M.Barber and P.Pearce (World Scientific, Singapore, 1990)

интуитивной идее о том, что корреляция между пространственно отдаленными группами частиц макроскопической системы практически исчезает. Принцип ослабления корреляции нашел важные применения при разработке теории ферромагнетизма, сверхтекучести, сверхпроводимости, позволил сформулировать понятие квазисредних и те свойства решений, которые впоследствии получили название спонтанного нарушения симметрии.

Интересно отметить, что известная попытка Дирака сформулировать релятивистскую теорию динамических систем [11] привела его к признанию, что удалось сформулировать лишь необходимые, но не достаточные условия существования такой теории. В конце своей знаменитой статьи Дирак пишет: "Some further condition is needed to ensure that the interaction between two physical objects becomes small when the objects become far apart. It is not clear how this condition can be formulated mathematically". Принцип ослабления корреляции Н.Н. Боголюбова сформулирован как асимптотическая форма функций Грина - универсальных, не зависящих от специфики системы линейных форм из средних величин от произведений полевых функций. Этот принцип формулирует математически дополнительное условие релятивистской теории (скабки Пуассона), разработанной Дираком.

В работах [12], [13] излагается формулировка принципа ослабления корреляций в пространстве 4-скоростей и в пространстве Лобачевского. Продуктивным оказалось применение этого принципа в квантовой хромодинамике больших расстояний или, точнее, малых относительных скоростей при описании множественных процессов и, особенно, в релятивистской ядерной физике. В этих областях не работает пертурбативный подход, и необходимы гипотезы фундаментального характера, т.е. дополнительные условия. В результате столкновения релятивистских ядер образуется много частиц, и картина взаимодействия носит сложный характер. В одном столкновении участвуют как нуклонные, так и кварк-глюонные степени свободы. Число параметров задачи чрезвычайно велико, и обнаружение инвариантов особенно актуально [13]. Релятивистская ядерная физика, начало которой было положено в Дубне в начале 70-х годов, стала одним из самых интенсивно разрабатываемых направлений физики высоких энергий во многих лабораториях и ускорительных центрах мира.

Обнаружение законов релятивистской ядерной физики является частью общей цели поиска законов, описывающих релятивистские многочастичные системы, включая макроскопические. Эти проблемы изучались крупнейшими физиками XX века. Первые работы были посвящены уравнениям переноса, что позволило сформулировать термодинамические свойства релятивистских многочастичных разреженных систем. Огромный успех квантовой теории поля в описании многочастичных систем на основе гамильтонова метода не привел, однако, к большому прогрессу в разработке проблем релятивистской ядерной физики. В работах [12], [13] показано, что подход к релятивистской ядерной физике, основанный на геометрии пространства скоростей и гипотезах об асимптотическом характере закономерностей в этом пространстве, позволяет упорядочить огромный экспериментальный материал и дать количественные предсказания. Некоторые из этих предсказаний делают излишними и даже обреченными на неудачу многие постановки экспериментов на крупнейших ускорителях. Применяемые в этих работах методы симметрии решений основаны на аналогии (или, вернее, методологии) механики сплошных сред и состоят в следующем:

1. Выделяются параметры, описывающие проблему, — пространство определяющих параметров.

2. Усматривается, угадывается симметрия этого пространства, и определяются соответствующие инварианты.
3. Законы природы рассматриваются как соотношения между инвариантами. Математический язык симметрии — теория групп — при этом необычайно эффективен.
4. Используются дополнительные принципы: принцип ослабления корреляции, промежуточная асимптотика, гипотеза об аналитичности физических законов.

В случае релятивистской ядерной физики определяющими параметрами являются сечения, производные от них величины и инвариантные безразмерные интервалы (расстояния) в пространстве 4-скоростей $u_i^2 = E_i/m_i$; $\vec{u}_i = \vec{p}_i/m_i$:

$$b_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = 2[(u_i \cdot u_k) - 1] = 2 \left[\frac{E_i \cdot E_k - \vec{p}_i \cdot \vec{p}_k}{m_i \cdot m_k} - 1 \right].$$

Поскольку энергии E_i и импульсы $\vec{p}_i$ связаны известным соотношением $E_i^2 - \vec{p}_i^2 = m_i^2$, то $u_i^2 = (u_i^0)^2 - (\vec{u}_i)^2 = 1$. Вместо 4-мерного пространства можно ввести 3-мерное, выразив четвертую координату через три других:

$$u_i^0 = \pm \sqrt{1 + u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}. \quad (2)$$

Это уравнение двухполостного гиперboloида. Геометрия на поверхности гиперboloида — геометрия трехмерного пространства Лобачевского — аналогична геометрии на поверхности сферы. Интервал между точками на поверхности сферы задается косинусом угла большого круга, интервал на поверхности гиперboloида — гиперболическим косинусом быстроты:

$$\rho = \frac{1}{2} \ln \frac{E + |\vec{p}|}{E - |\vec{p}|}.$$

Связь интервалов b_{ik} и ρ_{ik} имеет вид:

$$b_{ik} = 2[(u_i \cdot u_k) - 1] = 2[ch\rho_{ik} - 1].$$

Число параметров b_{ik} равно $n(n-1)/2$. Наиболее полное описание конечных состояний ядерных столкновений связано с триангуляцией и построением многогранников (полиэдров) в пространстве скоростей.

Весьма продуктивным оказалось введение переменных N_I и N_{II} — эффективных чисел нуклонов, принимающих участие в реакции столкновения ядер I и II . В широком интервале относительных скоростей дополнительные переменные N_I и N_{II} оказались непрерывными и гладкими. Инвариант, через который выражается большое число закономерностей релятивистской ядерной физики, имеет смысл минимальной массы

$$\min[m_0^2(u_I N_I + u_{II} N_{II})^2]^{1/2}$$

при условии сохранения 4-импульса:

$$m_0 u_I N_I + m_0 u_{II} N_{II} = \sum_i p_i;$$

здесь u_I и u_{II} — 4-скорости ядра как целого, m_0 — масса одного нуклона. Введение единого параметра подобия (инварианта)

$$\Pi = \frac{1}{2} \sqrt{(u_I N_I + u_{II} N_{II})^2}$$

позволило количественно описать кумулятивный эффект, глубокоподпороговые, околопороговые явления и образование антиматерии в ядро-ядерных столкновениях [14].

Формула

$$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}} = C_1 A_I^{\alpha(N_I)} \cdot A_{II}^{\alpha(N_{II})} \cdot f(\Pi), \quad (3)$$

где A_I и A_{II} — атомные веса сталкивающихся ядер, C_1 — константа, описывает разнообразные ядерные реакции при изменении сечения на восемь порядков величины. Однако определение границ пространства параметров, где описание физических процессов на основе этой модели становится несправедливым, нуждается в исследовании. Особый интерес представляет предсказание [15] на этой основе результатов планируемых экспериментов на сооружаемых в настоящее время ядерных коллайдерах. Для коллайдерных энергий интервал между точками I и II :

$$(u_I \cdot u_{II}) = \chi \rho_{I II} \gg 1.$$

Соотношение между сторонами треугольника Лобачевского имеет вид:

$$\begin{aligned} (u_I \cdot u_k) &= u_I^0 u_k^0 - \vec{u}_I \cdot \vec{u}_k = \chi \rho_{I k} = \\ &= \chi \rho_{I II} \cdot \chi \rho_{II k} - \chi \rho_{I II} \cdot \rho_{II k} \cdot \cos \Theta_{I k} \approx \\ &\approx \chi \rho_{I II} (\chi \rho_{II k} - \chi \rho_{II k} \cdot \cos \Theta_{I k}) = \chi \rho_{I II} \cdot x_k; \end{aligned}$$

здесь x_k — известная переменная светового конуса. При больших относительных скоростях уравнение гиперболоида (2) переходит в уравнение светового конуса, что используется при построении моделей физики высоких энергий в пространстве скоростей.

Лобачевский, открыв неевклидову геометрию, поставил проблему описания на ее основе реальных физических явлений. Гипотеза о том, что на больших расстояниях соотношения между сторонами и углами треугольников удовлетворяют новой геометрии, не подтвердилась в результате анализа Лобачевским астрономических данных. В.А.Фок продемонстрировал справедливость геометрии Лобачевского в пространстве скоростей, рассмотрев явление астрономической абберации [1]. Явление состоит в том, что в двух движущихся друг относительно друга системах отсчета направления на одну и ту же звезду оказываются не совпадающими, а отличаются на величину абберации. Чтобы найти эту величину, нужно построить треугольник Лобачевского с вершинами в точках $\vec{u}_1, \vec{u}_2$ и $\vec{v}_3 = \vec{a}c$, где $\vec{v}_1$ и $\vec{v}_2$ — скорости тел, с которыми связаны обе системы отсчета; $\vec{a}$ — единичный вектор в направлении световой волны, идущей от звезды. В астрономических наблюдениях сравниваются видимые положения звезды при различных направлениях движения Земли по орбите (годовая абберация).

Анализируя понятие физического пространства, Фок подчеркивает, что это первичное понятие получается путем надлежащих абстракций пространственно-временных связей между материальными процессами. Связи устанавливаются на основе гипотезы о применимости евклидовой геометрии к реальному — физическому пространству и на двух

предположениях: о существовании твердых тел и о прямолинейности распространения света.

Таким образом, свойства света и свойства твердых тел (линеек) играют основную роль в установлении геометрии реального физического пространства. Другой возможный способ определения положения предметов в пространстве, принципиально отличный от триангуляции, есть радиолокация или радиогеодезия. Однако в любом случае определение понятия физического пространства обусловлено точностью измерительных процедур. Соответствие его математическому понятию пространства требует оговорок. В.А.Фок отмечает также, что термины "пространство в целом", "условия на бесконечности" и т.п. употребляются им в математическом смысле, принятом в теории поля. Под пространством в целом подразумевается область достаточно большая, чтобы на ее границах поле от рассматриваемой системы тел было пренебрежимо мало. В зависимости от характера задачи размеры этой области весьма различны, микрон для атома можно считать бесконечно большой величиной, световой год для Солнечной системы и миллиарды световых лет для скопления галактик являются бесконечно большими величинами. В процессе построения теории вводят новые обобщения, в результате чего закон может стать приближенным, но это не умаляет его фундаментального характера.

Сложность подлинных физических ситуаций требует упрощенных описаний с помощью символических, и даже словесных, моделей, основанных на экспериментально проверяемых гипотезах. Однако соответствие физического пространства математическому возникает не только в результате обобщения опыта и измерительных процедур. Соответствие пространства скоростей пространству Лобачевского возникло в результате дедукции. Более яркий пример — введение пространства Римана Эйнштейном в теории гравитации, носящее сугубо дедуктивный характер, как отмечает Фок, требует рассмотрения свойств "пространства в целом". В противном случае вообще нельзя поставить задачу однозначным образом. В.А.Фок анализирует различные предположения и уделяет основное внимание теориям пространства однородного на бесконечности. Он придает большое принципиальное значение: возможности в этом случае ввести привилегированную систему координат, определяемую с точностью до преобразования Лоренца (гармонические координаты). Все рассмотренные конкретные задачи теории тяготения решаются в книге [1] в гармонических координатах.

Особого внимания заслуживает построение В.А.Фоком гильбертова пространства в квантовой теории излучений. В статье [16] Фок замечает, что математический аппарат квантовой теории испускания и поглощения фотонов, созданный Дираком, не соответствует физике явления и предлагает математическую основу теории, которую Дирак в книге "Принципы квантовой механики" называет "представлением Фока". Наконец, "пространство Фока", предложенное для математического описания систем с взаимодействием, меняющим число частиц, стало общепризнанным понятием квантовой теории поля. Оно играет большую роль в современных применениях квантовой хромодинамики, в частности, в кварк-глюонных моделях.

Литература

1. Фок В.А. — Теория пространства, времени и тяготения. М.: ГИФМЛ, 1961.
2. Коноплева Н.П., Попов В.Н. — Калибровочные поля, М.: Атомиздат, 1972.

3. Voloshin M.B. — In: Proceedings of XXVII Int. Conf. on High Energy Physics, Session P1-7, Glasgow, 20—27 July, 1994, p. 121.
4. Kuzmin V.A., Rubakov V.A., Shaposhnikov M.E. — Phys.Lett., 1985, B155, p.36.
5. Espinosa D. — Nucl.Phys., 1990, B343, p. 310; Zakharov V.I. — Nucl.Phys., 1992, B371, p. 637; Porrati M. — Nucl.Phys., 1990, B347, p. 371.
6. Baldin A.M., Kovalenko A.D. — JINR Rapid Communications, 1996, No.3[77]-96, p.5.
7. Bethe H.A. — Z.Phys., 1931, 71, p.205.
8. Yang C.N. — Phys.Rev.Lett., 1967, 19, p.1312; Phys.Rev., 1968, 168, p.1920.
9. Yang C.N. — The Oskar Klein Memorial Lectures. Singapore, World Scientific, 1991, p.35.
10. Bogoliubov N.N. — JINR Communication D-781, Dubna, 1958.
11. Dirac P.A.M. — Rev.Mod.Phys., 1949, v.21, No.3, p.392.
12. Baldin A.M. — Nucl.Phys., 1985, A447, p.203.
13. Baldin A.M., Baldin A.A. — Phys. Particles and Nuclei, 1998, v.29, No.3, p.232.
14. Baldin A.A. — Yad.Fiz., 1993, 56, p.174; JINR Rapid Communications, 1996, No.4[78]-96, p.61.
15. Baldin A.M., Malakhov A.I. — JINR Rapid Communications, 1998, No.1[87]-98, p. 5.
16. Fock V.A. — Z.Phys., 1928, v. 49, p. 339.

УДК 539.12

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРНОГО РОЖДЕНИЯ ϕ -МЕЗОНОВ НЕЙТРОНАМИ НА СЕРПУХОВСКОМ УСКОРИТЕЛЕ

Сотрудничество ЭКСЧАРМ: Дубна — Алма-Ата — Бухарест —
Минск — Москва — София — Тбилиси

*А.Н.Алеев, В.П.Баландин, А.Н.Гапоненко, Е.А.Двалишвили,
А.И.Зинченко, И.М.Иванченко, З.М.Иванченко, М.Н.Капишин,
Н.Н.Карпенко, В.Д.Кекелидзе, З.И.Коженкова, В.В.Кореньков,
И.Г.Косарев, Ю.А.Кретов, Н.А.Кузьмин, А.Л.Любимов,
Д.Т.Мадигожин, А.Ш.Мествиришвили, Н.А.Молоканова,
А.Н.Морозов, В.В.Пальчик, Ю.К.Потребеников, А.Г.Скрипничук,
Л.А.Слепец, В.Н.Спасков, Г.Т.Татишвили, А.Л.Ткачев, А.С.Чвыров,
П.З.Христов, Т.В.Христова, И.П.Юдин*
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.П.Бугорский
Институт физики высоких энергий, Протвино

А.А.Локтионов
Физико-технический институт Миннауки АН Республики Казахстан,
Алма-Ата

А.Брагадиреану, Т.Понта, Т.Преда
Институт атомной физики, отдел физики высоких энергий, Бухарест
С.П.Баранов, М.В.Белов, М.В.Завертяев, В.А.Козлов, С.Ю.Поташов
Физический институт им. П.Н.Лебедева АН РФ, Москва

В.Й.Заячки
Высший химико-технологический институт, София

И.М.Гешков
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София
*Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Р.А.Кватадзе, М.В.Копадзе,
Н.Л.Ломидзе, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури, Б.Г.Чиладзе*
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Т.С.Григалашвили

Институт физики АН Грузии, Тбилиси

А.С.Курилин, А.В.Распереза, С.В.Сушков, И.Ф.ЕмельянчикНациональный центр физики частиц и высоких энергий
при Белорусском государственном университете, Минск

Приведены результаты исследования парного рождения ϕ -мезонов во взаимодействиях нейтронов с энергией 20—70 ГэВ с углеродной мишенью. Эксперимент выполнен с помощью установки ЭКСЧАРМ, расположенной в нейтронном канале серпуховского ускорителя. Наблюдалось (124 ± 20) событий парного рождения ϕ -мезонов, рассчитанное сечение которых равно $(12,9 \pm 3,0 \text{ (стат.)} \pm 1,3 \text{ (сист.)})$ мкб/нуклон. Определена нижняя граница отношения сечения процессов, запрещенных правилом Окубо — Цвейга — Иизуки (ОЦИ), к полному сечению парного рождения ϕ -мезонов, которое равно 0,09 при 95% у.д.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

The Double ϕ -Meson Production Investigation on the Serpukhov Accelerator

A.N.Aleev et al.

The results of the investigation of the double ϕ -meson production on the carbon target by 20—70 GeV neutrons are presented. The experiment has been carried out using the spectrometer EXCHARM, located in the neutron channel on the Serpukhov accelerator. The (124 ± 20) events were observed. The calculated cross section of the double ϕ -meson production is $(12.9 \pm 3.0 \text{ (stat.)} \pm 1.3 \text{ (syst.)})$. The lower limit for the ratio of the cross section of the processes, suppressed by Okubo — Zweig — Iizuka (OZI) rule, to the total double ϕ -meson production cross section, measured in this experiment, was determined to be equal to 0.09 at 95% CL.

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

ВВЕДЕНИЕ

Исследование парного рождения ϕ -мезонов является хорошим инструментом для проверки правила Окубо — Цвейга — Иизуки (ОЦИ) [1], постулирующего значительное подавление процессов, описываемых несвязными кварковыми диаграммами. Согласно этому правилу, в частности, запрещено парное образование ϕ -мезонов во взаимодействиях, не содержащих в начальном и/или конечном состоянии дополнительных странных кварков.

Однако существуют экспериментальные данные [2—5], свидетельствующие об отклонении от правила ОЦИ в процессе парного образования ϕ -мезонов. В ряде экспериментов [3—5] анализировались эксклюзивные реакции парного рождения ϕ -мезонов в пучках π^- - и K^- -частиц, и получено достаточно большое отношение сечений ОЦИ-разрешенных и ОЦИ-запрещенных процессов, например

$$\frac{\sigma(K^- p \rightarrow \phi \phi \Lambda)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \phi \phi n)} \approx 5.$$

На основе тех же экспериментов получено отношение

$$\frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow \phi \phi n)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \phi K^+ K^- n)} \approx \frac{1}{5},$$

которое по порядку величины согласуется с отношением для ОЦИ-разрешенных реакций

$$\frac{\sigma(K^- p \rightarrow \phi \phi \Lambda)}{\sigma(K^- p \rightarrow \phi K^+ K^- \Lambda)}.$$

Существуют гипотезы, согласно которым парное рождение ϕ -мезонов является, в основном, следствием распада промежуточных состояний. В таком случае образование двух ϕ -мезонов может происходить без нарушения ОЦИ-правила. Например, в результате детального анализа парного образования ϕ -мезонов в эксперименте [6] было получено указание на существование нескольких связанных $\phi\phi$ -состояний в области масс 2,1—2,5 ГэВ/ c^2 с шириной 100—300 МэВ/ c^2 (например, $f(2300)$ и $f(2340)$ [20]).

Исследование процессов парного образования ϕ -мезонов в нейтронном пучке позволяет глубже понять механизм образования резонансов со скрытой странностью во взаимодействиях частиц не содержащих странных валентных кварков.

В данной работе представлены результаты исследования инклюзивного парного образования ϕ -мезонов во взаимодействиях нейтронов с углеродной мишенью в эксперименте ЭКСЧАРМ.

ЭКСПЕРИМЕНТ ЭКСЧАРМ

Пучок нейтральных частиц (канал 5Н) образуется при взаимодействии циркулирующих в кольце ускорителя протонов с внутренней бериллиевой мишенью и формируется системой коллиматоров, расположенных вдоль оси, образующей угол $\approx 0^\circ$ к падающим протонам. Примесь заряженных частиц отсеивается отклоняющими магнитами ускорителя и магнитом СП-129. Для подавления γ -квантов установлен свинцовый фильтр с дистанционно изменяемой толщиной (от 0 до 20 см по пучку). Интенсивность пучка составляет до нескольких единиц $\times 10^6$ нейтронов/с. Максимум измеренного энергетического спектра нейтронов пучка [13] расположен в районе 58 ГэВ (рис.1).

Схема основных элементов установки представлена на рис.2. Геометрические характеристики реконструированных событий, образованных в нейтрон-углеродных взаимодействиях, описываются в правой ортогональной системе координат, начало которой совпадает с геометрическим центром межполюсного зазора магнита СП40А. Ось Z направлена вдоль оси пучка, а ось Y — вверх.

В состав установки входят:

- углеродная мишень Т толщиной 1,3 г/ см^2 по пучку;
- анализирующий магнит СП-40А с апертурой $274 \times 49 \text{ см}^2$ и с максимальным значением поля 0,79 Тл (система питания магнита обеспечивает возможность оперативного переключения его полярности);
- система из одиннадцати многопроволочных пропорциональных камер ПК (25 сигнальных плоскостей) [14, 15], расположенных до и после магнита (максимальные размеры камер перед магнитом $100 \times 60 \text{ см}^2$, за магнитом — $200 \times 100 \text{ см}^2$);

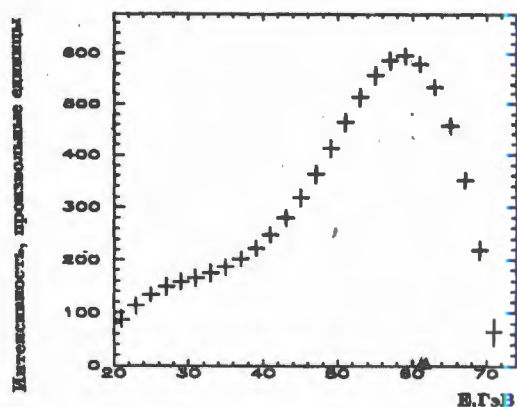


Рис. 1. Энергетический спектр нейтронов пучка

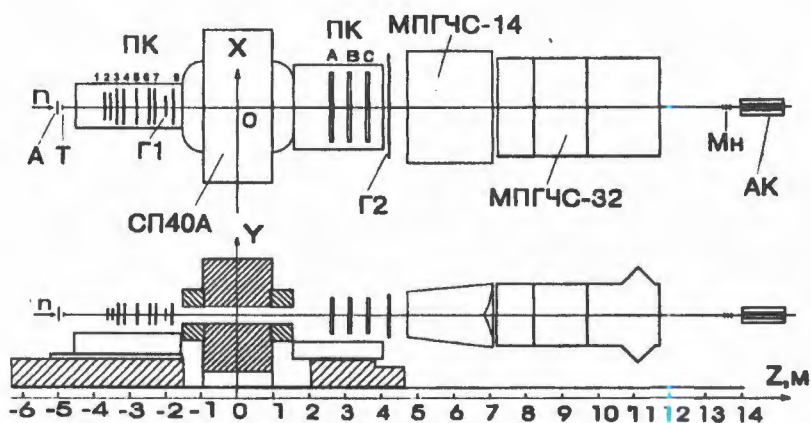


Рис. 2. Схема расположения детекторов спектрометра ЭКСЧАРМ

— годоскопы сцинтилляционных счетчиков Г1 и Г2, используемые для выработки сигнала, запускающего установку;

— монитор нейтронного пучка Мн;

— адронный калориметр АК, используемый для восстановления энергетического спектра нейтронов пучка;

— четырнадцатиканальный (МПГЧС-14) и тридцатидвухканальный (МПГЧС-32) пороговые газовые черенковские счетчики [16, 17], используемые для идентификации заряженных частиц; МПГЧС-14 заполнен фреоном-12, МПГЧС-32 — воздухом, оба — при атмосферном давлении. Расчетные пороги регистрации заряженных частиц для этих счетчиков приведены в табл.1.

Запуск установки осуществляется сигналами, формирующимися мажоритарной схемой совпадения от двух плоскостей пропорциональных камер до магнита, одной плос-

Таблица 1

Счетчик	Газ	Пороги регистрации, ГэВ/с			
		μ	π	K	p
МПГЧС-14	фреон-12	2,3	3,1	10,8	20,5
МПГЧС-32	воздух	4,5	6,0	21,2	40,3

кости после магнита и двух плоскостей сцинтилляционных счетчиков. Система запуска спектрометра предполагает прохождение через основные элементы установки не менее четырех заряженных частиц.

Система сбора данных выполнена, в основном, в стандарте КАМАК. Для контроля за параметрами установки и для сбора данных во время набора экспериментальной информации применяются персональные ЭВМ. Запись данных на магнитные ленты ведется с помощью устройства Eхabyte-8500.

Детально спектрометр ЭКСЧАРМ описан в работе [23].

ВЫДЕЛЕНИЕ СОБЫТИЙ ПАРНОГО РОЖДЕНИЯ ϕ -МЕЗОНОВ

События с образованием двух ϕ -мезонов искали в реакции

$$nC^{12} \rightarrow \phi\phi + X, \quad (1)$$

в которой ϕ -мезоны выделялись по их распадам на два противоположно заряженных каона K^+ и K^- . Из $\approx 119,2 \cdot 10^6$ исходных нейтрон-углеродных взаимодействий, зарегистрированных спектрометром ЭКСЧАРМ в одном из сеансов экспозиции, были отобраны события в соответствии со следующими требованиями:

— события содержали как минимум две положительно и две отрицательно заряженные частицы;

— минимальное расстояние между траекториями каждой из возможных пар противоположно заряженных частиц, формирующих общую вершину, — кандидатов в ϕ -мезоны, не превышало $3 \cdot \delta_y$, где $\delta_y \approx 0,15$ см — экспериментальное разрешение по этой величине;

— вершина, образованная всеми восстановленными траекториями, не выходила за пределы мишени по Z-координате более чем на $\approx 5 \cdot \delta_z$, где $\delta_z \approx 1$ см — разрешающая способность спектрометра по этой величине.

С учетом перечисленных условий было отобрано 373385 событий (1). На рис.3 (распределение а) приведены распределения кандидатов в ϕ -мезоны среди отобранных событий по величине $M_{(K^+K^-)}$ — инвариантной массе системы K^+K^- . Всего в интервале масс 1,00—1,10 ГэВ/с² содержится 712433 таких комбинаций.

Для уменьшения фона от ошибочно идентифицированных каонов в исследуемом конечном состоянии использовалась информация, полученная из МПГЧС-14 и МПГЧС-32. Для каждой заряженной частицы рассчитывались относительные вероятности ее идентификации (т.н. "вес") с определенным типом адрона — $W(i)$, где $i = \pi^\pm, K^\pm$ или $p/\bar{p}$. Сравнивались зарегистрированные сигналы от обоих черенковских счетчиков с расчетными, полученными в предположении, что заряженные частицы соответствуют указанным

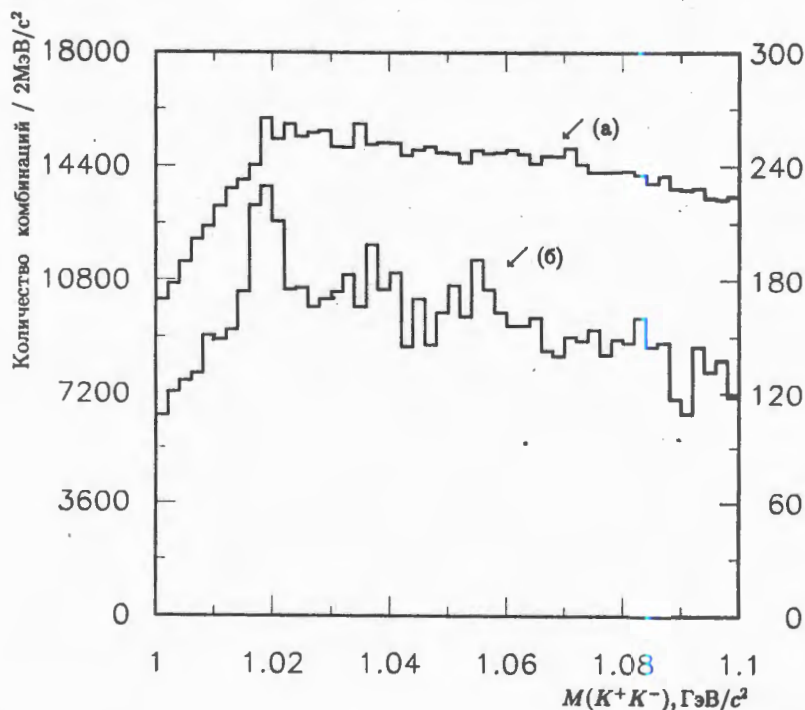


Рис. 3. Спектр эффективных масс комбинаций K^+K^- без идентификации (а) и с идентификацией (б) каонов; левая шкала относится к распределению (а), правая шкала — к распределению (б)

типам. Определяемые значения $W(i)$ нормированы таким образом, чтобы для каждой заряженной частицы $W(\pi^\pm) + W(K^\pm) + W(p/\bar{p}) = 3$. При этом величина $W(i) = 3$ означает 100% вероятность идентификации, а $W(i) = 1$ — полную неопределенность типа частицы. Причиной этой неопределенности является малый, ниже порога регистрации пиона, импульс частицы или попадание черенковского излучения от нескольких частиц одновременно в один и тот же канал черенковского счетчика. Ограничения на $W(K^\pm)$ определялись из компромиссных требований: с одной стороны — максимального подавления фона от ошибочно идентифицированных частиц, с другой — минимальной потери комбинаций, содержащих K^+K^- .

В качестве критерия идентификации $K^\pm$ в реакции (1) было выбрано условие

$$W(K^\pm) \geq 1,4; \quad (2)$$

при этом потери $K^\pm$ среди конечных состояний (1) не превышают 10%, а число фоновых комбинаций уменьшается на 90%.

На рис.3 (распределение б) представлен спектр $M_{(K+K^-)}$, для событий, отобранных согласно дополнительному критерию (2). На этом распределении (б) (8206 комбинаций в интервале масс 1,00—1,10 $\text{ГэВ}/c^2$) наблюдается четкий пик с центральным значением массы 1,020 $\text{ГэВ}/c^2$ от распадов ϕ -мезонов на K^+K^- .

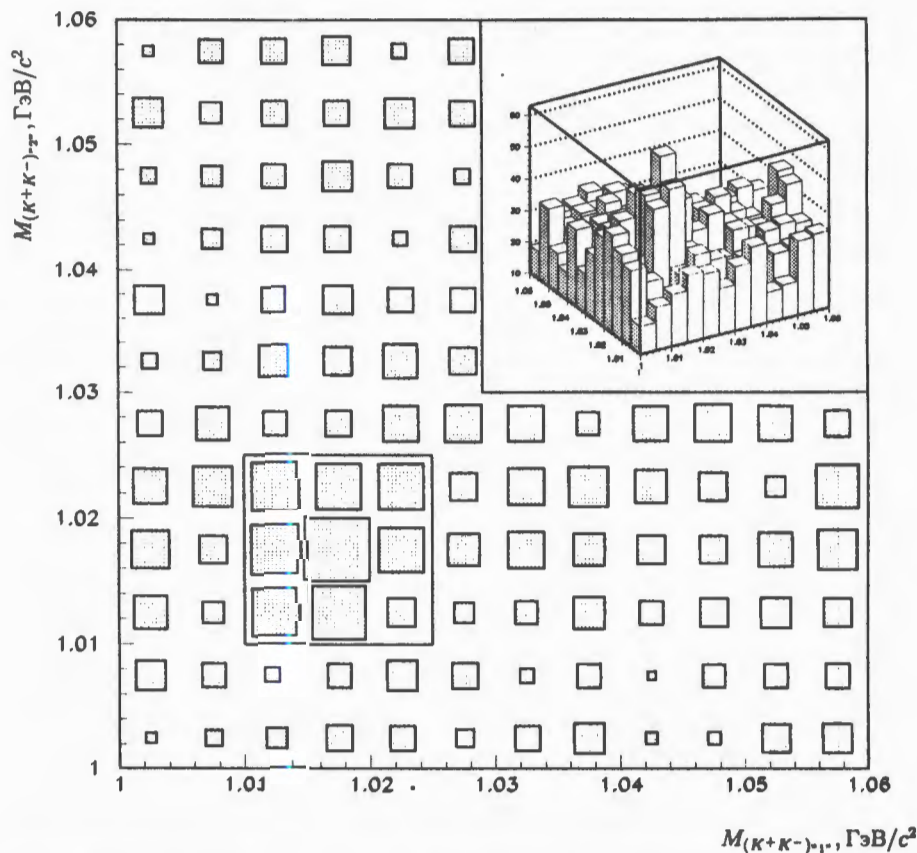


Рис. 4. Распределение по $M_{(K+K-)_{12}}$ в зависимости от распределения по $M_{(K+K-)_{21}}$. На врезке: призмаграмма того же распределения

Для подавления фона в спектрах по $M_{(K+K-)}$ исключались комбинации, продольная составляющая импульса которых $P_L < 8$ ГэВ/с. При этом частицы, входящие в оставшиеся комбинации, как правило, имеют импульсы выше порога идентификации пиона, что позволяет идентифицировать их с помощью черенковских счетчиков.

С учетом вышеперечисленных ограничений в интервале масс 1,014—1,025 ГэВ/с² было отобрано 1194 комбинации, удовлетворяющие перечисленным критериям.

Для выделения событий, содержащих пару ϕ -мезонов, построено двумерное распределение $M_{(K+K-)_{11}}$ и $M_{(K+K-)_{22}}$ первой и второй пары — кандидатов в ϕ -мезоны (рис.4).

В области значений масс $M_{(K+K-)_{11}}$ и $M_{(K+K-)_{22}}$, близких к массе ϕ -мезона, наблюдается превышение над фоном, которое может быть обусловлено событиями парного образования ϕ -мезонов. При этом комбинаторный фон в области наблюдаемого сигнала не превышает 1%.

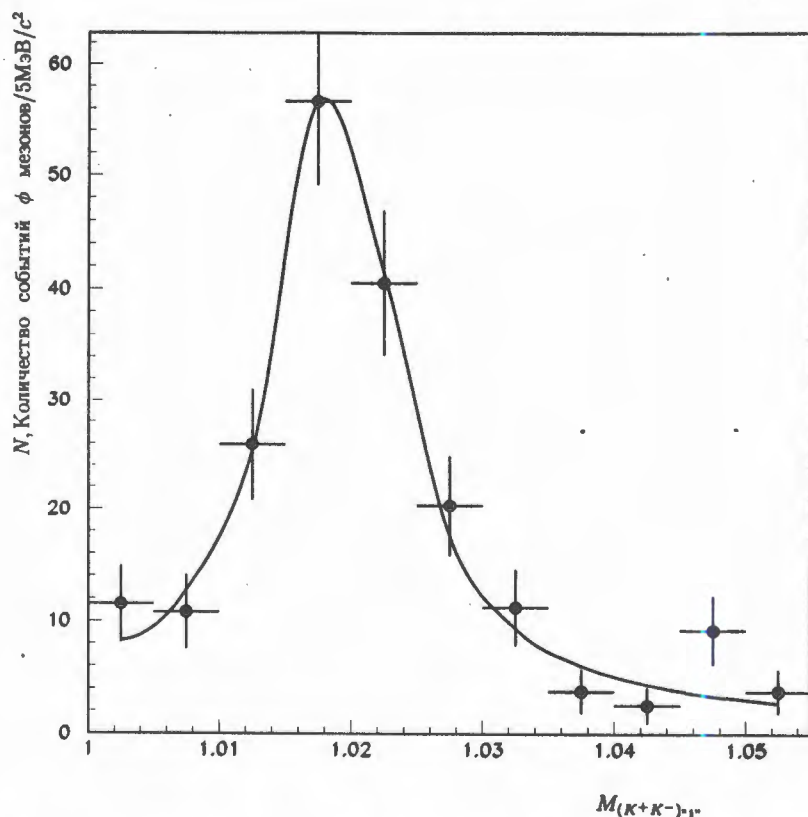


Рис. 5. Распределение по $M_{(K+K^-)-1}$ после вычитания фона под сигналом в спектре $M_{(K+K^-)-2}$.

Для оценки количества событий, содержащих пару ϕ -мезонов, спектр по $M_{(K+K^-)-1}$ разбивался на равные интервалы по 5 МэВ/с², для каждого из которых строилось распределение по $M_{(K+K^-)-2}$. Количество ϕ -мезонов в каждом интервале определялось аналогично [18] путем фитирования полученных таким образом спектров суперпозицией функции Брейта — Вигнера, описывающей сигнал (с учетом определенного из разрешения Монте-Карло спектрометра по массе ϕ -мезонов $\delta = (1,7 \pm 0,3)$ МэВ/с²), и гладкой функции для описания фона.

На рис.5 представлено распределение количества ϕ -мезонов, определенных из спектров по $M_{(K+K^-)-2}$, построенных для событий, отобранных из равномерных интервалов спектра $M_{(K+K^-)-1}$.

С использованием описанной выше процедуры было определено количество событий, содержащих два ϕ -мезона,

$$N_{\phi\phi} = 124 \pm 20.$$

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ И СЕЧЕНИЯ ПАРНОГО РОЖДЕНИЯ ϕ -МЕЗОНОВ

Сечение рождения двух ϕ -мезонов на ядре углерода определялось в соответствии со следующей формулой:

$$\sigma = \frac{N_{\phi\phi} \cdot A}{M_n \cdot \epsilon_{\text{рег}} \cdot T \cdot N \cdot Br^2}, \quad (3)$$

где $N_{\phi\phi}$ — количество событий парного образования ϕ -мезонов; A — атомный вес ядра мишени; M_n — поток нейтронов, определенный с помощью нейтронного монитора; $M_n = (1,7 \pm 0,1) \cdot 10^{11}$; $\epsilon_{\text{рег}}$ — эффективность регистрации установкой событий рождения двух ϕ -мезонов; T — толщина мишени ($T = 1,3$ г/см²); N — число Авогадро; Br — вероятность распада ϕ -мезона на K^+K^- .

При расчете величины эффективности регистрации она представлялась в виде

$$\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_{\text{тр}} \cdot \epsilon_{\text{рек}} \cdot \epsilon_{\text{иден}}, \quad (4)$$

где ϵ_r — геометрическая эффективность регистрации парного рождения ϕ -мезонов; $\epsilon_{\text{тр}}$ — эффективность срабатывания системы запуска установки (триггер); $\epsilon_{\text{рек}}$ — эффективность реконструкции исследуемых событий; $\epsilon_{\text{иден}}$ — эффективность системы идентификации, обусловленная применяемыми условиями отбора.

Для определения геометрической эффективности ϵ_r моделировались события реакции (1). После розыгрыша рождения и распада ϕ -мезонов регистрировались те события, в которых продукты распада от двух ϕ -мезонов — четыре заряженных каона — прошли через всю установку.

При моделировании кинематические характеристики каждого ϕ -мезона разыгрывались независимо в системе центра масс (СЦМ) налетающего нейтрона и одного из нуклонов мишени (протона или нейтрона с равной вероятностью). При этом распределение по фейнмановской переменной x_F для каждого ϕ -мезона разыгрывалось согласно выражению

$$\frac{d\sigma}{dx_F} \propto (1 - |x_F|)^n, \quad (5)$$

а распределение поперечного импульса P_t^2 — в соответствии с

$$\frac{d\sigma}{dP_t^2} \propto \exp(-b \cdot P_t^2). \quad (6)$$

Коэффициенты n и b были определены ранее в результате анализа данных инклюзивного рождения ϕ -мезонов [18], полученных в этом же эксперименте:

$$n = 5_{+0,2}^{-0,5}, \quad b = (2,8 \pm 0,2) \text{ (ГэВ/с)}^{-2}. \quad (7)$$

Распределения продольных (P_l) и поперечных (P_t^2) компонент импульса ϕ -мезонов, полученные путем моделирования, согласуются с аналогичными распределениями для зарегистрированных в эксперименте событий (рис. 6), что указывает на соответствие примененной модели характеристикам рождения ϕ -мезонов в реакции (1) и, следовательно, на ее применимость для оценки ϵ_r .

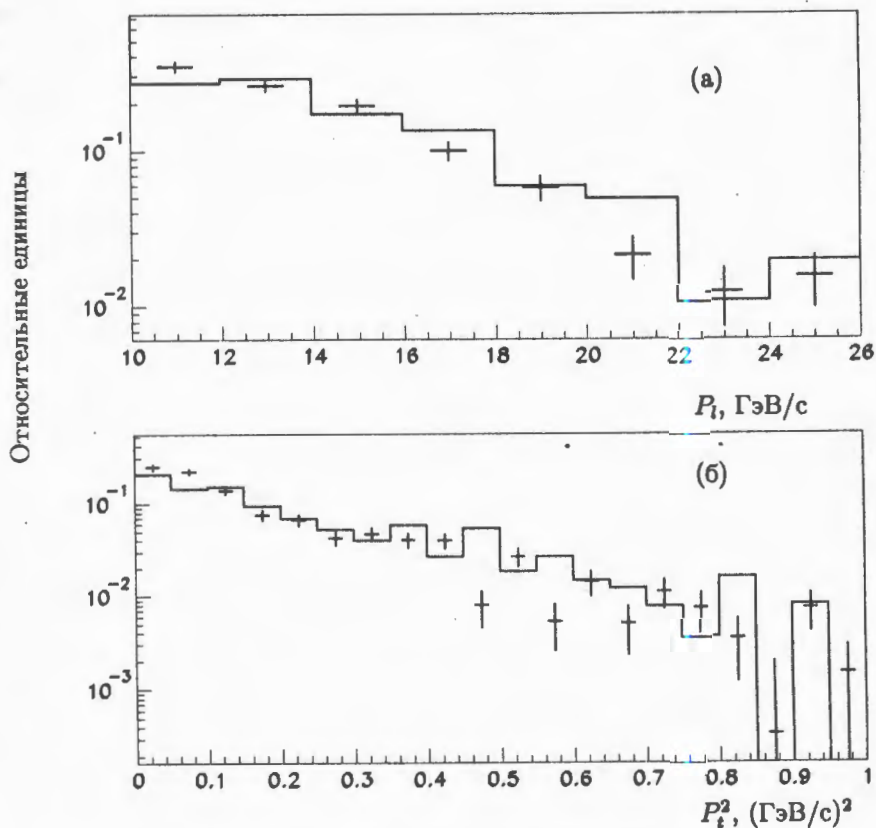


Рис. 6. Распределение продольных (а) и поперечных составляющих импульса ϕ -мезона (б). Точки с ошибками получены для экспериментальных событий, гистограмма — для моделированных событий

Для корректного учета условий триггера установки моделировалось парное образование ϕ -мезонов совместно с сопровождающими частицами. Эффективность триггера $\epsilon_{\text{тр}}$ зависит от множественности и импульсов вторичных заряженных частиц, а также от эффективности детекторов, включенных в схему запуска установки.

После независимого розыгрыша импульсов двух ϕ -мезонов в реакции (1) остаток четырехимпульса $P_{\text{ост.}}$ разыгрывался между сопровождающими частицами в соответствии с моделью генерации сопровождения, в которой они рождаются во фрагментации двух струн JETSET [21]. Одна струна имеет квантовые числа нейтрона, а вторая — нуклона мишени. Распределение по множественности зарегистрированных в эксперименте заряженных частиц согласуется с соответствующим распределением, полученным для моделированных событий (рис.7). Это свидетельствует о применимости выбранной модели для расчета $\epsilon_{\text{тр}}$.

Эффективность реконструкции событий $\epsilon_{\text{рек.}}$ включает в себя эффективность алгоритма реконструкции траекторий и эффективность, обусловленную применяемыми огра-

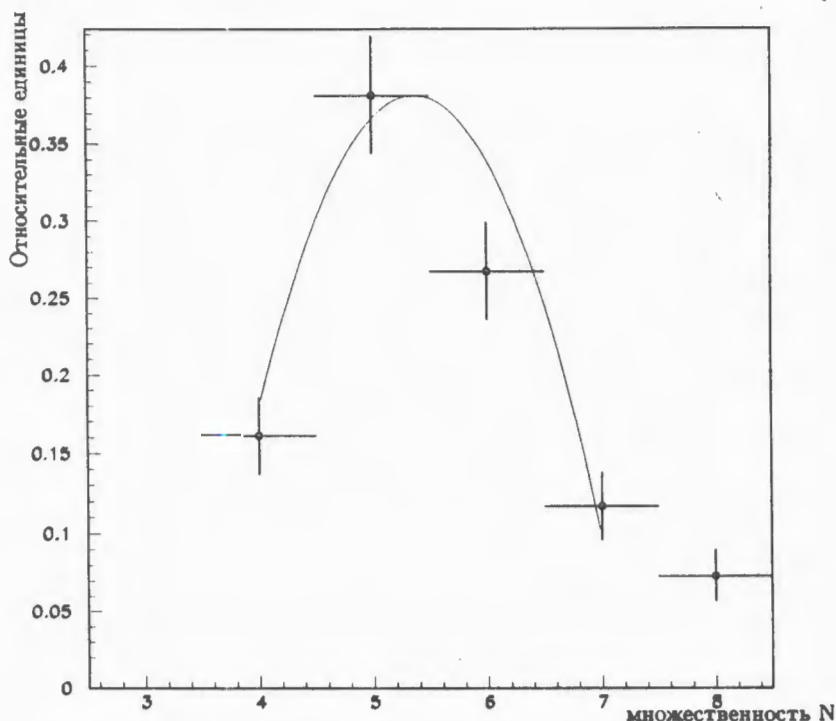


Рис. 7. Распределение по множественности зарегистрированных заряженных частиц; точки с ошибками — для экспериментальных событий, сплошная линия — для моделированных событий

ничениями при выделении конечного состояния в реакции (1). Она была определена путем применения к моделированным событиям тех же алгоритмов выделения пары $\phi\phi$ в реакции (1), что и для экспериментальных событий.

Для определения эффективности системы идентификации использовалась экспериментальная информация, на основе которой проведен анализ инклюзивного рождения ϕ -мезонов. Исследовались распределения по $M_{(K+K^-)}$ при разных условиях идентификации для разных импульсных интервалов заряженных частиц. Границы импульсных интервалов определялись значениями порогов регистрации заряженных частиц в МПГЧС-14/32 (см. табл.1). Для каждого импульсного интервала были определены эффективности идентификации положительно и отрицательно заряженных частиц, как каонов, при условии (2). На следующем этапе анализа было построено двумерное распределение по $M_{(K+K^-)_{1^{\circ}}}$ и $M_{(K+K^-)_{2^{\circ}}}$ с весовыми множителями w , которые рассчитывались по формуле

$$w = \frac{1}{\epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon_3 \cdot \epsilon_4},$$

где ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 и ϵ_4 — рассчитанные эффективности идентификации каждого из четырех каонов. Реальное число событий, содержащих пару ϕ -мезонов, определялось на основе полученного двумерного распределения по $M_{(K+K^-)_{1^{\circ}}}$ и $M_{(K+K^-)_{2^{\circ}}}$ с использованием

вышеописанной процедуры. Полная эффективность идентификации рассчитывалась как отношение числа зарегистрированных событий, содержащих пару ϕ -мезонов, к реальному числу событий. Полученные значения парциальных эффективностей, а также их статистические ошибки, приведены в табл.2.

Таблица 2

Парциальная эффективность	Значение
$\epsilon_{\text{г.}}$	$0,0202 \pm 0,0002$
$\epsilon_{\text{тр.}}$	$0,620 \pm 0,005$
$\epsilon_{\text{иден.}}$	$0,0280 \pm 0,0044$
$\epsilon_{\text{рек.}}$	$0,855 \pm 0,005$

Систематические ошибки при расчете сечения, в основном, обусловлены неопределенностями при оценке эффективности.

Для определения систематической ошибки, связанной с неопределенностью значений n и b , величины этих параметров варьировались в пределах ошибок. Это приводит к изменениям ϵ в пределах 4%.

Путем варьирования средней множественности была определена связанная с ней систематическая ошибка, которая составила 5%.

Так как изменение параметров n и b изменяет импульсы генерируемых частиц, то изменяется и четырехимпульс частиц сопровождения. Поэтому ошибки, связанные с параметрами n , b и с множественностью, скоррелированы и общая систематическая ошибка ϵ вычислена, как линейная сумма указанных ошибок.

Систематическая ошибка определения эффективности идентификации заряженных частиц составляет 5%.

Систематическая ошибка, связанная с реконструкцией событий, значительно меньше, чем упомянутые выше, и не вносит существенного вклада в полную систематическую ошибку.

С учетом вышеизложенного для событий (1), содержащих два ϕ -мезона, было получено значение полной эффективности их регистрации:

$$\epsilon = (3,0 \pm 0,47(\text{стат.}) \pm 0,31(\text{сист.})) \cdot 10^{-4}.$$

В предположении линейной зависимости сечения парного рождения ϕ -мезонов от величины атомного веса мишени A было получено следующее его значение:

$$\sigma = (12,9 \pm 3,0(\text{стат.}) \pm 1,3(\text{сист.})) \text{ мкб/нуклон.}$$

Полученная величина сечения парного рождения ϕ -мезонов в пределах ошибок хорошо согласуется со значением, измеренным в эксперименте БИС-2 [19], проведенном в нейтронном пучке при близких данному эксперименту энергиях.

ПРОВЕРКА ПРАВИЛА ОЦИ

Согласно правилу ОЦИ, рождение $\phi\phi$ -пар в нейтрон-нуклонных взаимодействиях должно сопровождаться как минимум парой странных частиц. Для его проверки среди

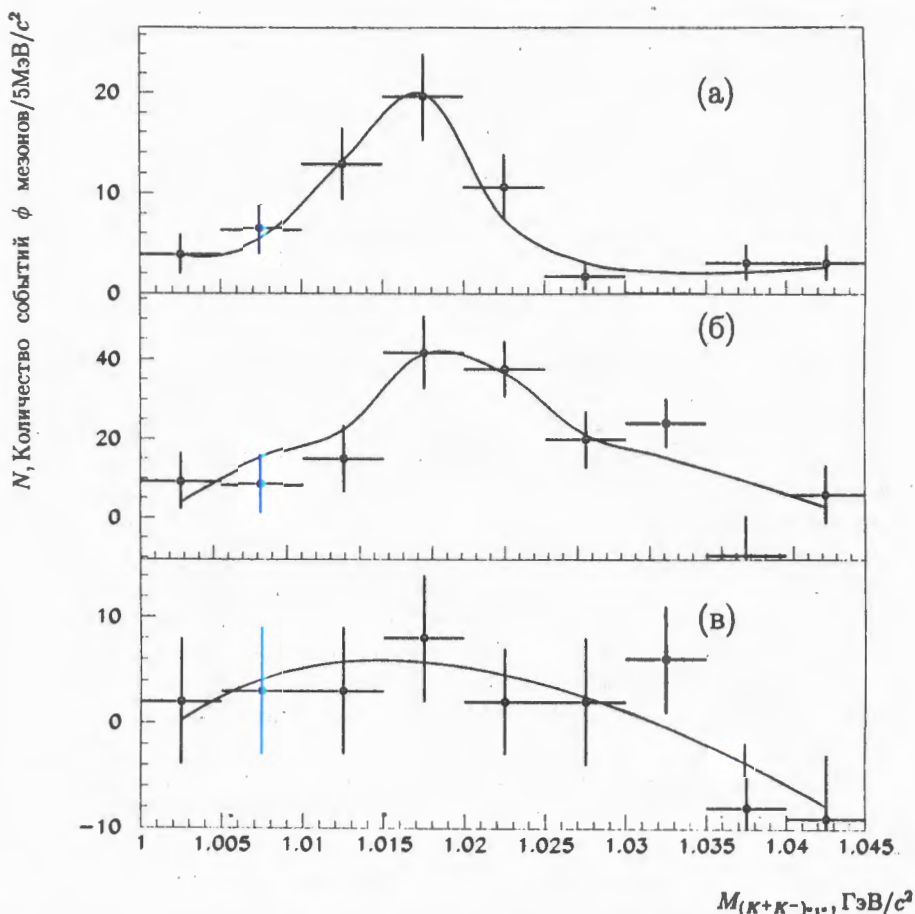


Рис. 8. Распределение инвариантных масс $M_{(K+K^-)_{n1}}$ после вычитания фона под сигналом в спектре масс $M_{(K+K^-)_{n2}}$, полученных для событий, кандидатов в (1): а — без сопровождающих частиц; б — с сопровождением, в котором были идентифицированы странные частицы

отобранных событий-кандидатов в (1) искалась группа событий парного образования ϕ -мезонов с ассоциативным рождением странных частиц.

Для оценки эффективности регистрации сопровождающих частиц все события (1) были разделены на две группы — с сопровождением и без него. Количество $\phi\phi$ -событий в выделенных группах определялось в результате описанной ранее процедуры. На рис.8а и б приведены распределения по $M_{(K+K^-)_{n1}}$ для указанных групп событий. Количество событий (1) различной конфигураций (с сопровождением и без него) было определено путем моделирования в соответствии с описанными ранее условиями. Из сравнения числа экспериментальных и моделированных событий различной конфигураций (табл.3) видно, что моделирование хорошо описывает условия эксперимента, поскольку воспроизводится соотношение числа событий (1) с сопровождением и без него.

На рис.8в приведено распределение по $M_{(K+K^-)_{n=1}}$ для группы событий кандидатов в (1), в которых среди сопровождающих частиц удалось выделить хотя бы одну из странных частиц K_s^0 , Λ^0 , K^+ или K^- , идентифицируемых в эксперименте. При этом для выделения событий $\phi\phi$, содержащих дополнительно K_s^0 или Λ^0 , кроме четырех заряженных каонов, кандидатов в пару ϕ -мезонов, дополнительно требовалось наличие нейтральной вилки (пара траекторий противоположно заряженных частиц, имеющих общую вершину в области распадного объема), у которой инвариантная масса в системе $\pi^+\pi^-$ или $p\pi^-$ отличается от табличного значения массы соответственно K_s^0 или Λ^0 не более чем на величину $3\cdot\delta_m$ (где δ_m — значение экспериментального разрешения по инвариантной массе, равное $3,76$ МэВ/ c^2 для системы $\pi^+\pi^-$ и $1,55$ МэВ/ c^2 — для системы $p\pi^-$). Для выделения событий (1), содержащих кроме кандидатов в пары ϕ -мезонов заряженные каоны, требовалось наличие хотя бы одной дополнительной заряженной частицы, идентифицируемой как K^+ или K^- в соответствии с условием (2).

Как видно из приведенного на рис.8в распределения, не удалось выделить сигнал от двух ϕ -мезонов. Верхняя граница числа таких событий (1) со странными частицами среди сопровождения не превышает 10 с 95% у.д.

Для оценки ожидаемого числа событий (1), в которых могли бы быть идентифицированы дополнительные странные частицы K_s^0 , Λ^0 , K^+ или K^- , использовалась феноменологическая модель FRITIOF [22], которая предполагает строгое выполнение правила ОЦИ. Выбор указанной модели обусловлен тем, что импульсные спектры исследуемых частиц по продольным и поперечным составляющим, а также по множественности заряженных частиц хорошо описывают соответствующие экспериментальные распределения. Результаты такой оценки приведены также в табл.3.

Таблица 3

Наблюдаемая конфигурация событий (1)	$\phi\phi + X$		$\phi\phi$, без сопровождения	Всего
	любые X	среди X содержится K_s^0 , Λ^0 , K^+ или K^-		
Эксперимент	66 ± 17	< 10 95% у.д.	53 ± 15	124 ± 20
Моделирование в предположении ОЦИ	80 ± 12	$26,0 \pm 3,4$	44 ± 8	124 ± 10

Полученные данные позволяют сделать вывод о дефиците странных частиц в процессе образования пары ϕ -мезонов. Это является свидетельством нарушения правила ОЦИ. Рассчитанная нижняя граница отношения сечения ОЦИ запрещенных процессов к измеренному в данном эксперименте полному сечению парного рождения ϕ -мезонов составляет 0,09 на 95% у. д.

ВЫВОДЫ

В эксперименте, проведенном с помощью установки ЭКСЧАРМ, исследовано парное рождение ϕ -мезонов в нейтронном пучке при энергиях серпуховского ускорителя. Наблюдено (124 ± 20) событий парного рождения ϕ -мезонов.

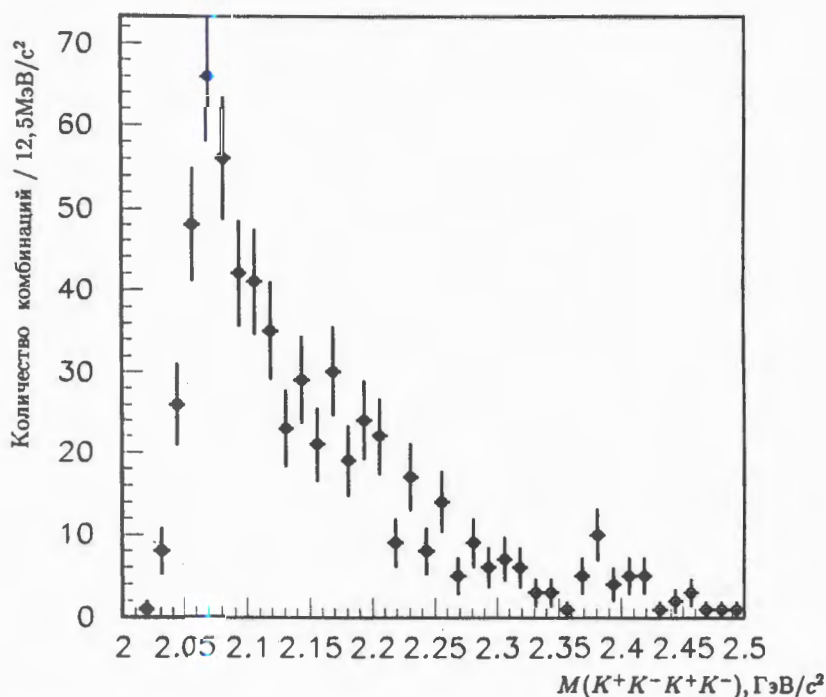


Рис. 9. Распределение инвариантных масс системы $(K^+K^-K^+K^-)$ из области сигнала $\phi\phi$

Измерено сечение парного рождения ϕ -мезонов в нейтрон-углеродных взаимодействиях при средней энергии пучка нейтронов 51 ГэВ, которое равно $(12,9 \pm 3,0 (\text{стат.}) \pm \pm 1,3 (\text{сист.}))$ мкб/нуклон.

Величина сечения парного рождения ϕ -мезонов в пределах ошибок хорошо согласуется со значением, полученным в эксперименте БИС-2, проведенном в нейтронном пучке при близких энергиях.

Определена нижняя граница отношения сечения ОЦИ-запрещенных процессов к измеренному в данном эксперименте полному сечению парного рождения ϕ -мезонов, которая составляет 0,09 при 95% уровне достоверности.

В спектре эффективных масс двух ϕ (рис.9) не наблюдается никаких статистически значимых сигналов. Верхняя граница для сечения образования состояний $f(2300)$ и $f(2340)$ равняется 0,79 мкб/нуклон, с 95% у.д.

Авторы благодарят А.А.Логунова, А.Н.Сисакяна, И.А.Савина, Н.Е.Тюрина и Р.Г.Позе за поддержку этих исследований, а также Т.Б.Прогулову и А.Ф.Камбурына за большой вклад в работу по исследованию параметров системы идентификации заряженных частиц установки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 96-02-18734, 98-07-90294).

Литература

1. Okubo S. — Phys. Lett., 1963, v.5, p.165;
Zweig G. — CERN, TH-412, 1964;
Iizuka J. — Progr. Theor. Phys. Suppl., 1966, 37/38 p.21.
2. Bertolotto L. et al. — Nucl. Phys., B, 56A, p.256.
3. Etkin A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, v.40, p.422;
Etkin A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, v.41, p.784.
4. Armstrong T.A. et al. — Nucl. Phys., 1982, v.B196, p.176.
5. Armstrong T.A. et al. — Phys. Lett., 1983, v.121B, p.83.
6. Lindenbaum S.J. et al. — Nuovo Cim., 1981, v.65A, p.222.
7. Etkin A. et al. — Phys.Rev.Lett, 1982, v.49, p.1620;
Etkin A. et al. — Phys.Lett, 1985, v.165B, p.217;
Etkin A. et al. — Phys.Lett, 1988, v.201B, p.568.
8. Booth P.S.L. et al. — Nucl.Phys., 1986, v.B273., p.677;
Booth P.S.L. et al. — Nucl.Phys., 1986, v.B273., p.689.
9. Davenport T.F. et al — Phys.Rev., 1986, v.D33, p.2519.
10. Green D.R. et al. — Phys.Rev.Lett., 1986 v.56, p.1639..
11. Armstrong T.A. et al. — Phys.Lett., 1986, v.166B, p.245.
12. Armstrong T.A. et al. — Phys.Lett., 1989, v221B, p.221.
13. Алеев А.Н. и др. — ОИЯИ, P13-94-312, Дубна, 1994.
14. Алеев А.Н. и др. — ОИЯИ, P13-94-124, Дубна, 1994.
15. Айхнер Г., Алеев А.Н., Арефьев В.А. и др. — ОИЯИ, 1-80-644, Дубна, 1980, 17 с.
Айхнер Г., Алеев А.Н., Арефьев В.А. и др. — ПТЭ, 1982, N3, с.40. Алеев А.Н.,
Арефьев В.А., Баландин В.П. и др. — ПТЭ, 1991, N1, с.50.
16. Алеев А.Н. и др. — ОИЯИ, P13-94-520, Дубна, 1994.
17. Войчишин М.Н. и др. — ПТЭ, 1985, N3, с.71.
18. Алеев А.Н. и др. — ОИЯИ, P13-96-437, Дубна, 1996.
19. Aleev A.N. et al. — PHE 91-02, Zeuthen, 1991.
20. Review of Particle Properties. — Phys. Rev., 1994, D50, No.3.
21. Sjostrand T. — Comp. Phys. Comm., 1994, 82, p.74.
22. Hong Pi. — Comp. Phys. Comm., 1992, 71, p.173.
23. Алеев А.Н. и др. — ОИЯИ, P13-98-286, Дубна, 1998.

УДК 524.354.6

Распады η -мезона на два лептона и суперсимметрия с нарушенной R -четностью

Бедняков В.А.

Лептонные распады $\eta \rightarrow l_i l_j$ позволяют получить новые ограничения на произведения трилинейных параметров нарушения R -четности в суперсимметричном образом расширенной стандартной модели (MSSM):

$$\begin{aligned} |\lambda_{k11} \lambda_{k22}'| &\leq 4,260, & |\lambda_{k22} \lambda_{k11}'| &\leq 0,029, \\ |\lambda_{k22} \lambda_{k22}'| &\leq 0,434, & |\lambda_{k12} \lambda_{k22}'| &\leq 1,189, \\ |\lambda_{212} \lambda_{211}'| &\leq 0,079, & (\text{для } m_{\tilde{f}} = 100 \text{ ГэВ}). \end{aligned}$$

Ограничение для произведения трилинейных констант $|\lambda_{312} \lambda_{311}'| \leq 0,079$ оказалось вдвое жестче известного ранее из распада π^0 -мезона. Ограничения на отдельные трилинейные параметры λ , отвечающие обмену суперчастиц в t -канале, оказываются значительно слабее уже имеющихся в литературе.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Two-Leptonic η -Meson Decays and SUSY without R Parity

Bednyakov V.A.

The leptonic decays $\eta \rightarrow l_i l_j$ provide us with new constraints for R -parity violation in supersymmetric extension of the Standard Model:

$$\begin{aligned} |\lambda_{k11} \lambda_{k22}'| &\leq 4.260, & |\lambda_{k22} \lambda_{k11}'| &\leq 0.029, \\ |\lambda_{k22} \lambda_{k22}'| &\leq 0.434, & |\lambda_{k12} \lambda_{k22}'| &\leq 1.189, \\ |\lambda_{212} \lambda_{211}'| &\leq 0.079, & (\text{for } m_{\tilde{f}} = 100 \text{ GeV}). \end{aligned}$$

A new restriction obtained for the product $|\lambda_{312} \lambda_{311}'| \leq 0.079$ is about 2 times stronger than one from the leptonic π^0 decay. Other (t -channel) constraints on individual λ s are much weaker than limits already obtained.

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

Современная физика частиц, благодаря идеям суперсимметрии (SUSY) [1] и великого объединения, имеет возможность практически на все физические процессы смотреть с единой точки зрения. Так, низкоэнергетические распады ядер и элементарных частиц, в том числе безнейтринный двойной бета-распад и распад протона, галактическая темная

материя и т.д., с одной стороны, и эксперименты на ускорителях при сверхвысоких энергиях, с другой, поддаются одновременному описанию с рамках SUSY-моделей на основе небольшого, общего для всех процессов набора параметров. По этой причине ограничения, полученные для таких параметров из экспериментов при низких энергиях, имеют влияние на описание процессов при сверхвысоких энергиях и, несомненно, должны быть приняты во внимание при анализе последних [2].

Кроме этого, SUSY предлагает новые механизмы для распадов различных частиц, в том числе для η -мезона. В известном смысле SUSY-механизмы значительно интереснее обычных, присущих стандартной модели, поскольку позволяют эксперименты по исследованию распадов η -мезонов также рассматривать с точки зрения поиска проявлений суперсимметрии.

Распады η -мезона дают значительно больше информации о суперсимметрии, чем, скажем, очень похожие на них двухлептонные распады π -мезонов, уже рассмотренные в литературе [3]. Причина состоит в том, что η -мезон содержит s -кварк 2-го поколения и его масса превышает порог распада на два μ -мезона.

Ранее двухлептонные распады η -мезона обсуждались в контексте поиска лептокварков [4], однако изучая их можно также с успехом проводить поиск и SUSY, поскольку чисто лептонные распады

$$\eta \longrightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \mu^\pm e^\mp \quad (1)$$

сильно подавлены в стандартной модели. Диаграммы, дающие SUSY-вклад в эти распады η -мезона, показаны на рис. 1.

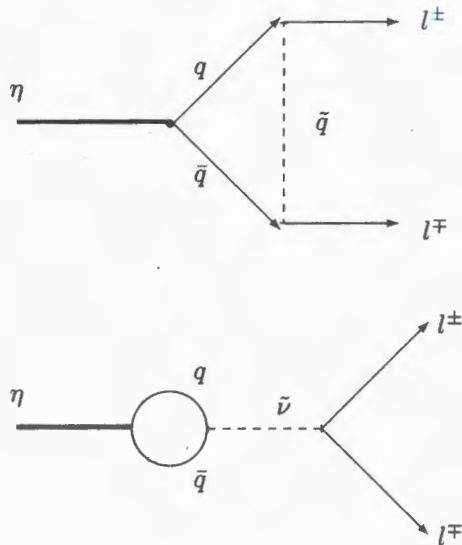


Рис. 1. Вклады SUSY в двухлептонный распад η -мезона (t - и s -каналы)

Рассмотрим распад $\eta \rightarrow e^+ e^-$, который легко обобщается на случай с мюонами в конечном состоянии. Начиная с лагранжиана SUSY с нарушенной R -четностью [5], построим сначала эффективный лагранжиан для процесса $\bar{q} + q \rightarrow e^+ + e^-$. Затем приведем выражение для матричного элемента и ширины распада $\eta \rightarrow e^+ e^-$. Сравнение этой ширины с экспериментальными данными позволит получить ограничения на параметры нарушения R -четности в SUSY-модели.

Имеющая отношение к рассматриваемому процессу часть R -нечетного лагранжиана [6, 7] на древесном уровне содержит два слагаемых, которые соответствуют обмену sneйтрино в s -канале и скварков в t -канале (рис.2):

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{int}} &= \mathcal{L}_{\text{int}}^s + \mathcal{L}_{\text{int}}^t, \\ \mathcal{L}_{\text{int}}^s &= 2\lambda_{ijk}\tilde{\nu}_{iL}\bar{e}_k P_L e_j + 2\lambda_{ijk}'\tilde{\nu}_{iL}^* \bar{e}_k P_R e_j + \lambda_{ijk}'\tilde{\nu}_{iL}\bar{d}_k P_L d_j + \lambda_{ijk}^*\tilde{\nu}_{iL}^* \bar{d}_k P_R d_j, \\ \mathcal{L}_{\text{int}}^t &= -\lambda_{ijk}'[\tilde{u}_{jL}\bar{d}_k P_L e_i + \tilde{d}_{kR}^* \bar{e}_i P_L u_j] - \lambda_{ijk}^*[\tilde{u}_{jL}^* \bar{e}_i P_R d_k + \tilde{d}_{kR}\bar{u}_j P_R e_i^c].\end{aligned}\quad (2)$$

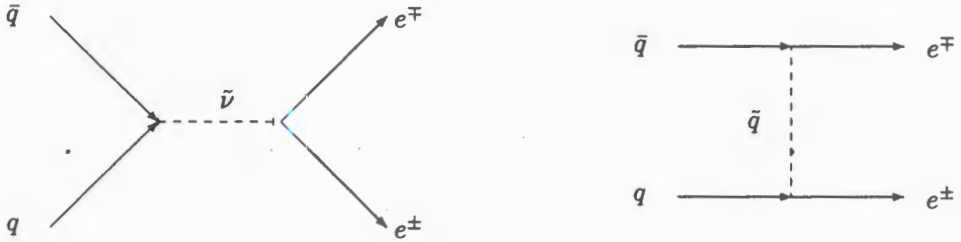


Рис. 2. Кварк-лептонные s - и t -канальные вклады в распад η -мезона в SUSY

Трилинейные, нарушающие R -четность в лептонном секторе SUSY константы связи λ , асимметричны по первым двум индексам, $\lambda_{ijk} = -\lambda_{jik}$, где i, j, k — индексы поколений. Здесь $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)$.

Эффективный лагранжиан, описывающий процесс $\bar{q}q \rightarrow e^+e^-$ на основании t -канального обмена тяжелыми скварками, имеет вид:

$$\begin{aligned}-\mathcal{L}_{\text{eff}}^t &= \left\{ \frac{|\lambda_{ijk}|^2}{4m_{\tilde{u}_L}^2} (\bar{d}_R^* \gamma_\mu d_R^k) - \frac{|\lambda_{ijk}'|^2}{4m_{\tilde{d}_R}^2} (\bar{u}_L^j \gamma_\mu u_L^j) \right\} \cdot (\bar{e}_L^i \gamma^\mu e_L^i) \\ &= \left\{ \frac{|\lambda_{ijk}'|^2}{4m_{\tilde{u}_L}^2} (\bar{d}_R^* \gamma_\mu (1 + \gamma_5) d^k) - \frac{|\lambda_{ijk}'|^2}{4m_{\tilde{d}_R}^2} (\bar{u}^j \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u^j) \right\} \cdot (\bar{e}_L^i \gamma^\mu e_L^i).\end{aligned}\quad (3)$$

Эффективный лагранжиан s -канального вклада тяжелого sneйтрино в данный процесс дается формулой

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^s = 2 \frac{\lambda_{ijj} \lambda_{ikk}'}{m_{\tilde{\nu}_{iL}}^2} (\bar{e}_j P_L e_j) (\bar{d}_k P_R d_k) + 2 \frac{\lambda_{ijj}^* \lambda_{ikk}'}{m_{\tilde{\nu}_{iL}}^2} (\bar{e}_j P_R e_j) (\bar{d}_k P_L d_k). \quad (4)$$

Вследствие использования условия PCAC,

$$\begin{aligned}\langle \eta(p) | \bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u(0) | 0 \rangle &= \langle \eta(p) | \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d(0) | 0 \rangle = \frac{if_\pi}{\sqrt{3}} p_\mu, \\ \langle \eta(p) | \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s(0) | 0 \rangle &= -\frac{2if_\pi}{\sqrt{3}} p_\mu,\end{aligned}$$

и отсутствия в составе η -мезона тяжелых кварков,

$$\langle \eta(p) | \bar{c} \gamma_\mu \gamma_5 c | 0 \rangle = \langle \eta(p) | \bar{b} \gamma_\mu \gamma_5 b | 0 \rangle = \langle \eta(p) | \bar{t} \gamma_\mu \gamma_5 t | 0 \rangle = 0,$$

полный матричный элемент рассматриваемого распада, учитывающий s - и t -канальные вклады, принимает вид (для электрона $j = 1$):

$$T_{\text{total}}(\eta \rightarrow e^+ e^-) = (\mathcal{T}_L^j + \mathcal{S}_L^j) \bar{u}_L^j v_R^j + (\mathcal{T}_R^j + \mathcal{S}_R^j) \bar{u}_R^j v_L^j, \quad (5)$$

$$\begin{aligned}\mathcal{T}_R^j &= -\frac{im_e f_\pi}{4\sqrt{3}} \left\{ \frac{|\lambda'_{ji1}|^2}{m_{u_L}^2} - 2 \frac{|\lambda'_{ji2}|^2}{m_{u_L}^2} + \frac{|\lambda'_{j1k}|^2}{m_{d_R}^2} \right\} = -\mathcal{T}_L^j, \\ \mathcal{S}_R^j &= \frac{if_\pi}{\sqrt{3}} \left\{ \frac{\lambda_{ijj} \lambda_{i11}^*}{m_{\nu_{iL}}^2} \frac{m_\eta^2}{2m_d} - \frac{\lambda_{ijj} \lambda_{i22}^*}{m_{\nu_{iL}}^2} \frac{m_\eta^2}{m_s} \right\}, \\ \mathcal{S}_L^j &= -\frac{if_\pi}{\sqrt{3}} \left\{ \frac{\lambda_{ijj}^* \lambda'_{i11}}{m_{\nu_{iL}}^2} \frac{m_\eta^2}{2m_d} - \frac{\lambda_{ijj}^* \lambda'_{i22}}{m_{\nu_{iL}}^2} \frac{m_\eta^2}{m_s} \right\}.\end{aligned}$$

Для ширины распада $\eta \rightarrow ll$ (где l — e и/или μ), который обусловлен только SUSY-каналами распада (рис.1) имеется формула [3]

$$\Gamma(\eta \rightarrow l_j^\pm l_j^\mp) = \frac{m_\eta}{4\pi} |\mathcal{T}_R^j + \mathcal{S}_R^j|^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{m_\eta^2}\right)^2.$$

Откуда, пренебрегая малым множителем $\left(1 - \frac{m_l^2}{m_\eta^2}\right)^2$, можно получить:

$$\begin{aligned}\Gamma(\eta \rightarrow l_j^+ l_j^-) &= \\ &= \frac{m_\eta f_\pi^2}{12\pi} \left| \frac{m_l |\lambda'_{ji1}|^2}{4m_{u_L}^2} - \frac{m_l |\lambda'_{ji2}|^2}{2m_{u_L}^2} + \frac{m_l |\lambda'_{j1k}|^2}{4m_{d_R}^2} - \frac{\lambda_{ijj} \lambda_{i11}^*}{m_{\nu_{iL}}^2} \frac{m_\eta^2}{2m_d} + \frac{\lambda_{ijj} \lambda_{i22}^*}{m_{\nu_{iL}}^2} \frac{m_\eta^2}{m_s} \right|^2.\end{aligned} \quad (6)$$

Экспериментальные ограничения $\Delta(l_j l_j)$, налагаемые на относительную вероятность соответствующих мод распада в виде

$$\frac{\Gamma(\eta \rightarrow l_j^+ l_j^-)}{\Gamma_\eta} \leq \Delta(l_j l_j),$$

позволяют найти ограничения на отдельные значения λ или их произведений в рамках общепринятого предположения об отсутствии так называемого “fine-tuning” между

отдельными слагаемыми в выражении для ширины распада (6). Это предположение позволяет сравнивать с $\Delta(il)$ каждый член суммы по отдельности:

$$\begin{aligned} \sqrt{\Delta(l_j l_n)} \frac{\sqrt{3\pi\Gamma_\eta}}{\sqrt{m_\eta f_\pi}} \frac{8}{\sqrt{m_e m_\mu}} &> \frac{|\lambda'_{ji1} \lambda'^*_{ni1}|}{m_{u_L}^2}, \\ \sqrt{\Delta(l_j l_n)} \frac{\sqrt{3\pi\Gamma_\eta}}{\sqrt{m_\eta f_\pi}} \frac{4}{\sqrt{m_e m_\mu}} &> \frac{|\lambda'_{ji2} \lambda'^*_{ni2}|}{m_{u_L}^2}, \\ \sqrt{\Delta(l_j l_n)} \frac{\sqrt{3\pi\Gamma_\eta}}{\sqrt{m_\eta f_\pi}} \frac{8}{\sqrt{m_e m_\mu}} &> \frac{|\lambda'_{j1k} \lambda'^*_{n1k}|}{m_{d_R}^2}, \\ \sqrt{\Delta(l_j l_n)} \frac{\sqrt{3\pi\Gamma_\eta}}{\sqrt{m_\eta f_\pi}} \frac{4m_d}{m_\eta^2} &> \frac{|\lambda_{ijn} \lambda'_{i11}|}{m_{\nu_{iL}}^2}, \\ \sqrt{\Delta(l_j l_n)} \frac{\sqrt{3\pi\Gamma_\eta}}{\sqrt{m_\eta f_\pi}} \frac{2m_s}{m_\eta^2} &> \frac{|\lambda_{ijn} \lambda'_{i22}|}{m_{\nu_{iL}}^2}. \end{aligned}$$

При этом сделано очевидное обобщение, учитывающее также случай $\eta \rightarrow e\mu$ ($j, n = 1, 2$).

Принимая во внимание известные экспериментальные данные для рассматриваемых двухлептонных мод распада η -мезона ($f_\pi = 0,093$ ГэВ):

$$\begin{aligned} \text{масса } \eta &: m_\eta = (0,5473 \pm 0,00012) \text{ ГэВ}, \\ \text{полная ширина} &: \Gamma_\eta = (1,18 \pm 0,11) \times 10^{-6} \text{ ГэВ}, \\ \text{отношение} &: \Gamma(e^+e^-)/\Gamma_\eta < \Delta(ee) \equiv 7,7 \times 10^{-5}, \\ \text{отношение} &: \Gamma(\mu^+\mu^-)/\Gamma_\eta = \Delta(\mu\mu) \equiv (5,8 \pm 0,8) \times 10^{-6}, \\ \text{отношение} &: \Gamma(\mu^+e^- + \mu^-e^+)/\Gamma_\eta < \Delta(e\mu) \equiv 6 \times 10^{-6}, \end{aligned}$$

получаем следующие ограничения:

$$\begin{aligned} \text{из } \eta \rightarrow ee & \quad 6,659 \text{ ГэВ}^{-2} \geq |\lambda'_{i11}|^2/m_{u_L}^2, \\ & \quad 3,329 \text{ ГэВ}^{-2} \geq |\lambda'_{i12}|^2/m_{u_L}^2, \\ & \quad 6,659 \text{ ГэВ}^{-2} \geq |\lambda'_{i1k}|^2/m_{d_R}^2, \\ & \quad 0,284 \times 10^{-4} \text{ ГэВ}^{-2} \geq |\lambda_{i11} \lambda'_{i11}|/m_{\nu_{iL}}^2, \\ & \quad 0,426 \times 10^{-3} \text{ ГэВ}^{-2} \geq |\lambda_{i11} \lambda'_{i22}|/m_{\nu_{iL}}^2; \\ \text{из } \eta \rightarrow e\mu & \quad 0,3284 \times 10^{-2} \text{ ГэВ}^{-2} \geq |\lambda'_{2i1}|^2/m_{u_L}^2, \\ & \quad 0,1642 \times 10^{-2} \text{ ГэВ}^{-2} \geq |\lambda'_{2i2}|^2/m_{u_L}^2, \\ & \quad 0,3284 \times 10^{-2} \text{ ГэВ}^{-2} \geq |\lambda'_{21k}|^2/m_{d_R}^2, \\ & \quad 0,2895 \times 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2} \geq |\lambda_{i22} \lambda'_{i11}|/m_{\nu_{iL}}^2, \\ & \quad 0,4342 \times 10^{-4} \text{ ГэВ}^{-2} \geq |\lambda_{i22} \lambda'_{i22}|/m_{\nu_{iL}}^2; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{из } \eta \rightarrow e\mu \quad 0,1293 \text{ ГэВ}^{-2} &\geq |\lambda'_{1i1} \lambda_{2i1}^*|/m_{u_L}^2, \\
0,06465 \text{ ГэВ}^{-2} &\geq |\lambda'_{1i2} \lambda_{2i2}^*|/m_{u_L}^2, \\
0,1293 \text{ ГэВ}^{-2} &\geq |\lambda'_{11k} \lambda_{21k}^*|/m_{d_R}^2, \\
0,7927 \times 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2} &\geq |\lambda_{i12} \lambda_{i11}^*|/m_{\nu_{iL}}^2, \\
0,1189 \times 10^{-3} \text{ ГэВ}^{-2} &\geq |\lambda_{i12} \lambda_{i22}^*|/m_{\nu_{iL}}^2.
\end{aligned}$$

Для наглядного представления этих ограничений обычно выбирают массу сфермионов 100 ГэВ. Тогда, учитывая $\lambda_{ijk} = -\lambda_{jik}$, имеем:

$$\begin{aligned}
6,659 \times 10^4 &\geq |\lambda'_{111}|^2, \quad |\lambda'_{121}|^2, \quad |\lambda'_{131}|^2; \\
3,329 \times 10^4 &\geq |\lambda'_{112}|^2, \quad |\lambda'_{122}|^2, \quad |\lambda'_{132}|^2; \\
6,659 \times 10^4 &\geq |\lambda'_{111}|^2, \quad |\lambda'_{112}|^2, \quad |\lambda'_{113}|^2; \\
0,284 &\geq |\lambda_{211} \lambda_{211}^*|, \quad |\lambda_{311} \lambda_{311}^*|; \\
4,26 &\geq |\lambda_{211} \lambda_{222}^*|, \quad |\lambda_{311} \lambda_{322}^*|; \\
32,84 &\geq |\lambda'_{211}|^2, \quad |\lambda'_{221}|^2, \quad |\lambda'_{231}|^2; \\
16,42 &\geq |\lambda'_{212}|^2, \quad |\lambda'_{222}|^2, \quad |\lambda'_{232}|^2; \\
32,84 &\geq |\lambda'_{211}|^2, \quad |\lambda'_{212}|^2, \quad |\lambda'_{213}|^2; \\
0,02895 &\geq |\lambda_{122} \lambda_{111}^*|, \quad |\lambda_{322} \lambda_{311}^*|; \\
0,4342 &\geq |\lambda_{122} \lambda_{122}^*|, \quad |\lambda_{322} \lambda_{322}^*|; \\
0,1293 \times 10^4 &\geq |\lambda'_{111} \lambda_{211}^*|, \quad |\lambda'_{121} \lambda_{221}^*|, \quad |\lambda'_{131} \lambda_{231}^*|; \\
0,06465 \times 10^3 &\geq |\lambda'_{112} \lambda_{212}^*|, \quad |\lambda'_{122} \lambda_{222}^*|, \quad |\lambda'_{132} \lambda_{232}^*|; \\
0,1293 \times 10^4 &\geq |\lambda'_{111} \lambda_{211}^*|, \quad |\lambda'_{112} \lambda_{212}^*|, \quad |\lambda'_{113} \lambda_{213}^*|; \\
0,07927 &\geq |\lambda_{212} \lambda_{211}^*|, \quad |\lambda_{312} \lambda_{311}^*|; \\
1,189 &\geq |\lambda_{212} \lambda_{222}^*|, \quad |\lambda_{312} \lambda_{322}^*|.
\end{aligned}$$

Итак, в целом оказывается, что найденные здесь ограничения как на квадраты трилинейных параметров нарушения R -четности, так и на их произведения, не могут составлять конкуренцию уже имеющимся в литературе [8]– [16]. Однако рассмотренные лептонные распады $\eta \rightarrow l_i l_j$ позволяют извлечь совершенно новые ограничения на произведения трилинейных параметров нарушения R -четности, которые недоступны для непосредственного измерения в других процессах:

$$\begin{aligned}
|\lambda_{211} \lambda_{222}^*| &\leq 4,260, & |\lambda_{311} \lambda_{322}^*| &\leq 4,260, \\
|\lambda_{122} \lambda_{111}^*| &\leq 0,029, & |\lambda_{322} \lambda_{311}^*| &\leq 0,029, \\
|\lambda_{122} \lambda_{122}^*| &\leq 0,434, & |\lambda_{322} \lambda_{322}^*| &\leq 0,434, \\
|\lambda_{212} \lambda_{222}^*| &\leq 1,189, & |\lambda_{312} \lambda_{322}^*| &\leq 1,189, \\
|\lambda_{212} \lambda_{211}^*| &\leq 0,079 & (\text{при } m_{\tilde{f}} = 100 \text{ ГэВ}).
\end{aligned}$$

Имеются также ограничения на такие произведения, которые определяют двухлептонный распад π^0 -мезона (показаны ниже в скобках),

$$\begin{aligned} |\lambda_{211} \lambda_{211}^*| &\leq 0,284, & |\lambda_{311} \lambda_{311}^*| &\leq 0,284 \quad (\leq 0,15), \\ |\lambda_{312} \lambda_{311}^*| &\leq 0,079 \quad (\leq 0,14). \end{aligned}$$

Как видно, последнее ограничение вдвое более жесткое по сравнению с извлеченным из распада пиона.

Автор выражает благодарность С.Г.Коваленко за полезные обсуждения и Н.А.Русаквичу за постоянный интерес к этой теме.

Литература

1. Nilles H.P. — Phys. Rep., 1984, 110, p.1;
Nath P., Arnowitt R., and Chamseddine A.H. — *Applied N=1 Supergravity*, World Scientific, Singapore, 1984;
Haber H.E. and Kane G.L. — Phys. Rep., 1985, 117, p.75.
2. Hirsch M., Klapdor-Kleingrothaus H.V., and Kovalenko S.G. — Phys. Rev., 1996, D53, p.1329.
3. Jihn E. Kim, Pyungwon Ko, and Dae-Gyu Lee. — Phys. Rev., 1997, D56, p.100; hep-ph/9701381.
4. Langacker P. — Phys. Rep., 1981, 72, p.185.
5. Farrar G. and Fayet P. — Phys. Lett., 1978, B76, p.575;
Weinberg S. — Phys. Rev., 1982, 26, p.287;
Sakai N., and Yanagida T. — Nucl. Phys., 1982, B197, p.533;
Aulakh C.S. and Mohapatra R. — Phys. Lett., 1982, B119, p.136.
6. Hall L.J. and Suzuki M. — Nucl. Phys., 1984, B231, p.419;
Ellis J. et al. — Phys. Lett., 1985, B150, p.142;
Ross G.G. and Valle J.W.F. — Phys. Lett., 1985, B151, p.375;
Dawson S. — Nucl. Phys., 1985, B261, p.297;
Hall L.J. — Mod. Phys. Lett., 1990, A5, p.467.
7. Faessler A., Kovalenko S., and Šimkovic F. — Phys. Rev., 1998, D57, 055004; hep-ph/9712535.
8. Agashe K. and Graesser M. — Phys. Rev., 1996, D54, p.4445;
Choudhury D. and Roy P. — Phys. Lett., 1996, B378, p.153.
9. Barger V., Giudice G.F., and Han T. — Phys. Rev., 1989, 40, p.2987.
10. Bhattacharyya G. and Choudhury D. — Mod. Phys. Lett., 1995, A10, p.1699.
11. Godbole R., Roy P., and Tata X. — Nucl. Phys., 1993, B401, p.67.

12. Bhattacharyya G., Ellis J., and Sridhar K. — Mod. Phys. Lett., 1995, A10, p.1583.
13. Choudhury D. — Phys. Lett., 1996, B376, p.201.
14. Baer H., Kao C., and Tata X. — Phys. Rev., 1995, D51, p.2180 and references therein.
15. Bhattacharyya G., Choudhury D., and Sridhar K. — Phys. Lett., 1995, B349, p.118.
16. Ghosh D.K., Raychaudhuri S., and Sridhar K. — hep-ph/9608352.

УДК 539.142.3+539.172.2

CHARGE FORM FACTORS AND ALPHA-CLUSTER INTERNAL STRUCTURE OF ^{12}C

**V.K.Lukyanov¹, E.V.Zemlyanaya¹, D.N.Kadrev², A.N.Antonov²,
K.Spasova³, G.S.Anagnostatos⁴, P.Ginis⁵, J.Giapitzakis⁵**

The transition densities and form factors of 0^+ , 2^+ , and 3^- states in ^{12}C are calculated in alpha-cluster model using the triangle frame with clusters in the vertices. The wave functions of nucleons in the alpha clusters are taken as they were obtained in the framework of the models used for the description of the ^4He form factor and momentum distribution which are based on the one-body density matrix construction. They contain effects of the short-range NN correlations, as well as the d -shell admixtures in ^4He . Calculations and the comparison with the experimental data show that visible effects on the form and magnitude of the ^{12}C form factors take place, especially at relatively large momentum transfers.

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

Зарядовые формфакторы и внутренняя структура альфа-кластеров ядра ^{12}C

В.К.Лукьянов и др.

Рассчитаны переходные плотности и формфакторы 0^+ , 2^+ и 3^- -состояний ядра ^{12}C с использованием альфа-кластерной модели на базе треугольного каркаса с кластерами в его вершинах. Волновые функции нуклонов в альфа-кластерах взяты из расчетов в рамках моделей ядра ^4He , которые основаны на различных конструкциях одночастичной матрицы плотности с параметрами, полученными подгонкой формфакторов и импульсных распределений нуклонов ^4He . В этих моделях включались как короткодействующие NN -корреляции, так и примеси $1d$ -оболочки в ^4He . Расчеты и их сравнения с экспериментом показывают, что наблюдается заметное влияние изменения структуры альфа-кластеров на форму и величину формфакторов ядра ^{12}C , особенно в области больших передач импульса.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

¹Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow Region, Russia

²JINRNE, Bulgarian Academy of Sciences, Sofia 1784, Bulgaria

³Shoumen University "Bishop Konstantin Preslavsky", Shoumen, 9712, Bulgaria

⁴JNP, NCSR "Demokritos", Aghia Paraskevi-Attiki, 15310 Greece

⁵University of Patras, School of Engineering, Patra, 26110 Greece

1. INTRODUCTION

Many investigations in the last decade are devoted to the residual NN correlations in nuclei, especially in processes with large momentum transfers. In this connection, a great attention is paid to studying mesonic and quark degrees of freedom in nuclei at short distances. Therefore, it is important to develop the well-grounded models for construction of realistic many-body wave functions and thus to exclude, e.g., a possible substitution of the NN-correlation effects by an approachable parameterization of the mean-field potential.

This work aims to test the models for calculating the one-body density matrix developed in [1–7] which have been applied to describe the form factor and the momentum distribution in ${}^4\text{He}$. In these considerations the role of the short-range NN correlations is analysed, as well as the influence of the d -shell admixtures to the ${}^4\text{He}$ wave function. The introduction of both ingredients needs some parameters which cannot be established unambiguously if one uses the ${}^4\text{He}$ data themselves. From this point of view one can hope to preclude the ambiguity by considering ${}^4\text{He}$ to be inside ${}^{12}\text{C}$, the latter being linked of alpha clusters. On the other hand, it is interesting to study the role of the other surrounding nucleons which makes it possible to renormalize the residual NN interactions with the increasing of the atomic number of the system. To this aim one should deal with an appropriate cluster model which presents itself in a good light, i.e., includes antisymmetrization over all nucleons and creates the low-lying collective states, inherent in a semihard internal construction of ${}^{12}\text{C}$ with clusters in the fixed positions. We have selected the alpha-cluster model implemented in [8] and then developed for calculations of form factors in [9–11]. As a first step, only one possible configuration, namely three alpha clusters in the vertices of an equilateral triangle in ${}^{12}\text{C}$, has been considered. One should remember also that the linear frame for a disposition of alpha clusters can bring some additional effects on the form factors (see, e.g., [12]).

2. WAVE FUNCTIONS OF NUCLEONS IN ${}^4\text{He}$

In this section we give a brief review of a one-body matrix approach used for consideration of basic properties of nuclei and, in particular, to construct the respective one-body functions which can be considered as realistic one-nucleon wave functions in a given nucleus. In this direction, a sufficient success was achieved in explanation of form factors and one-nucleon momentum distributions of the double closed-shell nuclei as well as their binding energies and rms radii (see, e.g., [6, 7]).

The procedure consists in the following steps. First, one should calculate the one-body density matrix (OBDM) associated with the ground state A-nucleon wave function $\Psi^{(A)}$

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \Psi^{(A)} | a^\dagger(\mathbf{r}) a(\mathbf{r}') | \Psi^{(A)} \rangle. \quad (2.1)$$

Subsequently, one needs to introduce the so-called natural orbitals $\psi_\alpha(\mathbf{r})$ [13] and overlap functions $\phi_\alpha(\mathbf{r})$ [14] both related to the single-particle wave function of the nucleon $u_\alpha(\mathbf{r})$ in the A-nucleus. Natural orbitals are defined as a complete orthonormal set of functions which diagonalize the OBDM (2.1) with occupation numbers N_α

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{\alpha} N_{\alpha} \psi_{\alpha}^*(\mathbf{r}) \psi_{\alpha}(\mathbf{r}'), \quad (2.2)$$

where $\psi_\alpha(\mathbf{r}) = \psi_{nl}(r)Y_{lm}(\Omega, \sigma)$ for spherical nuclei. Also, inserting between a operators in (2.1) the complete set of the residual $(A-1)$ -nucleus wave functions $\Psi_\alpha^{(A-1)}$ one gets

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_\alpha \phi_\alpha^*(\mathbf{r})\phi_\alpha(\mathbf{r}') \quad \text{with} \quad \phi_\alpha(\mathbf{r}) = \phi_{nl}(r)Y_{lm}(\Omega, \sigma), \quad (2.3)$$

where by definition

$$\phi_\alpha(\mathbf{r}) = \langle \Psi_\alpha^{(A-1)} | a(\mathbf{r}) | \Psi^{(A)} \rangle \quad (2.4)$$

is the overlap function corresponding to the state α of the residual nucleus. In the following we will use in our work the results for ${}^4\text{He}$ which have been obtained in the frameworks of two different methods developed for calculations of natural orbitals [4] and [5], respectively, and the method to calculate the overlap functions [1–3]. Here we give briefly the three approaches for obtaining the nucleon s.p. wave function in ${}^4\text{He}$.

First approach. In the method suggested in [15], the radial part of the natural orbitals is expanded in terms of three single-particle wave functions

$$\psi_{nl}(r) = \sum_{n_1=1,2,3} C_{n_1}^{nl} \varphi_{n_1 l}(r). \quad (2.5)$$

Here the coefficients $C_{n_1}^{nl}$ satisfy the orthonormalization conditions, and the s.p. wave functions $\varphi_{n_1 l}(r)$ are taken in the form corresponding to the square-well (SW) and the harmonic-oscillator (HO) potentials. In Ref.4, in the framework of this method calculations of the ${}^4\text{He}$ one-body density matrix, the density distribution, as well as of the momentum distribution have been performed. The parameters of the potentials, the occupation numbers N_{nl} and the coefficients $C_{n_1}^{nl}$ were fitted so that to give the best fit to the form factors and the momentum distribution behaviour. As a result, the phenomenological one-nucleon natural orbitals in ${}^4\text{He}$ have been obtained, and in our work they are utilized as single-nucleon wave functions in the construction of the alpha-cluster wave functions of ${}^{12}\text{C}$.

Second approach. Another method to obtain the nucleon wave function in ${}^4\text{He}$ using the natural orbital representation was developed in [5]. It consists in determining of proper natural orbitals and occupation numbers which give a realistic description of both density and momentum distributions in ${}^4\text{He}$:

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi} (2\lambda_{1s} |R_{1s}(r)|^2 + 10\lambda_{1d} |R_{1d}(r)|^2), \quad (2.6)$$

$$n(k) = \frac{1}{4\pi} (2\lambda_{1s} |R_{1s}(k)|^2 + 10\lambda_{1d} |R_{1d}(k)|^2), \quad (2.7)$$

with $2\lambda_{1s} + 10\lambda_{1d} = 2$, where λ_{1s} and λ_{1d} are the occupation numbers and R_{1s} and R_{1d} are the natural orbitals accounting for the short-range NN correlations. These orbitals have been chosen to be s.p. wave functions corresponding to the multiharmonic Hamiltonian of the Isomorphic Shell Model [16, 17]. By fitting the values of both oscillator parameters (for 1s and 1d state) and one of the occupation numbers, a good description of the density and momentum distributions as well as of the charge rms radius and the mean-kinetic energy has been achieved in [5]. It was obtained that the hole-state natural orbital $R_{1s}(r)$ is the expected one from the mean-field approximation, while the particle-state natural orbital $R_{1d}(r)$ can be interpreted as describing the internal (collective) rotation of nucleons in ${}^4\text{He}$, which is also

supported in [18]. It has been pointed out that the function $R_{1d}(r)$ is responsible for the high-momentum components of $n(k)$, for the large value of the mean-kinetic energy, for the small increase of the radius and for the bump of the point proton density distribution [5, 19].

In our calculations of the form factors we use the following radial nucleon wave function in ^4He related to the density distribution (2.6) and normalized to unity:

$$R(r) = \sqrt{2\pi\rho(r)}. \quad (2.8)$$

Third approach. The method which has been applied to calculate the overlap functions starts from the definition of the OBDM:

$$\rho(r, r') = C_A \int \Psi^{(A)*}(r, r_2, \dots, r_A) \Psi^{(A)}(r', r_2, \dots, r_A) dr_2 \dots dr_A, \quad (2.9)$$

where C_A is the normalization constant and in the mean-field approximation $\Psi^{(A)}$ is a Slater determinant built from the s.p. wave functions. It is shown in [1, 2] that the standard Hartree-Fock approximation with the Skyrme forces, usually used for the Ψ calculations, cannot reproduce the one-nucleon high-momentum distributions. Instead, these components can be obtained in the framework of the density matrix method if one includes in $\Psi^{(A)}$ the short-range Jastrow correlation factor $f(r) = 1 - \exp(-\beta^2 r^2)$. For the double closed-shells nuclei calculations of (2.9) have been performed in [2] analytically making use of the code REDUCE and the HO s.p. wave functions. In the next step, one can use the density matrix (2.3) in order to obtain the overlap functions. Following [14], the respective restoration method was developed in [3]. To this aim one uses the known asymptotic behaviour of the bound-state functions, in particular, for

$$\phi_{nlj}(r) \rightarrow B_{nlj} \exp(-k_{nlj} r)/r, \quad (2.10)$$

where

$$k_{nlj} = \hbar^{-1} \sqrt{2m(E_{nlj}^{(A-1)} - E_0^{(A)})} \quad (2.11)$$

depends on the separation energy $E_\alpha = E_{nlj}^{(A-1)} - E_0^{(A)}$.

The asymptotic form of the overlap functions (2.10) determines the asymptotic behaviour of the respective radial part of the OBDM $\rho_{lj}(r, r')$ in (2.3). It is shown in [14] that at large values of $r' \equiv a \rightarrow \infty$ one can derive the lowest bound state overlap function by means of the radial part of the OBDM:

$$\phi_{n_0lj}(r) = \frac{\rho_{lj}(r, a)}{B_{n_0lj} \exp(-k_{n_0lj} a)/a} \quad (2.12)$$

as well as the separation energy

$$\epsilon_{n_0lj} = \hbar^2 k_{n_0lj}^2 / 2m \quad (2.13)$$

and the spectroscopic factor as the norm of the overlap function $S_{n_0lj} = \langle \phi_{n_0lj} | \phi_{n_0lj} \rangle$. The coefficient B_{n_0lj} can be obtained from the asymptotic form of the diagonal part of the radial OBDM:

$$\rho_{lj}(a, a) \rightarrow |B_{n_0lj}|^2 \exp(-2k_{n_0lj} a)/a^2. \quad (2.14)$$

As shown in [14], the overlap functions for all bound states of the $(A - 1)$ nucleus can be in principle constructed from the OBDM repeating the above procedure.

The natural orbitals $\psi_{1s}(r)$ from Eq.(2.5) obtained in [4] using HO and SW single-particle wave functions $\varphi_{ns}(r)$, the function $R(r)$ (2.8) based on the results from [5] and the overlap function $\phi_{1s_{1/2}}$ (2.12) obtained by calculations following [3] are used to calculate the form factors and the transition densities of 0^+ , 2^+ , and 3^- states in the ^{12}C nucleus.

3. BASIC RELATIONSHIPS IN THE ALPHA-CLUSTER MODEL

For the calculations of quantities in ^{12}C we have used the model [8] developed for alpha-cluster nuclei and then adjusted in [9–11] for the form factor consideration. In the model the projection procedure is used to generate rotational states $|JMK\pi\rangle$ from the many-body wave function $U_\pi(\mathbf{R})$ where vectors $\mathbf{R} = \{\mathbf{R}_i\}$ stand for the positions of the alpha clusters in the nucleus:

$$\frac{8\pi^2 N_{JK\pi}^{1/2}}{2J+1} |JMK\pi\rangle = \int d\Theta D_{MK}^J(\Theta) \hat{R}(\Theta) U_\pi(\mathbf{R}) = \int d\Theta D_{MK}^J(\Theta) U_\pi(\mathbf{S}). \quad (3.1)$$

Here $N_{JK\pi}^{1/2}$ is the normalization constant, and

$$U_{\pi=\pm 1}(\mathbf{R}) = U(\mathbf{R}) \pm U(-\mathbf{R}) \quad (3.2)$$

depends on the parity and is expressed through the antisymmetrized function

$$U(\mathbf{R}) = \sum_p \epsilon_p \prod_{a=1}^A u_a(pa), \quad (3.3)$$

where $\epsilon_p = +1$ or -1 corresponds to even or odd permutations of nucleons, respectively, and the wave functions of nucleons u_p are related to the centers i of the alpha clusters in the nucleus:

$$u_a(pa) = u_a(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) = \chi_\sigma \chi_\tau u(|\mathbf{r} - \mathbf{R}_i|). \quad (3.4)$$

The total nuclear wave function is composed of $|LMK\pi\rangle$ as follows

$$|JM\pi\rangle = \sum_K C_K^J |JMK\pi\rangle, \quad (3.5)$$

where the superposition coefficients C_K^J are obtained using the D_{3h} -symmetry properties of the equilateral triangle with alpha clusters in vertices which is selected as a frame for ^{12}C :

$$K = 0, \pm 3, \pm 6, \dots; \quad P_\pi = (-1)^K; \quad C_K^J = (-1)^J C_{-K}^J. \quad (3.6)$$

The transition matrix element between nuclear states for the charge density operator reads

$$\langle LM|\hat{\rho}|00\rangle = \langle L0|\mathcal{P}_{L0}|00\rangle Y_{LM}^*(\hat{r}) = \rho_L(r) Y_{LM}^*(\hat{r}), \quad (3.7)$$

where

$$\mathcal{P}_{L0} = \sum_{k=1}^A \mathcal{P}_{LM}^{(k)} = \sum_{k=1}^A \frac{e_k}{Z} \delta(r - r_k) \frac{1}{r^2} Y_{LM}^*(\hat{r}_k), \quad (3.8)$$

so that for elastic scattering we have $\rho_0(r) = (4\pi)^{1/2} \rho(r)$ with $\rho(r)$ being the spherically symmetrical nuclear charge density distribution normalized to unity.

Substituting (3.5) with (3.1) into (3.7) one can obtain the expression for the radial transition densities [9]- [11],

$$\rho_L = \frac{1}{4\pi^2 N_{00\pi_0}^{1/2}} \sum_K C_K^L N_{LK\pi}^{-1/2} \int d\Theta [\langle U(\mathbf{R}) | \mathcal{P}_{LK} | U(\mathbf{S}) \rangle + P_{\pi_0} \langle U(\mathbf{R}) | \mathcal{P}_{LK} | U(-\mathbf{S}) \rangle], \quad (3.9)$$

where

$$\langle U(\mathbf{R}) | \mathcal{P}_{LK} | U(\epsilon \mathbf{S}) \rangle = 2[\det B_{ij}(\epsilon)]^3 \sum_{n=1}^A \det B_{ij}^{(n)LK}(\epsilon), \quad (3.10)$$

$$B_{ij}^{(n)LK}(\epsilon) = \langle u(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) | \mathcal{P}_{LK}^{(i)} | u(\mathbf{r} - \epsilon \mathbf{S}_j) \rangle + B_{ij}(\epsilon)(1 - \delta_{ni}), \quad (3.11)$$

$$B_{ij}(\epsilon) = \langle u(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) | u(\mathbf{r} - \epsilon \mathbf{S}_j) \rangle. \quad (3.12)$$

Thus, the problem is reduced to calculations of the matrix elements with the wave functions of nucleons u_a belonging to the alpha clusters. They can be performed in impulse representation resulting in the certain forms for $B_{ij}(\epsilon)$ and $B_{ij}^{(i)LK}(\epsilon)$ which depend on

$$F(k) = (2\pi)^{-3/2} \frac{4\pi}{k} \int r dr \sin(kr) u(r), \quad (3.13)$$

$\cos \varphi_{ij} = (\mathbf{R}_i \mathbf{S}_j) / R_i R_j$ and the Euler angles. Then the integration in the three-dimensional integral (3.9) can be performed numerically.

The form factors of the ^{12}C nucleus are calculated taking into account the distortion of the electron waves in the Coulomb field of the nucleus within the High Energy Approximation (HEA) method [20,21]. This leads to "filling in" the zeroes of the minima inherent in the form factors calculated in the Born approximation and also "deforms" slightly the Born form factors when the electron-nucleus interaction in the entrance and exit channels has been accounted for. It turns out that for the relatively light nucleus ^{12}C these effects are not so important.

The form factors in the HEA have the form [21]:

$$F_L^2(q) = G(q) \left| \int d\mathbf{r} \frac{q^2}{\tilde{q}^2} g(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} + i\phi(\mathbf{r})) \rho_L(r) Y_{L0}^*(\hat{r}) \right|^2. \quad (3.14)$$

The functions $\tilde{q}$, $g(\mathbf{r})$ and $\phi(\mathbf{r})$ take into account the distortion of the plane waves [20]. In the plane wave Born approximation $\tilde{q} = q$, $\phi = 0$ and $g = 1$. $G(q)$ allows for the proton size and the center-of-mass motion:

$$G(q) = \exp \left[-\frac{q^2}{3} \left(\bar{R}^2(p) - \frac{\bar{R}^2(\alpha)}{A} \right) \right], \quad (3.15)$$

where $\bar{R}(p)$ and $\bar{R}(\alpha)$ are the rms charge radii of the proton and the alpha-particle in the target nucleus A.

4. RESULTS AND DISCUSSION

The transition densities and the form factors for the 0^+ , 2^+ , and 3^- states in the ^{12}C nucleus have been calculated using the theoretical scheme presented in Section 3 and nucleon wave functions described in Section 2. The results for the transition densities are given in Fig.1 and for the form factors in Fig.2 for the case when the overlap function (OV) obtained following [3] and natural orbitals [4] (with HO and SW s.p. wave functions in Eq.(2.5)) have been used. The form factors are plotted versus the effective momentum transfer

$$q_{eff} = q \left(1 + \frac{4}{3} \frac{Z}{137} \frac{1}{\bar{R}(A)E} \right) \quad (4.1)$$

which makes it possible to take into account the dependence on the energy (E) of the incident electrons, $\bar{R}(A)$ being the nucleus rms radius. The experimental data are taken from [22]. The best value of the parameter R giving the distance between the center of the equilateral triangle and the alpha cluster for each case is given as well. In Fig.3 the form

factors are presented for the case when the nucleon wave function $R(r)$ (2.8) with three sets of parameters has been used in the calculations and for the best choice of the parameter R for each form factor. The transition densities for this case will be given elsewhere.

One can see from Figs.2 and 3 a satisfactory overall agreement of the theoretical form factors obtained using different nucleon wave functions with the experimental data for the three states in ^{12}C . It can be seen that for $q_{eff} < 2.5 \text{ fm}^{-1}$ the behaviours of the form factors calculated by means of the OV and HO-natural orbital are quite similar. At the same time, the result with the SW-natural orbital is in better agreement with the empirical data, in particular for the 2^+ and 3^- states and $q_{eff} \leq 3 \text{ fm}^{-1}$. Concerning the regions of larger transfer momenta at $q_{eff} > 3 \text{ fm}^{-1}$, all the three curves deviate from the experiment. We note that for the best fit of the SW results it is necessary to choose different values for the distance R of the triangle configuration of ^{12}C for the different states. The value of R increases 1.5 times from $R = 1.3 \text{ fm}$ for the ground state 0^+ to $R = 2 \text{ fm}$ for the 3^- rotational state, i.e., the size of the nucleus increases with the increase of the excitation energy.

Much better agreement with the data is achieved using the multiharmonic oscillator (MHO) nucleon wave function $R(r)$ from

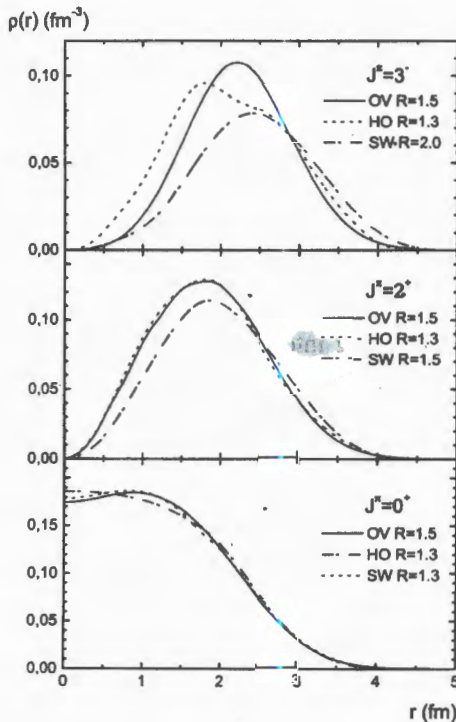


Fig. 1. The radial transition densities calculated using the overlap function (OV) obtained following [3] and natural orbitals [4] obtained by means of harmonic-oscillator (HO) and square-well (SW) s.p. wave functions in Eq.(2.5)

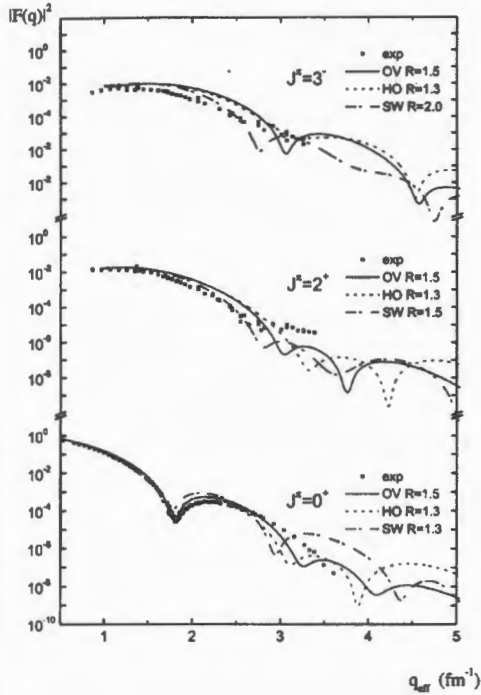


Fig. 2. Form factors of ^{12}C calculated using the functions from Fig.1 The experimental data are given by black squares. The best value of the parameter R for each case is given as well

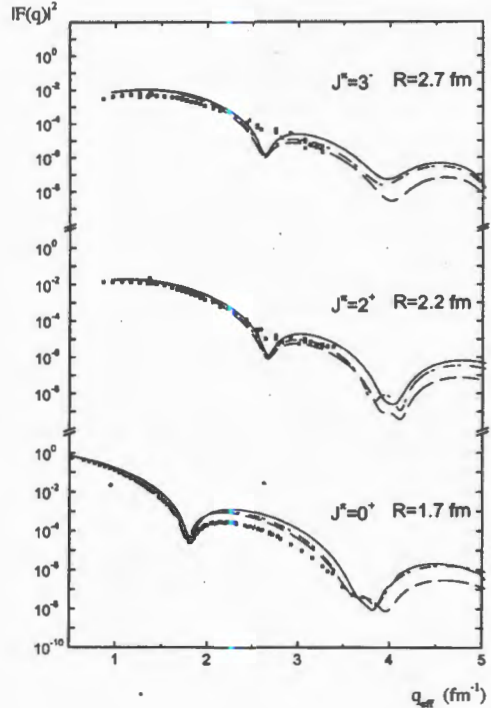


Fig. 3. Form factors of ^{12}C calculated using the nucleon wave function $R(r)$ from (2.8) using three sets of parameters. Solid line: $\lambda_{1s} = 0.55$, $\lambda_{1d} = 0.09$, $\hbar\omega_{1s} = 21.2$ MeV and $\hbar\omega_{1d} = 160$ MeV; dot-dashed line: $\lambda_{1s} = 0.70$, $\lambda_{1d} = 0.06$, $\hbar\omega_{1s} = 22.50$ MeV and $\hbar\omega_{1d} = 150$ MeV; dashed line: $\lambda_{1s} = 0.86$, $\lambda_{1d} = 0.028$, $\hbar\omega_{1s} = 25$ MeV and $\hbar\omega_{1d} = 150$ MeV

Eq.(2.8). It concerns in particular the results for the 2^+ and 3^- states (with the exception of the first minimum region) and for the 0^+ state up to $q_{eff} \approx 2 \text{ fm}^{-1}$. It can be seen from Fig.3 that the curves for the form factors have more smooth behaviour in comparison with that in Fig.2. This is obviously due to the inclusion of the $1d$ component of the nucleon wave function in the alpha-cluster wave function. One can see again as in Fig.2 that the best fit with the data can be achieved increasing the value of the parameter R 1.5 times when the excitation energy increases from 0^+ state to the 3^- state.

Concluding, we would like to note that the results of this work are obtained by using s.p. nucleon wave functions which are identified either with natural orbitals or with overlap functions based on realistic density matrices and can serve for a comparative analysis of these functions. The OBDM used give correct simultaneous descriptions of both momentum and density distributions of the ^4He nucleus which constructs the ^{12}C configuration. In this

sense the results for ^{12}C are grounded on reasonable OBDM in which the short-range NN correlations are incorporated. We emphasize that the only free parameter in our theoretical scheme is the distance R . The still remaining differences between the theoretical results and the experimental data can serve as a justification of the necessity to include into consideration an admixture of the linear cluster configuration in ^{12}C . We should note also the necessity to account for a possible change of the structure of the alpha-cluster wave functions inside the ^{12}C nucleus. In our work these wave functions have been used as they are for the ^4He nucleus. These additional studies are now in progress.

ACKNOWLEDGMENTS

Four of the authors (D.N.K., A.N.A., K.S. and G.S.A.) would like to thank the Laboratory of Theoretical Physics of JINR for the support and warm hospitality during their visits in Dubna. Three of the authors (D.N.K., A.N.A. and K.S.) thank the Bulgarian National Fund for Scientific Research for partial financial support of this work under Contract No. Phi-809 and No. MU-F-02/98 (for D.N.K.). Also V.K.L. is grateful to the Russian Foundation for Basic Research (grants No. 96-15-96423) for partial support.

References

1. Stoitsov M.V., Antonov A.N., Dimitrova S.S. — Phys. Rev., 1993, v.C47, p.R455.
2. Stoitsov M.V., Antonov A.N., Dimitrova S.S. — Phys. Rev., 1993, v.C48, p.74.
3. Stoitsov M.V., Dimitrova S.S., Antonov A.N. — Phys. Rev., 1996, v.C53, p.1254.
4. Antonov A.N., Dimitrova S.S., Gaidarov M.K., Stoitsov M.V., Grypeos M.E., Massen S.E., Ypsilantis K.N. — Nucl. Phys. A, 1996, v.597, p.163.
5. Anagnostatos G.S., Antonov A.N., Ginis P., Giapitzakis J., Gaidarov M.K. — Phys. Rev. C, 1998, v.58, p.2115.
6. Antonov A.N., Hodgson P.E., Petkov I.Zh. — Nucleon Momentum and Density Distributions in Nuclei, Clarendon Press, Oxford, 1988.
7. Antonov A.N., Hodgson P.E., Petkov I.Zh. — Nucleon Correlations in Nuclei, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1993.
8. Brink D.M., Friedrich H., Weiguny A., Wong C.W. — Phys. Lett., 1970, v.B 33, p.43.
9. Inopin E.V., Kirchakov V.S., Lukyanov V.K., Pol Yu.S. — Yad. Fiz., 1974, v.19, p.987 (in Russian).
10. Inopin E.V., Kirchakov V.S., Lukyanov V.K., Pol Yu.S. — Izv. Akad. Nauk SSSR, ser.fiz., 1975, v.39, No., p.55 (in Russian).
11. Inopin E.V., Kirchakov V.S., Lukyanov V.K., Pol Yu.S. — Ann. Phys., 1979, v.118, p.307.

12. Xie Wenfang — *Science in China* (series A), 1997, v.40, No.4, p.436;
Anagnostatos G.S. — *Phys. Rev.*, 1995, v.C 51, p.152.
13. Löwdin P.-O. — *Phys. Rev.*, 1955, v.97, p.1474.
14. Van Neck D., Waroquier M., Heyde K. — *Phys. Lett.*, 1993, v.B314, p.255.
15. Boffi S., Pacati F.D. — *Nucl. Phys. A*, 1973, v.204, p.485.
16. Anagnostatos G.S. — *Int. J. Theor. Phys.*, 1985, v.24, p.579.
17. Anagnostatos G.S. — *Can. J. Phys.*, 1992, v.70, p.361.
18. Germond J.-F., Wilkin C. — *J. Phys.*, 1987, v.G13, p.L259.
19. Anagnostatos G.S., Antonov A.N., Ginis P., Giapitzakis J., Gaidarov M.K. — *J. Phys.*, 1999, v.G25, p.69.
20. Petkov I.Zh., Lukyanov V.K., Pol' Yu.S. — *Yad. Fiz.*, 1966, v.4, p.57 (in Russian);
transl.: *Sov. J. Nucl. Phys.*, 1967, v.4, p.41.
21. Lukyanov V.K., Pol' Yu.S. — *Yad. Fiz.*, 1970, v.11, p.556 (in Russian).
22. Crannel H., Griffy T.A. — *Phys. Rev.*, 1964, v.136, p.B1580;
Crannel H. — *Phys. Rev.*, 1966, v.148, p.1107;
Sick I., McCarty J.S. — *Nucl. Phys. A*, 1970, v.150, p.631;
Reuter W., Fricke G., Merle K., Miska H. — *Phys. Rev. C*, 1982, v.26, p.806.

УДК 51-7: 539.05

INCREASING OF MUON-TRACK RECONSTRUCTION EFFICIENCY IN ME1/1 DUBNA PROTOTYPE FOR THE CMS/LHC

*I.A.Golutvin, I.M.Gramenitsky, P.V.Moissenz, S.A.Movchan,
V.V.Palichik, A.V.Zarubin*

The aim of this work is to increase the efficiency of muon track reconstruction and estimate a number of electromagnetic secondaries in the muon detector on experimental data of the Integrated Test set-up, the prototype of CMS endcap segment. The experimental data have shown that the high energy beam of muons (100 – 300 GeV) produces 20–25% of events with electromagnetic secondaries. Though the muon coordinate measurements were distorted by secondaries, we have managed to obtain a high efficiency ($\geq 92\%$) of the muon track reconstruction.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation and the Laboratory of Particle Physics.

Повышение эффективности реконструкции мюонных треков в дубненском прототипе камеры ME1/1 для эксперимента CMS/LHC

И.А.Голутвин и др.

Цель работы — увеличение эффективности реконструкции мюонных треков в мюонном детекторе за счет отделения мюонов от вторичного электромагнитного сопровождения, а также оценка этого сопровождения. Расчеты проведены на экспериментальных данных с Интегрального теста — прототипа торцевого сегмента установки CMS на строящемся в CERN ускорителе LHC. Полученные результаты показали, что для высокоэнергетического пучка мюонов (100 – 300 ГэВ) 20-25 % событий в детекторе регистрируется с электромагнитным сопровождением, однако при этом удается достичь высокой эффективности ($\geq 92\%$) реконструкции мюонных треков.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации и Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

1. INTRODUCTION

The CMS muon system should provide a good efficiency of muon track reconstruction with a high spatial resolution. It is needed for achievement of required momentum resolution [1]. The muon detector is located behind the hadronic calorimeter. High energy muons themselves produce a significant number of electromagnetic (e.m.) secondaries passing through the calorimeter matter. A part of e.m. secondaries reaches the muon detector and makes the muon track reconstruction more difficult.

The aim of this note is to estimate a number of electromagnetic secondaries using the experimental data from the muon detector (ME1/1 prototype) and obtain a high efficiency of muon track reconstruction separating muon tracks from secondaries.

2. EXPERIMENTAL SET-UP

The Integrated Test experiment was carried out to test CMS endcap prototypes. The Integrated Test set-up located at the H2 beam line of the CERN SPS accelerator is shown in Fig.1.

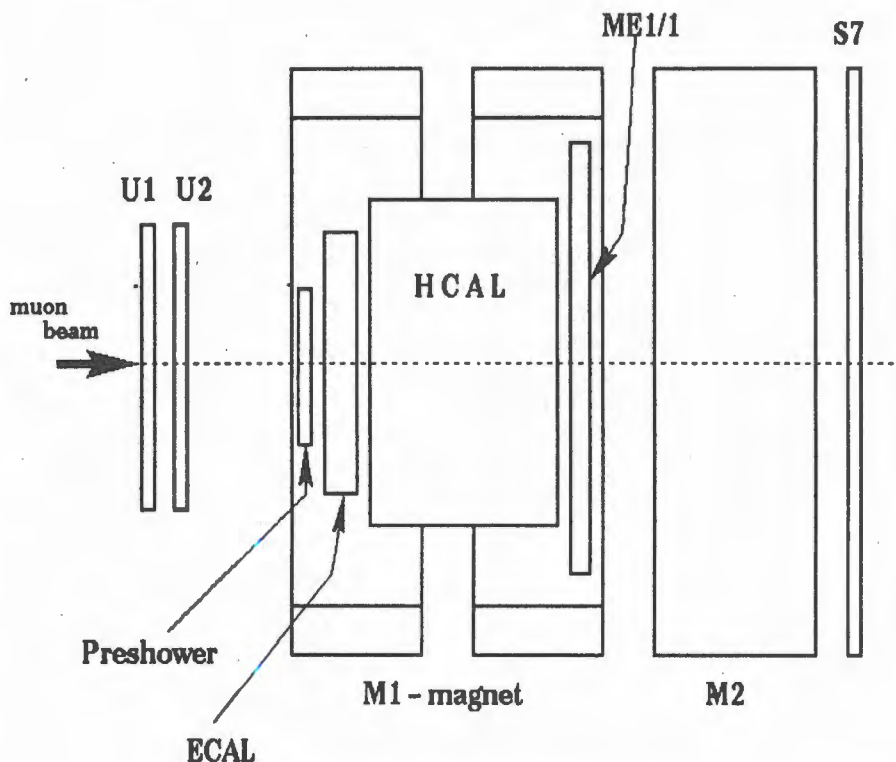


Fig. 1. The Integrated Test experimental set-up.

The prototypes of the CMS endcap preshower, the electromagnetic calorimeter (ECAL), the hadronic calorimeter (HCAL) and the muon detector (ME1/1) were placed into the superconducting magnet M1. The axial magnetic field was oriented along the beam. The value of the magnetic field in the ME1/1 was approximately equal to 2.5–3 T. Data taking was performed with a negative charge muon beam having momenta of 100, 150, 225 and 300 GeV/c. Magnet M2 (switched off) worked as an absorber (3.8 m Fe). Scintillator S7 located behind M2 was used to identify muons. Beam chambers U1 and U2 located in front of the Integrated Test set-up were used to calculate parameters of the incoming muon beam.

Cathode Strip Chamber (CSC), a full-scale prototype of the 1/36 ME1/1, worked as a muon detector of the Integrated Test set-up. CSC is a 6-layer multiwire proportional chamber with strip cathode read-out. Precise position measuring of a charged particle (about 40–60 μm per layer [2]) is obtained by determining the centre of gravity of the induced charge on the cathode strips each ~ 5 mm wide. However, in addition to muon hits, a lot of

hits in CSC is produced by e.m. secondaries (γ and e^- / e^+). Muon generates these e.m. secondaries due to ionization (δ rays, also called « δ electrons»), bremsstrahlung and direct e^+e^- -pair production. Bremsstrahlung and pair production in a region of several hundreds of GeV increase rapidly and produce full e.m. showers which can be close to a muon track and that is why the original muon position may be distorted.

3. MUON TRACKS RECONSTRUCTION

Muon events are selected from the μ -beam experimental data according to the following criteria:

- negligible energy deposition in the HCAL;
- hit in the S7 scintillator;
- anode hits within a wide road (± 55 mm) on ≥ 4 layers (anode wires are arranged to groups, 22 wires each);
- more than 3 cathode planes with clusters inside the beam profile.

There are only few percent of the events in the total number of experimental data which do not meet these requirements.

A charge induced on the cathode plane by one charged particle was distributed onto 3-5 strips. If the charged secondaries pass through the CSC layer at a distance less than 5 strips from the muon, the charges induced on the cathode overlap. This causes wide clusters (more than 5 strips). In this case we propose a procedure of splitting wide clusters into subclusters to define correctly the muon position. Because of only 10 bits of information per strip, more than 10 % of the cluster's information contain an overflow in the strip with the maximum charge.

Shape parametrization of the charge induced on the cathode allows one to reconstruct the charge at the strip with the overflow. This procedure is helpful to improve identification of the muon position.

The calculation of the x coordinate of the cathode charge distribution centroid is made using the «ratio» method [3]. Muon track candidates are chosen from the x_i array at ≥ 4 planes in a narrow half-road (± 0.5 mm) according to the algorithm shown in Fig.2.

A muon track is supposed to satisfy the following requirements:

- at least 4 x_i coordinates must be within the road of 1 mm wide and it's slope $|\alpha| < 30$ mrad;
- a track-candidate should be inside the beam profile of ± 20 mm.

After line fitting ($x^{\text{fit}} = az + b$) with the method of least squares, every track is classified.

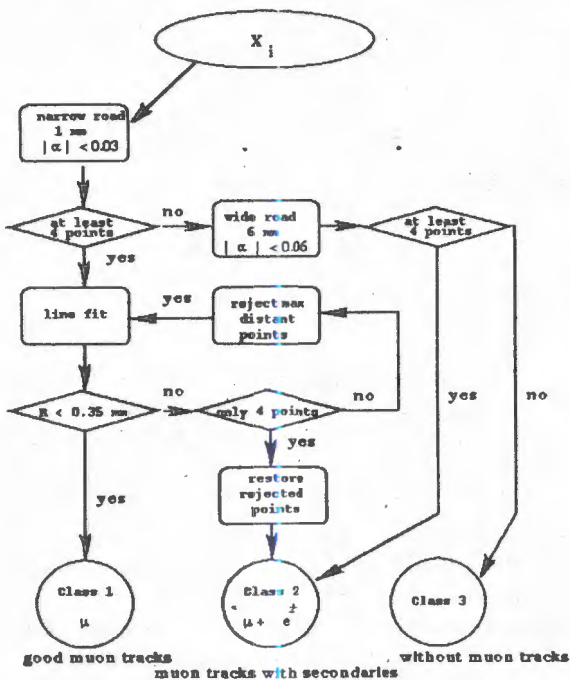


Fig. 2. The block-scheme of the algorithm of muon track reconstruction

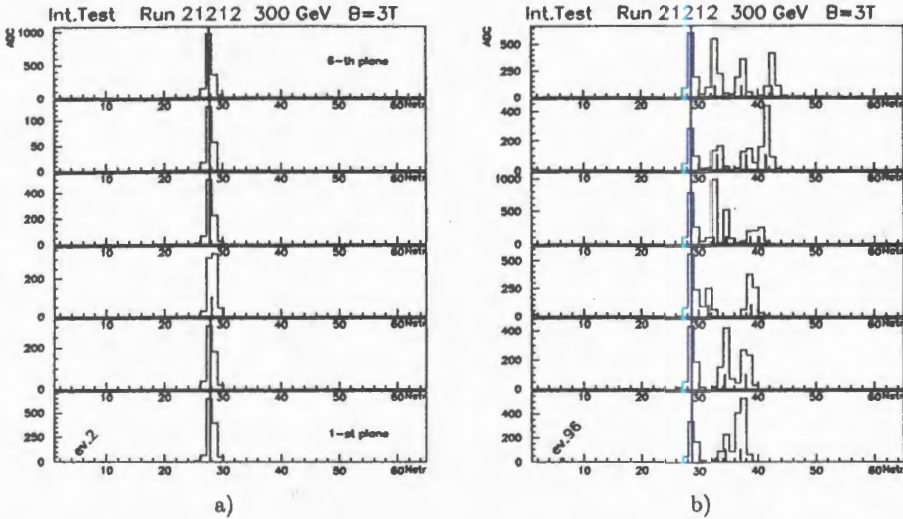


Fig. 3. a) The example of «good» μ -track event. The charge is induced on strips of the six cathode planes of the ME1/1 chamber. The reconstructed coordinates of charge distribution centroids are shown with thick segments. The track coordinates are drawn with long segments. The coordinate beyond the track is given with a short segment (on the 3rd plane). b) The example of a «good» μ -track event well separated from secondaries Muon track is selected unambiguously if within the beam-profile range

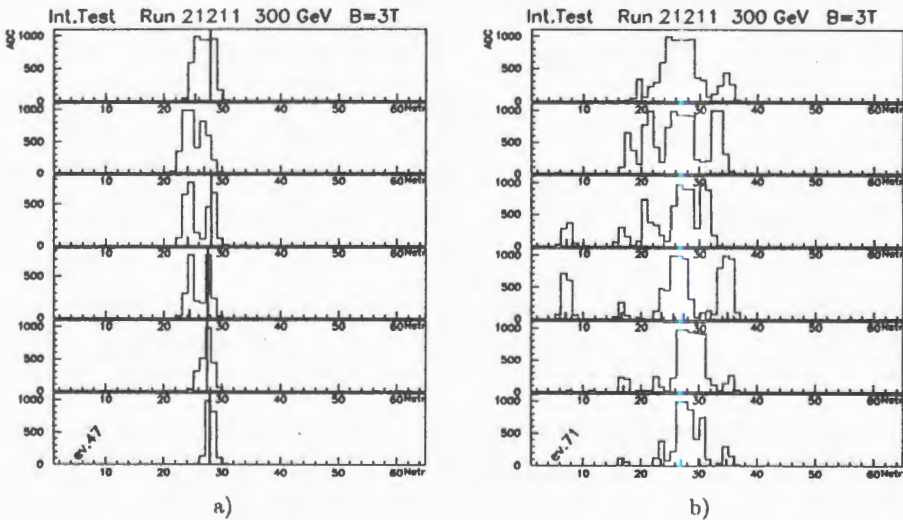


Fig. 4. a) The example of $(\mu + e)$ -track event reconstructed in a wide road. The segments indicating the track coordinates do not lie on the same line. b) The example of a «hard» event in which μ track was not reconstructed. Usually 10–20 strips are hit in succession in every plane of the chamber with the overflow in many of them

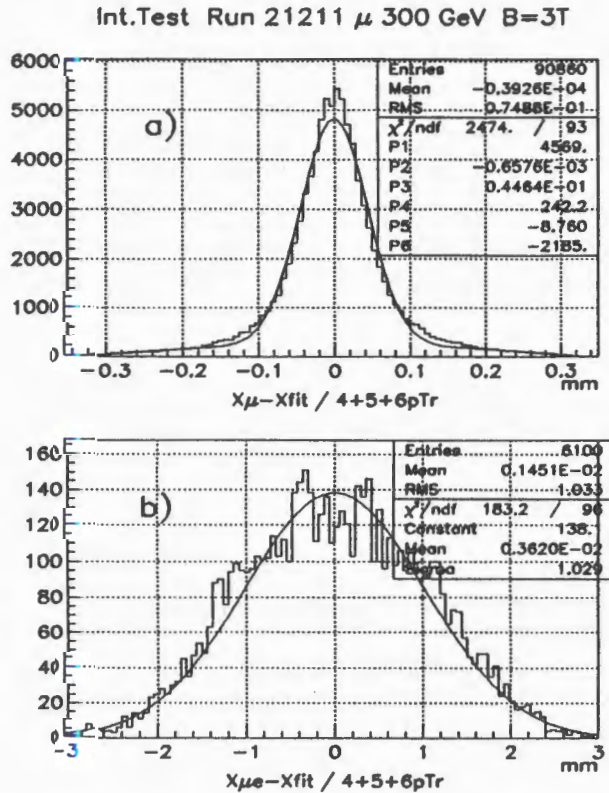


Fig. 5. The residuals $(x_i - x_i^{\text{fit}})$: a) — for «good» μ tracks (fitting with Gaussian + parabola), b) — for $(\mu + e)$ tracks (fitting with Gaussian)

(i) A «good» μ track. (1st class) must satisfy the goodness-of-fit criterion:

$$R = \sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - x_i^{\text{fit}})^2 / (n - 2)} < 0.35 \text{ mm}, \quad (1)$$

where n ($4 \leq n \leq 6$) is a number of points per one track. Examples of such events are presented in Fig.3. If a track candidate with more than 4 coordinates does not satisfy this criterion, the most distant point from the fitted line is rejected and then the track is refitted.

(ii) If the 4-point track candidate does not satisfy the criterion (1), we restore the initial track candidate including all the rejected points. We classify these tracks to be of the 2nd class, calling them « μ tracks with e.m. secondaries».

If at the beginning of the track search we cannot reveal a track candidate in some narrow road, we try to reconstruct a track in some road 6 mm wide with angles $|\alpha| < 60$ mrad. If such a track contains ≥ 4 points, we classify it as a μ track with secondaries. This is the case when secondaries distort muon measurements in several planes. The example of the event is presented in Fig.4a.

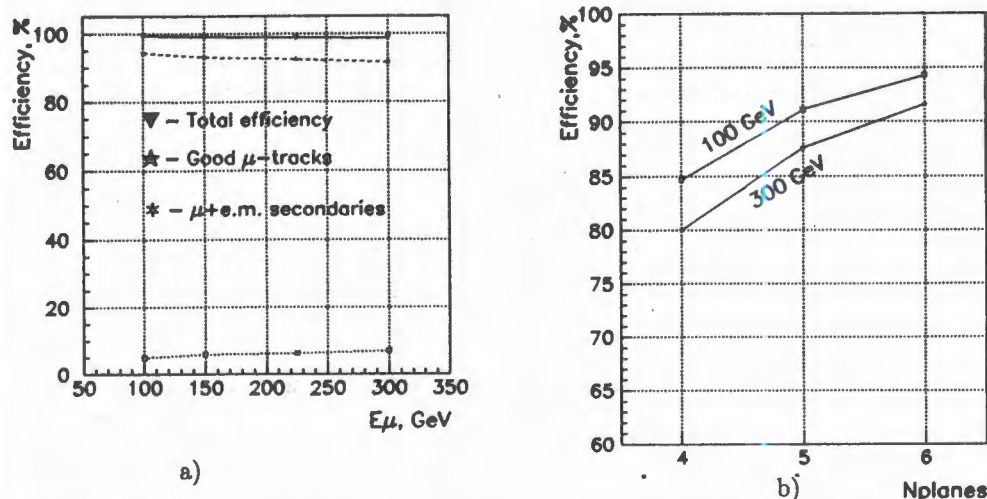


Fig. 6 a) The efficiency of muon-track reconstruction versus the energy of muon beam. The dashed line is the efficiency of «good» μ -tracks reconstruction, the dotted line — the efficiency of (μ + e.m.secondaries)-tracks reconstruction and the solid line — the sum of them. b) The muon-track reconstruction efficiency dependence on the number of layers in ME1/1 chamber

The quality of the reconstructed tracks can be illustrated by residuals ($x_i - x_i^{fit}$). In Fig.5a we present residuals for all «good» μ tracks (1st class) on all planes summarized into one histogram.

The value of mean-root-square error (RMS) is equal to 75 μ m. The «tails» seen in this histogram are caused by δ rays and secondaries passing too close to muons. Figure 5b shows residuals for the events of the 2nd class. The value of RMS is about 1 mm.

The efficiency of the 1st and 2nd class muon-track reconstruction versus the energy of the muon beam is shown in Fig.6a. One can see that the number of «good» μ tracks reduces from 94 to 91 % and the number of μ tracks with secondaries grows from 5 to 8 % while increasing the beam energy from 100 to 300 GeV.

(iii) Less than 1 % of the events contain very «hard» e.m. showers and that is why it is impossible to reconstruct any track even in the wide road (events of the 3rd class; see example in Fig.4b).

Thus, we have estimated the efficiency of the μ -track reconstruction for the 6-layer CSC. However, if some layers are lost due to technical reasons or angle reorientation of strips on these layers (to solve the problem of «ghosts»), it may become necessary to estimate the efficiency of the CSC on the number of layers less than 6.

From Fig.6b it is clear that if one layer is lost, the efficiency of a μ -track reconstruction decreases by 5 %. The reconstruction of the μ track on 4 layers results in catastrophic decreasing of efficiency up to 80 %.

4. ELECTROMAGNETIC SECONDARIES IN THE MUON DETECTOR

Simultaneously with the muon-track reconstruction we propose an algorithm of accounting a part of the events with e.m. secondaries coming into the CSC from the calorimeter.

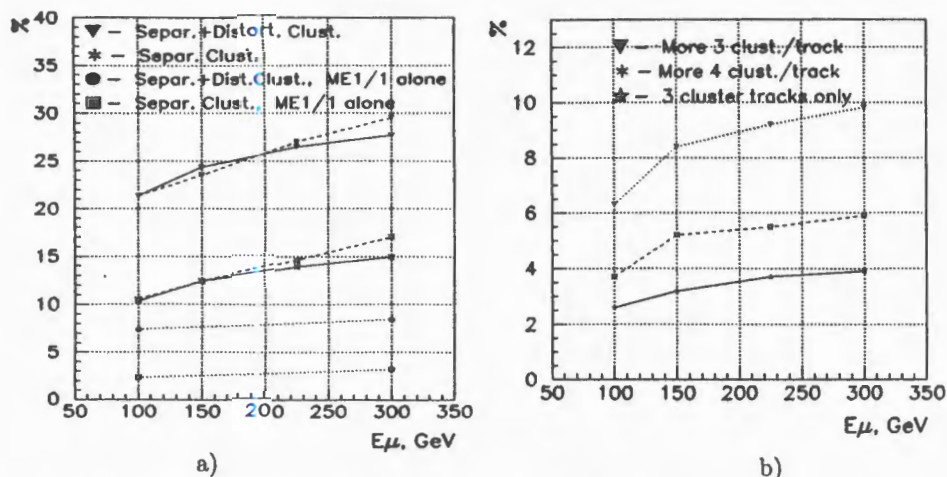


Fig. 7. a) The percentage of events with electromagnetic secondaries from calorimeters versus the energy of muon beam. The solid line is Integrated Test experimental data, the dashed line — Integrated Test GEANT-simulated data, the dotted line — experimental data from ME1/1 without calorimeters. b) The percentage of events with additional tracks versus the energy of muon beam

Most of δ rays produced inside the chamber have low energy and disappear near muons. If an additional cluster («standing alone») is registered in some CSC layer (i.e., the distance between this charged particle and muon is more than 2 cm), we classify this event as the event with secondaries.

Since the probability of δ electron produced in one layer is about 12%, and the probability to achieve the next layer is $\sim 20\%$ [4], then the probability of muon coordinates to be distorted in 3 planes by δ electrons is only few percent. Thereby we additionally account the events with muon coordinates distorted in ≥ 3 layers. From the track reconstruction algorithm one can see that the problem of track reconstruction appears just in this very case. Summing these events to the ones with additional clusters («standing alone»), we can estimate the part of the events with e.m. secondaries from calorimeters. While increasing the muon beam energy E_μ from 100 to 300 GeV, some part of these events increases from 20 to 25 % (see Fig. 7a). GEANT simulation of secondaries caused by the muon passing through the Integrated Test set-up, gives a satisfactory agreement with the obtained experimental results shown in Fig. 7a.

Using clusters «standing alone» and sub-clusters obtained after the wide cluster splitting, we can additionally try to find tracks of accompanying electrons. These tracks are required to have 3 points per track. Figure 7b shows the percentage of events with additional tracks to grow from 6 to 10 % while the beam energy increasing. A significant part of these tracks has only 3 points.

5. CONCLUSIONS

The Integrated Test set-up experimental data have shown that the high energy beam of muons (100 – 300 GeV) produces 20 – 25 % of events with electromagnetic secondaries

coming to the ME1/1 muon detector from the calorimeters. The situation in any endcap muon detector (ME2-ME4) seems to be the same.

Though the muon coordinate measurements were distorted by secondaries, we have managed to obtain a high efficiency ($\geq 92\%$) of the muon track reconstruction with a rather satisfactory accuracy due to splitting wide clusters into subclusters and restoring the charge on strips with overflow.

References

1. CMS collaboration. The Compact Muon Solenoid, Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38, LHCC/P1, 1994.
2. Chvyrov A., Golutvin I. et al. — Bunch Crossing Identification Study on MF1 Prototype Beam Test Data. CMS TN/95-161, 1995.
3. Chvyrov A. et al. — The Spatial Resolution of $3 \times 0.3 \text{ m}^2$ Dubna Prototype CSC. SSCL GEM TN-93-466, 1993;
Chiba J. et al. — NIM, 1983, v.206, p.451.
4. Albajar C. et al. — NIM, 1995, v.A364, p.473.

УДК 539.122

STUDY OF THE PHOTON-STRUCTURE FUNCTION F_2^γ IN THE REACTION $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{hadrons}$ AT LEP2

I. Tyapkin, N. Zimin

The photon-structure function F_2^γ has been studied in the Q^2 range from 10 to 1000 (GeV/c²)². The data corresponds to the integrated luminosity of about 220 pb⁻¹, collected by the DELPHI detector during the 1996–1998 LEP runs. Experimental distributions with particular attention on event shape are compared with predictions of the model. The three-component description of DIS proposed in our previous papers is applied here again. A result for Q^2 evolution of the photon-structure function has been obtained.

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

Исследование структурной функции фотона F_2^γ в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны}$ на LEP2

И. Тяпкин, Н. Зимин

Структурная функция фотона F_2^γ исследовалась в диапазоне Q^2 от 10 до 1000 (ГэВ/с²)². Данные соответствуют интегральной светимости около 220 пб⁻¹, полученной на установке DELPHI в сеансах 1996–1998 годов. Распределения экспериментально полученных переменных сравниваются с предсказаниями модели. Особое внимание уделено переменным, описывающим кинематику конечного адронного состояния. Трехкомпонентное описание DIS, предложенное в наших предыдущих работах, применено и в этой работе. Получена Q^2 -зависимость структурной функции фотона.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. INTRODUCTION

The photon structure function has been measured in the reaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$, where X is a multihadronic system and one of the scattered leptons is observed at a large scattering angle (tagging condition) while the other, remaining at a small angle, is undetected (antitagging condition). Here γ is almost a real photon which is probed by the virtual one γ^* . This re-

action can be described as a deep inelastic $e\gamma$ scattering (DIS). The corresponding cross section can be expressed in terms of the photon structure functions $F_2^\gamma(x, Q^2)$ and $F_L(x, Q^2)$:

$$\frac{d\sigma}{dE_{\text{tag}} d\cos(\theta_{\text{tag}})} = \frac{4\pi\alpha^2 E_{\text{tag}}}{Q^4 y} [(1 + (1 - y)^2) F_2^\gamma(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2)] \quad (1)$$

Here $Q^2 = 4E_{\text{tag}} E_{\text{beam}} \sin^2 \frac{\theta_{\text{tag}}}{2}$, $x = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2}$, $y = 1 - \frac{E_{\text{tag}}}{E_{\text{beam}}} \cos^2 \theta_{\text{tag}}$, where E_{tag} and θ_{tag} are the energy and polar angle of the tagged lepton and W is the invariant mass of the hadronic system. Due to small values of y in the experimentally accessible region, an influence of the F_L on the cross section is small (about few per cent) and may be neglected in comparison with the statistical uncertainty of these measurements. The photon structure function can be calculated in the perturbative quantum chromodynamics (QCD). Few types of physical processes contribute to the total cross section: a point-like coupling of the photons to a quark-antiquark pair (QPM), the vector meson contribution (VDM) and the resolved photon contribution [I], (RPC). In the present paper the attempt was made to extend a proposed three-component description of DIS in a wider Q^2 region.

2. EVENT SELECTION

A detailed description of the DELPHI detector can be found in [2]. Data used in this analysis were collected with the DELPHI detector at the LEP2 e^+e^- collider during 1996–1998 for the range of centre-of-mass energies from 163 to 188 GeV. The tagged particle was detected by the DELPHI luminometer STIC which covers angular region from 2.4° to 9.7° and forward electromagnetic calorimeter FEMC which covers angles from 10° to 35° . The following criteria were used to select two-photon events with tagging:

1. The energy deposited by the tagged electron (or positron) in the detector must be greater than $0.45 \times E_{\text{beam}}$ (tagging requirement);
2. No additional clusters with energy exceeding $0.3 \times E_{\text{beam}}$ must be observed anywhere in the forward calorimeters (antitagging requirement);
3. The track multiplicity is 3 or more;
4. The total energy of tracks must be greater than 3 GeV;
5. The visible invariant mass of the hadronic system must be greater than $2.5 \text{ GeV}/c^2$;
6. The vector sum of transverse momenta of all particles normalized to E_{beam} must be less than 0.12;
7. The angle between transverse components of the momentum of the tagged particle and that of the hadronic system must be greater than 120° ;

In this analysis we use all the DELPHI calorimeters for the event reconstruction.

The main source of background for the STIC sample was $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ interactions and their contribution was estimated from a simulation as 2.8 pb. Contamination from $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ was estimated as 1.5 pb. The new source of background has been found in this study. Criteria 1 was reduced

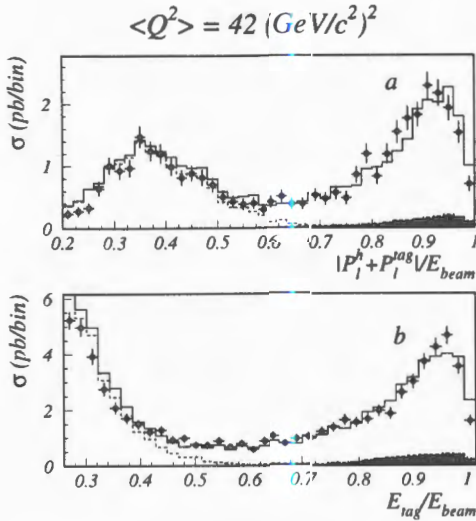


Fig. 1. Distributions for the data compared to the Monte Carlo predictions. a: Longitudinal balance of the event. b: Tagging particle energy normalized to the beam energy. Points are data, and the histograms show the Monte Carlo predictions. QPM+GVDM+RPC — solid line, QPM+GVDM+RPC (with scattered lepton below STIC acceptance) — dashed line, hatched area is the background estimate

down to 0.2 and the $E_{\text{tag}}/E_{\text{beam}}$ distribution together with distribution describing longitudinal balance compared to model prediction in Fig.1. Strong raise in the region of low tagging energies observed in data was well fitted by our model. A special study was made on the level of generated events showing that the most of events in this region are the events with a tagging particle

which is well below the STIC acceptance, while high energy particles from the hadronic final state in the low angular region mimic the tagging particle. The majority of those events come from RPC. Thus it is a background to the tagged events. That background can be suppressed by applying the cut on the longitudinal balance in the event (Fig.1b), used in all previous studies, but even in this case a certain fraction of such background will remain in the sample. The background described here is indeed a real limitation on the choice of minimal tagging energy but not an off-momentum or beam-gas background. Finally, after applying all the criteria, this background was estimated as a 0.8 pb. A contamination from other sources of background was found to be much lower. After background subtraction, the visible cross section of the investigated process was estimated as being 45.3 pb for the sample of events from the 1997–1998 year runs. The average Q^2 for the selected events is about $42 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$.

For the FEMC sample the events from the 1996–1998 year runs were processed together. The background from the $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ interactions was estimated from a simulation as 0.08 pb. The contamination from other sources of background was found to be much lower. The average Q^2 for the selected events is about $400 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$. After background subtraction the visible cross section for the FEMC sample was estimated as being 1.0 pb. The trigger efficiency was found to be of the order of $98 \pm 1\%$ for the selected events.

3. MODELS

A two-photon event generator TWOGAM [3], which was successfully tested in previous DELPHI studies, is based on the exact decomposition of the matrix element of the process. The total cross section is described by the sum of three parts: point-like (QPM), resolved photon con-

tribution (RPC) and soft hadronic (VDM). The QPM and VDM models can be used at any Q^2 and RPC model tested in the region of low Q^2 ($Q^2 < 2 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$). The RPC can be partially extended in the high Q^2 region by their $\gamma q(g)$ component. For the single or double resolved perturbative part the lowest order diagrams are used. Only the transverse-transverse part of the luminosity function is used in this case. There is no initial or final state parton showering. Strings are formed following the colour flow of the subprocesses and are fragmented according to the LUND model by JETSET [4]. The Gordoiv–Storow parton density function [5] set 2 was used in this study to produce a sample of events. The kinematics of the partonic system is exact for any photon virtuality. This allows for a smooth suppression of the parton densities of resolved photons when their virtuality increases, according to a more or less theoretically motivated ansatz.

TWOGAM treats exactly the kinematics of the scattered electron and positron, and uses exact (unfactorized) expressions for the two-photon luminosity function. The other available generators are not reproducing the data and so they cannot be used for the cross-check of the results presented here.

4. COMPARISON OF EXPERIMENTAL AND SIMULATED DATA

The success of structure function studies strongly depends on the accuracy of the data description by the model used. This includes the Q^2 and P^2 model dependence, the description of fragmentation and hadronization. Practically that means a good agreement between all the observables in the wider possible region. For example, the RPC component populates relatively more the low E_{tag} region. So, if one restricts his study by the region of high E_{tag} some effects will be less presented and the extracted F_2^{γ} can be biased. Another example can be the soft hadronic final states. There is a number of limitations from the detectors which do not allow one to study hadronic final states with invariant mass below 3 GeV. This domain is enriched by VDM-like events and not well known. Strongly speaking systematic error in any photon structure function study cannot be treated too seriously before one will study the region of low E_{tag} and W . These examples are only few from the list. In such a situation it is extremely important to use a number of models and generators well describing data for the estimation of systematic error. Unfortunately at the moment we have only TWOGAM which describes data reasonably well.

It was mentioned in our previous study that the model prediction for the RPC component tends to have too high cross section of the high Q^2 . Now this observation has been confirmed due to high statistics collected in the region of $Q^2 > 50 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$. The fit of Q^2 dependence for the RPC component to the data was done and scale dependent suppression function for the RPC component has been evaluated from this fit. The suppression factor runs from 1 to 0 with Q^2 running from the p_i of initial quark system to $10p_i$. This suppressed RPC has been used for all the comparisons below. A lot of observables have been compared to the TWOGAM predictions and all of them are found to be in reasonable agreement. In Fig.2, the event variables involved directly in the structure function measurements are shown. In Fig.3, the same variables are compared to

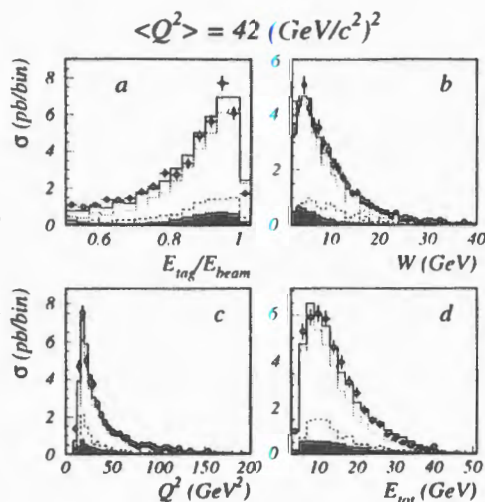


Fig. 2. Distributions for the data compared to the Monte Carlo predictions. a: Energy of tagged particle normalized to the beam energy, b: invariant mass, c: Q^2 , d: Total energy of hadronic system. Points are data, and the histograms show the Monte Carlo predictions QPM+GVDM+RPC — solid line, GVDM+QPM — dotted line, GVDM — dashed line, hatched area is the background estimate

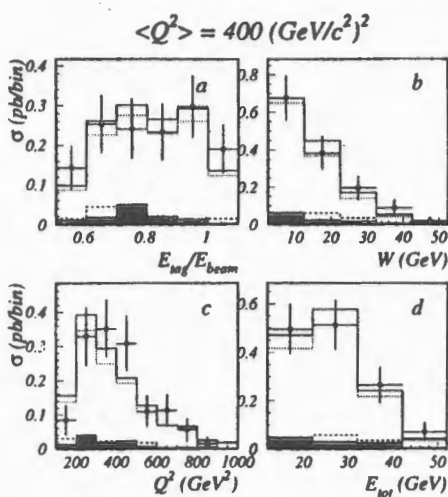


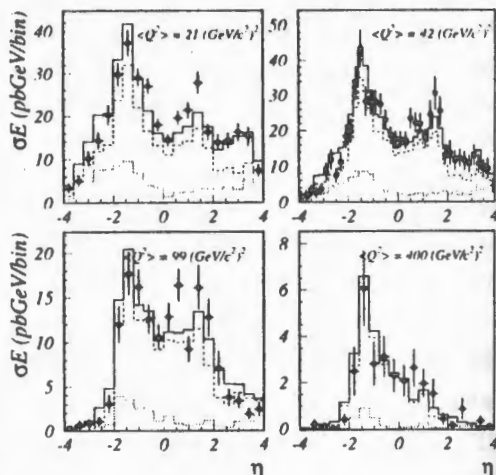
Fig. 3. Distributions for the data compared to the Monte Carlo predictions. a: Energy of tagged particle normalized to the beam energy, b: invariant mass, c: Q^2 , d: Total energy of hadronic system. Points are data, and the histograms show the Monte Carlo predictions QPM+GVDM+RPC — solid line, GVDM+QPM — dotted line, GVDM — dashed line, hatched area is the background estimate

Fig. 4. Comparison between data and Monte Carlo predictions. Hadronic energy flow in the jets as a function of pseudorapidity for different Q^2 . Points are data, and the histograms show the Monte Carlo predictions. QPM+GVDM+RPC — solid line, GVDM+QPM — dashed line, GVDM — dotted line

the model prediction for the sample with tagging from forward electromagnetic calorimeter (FEMC).

The statistics collected makes possible the division of ST1C sample into two with average $Q^2 = 21 \text{ (GeV/c}^2)^2$ and $Q^2 = 99 \text{ (GeV/c}^2)^2$. Together with the FEMC sample it gives four subsamples covering average Q^2 from 21 to 400 $(\text{GeV/c}^2)^2$. In Fig.4, energy flow for jets

in the rapidity scale is plotted for those four Q^2 regions. There is quite reasonable agreement in all these plots observed except slight shifts. Here rapidity was calculated from the direction of tagged electron, which is located in the rapidity region from -4.0 to -2.5, but it is not shown on



the plot. Many other distributions were compared with mode 1 predictions and none of them was found to be in clear disagreement.

5. THE F_2^Y ESTIMATIONS

Usually the hadronic structure function of the photon F_2^Y is extracted from the measurements by the unfolding procedure. This procedure reconstructs x_{true} from x_{visible} and converts x_{true} to the F_2^Y . Several problems have been discovered recently in this procedure. First of all, it comes out that this procedure is very much model-dependent. The final result depends on the model used in the unfolding, namely on the filial state topology which defines the correlation between x_{true} and x_{visible} and conversion factor between x_{true} and F_2^Y . Another uncertainty is in the choice which of the components or their combinations should be changed to get an agreement between data and model prediction. This point is essentially unclear in case of generators which do not allow an explicit separation of events of different types but internally have this separation. All these questions have to be answered to make unfolding procedure adequate to the problem under study.

In present study already from Fig. 5 one can see that the structure function extracted from the data should be in agreement with the one used in TWOGAM (at least within the experimental error). It slightly simplifies the extraction of F_2^Y from the data. The only goal for such an extraction

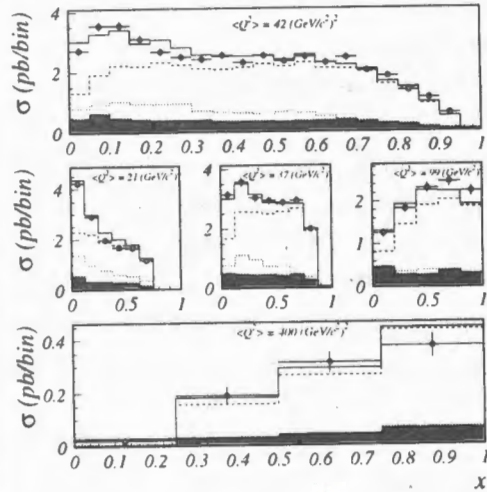


Fig. 5. Comparison between data and Monte Carlo predictions for x distributions in different Q^2 regions. Points are data, and the histograms show the Monte Carlo predictions. QPM+GVDM+RPC — solid line, GVDM+QPM — dashed line, GVDM — dotted line, hatched area is the background estimate

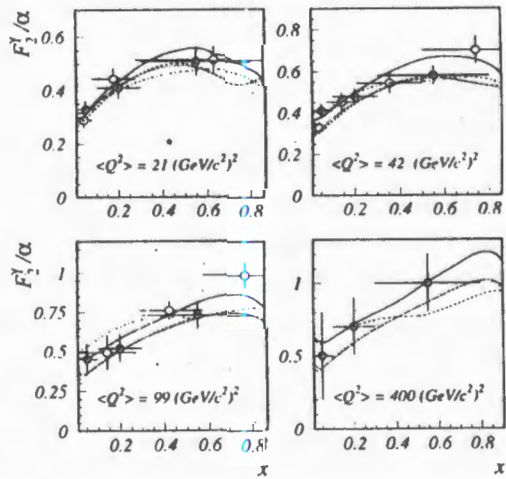


Fig. 6. The measurements of F_2^Y for the four Q^2 regions. Open circles show the unfolded values of F_2^Y black circles are F_2^Y estimates made by the simple algorithm. Solid lines are a TWOGAM predictions for the F_2^Y . Lines are the G/S (dashed-dotted), GRV (dashed) and SaS (dotted) predictions for the F_2^Y

Table. Summary for the unfolding in three bins

Q^2 , GeV ² /c ⁴	x range	F_2^γ/α
21	0.01-0.1	$0.33 \pm 0.01 \pm 0.03$
	0.1-0.3	$0.41 \pm 0.03 \pm 0.02$
	0.3-0.8	$0.51 \pm 0.05 \pm 0.04$
42	0.01-0.1	$0.41 \pm 0.01 \pm 0.03$
	0.1-0.3	$0.48 \pm 0.02 \pm 0.02$
	0.3-0.8	$0.59 \pm 0.03 \pm 0.04$
99	0.01-0.1	$0.45 \pm 0.06 \pm 0.02$
	0.1-0.3	$0.52 \pm 0.05 \pm 0.03$
	0.3-0.8	$0.73 \pm 0.05 \pm 0.03$
400	0.01-0.1	$0.5 \pm 0.3 \pm 0.1$
	0.1-0.3	$0.7 \pm 0.2 \pm 0.2$
	0.3-0.8	$1.0 \pm 0.1 \pm 0.3$

in this case is to show the accuracy of this agreement and indicate the regions of slight deviations if any.

Simple algorithm has been used in this study to estimate F_2^γ . The x_{true} distributions for each component have been subdivided into three bins and each bin content was varied in the wide region using scale factors α_k ($k = 1, 3$) to get a better agreement for different visible distributions. For each α_k a set of visible distributions was fitted to model predictions, then χ^2 vs α_k dependents were used to determine α_k corresponding to the χ^2_{min} together with statistically accepted range of α_k to estimate the error of α_k . The structure functions for each of the components in the model were used to transform $x_{\text{true}}\alpha_k$ distributions to the structure function. By varying selection criteria and applying artificial shifts of some variables in the data (E_{tag}, Q^2, W) the systematic error was determined by the same procedure. The results are shown in Fig.6 by black circles and in the Table.

Blobel's program [6] has been used to estimate F_2^γ well. The QPM events were used to perform unfolding. The VDM and the RPC events were treated as a background. To get prediction for the total F_2^γ the theoretical predictions for the VDM and RPC structure functions used in the TWOGAM have been added to unfolded point-like component of F_2^γ . The results are shown in Fig.6 by open circles.

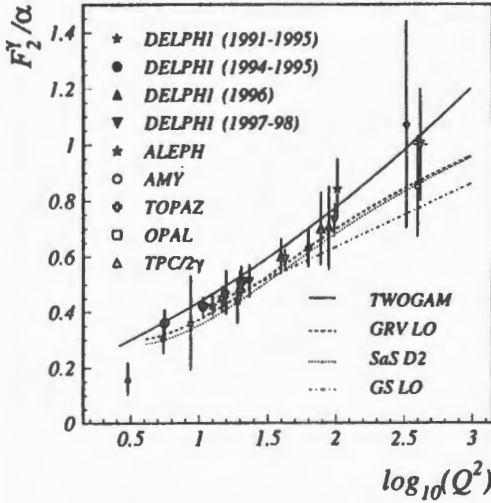
$0.3 < x < 0.8$ 

Fig. 7. The measurements of F_2^γ averaged in the x range $0.3 < x < 0.8$ as a function of Q^2 . Some of the points measured by other collaborations are taken from the published plots, so slight shift may be present

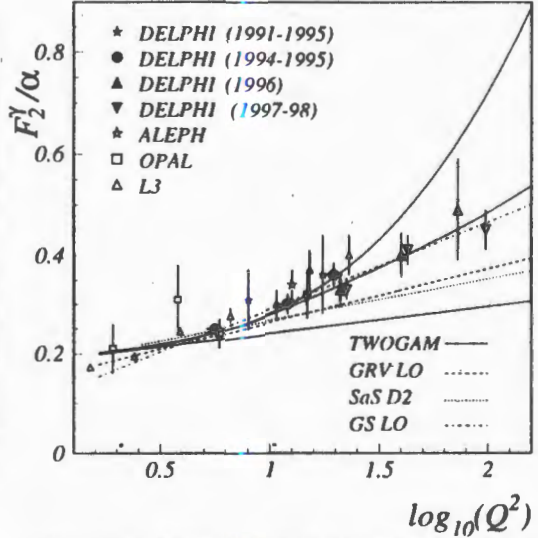
 $0.01 < x < 0.1$ 

Fig. 8. The measurements of F_2^γ averaged in the x range $0.01 < x < 0.1$ as a function of Q^2 . Some of the points measured by other collaborations are taken from the published plots, so slight shift may be present

The results of these two procedures are similar but in contrast with the unfolding procedure the algorithm used is much more transparent and well under control. The table shows the summary results for the structure function study.

The statistical and systematic errors are given separately in the right column. The predictions of some models are also plotted in Fig.6 (SaS [7], CRV [8], GS [5]). The models chosen here are the most popular in recent studies and those from possible sets which are closer to experimental points. Figure 7 shows the average F_2^γ for conventional range $0.3 < x < 0.8$ as a function of $\log(Q^2)$. Measurements of average F_2^γ as a function of $\log(Q^2)$ in the low region (from 0.01 to 0.1) are presented in Fig.8. The model predictions are also shown. Results obtained by other collaborations are shown on the same plots and most of them are in agreement with present measurements. The function $p_1 + p_2 \ln(Q^2)$ is used to fit DELPHI data from Figs. 7,8. The fit result for the high region is:

$$F_2^\gamma/\alpha = (0.9 \pm 0.05) + (0.14 \pm 0.02) \ln(Q^2).$$

For the low x region the result is:

$$F_2^\gamma/\alpha = (0.12 \pm 0.02) + (0.073 \pm 0.009) \ln(Q^2).$$

6. CONCLUSIONS

The data samples taken by the DELPHI experiment at LEP during 1996–1998 have been used to study the hadronic structure function of the photon. The hadronic final state is found to be best represented by a mixture of three components based on the Vector Meson Dominance model, QPM model and resolved photon component. The third component is essentially important in the low x region and makes possible to describe data much better, especially the event variables which are not strongly correlated with x_{true} and whose description cannot be improved by tuning the shape of the structure function.

The first check of the model including RPC given by the GS parameterization (set 2) has been done in our no-tag analysis [1] at LEP1, where a good agreement between data and the three component model was demonstrated. Later this model was tested for single tagged events in the region of very low Q^2 [9] and in the DIS study [10]. Thus it is demonstrated that the model describes data quite well in the wide Q^2 -region. For the first time TWOGAM has been tuned to get a good agreement in the region of high Q^2 . This tuning will not affect our previous study because suppression becomes significant in the region above $Q^2 = (\text{GeV}/c^2)^2$.

The event sample has been used to estimate the hadronic photon structure function, F_2^{γ} . These measurements are found to be compatible with model expectations taken from different parameterizations of the parton distributions of the photon. At the same time these parameterizations implemented in the general parton generators PYTHIA or HERWIG give quite differed results both from the data and each other.

The main question which should be answered now is not a structure function shape but how to treat this shape in the Monte Carlo generators. Why do so similar theoretical predictions (SaS, GRV, GS, TWOGAM) give very different results after their implementations in the PYTHIA, HERWIG or TWOGAM is the question to answer first.

7. ACKNOWLEDGEMENTS

We are greatly indebted to our technical collaborators and to the funding agencies for their support in building and operating the DELPHI detector, and to the members of the CERN SL Division for the excellent performance of the LEP collider.

We thank Gerhard A. Shuler and Torbjorn Sjostrand for help and very useful discussions.

References

1. DELPHI Coll., Atrou P. et al. — *Z. Phys.*, 1994, v.C62, p.3.
2. DELPHI Col., Aamio P. et al. — *Nucl. Instr. and Meth.*, 1991, v.A303, p.233.
3. Nova S., Olshevsky A., Todorov T. — DELPHI-90-35 (unpublished).
4. Sjostrand T. — *Comp. Phys. Comm.*, 1994, v.82, p.74.
5. Gordon I. E., Storovv J.K. — *Z. Phys.*, 1992, v.C56, p.307.

6. Blobel V. — In: Proceedings of the CERN School of Computing, Aiguablava, Spain, 1984, CERN 85-09.
7. Schuler G.A., Sjostrand T. — CERN-TH/95-62.
8. Glück M., Reya E., Vogt A. — Phys.Rev., 1992, v.D46, p.1973.
9. DELPHI Coll., Abreu P. et al. — Phys.Lett., 1995, v.B342, p.402.
10. DELPHI Coll., Tyapkin I. — Proc. of the 28th International Conference on High Energy Physics, Warsaw, Poland, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. 1996, p.729.

УДК 539.17

JETS RECONSTRUCTION POSSIBILITY IN p Au AND AuAu INTERACTIONS AT STAR RHIC

R.G. Badalian, A.S. Galoyan

We consider the possibility of jet extraction in the acceptances of the STAR detector, $-2 < \eta < 2$, for an energy of $\sqrt{s} = 200$ GeV per nucleon in the p Au and AuAu modes at RHIC. 100 events of p Au and AuAu interactions simulated with the FRITIOF code have been used in this study. For AuAu interactions, we also consider separately the case of central interactions with the impact parameter $b < r_{Au} = 6.7$ fm and more than 4000 particles in the acceptances of the STAR detector. To study the jet shape at $\sqrt{s} = 200$ and 500 GeV, we have used the PYTHIA simulation code for the direct photon and jet production mode $pp \rightarrow \gamma + \text{jet}$ and data from the CDF and D0 collaborations. We have found that taking into account the jet shape information improves jet findings and reconstruction possibility significantly, i.e., by one–two orders of magnitude greater.

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

Вероятность реконструкции струй в p Au- и AuAu-взаимодействиях для STAR RHIC

Р. Г. Бадалян, А. С. Галоян

Исследована вероятность выделения струй в аксептансе детектора STAR RHIC, $-2 < \eta < 2$, для p Au- и AuAu-взаимодействий при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ на нуклон. Исследованы 100 событий p Au- и AuAu-взаимодействий по модели FRITIOF. Для AuAu-взаимодействий отдельно рассмотрен случай центральных взаимодействий с прицельным параметром $b < r_{Au} = 6,7$ фм и с более чем 4000 частиц в аксептансе детектора STAR. Для исследования формы струй при $\sqrt{s} = 200$ и 500 ГэВ по модели PYTHIA рассчитан процесс $pp \rightarrow \gamma + \text{jet}$ с образованием струи и прямого фотона, а также использованы данные CDF и D0 коллабораций. Обнаружено, что учет формы струй существенно улучшает поиск и вероятность реконструкции струй.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. INTRODUCTION

Interest in studying hadronic jets in hard processes has increased over the last decade. The properties of hadronic jets were observed in the events registered in the experiments carried out at CERN [1, 2, 3], Fermilab [6, 7] and the Laboratory of High Energies, JINR [4, 5]. It is supposed that the hadronic jets will be also studied in p Au and AuAu interactions at STAR RHIC. At the

present time, one of the important problems is the possibility of hadronic jet reconstruction in hard processes. In this paper, we consider the jet extraction probability in proton-nucleus and nucleus-nucleus interactions at high energies. The processes of pp , pA , AA in the direct photon and jet production mode are investigated at $\sqrt{s} = 200$ GeV per nucleon in the nucleon-nucleon center of mass system and at pseudo-rapidity η in the region $-2 < \eta < 2$.

Two main subprocesses contributed to the observed processes are the following:

- the pair annihilation subprocess $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + G \rightarrow \gamma + \text{jet}$ and
- the Compton scattering subprocess $q + G \rightarrow \gamma + q \rightarrow \gamma + \text{jet}$.

This study is important from many points of view, and one of them is to investigate the nuclear matter influence on hadronic jet production (formation) inside different nuclei. Quantitatively, this influence or jet quenching are expressed by the value of nuclear colour transparency $T(A, E_t^{\text{jet}})$:

$$T(A, E_t^{\text{jet}}) \cong \frac{1}{A} \frac{\sigma(p + A \rightarrow \gamma + \text{jet}; A, E_t^{\text{jet}})}{\sigma(p + p \rightarrow \gamma + \text{jet}; E_t^{\text{jet}})},$$

where A is the atomic number of nuclei and E_t^{jet} is the jet transverse energy. The nuclear colour transparency $T(A, E_t^{\text{jet}})$ depends on the atomic number of nuclei and on the jet transverse energy. At a large value of A , jet quenching is big, but the number of background jets is big, too, i.e., jet extraction gets complicated. When A is small, the number of background jets is small, but a nuclear influence is small, too. In this case, we have a situation close to the pp interaction. At large E_t^{jet} , the background jet is small, and it is a good condition for jet extraction, but σ is very small and practically unmeasurable. When the jet transverse energy is small, σ is measurable, but jet extraction gets complicated due to a high value of background. Thus, the physical goal of this study is to estimate the optimum values of atomic number A and the jet transverse energy E_t^{jet} from the point of view of an essential nuclear matter influence on jet production as well as a good condition for jet reconstruction.

2. SHAPE OF JETS OVER A STAR ENERGY REGION

To analyse the jet shape [9] we use the PHYTIA simulation code [10] for pp interactions in the direct photon and jet production mode at $\sqrt{s} = 200, 500$ GeV and the data from the CDF [6] and D0 [7] collaborations at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV.

The jet shape $\rho(r)$ is defined by the expression:

$$\rho(r) = \frac{1}{N_{\text{jet}}} \sum \frac{E_t(r)}{E_t(r=1)},$$

where N_{jet} is the number of jets in the sample and $E_t(r)$ is the transverse energy in the cones of radius r in the $(\eta\phi)$ plane. The main part (about 80%) of jet energy $E_t^{\text{jet}}(r)$ is contained in the subcone of $r = 0.5$, and therefore the jet shape $\rho_{\text{jet}}(0.5) \approx 0.8$. The jet shape $\rho_{\text{jet}}(r)$ calcu-

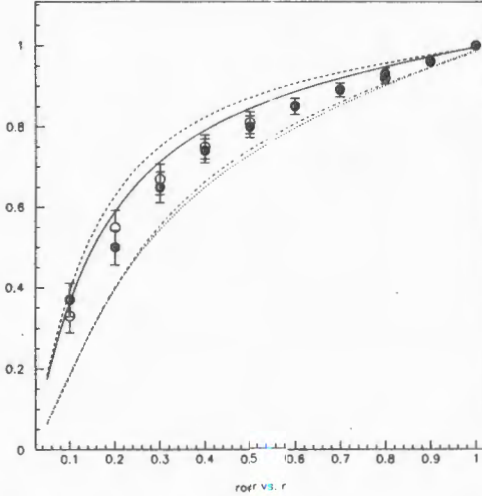


Fig. 1. The shape of jets from the process $pp \rightarrow \gamma + \text{jet}$ over STAR energy region. The four sets under consideration are presented: solid curve — $\sqrt{s} = 500$ GeV and $p_{T(\text{cut})} = 30$ GeV, dashed curve — 200 GeV and 30 GeV, dotted curve — $\sqrt{s} = 500$ GeV and $p_{T(\text{cut})} = 10$ GeV, dash-dotted curve — $\sqrt{s} = 200$ GeV and $p_{T(\text{cut})} = 10$ GeV. The experimental data are from two Fermilab collaborations at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, CDF at $E_T = 45$ GeV (black circles) and D0 at $E_T = 53$ GeV (white circles)

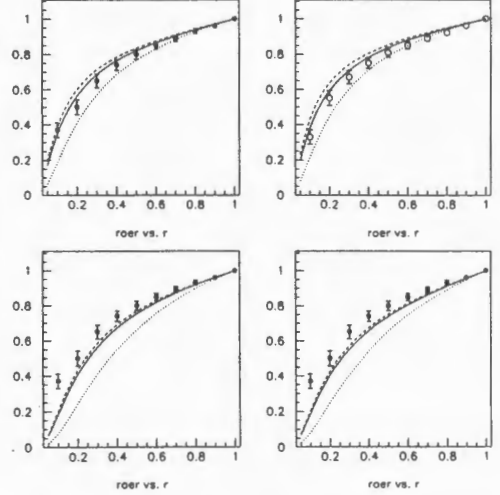


Fig. 2. The shape of jets from the process $pp \rightarrow \gamma + \text{jet}$ in the Fermilab Tevatron energy region. At the upper left — CDF data at $E_T = 45$ GeV, at the upper right — D0 data at $E_T = 53$ GeV, at the lower left — at $\sqrt{s} = 200$ GeV and $E_T = 13.1$ GeV, at the lower right — $\sqrt{s} = 500$ GeV and $E_T = 14.6$ GeV. Solid curves — PYTHIA results over the same kinematic regions, dashed curves — the shape of q -jets, i.e., jets from the Compton subprocess and dotted curves — the shape of g -jets, i.e., jets from annihilation subprocesses. Black circles — CDF data at $E_T = 45$ GeV and white circles — D0 data at $E_T = 53$ GeV

lated by the PYTHIA code [10] and the data from the CDF [6] and D0 [7] collaborations are presented in Figs. 1 and 2.

3. JET-LIKE BACKGROUND

To study the jet-like background shape, the FRITIOF simulation code [11] has been used. Hundred events of pp , $p\text{Au}$, AuAu interactions are simulated at $\sqrt{s} = 200$ GeV, and $A = 197$. We choose the Au nucleus because we have an extremely bad condition for jet extraction in this case. For light nuclei, the jet-like background is smaller and the jet reconstruction is improved. The pseudorapidity η distributions of produced particles in pp , $p\text{Au}$ and AuAu interactions are shown in Fig. 3. The vertical lines show the chosen domain limits: $-2 < \eta < 2$.

The following algorithm is used to study the jet-like background. The $(\eta\phi)$ plane is considered, where η is the pseudorapidity and ϕ is the polar angle of produced particles:

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2), \quad -2 < \eta < 2, \quad -\pi < \phi < \pi.$$

The cone of radius r , with $0 < r < 1$, is defined as $r = \sqrt{\delta\phi^2 + \delta\eta^2}$. In the phase space, hundred cones of radius r are randomly chosen. The transverse energy $E_t^{bg}(r)$ and the number of produced particles $N_{part}(r)$ are calculated in the cones of radius r

For p Au and AuAu interactions, three cases are separately considered:

- without any restriction on impact parameter b ,

- central interactions: $b < r_a$, where $r_a = 6.7$ fm is the radius of Au, and

- peripheral interactions: $b > r_a = 6.7$ fm.

The values of $E_t^{bg}(0.5)$, $E_t^{bg}(1)$, and $N_{part}(1)$ calculated by FRITIOF for pp , p Au and AuAu are presented in Table 1. Three cases of interactions are presented for p Au and AuAu.

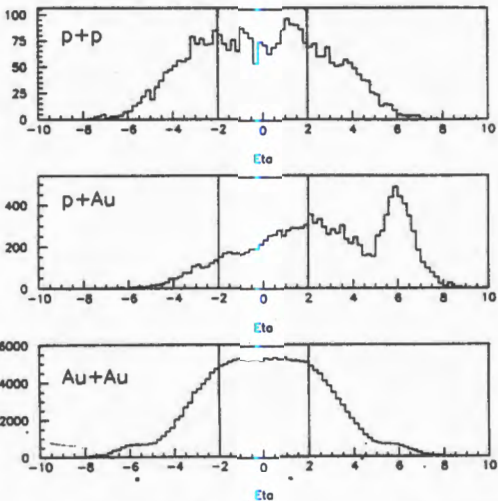


Fig. 3. The η distributions calculated by FRITIOF for pp , p Au and AuAu interactions

Table 1. The values of $N_{part}(1)$, $E_t^{bg}(1)$, and $E_t^{bg}(0.5)$ calculated for $p + p$, $p + Au$, and $Au + Au$

Interaction	b	N_{part}	$E_t(r = 1)$	$E_t(r = 0.5)$
$p + p$	$b > 0$	1.7 ± 1.3	0.9 ± 1.2	0.25 ± 0.3
$p + Au$	$b > 0$	5.0 ± 2.9	3.5 ± 4.7	0.9 ± 1.2
	$b > r_a$	2.4 ± 2.0	2.5 ± 3.6	0.6 ± 1.1
	$b < r_a$	5.9 ± 2.5	3.8 ± 4.9	0.9 ± 1.1
$Au + Au$	$b > 0$	117.4 ± 151.3	106.1 ± 99.4	25.8 ± 25.6
	$b > r_a$	67.8 ± 80.8	67.6 ± 57.2	16.7 ± 13.7
	$b < r_a$	448.8 ± 82.1	291.8 ± 49.8	79.4 ± 12.3

Note that the jet-like background shape $\rho_{bg}(r)$ can be presented as $\rho_{bg}(r) = r^2$ and, as a result, $\rho_{bg}(0.5) = 0.25$ because the transverse energy $E_t^{bg}(r)$ is uniformly distributed in the cone with radius r .

4. JETS AND JET-LIKE BACKGROUND RATIO

Let us introduce the jet shape with background $\rho_{j/bg}(r)$ as:

$$\rho_{j/bg}(r) = \rho_{bg}(r) + \rho_{jet}(r) = \frac{\rho_{jet}(r)}{1 + \beta} + \frac{\beta r^2}{1 + \beta},$$

Table 2. Relations between β and d

d	0.8	0.525	0.5	0.4	0.3	0.25
β	0	1	1.2	2.67	10	$\rightarrow \infty$

where the parameter $\beta = \rho_{bg}/\rho_{jet}$. If we define d as $d = \rho_{j/bg}(0.5)$, then we have $d = 0.8$ for the jets from the $pp \rightarrow \gamma + jet$ reaction and $d = 0.25$ for the jete-like background. The values of d and β are related as:

$$d = \frac{1}{1 + \beta} (0.8 + 0.25).$$

The relations between d and β are presented in Table 2. At $d = 0.8$, the jet background is equal to zero, and we have an ideal condition for jet extraction. At $d = 0.25$, there are neither jets nor possibility for jet extraction and reconstruction. The region of $d \approx 0.3 - 0.7$ is the domain expected for jet extraction.

One can evaluate the values of jet transverse energy E_t^{jet} using the relation $E_t^{jet} = E_t^{bg}/\beta$ and the data of Table 1. The more suitable values of $E_t^{jet} \approx (10-30)$ GeV for the STAR detector. Taking into account these values of E_t^{jet} and using the data of Table 1, we obtain the optimum values of d equal to $d \approx 0.3-0.4$ for AuAu interactions. For AuAu interactions at $d = 0.3$, E_t^{jet} equals 10.6 GeV for common interactions and $E_t^{jet} = 29$ GeV for central interactions; E_t^{jet} equals 25 GeV for peripheral interactions at $d = 0.4$. For pAu interactions, the value of $d = 0.7$ corresponds to more suitable jet transverse energies of (10-30) GeV. Using the FRITIOF modified simulation code, we calculate the probabilities W^{bg} of jet-like background production for pAu and AuAu interactions at the transverse energy $E_t^{bg} \geq 10, 20, 30, 50$ and 100 GeV in the cones of $r = 1$. For pAu and AuAu interactions, we also calculate by the FRITIOF code the probabilities of jet-like background production at the transverse energy in the cones of $r = 0.5$:

$E_t^{bg}(0.5) \geq 80\%, 60\%, 50\%, 40\%, 30\%, 25\%$ of the $E_t^{jet}(1)$ and $E_t^{jet}(1) \geq 10, 20, 30, 50$ and 100 GeV.

These probabilities W^{bg} are presented in Tables 3 and 4. From the data of Tables 3 and 4 and the above values of E_t^{jet} , we conclude the following:

Table 3. Probabilities W of jet-like background in Au + Au interactions

d/E_t	≥ 10	≥ 20	≥ 30	≥ 50	≥ 100
$r = 1.0$	0.61	0.53	0.47	0.41	0.297
$\geq 25\%$	0.25	0.22	0.20	0.17	0.13
$\geq 30\%$	0.17	0.15	0.13	0.11	0.083
$\geq 40\%$	0.077	0.064	0.056	0.044	0.031
$\geq 50\%$	0.038	0.031	0.027	0.023	0.012
$\geq 60\%$	0.0197	0.016	0.014	0.0103	0.0048
$\geq 80\%$	0.0071	0.0061	0.0058	0.0038	0.0015

Table 4. Probabilities W of jet-like background in $p + Au$ interactions

d/E_t	≥ 10	≥ 20	≥ 30	≥ 50	≥ 100
$r = 1.0$	0.081	0.035	0.021	0.0098	0.00
$\geq 25\%$	0.024	0.0098	0.0057	0.0026	0.00
$\geq 30\%$	0.023	0.0098	0.0057	0.0026	0.00
$\geq 40\%$	0.021	0.009	0.0056	0.0025	0.00
$\geq 50\%$	0.019	0.0091	0.0055	0.0024	0.0000
$\geq 60\%$	0.018	0.009	0.0055	0.0024	0.0000
$\geq 80\%$	0.012	0.0076	0.0048	0.0021	0.0000

• For pAu interactions, taking into account the optimum value of $d = 0.7$, the optimum transverse energy $E_t^{bg} \geq 10$ GeV. Under these conditions, the probability $W^{bg} \leq 1.8\%$.

• For $AuAu$ interactions, taking into account the optimum values of $d = 0.3-0.4$, the optimum transverse energy $E_t^{bg} \geq 30$ GeV. Under these conditions, we obtain $W^{bg} \leq 10\%$ for $AuAu$.

5. CONCLUSION

As follows from the foregoing, more suitable values of the probabilities W^{bg} of jet-like background production are obtained for jet extraction. We have found that $W^{bg} \leq (1-2)\%$ for pAu interactions and $W^{bg} \leq 10\%$ for $AuAu$ interactions. Therefore, taking into account the jet shape information has improved hard hadronic jet findings and the reconstruction possibility by one-two orders of magnitude. The authors express their sincere gratitude to V.V. Uzhinskii for fruitful discussions and valuable remarks.

References

1. Bartel W. et al. — Z.Phys., 1986, v.C33, p.23.
2. Bethke S. et al. — Phys. Lett., 1988, v.213B, p.235.
3. Sjostrand.T. — LU TP 95-20 (1995); CERN — TH.7112/93 (1993)
4. Baldin A.M. — Nucl. Phys., 1985, v.A434, p.695.
5. Baldin A.M. et al. — Yad. Fiz., 1988, v.48, p.995.
6. CDF;Collab., Abe F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1993, v.70, p.713.
7. DO Collab., Abachi S. et al. — Phys. Lett., 1995, v.B357, p.500.
8. Badalian R., Heppelman S. — Phys. Rev., 1998, v.D57, p.4367; STAR Note #331.
9. Badalian R. et al. — The Shape of Jets from the Process $pp \rightarrow \gamma + \text{jet}$ at STAR and the Accuracy of Parton Subprocess Kinematic Reconstruction, in preparation, 1998.
10. Sjostrand T. — Comput. Phys. Commun., 1994, v.82, p.74.
11. Uzhmskii V. V. — JINR preprint E2-96-192, Dubna, 1996.

УДК 533.599

ВЫСОКОВАКУУМНЫЙ НЕРАСПЫЛЯЕМЫЙ ГАЗОПОГЛОТИТЕЛЬ

А.В. Нестеров

Рассматривается насос с высокопористым нераспыляемым титановым геттером. Площадь одного рабочего элемента — 60 см^2 . Скорость откачки по водороду — до $3 \text{ л/с} \cdot \text{см}^2$, по другим активным газам — до $1 \text{ л/с} \cdot \text{см}^2$. Показываются особенности взаимодействия геттера с различными газами. Приведены примеры применения насоса.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

High-Vacuum Nondispersable Gas Absorber

A.V. Nesterov

A pump with high-porous nondispersable titan getter is presented. The surface area of a single getter element is 60 cm^2 . It has speed of pumping for hydrogen — up to $3 \text{ l/s} \cdot \text{cm}^2$, for the other active gases — up to $1 \text{ l/s} \cdot \text{cm}^2$. A special behaviour of getter interaction with different gases is described. Some examples of the pump application are presented.

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

Целью настоящей публикации является краткое изложение возможностей, предоставляемых такими средствами получения вакуума, как высокопористые нераспыляемые геттеры.

Эти газопоглотители пока не получили широкого распространения в обеспечении физических экспериментов. А между тем, такие их свойства, как большая удельная скорость откачки, получение высокого и сверхвысокого вакуума без загрязнения откачиваемого объекта, возможность создания остаточной атмосферы с заданными параметрами и прямая экономическая выгода, могут принести во многих случаях неоценимую пользу.

В работе дано описание разработанного в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ геттерного насоса, использующего в качестве рабочего элемента нераспыляемый титановый газопоглотитель, приведены его характеристики и конкретные применения.

По определению, геттер — вещество, поглощающее газы (кроме инертных) в вакуумном объеме, связывая их за счет хемосорбции. Одним из процессов, предшествующих хемосорбции, является адсорбция газа. Поэтому при прочих равных условиях скорость

откачки геттерных насосов определяется активной поверхностью газопоглотителя. В распылительных насосах эта задача решается постоянным (или периодическим) обновлением взаимодействующего с газом геттерного материала. Однако распыление требует затраты значительной энергии и предполагает наличие элементов с высокой температурой или большой разностью потенциалов. Другим путем повышения скорости откачки является увеличение скорости диффузии сорбированного газа или его соединений в глубь материала газопоглотителя. Эта возможность реализуется у нераспыляемых геттеров повышением их температур.

Прямая зависимость скорости откачки геттеров от их поверхности стимулировала создание высокопористых нераспыляемых геттеров. Было разработано несколько технологий получения требуемых газопоглотителей, отличающихся пористостью и исходными материалами. Реальная поверхность высокопористых геттеров на несколько порядков превышает геометрическую, что позволяет получать большие скорости откачки при малых габаритах рабочего элемента насоса.

Высокопористый нераспыляемый титановый газопоглотитель, предлагаемого геттерного насоса изготовлен путем спекания в вакууме свободнонасыпанного титанового порошка при температуре 900—950 °С. Благодаря этому получается пористость 58—72 %, а отношение реальной поверхности к геометрической составляет ~100.

В качестве рабочего элемента насоса используется газопоглотитель петлевой формы, описанный в работе [1]. Его удельные скорости откачки составляют: по водороду — до $3 \text{ л/с} \cdot \text{см}^2$, по другим активным газам — до $1 \text{ л/с} \cdot \text{см}^2$. Один рабочий элемент имеет площадь геометрической поверхности 60 см^2 .

Газопоглотитель армирован нихромовой проволокой и является прямонакальным. Для питания насоса используется источник, обеспечивающий напряжение 4 и 9 В. Максимальная потребляемая мощность 160 В · А.

Рабочий элемент имеет габариты: $90 \times 42 \times 4 \text{ мм}$ (рис. 1) и смонтирован на фланце с канавочно-клиновым уплотнением Ду 50. Он может быть размещен в корпусе $\varnothing 90 \times 260 \text{ мм}$ или непосредственно в откачиваемом объеме, если последний допускает нагрев до ~ 200 °С. Разработана модификация на два рабочих элемента при тех же габаритах корпуса.

Геттерный насос может стартовать с давления $1 \cdot 10^{-2}$ Торр или ниже, в зависимости от условий его дальнейшей эксплуатации. Для приведения газопоглотителя в рабочее состояние его необходимо активировать — удалить с микроповерхности в глубь массы геттера химически адсорбированные газы. Активация производится при температуре 500—600 °С в течение 3—30 минут. На первом этапе этого процесса, при температурах ниже 400 °С, превалирует десорбция газов, адсорбированных поверхностью газопоглотителя.

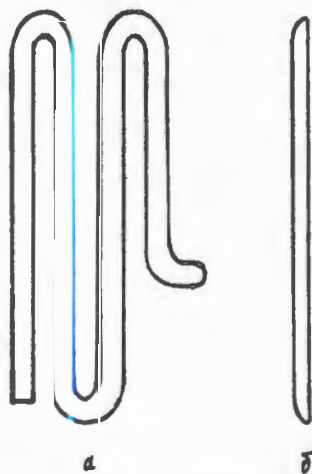


Рис. 1. Петлевой газопоглотитель: а) вид сверху, б) вид сбоку

За исключением водорода, геттер поглощает активные газы необратимо, поэтому срок службы рабочего элемента насоса определяется его сорбционной емкостью. Для одного газопоглотителя она составляет 30 л · Торр. Это реально обеспечивает около года непрерывной работы насоса при газовой нагрузке 10^{-6} л · Торр/с и больше 5 лет — при нагрузке 10^{-7} л · Торр/с.

Насос позволяет откачивать большие потоки водорода с возможностью последующей регенерации газопоглотителя. Скорость поглощения этого газа имеет наибольшие значения при 200 °С — до 180 л/с у одного рабочего элемента, с повышением температуры она падает и приближается к нулю при ~ 500 °С. Поглощение других активных газов, наоборот, постоянно увеличивается с ростом температуры. Сорбционная емкость рабочего элемента для водорода составляет 12 л · Торр при 200 °С и давлении $1 \cdot 10^{-6}$ Торр. Отсюда следует, что, например, при потоке 10^{-4} л · Торр/с можно поддерживать давление в системе $1 \cdot 10^{-6}$ Торр в течение 35 часов.

Далеко не всегда требуется производить тщательное удаление водорода из системы во время активации геттера. Это позволяет после создания предварительного разряжения

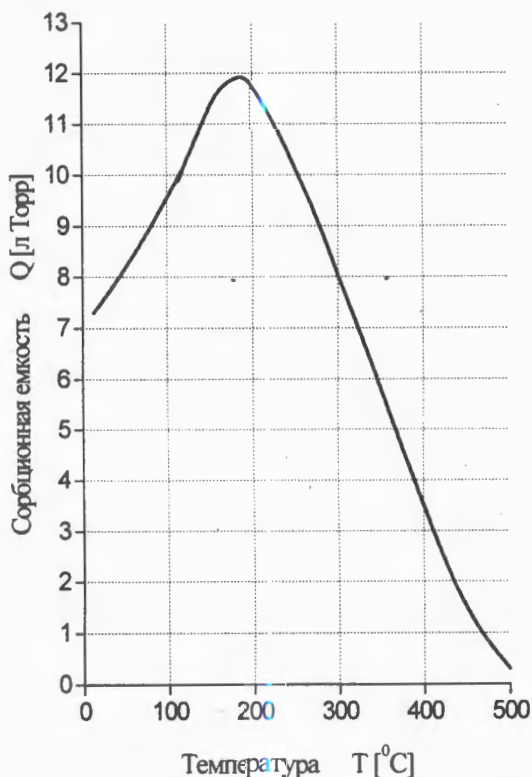


Рис. 2. Зависимость сорбционной емкости титана по водороду от температуры

$10^{-2} - 10^{-3}$ Торр использовать газопоглотитель для получения давления $10^{-4} - 10^{-8}$ Торр в зависимости от величины газовыделения вакуумного объема. Водород, выделившийся из геттера при активации, будет поглощен обратно при снижении температуры газопоглотителя.

Возможно использование геттера и в качестве генератора водорода. На рис. 2 представлена характерная для титана зависимость от температуры сорбционной емкости по водороду. По данным автора работы [2], рекомбинация атомов адсорбированного водорода происходит выше 700 °С, а до этой температуры наблюдается динамическое равновесие над поверхностью газопоглотителя. Равновесное давление зависит от температуры и количества поглощенного газа и может составлять от 10^{-6} до 10^{-3} Торр, а после предварительного насыщения водородом и значительно выше. В режиме активации можно получить достаточно чистую среду водорода, так как в этом случае скорость откачки всех остальных газов, кроме инертных, будет максималь-

ной. Невосприимчивость геттера по отношению к инертным газам можно использовать и для их очистки, а также для проведения высокочувствительных испытаний на герметичность.

Скорость поглощения геттером активных газов зависит от газового потока и мало изменяется от давления [3]. Это определяет большую эффективность геттера при получении высокого и сверхвысокого вакуума. В чистых системах, где поток активных газов меньше $1 \cdot 10^{-7}$ л · Торр/с, газопоглотитель позволяет поддерживать давление $\sim 10^{-7}$ Торр в течение многих недель непрерывной работы при комнатной температуре. Остаточная атмосфера при этом определяется метаном и аргоном. Если же объем системы не превышает 10–15 литров и в ней работает магниторазрядный или ионизационный датчик, то давление становится меньше 10^{-9} Торр. А при удалении метана и инертных газов дополнительным откачным средством можно получить разрежение до 10^{-14} Торр [4]. Парциальное давление метана можно снизить больше чем на порядок и кратковременной активацией газопоглотителя.

Эффективность высокопористых нераспыляемых геттеров в системах, поверхности которых обработаны в соответствии с требованиями высоковакуумной технологии, не вызывает сомнений. По данным автора работы [5], в металлостеклокерамических электровакуумных приборах они поддерживают вакуум лучше 10^{-7} Торр в течение нескольких лет, причем основным компонентом остаточного газа является аргон. Наряду с этим, предлагаемый геттерный насос хорошо работает в неподготовленных системах и в системах, включающих эластомерные уплотнители, где значительны потоки паров воды, CO_2 и углеводородов. Эта тема имеет особое значение: часто встречаются системы, подготовка поверхностей которых заканчивается простым обезжириванием.

Нераспыляемые геттеры позволяют получать в камере синхротрона ИТЭФ давление меньше $1 \cdot 10^{-10}$ Торр [6]. Естественно, для этого требуется тщательная подготовка поверхностей и обезгаживание прогревом при 400 °С. Метан и инертные газы во время работы ускорителя удаляются магниторазрядным насосом НМД 0,4.

Возможность работы газопоглотителя в жестких условиях объясняется некоторыми особенностями его взаимодействия с активными газами. С понижением температуры после активации скорость откачки уменьшается, но не падает до нуля, а остается стабильной длительное время даже при большой газовой нагрузке. Это хорошо иллюстрирует работа нашего геттерного насоса в шлюзовой камере источника ионов циклотрона У-400М. При общем газовом потоке в камере $\sim 10^{-5}$ л · Торр/с ее подкачка турбомолекулярным насосом со скоростью $\sim 0,1$ л/с не играет существенной роли в обеспечении рабочего вакуума. Следует подчеркнуть, что активация геттера производится сразу после откачки на масляный форвакуумный насос; все витонные уплотнители камеры смазаны «Апиезоном», и присутствие в остаточной атмосфере шлюза углеводородов не вызывает сомнений. Несмотря на это, в течение нескольких дней непрерывной работы в камере поддерживается давление $\sim 10^{-5}$ Торр при температуре газопоглотителя ~ 300 °С. В приведенном примере геттерный насос вместе с камерой шлюза находит-

ся под высоким напряжением относительно “земли”. Кроме того, источник ионов и насос испытывают воздействие сильного электромагнитного поля. Все это создавало определенные трудности при работе турбомолекулярного насоса, ранее использовавшегося для откачки шлюза. Учитывая малую стоимость газопоглотителя, можно сделать вывод об экономической выгоде использования геттерного насоса даже при больших газовых нагрузках. Один газопоглотитель обеспечивает не менее 600 часов непрерывной работы источника ионов. В год потребуется не более 10 элементов. Расходы по эксплуатации геттерного насоса за 5 лет на порядок меньше стоимости турбомолекулярного насоса.

Предлагаемый геттерный насос обеспечивает вакуум и в камере стенда для подготовки датчиков диагностики пучка нуклотрона. При разработке вакуумной системы стенда была поставлена задача устранения высокочастотных помех, вызываемых работой оборудования, и получения чистого безмасляного вакуума. Геттерный насос хорошо подходит для этих целей.

Площадь внутренних поверхностей камеры стенда из нержавеющей стали составляет $\sim 1,5 \text{ м}^2$. После изготовления они прошли только обезжиривание. Уплотнители разъемных соединений выполнены из фторопласта. Внутри камеры расположены: микроканальные пластины, провода МГТФ и их распайка на электрические вводы. Первоначальный газовый поток в систему достигает $10^{-4} \text{ л} \cdot \text{Торр/с}$. Создание предварительного разрежения $\sim 10^{-3} \text{ Торр}$ осуществляется механическим насосом через угольную ловушку, охлажденную жидким азотом.

Стенд может работать в двух режимах: кратковременном и долговременном. Когда требуется только определение работоспособности датчиков, производится снятие атмосферы, активация газопоглотителя и работа при давлении $\sim 1 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$. Вся процедура занимает несколько часов. Возможна работа стенда и в течение нескольких суток. Для этого проводят длительную вакуумную тренировку камеры. Снижение газового потока до $\sim 10^{-6} \text{ л} \cdot \text{Торр/с}$ позволяет больше суток поддерживать в системе давление $\sim 10^{-6} \text{ Торр}$ между очередными активациями геттера. Рабочая температура газопоглотителя составляет $\sim 20^\circ\text{C}$. При необходимости удаляют инертные газы из камеры стенда прокачкой на магниторазрядный насос. Такая процедура проводится раз в несколько дней. В этом режиме стенд работал на пучке синхрофазотрона.

В заключение следует подчеркнуть, что на основе этого класса геттеров можно создавать производительные, экономичные и простые в обращении средства откачки.

Автор благодарит В.А. Мончинскому, А.А. Балдину, В.Б. Кутнеру за помощь и поддержку работы, а также В.С. Алфееву за обсуждение рукописи.

Литература

1. Баялиев А.К., Пустовойт Ю.М., Столяров В.Л. А.с. 1141920 (СССР). — Опубликовано в ОИ, 1985. № 32, с.257.
2. Пустовойт Ю.М., Губанов С.В. — В сб.: Вакуумная наука и техника. Всероссийская научно-техническая конференция. Тезисы докладов. М.: МИЭМ, 1997, с.116.

3. Черепнин Н.В.. — Вакуумные свойства материалов для электронных приборов. М.: «Советское радио». 1966, с.255.
4. Benvenuti C., Chiggiato P. CERN-MT/92-05 (SM). Geneva, 1992.
5. Зудинов Ю.Б., Иванов П.Е. и др. — В сб.: Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, т. II, с.332.
6. Быков Д.В., Кондрашова О.И. и др. — В сб.: Вакуумная наука и техника. Всероссийская научно-техническая конференция. Тезисы докладов. М.: МИЭМ, 1997, с.131.



Борис Израилович ПУСТЫЛЬНИК
Boris Izrailovich PUSTYLNİK

Ушел из жизни, после тяжелой и продолжительной болезни, наш коллега Борис Израилович Пустыльник.

Он был членом редакционного совета журнала со дня его основания, более десяти лет. После окончания в 1962 г. Воронежского государственного университета он посвятил всю жизнь работе в области теории атомного ядра и ядерных реакций с тяжелыми ионами. Талант физика, соединявший в нем оригинальность и самобытность теоретика с реализмом экспериментатора, эрудиция и широта научных взглядов, легко позволяли ему определять качество представляемых в журнал работ. Он часто настаивал на публикации результатов оригинальных и не всеми признаваемых научных исследований и всегда оказывался прав при оценке этих работ. Невозможно переоценить его положительное влияние на принимаемые редакционным советом решения.

Мужественный человек, философ и оптимист — таким он останется в нашей памяти.

Our colleague Boris Izrailovich Pustyl'nik died on October 15, 1998 following heavy illness.

He was a member of the Editorial Board of the Journal from the date of its foundation more than ten years long. Having graduated the Voronezh State University, he has devoted all his scientific activity to the theory of atomic nucleus and heavy-ion nuclear reactions. Being a gifted physicist, he combined the originality of the theorist with the realism of the experimenter. Erudition and breadth of scientific views allowed him to easily define the scientific quality of papers submitted to the Journal. He frequently insisted on publishing the results of original and not always recognized scientific researches and always turned out right in estimation of these papers. It is impossible to overestimate his positive influence on the solutions, accepted by the Editorial Board.

We are left with the memory of the courageous person, philosopher and optimist.

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ К СБОРНИКАМ
“КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ”, 1[87] — 6[92], 1998

№1[87]

А.М.Балдин, А.И.Малахов
Релятивистские многочастичные процессы в центральной области быстрот
при асимптотически высоких энергиях
(На английском) 5

В.Аникеев и др.
Новое экспериментальное изучение заряженных $K \rightarrow 3\pi$ распадов
(На английском) 13

В.П.Зрелов, Я.Ружичка, А.А.Тяпкин
Предчеренковское излучение как явление “светового барьера” 23

П.Ж.Асланян и др.
Дубна — первооткрыватель стабильного $S = -2H$ -дибариона
(На английском) 26

С.А.Гаджиев, А.Н.Мамедов, Л.С.Гаджиева
Вычисление функций Грина и глюонной вершины
в некоторых однозначных калибровках 31

В.А.Краснов и др.
Метод быстрого отбора неупругих
ядро-ядерных соударений для эксперимента CMS
(На английском) 39

М.В.Савина и др.
Проявление эффекта гашения струй
при изучении дифференциальных распределений полной
поперечной энергии в ядро-ядерных взаимодействиях 45

№2[88]

С.В.Афанасьев и др.
Тензорная и векторная анализирующие способности
 A_{yy} и A_y в реакциях $^{12}C(d, p)X$ и $^{12}C(d, d)X$
при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с и угле испускания 85 мрад
(На английском) 5

Л.С.Ажгирей и др. Тензорная анализирующая способность T_{20} в неупругом (d, d')X-рассеянии под 0° на ^1H и ^{12}C от 4,5 до 9,0 ГэВ/с (На английском)	17
Л.С.Золин и др. Мониторинг тензорной поляризации дейтронных пучков высокой энергии.	27
П.Ставина и др. Влияние неоднородностей в сцинтилляционном волоконном электромагнитном калориметре на энергетическое разрешение (На английском)	37
И.Манджавидзе, А.Н.Сисакян Холодная кварк-глюонная плазма. Теоретические и экспериментальные перспективы (На английском)	51
№3[89]	
К.Р.Насриддинов и др. Полюсные вклады в полуплеотонных $D \rightarrow P(V) + l + \bar{\nu}_l$ распадах	5
С.И.Сердюкова Об устойчивости в C разностных краевых задач общего вида (На английском)	11
И.Н.Силин Решительный прогресс в проблеме минимизации с ограничениями	25
В.В.Глаголев, Г.Мартинска, Й.Урбан Автомодельные свойства взаимодействий легких ядер. Способ представления данных	31
М.Вытыкачова и др. Автомодельные свойства взаимодействий легких ядер. Экспериментальные результаты исследования реакций фрагментации	37
Н.Н.Агапов и др. Особенности криостатирования магнитной системы нуклотрона (На английском)	43

В.В.Буров, А.В.Молочков, Г.И.Смирнов Эволюция структуры нуклона в легких ядрах (На английском)	47
--	----

Б.И.Пустыльник и др. Анизотропия осколков деления в реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ (На английском)	57
---	----

В.И.Юревич, И.О.Цветков, Р.М.Яковлев Исследование экспозиционной мощности дозы наведенного гамма-излучения для протяженной свинцовой мишени, активированной высокоэнергетическими протонами	65
--	----

№4[90]

В.А.Бедняков, А.Н.Ковалев “Невидимая” ширина Z-бозона и ограничения на суперсимметричное расширение стандартной модели с дополнительным синглетным бозоном (NMSSM)	5
---	---

А.А.Бельков и др. Испытания сотовых дрейфовых камер в космических лучах (На английском)	15
---	----

В.А.Николаев и др. Деление ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U и ^{237}Np в поле spallation нейтронов (На английском)	25
--	----

И.Д.Александров и др. Оценка спонтанных и радиационно-индуцированных структурных изменений гена vestigial Drosophila melanogaster методом полимеразной цепной реакции (На английском)	33
---	----

Г.Г. Чубарян и др. Гамма-множественность при подбарьерном делении ^{226}Th	39
--	----

А.А.Андрианов и др. Константы распада скалярных и псевдоскалярных мезонов в кварковых моделях с квазилокальным взаимодействием	45
--	----

А.А.Тимченко, О.В.Галзицкая, И.Н.Сердюк Неровность глобулярной поверхности протеина (На английском)	59
---	----

№5[91]

М.Пудлак, В.А.Осипов

Малоугловые дисклинации на упругой плоскости: калибровочный подход

(На английском). 5

Ю.К.Акимов и др.

Испытание порогового аэрогелевого

черенковского счетчика на космических частицах. 11

Ю.С.Анисимов и др.

Первые результаты исследования поперечных размеров области генерации

кумулятивных частиц в реакциях $d + C$ и $d + Cu$ при энергии 2 ГэВ/нуклон 25

Ю.А.Троян и др.

Данные о $\sigma[0^+(0^{++})]$ -мезоне с массой $M_{\pi^+\pi^-} = (759 \pm 5) \text{ МэВ}/c^2$,наблюдаемом в $\pi^+\pi^-$ -комбинациях из реакции $pn \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ при импульсеналетающего нейтрона $P_n = (5,20 \pm 0,16) \text{ ГэВ}/c$

(На английском). 33

М.К.Сулейманов и др.

Инклюзивные спектры протонов и π^- -мезонов,испущенных в ^4HeC - и ^{12}CC -взаимодействиях с полным развалом ядер

(На английском). 41

Н.М.Агабабян и др.

Рождение тяжелых кварк-антикварковых пар

в процессах двухпоперечного обмена в pp -и AA -столкновениях на установке CMS 47

М.В.Савина и др.

Особенности ядро-ядерных взаимодействий

в ультрарелятивистской области энергий

(На английском). 65

№6[92]

М.К.Волков, В.Л.Юдичев, Д.Эберт

Распады возбужденных состояний странных мезонов

в расширенной модели НИЛ

(На английском). 5

А.В.Еремин и др.

Получение тяжелых ядер остатков испарения

в реакциях на выведенном пучке ^{48}Ca на мишени ^{208}Pb (На английском)	21
П.П.Коровин, Л.В.Малинина, Е.А.Строковский Скейлинговое поведение тензорной анализирующей способности (A_{yy}) в неупругом рассеянии релятивистских дейтронов (На английском)	35
С.Алмехед и др. Двухфотонные столкновения на LEP2 при очень малых Q^2 . Ожидаемые результаты (На английском)	41
Н.Г.Анищенко и др. Сверхпроводящий магнит с высокой однородностью магнитного поля для подвижной поляризованной мишени (На английском)	49
И.Р.Русанов, И.Х.Атанасов Многоканальный изменитель временных интервалов для дрейфовых камер	55
М.С.Хвастунов Вейвлет-анализ: применение к сигналам гауссовой формы	63

JINR RAPID COMMUNICATIONS 1[87] — 6[92], 1998

CONTENTS

No.1[87]

- A.M.Baldin, A.I.Malakhov
Relativistic Multiparticle Processes in the Central Rapidity Region
at Asymptotically High Energies 5
- V.Anikeev et al.
A New Experimental Study of Charged $K \rightarrow 3\pi$ Decays 13
- V.P.Zrelov, J.Ruzicka, A.A.Tyapkin
Pre-Cherenkov Radiation as a Phenomenon of "Light Barrier"
(In Russian). 23
- P.Z.Aslanyan et al.
Stable $S = -2$ H Dibaryon Found in Dubna 26
- S.A.Gadjiev, A.N.Mamedov, L.S.Gadjieva
Calculation of Green Functions and Gluon Top
in Some Unambiguous Gauges
(In Russian). 31
- V.A.Krasnov et al.
Method of a Fast Selection of Inelastic Nucleus-Nucleus
Collisions for the CMS Experiment 39
- M.V.Savina et al.
Manifestation of Jet Quenching in Differential Distributions
of the Total Transverse Energy in Nucleus-Nucleus Collisions. 45

No.2[88]

- S.V.Afanasiev et al.
Tensor and Vector Analyzing Powers A_{yy} and A_y
in the $^{12}\text{C}(d, p)X$ and $^{12}\text{C}(d, d')X$ Reactions
at Initial Deuteron Momentum of 9 GeV/c and Emission Angle of 85 mrad 5
- L.S.Azhgirey et al.
Tensor Analyzing Power T_{20} in Inelastic $(d, d')X$ Scattering
at 0° on ^1H and ^{12}C from 4.5 to 9.0 GeV/c 17

L.S.Zolin et al. Monitoring of the Tensor Polarization of High Energy Deuteron Beams (In Russian).	27
P.Štavina et al. Influence of Inhomogeneities in Scintillating Fibre Electromagnetic Calorimeter on its Energy Resolution	37
J.Manjavidze, A.N.Sissakian Cold Quark-Gluon Plasma. Theoretical and Experimental Perspectives	51

No.3[89]

K.R.Nasriddinov et al. Pole Contributions in the Semileptonic $D \rightarrow P(V) + l + \bar{\nu}_l$ Decays (In Russian)	5
S.I.Serdyukova On C-Stability of Difference Boundary Problems of General Type	11
I.N.Silin Resolute Progress in Constrained Minimization Problem (In Russian).	25
V.V.Glagolev, G.Martinská, J.Urbán Self-Similarity Properties of Light Nuclei Collisions. Method of Data Representation (In Russian).	31
M.Vytykáčová et al. Self-Similarity Properties of the Light Nuclei Collisions. Experimental Results of the Fragmentation Reactions Investigation (In Russian).	37
N.N.Agapov et al. Special Properties of the Refrigeration of the Accelerator Nuclotron	43
V.V.Burov, A.V.Molochkov, G.I.Smirnov Evolution of the Nucleon Structure in Light Nuclei	47
B.I.Pustynnik et al. Anisotropy of Fission Fragments for the Reaction $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	57
V.I.Yurevich, I.O.Tsvetkov, R.M.Yakovlev Study of Exposure Dose Power of Induced Gamma-Radiation	

for Extended Lead Target Activated by High-Energy Protons (In Russian)	65
---	----

No.4[90]

V.A.Bednyakov, A.N.Kovalev Invisible Z-Boson Width and Restrictions on Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model (In Russian)	5
--	---

A.A.Bel'kov et al. Cosmic Test of Honeycomb Drift Chambers.	15
--	----

V.A.Nikolaev et al. Fission of ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U and ^{237}Np in a Spallation Neutron Field	25
---	----

I.D.Alexandrov et al. Rapid Screening of Spontaneous and Radiation-Induced Structural Changes at the Vestigial Gene of <i>Drosophila Melanogaster</i> by Polymerase Chain Reaction	33
---	----

G.G.Chubarian et al. Gamma-Ray Multiplicities in Sub-Barrier Fission of ^{226}Th	39
--	----

A.A.Andrianov et al. The Decay Constants of the Scalar and Pseudoscalar Mesons in the Quark Models with Quasilocal Interaction (In Russian).	45
---	----

A.A.Timchenko, O.V.Galzitskaya, I.N.Serdyuk Roughness of the Globular Protein Surface	59
--	----

No.5[91]

M.Pudlak, V.A.Osipov Low-Angle Disclinations on Elastic Plane: a Gauge-Theory Approach	5
---	---

Yu.K.Akimov et al. Test of a Threshold Aerogel Cherenkov Counter on Cosmic Particles (In Russian).	11
--	----

Yu.S.Anisimov et al. First Results of Study of Transversal Dimension	
---	--

of Region of Cumulative Particles Production in $d + C$ and $d + Cu$ Reactions for Energy 2 GeV/nucleon (In Russian).	25
Yu.A.Troyan et al. The Evidence of $\sigma[0^+(0^{++})]$ Meson at a Mass of $M_{\pi^+\pi^-} = (759 \pm 5) \text{ MeV}/c^2$ Observed in $\pi^+\pi^-$ Combinations from the Reaction $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$ at an Incident Momentum of $P_n = (5.20 \pm 0.16) \text{ GeV}/c$	33
M.K.Suleimanov et al. Inclusive Spectra of Protons and π^- Mesons Emitted in ^4HeC and ^{12}CC Interactions with Total Disintegration of Nuclei	41
N.M.Agababyan et al. Heavy Quark-Antiquark Pair Production by Double Pomeron Exchange in pp and AA Collisions on the CMS (In Russian).	47
M.V.Savina et al. Global Features of Nucleus-Nucleus Collisions in Ultrarelativistic Domain	65

No.6[92]

M.K.Volkov, V.L.Yudichev, D.Ebert Decays of Excited Strange Mesons in the Extended NJL Model	5
A.V.Yeremin et al. Production of Heavy Evaporation Residues in the Reactions Induced by an Extracted ^{48}Ca Beam on a ^{208}Pb Target	21
P.P.Korovin, L.V.Malinina, E.A.Strokovsky Scaling Behaviour of Tensor Analyzing Power (A_{yy}) in the Inelastic Scattering of Relativistic Deuterons	35
S.Almehed et al. Two-Photon Collisions at Very Low Q^2 from LEP2. Forthcoming Results	41
N.G.Anishchenko et al. High Magnetic Field Uniformity Superconducting Magnet for a Movable Polarized Target.	49

I.R.Russanov, I.H.Atanassov

Multichannel Time-to-Digital Converter for Drift Detector

(In Russian). 55

M.S.Khvastunov

Wavelet Analysis: Application to Gaussian Signals

(In Russian). 63

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ К СБОРНИКАМ “КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ” 1[87] — 6[92], 1998

Абдинов О.Б.	— №5, с.41	Буров В.В.	— №3, с.47
Агабабян Н.М.	— №5, с.47	Вакаи А.	— №2, с.5
Агапов Н.Н.	— №3, с.43	Васильев С.А.	— №4, с.15
Агоди С.	— №4, с.39	Васильков Р.Г.	— №4, с.25
Ажгирей Л.С.	— №2, с.5	Весельски М.	— №6, с.21
	— №2, с.17	Вишневский А.В.	— №4, с.15
Айрапетян М.Г.	— №5, с.47	Вишневский Д.А.	— №4, с.15
Акимов Ю.К.	— №5, с.11	Волков М.К.	— №4, с.45
Александров И.Д.	— №4, с.33		— №6, с.5
Александрова М.В.	— №4, с.33	Волоховская Т.А.	— №1, с.26
Алмехед С.	— №6, с.41	Вытыкачова М.	— №3, с.37
Андрианов А.А.	— №4, с.45	Гаджиев С.А.	— №1, с.31
Андрианов В.А.	— №4, с.45	Гаджиева Л.С.	— №1, с.31
Аникеев В.	— №1, с.13	Галзицкая О.В.	— 4, с.59
Анисимов Ю.С.	— №5, с.25	Галоян А.С.	— №5, с.47
Анищенко Н.Г.	— №6, с.49	Галяев А.	— №1, с.13
Аношин А.И.	— №5, с.41	Гилицкий Ю.	— №1, с.13
Аракелян С.Г.	— №5, с.33	Главачова О.	— №3, с.37
Архипов В.В.	— №2, с.5	Глаголев В.В.	— №3, с.31
Асланян П.Ж.	— №1, с.26		— №3, с.37
Атанасов И.	— №5, с.25	Горшков В.А.	— №6, с.21
	— №6, с.55	Денисов С.	— №1, с.13
Афанасьев С.В.	— №2, с.5	Дирнер А.	— №3, с.37
	— №5, с.25	Дробин В.М.	— 6, с.49
Базилевский А.	— №1, с.13	Дурум А.	— №1, с.13
Балдин А.М.	— №1, с.5	Дюран Ж.	— №6, с.49
Бартнев В.Д.	— №6, с.49	Емельяненко В.Н.	— №1, с.26
Батин В.И.	— №3, с.43	Енковский Л.Л.	— №5, с.47
Бедняков В.А.	— №4, с.5	Еремин А.В.	— №6, с.21
Беллиа Г.	— №4, с.39	Ершов В.П.	— №2, с.5
Бельков А.А.	— №1, с.13	Есенак К.	— №5, с.11
	— №4, с.15	Ехара М.	— №2, с.5
Бер Ю.	— №1, с.13	Жданов С.В.	— №6, с.21
Блинов Н.А.	— №6, с.49	Жмыров В.Н.	— №2, с.5
Богданович Е.	— №5, с.41	Запорожец С.А.	— №2, с.5
Бом Г.	— №1, с.13		— №2, с.17
Бондарев В.К.	— №2, с.5	Зарубин П.И.	— №1, с.39
	— №5, с.25		— №1, с.45
Борисов Н.С.	— №6, с.49		— №5, с.47
Будагов Ю.А.	— №2, с.37		— №5, с.65

- | | | | |
|------------------|------------|-----------------|------------|
| Зимин Н. | — №6, с.41 | Курятников Б.К. | — №6, с.49 |
| Золин Л.С. | — №2, с.5 | Кухта Л. | — №5, с.11 |
| | — №2, с.27 | Кюн Б. | — №2, с.17 |
| Зрелов В.П. | — №1, с.23 | Лаврентьев А.Ю. | — №6, с.21 |
| | — №5, с.11 | Ладыгин В.П. | — №2, с.5 |
| Иваса Н. | — №6, с.21 | | — №2, с.17 |
| Ивата Т. | — №2, с.5 | Ланев А. | — №1, с.13 |
| Ивашкевич С.А. | — №6, с.49 | Лапидус И.Л. | — №4, с.33 |
| Иерусалимов А.П. | — №5, с.33 | Лебедев А. | — №1, с.13 |
| Исупов А.Ю. | — №2, с.5 | Лебедев Р.М. | — №3, с.37 |
| | — №5, с.25 | Левкович Н.В. | — №4, с.33 |
| Иткис М.Г. | — №3, с.57 | Легар Ф. | — №6, с.49 |
| | — №4, с.39 | Лиатард Э. | — №4, с.39 |
| | — №6, с.21 | Литвиненко А.Г. | — №2, с.5 |
| Кабаченко А.П. | — №6, с.21 | | — №2, с.27 |
| Кавано М. | — №2, с.5 | | — №5, с.25 |
| Кагея Т. | — №2, с.5 | Лукашин К. | — №4, с.39 |
| Калабретта Л. | — №3, с.57 | Майолино Ч | — №4, с.39 |
| | — №4, с.39 | Малахов А.И. | — №1, с.5 |
| Капуста Ф. | — №6, с.41 | | — №1, с.39 |
| Карповский А.Л. | — №4, с.33 | | — №2, с.5 |
| Качарава А.К. | — №3, с.37 | | — №5, с.25 |
| Каширин В.А. | — №2, с.5 | | — №5, с.47 |
| | — №5, с.25 | Малинина Л.В. | — №6, с.35 |
| Кириллов А.Д. | — №2, с.5 | Малышев О.Н. | — №6, с.21 |
| Кирюшин Ю.Т. | — №4, с.5 | Мамедов А.Н. | — №1, с.31 |
| Климан Я. | — №5, с.25 | Манджавидзе И. | — №2, с.51 |
| Кобушкин А.П. | — №2, с.17 | Мартинска Г. | — №3, с.31 |
| Ковалев А.Н. | — №4, с.5 | | — №3, с.37 |
| Коваленко А.Д. | — №3, с.43 | Мартынов А.С. | — №1, с.26 |
| Козелов А. | — №1, с.13 | Матеушек В. | — №5, с.25 |
| Козулин Е.М. | — №3, с.57 | Мацуда Т. | — №2, с.5 |
| | — №4, с.39 | Мелкумов Г.Л. | — №5, с.47 |
| Колесников В.И. | — №2, с.5 | Меркулова Т.А. | — №3, с.5 |
| Кондратьев Н.А. | — №4, с.39 | Мигулина И.И. | — №2, с.5 |
| Кораблинова С.В. | — №4, с.33 | Миронов С.В. | — №6, с.49 |
| Коровин П.П. | — №2, с.17 | Михайлов Ю. | — №1, с.13 |
| | — №6, с.35 | Молочков А.В. | — №3, с.47 |
| Коротков С.П. | — №6, с.21 | Морита К. | — №6, с.21 |
| Кочетков В. | — №1, с.13 | Мороз В.Д | — №6, с.49 |
| Краснов В.А. | — №1, с.39 | Морхач М. | — №5, с.25 |
| Крупа Л. | — №5, с.11 | Мошкин А.А. | — №1, с.13 |
| Кузнецов А.А. | — №5, с.41 | | — №4, с.15 |
| Куранов Б.Н. | — №3, с.5 | Мульгин С.И. | — №6, с.21 |
| Курбаков В. | — №1, с.13 | Мьермарк У. | — №6, с.41 |

- | | | | |
|------------------|------------|------------------|------------|
| Мюнценберг Г. | — №6, с.21 | Русанов А.Я. | — №4, с.39 |
| Накаяма Х. | — №2, с.5 | Русанов И.Р. | — №6, с.55 |
| Насриддинов К.Р. | — №3, с.5 | Савина М.В. | — №1, с.39 |
| Неганов А.Б. | — №6, с.49 | | — №1, с.45 |
| Недев С. | — №2, с.17 | | — №5, с.65 |
| Нигрен А. | — №6, с.41 | Сагайдак Р.Н. | — №6, с.21 |
| Никифоров А.С. | — №2, с.5 | Саламатин В.С. | — №4, с.39 |
| Николаев В.А. | — №4, с.25 | Семенов А.Ю. | — №2, с.5 |
| Ниорадзе М.С. | — №3, с.37 | Семенова И.А. | — №2, с.5 |
| Номофилов А.А. | — №2, с.5 | | — №5, с.25 |
| Оганесян Ю.Ц. | — №3, с.57 | Семярчук Т. | — №3, с.37 |
| | — №4, с.39 | Сердюк И.Н. | — №4, с.59 |
| | — №6, с.21 | Сердюкова С.И. | — №3, с.11 |
| О'Келли Д.Дж. | — №4, с.39 | Силин И.Н. | — №3, с.25 |
| Онучин В. | — №1, с.13 | Сисакян А.Н. | — №2, с.51 |
| Осада Е. | — №2, с.5 | Ситник И.М. | — №2, с.17 |
| Осипов В.А. | — №5, с.5 | Славин Н.В. | — №1, с.45 |
| Пантеа Д. | — №2, с.37 | | — №5, с.65 |
| Пашкевич В.В. | — №4, с.39 | Смирнов А.А. | — №3, с.43 |
| Пенев В.Н. | — №2, с.5 | Смирнов В.А. | — №5, с.25 |
| | — №5, с.25 | Смирнов Г.И. | — №3, с.47 |
| Пенчев Л. | — №2, с.17 | Солунин С.А. | — №4, с.15 |
| Пердрисат Ч.Ф. | — №2, с.17 | Ставина П. | — №2, с.37 |
| Печенов В.Н. | — №5, с.33 | Стариков А.Ю. | — №5, с.25 |
| Пилипенко Ю.К. | — №2, с.5 | Столетов Г.Д. | — №2, с.5 |
| | — №2, с.27 | | — №2, с.17 |
| Пискунов Н.М. | — №2, с.17 | Стоянова Д. | — №1, с.13 |
| | — №6, с.49 | Строковский Е.А. | — №2, с.17 |
| Плеханов Е.Б. | — №5, с.33 | | — №6, с.35 |
| Покровский И.В. | — №4, с.39 | Струнов Л.Н. | — №2, с.5 |
| Попеко А.Г. | — №6, с.21 | Сулейманов М.К. | — №5, с.41 |
| Пудлак М. | — №5, с.5 | Сямтомов А.И. | — №2, с.17 |
| Пузынин А.И. | — №5, с.11 | Такабаяши Н. | — №2, с.5 |
| Пунжаби В. | — №2, с.17 | Тахтамышев Г.Г. | — №3, с.5 |
| Пустыльник Б.И. | — №3, с.57 | Тимченко А.А. | — №4, с.59 |
| Резников С.Г. | — №2, с.5 | Токар С. | — №2, с.37 |
| | — №2, с.27 | Третьякова С.П. | — №3, с.57 |
| | — №5, с.25 | Третьякова Т.Ю. | — №3, с.57 |
| Рихвицкий В.С. | — №1, с.26 | Троян А.Ю. | — №5, с.33 |
| Рогач Й. | — №6, с.21 | Троян Ю.А. | — №5, с.33 |
| Романов Ю.В. | — №6, с.49 | Турзо И. | — №5, с.25 |
| Ружичка Я. | — №1, с.23 | Тяпкин А.А. | — №1, с.23 |
| | — №5, с.11 | Тяпкин И. | — №6, с.41 |
| Рукояткин П.А. | — №2, с.5 | Тятюшкин Ю.И. | — №6, с.49 |
| | — №2, с.27 | Урбан Й. | — №3, с.31 |

- | | | | |
|------------------|------------|------------------|------------|
| | — №3, с.37 | Челноков М.Л. | — №6, с.21 |
| Усов Ю.А. | — №6, с.49 | Чепигин В.И. | — №6, с.21 |
| Файнор В. | — №5, с.11 | Черных Е.В. | — №2, с.5 |
| Федоров А.Н. | — №6, с.49 | | — №2, с.17 |
| Филин С.В. | — №5, с.11 | Чириков-Зорин И. | — №2, с.37 |
| Филипов Г. | — №2, с.5 | Чубарян Г.Г. | — №4, с.39 |
| Филиппов А.И. | — №5, с.11 | Чурин А.И. | — №5, с.11 |
| Фимушкин В.В. | — №2, с.5 | Шаро Ш. | — №6, с.21 |
| | — №2, с.27 | Шаров В.И. | — №2, с.5 |
| Фукуи С. | — №2, с.5 | Шахбазян Б.А. | — №1, с.26 |
| Хак А. | — №4, с.39 | Шелихов В. | — №1, с.13 |
| Ханаппе Ф. | — №4, с.39 | Шишов Ю.А. | — №6, с.49 |
| Харжеев Ю.Н. | — №5, с.11 | Шматов С.В. | — №1, с.39 |
| Хасегава С. | — №2, с.5 | | — №1, с.45 |
| Хасегава Т. | — №2, с.5 | | — №5, с.65 |
| Хвастунов М.С. | — №6, с.63 | Шмитт Р.П. | — №4, с.39 |
| Ходжибагиян Г.Г. | — №3, с.43 | Штуттге Л. | — №4, с.39 |
| Хорикава Н. | — №2, с.5 | Эберт Д. | — №6, с.5 |
| Хорст Б.Дж. | — №4, с.39 | Юдин Н.П. | — №2, с.5 |
| Хофманн З. | — №6, с.21 | Юдичев В.Л. | — №4, с.45 |
| Хренов А.Н. | — №2, с.5 | | — №6, с.5 |
| | — №5, с.25 | Юревич В.И. | — №3, с.65 |
| Цветков И.О. | — №3, с.65 | | — №4, с.25 |
| Цвинева Г.П. | — №6, с.49 | Яковлев Р.М. | — №3, с.65 |
| Чатрчян С.А. | — №5, с.47 | | — №4, с.25 |
| | | Ярлског Г. | — №6, с.41 |

AUTHOR INDEX, 1998

- | | | | |
|------------------|--------------|-------------------|--------------|
| Abdinov O.B. | — No.5, p.41 | | |
| Afanasiev S.V. | — No.2, p.5 | | |
| | — No.5, p.25 | | |
| Agababyan N.M. | — No.5, p.47 | | |
| Agapov N.N. | — No.3, p.43 | | |
| Agodi C. | — No.4, p.39 | | |
| Akimov Yu.K. | — No.5, p.11 | | |
| Alexandrov I.D. | — No.4, p.33 | | |
| Alexandrova M.V. | — No.4, p.33 | | |
| Almehed S. | — No.6, p.41 | | |
| Andrianov A.A. | — No.4, p.45 | | |
| Andrianov V.A. | — No.4, p.45 | | |
| Anikeev V. | — No.1, p.13 | | |
| Anishchenko N.G. | — No.6, p.49 | | |
| Anisimov Yu.S. | — No.5, p.25 | | |
| Anoshin A.I. | — No.5, p.41 | | |
| Arakelian S.G. | — No.5, p.33 | | |
| Arkhipov V.V. | — No.2, p.5 | | |
| Aslanyan P.Z. | — No.1, p.26 | | |
| Atanasov I. | — No.5, p.25 | | |
| | — No.6, p.55 | | |
| Azhgirey L.S. | — No.2, p.5 | | |
| | — No.2, p.17 | | |
| Bähr J. | — No.1, p.13 | | |
| Baldin A.M. | — No.1, p.5 | | |
| Bartenev V.D. | — No.6, p.49 | | |
| Batin V.I. | — No.3, p.43 | | |
| Bazilevsky A. | — No.1, p.13 | | |
| Bednyakov V.A. | — No.4, p.5 | | |
| Bellia G. | — No.4, p.39 | | |
| Bel'kov A.A. | — No.1, p.13 | | |
| | — No.4, p.15 | | |
| Blinov N.A. | — No.6, p.49 | | |
| Bogdanowicz J. | — No.5, p.41 | | |
| Bohm G. | — No.1, p.13 | | |
| Bondarev V.K. | — No.2, p.5 | | |
| | — No.5, p.25 | | |
| Borisov N.S. | — No.6, p.49 | | |
| Budagov J.A. | — No.2, p.37 | | |
| Burov V.V. | — No.3, p.47 | | |
| Calabretta L. | — No.3, p.57 | | |
| | | | — No.4, p.39 |
| | | Chatrchyan S.A. | — No.5, p.47 |
| | | Chelnokov M.L. | — No.6, p.21 |
| | | Chepigin V.I. | — No.6, p.21 |
| | | Chernykh E.V. | — No.2, p.5 |
| | | | — No.2, p.17 |
| | | Chirikov-Zorin I. | — No.2, p.37 |
| | | Chubarian G.G. | — No.4, p.39 |
| | | Churin A.I. | — No.5, p.11 |
| | | Denisov S. | — No.1, p.13 |
| | | Dirner A. | — No.3, p.37 |
| | | Drobin V.M. | — No.6, p.49 |
| | | Durand G. | — No.6, p.49 |
| | | Durum A. | — No.1, p.13 |
| | | Ebert D. | — No.6, p.5 |
| | | Ehara M. | — No.2, p.5 |
| | | Ershov V.P. | — No.2, p.5 |
| | | Esenak K. | — No.5, p.11 |
| | | Fainor V. | — No.5, p.11 |
| | | Fedorov A.N. | — No.6, p.49 |
| | | Filin S.V. | — No.5, p.11 |
| | | Filipov G. | — No.2, p.5 |
| | | Filippov A.I. | — No.5, p.11 |
| | | Fimushkin V.V. | — No.2, p.5 |
| | | | — No.2, p.27 |
| | | Fukui S. | — No.2, p.5 |
| | | Gadjiev S.A. | — No.1, p.31 |
| | | Gadjieva L.S. | — No.1, p.31 |
| | | Galjaev A. | — No.1, p.13 |
| | | Galoyan A.S. | — No.5, p.47 |
| | | Galzitskaya O.V. | — No.4, p.59 |
| | | Gilitsky Yu. | — No.1, p.13 |
| | | Glagolev V.V. | — No.3, p.31 |
| | | | — No.3, p.37 |
| | | Gorshkov V.A. | — No.6, p.21 |
| | | Hanappe F. | — No.4, p.39 |
| | | Hasegawa S. | — No.2, p.5 |
| | | Hasegawa T. | — No.2, p.5 |
| | | Hayrapetyan M.G. | — No.5, p.47 |
| | | Hlaváčova J. | — No.3, p.37 |
| | | Hofmann S. | — No.6, p.21 |

- | | | | |
|--------------------|--------------|------------------|--------------|
| Horikawa N. | — No.2, p.5 | Kuehn B. | — No.2, p.17 |
| Huck A. | — No.4, p.39 | Kukhta L. | — No.5, p.11 |
| Hurst B.J. | — No.4, p.39 | Kuranov B.N. | — No.3, p.5 |
| Isupov A.Yu. | — No.2, p.5 | Kurbakov V. | — No.1, p.13 |
| | — No.5, p.25 | Kuryatnikov B.K. | — No.6, p.49 |
| Itkis M.G. | — No.3, p.57 | Kuznetsov A.A. | — No.5, p.41 |
| | — No.4, p.39 | Ladygin V.P. | — No.2, p.5 |
| | — No.6, p.21 | | — No.2, p.17 |
| Ivashkevich S.A. | — No.6, p.49 | Lanyov A. | — No.1, p.13 |
| Iwasa N. | — No.6, p.21 | Lapidus I.L. | — No.4, p.33 |
| Iwata T. | — No.2, p.5 | Lavrentev A.Yu. | — No.6, p.21 |
| Jarlskog G. | — No.6, p.41 | Lebedev A. | — No.1, p.13 |
| Jenkovszky L.L. | — No.5, p.47 | Lebedev R.M. | — No.3, p.37 |
| Jerusalimov A.P. | — No.5, p.33 | Lehar F. | — No.6, p.49 |
| Kabachenko A.P. | — No.6, p.21 | Levkovich N.V. | — No.4, p.33 |
| Kacharava A.K. | — No.3, p.37 | Liatard E. | — No.4, p.39 |
| Kageya T. | — No.2, p.5 | Litvinenko A.G. | — No.2, p.5 |
| Kapusta F. | — No.6, p.41 | | — No.2, p.27 |
| Karpovsky A.L. | — No.4, p.33 | | — No.5, p.25 |
| Kashirin V.A. | — No.2, p.5 | Lukashin K. | — No.4, p.39 |
| | — No.5, p.25 | Maiolino C. | — No.4, p.39 |
| Kawano M. | — No.2, p.5 | Malakhov A.I. | — No.1, p.5 |
| Kharzheev Yu.N. | — No.5, p.11 | | — No.1, p.39 |
| Khodzhbagiyan H.G. | — No.3, p.43 | | — No.2, p.5 |
| Khrenov A.N. | — No.2, p.5 | | — No.5, p.25 |
| | — No.5, p.25 | | — No.5, p.47 |
| Klavastunov M.S. | — No.6, p.63 | Malinina L.V. | — No.6, p.35 |
| Kirillov A.D. | — No.2, p.5 | Malyshev O.N. | — No.6, p.21 |
| Kiryushin Yu.T. | — No.4, p.15 | Mamedov A.N. | — No.1, p.31 |
| Kliman J. | — No.5, p.25 | Manjavidze J. | — No.2, p.51 |
| Kobushkin A.P. | — No.2, p.17 | Martinská G. | — No.3, p.31 |
| Kochetkov V. | — No.1, p.13 | | — No.3, p.37 |
| Kolesnikov V.I. | — No.2, p.5 | Martynov A.S. | — No.1, p.26 |
| Kondratiev N.A. | — No.4, p.39 | Matousek V. | — No.5, p.25 |
| Korablinova S.V. | — No.4, p.33 | Matsuda T. | — No.2, p.5 |
| Korotkov S.P. | — No.6, p.21 | Melkumov G.L. | — No.5, p.47 |
| Korovin P.P. | — No.2, p.17 | Merkulova T.A. | — No.3, p.5 |
| | — No.6, p.35 | Migulina I.I. | — No.2, p.5 |
| Kovalenko A.D. | — No.3, p.43 | Mikhailov Yu. | — No.1, p.13 |
| Kovalev A.N. | — No.4, p.5 | Mironov S.V. | — No.6, p.49 |
| Kozelov A. | — No.1, p.13 | Mjornmark U. | — No.6, p.41 |
| Kozulin E.M. | — No.3, p.57 | Molochkov A.V. | — No.3, p.47 |
| | — No.4, p.39 | Morhac M. | — No.5, p.25 |
| Krasnov V.A. | — No.1, p.39 | Morita K. | — No.6, p.21 |
| Krupa L. | — No.5, p.11 | Moroz V.D. | — No.6, p.21 |

- | | | | |
|-------------------|--------------|-----------------|--------------|
| Moshkin A.A. | — No.1, p.13 | | |
| | — No.4, p.15 | Rusanov A.Ya. | — No.2, p.27 |
| Mulgin S.I. | — No.6, p.21 | Russanov I.R. | — No.4, p.39 |
| Munzenberg G. | — No.6, p.21 | Ruzicka J. | — No.6, p.55 |
| Nakayama H. | — No.2, p.5 | | — No.1, p.23 |
| Nasriddinov K.R. | — No.3, p.5 | Sagaidak R.N. | — No.5, p.11 |
| Nedev S. | — No.2, p.17 | Salamatın V.S. | — No.6, p.21 |
| Neganov A.B. | — No.6, p.49 | Savina M.V. | — No.4, p.39 |
| Nikiforov A.S. | — No.2, p.5 | | — No.1, p.39 |
| Nikolaev V.A. | — No.4, p.25 | | — No.1, p.45 |
| Nioradze M.S. | — No.3, p.37 | Schmitt R.P. | — No.5, p.65 |
| Nomofilov A.A. | — No.2, p.5 | Semenov A.Yu. | — No.4, p.39 |
| Nygren A. | — No.6, p.41 | Semenova I.A. | — No.2, p.5 |
| Oganessian Yu.Ts. | — No.3, p.57 | | — No.2, p.5 |
| | — No.4, p.39 | Serdyuk I.N. | — No.5, p.25 |
| | — No.6, p.21 | Serdyukova S.I. | — No.4, p.59 |
| O'Kelly D.J. | — No.4, p.39 | Shahbazian B.A. | — No.3, p.11 |
| Onuchin V. | — No.1, p.13 | Sharo S. | — No.1, p.26 |
| Osada E. | — No.2, p.5 | Sharov V.I. | — No.6, p.21 |
| Osipov V.A. | — No.5, p.5 | Shelikhov V. | — No.2, p.5 |
| Pantea D. | — No.2, p.37 | Shishov Yu.A. | — No.1, p.13 |
| Pashkevich V.V. | — No.4, p.39 | Shmatov S.V. | — No.6, p.49 |
| Pechenov V.N. | — No.5, p.33 | | — No.1, p.39 |
| Penchev L. | — No.2, p.17 | | — No.1, p.45 |
| Penev V.N. | — No.2, p.5 | | — No.5, p.65 |
| | — No.5, p.25 | Siemiarczuk T. | — No.3, p.37 |
| Perdrisat C.F. | — No.2, p.17 | Silin I.N. | — No.3, p.25 |
| Pilipenko Yu.K. | — No.2, p.5 | Sissakian A.N. | — No.2, p.51 |
| | — No.2, p.27 | Sitnik I.M. | — No.2, p.17 |
| Piskunov N.M. | — No.2, p.17 | Slavin N.V. | — No.1, p.45 |
| | — No.6, p.49 | | — No.5, p.65 |
| Plekhanov E.B. | — No.5, p.33 | Smirnov A.A. | — No.3, p.43 |
| Pokrovsky I.V. | — No.4, p.39 | Smirnov G.I. | — No.3, p.47 |
| Popeko A.G. | — No.6, p.21 | Smirnov V.A. | — No.5, p.25 |
| Pudlak M. | — No.5, p.5 | Solunin S.A. | — No.4, p.15 |
| Punjabi V. | — No.2, p.17 | Starikov A.Yu. | — No.5, p.25 |
| Pustynnik B.I. | — No.3, p.57 | Štavina P. | — No.2, p.37 |
| Puzynin A.I. | — No.5, p.11 | Stoletov G.D. | — No.2, p.5 |
| Reznikov S.G. | — No.2, p.5 | | — No.2, p.17 |
| | — No.2, p.27 | Stoyanova D. | — No.1, p.13 |
| | — No.5, p.25 | Strokovsky E.A. | — No.2, p.17 |
| Rikhvitzkiy V.S. | — No.1, p.26 | | — No.6, p.35 |
| Rohac J. | — No.6, p.21 | Strunov L.N. | — No.2, p.5 |
| Romanov Yu.V. | — No.6, p.49 | Stuttgé L. | — No.4, p.39 |
| Rukoyatkin P.A. | — No.2, p.5 | Suleimanov M.K. | — No.5, p.41 |
| | | Syamtomov A.I. | — No.2, p.17 |

- | | | | |
|-------------------|--------------|--------------------|--------------|
| Takabayashi N. | — No.2, p.5 | Volokhovskaya T.A. | — No.1, p.26 |
| Takhtamyshev G.G. | — No.3, p.5 | Vytykáčová M. | — No.3, p.37 |
| Timchenko A.A. | — No.4, p.59 | Wakai A. | — No.2, p.5 |
| Tokár S. | — No.2, p.37 | Yakovlev R.M. | — No.3, p.65 |
| Tretyakova S.P. | — No.3, p.57 | | — No.4, p.25 |
| Tretyakova T.Yu. | — No.3, p.57 | Yemelyanenko V.N. | — No.1, p.26 |
| Troyan A.Yu. | — No.5, p.33 | Yeremin A.V. | — No.6, p.21 |
| Troyan Yu.A. | — No.5, p.33 | Yudichev V.L. | — No.4, p.45 |
| Tsvetkov I.O. | — No.3, p.65 | | — No.6, p.5 |
| Tsvineva G.P. | — No.6, p.49 | Yudin N.P. | — No.2, p.5 |
| Turzo I. | — No.5, p.25 | Yurevich V.I. | — No.3, p.65 |
| Tyapkin A.A. | — No.1, p.23 | | — No.4, p.25 |
| Tyapkin I. | — No.6, p.41 | Zaporozhets S.A. | — No.2, p.5 |
| Tyatyushkin Yu.I. | — No.6, p.49 | | — No.2, p.17 |
| Urbán J. | — No.3, p.31 | Zarubin P.I. | — No.1, p.39 |
| | — No.3, p.37 | | — No.1, p.45 |
| Usov Yu.A. | — No.6, p.49 | | — No.5, p.47 |
| Vassiliev S.A. | — No.4, p.15 | | — No.5, p.65 |
| Vassil'kov R.G. | — No.4, p.25 | Zhdanov S.V. | — No.6, p.21 |
| Veselsky M. | — No.6, p.21 | Zhmyrov V.N. | — No.2, p.5 |
| Vishnevsky A.V. | — No.4, p.15 | Zimin N. | — No.6, p.41 |
| Vishnevsky D.A. | — No.4, p.15 | Zolin L.S. | — No.2, p.5 |
| Volkov M.K. | — No.4, p.45 | | — No.2, p.27 |
| | — No.6, p.5 | Zrelov V.P. | — No.1, p.23 |
| | | | — No.5, p.11 |