

15/V-86

ISSN 0234-5366



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

1[75]-96

**In-Medium Effects in K^+ Scattering Versus
Glauber Model with Noneikonal Corrections** ☐

**On the Possibility of Relativistic Space-Time
Particle Scattering Description** ☐

**Study of the Hadronic Jet Reconstruction
Algorithms in π^-p and π^-C Interactions
at 40 GeV/c** ☐

**Investigation of Processes of Total
Disintegration of Nuclei in Nucleus-Nucleus
Collisions with Impulse 4.2 A GeV/c** ☐

**Simulation and Analysis of Neutron Energy
Spectra from Irradiation Channels
of the Reactor IBR-2** ☐

**Slag Formation and Poisoning Problems
in Electronuclear Reactor** ☐

Internal Target Station at the Nuclotron ☐

**Measurements of Proportional Mode
Characteristics of Plastic Drift Tubes** ☐

**Silicon Two-Coordinate Detector
with Separable Pad-Strip Readout** ☐

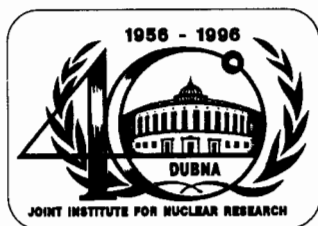
**Investigation of the Fusion-Fission
Reaction $^{208}\text{Pb} + ^{16}\text{O}$ at Subbarrier Energies** ☐

Издательский отдел ОИЯИ

ДУБНА

JINR Publishing Department

DUBNA

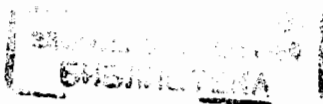


Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

1[75]-96

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

Дубна 1996



ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

S.M.Eliseev, T.H.Rihan

In-Medium Effects in K^+ Scattering Versus Glauber Model with Noneikonal Corrections

С.М.Елисеев, Т.Х.Рихан

**Ядерные эффекты в K^+ -рассеянии и модель Глаубера
с неэйкональными поправками.....5**

Н.Г.Фадеев

О возможности релятивистского описания движения системы взаимодействующих частиц

N.G.Fadeev

**On the Possibility of Relativistic
Space-Time Particle Scattering Description11**

Н.Н.Бадалян, Р.Г.Бадалян, Е.Богданович, А.А.Кузнецов

Исследование алгоритмов реконструкции адронных струй в π^-p - и π^-C -взаимодействиях при 40 ГэВ/с

N.N.Badalian, R.G.Badalian, J.Bogdanowicz, A.A.Kuznetsov

**Study of the Hadronic Jet Reconstruction Algorithms
in π^-p and π^-C Interactions at 40 GeV/c27**

О.Б.Абдинов, А.И.Аношин, А.А.Кузнецов, Р.Р.Мехтиев,

М.К.Сулейманов, Г.Д.Рзаев

Исследование процессов полного развала ядер в ядро-ядерных столкновениях при импульсах 4,2 А ГэВ/с

O.B.Abdinov, A.I.Anoshin, A.A.Kuznetsov, R.R.Mekhtiev,

M.K.Sulejmanov, G.D.Rzaev

**Investigation of Processes of Total Disintegration of Nuclei
in Nucleus-Nucleus Collisions with Impulse 4.2 A GeV/c.....51**

В.Ф.Переседов, А.Д.Рогов

Моделирование и анализ энергетических спектров нейтронов для облучательных каналов реактора ИБР-2

V.F.Peresedov, A.D.Rogov

**Simulation and Analysis of Neutron Energy Spectra
from Irradiation Channels of the Reactor IBR-2.....69**

Б.Тумэндэмбэрэл, Д.Чултэм

Проблемы зашлаковывания и отравления электроядерного реактора

B.Tumendemberel, D.Chultem

Slag Formation and Poisoning Problems in Electronuclear Reactor.....75

А.С.Артемов, Ю.С.Анисимов, С.Н.Базылев, В.М.Слепнев, Я.Климан, В.Матоушек, М.Морхач, И.Турзо Станция внутренних мишеней на нуклотроне A.S.Artemov, Y.S.Anisimov, S.N.Basilyev, V.M.Slepnyov, J.Kliman, V.Matousek, M.Morhac, I.Turzo Internal Target Station at the Nuclotron	95
L.S.Barabash, V.N.Frolov, K.N.Kuznetsov, A.A.Popov, V.V.Tchalyshev, A.S.Vodopianov Measurements of Proportional Mode Characteristics of Plastic Drift Tubes Л.С.Барабаш, В.Н.Фролов, К.Н.Кузнецов, А.А.Попов, В.В.Чалышев, А.С.Водспьянов Измерение характеристик работы пластинковых дрейфовых трубок в пропорциональном режиме газового усиления	103
L.S.Barabash, A.V.Babookh, V.N.Frolov, M.Yu.Kazarinov, A.A.Popov, V.G.Sandukovsky, V.V.Tchalyshev, A.Wang Silicon Two-Coordinate Detector with Separable Pad-Strip Readout Л.С.Барабаш, А.В.Бабух, В.Н.Фролов, М.Ю.Казаринов, А.А.Попов, В.Г.Сандуковский, В.В.Чалышев, А.Вонг Кремниевый двухкоординатный детектор с внешней пэд-стриповой системой считывания	113
Yu.Ts.Oganessian, M.G. Itkis, E.M.Kozulin, B.I.Pustyl'nik, S.P.Tretyakova, L.Calabretta, T.Guzel Investigation of the Fusion-Fission Reaction $^{208}\text{Pb} + ^{16}\text{O}$ at Subbarrier Energies Ю.Ц.Оганесян, М.Г.Иткис, Э.М.Козулин, Б.И.Пустыльник, С.П.Третьякова, Л.Калабретта, Т.Гузель Исследование реакции слияния-деления $^{208}\text{Pb} + ^{16}\text{O}$ при подбарьерных энергиях	123

УДК 539.17.5

IN-MEDIUM EFFECTS IN K^+ SCATTERING VERSUS GLAUBER MODEL WITH NONEIKONAL CORRECTIONS

*S.M. Eliseev, T.H. Rihan**

The discrepancy between the experimental and the theoretical ratio R of the total cross sections, $R = \sigma(K^+ - ^{12}\text{C}) / 6\sigma(K^+ - d)$, at momenta up to 800 MeV/c is discussed in the framework of the Glauber multiple scattering approach. It is shown that various corrections such as adopting relativistic $K^+ - N$ amplitudes as well as noneikonal corrections seem to fail in reproducing the experimental data especially at higher momenta.

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

Ядерные эффекты в K^+ -рассеянии и модель Глаубера с неэйкональными поправками

С.М.Елисеев, Т.Х.Рихан

Отношения сечений $R = \sigma(K^+ - ^{12}\text{C}) / 6\sigma(K^+ - d)$ вычисляются по модели Глаубера вплоть до импульсов 800 МэВ/с с использованием релятивистских $K^+ - N$ -амплитуд. Показано, что даже после введения неэйкональных поправок не наблюдается согласия с экспериментальными данными. Указано на возможные ядерные эффекты типа ЕМС.

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

1. Introduction

One of the most important subjects discussed at present, is the problem of confinement of quarks in hadrons and the difficulties associated with the long distances in QCD. From QCD we know that at a sufficiently dense matter, which may be obtained in high energy nucleus-nucleus collisions, colour screening will lead to quark deconfinement. However, the EMC effect indicates that nucleons can significantly change their properties even in the ground state of nuclei. At present, inclusion of such unconventional EMC-type effects receives greater attention in contemporary nuclear physics.

To explore the nuclear interior, the K^+ -meson was then regarded as a unique probe due to its long mean free-path in the medium [1—5]. However, theoretical predictions for its

*Mathematics and Theoretical Physics Department, Atomic Energy Authority, P.O. Code 13759, Cairo, Egypt.

total cross section based on the conventional nuclear physics approaches failed to reproduce the experimental data [4,5]. This situation triggered the search for the role played by the medium in modifying hadronic properties [6—11]. Thus, exotic mechanisms to describe the K^+ data such as nucleon *swelling* (or partial deconfinement of nucleons), in-medium modification of meson properties, and excess of pions in nuclei are still the source of considerable debate (see, e.g., [6,10]).

We believe, however, that a careful analysis should be performed before any conclusion can be drawn as to the necessity of introducing features that are not present in the standard nonrelativistic models.

Since Glauber's multiple scattering theory [12] has been applied very successfully in the past for various hadronic probes at intermediate energies, it may be of interest to try to apply it for the above case of K^+ scattering [11] as well. We further extend such calculations by taking into account noneikonal effects [13,14] as well as relativistic K^+ -nucleon amplitudes [15].

Thus far, our work serves largely to confirm other approaches based on various optical model potentials [4,5], and gauges the need for exotic mechanisms.

2. Glauber Model Analysis

Although the Glauber theory was developed initially for high energy projectiles, yet it also successfully works in the intermediate energy region.

In the present work, however, we shall include as well the so-called noneikonal effects (i.e., the deviation from the simple eikonal propagation picture) in our calculations.

For the sake of clarity, we recall that following Glauber, the amplitude for a projectile-target elastic scattering, assumes the general form:

$$f(Q) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{b}} [1 - e^{i\chi(\mathbf{b})}] d\mathbf{b}, \quad (1)$$

where b is the impact parameter and χ is the corresponding phase shift function.

More explicitly, for projectile-nucleus scattering, Eq.(1) can be cast in the form:

$$F(Q) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{b}} \langle [1 - e^{i\chi(\mathbf{b}, s_1, \dots, s_A)}] \rangle d\mathbf{b}, \quad (2)$$

where s_j is the component of the radius-vector $\mathbf{r}_j$ of the j^{th} target nucleon in the direction perpendicular to the incident momentum $\mathbf{k}$, while the brackets $\langle \rangle$ denote target ground-state average.

Further, given the corresponding projectile-target nucleon amplitudes,

$$f(q) = \frac{k(i + \gamma)\sigma}{4\pi} e^{\beta^2 q^2/2}, \quad \gamma = \text{Re } f(0)/\text{Im } f(0), \quad (3)$$

and σ is the projectile-target nucleon total cross-section, then one can express the above projectile-target nucleus amplitude in the following parameter-free way:

$$\begin{aligned}
F(Q) = ikG(Q) \int b db J_0(Qb) \times \\
\times \left\{ 1 - \left[1 - \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} f_p(q) S_p(q) d\mathbf{q} \right]^Z \right. \\
\left. \times \left[1 - \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} f_n(q) S_n(q) d\mathbf{q} \right]^N \right\}
\end{aligned} \quad (4)$$

here $S(q)$ is the nuclear form factor, N , Z are the numbers of neutrons and protons in the target nucleus, while $G(Q)$ is the corresponding c.m. correlation factor. Since in the present work we are interested in total cross sections, then we need only to calculate $F(Q)$ at $Q=0$, and in this case $G(0)=1$. It is then a straightforward matter to obtain the total cross section for the case of K^+ -target nucleus scattering adopting the optical theorem.

In the above equations, the parameters σ , β , and γ of K^+-N amplitudes at different energies will be taken from the data (see [11]) while we adopt for the elementary amplitudes f Martin's (relativistic) phase shifts [15], which give very reliably results up to momenta 1 GeV/c [16]. For this purpose, we elaborated a special code for the calculation of K^+-N partial wave amplitudes (S , P , D , and F states) with the corresponding isospins ($I=0$, $I=1$).

For $N=Z$ nuclei, we thus utilized the following average K^+-N amplitudes

$$f(K^+N) = \frac{1}{2} [f(K^+p) + f(K^+n)]. \quad (5)$$

In a previous work [11] we have calculated the above total cross sections directly from Eq.(4), but we have found, however, that the same result is almost obtained with even the more simplified (optical-limit) form:

$$\sigma_{K+A} = 2\pi \int_0^\infty \text{Re} [1 - e^{i\chi(b)}] b db, \quad (6)$$

where $\chi(b)$ is the nuclear phase function.

Further, to relate the above formulation to the usual semiclassical approaches, it is generally accepted to consider the Glauber phase-shift function as the eikonal approximation of an equivalent optical model potential. However, for potential scattering an eikonal expansion has been given in a compact form by Wallace et al. [13] and by Waxman et al. [14] viz:

$$\chi(b) = \sum_n -\frac{\mu^{n+1}}{k(n+1)!} \left(\frac{b}{k} \frac{\partial}{\partial b} - \frac{\partial}{\partial k} \frac{1}{k} \right)^n \int_0^\infty V^{n+1}(r) dz. \quad (7)$$

The zeroth order term in such an expansion $\chi(b)_{\text{eikon}}$ is just the Glauber eikonal phase, while the n -order correction $\chi(b)_{\text{noneik}}$ gives rise to noneikonal effects.

To that end, we have used in our calculations Glauber's eikonal approximation as well as the first and second order noneikonal corrections to this approximation, i.e.,

$$\chi(b) = \chi(b)_{\text{eikon}} + \chi(b)_{\text{noneik}} \quad (8)$$

For the carbon density the following harmonic oscillator wave functions were used, with the parameters of Ref. [17], where the nucleon size has been properly taken into account:

$$\rho(r) = (\alpha + \beta r^2) e^{-\gamma r^2}, \quad \alpha = \frac{4}{\pi^{1.5}/R^3}, \quad \beta = \frac{2(A-4)}{3A \pi^{1.5} R^5}, \quad \gamma = \frac{1}{R^2}, \quad (9)$$

where $R^2 = 2.5 fm^2$ [17].

In the figure below we show the experimentally determined [3—5] ratio R and the different theoretical predictions. The dotted line represents the results of this work, and is obtained using the Glauber eikonal approximation (see text). The dot dash line corresponds

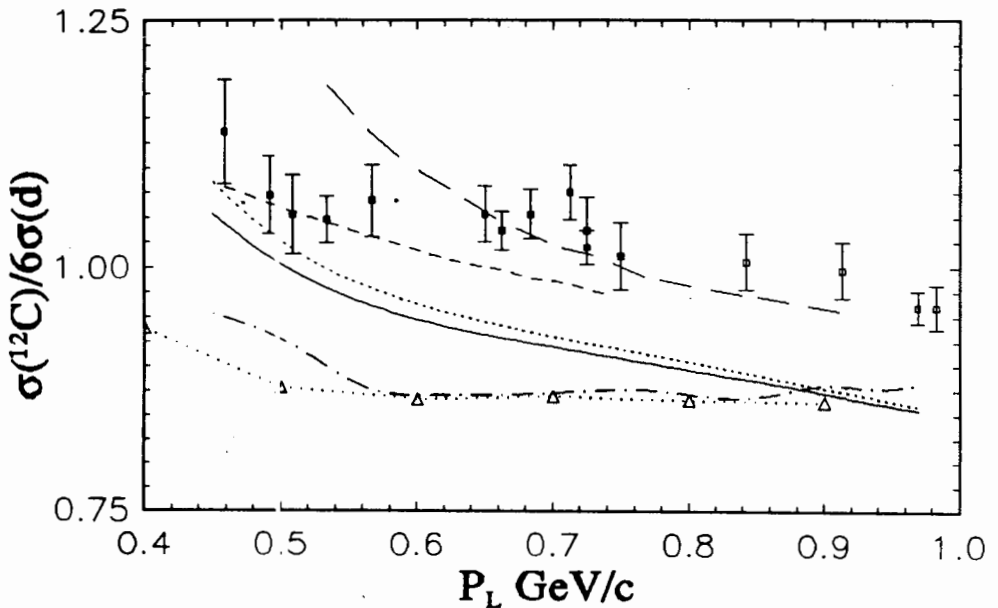


Fig. Comparison of data [3,4,5] and different models for the ratio R (see text); dotted line — this work (eikonal approximation); solid line — this work including noneikonal corrections; dot dash line — Glauber model from Ref. [11]; long dash line — swelling model [7]; short dash line — MEC model [8,9]. By triangles we show the calculations using the momentum-space optical model potential [10]

to our previous analogous calculations [11], using the usual high-energy approximation as given by Eq.(4). It seems that there is close agreement between the above two approaches. Solid line displays the results including noneikonal corrections (see, Eq.(8)). The results of the momentum-space optical model potential of Ref.[10] are represented by triangles.

It is interesting to note here, that the first order noneikonal correction lowers our cross section ratios in the considered range of the projectile's momenta, while the second order correction results in bringing that ratio more closer to Glauber's result. This seems to be extremely interesting as these corrections are intended to improve upon the eikonal result bringing it more closer to its exact quantum mechanical counterpart. Thus, care should be exercised when dealing with noneikonal corrections.

As can be seen from our figure, all the eikonal as well as the optical model results fail in reproducing quantitatively the ratio R . This situation then led many authors to assume some exotic phenomena ranging from nucleon swelling to pion excess in nuclei [8,9]. However, the results based on such phenomena still do not lead to a satisfactory agreement with the experimental data as can be read from the figure.

We conclude that both our results, the results calculated in the framework of the optical model and also suggestions about nucleon swelling [6] as well as pion excess in nuclei [8,9], show the possibility of observing some unusual phenomena in K^+ -nucleus interaction. But the investigation of the in-medium effects in the theory of nuclear reactions is still in its early stages and it needs more time to clarify and isolate exactly the role played by the nuclear medium in relevance to phenomenon as that described above.

References

1. Bugg D.V. et al. — *Phys. Rev.*, 1968, 168, p.1466.
2. Marlow D. et al. — *Phys. Rev.*, 1982, C25, p.2619.
3. Mardor Y. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 65, p.2110.
4. Siegel P.B., Kaufmann W.B., Gibbs W.R. — *Phys. Rev.*, 1984, C30, p.1256.
5. Siegel P.B., Kaufmann W.B., Gibbs W.R. — *Phys. Rev.*, 1985, C31, p.2184.
6. Brown G.E., Dover C.B., Siegel P.B., Weise W. — *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 60, p.2723.
7. Weise W. — *Nuovo Cimento*, 1989, 102A, p.265.
8. Jiang M.F., Daniel Koltum — *Phys. Rev.*, 1992, C46 p.2462.
9. Akulinichev S.V. — *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 68, p.290.
10. Jiang M.F., Ernst D.J., Chen C.M. — *Phys. Rev.*, 1995, C51, p.857.
11. Eliseev S.M., Hanna K.M. — In: *Proceedings of the XII International Seminar on High Energy Physics Problems: Relativistic Nuclear Physics Quantum Chromodynamics*, Dubna, 12—17 September, 1994.
12. Glauber R.J. — In: *Lectures in Theoretical Physics*, edited by W.E.Brittin and L.G.Dunham, Interscience Publishers, Inc., New York, 1959, vol.1, p.315.
13. Wallace S.J., Friar J.L. — *Phys. Rev.*, 1984, C29, p.956.

14. Waxman D., Wilkin C., Germond J.F., Lombard J. — *Phys. Rev.*, 1981, C24, p.578.
15. Martin B.R. — *Nucl. Phys.*, 1975, B94, p.413.
16. Dover C.B., Walker G.E. — *Phys. Rep.*, 1982, 89, p.177.
17. Dalkarov O.D., Larmanov V.A. — *Nucl. Phys.*, 1985, B445, p.579.

УДК 539.128.417

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ОПИСАНИЯ ДВИЖЕНИЯ СИСТЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ

Н.Г.Фадеев

Введена новая инвариантная величина α , определяющая на основании общих требований долю переданного 4-импульса q_α ($q_\alpha^2 = \alpha^2 q^2$) и позволяющая описать процесс рассеяния как эволюцию системы двух взаимодействующих частиц. Основные идеи нового подхода проверены с помощью экспериментальных данных реакции развала дейтрона в водородной камере при импульсе 3,31 ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

On the Possibility of Relativistic Space-Time Particle Scattering Description

N.G.Fadeev

The article presents a phenomenological approach to investigate inelastic interactions based on the introduction of a new invariant α — a part of the 4-momentum transfer q_α ($q_\alpha^2 = \alpha^2 q^2$). The new invariant allows one to describe the process of particle scattering as the evolution of the system of two interacting particles. The main ideas of the proposed method have been tested with the experimental data of the deuteron breakdown reaction in a hydrogen bubble chamber at 3.31 GeV/c.

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

1. Введение

Плодотворность идеи масштабной инвариантности в описании множественных процессов в различных аспектах физики частиц, включая физику релятивистских ядер, космическое излучение и астрофизику, установлена давно (см., например, обзор [1]). Современный прогресс в развитии теории глубоко неупругих реакций (ГНР) в значительной степени предопределен введением масштабной инвариантной величины x — переменной Бьеркена [2]. Неожиданным и плодотворным оказалось применение идеи масштабной инвариантности к проблеме релятивистского описания движения системы двух и более частиц.

Попытка релятивистского описания движения системы двух взаимодействующих частиц, не говоря уже о трех и более частицах, сталкивается с многими трудностями, «справиться с которыми до сих пор не удалось не только в узких рамках механики, но

и с привлечением глубоких идей квантовой теории поля» [3]. Утвердилось мнение, что данная проблема еще далека от своего окончательного решения.

В данной работе предлагается феноменологический подход к изучению взаимодействий частиц, основанный на введении новой масштабно-инвариантной величины α ($0 \leq \alpha \leq 1$). С помощью α на основании общих положений оказалось возможным определить компоненты 4-вектора q_α — доли переданного 4-импульса q . Так же, как полной передаче q соответствует определенное конечное состояние, так и доле передачи q_α соответствует определенное промежуточное состояние, зависящее от α .

Идея промежуточных состояний возникла [4] из анализа ГНР в пространстве скоростей [3]. Эта идея также содержится в следующем рассуждении Н.А.Черникова: «Рассмотрим теперь две частицы. Мы не знаем, какими уравнениями определяется их движение, но какими бы уравнениями оно ни определялось, в результате решения уравнений движения мы во всяком случае должны получить пару мировых траекторий. Возникает вопрос, в каком случае заданная пара мировых траекторий представляет движение двух взаимодействующих только друг с другом частиц?» [3].

Представляется важным здесь то, что речь идет не о парах точек, соответствующих начальным и конечным состояниям частиц, а о паре множеств точек, которые *должны* быть (как решения неизвестных уравнений) и которые образуют мировые траектории (промежуточные состояния взаимодействующих частиц). Исходя из этого, можно утверждать или, по крайней мере, можно предположить, что в пространстве скоростей должен быть соответствующий образ этой пары траекторий в виде некоторой пары линий, каждая из которых должна соединять начальную и конечную точки взаимодействующих частиц. Таким образом, основное положение предлагаемого подхода можно сформулировать следующим образом: *взаимодействие двух сталкивающихся частиц есть пространственно-временной процесс — процесс передачи энергии-импульса от одной частицы к другой*.

Введение промежуточного состояния позволяет связать собственные времена двух взаимодействующих частиц обычным способом — через их относительную скорость. Поэтому описание движения системы частиц становится возможным свести к зависимости лишь от одного временного параметра. Таким способом удастся справиться с основной трудностью, возникающей с «отнюдь не случайным увеличением размерности» прямого произведения двух миров [3].

Уместно заметить, что в нерелятивистской механике полное решение задачи о движении частицы в центральном поле «проще всего получается, исходя из законов сохранения энергии и момента, не выписывая при этом самих уравнений движения» [5].

Для начала ограничимся рассмотрением инклюзивных реакций с известным переданным 4-импульсом q (т.е. как в ГНР). Обобщение на случай произвольных реакций представляется достаточно простым и вытекающим как следствие из рассмотренного случая. Однако требование измерения переданного 4-импульса q в рассматриваемой реакции, очевидно, на практике может оказаться трудно реализуемым или неоднозначным.

2. Инклюзивные реакции

Рассмотрим реакцию

$$\begin{array}{ccc} a + b \rightarrow a + & X & \\ & \downarrow & \\ & 1 + 2 + \dots + n, & \end{array} \quad (1)$$

в которой масса налетающей частицы a для простоты изложения считается неизменной. Под реакцией (1) подразумеваются прежде всего реакции глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклоне и реакции с известной передачей, как в ГНР, например:

$$\begin{array}{ccc} d + p \rightarrow p + & X & \\ & \downarrow & \\ & p + n & \end{array} \quad (2)$$

— реакция развала дейтрона в водородной камере [6].

В отношении реакции (2) следует отметить, что протон из дейтрона можно отличить от протона-мишени, или, по крайней мере, можно указать кинематическую область, в которой такую идентификацию протонов можно осуществить. Следовательно, переданный 4-импульс протона-мишени известен. Нетрудно теперь заметить, что кинематика реакции (2) в антилабораторной системе (дейтрон покоится) идентична кинематике реакции (1) в лабораторной системе. Поэтому последующие выкладки справедливы для обоих типов реакций. Основные идеи предлагаемого подхода проверялись и будут иллюстрироваться с помощью экспериментальных данных реакции (2) при импульсе дейтрона 3,31 ГэВ/с.

Введем следующие обозначения:

$$K_a + K_b = K'_a + K_x, \quad (3)$$

$$K_x = K_1 + K_2 + \dots + K_n, \quad (3.1)$$

$$q = K_a - K'_a, \quad (3.2)$$

$$q(v = E_a - E'_a, \mathbf{P} = \mathbf{P}_a - \mathbf{P}'_a), \quad (3.3)$$

$$Q^2 \equiv -q^2 = P^2 - v^2, \quad (3.4)$$

$$x = \frac{-q^2}{2qK_b} = \frac{Q^2}{2m_b v}, \quad (3.5)$$

$$M_x^2 \equiv W^2 \equiv K_x^2 = m_b^2 + 2m_b v(1 - x) \quad (3.6)$$

$$M_x' = \left(\sum_{i=1}^n m_i \right)^2 + 2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{k=i+1}^n m_i m_k (\cos \rho_{ik} - 1), \quad (3.7)$$

$$M_{\min} = \sum_{i=1}^n m_i, \quad (3.8)$$

где через K обозначены соответствующие 4-импульсы: K_a, K_a' — налетающей частицы a до и после взаимодействия, K_b — мишени, K_x — сумма 4-импульсов вторичных n -частиц, q — переданный 4-импульс, v — переданная энергия, P — переданный 3-импульс, Q^2 — квадрат модуля переданного 4-импульса, x — переменная Бьеркена, M_x — эффективная масса n -частиц, $M_{\min}$ — минимальная эффективная масса n -частиц, m_a — масса налетающей, m_b — масса мишени, m_i — масса i -вторичной частицы, ρ_{ik} — быстрота между i -й, k -й частицами.

Начнем с уравнения (3), записанного с учетом введенных обозначений:

$$q + K_b = K_x. \quad (4)$$

Любой вектор можно представить как сумму двух произвольных векторов. Представим 4-вектор q в виде

$$q = K_a - K_{a\alpha} + K_{a\alpha} - K_a' = q_\alpha + q_\beta, \quad (5)$$

$$q_\alpha = K_a - K_{a\alpha}, \quad q_\beta = K_{a\alpha} - K_a', \quad (6)$$

где $K_{a\alpha}$ — некоторое промежуточное состояние частицы a в процессе взаимодействия. Чтобы определить состояния частиц, соответствующих передаче q_α , подставим (5) в (4) и рассмотрим сумму q_α и K_b , которая есть тоже некий 4-вектор $K_{x\alpha}$:

$$q_\alpha + K_b = K_{x\alpha}. \quad (7)$$

Уравнение (7) формально похоже на уравнение (4). Так же, как уравнение (4) определяет состояние мишени после передачи ей энергии-импульса q , так и уравнение (7) определяет состояние мишени после передачи q_α . Т.е. и конечное K_x и промежуточное $K_{x\alpha}$ -состояния получаются по одним и тем же правилам сложения 4-векторов — по правилам сохранения энергии-импульса. Но в (7) 4-вектор q_α не известен. Попытаемся его определить из общих соображений. Обозначим компоненты q_α как v_α и P_α :

$$q_\alpha^2 = v_\alpha^2 - P_\alpha^2. \quad (8)$$

Из трех величин, входящих в (8), две независимые. Выберем q_α так, чтобы его модуль составлял некоторую α -долю модуля q :

$$q_\alpha^2 = \alpha^2 q^2 = -\alpha^2 Q^2, \quad (9)$$

где α — некоторое число в пределах от 0 до 1. Уравнение (9) есть первое предположение.

Чтобы окончательно определить вектор q_α , перепишем (7) с учетом (9):

$$K_{x\alpha}^2 \equiv M_\alpha^2 = K_b^2 + 2K_b q_\alpha \left(1 - \frac{-q_\alpha^2}{2K_b q_\alpha} \right), \quad (10)$$

$$M_\alpha^2 = m_b^2 + 2m_b v_\alpha \left(1 - \frac{\alpha^2 Q^2}{2m_b v_\alpha} \right). \quad (10.1)$$

Нетрудно заметить, что при $\alpha = 1$ и $v_\alpha = v$ выражение (10.1) совпадает с конечной эффективной массой K_x^2 (см. (3.5)). Поэтому можно просто положить:

$$v_\alpha = \alpha v. \quad (11)$$

Однако при таком определении v_α величина M_α^2 будет в случае упругого рассеяния ($x = 1$) функцией α , принимающей значения m_b^2 лишь при $\alpha = 0$ и $\alpha = 1$.

Будем полагать, что в процессе упругого взаимодействия массы частиц не меняются. В таком случае возникает вопрос, как обеспечить постоянство промежуточной массы мишени M_α в случае упругого рассеяния и сохранить ее функциональную зависимость от доли переданного импульса в случае неупругого рассеяния? Другими словами: можно ли единым образом описать упругий и неупругий процессы в зависимости от доли переданного 4-импульса? Легко заметить, что для этого вместо (11) нужно выбрать нелинейную зависимость в виде

$$v_\alpha = \alpha^2 v. \quad (12)$$

В этом случае выражение (10.1) принимает вид

$$M_\alpha^2 = m_b^2 + 2m_b v \alpha^2 (1 - x), \quad (13)$$

из которого следует, что $M_\alpha = m_b$ при $x = 1$.

Выбор энергетической компоненты в виде (12) есть второе предположение (положение о постоянстве масс частиц в случае упругих столкновений представляется естественным).

При заданной начальной энергии кинематика события в ЛНР полностью восстанавливается на основе уравнения (4) по двум независимым переменным, например v и Q^2 . Аналогично, кинематика промежуточного состояния полностью восстанавливается на основе уравнения (7) по двум независимым переменным, например по тем же v_α и $\alpha^2 Q^2$.

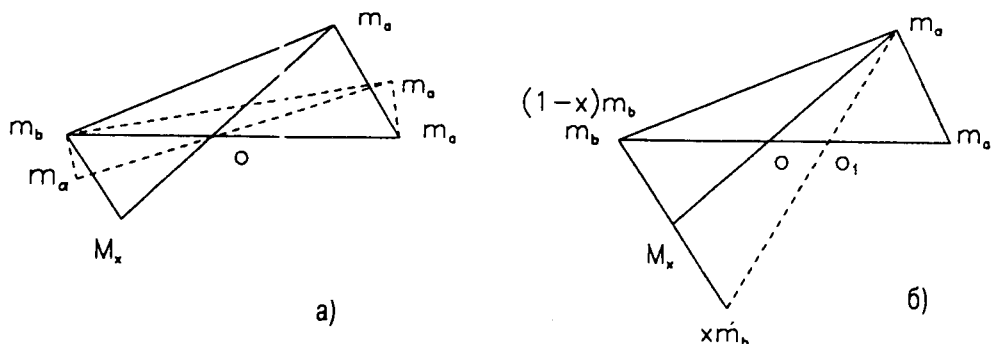


Рис.1. Диаграммы неупругой реакции в пространстве скоростей Лобачевского: а) введение α -инварианта, б) введение x -инварианта

Таким образом, все компоненты 4-вектора q_α можно определить, и все они будут содержать общий множитель α . Следовательно, параметр α есть масштабный множитель, а 4-вектор e_α является масштабно-инвариантным. Изменяя α от 0 до 1, можно получить множество состояний от начального до конечного. Полученное множество состояний можно рассматривать как эволюцию взаимодействия в зависимости от доли переданного 4-импульса q_α , а α — как параметр эволюции.

На рис.1а представлена диаграмма неупругой реакции в пространстве скоростей. Пунктирными линиями изображено промежуточное состояние взаимодействующих частиц m_a и M_α .

Представляется интересным сделать некоторые замечания, непосредственно связанные с введением нового инварианта.

3. Некоторые замечания, связанные с введением новой переменной α

1. Прежде всего важно отметить, что выбор нелинейной зависимости (12) требует, чтобы величина x в процессе взаимодействия была постоянной для всех α :

$$x = \frac{-q_\alpha^2}{2q_\alpha K_b} = \frac{Q^2}{2m_b v} = \frac{-q^2}{2q K_b}. \quad (14)$$

Факт постоянства x содержится и в партонной модели. Действительно, в соответствии с партонной гипотезой нуклон представляется состоящим из свободных, несвязанных точечных частиц — партонов [7]. Формально такую гипотезу можно выразить заменой 4-вектора K_b суммой $(1-x)K_b + xK_b$, где x — масштабная переменная Бьеркена. Определение значения x производится в модели из предположения о том, что налетающий лептон K_a рассеивается на партоне xK_b упруго. Упругий характер взаимодействия не

изменяет масс частиц и обеспечивает таким образом сохранение массы партонa, т.е. сохранение величины x . Эти рассуждения неоднократно приводил А.М.Балдин на различных семинарах, но они не опубликованы. Диаграмма такого взаимодействия в пространстве скоростей иллюстрируется рисунком 1б.

Противоречивость партонной модели в том и состоит что предполагаемые частицы-партоны непосредственно не регистрируются. Это обстоятельство может означать, что первоначальная посылка неверна — 4-вектор нуклона K_b не является масштабно-инвариантным.

Сохранение x в процессе взаимодействия обуславливается нелинейным характером передачи энергии-импульса в самом процессе. В свою очередь, сам нелинейный характер передачи продиктован общим требованием единой кинематики промежуточных состояний как в упругих, так и в неупругих реакциях.

2. Качественно понять точечный характер поведения процессов ГНР можно и в рамках данного подхода.

Для этого определим коэффициент неупругости α_n как такую долю переданного 4-импульса q , которой достаточно для рождения минимальной массы $M_{\min}$ (см. (3.8)). Для определения такого коэффициента используем уравнение (13). Положим в этом уравнении $M_\alpha = M_{\min}$ и решим его относительно α , которое и будет определять коэффициент неупругости α_n :

$$\alpha_n = \left(\frac{M_{\min}^2 - m_b^2}{Q^2} \frac{x}{1-x} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

По определению положим, что $\alpha_n = 0$ для упругих взаимодействий, т.е. новой массы не рождается. Из (15) нетрудно видеть, что с ростом Q^2 величина α_n должна уменьшаться и стремиться к нулю при $Q^2 \rightarrow \infty$, $x = \text{const}$.

Действительно, при больших передачах, которые возможны лишь при высоких энергиях, т.е. при $s = (K_a + K_b)^2 \rightarrow \infty$, минимальная масса $M_{\min}$ будет расти лишь как логарифм от s , поскольку $M_{\min} = \sum m_i \simeq nm_\pi$ пропорциональна множественности вторичных частиц (в основном — пионов, m_π — масса пиона) которая, как известно [8], растет как $\ln(s)$. При $v \rightarrow \infty$ и при $Q^2 \rightarrow \infty$ (но $x = \text{const}$), что эквивалентно $s \rightarrow \infty$, величина $\alpha_n \rightarrow 0$ примерно как $\ln(s)/s \rightarrow 0$, т.е. величина α_n асимптотически стремится к пределу для упругих взаимодействий, и весь процесс при этих условиях приобретает упругий, «точечный» характер.

На рис.2 приведены экспериментальные распределения для коэффициента неупругости и x для реакции (2). Коэффициент неупругости вычислен для двух гипотез: для линейной зависимости (11) — обозначен α_m на рис.2а, и нелинейной зависимости (12) — обозначен α_n на рис.2в. Представляет интерес проверить поведение этого коэффициента с ростом энергии столкновения: с ростом энергии он должен уменьшаться.

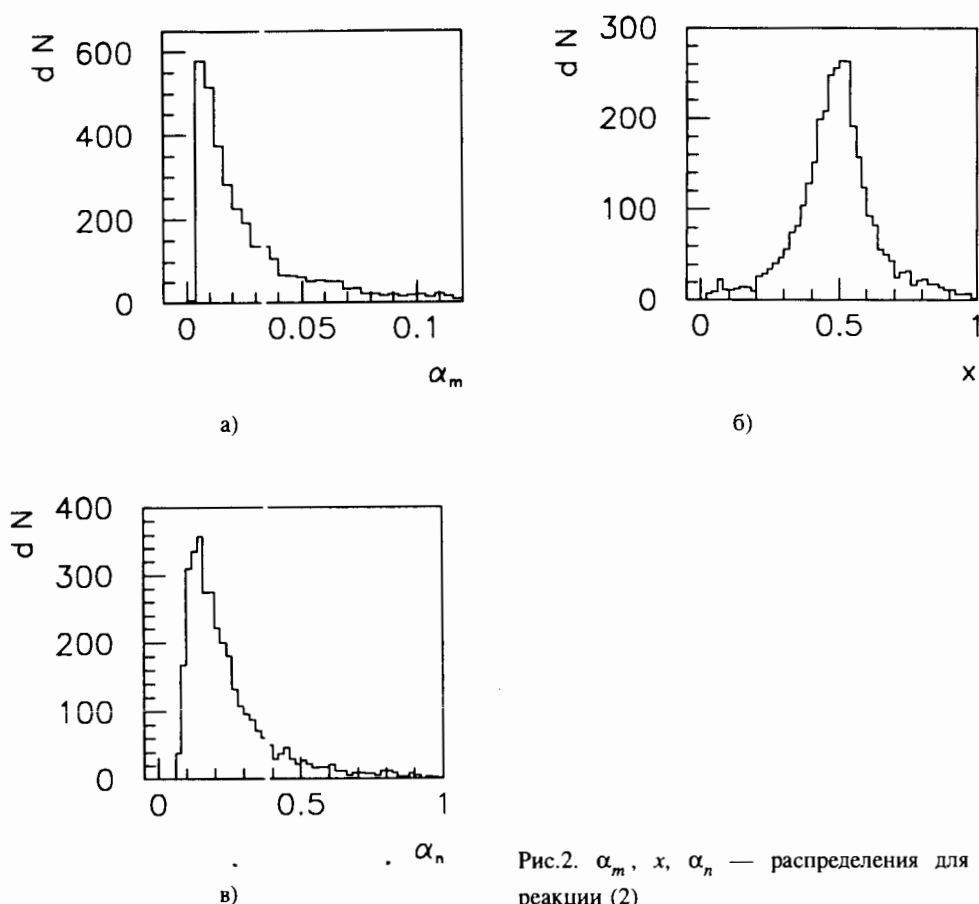


Рис.2. α_m , x , α_n — распределения для реакции (2)

На рис.2б приведен распределение по x . Интересно отметить, что максимум распределения по x приходится на $x \simeq 1/2$, и среднее значение x равно $\simeq 1/2$, т.е. упругое рассеяние протона (в антилаб. системе) происходит на половине массы дейтрона — квазиупругое рассеяние нуклона на нуклоне.

3. Обобщение предлагаемого подхода на случай произвольных реакций следует в результате обнаружения прямой связи требования единого описания кинематики упругих и неупругих взаимодействий с сохранением величины x .

Для переданного 4-импульса q удобно ввести дополнительно переменную x_a , аналогичную бьеркеновской (которую пока обозначим как x_b):

$$x_a = \frac{-q^2}{-2qK_a} = \frac{Q^2}{2m_a v_b}, \quad (16)$$

$$v_b = E_b - E'_b, \quad (16.1)$$

где E_b, E'_b — энергия частицы b (мишени) до и после взаимодействия в системе покоя частицы a (а антилаб. системе). Аналогично x_b имеем: если масса частицы a не меняется, то $x_a = 1$.

Для неупругой реакции (1) имеем: $x_a = 1, x_b < 1$, а для реакции (2): $x_a < 1, x_b = 1$ (на рис.26 представлено распределение по x_a).

Очевидно, что в общем случае, когда массы обеих взаимодействующих частиц не сохраняются, $x_a < 1$ и $x_b < 1$. Как было показано в предыдущем разделе, из требования единого описания кинематики промежуточного состояния для упругих и неупругих реакций следует нелинейный характер зависимости передаваемой энергии, приводящий к сохранению обеих величин x_a и x_b . Следовательно, рассмотрение общего случая произвольной реакции сводится к вопросу определения 4-вектора q : как выделить из конечного состояния частицы, являющиеся продуктами (или фрагментами) либо a -, либо b -частиц? Но это уже другой вопрос.

4. Пространство скоростей и формулы Лобачевского предоставляют возможность простого и наглядного восстановления не только конечного, но и промежуточного состояний взаимодействующих частиц по двум независимым параметрам.

Чтобы воспользоваться этими преимуществами, необходимо ввести соответствующие быстроты частиц в начальном, конечном и промежуточном состояниях. Отметим лишь первый шаг, необходимый для дальнейших вычислений (для простоты рассматриваем реакции, когда масса налетающей частицы не изменяется). Введем быстроты, соответствующие доле переданного 4-импульса q_α (см. (9) и 12)):

$$-q_\alpha^2 = \alpha^2 Q^2 = 2m_a^2(\cosh \Delta_a - 1), \quad (17)$$

$$\alpha^2 v = m_a(\cosh \rho_0 - \cosh \rho_{al}), \quad (17.1)$$

где быстроты Δ_a и ρ_{al} однозначно фиксируют промежуточное состояние частицы m_a в пространстве скоростей (ρ_0 — соответствует начальной энергии налетающей частицы). На рис.1а эти быстроты изображены пунктирными линиями: Δ_a — отрезком $m_a m_a$, ρ_{al} — $m_b m_a$. Уравнения (17) определяют введенные быстроты через параметр α .

Используя (17) и формулы Лобачевского, можно определить на основе уравнения (7) все величины, характеризующие промежуточное состояние взаимодействующих частиц. Множество состояний, соответствующих изменению α от 0 до 1, образуют годограф в пространстве скоростей.

4. Оценки временных параметров неупругого рассеяния

Собственное время частицы $d\tau$ связано со временем dt системы, в которой частица движется со скоростью β , соотношением [3]:

$$d\tau = dt \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (18)$$

Для дальнейшего удобно ввести T — полное время или длительность взаимодействия частицы (a или b) в данной системе отсчета, например, лабораторной. Положим

$$t = \alpha T, \quad dt = T d\alpha, \quad (19)$$

где t — текущее время, соответствующее α — доле переданного 4-импульса. Аналогично, в движущейся системе: $t' = \alpha T'$, где T' — полное время в движущейся системе, поскольку α — инвариант. Уравнение (19) является последним предположением. Можно сказать, что оно выражает соответствие однородности времени невыделенности какого-то значения α в интервале 0—1.

Длительность собственного времени частицы $m_a - T_{ao}$ и частицы $M_\alpha - T_{bo}$ можно записать в виде

$$T_{ao} = T_{aa} \int_0^1 d\alpha \sqrt{1 - \beta_{aa}^2}, \quad T_{bo} = T_{bb} \int_0^1 d\alpha \sqrt{1 - \beta_{bb}^2}, \quad (20)$$

где T_{aa} , β_{aa} — длительность взаимодействия и скорость частицы в системе, где она до взаимодействия покоилась. Аналогично, T_{bb} , β_{bb} — соответственно для частицы M_α в системе покоя m_b -частицы. Выбор именно этих систем аргументируем немного ниже.

Определим средние по α скорости $\bar{\beta}_{aa}$ -и $\bar{\beta}_{bb}$ -частиц:

$$\bar{\beta}_{aa} = \int_0^1 d\alpha \beta_{aa}, \quad \bar{\beta}_{bb} = \int_0^1 d\alpha \beta_{bb}. \quad (21)$$

Соответствующая средней скорости длина, на которой произошло взаимодействие, будет:

$$S_{aa} = \bar{\beta}_{aa} T_{aa} \simeq \frac{h}{P_{aa}}, \quad S_{bb} = \bar{\beta}_{bb} T_{bb} \simeq \frac{h}{P_{bb}}, \quad (22)$$

где h — постоянная Планка, P_{aa} , P_{bb} — модули импульсов частиц в конечном состоянии в соответствующих системах. Т.е. в выбранных системах соотношения де-Бройля (22) дают оценку длины, на которой импульс частицы $a(b)$ изменился от нуля до $P_{aa}(P_{bb})$ в результате взаимодействия. Из (22) имеем оценки длительности взаимодействия для рассматриваемых частиц в выбранных системах отсчета. С помощью (18—20) можно пересчитать длительность взаимодействия частицы в любую систему.

Оценки длительности времени взаимодействия, полученные из (22), можно сравнить с оценками, получаемыми из соотношения неопределенностей для энергии. Для частицы m_a в выбранной системе разность энергий конечного и начального состояний есть кинетическая энергия. Если и для частицы M_α в выбранной для нее системе в качестве разности энергий взять кинетическую энергию адронной массы M_x (а не всю переданную энергию ν), то, как следует из рис.3а, 3б, соответствующие оценки времени взаимодействия совпадают. Это совпадение двух оценок есть экспериментальный факт, который и предопределил отмеченный выше выбор систем отсчета.

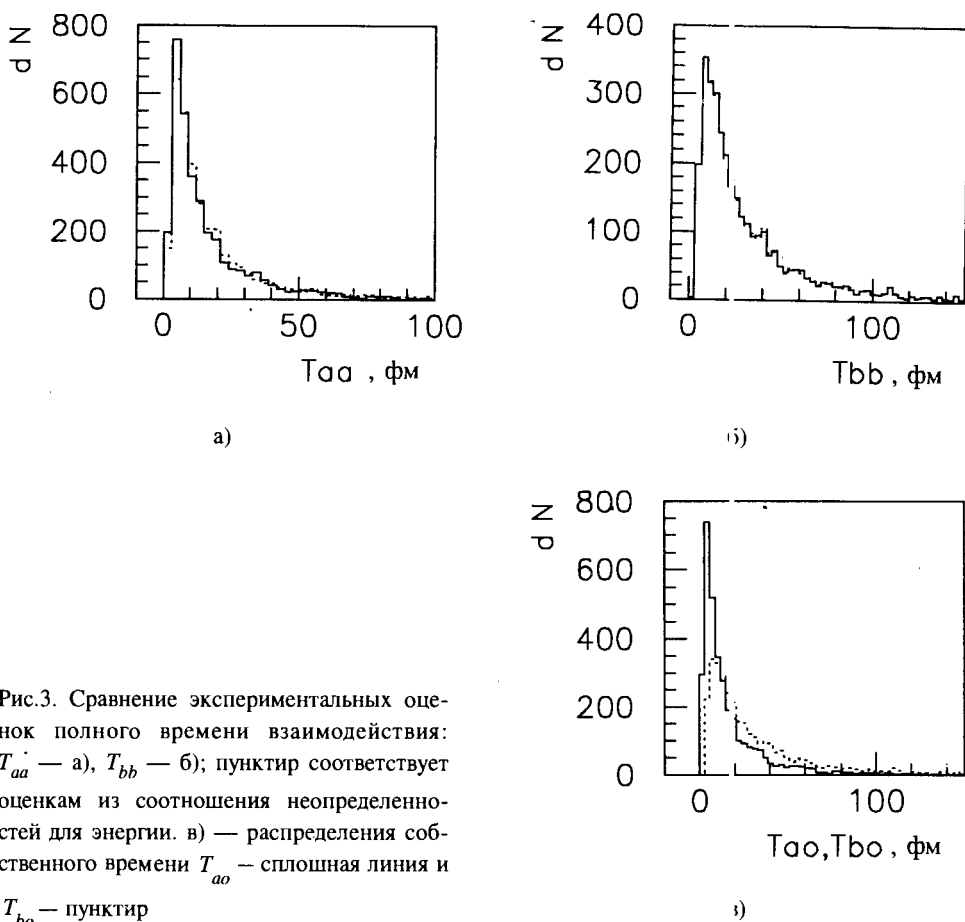


Рис.3. Сравнение экспериментальных оценок полного времени взаимодействия: T_{aa} — а), T_{bb} — б); пунктир соответствует оценкам из соотношения неопределенностей для энергии. в) — распределения собственного времени T_{ao} — сплошная линия и T_{bo} — пунктир

На рис.3в приведены распределения длительности собственного времени T_{ao} и T_{bo} , определенные из (20), на рис.4а,б — распределения длительности времени взаимодействия частицы m_a в системе покоя m_b и C -системе, а на рис.4,в,г — для частицы M_a в системе покоя частицы m_a (до взаимодействия) и C -системе. На рис.4,д приведено распределение отношения собственных времен T_{ao}/T_{bo} .

Важно подчеркнуть, что в данной системе отсчета (например, в лабораторной), длительность времени взаимодействия для каждой частицы составляет разную величину: $T_{bb} > T_{ab}$. Следовательно, текущие времена $t_a = \alpha T_{ab}$ и $t_b = \alpha T_{bb}$ — тоже разные:

$$\Delta t = t_b - t_a = \alpha(T_{bb} - T_{ab}). \quad (23)$$

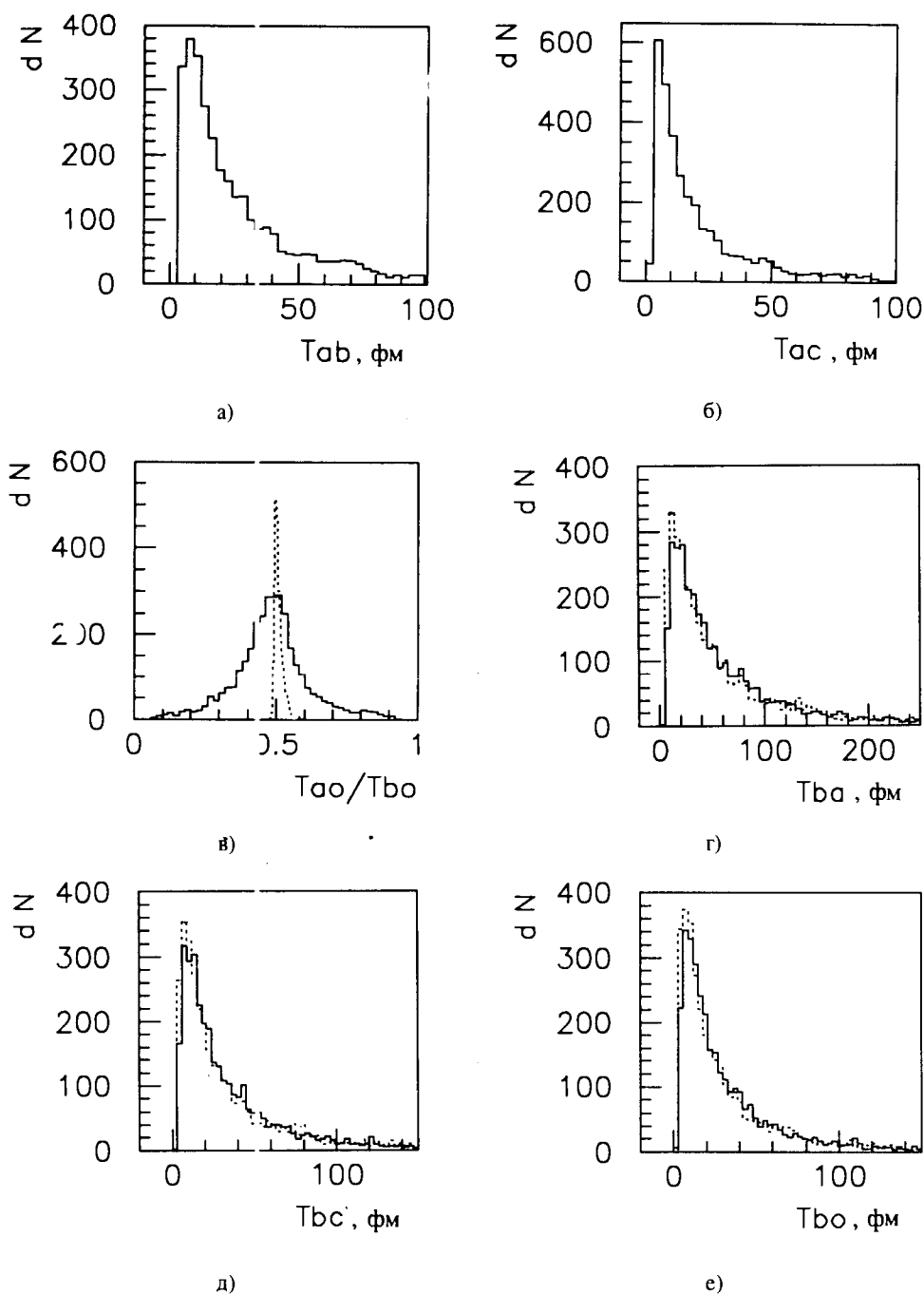


Рис.4. Распределения оценок длительности времени взаимодействия для других систем отсчета (см. текст)

Отсюда следует, что состояние частицы M_α , соответствующее α — доле переданного 4-импульса, в рассматриваемой системе наступает с запаздыванием на величину Δt относительно состояния частицы a (соответствующего той же α -доле). Очевидно также, что в данной системе отсчета взаимодействующие частицы в один и тот же момент времени ($t_a = t_b$) соответствуют разным состояниям:

$$\alpha_b T_{bb} = \alpha_a T_{ab}. \quad (24)$$

Эффект запаздывания и эффект одновременности присутствуют в данном подходе и легко поддаются численным оценкам.

Наконец, важно отметить следующее. Если соотношение (13) записать в виде

$$d\tau_{ao} = d\tau_{bo} \sqrt{1 - \beta_{ab}^2}, \quad (25)$$

где $d\tau_{ao}$, $d\tau_{bo}$ — элементы собственного времени частицы m_a и M_α , β_{ab} — скорость частицы m_a относительно M_α , т.е. соотношение (18) записать для промежуточного состояния частиц, то длительность взаимодействия одной частицы в любой заданной системе можно выразить через собственное время другой частицы. Например, выразим $d\tau_{bo}$ в (25) через длительность T_{bb} в системе покоя m_b :

$$d\tau_{ao} = T_{bb} d\alpha \sqrt{1 - \beta_{bb}^2} \sqrt{1 - \beta_{ab}^2}, \quad (25.1)$$

или

$$T_{ao} = T_{bb} \int_0^1 d\alpha \sqrt{1 - \beta_{bb}^2} \sqrt{1 - \beta_{ab}^2}. \quad (25.2)$$

Зная T_{ao} , можно определить T_{bb} . Для определения же T_{ao} необходима оценка длительности в одной какой-нибудь системе. На рис.4 для частицы M_α таким образом полученные оценки (пунктир) сравниваются с ранее полученными. Как видно, наблюдается удовлетворительное согласие. Следовательно, движение системы взаимодействующих частиц можно рассматривать в зависимости лишь от одного временного параметра.

5. Пространственно-временная эволюция взаимодействия двух частиц

В плоскости рассеяния частиц m_a и M_α для продольной β_x и поперечной β_y составляющих скорости β частицы m_a (или M_α) в выбранной системе отсчета имеем:

$$\frac{dx}{dt} = \beta_x, \quad dx = T \beta \cos \theta d\alpha, \quad (26.1)$$

$$\frac{dy}{dt} = \beta_y, \quad dy = T \beta \sin \theta d\alpha, \quad (26.2)$$

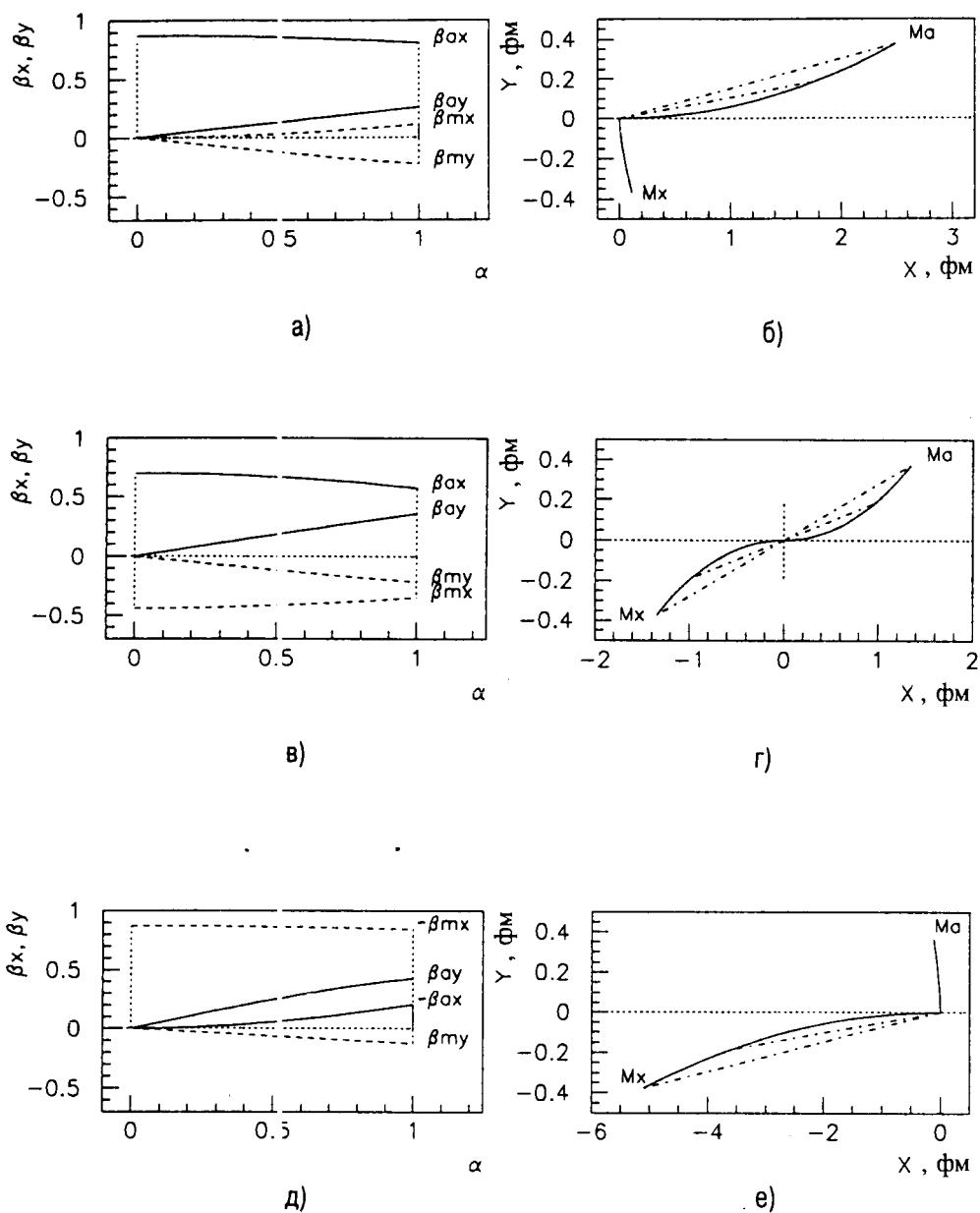


Рис.5. Зависимость продольной и поперечной скоростей взаимодействующих частиц m_a (сплошная линия) и M_α (пунктир) от α для реакции (2) ($x=0,5$, $Q^2=0,24$ (ГэВ/с) 2): в антилабораторной — а), С-системе — в), лабораторной — д) системах. б), г), е) — траектории движения взаимодействующих частиц m_a (верхняя полуплоскость) и M_α (нижняя полуплоскость) в той же, как скорость, системе. Штрихпунктирными линиями отмечены координаты точек, соответствующих одинаковым значениям α — хронограф

или

$$x = x_0 + T \int_0^{\alpha} \beta \cos \theta d\alpha', \quad (27.1)$$

$$y = y_0 + T \int_0^{\alpha} \beta \sin \theta d\alpha', \quad (27.2)$$

где θ — угол вылета частицы m_a (или M_α), T — длительность ее взаимодействия, x_0, y_0 — начальные значения координат частицы m_a (или m_b), соответствующие $\alpha = 0$.

Полагая $x_0 = y_0 = 0$ для обеих частиц и оценивая T по формулам (20)—(25), нетрудно вычислить координаты взаимодействующих частиц, соответствующих α -доле переданного 4-импульса в реакции (2). На рис.5 приведены результаты вычислений для трех систем: антилабораторной ($m_b \equiv m_d$ покоится), С-системы и лабораторной ($m_a \equiv m_p$ покоится). Вычисления соответствуют неупругому ($x = 0,5, Q^2 = 0,24$ (ГэВ/с)²) рассеянию дейтрона на протоне. На рисунках приведены зависимости подынтегральных функций от α и результаты интегрирования — траектории движения взаимодействующих частиц в плоскости рассеяния для указанных систем отсчета. Штрихпунктирными линиями отмечены точки, соответствующие одинаковым значениям α . Все интегралы определялись численным методом интегрирования с использованием стандартной процедуры (GAUSS).

6. Заключение

Анализ ГНР в пространстве скоростей позволил сформулировать представление о взаимодействии сталкивающихся частиц как о пространственно-временном процессе — процессе передачи энергии-импульса от одной частицы к другой. Исходя из этого введено в рассмотрение промежуточное состояние частиц, соответствующее некоторой доле переданного 4-импульса.

- На основе общих принципов — масштабной инвариантности и требования единого описания кинематики упругих и неупругих реакций — найдены компоненты доли переданного 4-импульса, определяющие промежуточное состояние двух взаимодействующих частиц.
- Предложен способ введения текущего времени, позволяющий рассматривать движение взаимодействующей системы двух и более частиц в зависимости от одного временного параметра.
- С помощью нового определения коэффициента неупругости качественно показан точечный характер процессов ГНР без привлечения гипотезы о «точечной» структуре нуклона.
- Получены численные оценки длительности времени взаимодействия из соотношения неопределенностей для импульса, совпадающие с оценками, полученными из соотношения неопределенностей для энергии. Совпадение экспериментальных оценок может свидетельствовать о непротиворечивости введения нового инварианта принципу Гейзенберга.

- Введена дополнительная переменная x_a , аналогичная бьеркеновской x_b . Совместное применение этих величин позволяет обобщить предлагаемый подход на случай произвольных реакций.
- Предложенные идеи открывают перспективу полного решения проблемы релятивистского описания движения взаимодействующей системы двух и более частиц.

Основные идеи предлагаемого подхода проверены с помощью экспериментальных данных реакции развала дейтрона на протоне при импульсе 3,31 ГэВ/с.

Автор признателен А.М.Балдину, А.В.Ефремову, И.А.Савину, М.И.Соловьеву, Н.А.Черникову за ценные обсуждения и дискуссии, Э.Г.Бубелеву, Е.Н.Кладницкой, А.А.Кузнецову, В.Н.Пеневу, А.И.Шкловской за постоянный интерес к работе, В.В.Глаголеву за предоставление экспериментального материала, а также А.П.Нагайцеву, Д.Салихагич и А.П.Чеплакову за поддержку и помощь в работе.

Литература

1. Балдин А.М. — ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, с.429.
2. Bjorken J. — Phys. Rev., 1969, 179, p.1547.
3. Черников Н.А. — ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып.3, с.733.
4. Fadeev N.G. — In: JINR Rapid Communications No.6[39]-89, Dubna, 1989, p.13.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Механика. М.: «Наука», 1965, с.45.
6. Glagolev V.V. et al. — Yad. Fiz., 1979, 30, p.1569.
7. Фейнман Р. — Взаимодействие фотонов с адронами. М.: «Мир», 1975.
8. Review of Particle Properties — Phys. Rev., 1992, p D45, .iii77.

УДК 539.172

ИССЛЕДОВАНИЕ АЛГОРИТМОВ РЕКОНСТРУКЦИИ АДРОННЫХ СТРУЙ В π^-p - И π^-C -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГэВ/с

Н.Н.Бадалян, Р.Г.Бадалян, Е.Богданович, А.А.Кузнецов*

Рассмотрены различные алгоритмы для выделения адронных струй в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях. На основе анализа экспериментальных данных по π^-p - и π^-C -взаимодействиям при импульсе мезона 40 ГэВ/с показано, что в мягких процессах процедура выделения адронных струй существенно зависит от метрики алгоритма. Исследована зависимость процедуры формирования прекластеров от параметра обрезания алгоритма и предложены критерии для определения оптимального значения этого параметра. Показано, что предложенный в настоящей работе новый *B*-алгоритм предъявляет более жесткие по сравнению с алгоритмом *JADE* требования к адронам, входящим в состав струи, а следовательно и к процедуре реконструкции адронных струй. Вследствие этого выделяемые на основе *B*-алгоритма струи разделены как в пространстве скоростей, так и в фазовом пространстве как самих струй, так и частиц ($\pi^\pm$ -мезонов), входящих в состав этих струй.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Study of the Hadronic Jet Reconstruction Algorithms in π^-p and π^-C Interactions at 40 GeV/c

N.N.Badalian et al.

Different types of algorithms for reconstruction of the hadronic jets produced in π^-p and π^-C interactions at 40 GeV/c have been studied. It has been found that the jet reconstruction procedure crucially depends on the metric of the algorithm. The dependence of the precluster formation mechanism on the cut parameter of the algorithm was investigated and the criteria for the determination of the optimal value of the cut parameter have been proposed. It was shown that the *B*-algorithm we proposed, claims much more rigorous requests, as compared to the *JADE* algorithm, to the hadrons from jets and so to the jet reconstruction procedure. As a result, extraced jets are separated both in the velocity space and in the phase space of the jets as well as of the hadrons ($\pi^\pm$ mesons) from jets.

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

*Постоянный адрес: Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

1. Различные метрики для алгоритмов реконструкции адронных струй

Работа посвящена анализу различных алгоритмов по выделению адронных струй в процессах взаимодействия между частицами и ядрами. При большой множественности частиц в конечном состоянии работа алгоритмов, основанных на всевозможных разбиениях множества частиц в конечном состоянии на две или три группы частиц, становится малоэффективной в связи с большим количеством всевозможных разбиений. По этой причине были предложены и получили большое распространение быстродействующие, или локальные, алгоритмы для реконструкции адронных струй, которые работают на основе сравнительного анализа характеристик всех пар частиц в конечном состоянии. Существуют также алгоритмы, использующие характеристики всех троек частиц в конечном состоянии.

В данной статье мы будем рассматривать работу алгоритмов, которые при анализе события используют только характеристики пар частиц, или так называемые бинарные алгоритмы. Одним из характерных примеров такого бинарного алгоритма является алгоритм сотрудничества *JADE* [1,2,3], который использовался для выделения адронных струй в e^+e^- -взаимодействиях.

Логика алгоритма *JADE* организована следующим образом:

1. Для каждого события с N -частицами в конечном состоянии (далее в тексте как одну частицу, так и группу частиц будем называть *прекластером*) определяются $N(N-1)/2$ парных, или бинарных, характеристик m_{ik}^2 , которые являются эффективной массой системы из двух прекластеров с 4-импульсами P_i и P_k :

$$m_{ik}^2 = (P_i + P_k)^2. \quad (1)$$

При этом, естественно, предполагается, что $N \geq 2$.

2. Определяется минимальное значение $m_{i_{\min} k_{\min}}^2 = \min \{m_{ik}^2\}$ из $N(N-1)/2$ величин m_{ik}^2 , т.е. определяется пара прекластеров $i_{\min}$ и $k_{\min}$ с минимальным значением эффективной массы.

3. Полученное минимальное значение $m_{i_{\min} k_{\min}}^2$ сравнивается с некоторой наперед заданной величиной m_{cut}^2 , которая является параметром обрезания алгоритма.

4. Если $m_{i_{\min} k_{\min}}^2 > m_{\text{cut}}^2$, то процедура реконструкции адронных струй завершается.

5. Если $m_{i_{\min} k_{\min}}^2 < m_{\text{cut}}^2$, то два прекластера $i_{\min}$ и $k_{\min}$ объединяются в один прекластер с массой $m_{i_{\min} k_{\min}}$ и 4-импульсом $P_{i_{\min} k_{\min}} = P_{i_{\min}} + P_{k_{\min}}$, т.е. число прекластеров уменьшается на единицу: $N \rightarrow (N-1)$.

6. При $(N-1) \geq 2$ процедура повторяется для $(N-1)$ рекластеров, если же $(N-1) = 1$, процедура реконструкции адронных струй завершается.

7. Все прекластеры, число частиц в которых больше или равно 2, рассматриваются как адронные струи в данном событии.

Из сказанного выше следует, что любой бинарный алгоритм по реконструкции адронных струй имеет три основных элемента: а — логика алгоритма, б — метрика алгоритма и с — параметр обрезания алгоритма. В частности, логика алгоритма *JADE* основана на сравнительном анализе эффективных масс всех прекластеров. Она изложена в перечисленных выше пп.1—7. Метрика алгоритма *JADE* определяется выражением (1), т.е. эффективной массой пары прекластеров, а параметром обрезания является величина m_{cut}^2 .

Ниже будут рассмотрены несколько алгоритмов, логика которых совпадает с логикой алгоритма *JADE*, однако метрика существенно отличается от метрики алгоритма *JADE*.

В качестве метрики, определяющей близость пар прекластеров, рассмотрим лоренц-инвариантные величины b_{ik} [4], которые определяются как квадрат разности 4-скоростей прекластеров i и k :

$$b_{ik} = - \left(\frac{p_i}{m_i} - \frac{p_k}{m_k} \right)^2 = \frac{m_{ik}^2 - (m_i + m_k)^2}{m_i m_k}. \quad (2)$$

Отметим, что для системы из трех прекластеров i, j и k имеет место следующее утверждение. Если в пространстве скоростей расстояние между прекластерами i, j и k, j меньше величины b_0 , т.е. $b_{ij} < b_0$ и $b_{kj} < b_0$, то расстояние между объединенным прекластером (ik) и прекластером j не может быть больше величины b_0 , т.к.

$$b_{(ik)j} = - \left(\frac{p_i + p_k}{m_{ik}} - \frac{p_j}{m_j} \right)^2 = \frac{m_i}{m_{ik}} b_{ij} + \frac{m_k}{m_{ik}} b_{kj} + 2 \left(\frac{m_i + m_k}{m_{ik}} - 1 \right) < b_0. \quad (3)$$

Если в логической схеме алгоритма *JADE* сделать замену $m_k^2 \rightarrow b_{ik}$ и $m_{\text{cut}}^2 \rightarrow b_{\text{cut}}$, то мы получим новый *B*-алгоритм. Такая незначительная, на первый взгляд, замена приводит к существенно другой, по сравнению с алгоритмом *JADE*, схеме рекомбинации прекластеров. Более того, полученный таким образом *B*-алгоритм обладает некоторыми замечательными свойствами, которыми не обладает алгоритм *JADE*. Детально эти отличия будут продемонстрированы на примере реконструкции спектральных (или мягких) струй в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с.

Другой величиной, которая может быть использована для определения близости двух прекластеров, является величина b'_{ik} , которая связана с величиной b_{ik} простым соотношением [5]:

$$b'_{ik} = \frac{m_i m_k}{m_0^2} b_{ik} = \frac{m_{ik}^2 - (m_i + m_k)^2}{m_0^2}, \quad (4)$$

где параметр $m_0 \simeq 1$ ГэВ, однако конкретное значение этого параметра несущественно для нашего дальнейшего рассмотрения.

2. Зависимость формирования прекластеров от метрики алгоритма

После того как мы определили различные метрики для алгоритмов по реконструкции адронных струй, перейдем к рассмотрению процедуры образования прекластеров и кинематики рекомбинации двух прекластеров в один прекластер в рамках каждой из приведенных выше метрик.

Даже в случае равенства масс всех частиц в конечном состоянии (например, в случае, когда для реконструкции струи используются только заряженные $\pi^\pm$ -мезоны) начиная со второго шага итерационной схемы появляются прекластеры с массами, существенно отличными от масс начальных частиц, так как в ходе работы алгоритма массы прекластеров не уменьшаются, однако могут расти. В связи с этим становится очень важным исследовать, каким образом происходит объединение или рекомбинация прекластеров с различными массами в новый прекластер в зависимости от выбранной метрики алгоритма реконструкции адронной струи. Дальнейшее рассмотрение мы проведем в переменных Δy и P_T^2 , которые определяются для пары прекластеров i и k следующими соотношениями:

$$\Delta y = y_i - y_k, \quad (5)$$

$$P_T^2 = P_i^2 - P_{iL}^2 = P_k^2 - P_{kL}^2, \quad (6)$$

$$y_{i(k)} = \frac{1}{2} \ln \frac{E_{i(k)} + P_{i(k)L}}{E_{i(k)} - P_{i(k)L}}, \quad (7)$$

$$P_{i(k)L} = P_{i(k)} \cdot n_{ik}, \quad (8)$$

$$n_{ik} = \frac{P_i + P_k}{|P_i + P_k|} = \frac{P_{ik}}{P_{ik}}. \quad (9)$$

Здесь $\mathbf{P}_T$ — поперечный импульс как прекластера i , так и прекластера k по отношению к направлению $\mathbf{n}_{ik}$ суммарного трехмерного импульса $\mathbf{P}_{ik} = \mathbf{P}_i + \mathbf{P}_k$ двух прекластеров i и k , а Δy — разность быстрот прекластеров i и k в направлении $\mathbf{n}_{ik}$ суммарного трехмерного импульса $\mathbf{P}_{ik}$. Отметим, что при $P_T = 0$ величина Δy переходит в радиальную быстроту для системы из двух прекластеров i и k , а при $\Delta y = 0$, P_T становится импульсом каждого из прекластеров i и k в системе их центра масс.

Все рассмотренные нами метрики (1), (2) и (4) в переменных Δy и P_T^2 выражаются простыми соотношениями:

$$\frac{b_{ik}}{2} = -1 + \sqrt{\left(1 + \frac{P_T^2}{m_i^2}\right) \left(1 + \frac{P_T^2}{m_k^2}\right)} \operatorname{ch}(\Delta y) + \frac{P_T^2}{m_i m_k}, \quad (10)$$

$$m_{ik}^2 = (m_i + m_k)^2 + m_i m_k b_{ik}, \quad (11)$$

$$b'_{ik} = \frac{m_i m_k}{m_0^2} b_{ik}. \quad (12)$$

Рассмотрим механизм рекомбинации двух прекластеров с массами m_i и m_k в один прекластер в рамках различных алгоритмов. Чтобы не усложнять дальнейшие рассуждения несущественными деталями, рассмотрим объединение двух пионов ($m_i = m_k = m_\pi$) и двух прекластеров i и k , массы которых равны массе, например, нуклона ($m_i = m_k = m_N$, далее в тексте такие прекластеры будем называть «нуклонами») в один прекластер в рамках рассматриваемых алгоритмов. Тогда для алгоритма JADE с параметром обрезания m_{cut}^2 имеем условие рекомбинации двух пионов или двух прекластеров — «нуклонов» — в один прекластер:

$$\operatorname{ch}(\Delta y) = \frac{m_{\text{cut}}^2}{2m_{\pi(N)}^2} - 1, \quad \text{при } P_T^2 = 0, \quad (13)$$

$$P_T^2 = \frac{m_{\text{cut}}^2 - 4m_{\pi(N)}^2}{4}, \quad \text{при } \Delta y = 0. \quad (14)$$

Следовательно, если два пиона i и k или два прекластера — «нуклона» i и k , по отношению к метрике m_{ik}^2 находятся на одинаковом расстоянии m_{cut}^2 друг от друга и могут объединяться в один прекластер, то для радиальных быстрот таких пар выполняются соотношения Δy (для π) $>$ Δy (для прекластеров — «нуклонов», N), а величины P_T^2 для этих пар должны удовлетворять соотношению P_T^2 (для π) $>$ P_T^2 (для прекластеров N),

При использовании B -алгоритма с метрикой b_{ik} и с параметром обрезания b_{cut} условие рекомбинации двух пионов и двух прекластеров — «нуклонов» — имеет вид:

$$\text{ch}(\Delta y) = 1 + \frac{b_{\text{cut}}}{2}, \quad \text{при } P_T^2 = 0, \quad (15)$$

$$P_T^2 = \frac{m_{\pi(N)}^2}{4} b_{\text{cut}}, \quad \text{при } \Delta y = 0. \quad (16)$$

Следовательно, в рамках B -алгоритма на одинаковом расстоянии находятся такие пары пионов и такие пары прекластеров — «нуклонов», радиальные быстроты которых равны: Δy (для π) = Δy (для прекластеров N), а величины P_T^2 удовлетворяют соотношению P_T^2 (для N) = $(m_p/m_\pi)^2 P_T^2$ (для π) > P_T^2 (для π).

Для алгоритма с метрикой b'_{ik} и параметром обрезания b'_{cut} для условия рекомбинации двух прекластеров в один можно получить следующие выражения:

$$\text{ch}(\Delta y) = 1 + \frac{m_0^2}{2m_{\pi(N)}^2} b'_{\text{cut}} \quad \text{при } P_T^2 = 0, \quad (17)$$

$$P_T^2 = \frac{m_0^2}{4} b'_{\text{cut}} \quad \text{при } \Delta y = 0, \quad (18)$$

следовательно, для алгоритма с метрикой b'_{ik} имеем случай, обратный случаю для B -алгоритма с метрикой b_{ik} , а именно: P_T^2 (для N) = P_T^2 (для π) и Δy (для π) > Δy (для N). При этом условие, которому удовлетворяют радиальные быстроты пар пионов и пар прекластеров — «нуклонов», для этого алгоритма совпадает с таким же условием для алгоритма *JADE*. Вследствие этого результаты, полученные на основе алгоритма с метрикой b'_{ik} , не сильно отличаются от результатов, полученных на основе *JADE*-алгоритма. С другой стороны, эти результаты существенно отличаются от тех, которые получаются на основе E -алгоритма.

Таким образом, принцип рекомбинации двух прекластеров в один прекластер существенно зависит от выбора метрики алгоритма даже в рамках одинаковой логики этих алгоритмов. При этом выбор метрики зависит от конкретных физических задач, которые должны быть решены после процедуры выделения адронных струй.

3. Анализ экспериментальных данных по π^-p - и π^-C -взаимодействиям при 40 ГэВ/с

Настоящий раздел посвящен анализу многопионных конечных состояний, образованных в процессе взаимодействия π^- -мезонов с протонами и ядром углерода. Экспериментальные данные получены с помощью 2 м ПК ОИЯИ, облученной пучком

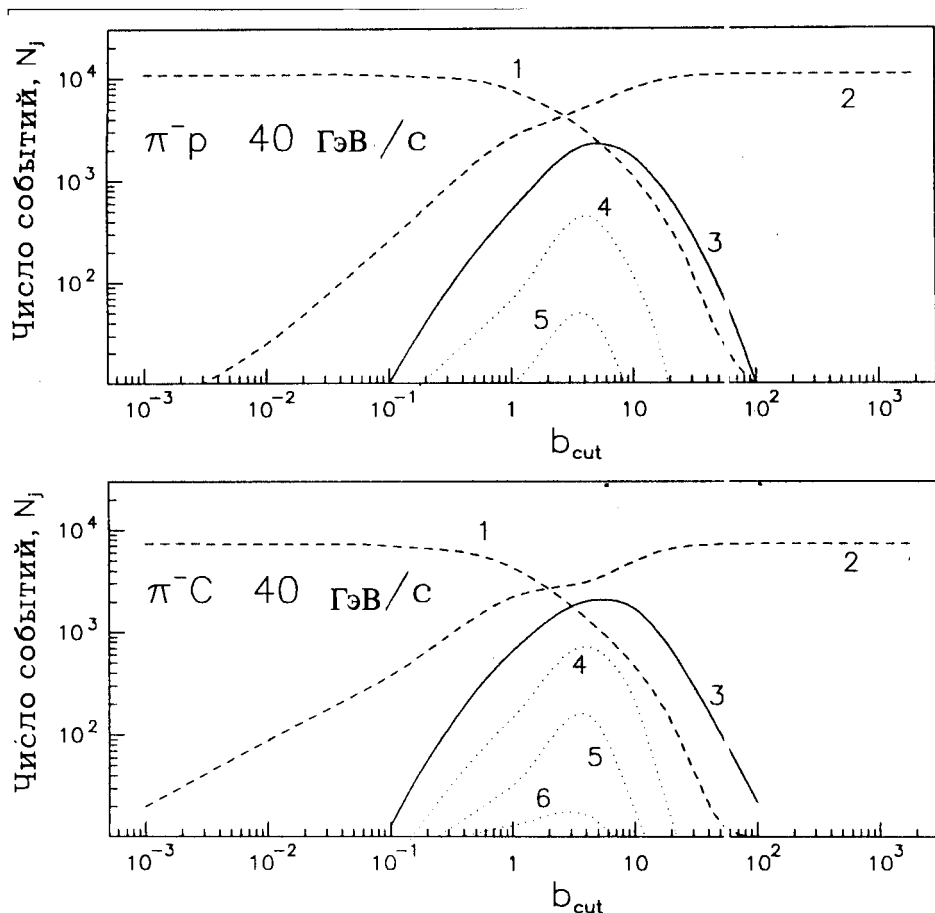


Рис.1. Зависимость числа j -струйных событий от величины параметра обрезания b_{cut} для $\pi^- p$ - и $\pi^- C$ -взаимодействий. Кривая 1 — число бесструйных событий, 2 — число 1-струйных событий, 3 — число 2-струйных событий, 4 — число 3-струйных событий, 5 — число 4-струйных событий, 6 — число событий с пятью пионными струями в конечном состоянии

π^- -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ. Эти данные использовались для исследования процесса формирования прекластеров в рамках различных алгоритмов.

На рис.1—3 показано поведение числа 0, 1, 2, 3 и т.д. струйных событий (далее в тексте j -струйные события) во взаимодействиях $\pi^- p$ и $\pi^- C$, реконструированных с помощью трех упомянутых выше алгоритмов, в зависимости от параметра обрезания алгоритма (далее в тексте — x_{cut}). Как можно видеть, общим свойством приведенных на рисунках кривых является то, что при небольших значениях параметра обрезания

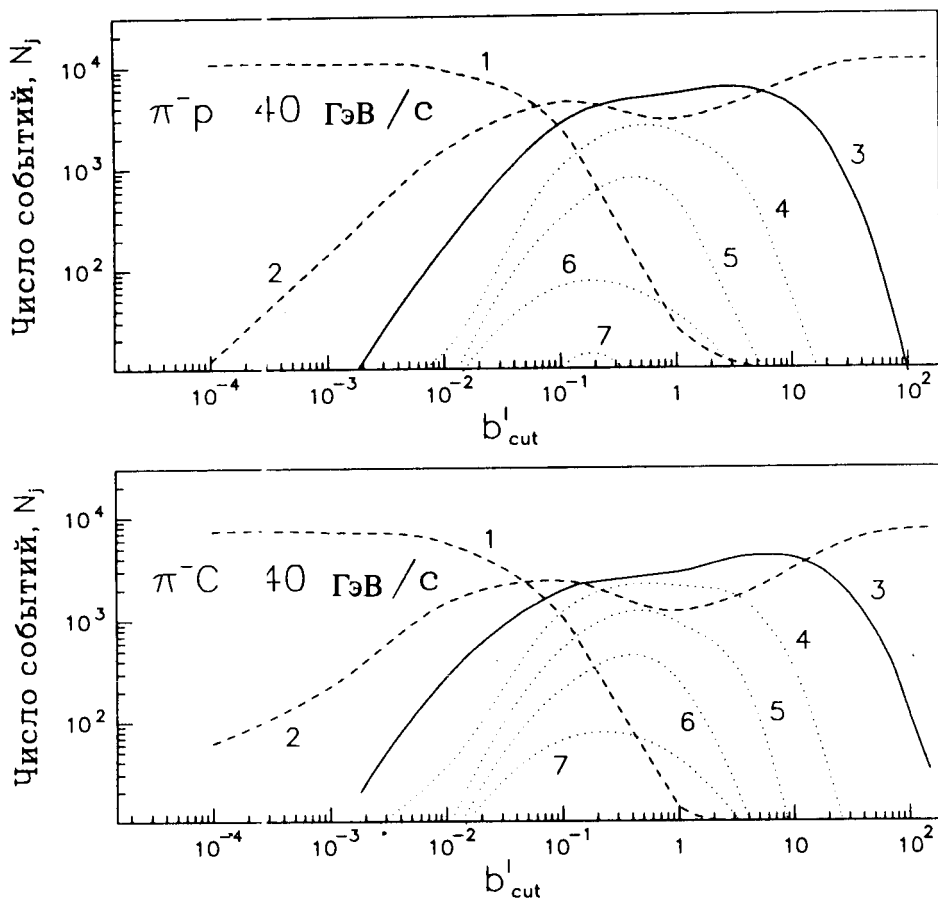


Рис.2. Зависимость числа j -струйных событий от величины параметра обрезания b_{cut}^I для $\pi^- p$ - и $\pi^- C$ -взаимодействий. Кривая 1 — число бесструйных событий, 2 — число 1-струйных событий, 3 — число 2-струйных событий, 4 — число 3-струйных событий, 5 — число 4-струйных событий, 6 — число 5-струйных событий и 7 — число событий с шестью пионными струями в конечном состоянии

все события интерпретируются алгоритмом как бесструйные события. Это имеет место, когда значения параметра обрезания x_{cut} меньше, по отношению к рассматриваемой метрике, минимального во всем событиям расстояния между парами частиц из каждого события x_{min} . Когда параметр обрезания становится больше, чем значение x_{min} (т.е. $x_{cut} \geq x_{min}$), появляются первые одноструйные события с двумя частицами в струе. При дальнейшем увеличении параметра обрезания алгоритма x_{cut} число 1-струйных со-

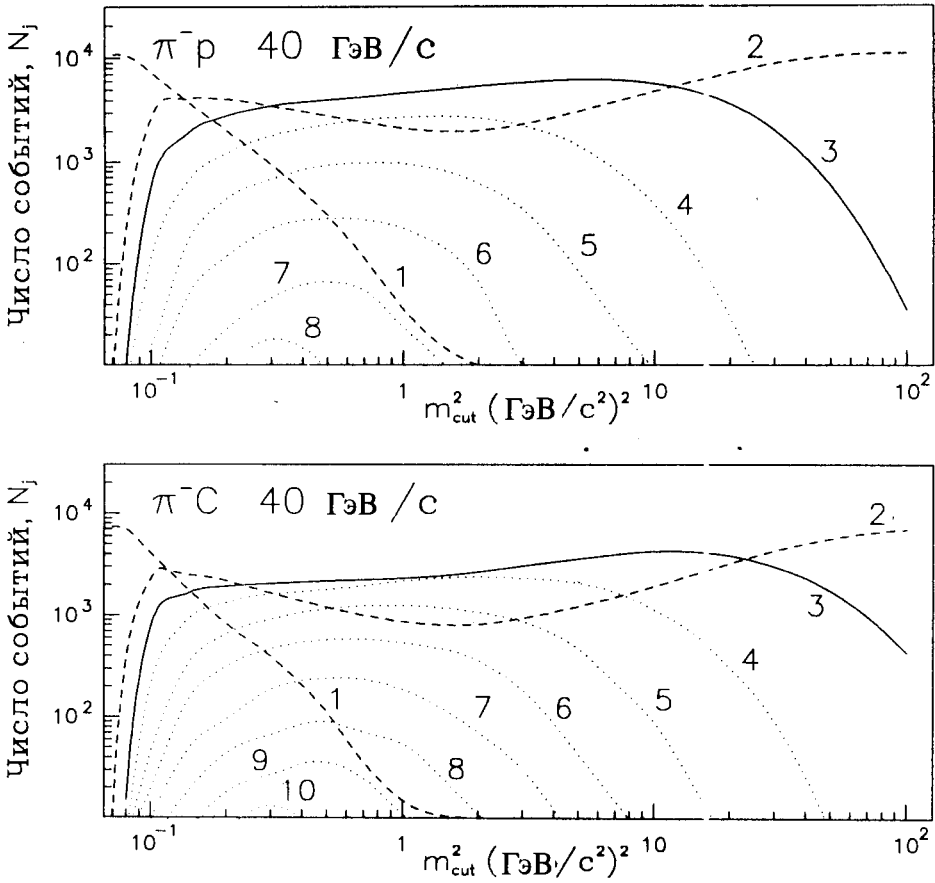


Рис.3. Зависимость числа j -струйных событий от величины параметра обрезания m_{cut}^2 для $\pi^- p$ - и $\pi^- C$ -взаимодействий. Кривая 1 — число бесструйных событий, 2 — число 1-струйных событий, 3 — число 2-струйных событий, 4 — число 3-струйных событий, 5 — число 4-струйных событий, 6 — число 5-струйных событий, 7 — число 6-струйных событий, 8 — число 7-струйных событий, 9 — число 8-струйных событий и 10 — число событий с девятью пионными струями в конечном состоянии

бывает увеличивается, появляются 2-струйные, 3-струйные и т.д. события и одновременно происходит уменьшение числа бесструйных событий. Все j -струйные распределения, кроме 0- и 1-струйных достигают своего максимума при определенных значениях параметра обрезания x_{cut} . При значении $x_{cut}^{(2)}$ последним своего максимума достигает число 2-струйных событий. При дальнейшем увеличении значения параметра

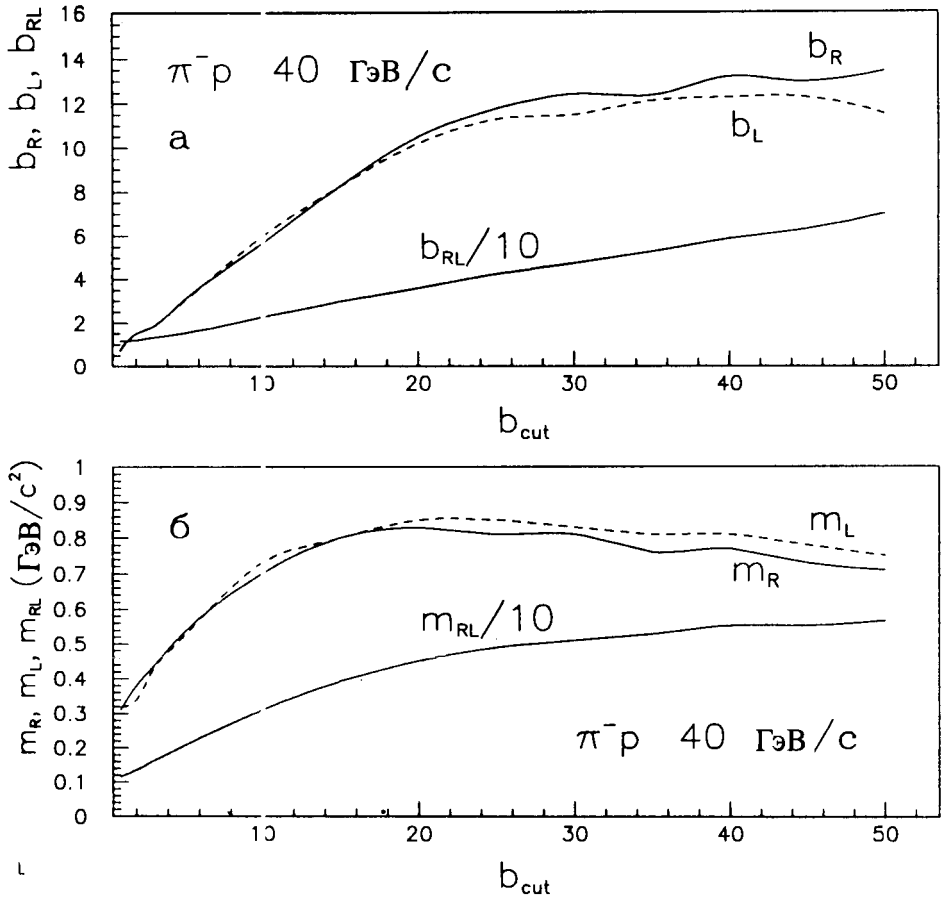


Рис.4. Зависимость характеристик правой (R) и левой (L) струй в 2-струйных событиях, выделенных B -алгоритмом, от параметра обрезания b_{cut} : а — размеры правой (R) и левой (L) струй b_R и b_L и расстояние между R- и L- струями b_{RL} в пространстве скоростей (значения b_{RL} уменьшены в 10 раз); б — массы правой (R) и левой (L) струй m_R и m_L и эффективная масса m_{RL} 2-струйной системы (значения m_{RL} уменьшены в 10 раз)

x_{cut} две струи в 2-струйных событиях начинают рекомбинировать в одну струю и, при очень больших значениях параметра обрезания, все события интерпретируются алгоритмом как 1-струйные события. Таким образом, имеем: $N_0 \rightarrow N_{\text{tot}}$ при $x_{\text{cut}} \rightarrow 0$ и $N_1 \rightarrow N_{\text{tot}}$ при $x_{\text{cut}} \rightarrow \infty$, где N_0 , N_1 и N_{tot} — число бесструйных, 1-струйных событий и число всех событий соответственно.

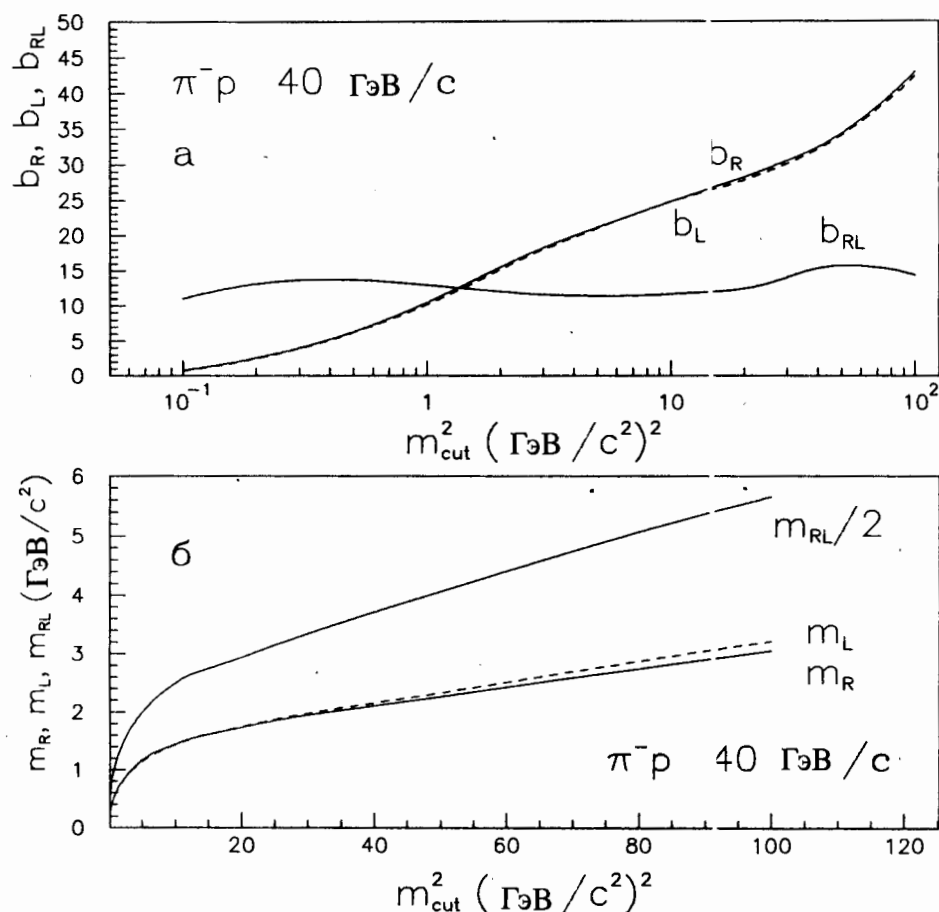


Рис.5. Зависимость характеристик правой (R) и левой (L) струй в 2-струйных событиях, выделенных алгоритмом JADE, в зависимости от параметра обрезания m_{cut}^2 : а — размеры правой (R) и левой (L) струй b_R и b_L и расстояние между R- и L- струями b_{RL} в пространстве скоростей; б — массы правой (R) и левой (L) струй m_R и m_L и эффективная масса m_{RL} 2-струйной системы (значения m_{RL} уменьшены в 2 раза)

Такое «сканирование» глобальной топологической структуры конечного многоадронного (многопионного) состояния по параметру обрезания алгоритма позволяет определить характерную топологию конечного адронного состояния. Например, представленные на рис.1—3 зависимости числа j -струйных событий (N_j) от значения параметра обрезания характерны для мягких адрон-адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий без образования жестких струй (только два потока частиц или две спектаторные, мягкие струи), а также для e^+e^- -аннигиляций в две струи адронов. Топо-

логия всех перечисленных процессов относится к типу, где имеются два потока частиц, летящих вперед — назад в системе центра взаимодействия.

Несмотря на общий характер поведения числа событий с j -струями в зависимости от параметра обрезания x_{cut} для различных алгоритмов, эти зависимости существенно различны как для рассмотренных нами алгоритмов, так и для π^-p - и π^-C -взаимодействий. Ниже мы остановимся на тех различиях, которые связаны с работой JADE- и B-алгоритмов и которые имеют место при анализе экспериментальных данных по π^-p -взаимодействиям при 40 ГэВ/с.

Рассмотрим свойства спектаторных струй в событиях с двумя струями, выделенных B-алгоритмом и алгоритмом JADE. На рис. 4а и 5а представлены зависимости средних размеров правой (R) и левой (L) струй, реконструированных с помощью B- и JADE-алгоритмов, а также показано изменение расстояния между этими струями b_{RL} в пространстве скоростей от параметра обрезания b_{cut} и m_{cut}^2 , соответственно. Зависимость масс правой (R) и левой (L) струй и эффективной массы m_{RL} 2-струйной системы от параметров b_{cut} и m_{cut}^2 представлена, соответственно для B-алгоритма и алгоритма JADE, на рис. 4б и 5б.

Характерной особенностью результатов, представленных на этих рисунках, является то, что начиная со значения $b_{\text{cut}} \simeq 20 + 30$ величины b_R , b_L и m_R , m_L выходят на некоторые постоянные значения, т.е. не зависят от значения параметра b_{cut} при $b_{\text{cut}} > 20 + 30$. При этом имеем: b_R , $b_L \simeq 10 + 12$ единиц, а m_R , $m_L \simeq (0,7 + 0,8) \text{ ГэВ}/c^2$. Заметим, что в этом случае расстояние между R - и L -струями в пространстве скоростей будет $b_{RL} \geq 30 + 40$, т.е. $b_{RL} \gg b_R \simeq b_L$ и, следовательно, в рамках B-алгоритма, в пространстве скоростей имеем две хорошо разделенные спектаторные (или мягкие) струи. В противоположность этому две струи R и L , выделенные в рамках алгоритма JADE, довольно сильно перекрыты в пространстве скоростей, так как расстояние между струями $b_{RL} \simeq 10 + 15$ практически не зависит от значения параметра обрезания m_{cut}^2 и, начиная с $m_{\text{cut}}^2 > (1,5 + 2) \text{ ГэВ}^2/c^4$, становится меньше размеров самих струй $b_R \simeq b_L > b_{RL}$ (см. рис. 4). При значениях $m_{\text{cut}}^2 < 1,0 \text{ ГэВ}^2/c^4$ имеем $b_{RL} > b_R \simeq b_L$, и можно было бы ожидать две хорошо разделенные струи при этих значениях параметра обрезания в рамках алгоритма JADE. Однако, как будет показано далее, условие $b_{RL} > b_R \simeq b_L$ является необходимым, но недостаточным для разделения двух струй R и L в фазовом пространстве. Другими словами, струи, полностью разделенные в пространстве скоростей, могут быть неразделенными в фазовом пространстве частиц, из которых состоят эти струи.

Введем следующие критерии для определения параметра обрезания x_{cut} бинарного алгоритма, при котором имеет место разделяемость струй как в пространстве скоростей, так и в обычном фазовом пространстве. При анализе экспериментальных данных

с двумя спектаторными струями критерий для определения параметра обрезания x_{cut} алгоритма имеют следующий вид:

$$\text{Критерий А: } \frac{N_3}{N_2} < 0,01-0,03, \quad (19)$$

где N_2 и N_3 — число событий с двумя и тремя струями, соответственно. Критерий А является простым отражением того факта, что во взаимодействиях, где не ожидается третья жесткая струя число N_3 3-струйных событий не должно быть больше статистически ожидаемого фона, что для нашего случая, π^-p -взаимодействия при 40 ГэВ/с, составляет $1 \pm 3\%$.

$$\text{Критерий Б: } \frac{b_{RL}}{b_R + b_L} > 1. \quad (20)$$

Критерий Б требует, чтобы расстояние между струями R и L было больше суммы размеров обеих струй, что означает разделенность двух струй в пространстве скоростей.

В рамках JADE-алгоритма критерий А удовлетворяется при значениях параметра обрезания $m_{\text{cut}}^2 \geq 20 \text{ ГэВ}^2/c^4$ (рис.3), а для B-алгоритма критерий А удовлетворяется при $b_{\text{cut}} \geq 20$. Критерий Б может быть удовлетворен в рамках JADE-алгоритма при $m_{\text{cut}}^2 \leq 0,4 \text{ ГэВ}^2/c^4$, а для B-алгоритма практически при всех значениях параметра b_{cut} имеем: $b_{RL} > b_R + b_L$. Требование одновременного выполнения обоих критериев А и Б дает следующие результаты: для алгоритма JADE ни при каких значениях параметра m_{cut}^2 не может быть одновременного удовлетворения критерием А и Б, а для B-алгоритма находим: $b_{\text{cut}} \geq 20 \div 30$.

Таким образом, в рамках алгоритма JADE не могут быть получены струи, разделенные как в пространстве скоростей, так и в фазовом пространстве. В отличие от этого, новый B-алгоритм при значениях параметра $b_{\text{cut}} \geq 20 + 30$ позволяет выделить две спектаторные струи, которые хорошо разделены как в пространстве скоростей, так и в фазовом пространстве π^+ -мезонов, образующих эти струи. Необходимо отметить, что при $b_{\text{cut}} \geq 20 + 30$ происходит стабилизация размеров самих струй в пространстве скоростей $b_R \simeq b_L \simeq 10 + 12$, а их массы $m_R \simeq m_L \simeq 0,7 + 0,8 \text{ ГэВ}/c^2$ становятся независимыми от значения параметра обрезания b_{cut} (см.рис.4).

Совпадение массы m_R правой и m_L левой струй $m_R \simeq m_L \simeq 0,7 + 0,8 \text{ ГэВ}/c^2$ с массой ρ -мезона $m_\rho = 0,77 \text{ ГэВ}/c^2$ не означает, что эти струи состоят из двух противополо-

π^-p , 40 ГэВ/с ($N_2 = 689$ соб., $b_{\text{cut}}=20$)

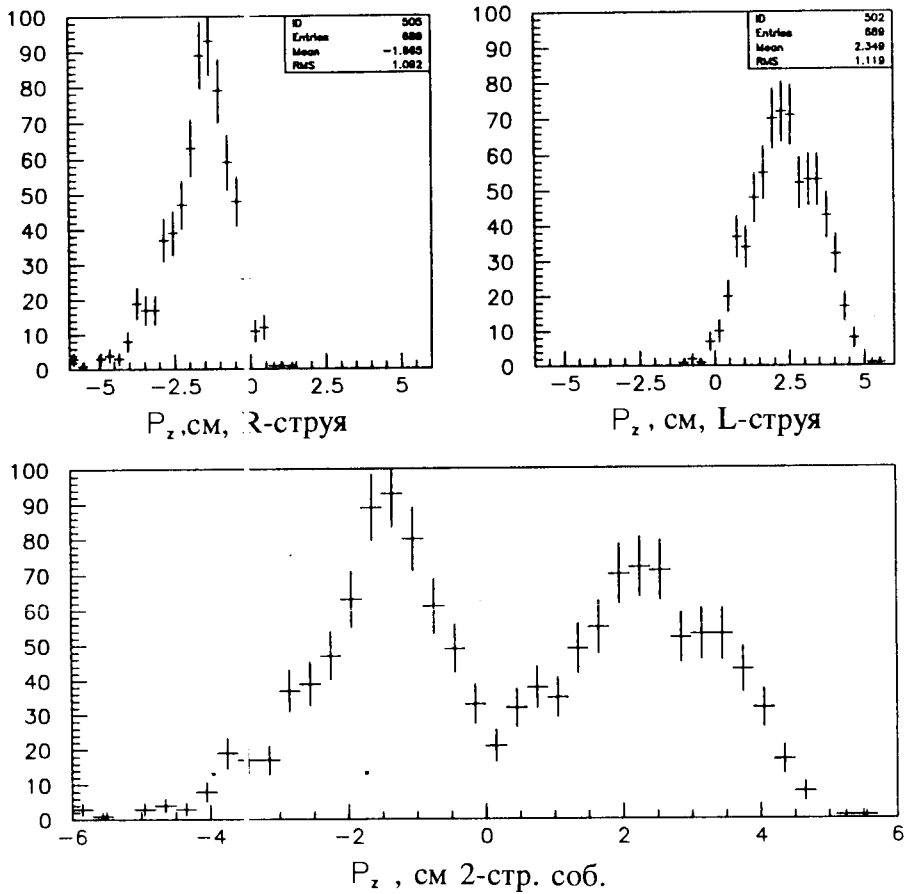


Рис.6. Распределения по продольным импульсам P_z правой (R) и левой (L) струй, в системе центра масс π^-p -взаимодействий, в 2-струйных событиях, выделенных B-алгоритмом при значении параметра обреза $b_{\text{cut}} = 20$

ложно заряженных π -мезонов, так как π^+ - и π^- -мезоны от распада ρ^0 -мезона находятся на расстоянии $b_\rho = (m_\rho/m_\pi)^2 - 4 = 26,3$ в пространстве скоростей, что более чем в два раза больше величин $b_f \simeq 10 + 12$ и $b_L \simeq 10 + 12$. Можно, однако, ожидать, что заметное число R- и L-струй будут представлять собой ρ^0 -мезоны. В этом случае предложенный здесь B-алгоритм может быть также рассмотрен как инструмент для поиска резонансных состояний в системах из двух адронов.

π^-p , 40 ГэВ/с ($N_2 = 3623$ соб., $m_{\text{cut}}^2 = 20$ ГэВ²/с⁴)

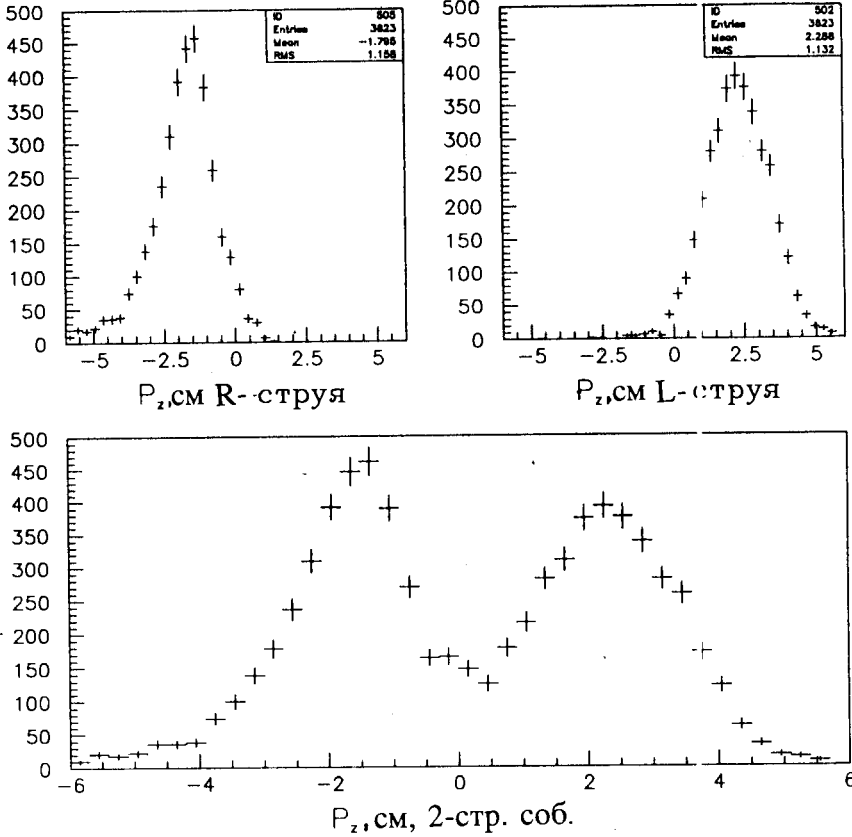


Рис.7. Распределения по продольным импульсам P_z правой (R) и левой (L) струй, в системе центра масс π^-p -взаимодействий, в 2-струйных событиях, выделенных алгоритмом *JADE* при значении параметра обрезания $m_{\text{cut}}^2 = 20$ (ГэВ/с²)²

Заметим, что размеры R- и L-струй в пространстве скоростей, полученные B-алгоритмом $b_R \simeq b_L \simeq 10 + 12$, связаны с величиной b_k [6], которая определяется как среднее расстояние в пространстве скоростей между центром струи и частицами, которые входят в состав струи. Можно показать, что в системе из N -частиц величины b_R , b_L и b_k связаны между собой соотношением

$$b_k = -2 + 2 \sqrt{1 + \left(1 - \frac{1}{N}\right) \frac{b_{R(L)}}{2}}. \quad (21)$$

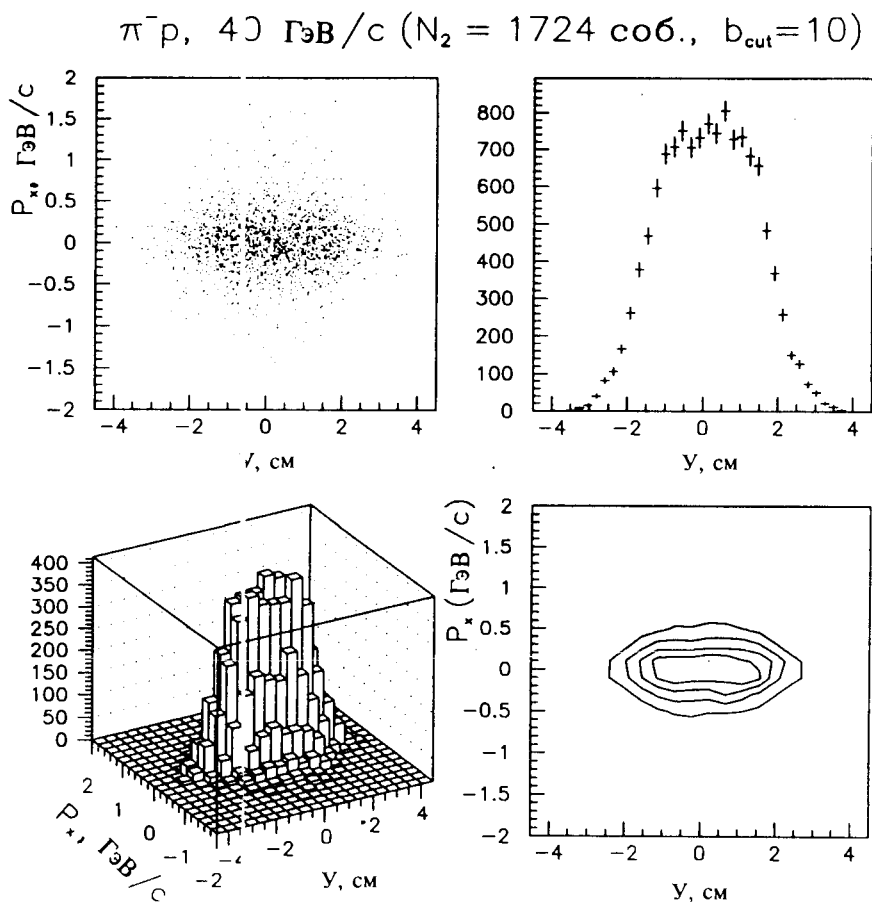


Рис.8. Распределения π^+ -мезонов, входящих в правую (R) или левую (L) струи в 2-струйных событиях, выделенных B -алгоритмом при значении параметра обрезания $b_{\text{cut}} = 10$, в системе центра масс π^-p -взаимодействия

При $b_{R(L)} \simeq 10-12$, для $N=2,3$ и $N \rightarrow \infty$ имеем: $b_k^{(2)} \simeq 1,7 \div 2,0$, $b_k^{(3)} \simeq 2,2 \div 2,5$ и $b_k^{(\infty)} \simeq 2,9 \div 3,3$, соответственно. Эти значения для $b_k^{(N)}$ согласуются со значением $b_k = 3,68 \pm 0,03$, полученным ранее в [6], на основе другой методики выделения струй.

Перейдем теперь к рассмотрению распределения импульсов самих R - и L - струй в их фазовом пространстве, а также распределения импульсов $\pi^\pm$ -мезонов, входящих в состав R - и L -струй, в фазовом пространстве $\pi^\pm$ -мезонов.

π^-p , 40 ГэВ/c ($N_2 = 689$ соб., $b_{\text{cut}}=20$)

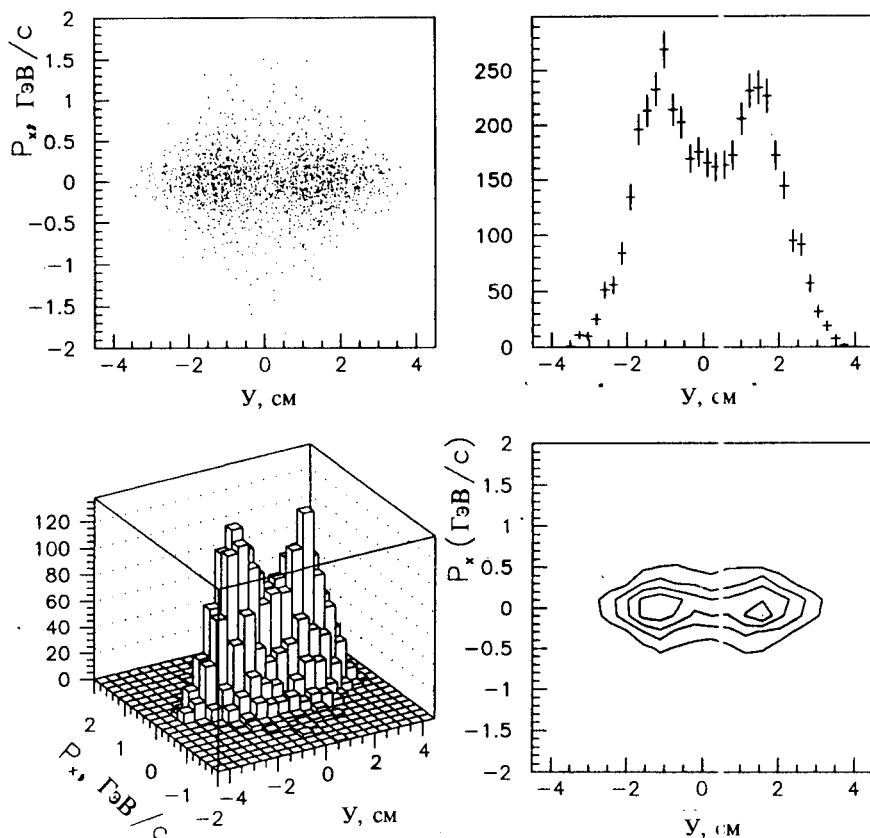


Рис.9. Распределения $\pi^\pm$ -мезонов, входящих в правую (R) или левую (L) струи в 2-струйных событиях, выделенных *B*-алгоритмом при значении параметра обрезания $b_{\text{cut}} = 20$, в системе центра масс π^-p -взаимодействия

На рис.6 и 7 представлены распределения продольных импульсов правой (R) и левой (L) струй в 2-струйных событиях из π^-p -взаимодействий, выделенных *B*- и *JADE*-алгоритмами, соответственно. Можно видеть, что оба алгоритма выделяют две достаточно хорошо разделенные струи в фазовом пространстве самих струй только при выполнении критерия A, т.е. для *B*-алгоритма при $b_{\text{cut}} > 20$, а для алгоритма *JADE* при $m_{\text{cut}}^2 > 20$ (ГэВ/c²)².

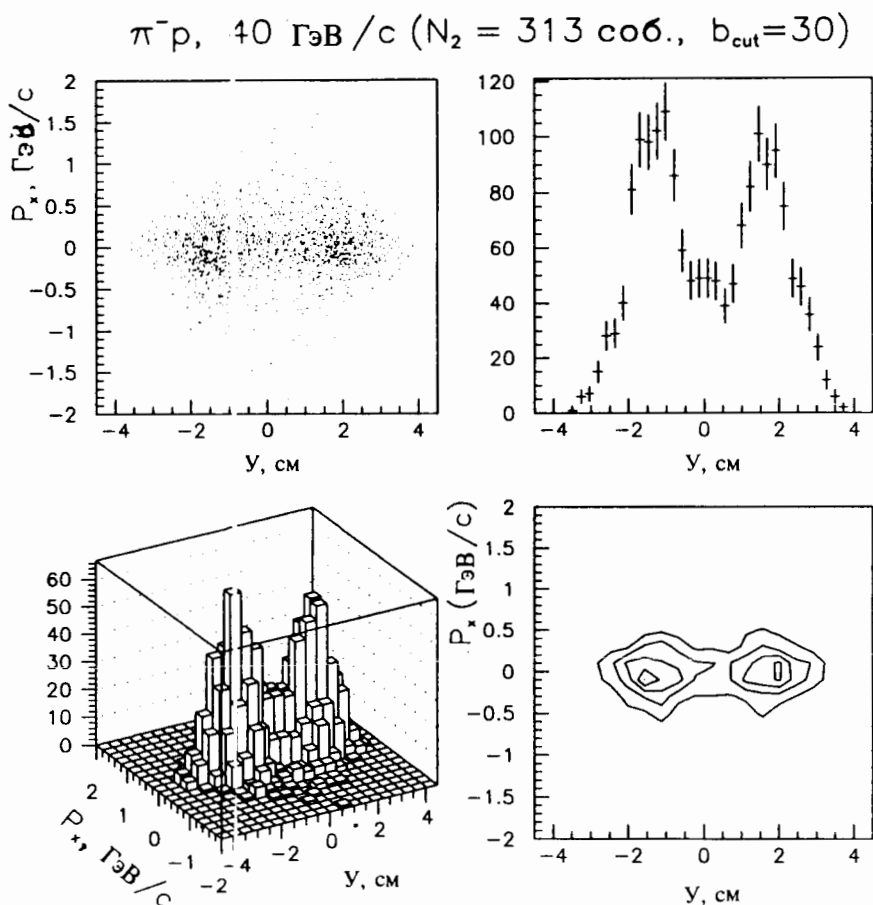


Рис.10. Распределения π^+ -мезонов, входящих в правую (R) или левую (L) струи в 2-струйных событиях, выделенных B -алгоритмом при значении параметра обрезания $b_{\text{cut}} = 30$, в системе центра масс π^-p -взаимодействия

Из полного числа 0743 событий с числом $\pi^\pm$ -мезонов $N_{\pi^\pm} \geq 4$ с помощью B -алгоритма при значении параметра $b_{\text{cut}} = 20$ выделено 689 2-струйных событий. Остальные события распределены следующим образом: 348 бесструйных событий, 9698 1-струйных событий и 8 событий с тремя струями. На основе $JADE$ -алгоритма при значении параметра $m_{\text{cut}}^2 = 20 \text{ (ГэВ}/c^2)^2$ выделены 3623 2-струйных события (7090 — 1-струйные события и 30 событий с тремя струями). Результаты, представленные на рис.6—7, показывают, что при указанных значениях параметров обрезания имеет мес-

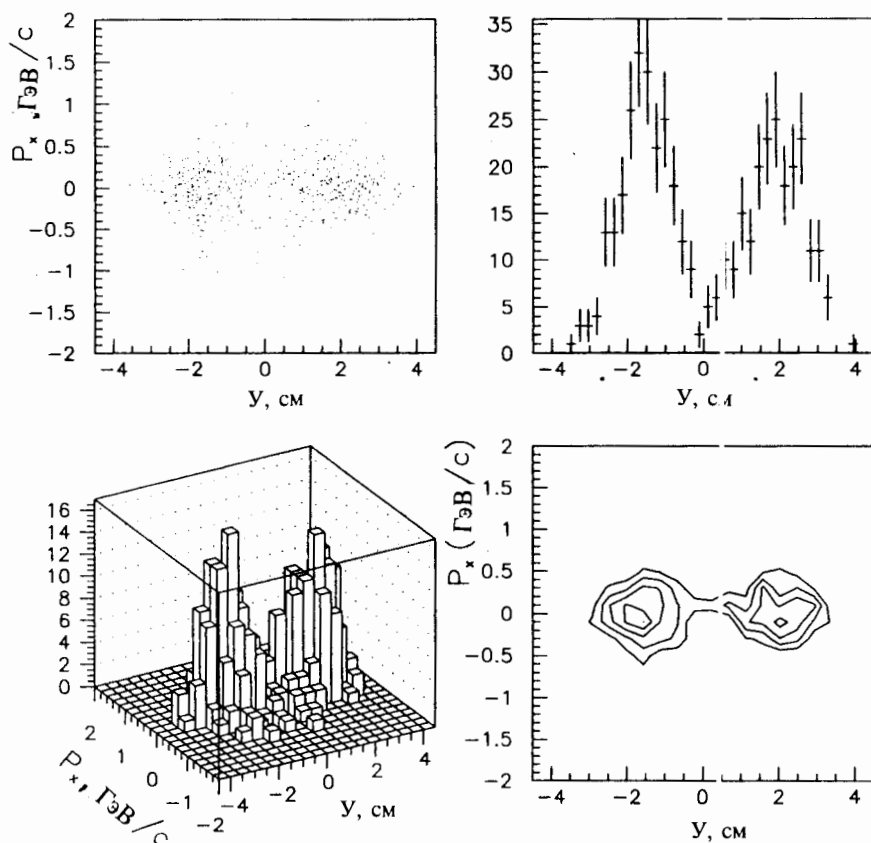
π^-p , 40 ГэВ/с ($N_2 \doteq 91$ соб., $b_{cut}=50$)


Рис.11. Распределения π^+ -мезонов, входящих в правую (R) или левую (L) струи в 2-струйных событиях, выделенных B -алгоритмом при значении параметра обрезания $b_{cut} = 50$, в системе центра масс π^-p -взаимодействия

то достаточно хорошее разделение правой и левой струй. Однако, как было отмечено выше, в рамках алгоритма $JADE$ размеры обеих струй в пространстве скоростей больше расстояния между этими же струями в том же пространстве скоростей, т.е. выделенные на основе $JADE$ -алгоритма струи сильно перекрываются в пространстве скоростей. Данное характерное различие между алгоритмом $JADE$ и предложенным нами B -алгоритмом иллюстрируется рисунками 8—14, где представлены распределения π^+ -мезонов, входящих в выделенные 2-струйные события.

$\pi^- p$, 40 ГэВ /с ($N_2 = 3841$ соб., $m_{\text{cut}}^2 = 0.4 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^4$)

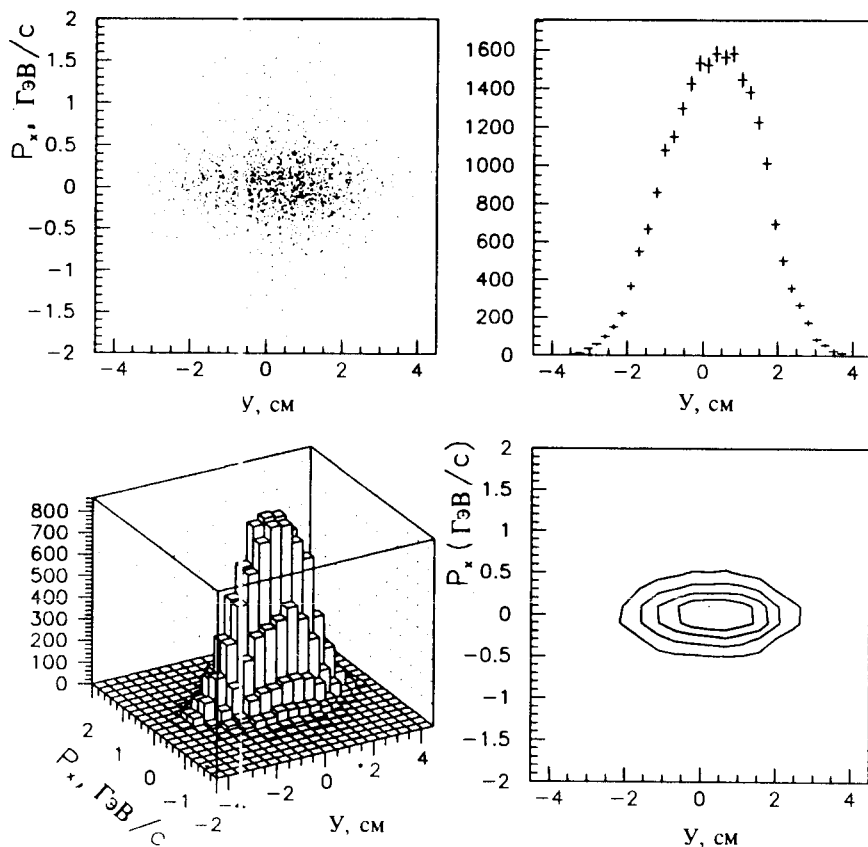


Рис.12. Распределение π^+ -мезонов, входящих в правую (R) или левую (L) струи в 2-струйных событиях, выделенных алгоритмом *JADE* при значении параметра обрезания $m_{\text{cut}}^2 = 0.4 \text{ (ГэВ/с}^2\text{)}^2$, в системе центра масс $\pi^- p$ -взаимодействия

На рис. 8—11 показаны распределения $\pi^\pm$ -мезонов, входящих в правую (R) и левую (L) струи в 2-струйных событиях, выделенных B -алгоритмом при $b_{\text{cut}} = 10, 20, 30$ и 50 соответственно. При значениях $b_{\text{cut}} > 20$ наблюдаются две хорошо разделенные в фазовом пространстве $\pi^\pm$ -мезонов струи. Такое разделение имеет место при одновременном выполнении критериев A и B .

Распределения $\pi^\pm$ -мезонов, входящие в состав R - или L -струи в 2-струйных событиях, выделенных алгоритмом *JADE* при значениях параметра $m_{\text{cut}}^2 = 0.4 \text{ (ГэВ/с}^2\text{)}^2$,

π^-p , 40 ГэВ/с ($N_2 = 3623$ соб., $m_{\text{cut}}^2 = 20$ ГэВ²/с⁴)

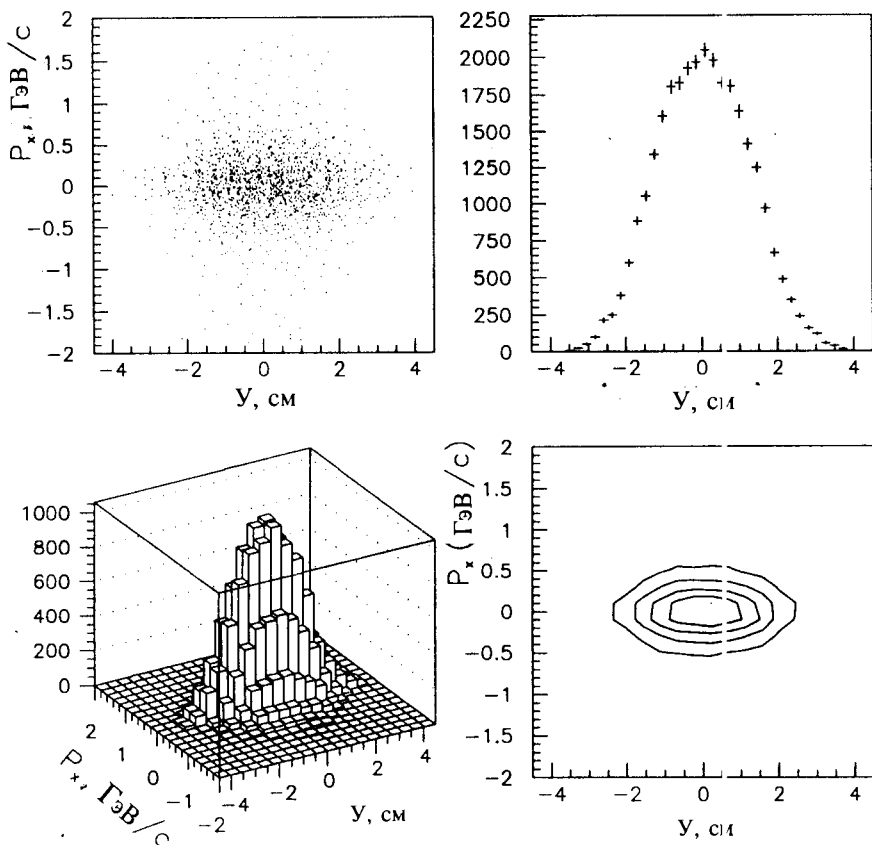


Рис.13. Распределения π^+ -мезонов, входящих в правую (R) или левую (L) струи в 2-струйных событиях, выделенных алгоритмом *JADE* при значении параметра обрезания $m_{\text{cut}}^2 = 20$ (ГэВ/с²)², в системе центра масс π^-p -взаимодействия

20 (ГэВ/с²)² и 50 (ГэВ/с²)² представлены на рис.12—14, соответственно. При значении $m_{\text{cut}}^2 = 0,4$ (ГэВ/с²)² имеем $N_2 = 3841$ 2-струйных событий ($N_0 = 499$, $N_1 = 3109$, $N_3 = 2114$, $N_4 = 837$, $N_5 = 263$, $N_6 = 65$, $N_7 = 14$ и $N_8 = 1$) и $b_{RL} > b_R + b_L$ (см.рис.5), т.е. выполняется критерий Б, но критерий А не выполняется. С другой стороны, при $m_{\text{cut}}^2 = 20$ (ГэВ/с²)² и 50 (ГэВ/с²)² имеем $N_3/N_2 < 0,01—0,03$, т.е. условие А выполняется (при $m_{\text{cut}}^2 = 50$ (ГэВ/с²)² имеем $N_1 = 10168$, $N_2 = 574$ и $N_3 = 1$), а выполнение критерия Б

π^-p , 40 ГэВ /с ($N_2 = 574$ соб., $m_{\text{cut}}^2 = 50 \text{ ГэВ}^2 / \text{с}^4$)

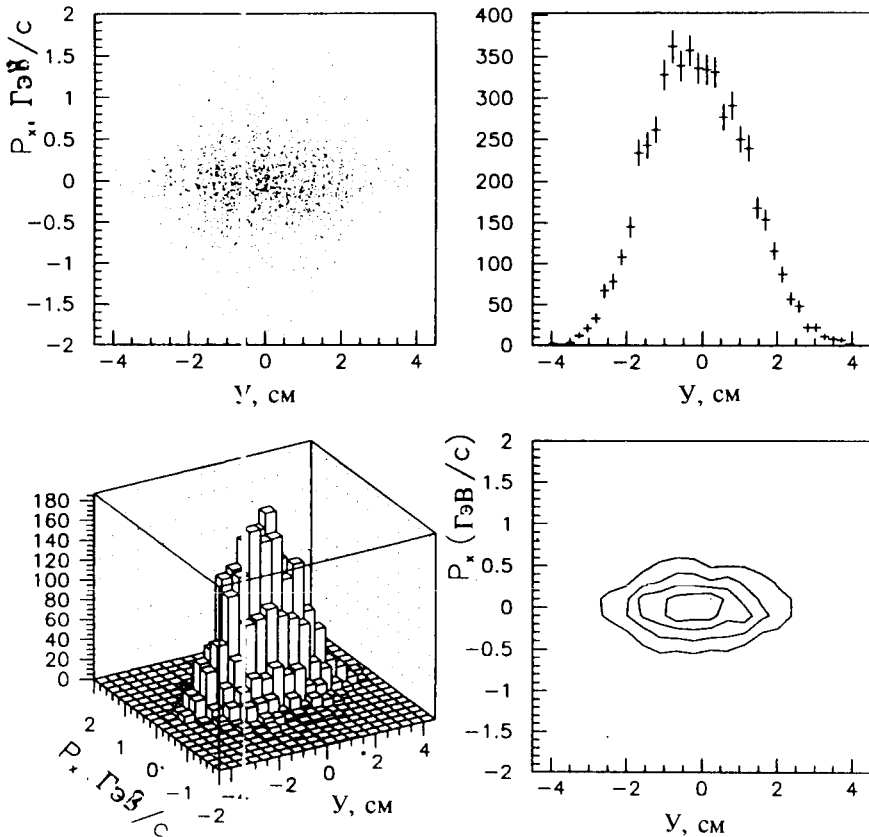


Рис.14. Распределения π^+ -мезонов, входящих в правую (R) или левую (L) струи в 2-струйных событиях, выделенных алгоритмом *JADE* при значении параметра обрезания $m_{\text{cut}}^2 = 50 \text{ (ГэВ/с}^2\text{)}^2$, в системе центра масс π^-p -взаимодействия

не имеет места. Из результатов, представленных на рис.12—14, следует, что ни при значении $m_{\text{cut}}^2 = 0,4 \text{ (ГэВ/с}^2\text{)}^2$, ни при значениях $m_{\text{cut}}^2 = 20 \text{ (ГэВ/с}^2\text{)}^2$ и $50 \text{ (ГэВ/с}^2\text{)}^2$ две струи из π^+ -мезонов не могут быть разделены в фазовом пространстве π^+ -мезонов. Следовательно, две R - и L -струи, выделенные алгоритмом *JADE* и хорошо разделенные в фазовом пространстве самих струй, оказываются сильно перекрытыми в фазовом пространстве π^+ -мезонов, из которых состоят эти струи.

Таким образом, мы наблюдаем существенную разницу между алгоритмом *JADE* и предложенным нами новым *B*-алгоритмом. Эти различия, как нам представляется, являются следствием того, что величины b_{ik} более правильно отражают структуру матричного элемента в мягких процессах множественного рождения частиц. Другими словами, близкие в пространстве скоростей частицы i и k будут «близки» друг к другу или связаны друг с другом вследствие динамики множественного рождения, т.к. радиальная быстрота между частицами i и k небольшая. В отличие от этого близкие по отношению к метрике m_{ik}^2 частицы i и k могут быть совершенно не связаны друг с другом или «далеки» друг от друга по динамике их образования. Таким образом, частицы i и k , будучи совершенно не связанными по динамике их рождения, могут оказаться в одной струе, если пользоваться алгоритмом *JADE*.

4. Заключение

Перечислим основные результаты, полученные в настоящей работе на основе анализа экспериментальных данных по π^-p - и π^-C -взаимодействиям при 40 ГэВ/с.

1. Предложен новый *B*-алгоритм для реконструкции адронных струй, в котором используются переменные b_{ik} как мера расстояния между частицами — прекластерами i и k в пространстве скоростей.

2. Сформулированы критерии *A* и *B* для определения параметра обрезания *B*-алгоритма b_{cut} , одновременное выполнение которых гарантирует разделяемость струй как в пространстве скоростей, так и в фазовом пространстве частиц, образующих струи.

3. Выделены две спектаторные, или мягкие, *R*- и *L*-струи в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с и определены размеры этих струй $b_R \simeq b_L \simeq 10 + 12$ и их массы m_R , $m_L \simeq 0,7 + 0,8$ ГэВ/с².

4. Показано, что в отличие от известного *JADE*-алгоритма, правая (*R*) и левая (*L*) струи, выделяемые на основе *B*-алгоритма, хорошо разделены как в пространстве скоростей, так и в фазовом пространстве $\pi^\pm$ -мезонов, образующих эти струи.

Нам приятно поблагодарить интернациональный коллектив 2 м пропановой камеры за предоставление экспериментального материала и полезные обсуждения.

Литература

1. Bartel W. et al. — Z.Phys., 1986, C33, p.23.
2. Bethke S. et al. — Phys.Lett., 1988, 213B, p.235.
3. Sjostrand T. — LU TP 95—20, 1995; CERN — TH. 7112/93, 1993.

4. Baldin A.M. — Nucl.Phys., 1985, A434, p.695.
5. Ангелов Н., Любимов В.Б., Тогоо Р. — Ядерная физика, 1991, т.54, вып.5(11), с.1316.
6. Балдин А.М. и др. — Ядерная физика, 1988, т.48, вып.4(10), с.995.

УДК 539.126.34

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПОЛНОГО РАЗВАЛА ЯДЕР В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСАХ 4,2 А ГэВ/с

*О.Б.Абдинов¹, А.И.Аношин², А.А.Кузнецов, Р.Р.Мехтиева¹,
М.К.Сулейманов¹, Г.Д.Рзаев¹*

Изучены дифференциальные и интегральные распределения pC -, dC -, HeC -, CC -, dTa -, CTa -взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон по числу идентифицированных протонов и суммарному заряду продуктов реакции. Предложен критерий отбора событий с полным развалом ядра-мишени.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Investigation of Processes of Total Disintegration of Nuclei in Nucleus-Nucleus Collisions with Impulse 4.2 A GeV/c

O.B.Abdinov et al.

The differential and integral distributions of pC -, dC -, HeC -, CC -, dTa - and CTa -interactions with 4.2 GeV/c per nucleon of the number of identified protons and sum charge of the reaction products are studied. The criterion for selection of events with total disintegration of nuclear targets is offered.

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

1. Введение

Полным развалом ядра мы называем испускание столь большой (граничной) доли ядерных нуклонов, при превышении которой начинают проявляться качественно новые, ранее неизвестные явления.

Интерес к процессам полного развала ядер (ПРЯ) при высоких энергиях связан с тем, что они соответствуют случаям максимального возбуждения, когда вскрываются многие степени свободы ядерного вещества, в том числе и ненуклонные. В этих процессах могут проявляться коллективные свойства ядерной материи, кварк-глюонной плазмы, пионного конденсата, характеристики внутриядерных нуклонов и других адронов, а также генерации адронного черенковского излучения ($A^{\perp}I$) и ядерных ударных волн (ЯУВ), поляризационные эффекты, кристаллизация ядер.

Особый интерес представляет изучение ПРЯ в столкновениях ядер с ядрами. Выявление граничного значения множественности испущенных из ядер нуклонов позволяет

¹Институт физики АН Республики Азербайджан

²НИИЯФ МГУ, Москва

исследовать и сопоставлять свойства событий с ПРЯ и без него. Для того чтобы начать эту работу, необходимо выработать исходный критерий поиска событий с ПРЯ. Последующие исследования могут привести к модификации критерия.

В работах [1]—[3] в качестве критерия для выделения событий ПРЯ использовалось условие

$$N_h \text{ (или } N_p) \geq \frac{2}{3} Z; \quad (1)$$

здесь N_h (или N_p) — число h -частиц в фотоэмульсионных детекторах (число протонов, идентифицированных в пропановой пузырьковой камере), Z — заряд ядра.

Оказалось, что вероятность ($W_{\text{пря}}$) таких событий во взаимодействиях пионов и протонов с ядрами составляет $2+3$ и не зависит от энергии налетающих частиц в области больших энергий.

При таком отборе событий с ПРЯ в рассмотрение практически не включались случаи, когда значительному количеству ядерных фрагментов передаются большие импульсы. Для учета этих случаев в работе [3] был введен новый критерий

$$Q \geq \frac{2}{3} Z, \quad (2)$$

где

$$Q = N_+ - N_{\pi^-} + 1, \quad (3)$$

N_+ и N_{π^-} — число положительных частиц и π^- -мезонов соответственно (здесь 1 учитывает то, что в этом эксперименте налетающей частицей был π^- -мезон). В работе [4] приведены результаты исследования процессов взаимодействия π^- -мезонов при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с с нуклонами и ядрами в пропане в зависимости от суммарного заряда Q частиц, испущенных в событии. В этом (также как и в нашем) эксперименте невозможно определить заряд тяжелых фрагментов ядра мишени ($Z_2 > 1$), а заряд фрагментов ядра снаряда ($Z_1 > 1$) не определялся. Все заряженные фрагменты мишени считались протонами, фрагментам ядра снаряда с минимальной ионизацией приписывался заряд 1, а фрагментам с $Z \geq 2$ приписывался заряд, равный 2. В силу указанных особенностей эксперимента величина Q может принимать и значения Q меньше суммарного заряда сталкивающихся частиц. При экспериментальных потерях положительных частиц значения величин Q будут уменьшаться, а при потерях медленных отрицательных частиц увеличиваться (в том числе и в результате захвата медленных π^- -мезонов атомными ядрами). Поэтому в ряде случаев могут наблюдаться события с $Q > Z_1 + Z_2^*$.

*Отметим, что процессы перезарядки нуклонов также приводят к расширению спектров по Q и по N_p . В этих спектрах в области больших N_p заметно влияние процессов перезарядки $n \rightarrow p$; $p \rightarrow n$, которые приводят к расширению спектров N_p .

Использование величины Q позволяет включать в рассмотрение и случаи с быстрыми протонами (с импульсами большие 700 МэВ/с). Поэтому в работе [3] вместо величины N_p использовалась величина Q . В результате значение $W_{\text{пря}}$ возросло от $2,7 \pm 0,2$ до $(7,0 \pm 0,3) \%$.

При изучении процессов ПРЯ в ядро-ядерных взаимодействиях трудно определить ядро, из которого вылетел данный фрагмент. Поэтому необходимо разработать критерий поиска событий с ПРЯ для таких взаимодействий. При этом новые критерии должны автоматически выявлять события с ПРЯ мишени в адрон-ядерных взаимодействиях, выделяемых по критериям (1), (2), что необходимо для сопоставления результатов, полученных в столкновениях обоих типов. Решением этой задачи является целью данной работы.

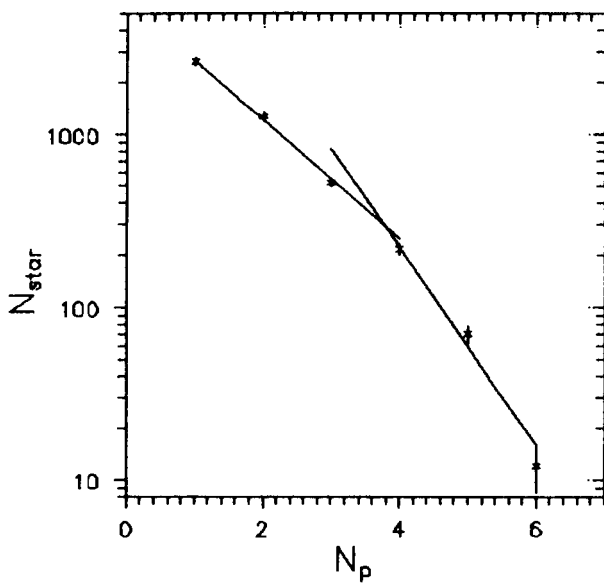
2. Экспериментальные результаты

В работе использованы экспериментальные данные, полученные при облучении 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ релятивистскими ядрами от дубненского синхрофазотрона при импульсе 4,2 А ГэВ/с (методические подробности см. в [5]). Статистика событий приведена в табл.1. Из таблицы видно, что с ядром углерода сталкивались ядра с $A \leq 12$. Почти очевидно, что выявление событий с ПРЯ мишени будет автоматически выявлять события с ПРЯ снаряда.

Для выработки критерия поиска событий с ПРЯ мишени были получены и проанализированы дифференциальные ($W(N_p)$, $W(Q)$) и интегральные ($W(\geq N_p)$, $W(\geq Q)$) распределения вероятностей событий по числу N , и $Q = N_+ - N_-$. Разработку критерия ПРЯ в указанных событиях (табл.1) мы начали с анализа распределения вероятностей

Таблица 1

Тип взаимодействия	Энергия налетающего ядра, ГэВ/нуклон	Количество событий
p—C	4,2	5284
d—C	—"	6735
He—C	—"	4852
C—C	—"	7327
d—Ta	—"	1475
C—Ta	—"	1989

Рис.1. (π^- —C)-взаимодействие

регистрации протонов H_p в π^- C-взаимодействиях при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с (см. рис.1) на основе данных, опубликованных в [6]. Аппроксимация этого распределения выражением вида $f = A_1 \cdot e^{-A_2 \cdot N_p}$ (здесь A_1 и A_2 — подгоночные параметры) оказалась неудовлетворительной, так как величина $\chi^2/\text{ст. св.}$ составила 7,5. Из условия наилучшей аппроксимации этого распределения функцией f пришлось производить раздельное фитирование в следующих областях по N_p :

$$1 \leq N_p \leq 3 \text{ (I область)} \text{ и } 4 \leq N_p \leq 6 \text{ (II область)}.$$

Результаты приведены в табл.2 и показаны на рис.1 (сплошными линиями). Этот результат может служить указанием наличия, как минимум, двух факторов, определяющих испускание протонов из ядра углерода во взаимодействиях с π^- -мезонами при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с. То есть возможно, что функция фрагментации ядра углерода состоит из суммы двух функций, каждая из которых соответствует разным механизмам испускания протонов. Граничное значение N_p , соответствующее переходу из области I в область II составляет $N_p = 4$ и совпадает со значением, получаемым по критерию (1) (1-й результат).

При выработке критерия ПРЯ в ядро-ядерных столкновениях мы исходили из:

Таблица 2. Результаты аппроксимации данных выражением вида $f = A_1 \cdot e^{A_2 \cdot X}$ (A_1 и A_2 — подгоночные параметры, а $X = V_p$ или Q)

Тип взаимодействия		Области по X (N_p или Q)	Параметры		χ^2 /ст. св.
			A_1	A_2	
$\pi^- - C$	N_p	1—3	5900 ± 200	$0,79 \pm 0,02$	2,20
		4—6	42000 ± 18000	$1,3 \pm 0,1$	1,60
$p - C$	N_p	3—5	$1,2 \pm 0,1$	$0,62 \pm 0,03$	0,76
		6—9	140 ± 135	$1,5 \pm 0,2$	0,89
	Q	3—5	$1,2 \pm 0,1$	$0,57 \pm 0,03$	0,13
		6—9	179 ± 131	$1,5 \pm 0,1$	3,22
$d - C$	N_p	3—5	$0,89 \pm 0,09$	$0,45 \pm 0,02$	0,82
		6—10	30 ± 11	$1,07 \pm 0,06$	0,24
	Q	4—6	$1,6 \pm 0,2$	$0,58 \pm 0,03$	2,46
		7—10	1682 ± 1876	$1,6 \pm 0,2$	0,64
$He - C$	N_p	4—7	$0,67 \pm 0,07$	$0,30 \pm 0,02$	0,48
		8—13	144 ± 72	$1,00 \pm 0,06$	0,44
	Q	3—5	$0,47 \pm 0,05$	$0,21 \pm 0,03$	1,28
		6—8	$2,5 \pm 0,7$	$0,50 \pm 0,04$	0,54
		9—11	26 ± 52	$0,9 \pm 0,2$	1,14
$C - C$	N_p	3—10	$0,11 \pm 0,05$	$0,040 \pm 0,007$	0,66
		11—18	52 ± 13	$0,62 \pm 0,02$	3,25
		11—14	$7,8 \pm 3,1$	$0,45 \pm 0,03$	0,31
		15—18	21372 ± 51028	$1,0 \pm 0,2$	0,11
	Q	5—9	$0,12 \pm 0,01$	$0,018 \pm 0,013$	0,49
		10—12	$1,7 \pm 0,6$	$0,29 \pm 0,03$	1,22
		13—16	8900 ± 1300	$1,0 \pm 0,1$	1,56

Таблица 3. $W(\geq N_p)$, %

N_p	$\pi^- - C$	$p - C$	$d - C$	$He - C$	$C - C$
1	$46,9 \pm 0,8$	$96,0 \pm 2,0$	$99,0 \pm 2,0$	$99,0 \pm 2,0$	$99,0 \pm 2,0$
2	$20,7 \pm 0,5$	$63,0 \pm 1,0$	$84,0 \pm 2,0$	$94,0 \pm 2,0$	$91,0 \pm 2,0$
3	$8,1 \pm 0,3$	$35,50 \pm 0,9$	$54,0 \pm 1,0$	$82,0 \pm 2,0$	$81,0 \pm 1,0$
4	$3,0 \pm 0,2$	$17,40 \pm 0,6$	$31,1 \pm 0,8$	$61,0 \pm 1,0$	$71,0 \pm 1,0$
5	$0,81 \pm 0,09$	$8,30 \pm 0,4$	$16,1 \pm 0,5$	$42,0 \pm 1,0$	$62,0 \pm 1,0$
6	$0,12 \pm 0,03$	$2,90 \pm 0,2$	$7,2 \pm 0,3$	$26,3 \pm 0,8$	$54,0 \pm 1,0$
7	—	$0,60 \pm 0,1$	$2,5 \pm 0,2$	$15,1 \pm 0,6$	$44,8 \pm 0,9$
8	—	$0,210 \pm 0,06$	$0,8 \pm 0,1$	$7,3 \pm 0,4$	$35,8 \pm 0,8$
9	—	$0,020 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,05$	$2,7 \pm 0,2$	$27,7 \pm 0,7$
10	—	—	$0,04 \pm 0,03$	$0,9 \pm 0,1$	$20,1 \pm 0,6$
11	—	—	—	$0,37 \pm 0,09$	$13,2 \pm 0,5$
12	—	—	—	$0,04 \pm 0,03$	$7,9 \pm 0,3$
13	—	—	—	—	$4,3 \pm 0,2$
14	—	—	—	—	$2,1 \pm 0,2$
15	—	—	—	—	$0,8 \pm 0,1$
16	—	—	—	—	$0,26 \pm 0,06$
17	—	—	—	—	$0,01 \pm 0,01$

- критериев (1) и (2), использование которых позволило выявить качественно новые явления;
- независимости от энергии и массы мишени $W_{\text{пря}} = 2 + 3 \%$ при отборе событий по критерию (!);
- 1-го результата данной работы.

На рис.2а—е (совместно с данными расчета по модели кварк-глюонных струн (МКГС) [7] и по дубненской версии каскадной модели (КИМ) [8]) приведены распределения $W(N_p)$. Здесь сплошными линиями показаны результаты аппроксимации этих распределений выражениями вида f . В табл.2 приведены значения параметров A_1, A_2 , полученных в результате аппроксимации этих распределений в разных областях по N_p .*

*Во всех рисунках использованы следующие обозначения: * — экспериментальные данные; $\bigcirc$ — данные расчета по МКГС; ! — данные расчета по КИМ.

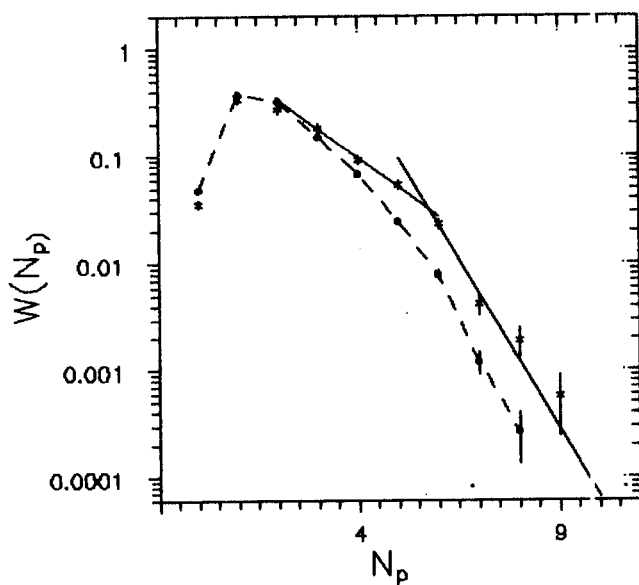


Рис.2а. $(p-C)$ -взаимодействие

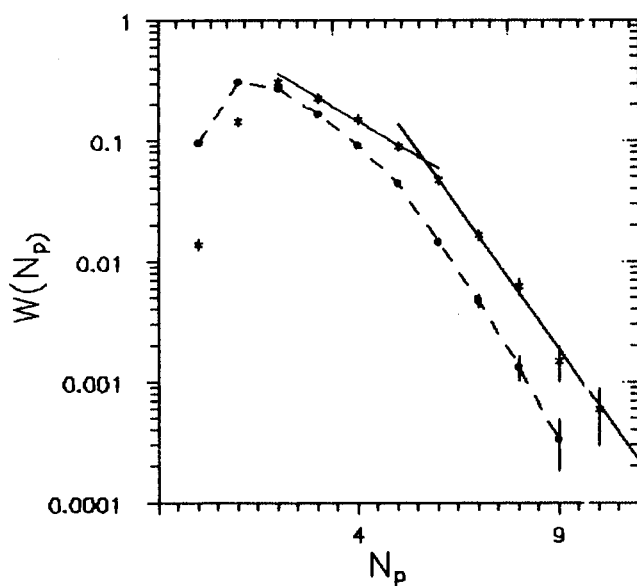


Рис.2б. $(d-C)$ -взаимодействие

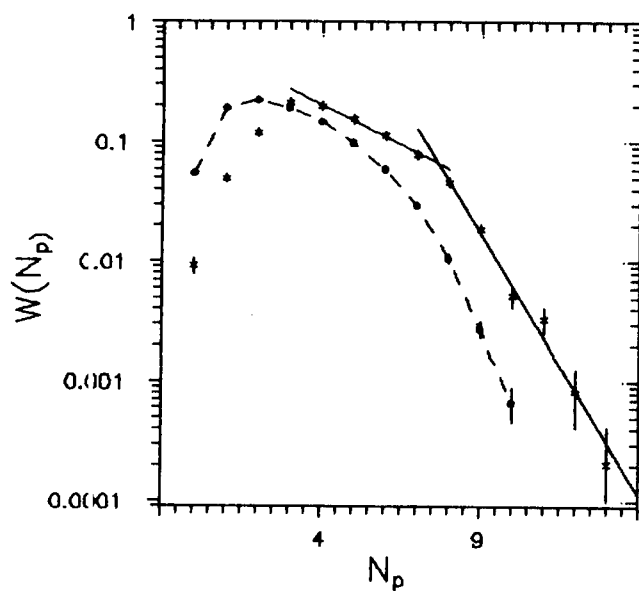


Рис.2в. (He—C)-взаимодействие

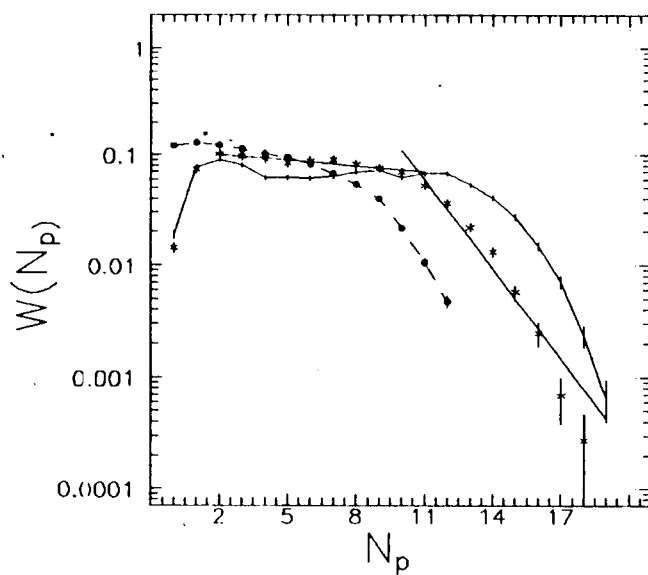


Рис.2г. (C—C)-взаимодействие

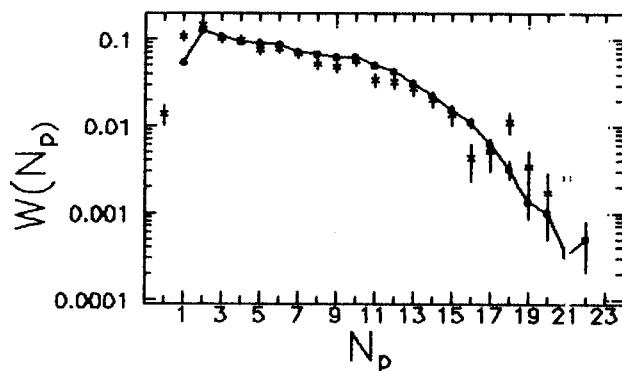


Рис.2д. (d—Ta)-взаимодействие

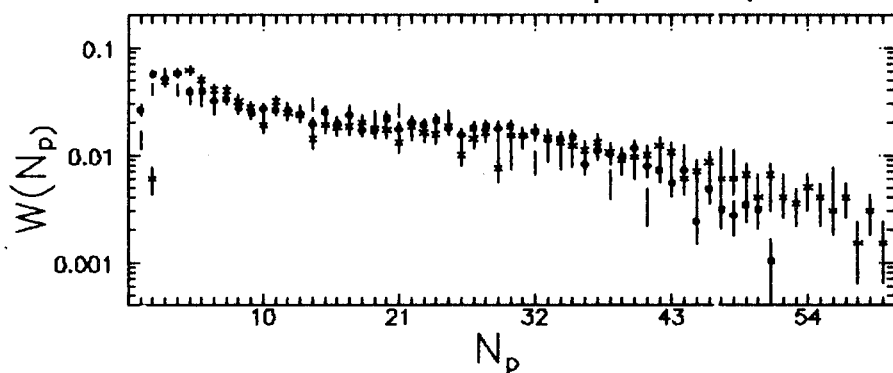


Рис.2е. (C—Ta)-взаимодействие

Видно, что:

- 1) в случае dTa- и сТа-взаимодействий МКГС и КИМ в пределах ошибок удовлетворительно описывают экспериментальные данные (2-й результат);
- 2) в случаях же взаимодействий с углеродом обе модели не дают удовлетворительного описания, особенно в области больших N_p (3-й результат);
- 3) в экспериментальных распределениях в случае взаимодействий на углероде наблюдаются несколько областей экспоненциального спада $W(N_p)$ (граничные значения N_p этих областей приведены в табл.1) — 4-й результат;
- 4) при взаимодействиях пионов, протонов и ядер с ядрами углерода «хвосты» распределений вероятностей событий по N_p проявляют подобие, начиная с $N_p = 3$ (в π^-C^-), $N_p = 5$ (в pC^-), $N_p = 6$ (в dC^-), $N_p = 8$ (в HeC^-), $N_p = 11$ (в CC^- -взаимодействиях) — 5-й результат.

Таблица 4. $W(> N_p, (\geq Q))$, %

	d—Ta		C—Ta	
	$W(> N_p)$	$W(\geq W)$	$W(> N_p)$	$W(\geq Q)$
1	$99,9 \pm 4,0$	$98,0 \pm 4,0$	$100,0 \pm 3,0$	$100,0 \pm 3,0$
2	$88,0 \pm 4,0$	$86,0 \pm 4,0$	$99,0 \pm 3,0$	$99,0 \pm 3,0$
3	$73,0 \pm 3,0$	$72,0 \pm 3,0$	$95,0 \pm 3,0$	$94,0 \pm 3,0$
4	$63,0 \pm 3,0$	$60,0 \pm 3,0$	$89,0 \pm 3,0$	$88,0 \pm 3,0$
5	$54,0 \pm 3,0$	$51,0 \pm 3,0$	$83,0 \pm 3,0$	$81,0 \pm 3,0$
6	$46,0 \pm 2,0$	$43,0 \pm 2,0$	$78,0 \pm 3,0$	$74,0 \pm 3,0$
7	$38,0 \pm 3,0$	$35,0 \pm 2,0$	$74,0 \pm 3,0$	$69,0 \pm 2,0$
8	$31,0 \pm 2,0$	$28,0 \pm 2,0$	$70,0 \pm 2,0$	$65,0 \pm 2,0$
9	$25,0 \pm 2,0$	$23,0 \pm 2,0$	$66,0 \pm 2,0$	$61,0 \pm 2,0$
10	$21,0 \pm 1,0$	$17,0 \pm 1,0$	$64,0 \pm 2,0$	$58,0 \pm 2,0$
11	$16,0 \pm 1,0$	$13,0 \pm 1,0$	$62,0 \pm 2,0$	$55,0 \pm 2,0$
12	$12,0 \pm 1,0$	$8,9 \pm 0,9$	$59,0 \pm 2,0$	$52,0 \pm 2,0$
13	$9,0 \pm 0,9$	$6,3 \pm 0,8$	$56,0 \pm 2,0$	$48,0 \pm 2,0$
14	$6,3 \pm 0,8$	$4,4 \pm 0,6$	$54,0 \pm 2,0$	$46,0 \pm 2,0$
15	$4,3 \pm 0,6$	$3,2 \pm 0,5$	$52,0 \pm 2,0$	$43,0 \pm 2,0$
16	$2,9 \pm 0,5$	$2,5 \pm 0,5$	$50,0 \pm 2,0$	$41,0 \pm 2,0$
17	$2,5 \pm 0,5$	$1,7 \pm 0,4$	$49,0 \pm 2,0$	$38,0 \pm 2,0$
18	$2,0 \pm 0,4$	$1,2 \pm 0,3$	$47,0 \pm 2,0$	$36,0 \pm 2,0$
19	$0,9 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,3$	$45,0 \pm 2,0$	$34,0 \pm 2,0$
20	$0,5 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,3$	$43,0 \pm 2,0$	$33,0 \pm 1,0$
21	$0,3 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,3$	$41,0 \pm 2,0$	$30,0 \pm 1,0$
22	$0,09 \pm 0,09$	$0,9 \pm 0,3$	$40,0 \pm 2,0$	$29,0 \pm 1,0$
25	—	—	$35,0 \pm 2,0$	$24,0 \pm 1,0$
30	—	—	$28,0 \pm 1,0$	$16,0 \pm 1,0$
40	—	—	$15,3 \pm 0,9$	$4,6 \pm 0,5$
60	—	—	$3,2 \pm 0,4$	$0,10 \pm 0,07$
70	—	—	$1,7 \pm 0,3$	$0,10 \pm 0,07$
100	—	—	$0,4 \pm 0,1$	$0,10 \pm 0,07$

Таблица 5. $W(\geq Q)$, %

N_p	$\pi^- - C$	$p - C$	$d - C$	$He - C$	$C - C$
1	—	$100,0 \pm 2,0$	$99,0 \pm 2,0$	$1,0 \pm 2,0$	$99,9 \pm 2,0$
2	—	$71,0 \pm 2,0$	$84,0 \pm 2,0$	$98,0 \pm 2,0$	$99,2 \pm 2,0$
3	—	$43,0 \pm 1,0$	$56,0 \pm 1,0$	$88,0 \pm 2,0$	$94,0 \pm 2,0$
4	$7,0 \pm 0,3$	$22,3 \pm 0,7$	$32,3 \pm 0,8$	$63,0 \pm 1,0$	$85,0 \pm 1,0$
5	—	$10,3 \pm 0,5$	$16,9 \pm 0,5$	$42,0 \pm 1,0$	$75,0 \pm 1,0$
6	—	$3,7 \pm 0,3$	$7,4 \pm 0,3$	$25,8 \pm 0,8$	$64,0 \pm 1,0$
7	—	$1,1 \pm 0,1$	$2,8 \pm 0,2$	$13,4 \pm 0,6$	$54,0 \pm 1,0$
8	—	$0,08 \pm 0,04$	$0,58 \pm 0,09$	$5,4 \pm 1,4$	$43,7 \pm 0,9$
9	—	—	$0,22 \pm 0,06$	$0,9 \pm 1,2$	$33,1 \pm 0,8$
10	—	—	$0,09 \pm 0,04$	$0,35 \pm 1,09$	$23,1 \pm 0,6$
11	—	—	—	$0,02 \pm 1,02$	$14,1 \pm 0,5$
12	—	—	—	—	$7,0 \pm 0,3$
13	—	—	—	—	$2,1 \pm 0,2$
14	—	—	—	—	$0,8 \pm 0,1$
15	—	—	—	—	$0,16 \pm 0,05$
16	—	—	—	—	$0,04 \pm 0,02$

Из распределений $W(\geq N_p)$, приведенных в табл.3 и 4 (столбцы 2 и 4), видно, что выполняется приближенное равенство $W_{pc}(\geq N_p) = (N_p + 1) W_{\pi^-c}(\geq N_p)$ (6-й результат). По данным работы [6] мы обнаружили, что $W_{\pi^-c}(N_p) = (a - bN_p) (CW_{\pi^-c}(N_p = 1))$ (7-й результат), где $a = 0,62$, $b = 0,058$, $C = 1/(a - b)$, $W_{\pi^-c}(N_p = 1) = 0,262 \pm 0,006$, последняя величина совпадает с вероятностью $0,256 \pm 0,004$ наблюдения протона в π^-P -взаимодействиях при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с [6].

Распределения $W(Q)$ приведены на рис.3а—е, а по $W(\geq Q)$ в табл.4 (столбцы 3 и 5) и 5. Видно, что:

- 1) в случае (d-Ta)- и (C-Ta)-взаимодействий МКГС и КИМ в пределах ошибок удовлетворительно описывают экспериментальные данные (8-й результат);
- 2) в случаях же взаимодействий с углеродом обе модели не дают удовлетворительного описания, особенно в области больших Q (9-й результат);

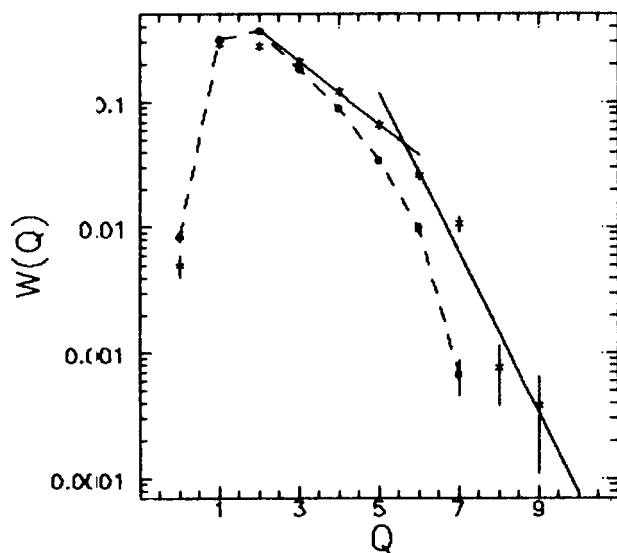


Рис. 3а. (p—C)-взаимодействие

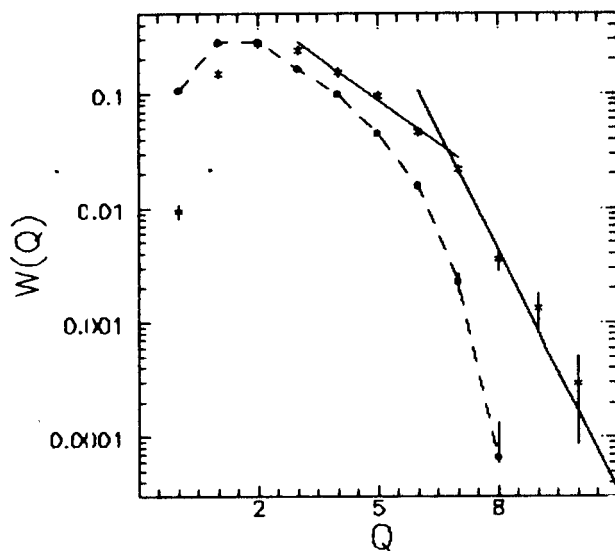


Рис. 3б. (d—C)-взаимодействие

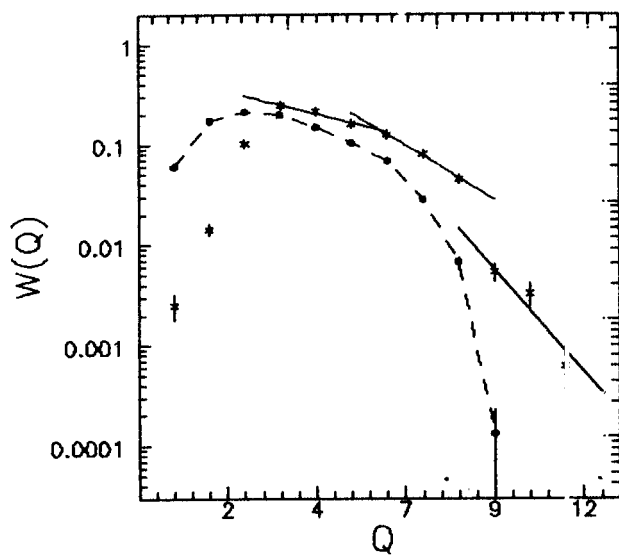


Рис. 3в. (He—C)-взаимодействие

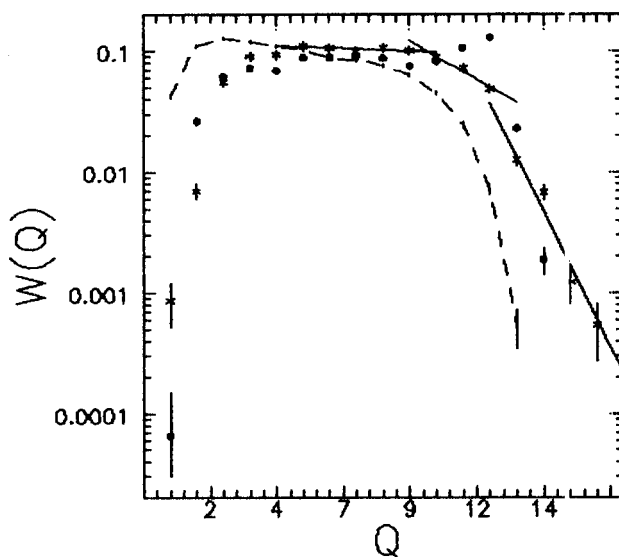


Рис. 3г. (C—C)-взаимодействие

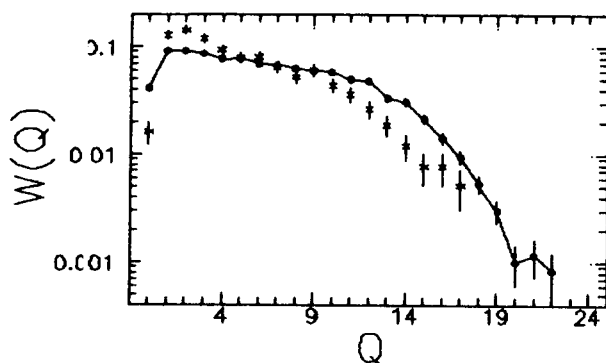


Рис. 3д. (d—Ta)-взаимодействие

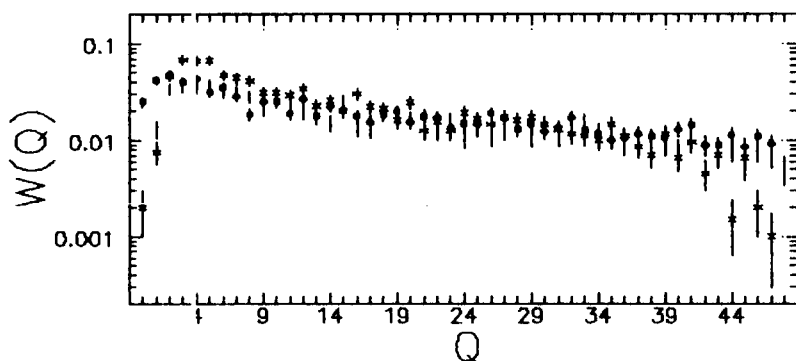


Рис. 3е. (C—Ta)-взаимодействие

3) в экспериментальных распределениях в случае взаимодействий на углероде наблюдаются изменения параметров экспоненциального спада (смена режима) при значениях в областях, указанных в табл.2 (10-й результат);

4) значения $W(\geq Q)$ в районах изломов по величине близки к значению вероятности ПРЯ в $(\pi^- - C)$ -взаимодействиях, отобранных по критерию (2) (см. табл.6, 11-й результат);

5) при взаимодействиях пионов, протонов и ядер с ядрами углерода «хвосты» распределений вероятностей событий по Q проявляют подобие, начиная с $Q=4$ (в pC-), $Q=3$ (в dC-), $Q=6$ (в H-C-), $Q=9$ (в CC-взаимодействиях) 12-й результат.

Для сравнения дифференциальных распределений была введена величина $R = W(N_p) / W(Q)$. На рис.4а—е приведены значения величины R в зависимости от N_p (или Q в точках $N_p = Q$). Видно, что:

1) в случае (d-Ta)- и (C-Ta)-взаимодействий при всех доступных значениях N_p (или Q) величина $R \approx 1$ (13-й результат);

2) в случае же взаимодействия на углероде данные по величине $R \neq 1$ (14-й результат).

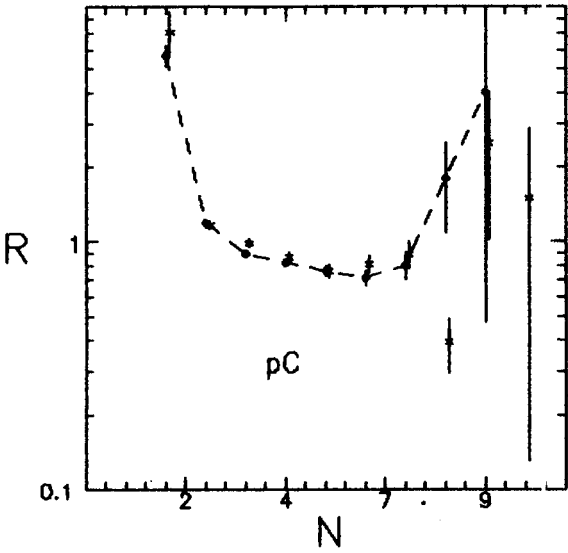


Рис.4а

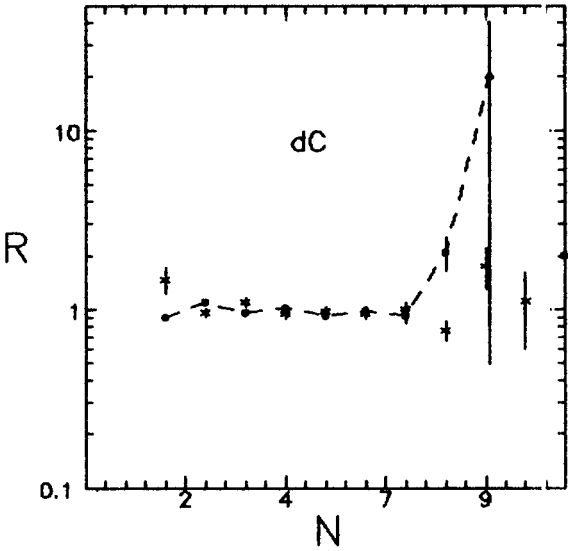


Рис.4б

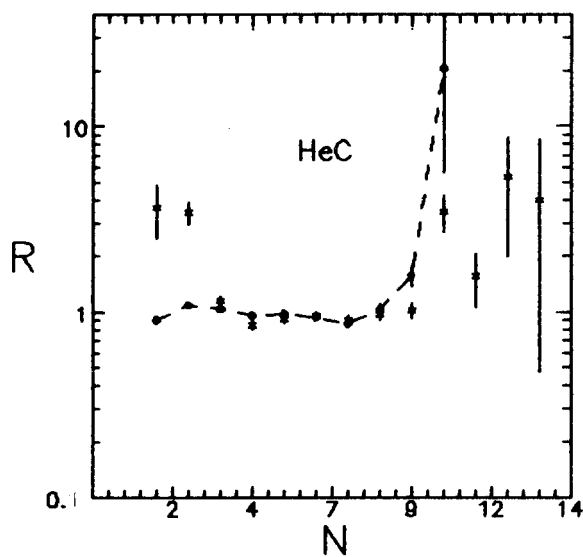


Рис.4в

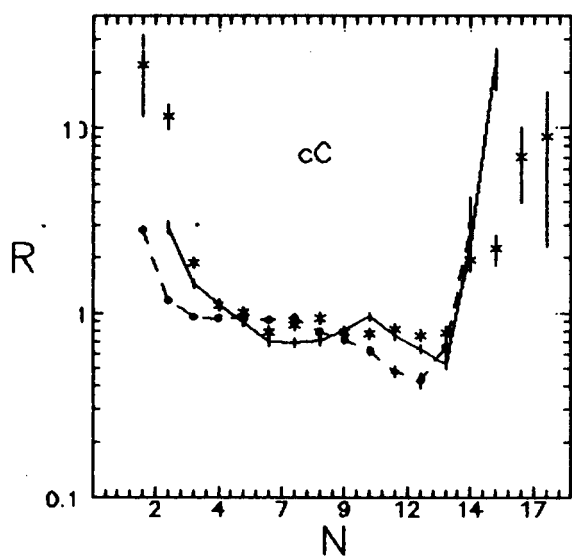


Рис.4г

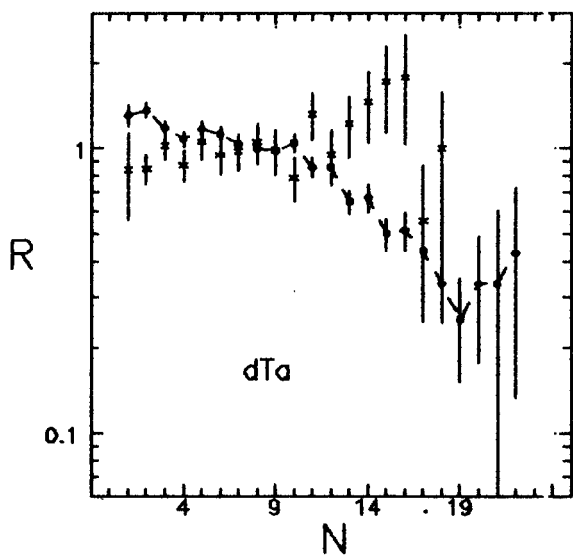


Рис.4д

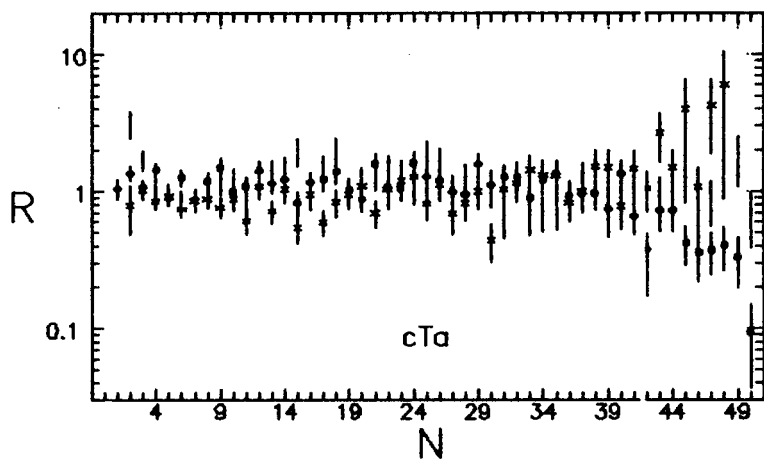


Рис.4е

Таблица 6

Тип взаимодействий	Импульс снаряда, ГэВ/с или ГэВ/с на нуклон	Q^*	$W(*), \%$
$\pi^- - C$	40,0	4	$7,0 \pm 0,3$
$p - C$	4,2	5	$10,3 \pm 0,5$
$d - C$	— " —	6	$7,4 \pm 0,3$
$He - C$	— " —	8	$5,4 \pm 0,4$
$C - C$	— " —	12	$7,0 \pm 0,3$

3. Обсуждение экспериментальных результатов

Экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе по взаимодействиям ядер d и C с ядрами (результаты 2, 8, 13) указывают на то, что при статистическом материале, на котором выполнена данная работа, не проявляются случаи, соответствующие ПРЯ, определенной нами в начале статьи. В основном мы видим фрагменты как результат сильного торможения легкого ядра снаряда в тяжелом ядре Ta и каскадного размножения. Необходимо дальнейшее увеличение статистического материала по $(d-Ta)$ - и $(C-Ta)$ -взаимодействиям с целью более надежного определения вероятности фрагментации тяжелого ядра Ta на быстрые фрагменты. При взаимодействиях релятивистских ядер с ядрами углерода наблюдение в спектрах $W(N_p)$ и $W(Q)$ нескольких параметров в экспоненциальной части f (двух смен режима) — по результатам 4 и 10 — мы связываем с тем, что:

1) $W \simeq b_1 W_1 + b_2 W_2$ (здесь W_1 и W_2 функции распределения вероятностей событий по числу фрагментов снаряда и мишени соответственно, b_1 и b_2 — коэффициенты, учитывающие вес каждой из функций), $W_1 \neq W_2$, что и является причиной первого излома.

2) $W_2 \simeq W_{\pi^-C}$ т.е. вторая смена параметра в экспоненте для f является отражением смены того же параметра, наблюдаемой в (π^-C) -взаимодействиях (результат 1).

Последний вывод также подтверждается и результатами 5, 13 о совпадении «хвостов» распределений $W(N_p)$ и $W(Q)$ при разных ядрах снарядов. Причиной этого является то, что во всех случаях мы видим одну и ту же функцию — функцию фрагментации ядра углерода. На это же указывает и результат 12 — совпадения значений вероятностей в областях смены режима со значениями вероятностей ПРЯ углерода, полученного в (π^-C) -взаимодействиях по критерию (2).

В заключение сформулируем основные выводы работы.

1. В случае взаимодействия протонов, ядер d , He и C с ядрами углерода при импульсах 4,2 АГэВ/с для выделения случаев, соответствующих ПРЯ углерода, необходимо использовать в качестве критерия отбора событий условие

$$Q > Q^*, \quad (4)$$

где Q^* — значения Q при последней смене режимов в распределениях вероятностей событий по Q .

2. При использовании в качестве критерия условия (4) оказывается, что вероятность ПРЯ углерода не зависит от энергии и массы ядра снаряда.

Литература

1. Гагарин Ю.Ф. и др. — Изв. АН СССР, серия физ., 1974, 38, с.988.
2. Ахроров О. и др. — Препринт P1-9963, ОИЯИ, Дубна, 1976.
3. Ангелов Н. и др. — ЯФ, т.28, вып.3(9), 1978.
4. Ангелов Н.С. и др. — ЯФ, т.28, вып.5, 1977.
5. Akhababian N. et al. — JINR Preprint 1-12114, Dubna, 1979; Angelov N.S. et al. — JINR Preprint 1-12424, Dubna, 1989.
6. Ангелов Н.С. и др. — ЯФ, 1979, т.30, вып.2(8).
7. Амелин Н.С., Бравина Л.В. — ЯФ, 1990, 51, с.211; Амелин Н.С. и др. — ЯФ, 1990, 52, с.272.
8. Гудима К.К., Тонеев В.В. — ОИЯИ, P2-10431, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, 27, с.658.

Рукопись поступила 27 декабря 1995 года.

УДК 621.039.573

МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ОБЛУЧАТЕЛЬНЫХ КАНАЛОВ РЕАКТОРА ИБР-2

В.Ф.Переседов, А.Д.Рогов

С целью совершенствования расчетных методик многоэлементного нейтронного активационного анализа смоделированы энергетические спектры для трех облучательных каналов реактора ИБР-2. Проведен анализ смоделированных энергетических спектров резонансных нейтронов. На основе результатов анализа рассчитаны коэффициенты перенормировки резонансных интегралов для реального спектра резонансных нейтронов в одном из облучательных каналов реактора ИБР-2.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ.

Simulation and Analysis of Neutron Energy Spectra from Irradiation Channels of the Reactor IBR-2

V.F.Peresedov, A.D.Rogov

With the purpose of perfecting neutron activation analysis calculation methods, neutron energy spectra for three irradiation channels were simulated and analysed. On the basis of the obtained results, the renormalization factors were obtained for resonance integrals of the real resonance neutron spectrum from one of the irradiation channels.

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

Нейтронный активационный анализ (НАА) является мощным аналитическим методом и широко используется для решения разных научных и прикладных задач, например, в экологии, геологии, геохимии и т.д. Для определения концентраций элементов в образцах с помощью НАА часто используются многоэлементные эталоны (Standard Reference Materials — SRMs), содержащие известные с хорошей точностью макро- и микроколичества некоторых химических элементов, представляющих интерес для различных прикладных исследований. Определение концентраций элементов с помощью эталона — удобная процедура, т.к. позволяет обойтись без использования сечений активации нуклидов нейтронами. Основным недостатком метода является то, что в большинстве доступных эталонов концентрации элементов не оптимальны (избыточные концентрации одних и недостаточные — других элементов). Это обстоятельство иногда не позволяет определять концентрации ряда элементов.

Поэтому методика расчета концентраций элементов с использованием сечений активации нуклидов и величин потоков тепловых и резонансных нейтронов является также важной, позволяющей рассчитывать концентрации не определяемых по

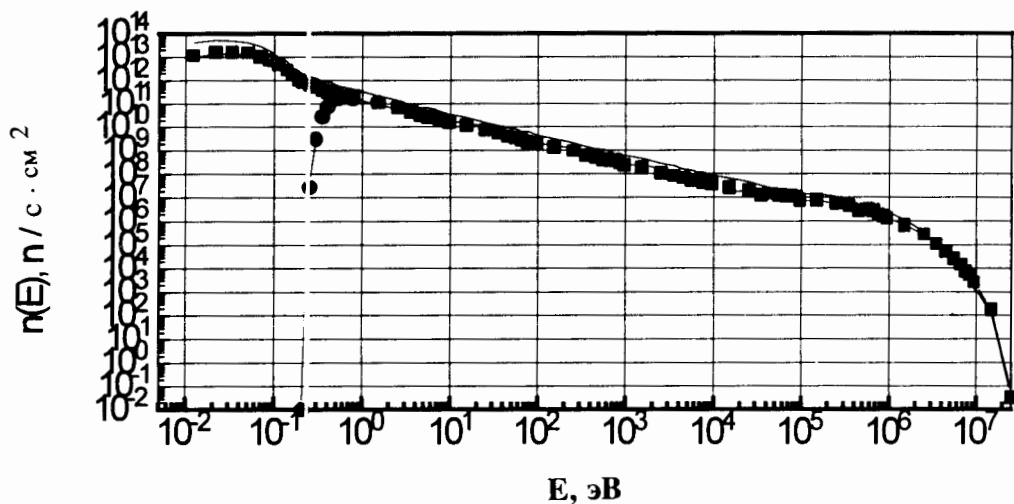


Рис.1. Энергетические спектры нейтронов в каналах ОК1 и ОК3 реактора ИБР-2. Сплошная кривая — спектр для ОК3, символы — для ОК1. В интервале $E < 0,55$ эВ — спектры тепловых нейтронов в ОК1 без и с экраном из Cd

эталону элементов. В прикладных исследованиях, проводимых в ЛНФ с помощью НАА, обычно используются обе методики. Спектр нейтронов в облучательных каналах импульсного реактора на быстрых нейтронах ИБР-2 содержит три компоненты нейтронов — тепловую, резонансную и быструю. Для НАА наиболее важными являются тепловые и резонансные нейтроны, поскольку большая часть нуклидов активируется ими.

В настоящее время в ЛНФ используется программа MNCP-4a с библиотекой нейтронных данных DLC105c, позволяющая вести комплексные монтекарловские расчеты спектров нейтронов в каналах реактора [1]. Для повышения надежности расчетных методик НАА моделирование энергетических спектров нейтронов в облучательных каналах является необходимой процедурой, поскольку позволяет сравнить экспериментально измеренные параметры спектров нейтронов с расчетом. С этой целью смоделированы спектры нейтронов: для двух горизонтальных пневматических каналов ОК1—ОК2, расположенных у гребенчатого замедлителя, и для одного (ОК3) из двух одинаковых наклонных каналов, находящихся в водяном замедлителе за подвижным отражателем (рис.1). Анализ спектров резонансных нейтронов для различных интервалов энергий показывает что они описываются распределением

$$\phi'(E) = \Phi_e \cdot 1 \text{ eV}^\alpha / E^{1+\alpha},$$

Таблица 1. Значения параметров спектров резонансных нейтронов в ОК1—ОК3 для разных энергетических интервалов

Номер канала	Интервал энергии, эВ	$\Phi_e \cdot 10^{11}$, н/с · см ²	α	χ^2
ОК1	$E = 1 \div 10^1$	$1,33 \pm 0,04$	$-0,123 \pm 0,018$	3,90
ОК1	$E = 1 \div 10^2$	$1,38 \pm 0,04$	$-0,076 \pm 0,009$	3,16
ОК1	$E = 1 \div 10^3$	$1,36 \pm 0,03$	$-0,085 \pm 0,005$	2,44
ОК1	$E = 1 \div 10^3$	$1,15 \pm 0,05 *$	$-0,100 \pm 0,007 *$	4,39
ОК1	$E = 1 \div 10^4$	$1,33 \pm 0,03$	$-0,092 \pm 0,004$	2,58
ОК1	$E = 1 \div 10^4$	$1,16 \pm 0,05 *$	$-0,101 \pm 0,006 *$	4,57
ОК1	$E = 1 \div 10^5$	$1,06 \pm 0,03$	$-0,143 \pm 0,003$	13,0
ОК2	$E = 1 \div 10^1$	$1,33 \pm 0,05$	$-0,018 \pm 0,016$	0,84
ОК2	$E = 1 \div 10^2$	$1,24 \pm 0,03$	$-0,061 \pm 0,009$	2,05
ОК2	$E = 1 \div 10^3$	$1,16 \pm 0,03$	$-0,089 \pm 0,005$	1,90
ОК2	$E = 1 \div 10^4$	$1,15 \pm 0,03$	$-0,096 \pm 0,003$	4,77
ОК2	$E = 1 \div 10^5$	$0,80 \pm 0,03$	$-0,168 \pm 0,003$	15,0
ОК3	$E = 1 \div 10^1$	$3,15 \pm 0,05$	$-0,048 \pm 0,022$	0,67
ОК3	$E = 1 \div 10^2$	$3,03 \pm 0,08$	$-0,093 \pm 0,009$	0,84
ОК3	$E = 1 \div 10^3$	$2,98 \pm 0,06$	$-0,100 \pm 0,005$	0,82
ОК3	$E = 1 \div 10^4$	$2,88 \pm 0,05$	$-0,112 \pm 0,004$	1,28
ОК3	$E = 1 \div 10^5$	$2,58 \pm 0,04$	$-0,139 \pm 0,003$	5,30

где $\Phi'(E)$ и Φ_e — потоки резонансных нейтронов для единичного интервала энергий нейтронов и для единичного интервала функции $\{1 \cdot \text{эВ}^\alpha \cdot (-E^{-\alpha}/\alpha)\}$ при $E = 1$ эВ соответственно, α — параметр, описывающий отличие спектра резонансных нейтронов от вида $1/E$.

Значения параметра α (для интервалов $E = 1 \div 10^4$ и $E = 1 \div 10^5$ эВ, в пределах которых активизируется основная часть нуклидов), полученные фитированием смоделированных спектров для каналов ОК1—ОК3 отрицательны и лежат в интервале от

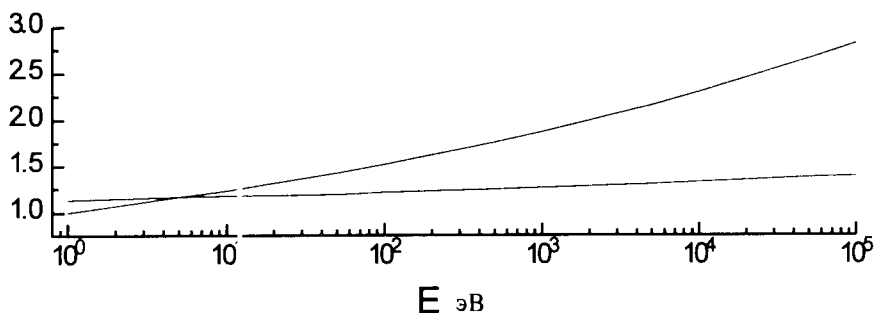


Рис.2. Коэффициенты перенормировки $K = I_0(\alpha)/I_0$ для малого — 0,5 (нижняя кривая) и большого — 500 значений $Q_0 = I_0/\sigma_0$ (верхняя кривая) для $\alpha = -0,1$

–0,168 до –0,085 (табл. 1). Для фитов спектров резонансных нейтронов в интервале энергий $E = 1 \div 10^5$ эВ значения χ^2 больше, чем для интервалов с меньшей верхней энергией, что связано с вкладом быстрых нейтронов при $E \geq 10^5$ эВ. За счет этого форма спектров резонансных нейтронов при $E \geq 10^5$ эВ отличается от вида $1/E^{1+\alpha}$. Параметры экспериментально измеренного с помощью методики резонансных индикаторов спектра резонансных нейтронов ОК1 (с кадмиевым экраном) также приведены в табл.1 (значения Φ_e и α отмечены знаком «*»). Сравнение параметров смоделированного и измеренного спектров позволяет говорить об их согласии в пределах 15%. Отрицательная величина параметра α — свидетельство того, что спектры резонансных нейтронов — более жесткие по сравнению с $1/E$ -распределением.

Это обстоятельство нужно учитывать в расчетных методиках определения концентраций, поскольку для достаточно больших значений α ($\alpha \approx -0,1$ является таким) нельзя использовать значения резонансных интегралов I_0 , которые определены для стандартного $1/E$ -спектра ($\alpha = 0$). Для значения $\alpha \approx -0,1$, полученного на основе результатов измерений, для нуклидов, у которых велики энергии эффективного одиночного резонанса $E_{r, eff}(\alpha)$, значения резонансных интегралов $I_0(\alpha)$ существенно больше значений I_0 . Алгоритм перенормировки I_0 для реального $1/E^{1+\alpha}$ -спектра резонансных нейтронов в приближении эффективного одиночного резонанса и значения $E_{r, eff}$ для наиболее важных в НАА нуклидов содержатся в статьях [2,3]. В данной работе в соответствии с алгоритмом [2] рассчитаны коэффициенты перенормировки резонансных интегралов $K = I_0(\alpha)/I_0 = f(Q_0, E_{r, eff}(\alpha), \alpha)$ — для реального спектра резонансных нейтронов в канале ОК1 (рис.2).

Таблица 2. Физические параметры облучательных каналов ОК1—ОК3

Номер канала	$\Phi_{th} \cdot 10^{12},$ н/с $\cdot$ см ² , $E = 0 \div 0,55$ эВ	$\Phi_{res} \cdot 10^{12},$ н/с $\cdot$ см ² , $E = 0,55 \div 10^5$ эВ	$\Phi_{fast} \cdot 10^{11},$ н/с $\cdot$ см ² , $E = 0,1 \div 25$ МэВ	$\langle E_{fast} \rangle,$ МэВ, $E = 0,1 \div 25$ МэВ
ОК1 (без Cd)	1,58	3,34	4,34	0,91
ОК1 (с Cd)	0,023	3,31	4,32	0,88
ОК2 (без Cd)	1,23	2,96	4,10	0,92
ОК3 (без Cd)	4,24	7,50	7,70	0,76

Для нуклидов с большими $E_{r, eff}(\alpha)$ перенормировки I_0 существенны, величины K для них — в интервале значений 1,4—3. Использование скорректированных с учетом реального спектра резонансных нейтронов значений $I_0(\alpha)$ позволяет с помощью расчетных методик надежно определять концентрации отсутствующих в эталоне элементов.

Интегрируя смоделированные спектры в соответствующих интервалах энергий нейтронов, можно оценить расчетные значения плотностей потоков тепловых, резонансных и быстрых нейтронов для каналов ОК1—ОК3 (табл.2). Для ОК1 (без Cd) и ОК2 (без Cd) значения Φ_{th} , Φ_{res} и Φ_{fast} близки. Максимальное отличие в потоках не более 25%. В канале ОК3 потоки нейтронов выше примерно вдвое. Средние энергии быстрых нейтронов $\langle E_{fast} \rangle$ в ОК1—ОК3 (колонка 5) меньше средней энергии нейтронов спектра деления — ≈ 2 МэВ: что важно, т.к. сечения пороговых реакций на быстрых нейтронах приводятся в литературе для спектра деления.

Поскольку реальный спектр быстрых нейтронов в каналах ОК1—ОК3 мягче спектра деления, то при использовании расчетных методик НАА для реакций на быстрых нейтронах нужно брать величины сечений, перенормированных с учетом реального спектра быстрых нейтронов. Реальные сечения активации нуклидов на быстрых нейтронах нужны также для надежного учета вкладов интерферирующих реакций на быстрых нейтронах в реакции на тепловых и резонансных нейтронах. Для перенормировки сечений реакций на быстрых нейтронах нужно знать их энергетическую зависимость и спектр быстрых нейтронов.

В заключение отметим, что моделирование спектров нейтронов в облучательных каналах позволило лучше понять детали их поведения. На основе результатов моделирования и измерений рассчитаны коэффициенты перенормировки резонансных интегралов, позволяющие вычислять их значения для реального спектра нейтронов в облучательном канале ОК1.

Литература

1. Briesmeister J.F. — «MNCP General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4a», LA-12625, Los Alamos National Lab., 1993.
2. De Corte F., Moens L, Jovanovic S. et al. — Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, vol.102. No.1, 1986, p.37.
3. Jovanovic S., De Corte F., Simonits A. et al. — In: Proceed. 7-th Modern Trends in Activation Analysis. Copenhagen, June 23—27, 1986, vol.1, 1986, p.613.

УДК 621.039.516.23

ПРОБЛЕМЫ ЗАШЛАКОВЫВАНИЯ И ОТРАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Б.Тумэндэмбэрэл, Д.Чултэм

На основе анализа данных по выходам остаточных нуклидов, образующихся во взаимодействии релятивистского пучка и мишени, и по сечениям поглощения нейтронов стабильными и радиоактивными ядрами обсуждаются физические особенности процессов зашлаковывания и отравления электроядерного реактора при высоких потоках нейтронов. В этой работе предлагаются экспериментальная методика прогнозирования исследуемых эффектов и пути ослабления их последствий.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Slag Formation and Poisoning Problems in Electroruclear Reactor

B.Tumendemberel, D.Chultem

Analysing high-energy nuclear collision products yield and neutron capture cross section data the physical peculiarities of slag formation and poisoning in high-flux electronuclear reactor are discussed. The experimental method of prognostication of the effect and means of reduction its negative consequences have been proposed.

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

1. Введение

Концепция электроядерного способа получения энергии и трансмутации радиоактивных отходов широко обсуждалась в ряде работ [1–6]. В электроядерном реакторе предполагается высокий нейтронный поток, в некоторых случаях значительно превышающий потоки современных реакторов большой мощности вплоть до 10^{17} н/см²·с. Однако проблема зашлаковывания и отравления, присущая таким потокам нейтронов, в вышеуказанных работах почти не затрагивалась.

Естественно, прямое наблюдение и экспериментальные исследования процесса зашлаковывания и отравления невозможны до создания демонстрационной установки достаточно большой мощности, сравнимой с мощностью проектируемого реактора. В связи с этим на первый план выступает математическое моделирование этих процессов. Однако такое моделирование требует наличия полных и точных ядерных данных по выходам продуктов фрагментации и продуктов деления, а также по сечениям поглощения нейтронов радиоактивными и стабильными нуклидами образующимися в материалах мишени и blankets.

Понятие зашлаковывания может быть истолковано шире, чем понятие хронического влияния долгоживущих и стабильных продуктов, имеющих большие сечения поглощения нейтронов, на реактивность ЭЛЯР. Накопление некоторых радиобиологически опасных нуклидов мы относим к понятию зашлаковывания, несмотря на их относительно низкое сечение поглощения нейтронов. Примерами таких нуклидов, прежде всего, являются тритий, стронций-90, долгоживущие изотопы полония и младших актинидов.

В данной работе термином «отравление» обозначается влияние сильных поглотителей нейтронов, образующихся среди продуктов фрагментации, на реактивность. Такое определение этого термина несколько отличается от традиционного, поскольку кроме «самоотравления» активной зоны реактора продуктами деления мы имеем дело еще с отравлением мишени нуклидами, образующимися под действием пучка и имеющими широкое распределение по массе.

В настоящей работе обсуждаются физические особенности зашлаковывания и отравления в мишени ЭЛЯР и предлагаются экспериментальная методика прогнозирования и пути ослабления последствий этих эффектов.

2. Анализ состояния проблемы

Наиболее перспективной схемой активной зоны ЭЛЯР считают концентрическую сборку, состоящую из мишени и бланкета, где мишень представляет собой твердый или жидкий металл, выполняющий функцию конвертора пучка ускорителя в поток нейтронов, а бланкет — подкритическую массу делящегося вещества, в частности, естественного урана или тория. В некоторых случаях бланкет обогащается сильно делящимися изотопами урана или плутония. Процесс зашлаковывания и отравления присущ как мишени, так и бланкету ЭЛЯР.

Однако процессы, происходящие в бланкете, мало чем отличаются от тех, которые имеют место в быстрых и промежуточных реакторах. Обсуждая в этой работе проблемы, касающиеся только мишени, мы осознаем, что в зависимости от конструкции активной зоны реактора степень зашлаковывания и отравления в бланкете и мишени может быть разной.

Степень и динамика процессов зашлаковывания и отравления в мишени сильно отличаются от известных процессов, идущих внутри традиционного реактора деления. Для прогнозирования процессов, происходящих внутри мишени, требуется следующий набор ядерных и нейтронных данных:

- выходы образования продуктов реакции фрагментации мишени, имеющих большие сечения поглощения нейтронов;
- сечения поглощения нейтронов продуктами реакции фрагментации мишени, имеющими большие выходы;
- периоды полураспада нуклидов, имеющих большие выходы образования и большие сечения поглощения нейтронов;
- плотность потока и спектр нейтронов в мишени.

Выходы образования

Оптимальной энергией снарядов для ЭЛЯР считается область $1 + 2$ ГэВ на нуклон. При такой энергии в результате взаимодействия снаряда с атомным ядром образуется большое число остаточных ядер, как радиоактивных, так и стабильных. Кривая зависимости изобарических выходов (суммы выходов нуклидов с одинаковым A) от массового числа для различных мишеней и снарядов в широком диапазоне энергии имеет типичную форму (рис.1). Различные участки кривой массового распределения соответствуют различным механизмам реакции. Область масс, близких к массе мишени, соответствует реакциям расщепления, а область малых A — реакциям мультифрагментации. Обе эти области характеризуются большими выходами по сравнению со средней областью массового распределения. В случае тяжелых мишеней в средней области распределения кроме продуктов фрагментации присутствуют и

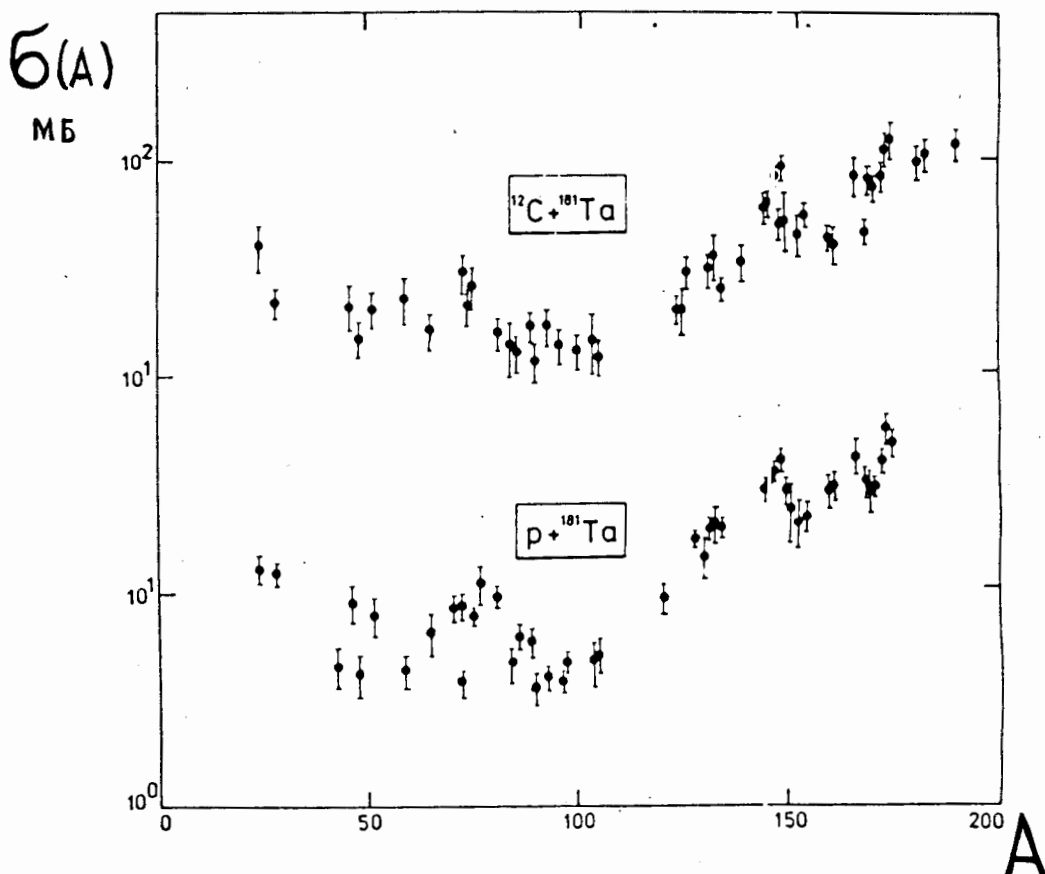


Рис.1. Массовые распределения продуктов реакции фрагментации. Нижние точки — изобарные выходы продуктов, образующихся в результате взаимодействия 3,65 ГэВ протона с ядром тантала; верхние точки — то же самое для 3,65А ГэВ углерода с танталом

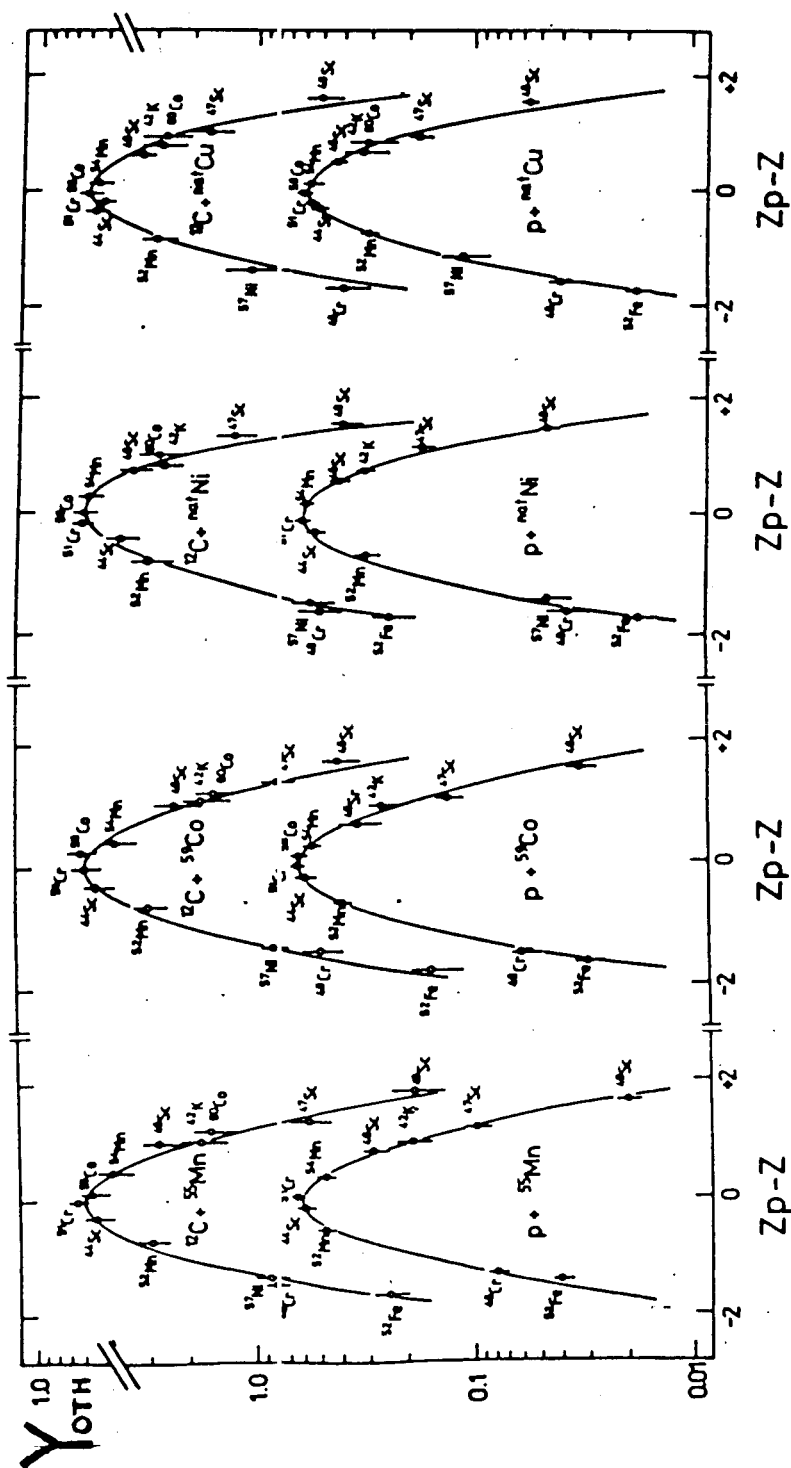


Рис.2. Зарядовые распределения продуктов фрагментации, образующихся в результате взаимодействия 3.65А ГэВ протона и углерода с ядрами ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{64}Ni , ^{63}Cu . По абсциссе — смещение заряда продукта от наиболее вероятного заряда, по ординате — относительный выход

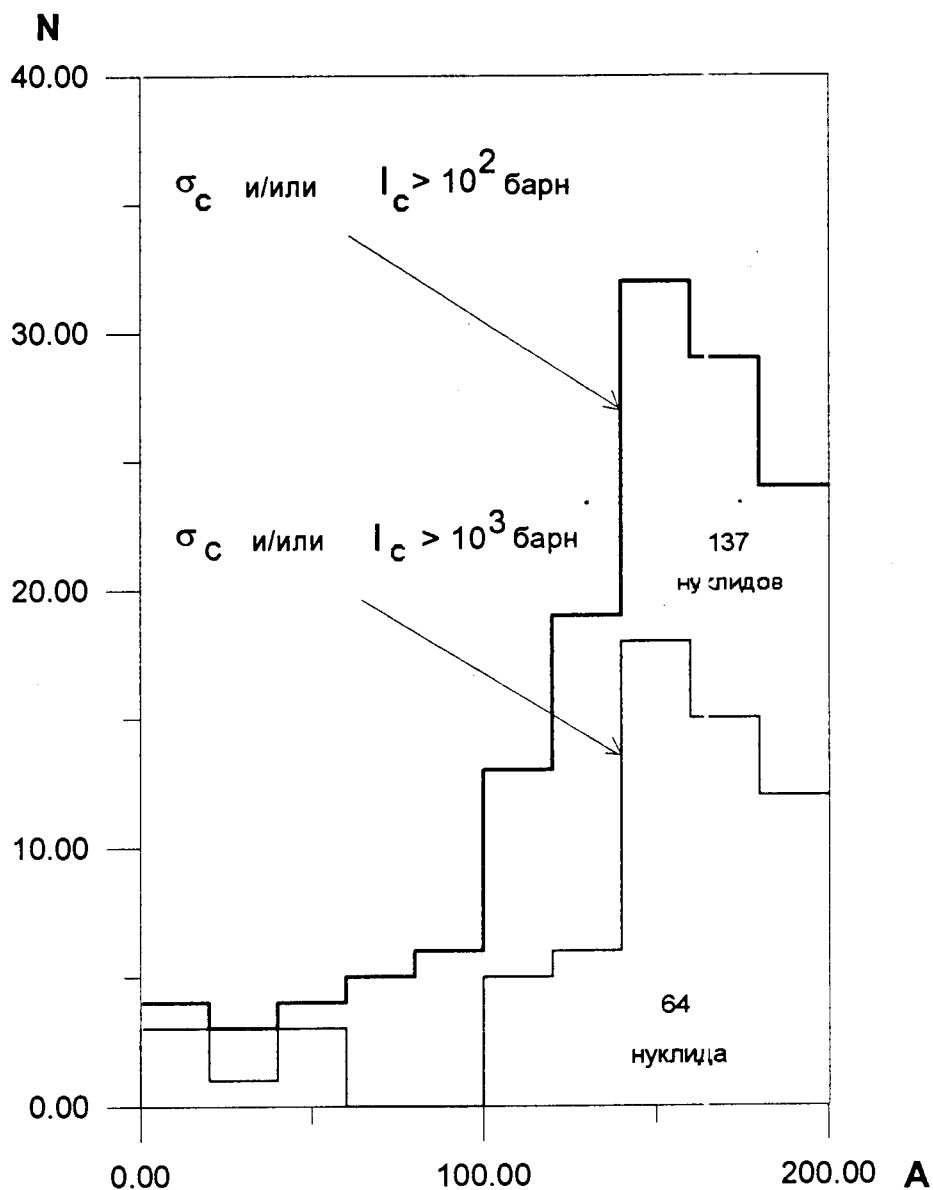


Рис.3. Массовое распределение нуклидов с большим нейтронным сечением, которые могут образоваться в свинцовой мишени под действием релятивистского ядерного пучка

осколки деления. Внутри каждой изобарической цепочки зарядовое распределение (рис.2) нуклидов хорошо фитуруется к гауссовской функции с соответствующими параметрами, как наиболее вероятный заряд и зарядовая дисперсия.

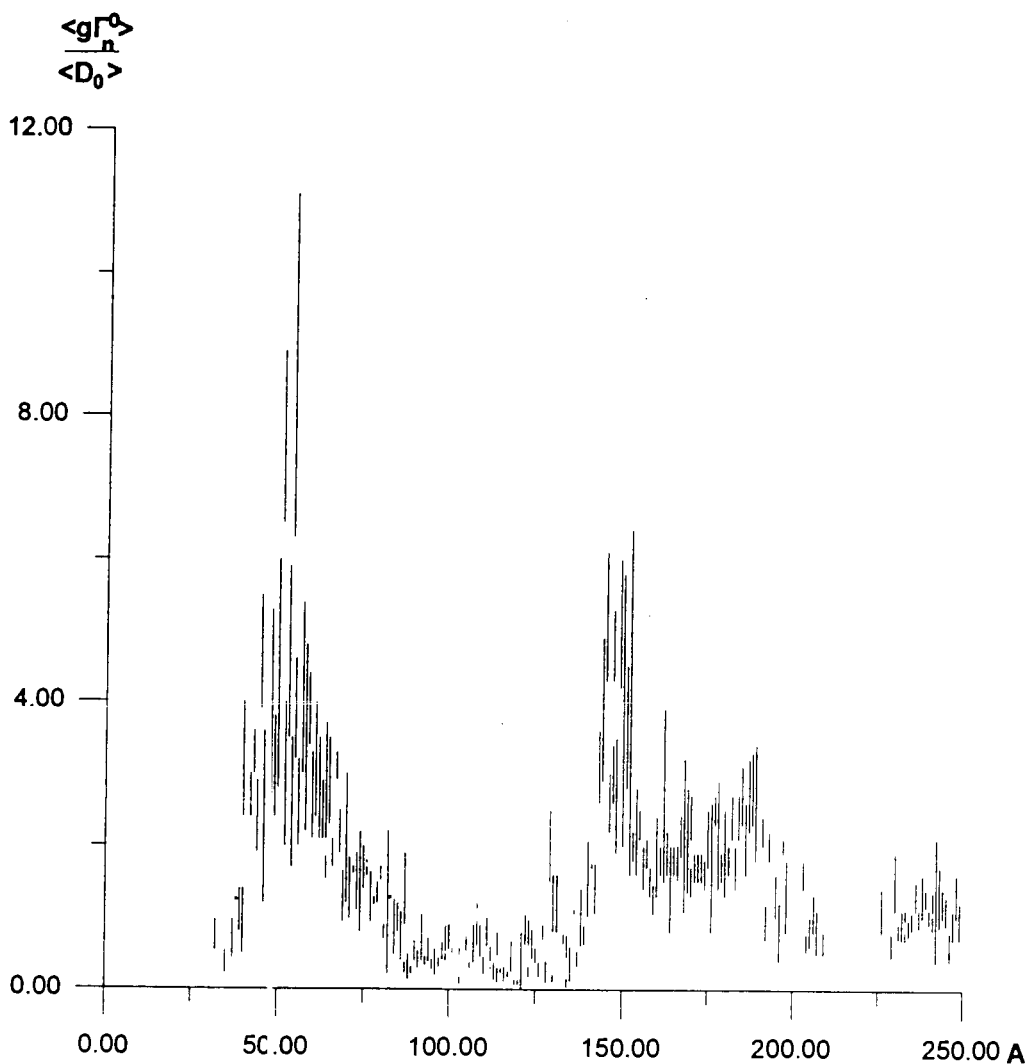


Рис.4. Экспериментальные значения нейтронной силовой функции во всем диапазоне массовых чисел A

В настоящее время известны множество программ математического моделирования процесса фрагментации. Появились новые версии таких программ, которые имеют хорошие физические обоснования предсказания массовых и зарядовых распределений остаточных нуклидов [7,8]. В работах [9,10] приведены результаты численного расчета выхода долгоживущих радионуклидов при облучении свинцовых и свинцово-висмутовых мишеней весом 2 тонны протонами с энергией 1,6 ГэВ при токе 30 мА. Например, было показано, что выход радиотоксичных изотопов полония Po-208, Po-209 и Po-210 на четыре порядка выше в свинцово-висмутовой мишени, чем в свинцовой.

Отсюда следует, что сильное зашлаковывание мишени полснием служит одной из причин того, что использование Рb-Bi эвтектики в качестве электроядерной мишени может оказаться проблематичным, несмотря на ее достоинство как перспективного материала для жидкометаллического теплоносителя.

Массовое распределение продуктов фрагментации сильно отличается от массового распределения продуктов низкоэнергетического деления. Массовые распределения нуклидов с большим сечением поглощения нейтронов в электроядерной мишени и в активной зоне тепловых реакторов различаются так же сильно. Из рис.3 видно, что сильно поглощающие нуклиды сконцентрированы в области массы $140 < A < 160$. Эта закономерность имеет теоретическое обоснование. На рис.4 показаны экспериментальные значения [18] нейтронной s -волновой силовой функции, которая хорошо согласуется с предсказанием оптической модели [11,12].

Число нейтронных поглотителей, образующихся в электроядерной мишени, во много раз больше, чем в тепловом реакторе. Наиболее сильные из них приведены в табл.1 и на рис.3.

Таким образом, зашлаковывание и отравление в электроядерной мишени из тяжелых элементов представляет собой суммарный эффект большого количества (в случае свинца сотен) поглотителей нейтронов. На основании экспериментальных данных по выходам и сечениям большого числа продуктов фрагментации может быть вычислено среднее взвешенное сечение поглощения нейтронов в мишени. В настоящее время данные о выходах и сечениях весьма скудны. Сечения поглощения нейтронов многими радиоактивными и даже некоторыми стабильными нуклидами отсутствуют вообще.

Времена жизни и взаимное превращение нуклидов

Динамика отравления и зашлаковывания зависит от периодов полураспада нуклидов и генетической связи между ними. Скорость образования и распада отдельного нуклида в электроядерной мишени во время облучения описывается уравнением

$$\frac{dN_i}{dt} = Q_i(t) + \sum_{k \neq i} c_{ki} \lambda_{ki} N_k(t) - (\sigma_i F + \lambda_i) N_i(t)$$

где $N_i(t)$ $Q_i(t)$ — концентрация i -го нуклида и скорость его образования под действием первичного пучка;

$N_k(t)$ — концентрация прекурсоров;

λ_{ki} — скорость радиоактивного распада прекурсоров данного нуклида. Индекс k обозначает каналы образования нуклида, включая $\beta^\pm$ -распад, α -распад, изомерные переходы;

c_{ki} — коэффициент ветвления;

λ_i и $\sigma_i F$ — вероятности радиоактивного распада и захвата нейтронов для нуклида i ;

F — плотность суммарного потока нейтронов, рожденных в мишени и в бланкете.

Для генетически связанных нуклидов определение их концентраций сводится к решению системы дифференциальных уравнений такого типа. Решения такой системы

Таблица 1

	Нуклид	$T_{1/2}$	σ_n, γ, β	I_n, γ, β
1.	^7Be	53,29 дн	48000 [(n, p)]	
2.	^{22}Na	2,6 года	29000	200000
3.	^{58m}Co	9,2 ч	140000	760000 [21]
4.	^{105}Rh	35,4 ч	16000	17000
5.	^{113}Cd	∞	20600	
6.	^{125}I	60 дн		13730
7.	^{126}I	13 дн		40600
8.	^{135}Xe	9,1 ч	2650000	
9.	^{148m}Pm	41,3 дн	10600	
10.	^{149}Sm	∞	40140	
11.	^{151}Sm	90 лет	15200	
12.	^{152m}Eu	9,3 ч	70000	
13.	^{152g}Eu	13 лет	12800	
14.	^{155}Eu	4,9 года		23200
15.	^{153}Gd	242 дн.	36000	
16.	^{155}Gd	∞	60900	
17.	^{157}Gd	∞	240000	
18.	^{161}Gd	3,7 мин	31000	
19.	^{165}Dy	2,3 ч		22000
20.	^{168}Yb	∞		21300
21.	^{198}Au	2,7 дн	25100	

уравнений представляя от собой концентрации нуклидов как функции от времени. Одним из параметров этих функций является вероятность захвата нейтронов нуклидами. Эта вероятность определяется произведением плотности потока нейтронов и микроскопического сечения поглощения нейтрона данным нуклидом. Когда эта вероятность становится сравнимой с постоянной распада этого нуклида, наступает процесс зашлаковывания и отравления. Как пример такого процесса на рис.5 показана зависимость концентрации насыщения ^{58m}Co , являющегося сильным поглотителем тепловых и резонансных нейтронов, от плотности потока. Сечение поглощения нейтронов взято из работ [21] и кривые соответствуют низкому кадмиевому отношению.

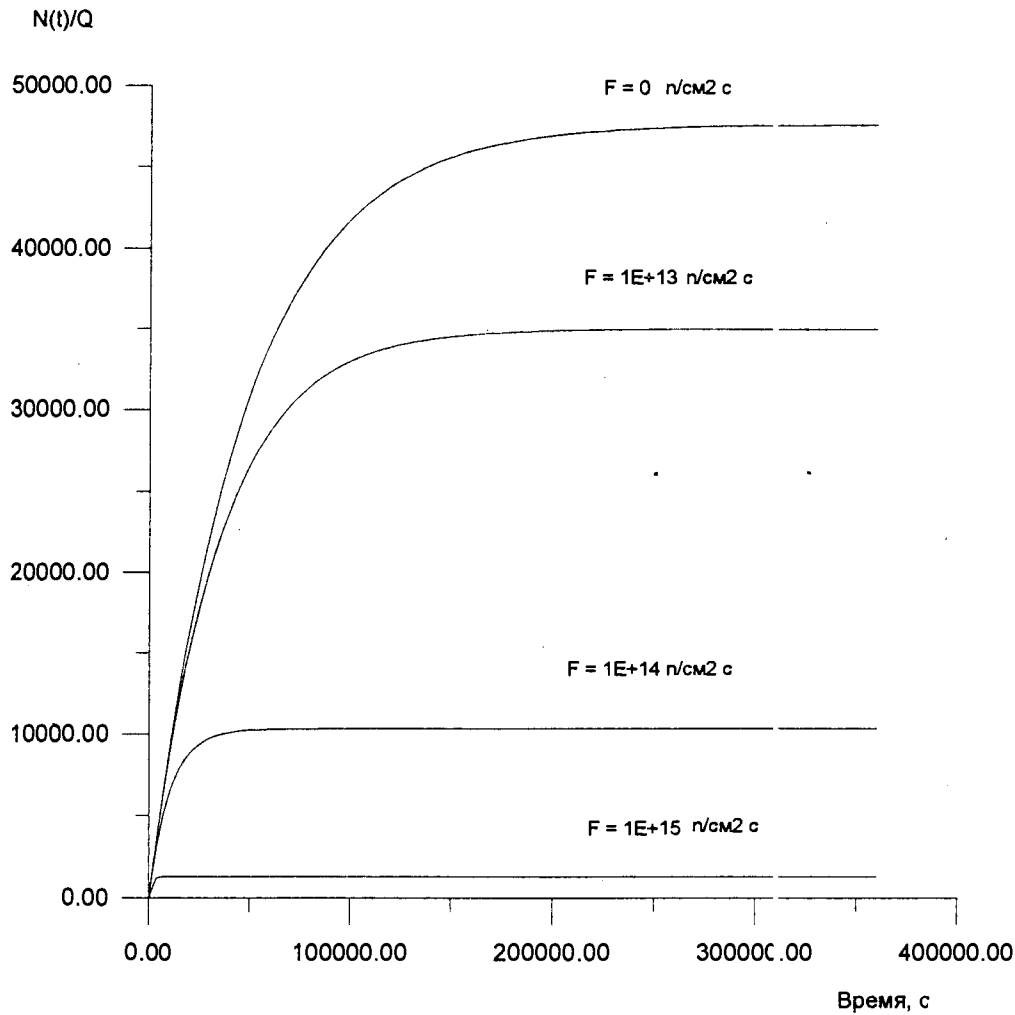


Рис.5. Концентрация насыщения Co-58m внутри мишени на единицу мощности пучка

Спектр нейтронов в мишени

Мощный поток высокоэнергетических частиц ускорителя в результате неупругих взаимодействий с ядрами мишени порождает каскадно размножающийся ливень частиц, в том числе нейтронов, которые, в свою очередь, инициируют в blankets цепную реакцию деления. Как показывает численный расчет для сборки из свинца и урана [13], установившийся нейтронный спектр несколько мягче, чем в быстрых реакторах. Нижняя граница этого спектра лежит в районе 1 эВ. Если результат эксперимента покажет, что спектр нейтронов не охватывает область низколежащих резонансов, то

проблема отравления и зашлаковывания в ЭЛЯР с жестким спектром значительно упростится. А если окажется, что спектр нейтронов перекрывает область низколежащих резонансов, то выбор эвтектики свинца и висмута или урана и тория в качестве мишени в проектируемых электроядерных установках не является оптимальным с точки зрения отравления и зашлаковывания. Что касается электроядерных установок с замедлителем из легкой или тяжелой воды [4,5], граница нейтронного спектра опустится еще ниже, в мегавольтовую область.

Таким образом, для электроядерных реакторов и трансмутаторов с высоким потоком и мягким спектром нейтронов проблема отравления и зашлаковывания требует своего решения. Одним из путей решения этой проблемы является поиск альтернативного материала мишени.

3. Экспериментальная методика прогнозирования

Определение сечения образования отравляющих нуклидов

В наших предыдущих исследованиях [14] была разработана методика определения независимых и кумулятивных выходов продуктов многоканальной реакции фрагментации ядер, образующихся при взаимодействии релятивистских снарядов с атомными ядрами. Методика основывается на off-line гамма-спектрометрии и обработке данных измерения с учетом генетических связей между нуклидами. Надежность методики доказана в тестовом эксперименте по воспроизведению формы массового распределения продуктов деления урана-235. Эксперименты выполнены на синхрофазотроне и реакторе ИБР-2 ОИЯИ. С использованием разработанной методики были исследованы формы массового и зарядового распределения продуктов фрагментации тяжелых [15,16] и средних ядер [17] для снарядов разных масс и энергий.

В этих экспериментах была подтверждена правильность применения в физике ядра принципа факторизации, который был первоначально сформулирован в физике частиц. Эти исследования имели своей целью не только изучение физики ядерных реакций, но и получение ядерных данных, необходимых для конструирования электроядерного реактора.

Закономерности массового и зарядового распределения регистрируемых нуклидов способом активации позволяют определить выход любого другого нуклида, образующегося в той же реакции, независимо от его радиоактивного свойства. Для описания сечений $\sigma(A, Z)$ образования ядер-продуктов в столкновениях релятивистских частиц и ядер с ядрами мишени обычно применяют общую параметризацию типа

$$\sigma(A, Z) = \sigma(A)(2\pi C_z^2)^{-1/2} \exp \left[\frac{(Z_p(A) - Z)^2}{2C_z^2} \right],$$

где $Z_p(A) = b_1 A + b_2 A^2$ наиболее вероятный заряд. Плавное изменение функции позволяет определить параметры зарядового распределения для любого A , по выходам нуклидов, образующихся в небольшом интервале вблизи этой массы.

Зависимость наиболее вероятного заряда от массового числа ядра-продукта оказывается фактически не чувствительной ни к энергии падающих протонов, ни к массе ядра-мишени [22,23]. Это обстоятельство позволяет прогнозировать нуклонный состав ядер-продуктов с максимальным выходом. Пунктирная линия $N_p = 1,145 \cdot Z_p$ на рис.6 показывает расположение таких ядер с массовым числом до 60, а линия $N_p = 1,239 \cdot Z_p$ — расположение ядер с $A > 60$. Причем первая линия проходит через область нейтрон-избыточных нуклидов на расстоянии лишь одного звена цепочки β^+ -распада от линии стабильности, в то время как вторая линия проходит через область нейтрон-дефицитных нуклидов, постепенно удаляясь от линии стабильности по мере увеличения массы. Однако в работе [8] показано, что для мишени урана в непосредственной близости к заряду мишени линия снова приближается к линии стабильности.

Определение сечения поглощения нейтронов

Из анализа компиляции существующих нейтронных данных [18—21] можно сделать следующие выводы о современном состоянии полноты нейтронных сечений применительно к электроядерной проблематике:

- Экспериментальные данные о сечениях в подавляющем большинстве получены для стабильных и долгоживущих нуклидов.
- Расположение наиболее сильных поглотителей нейтронов на карте нуклидов почти точно совпадает с линией β -стабильности (см. рис.7).
- Для нейтрон-дефицитных нуклидов с большим выходом образования данные по сечениям поглощения нейтронов весьма скудны.

Стабильные и радиоактивные нуклиды ($A < 60$) с большим нейтронным сечением (^3He , ^6Li , ^7Be , ^{10}B , ^{22}Ne , ^{37}Ar , ^{39}Ar , ^{58}Co) образуются как независимые продукты фрагментации средних ядер или мультифрагментации тяжелых ядер. Концентрация ^3He удвоится за счет β -распада трития, образующегося с большим выходом [10]. Тяжелые нейтронные поглотители ($100 < A < 200$) образуются в основном как кумулятивные продукты β -распада прекурсоров с большим выходом. Такие нуклиды, как ^{125}I , ^{149}Sm , ^{153}Gd , ^{155}Gd , ^{157}Gd , ^{158}Yb — пример участия в таком типе отравления. Многие нуклиды с большим нейтронным сечением отделены от линии максимального выхода стабильными нуклидами или, являясь нейтрон-избыточными, не имеют генетической связи с продуктами фрагментации. Такие сильные поглотители нейтронов, как ^{105}Rh , ^{113}Gd , ^{135}Xe , ^{155}Eu , ^{191}Au по этой причине не будут участвовать в процессе отравления.

Факт совпадения линии стабильности и линии сильных поглотителей нейтронов является на первый взгляд странным, однако может быть объяснен недостаточностью данных о сечениях поглощения нейтронов радиоактивными ядрами. Особенно это касается нейтрон-дефицитных нуклидов, которые получают не ускорителях. С точки

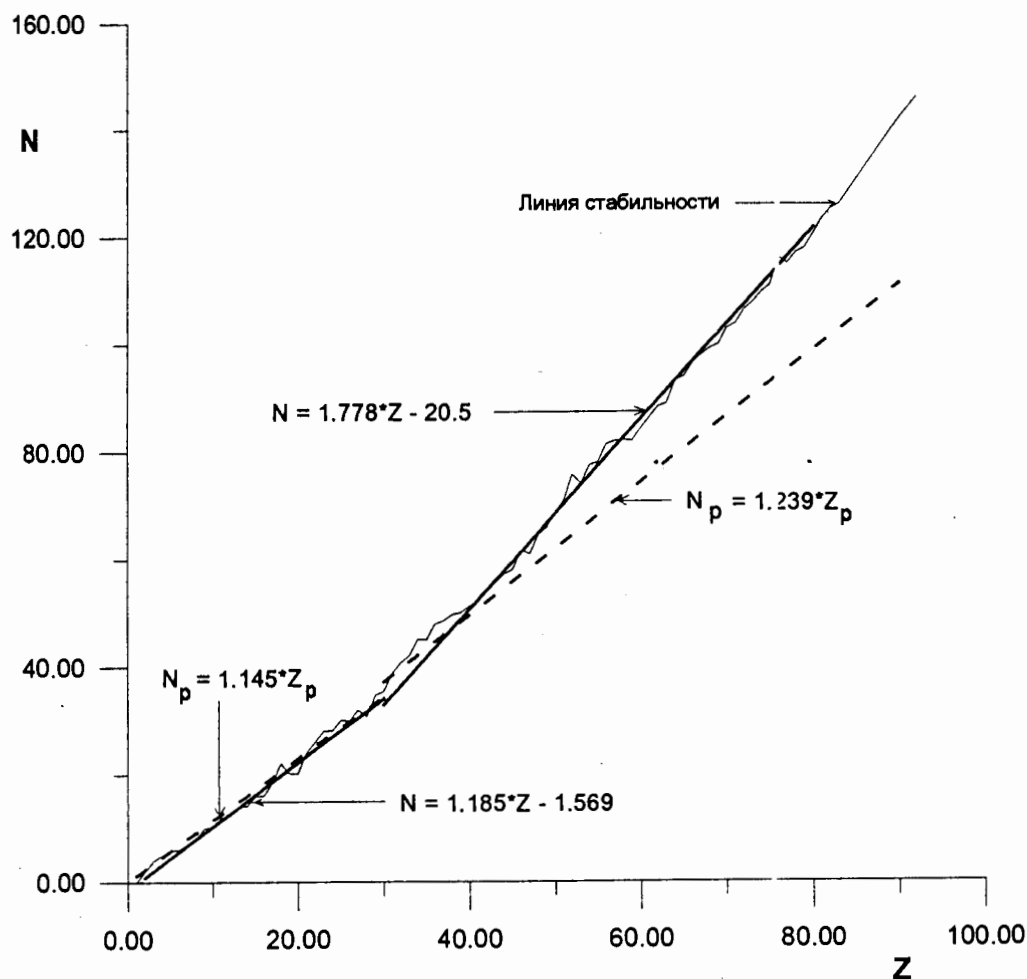


Рис.7. Зависимость между числом нейтронов и наиболее вероятным зарядом в ядре-продукте (пунктирная линия); жирная линия — расположение сильных поглотителей нейтронов. Уравнения для случаев $A < 60$ и $A > 60$ получены отдельно

зрения исследования проблемы зашлаковывания и отравления электроядерной мишени представляет большой интерес измерение сечения поглощения нейтронов радиоактивными ядрами, образующимися между линией стабильности и линией максимального выхода. Необходимым условием реализации такой программы является территориальная близость высокоэнергетического ускорителя и высокопоточного ядерного реактора. В этой связи базовые установки ОИЯИ обладают наибольшей привлекательностью.

4. Пути преодоления трудностей, связанных с накоплением вредных продуктов в мишени

Выбор материала мишени

В большинстве работ по электроядерным установкам в качестве материалов первичной мишени рассматривались металлы тяжелых элементов, таких, как U, Th, Bi и Pb. По-видимому, этот выбор основывается на предположении большого нейтронного выхода и большой теплопроводности этих материалов. Однако в мишени из U и Th накапливается большое количество нейтрон-дефицитных нуклидов с $Z = 83 + 92$, являющихся высокотоксичными α -излучателями [7,8]. По этой причине U и Th не могут стать перспективным материалом для центральной мишени электроядерной установки. Проблему использования висмута в качестве мишени мы уже обсудили в связи с накоплением долгоживущих изотопов полония [9,10].

На рис.8 и в табл.2 приведены наиболее сильные α -излучатели, образующиеся в мишенях из тяжелых элементов.

Обоснование выбора

Одновременное выполнение требований максимума нейтронного выхода и минимума зашлаковывания служит критерием выбора материала мишени. Предполагается, что нейтронный выход пропорционален макроскопическому сечению неупругих взаимодействий снаряда с мишенью. Отношение макроскопических сечений Σ тяжелого и среднего ядер определяется отношениями их микроскопических сечений σ , массовых чисел A и плотностей мишеней d , а также вероятностей испарения нейтронов P_n из высоковозбужденных состояний ядра:

$$\frac{\Sigma_1}{\Sigma_2} = \left(\frac{\sigma_{in} P_n d}{A_t} \right)_1 / \left(\frac{\sigma_{in} P_n d}{A_t} \right)_2.$$

Как известно, микроскопическое сечение неупругого взаимодействия ядер пропорционально квадрату суммы их радиусов:

$$\sigma_{in} \propto (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2,$$

где A_p и A — массовые числа снаряда и мишени. Эта закономерность [25], установленная при низких энергиях, выполняется в релятивистских ядерных столкновениях независимо от энергии и сорта ядер [26].

А вероятность испускания нейтронов согласно модели Вайскопфа зависит от спектра нейтронов, плотностей ядерных уровней и сечения обратной реакции:

$$P_n = c T_n \rho(E) \sigma(T_n),$$

где $E = T_n - B_n$ — энергия возбуждения ядра, $\rho(E) \propto \exp [2(aE)^{1/2}]$ — плотность уровней, T_n и B_n — кинетическая энергия и энергия связи нейтрона, a — параметр плотности уровней, $\sigma(T_n)$ — сечение поглощения нейтрона.

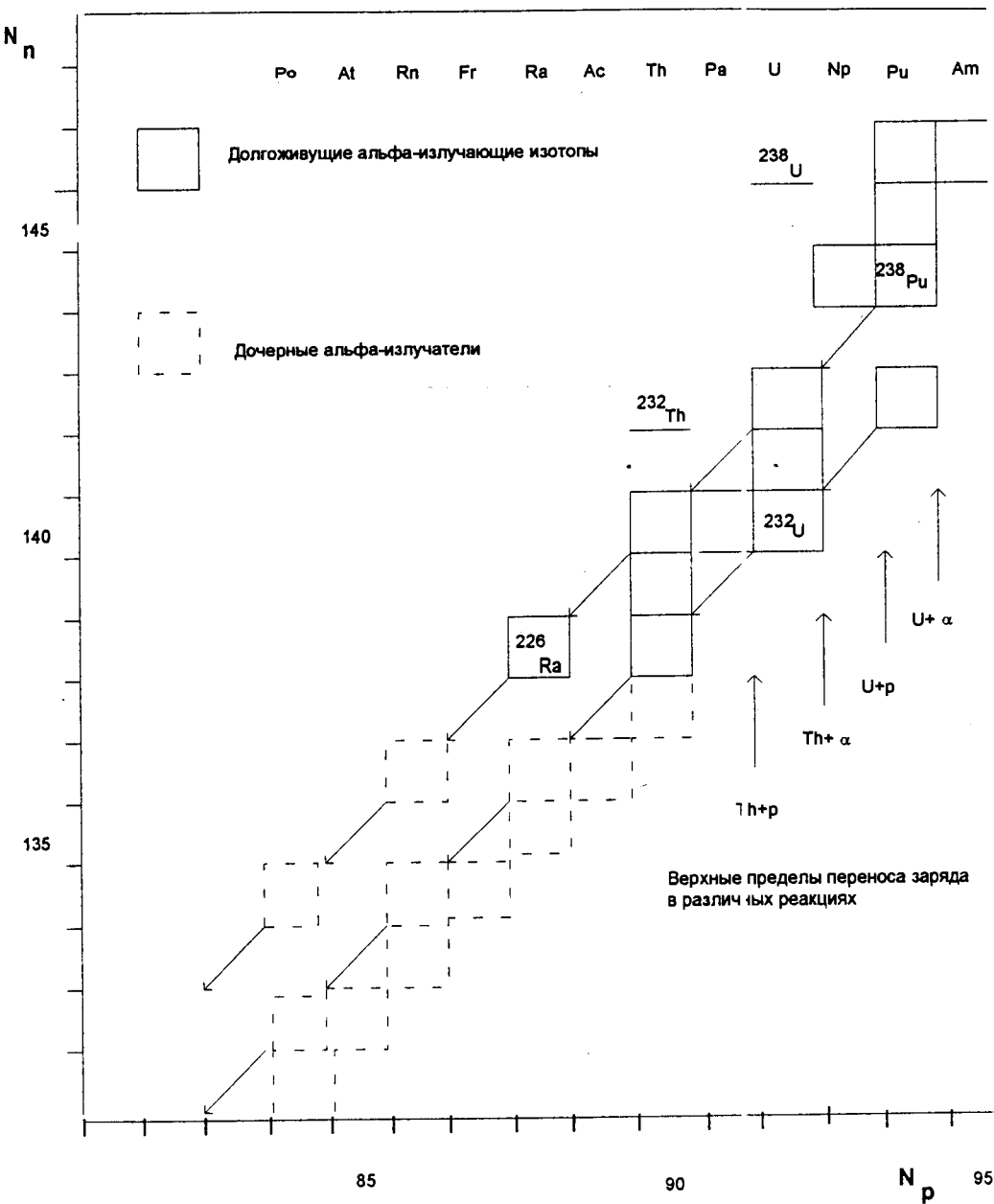


Рис.8. Высокотоксичные альфа-эмиттеры, образующиеся в тяжелых мишенях при взаимодействии с релятивистскими снарядами

Таблица 2

Мишень	Снаряд	Реакция и распад	Долгоживущие α -излучатели
^{nat}Pb	α	$^{208}\text{Pb}(\alpha, 3n) + ^{207}\text{Pb}(\alpha, 2n) + ^{206}\text{Pb}(\alpha, n)$ $^{208}\text{Pb}(\alpha, 4n) + ^{207}\text{Pb}(\alpha, 3n) + ^{206}\text{Pb}(\alpha, 2n)$	^{209}Po ^{208}Po
^{209}Bi	p	$(p, n); (p, 2n)$	$^{209}\text{Po}, ^{208}\text{Po}$
	α	$(\alpha, 4n) \beta^+, (\alpha, 4n \pi^+), (\alpha, 3n1p)$ $(\alpha, 5n) \beta^+, (\alpha, 5n \pi^+), (\alpha, 4n1p)$	^{209}Po ^{208}Po
^{238}U	p	$(p, n) \beta^-, (p, n \pi^-)$ $(p, 2n)$ $(p, 3n) \beta^-, (p, 3n \pi^-)$ $(p, 5n) \beta^+, (p, 5n \pi^+), (p, 4n1p)$ $(p, 6n) \beta^+, (p, 6n \pi^+), (p, 5n1p)$ $(p, 7n) \beta^+, (p, 7n \pi^+), (p, 6n1p)$ $(\alpha, n) \beta^-, (\alpha, n \pi^-), (\alpha, p) \beta^-\beta^-$ $(\alpha, 2n)$ $(\alpha, 3n)$	^{238}Pu ^{237}Np ^{236}Pu ^{234}U ^{233}U ^{232}U ^{241}Am ^{240}Pu ^{239}Pu
	α	$(\alpha, 4n)$ $(\alpha, 5n) \beta^+, (\alpha, 5n \pi^+), (\alpha, 4n1p)$ $(\alpha, 6n)$	^{238}Pu ^{237}Np ^{236}Pu
^{232}Th	p	$(p, n) \beta^-, (p, n \pi^-)$ $(p, 2n)$ $(p, 3n) \beta^+, (p, 3n \pi^+), (p, 2n1p)$ $(p, 4n) \beta^+, (p, 4n \pi^+), (p, 3n1p)$ $(p, 5n) \beta^+, (p, 5n \pi^+), (p, 4n1p)$	^{232}U ^{231}Pa ^{230}Th ^{229}Th ^{228}Th
	α	$(\alpha, 2n)$ $(\alpha, 3n)$ $(\alpha, 4n)$ $(p, 5n) \beta^+, (p, 5n \pi^+), (p, 4n1p)$	^{234}U ^{233}U ^{232}U ^{231}Pa

Таблица 3

Физические величины	Cr	Ni	Cu	Zn	Mo	Sn	W	Pb
Плотность, $\times 10^3 \text{ кг/м}^3$	7,18–7,2	8,91	8,96	7,133	10,22	7,29	19,35	11,336
Температура плавления, °C	1817	1455	1083	419,5	2620	231,97	3420	327,44
Температура кипения, °C	2612	2800	2543	906,2	4700	2540	5680	1745
σ_{in} , мб $E_p = 1\text{—}14,7 \text{ ГэВ}$ [26]			≈ 880	≈ 800				≈ 1860
σ_{in} , мб $E_\alpha = 1\text{—}14,7 \text{ ГэВ}$ [26]			1150 ± 50					2400 ± 170

Естественно, только эксперименты на мишенях с $A = 60$ и $A = 200$ дают окончательный ответ на вопрос об оптимизации мишени по нейтронным выходам. Кроме решения рассмотренной в настоящей работе проблемы, мишени электроядерных установок нуждаются в оптимизации и по другим параметрам, например теплофизическим.

Ядерно-физические и теплофизические величины для сравнения мишеней даны в табл.3 и на рис.9.

5. Заключение

Затронутая в этой работе проблема зашлаковывания и отравления электроядерного реактора высоких мощностей требует выполнения ряда трудоемких и важнейших экспериментальных исследований:

- сравнения нейтронного выхода на различных мишенях при энергиях протонов до 3 ГэВ;
- детального исследования массового и зарядового распределения независимых выходов нейтрон-дефицитных нуклидов, образующихся в реакции фрагментации тяжелых мишеней;
- измерения выходов нейтрон-избыточных нуклидов с большим сечением поглощения нейтронов в области $2 < A < 60$;
- измерения сечений захвата нейтронов нейтрон-дефицитными радиоактивными ядрами, которые могут накопиться в электроядерных мишенях.

Литература.

1. Tunncliffe P.R., Chidley B.G., Fraser J.S. — «High Current Accelerators and Nuclear Power». In: Proc. of Proton Linear Accelerator Conference in Chalk River, ACEL-5677, 1976.
2. Takizuka T. et al. — «Conceptual Design of Transmutation Plant», in: Specialist Meeting on Accelerator-Driven Transmutation Technology for Radwaste and other Applications, Stockholm, Sweden, 1991.
3. Толстов К.Д. — Сообщение ОИЯИ, 18-92-303, Дубна, 1992 (Доклад на 72-й сессии Ученого совета ОИЯИ 25 июня 1992 г.)
4. Bowmann C.D., Arthur E.D., Lisowski P.W. et al. — Nucl. Instr. & Meth., 1992, A320, p.336.
5. Carminati F. et al. — Energy Amplifier for Cleaner and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven by a Particle Beam Accelerator, CERN/AT/93-97(ET), Geneva, 1993.
6. Киселев Г.В. и др. — Атомная энергия, 1994, т.77, 3, с.167.
7. Nishida T., Nakahara Y. — Kerntechnik 1987, 50, p.193.
8. Nishida T., Nakahara Y. — Kerntechnik, 1990, 55, 3, p.147.
9. Артисюк В.В. и др. — Известия вузов. Ядерная энергетика, Обнинск: ИАТЭ, 1994, №1, с.41.
10. Артисюк В.В. и др. — Известия вузов. Ядерная энергетика, Обнинск: ИАТЭ, 1995, №4, с.12.
11. Feshbach H., Porter C.E., Weiskopf V. — Phys. Rev., 1954, vol.96, p.448.
12. Ходгсон П.Е. — Оптическая модель упругого рассеяния (пер. с англ.). М.: Атомиздат, 1966.
13. Барашенков В.С. и др. — Атомная энергия, 1991, т.71, вып 2, с.172.
14. Дамдинсурэн Ц. и др. — Сообщение ОИЯИ P1-88-135, Дубна, 1988.
15. Kozma P. et al. — J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys., 1991, 17, p.675.
16. Дамдинсурэн Ц. и др. — Ядерная физика, т.52, 1990, вып.2(3), с.330.
17. Kozma P., Tumendemberel B., Chultem D. — Czech. J. Phys., 1988, B38, p.973.
18. Беланова Т.С. и др. — Радиационный захват нейтронов: Справочник, М.: Энергоатомиздат, 1986.
19. Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. — Neutron Sections, v.1, part A, N.Y.-London: Academic Press, 1981.
20. Mughabghab S.F. — Neutron Cross Sections, v.1, part B, N.Y.-London: Academic Press, 1984.
21. Кондуков И.А. и др. — Атомная энергия, 1968, т.24, вып.6, с.533.
22. Asano T., Asano Y., Iguchi Y. et al. — Phys. Rev., 1983, C28 No.4, p.1718.

23. Noguchi M. et al. — Phys. Rev., 1988, C38, p.1811.
24. Barashenkov V.S. — JINR Preprint E18-95-276, Dubna, 1995.
25. Bradt H.L., Peters B. — Phys. Rev., 1950, v.77, No.1, p.54.
26. Барашенков В.С. — Сечение взаимодействия частиц и ядер с ядрами, Дубна, ОИЯИ, 1993.

УДК 621.3.038.61

СТАНЦИЯ ВНУТРЕННИХ МИШЕНЕЙ НА НУКЛОТРОНЕ***А.С.Артемов, Ю.С.Анисимов, С.Н.Базылев, В.М.Слепнев**
ОИЯИ, Дубна**Я.Климан, В.Матюшек, М.Морхач, И.Турзо**
Институт физики САН, Братислава

Описана станция внутренних мишеней, используемая в физических экспериментах на нуклотроне, ее электронное и программное обеспечение. Управление станцией осуществляется дистанционно с помощью персонального компьютера IBM PC и основано на оперативном представлении информации о цикле магнитного поля, характеристиках пучка и расположении мишеней относительно него на экране монитора. Необходимая пространственно-временная траектория выбранной мишени по отношению к пучку, во временной шкале работы ускорителя, определяется оператором с помощью мыши и отрабатывается шаговым двигателем. Взаимодействие пучка с мишенью во времени контролируется по световому излучению материала под воздействием ионов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ

Internal Target Station at the Nuclotron**A.S.Artemov et al.**

The internal target station used in physics experiments at the Nuclotron, its hardware and software configuration are described. The distance control of the station is realized by means of IBM PC computer and is based on operative presentation of the magnetic field cycle, the beam parameters and the target location relative to the beam at the monitor. A necessary space-time trajectory of the chosen target in time scale of the accelerator operation, is determined by operator by means of the mouse and is realized by step motor. To control the beam-target interaction in time, the light radiation of the target material bombarded by the ions, is used.

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

В настоящее время полагается, что область энергий столкновения ядер от нескольких сотен МэВ до нескольких ГэВ на нуклон является исключительно плодотворной с точки зрения изучения переходных режимов от протон-нейтронного к кварк-глюонному состояниям ядерной материи [1]. На нуклотроне предоставляется возможность провести такое исследование в рамках единого экспериментального подхода с

*Доклад на Международном совещании «Нуклотрон для физики и технологии», 18—24 сентября 1995 г., Варна, Болгария

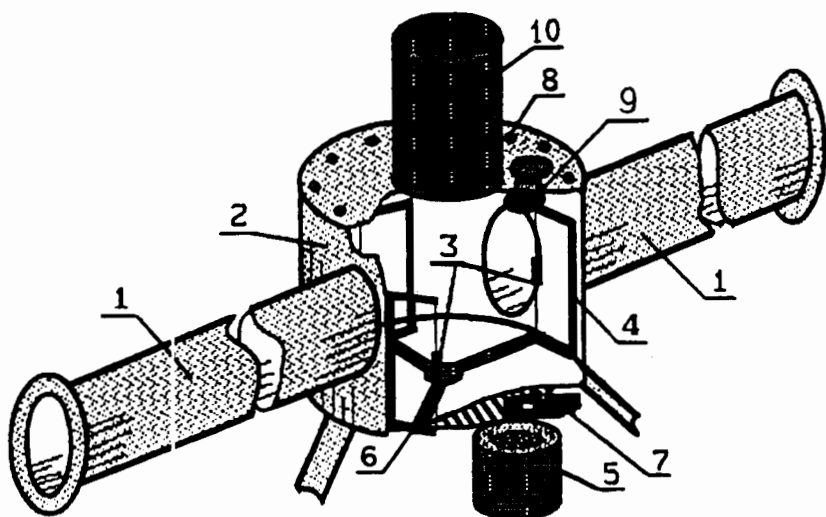


Рис. 1. Схема станции внутренних мишеней на нуклотроне

использованием, например, внутренних мишеней. Первые физические эксперименты на циркулирующем пучке дейтронов [2,3] продемонстрировали перспективность работ в данном направлении и возможность проведения измерений параллельно с выводом пучка на базовые установки.

Линейный участок нуклотрона со станцией внутренних мишеней представляет собой физическую установку, способную функционировать как элемент ионопровода, а также в автономном режиме при выключенном ускорителе. Конструкция данной установки позволяет достаточно оперативно менять ее функциональные возможности без воздействия на вакуумную и криогенную системы остальных участков нуклотрона. При этом может быть осуществлен монтаж очередной партии мишеней или образцов, подлежащих облучению на внутреннем пучке, а также полная замена станции для другого физического эксперимента. С учетом этого на данной установке возможно использование различных типов внутренних мишеней (фольговых, нитевидных, струйных, пучковых и др.), испытание новых методов диагностики пучка, а также проведение определенного класса экспериментов, аналогичных проводимым на выведенном пучке в геометрии, близкой к 4π.

Станция внутренних мишеней, используемая в физических экспериментах на нуклотроне (см. рис.1), выполнена в виде двух пересекающихся цилиндров — ионопровода (1) и цилиндра (2) с тремя мишенями, имеющего больший диаметр. Габариты станции, ее конструкция и толщина стенок (0,5 мм) оптимизированы для регистрации вторичных частиц внешними детекторами при максимально возможном телесном угле и с минимальными потерями. Фольговые мишени (3) из CH_2 (толщиной $\approx 1,6$ мкм), Si ($\approx 0,55$ мкм) и Au ($\approx 1,7$ мкм) размером $\sim 4 \times 8$ мм² подвешены на кварцевых нитях диаметром 9 мкм в С-образных рамках (4), закрепленных вертикально на вращающем-

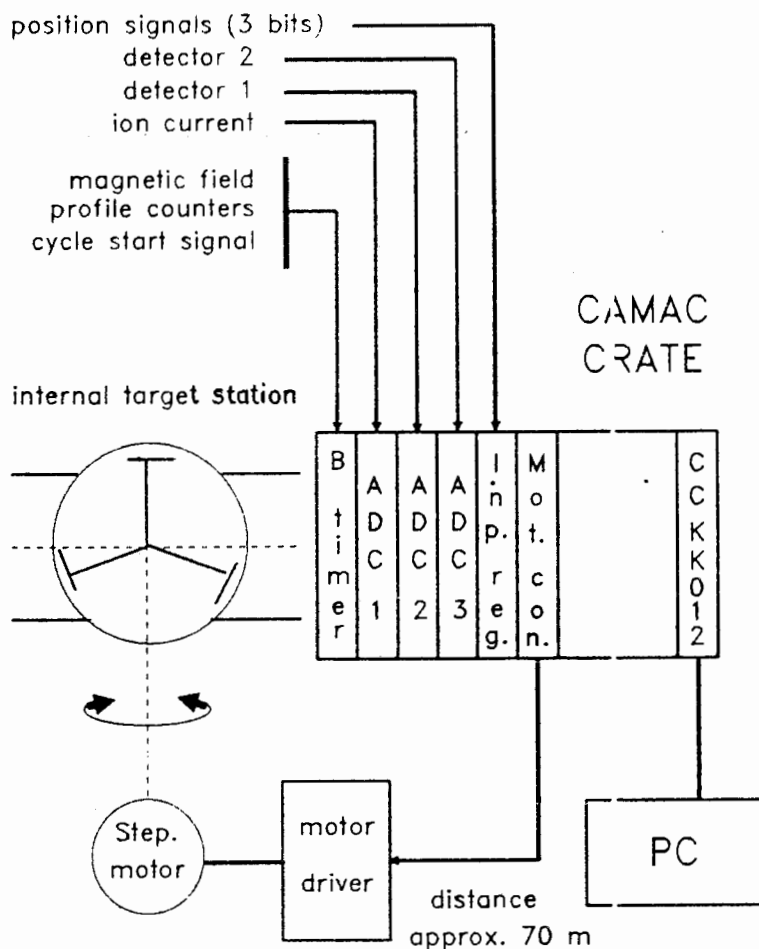


Рис.2. Блок-схема электронного обеспечения станции

ся с помощью шагового двигателя (5) столике (6). Для обеспечения постоянного натяжения мишени нити соединены с рамкой через плоские пружины специальной формы. Верхний съемный фланец станции (8) служит для замены рамок с мишенями и имеет смотровое окно для визуального контроля при отладочных работах, а также два патрубка (9) для установки детекторов в вакуум. Для контроля взаимодействия пучка с мишенью во времени используется излучение материала мишени под действием ионов. Излучение регистрируется через смотровое окно фотоэлектронным умножителем (10), а в вакууме — вторичноэлектронным умножителем на основе микроканальных пластин (ВЭУ-7). Вывод всех рамок с мишенями из ионопровода, а также поиск необходимой для эксперимента мишени осуществляется с помощью электронно-оптического устройства (7), связанного с осью вращения столика и электронной системой управления двигателем. Это позволяет дистанционно и в нужный по отношению к началу

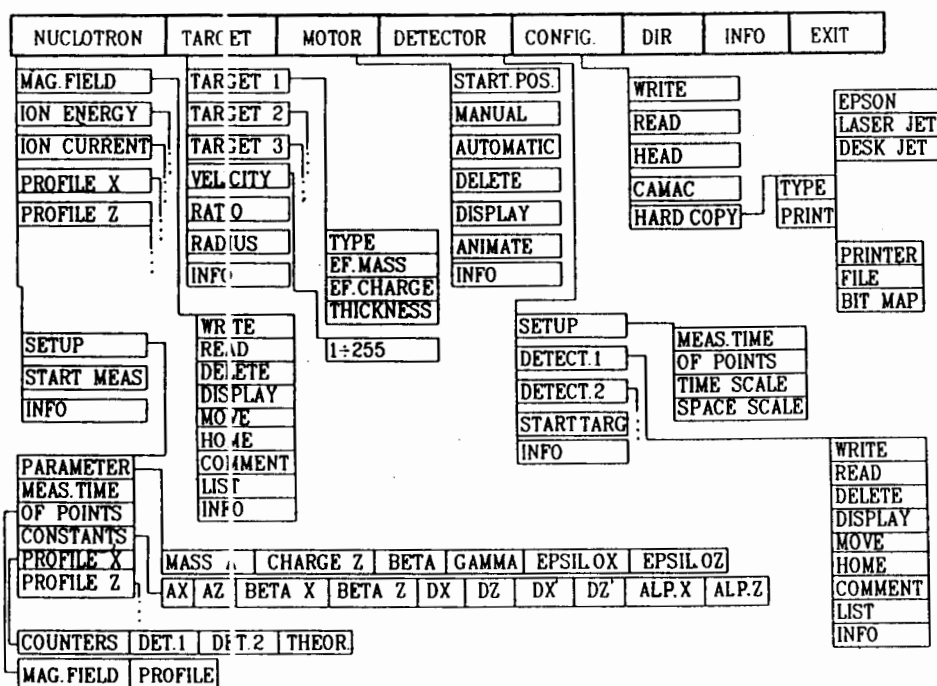


Рис.3. Структура командного меню программного обеспечения станции

цикла ускорения момент времени вводить мишень в пучок на контролируемые глубины и время экспозиции. Управление станцией осуществляется оператором с помощью персонального компьютера IBM PC и электронного обеспечения, выполненного в стандарте KAMAK. Система управления основана на оперативном представлении необходимой информации о характеристиках пучка и расположении мишеней относительно него на экране монитора. Блок-схема электронного обеспечения станции представлена на рис.3. «B-timer» определяет начало цикла измерений и работы станции, а также обеспечивает регистрацию потока импульсов, определяющих зависимость магнитного поля диполей нуклотрона и профилей пучка (в горизонтальном и вертикальном направлениях) во времени. Измерение профилей осуществляется непосредственно перед станцией внутренних мишеней и основано на ионизации остаточного газа пучком. Дополнительная информация может быть получена от ионизационных профилометров, расположенных за станцией. При необходимости дополнительный контроль пространственного положения и профиля пучка ионов в горизонтальном направлении может быть реализован по излучению нитевидной ($\varnothing \approx 0,6 \text{ мкм}$) мишени из органического сцинтиллятора, устанавливаемой вместо одной из рабочих мишеней. «ADC-1—3» осуществляет оцифровку усиленных токовых сигналов от детекторов излучения мишени и циркулирующего тока пучка в ускорителе. Минимальная дискретность оцифровки аналоговых сигналов во времени составляет 100 мкс. «Inp.reg.» принимает 3-bit-информацию об исходном пространственном поло-

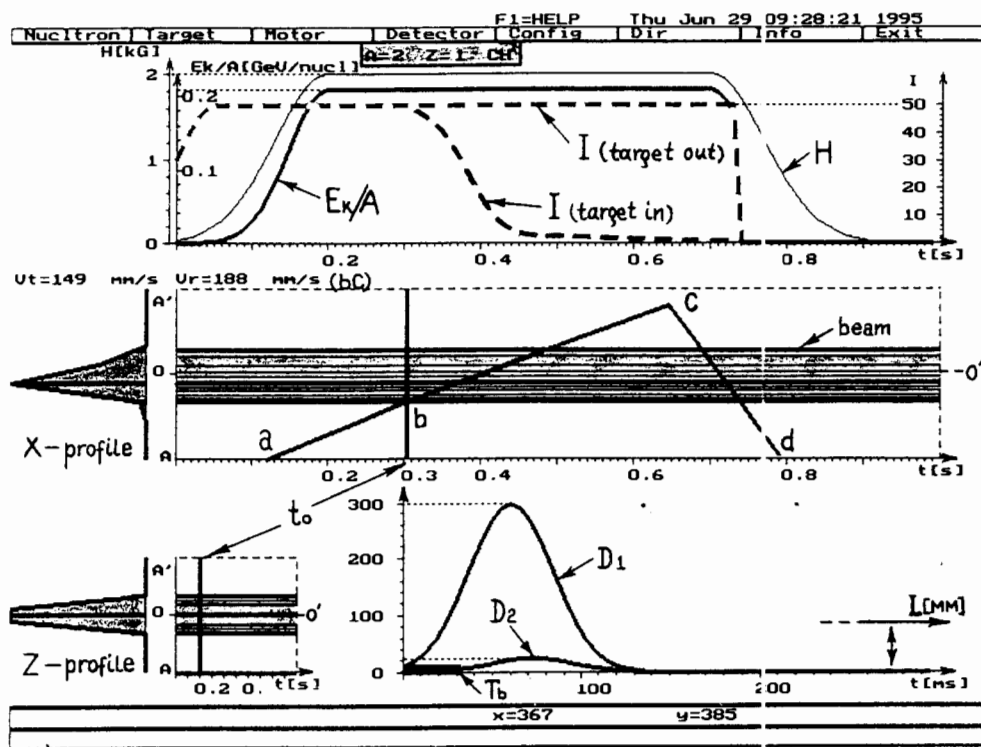


Рис.4. Вариант основного окна системы управления станцией на мониторе IBM PC

жении мишеней. «Motor driver» обеспечивает программируемое вращение шагового двигателя с дискретностью угла поворота $0,18^\circ$.

Управление станцией и представление необходимой информации о работе ускорителя в реальном масштабе времени осуществляется с помощью программы TARGET, написанной на языке C и работающей в системе DOS. Программа поддерживает интерфейс с пользователем в виде нескольких ниспадающих меню (см. рис.3), управление которыми осуществляется мышью. В своей работе оператор использует основное и вспомогательное окна. Пример основного окна представлен на рис.4. В верхней части окна под командным меню приведена информация о типе ускоряемых ионов и используемой для эксперимента внутренней мишени. Во временной шкале работы ускорителя представлены магнитное поле диполей нуклотрона (H), циркулирующий ток пучка (I) и энергия ионов $\left(\frac{E_k}{A}\right)$. Кинетическая энергия на нуклон рассчитывается в каждой точке измерения магнитного поля с помощью выражения

$$\frac{E_k}{A} = a \left[\sqrt{1 + b \left(\frac{Z \cdot H}{A} \right)^2} - 1 \right],$$

Интенсивность взаимодействия (отн.ед.)

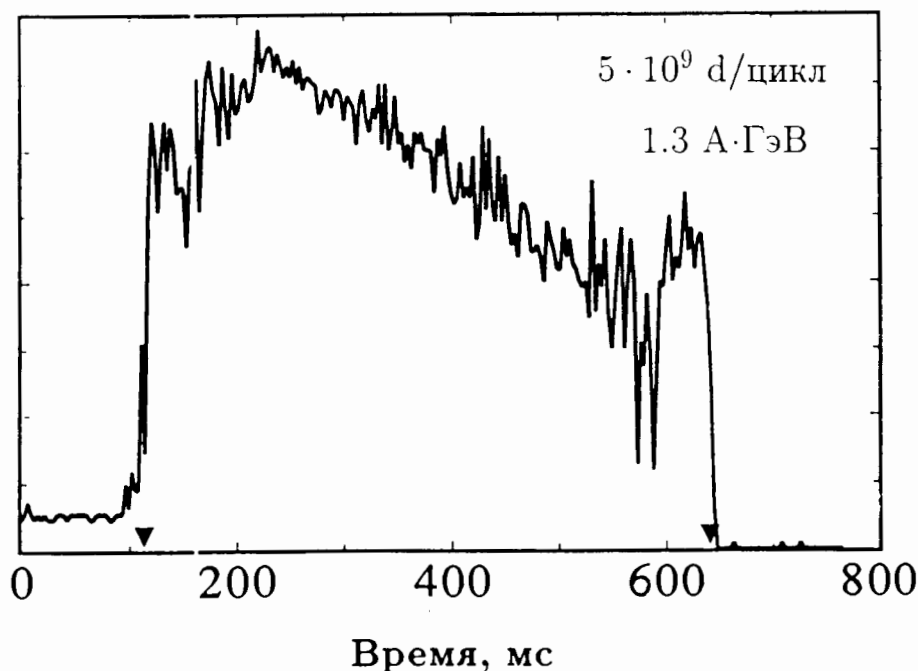


Рис.5. Временная структура взаимодействия дейтронного пучка нуклотрона с внутренней мишенью из полиэтилена толщиной 1,57 мкм при кинетической энергии дейтронов 1,3 ГэВ/нуклон. Регистрируется световое излучение материала мишени под воздействием ионов. Моменты ввода мишени в пучок и вывода из него отмечены треугольными указателями

где $a = 0,938$ ГэВ/нуклон, $b = 4.95 \cdot 10^{-7}$ Гс⁻², A и Z — массовое число и заряд иона пучка. В средней части окна, в той же временной шкале, представлена информация о профиле пучка, необходимая для управления мишенью (горизонтальный X-профиль на рис.4). В соответствии с командным меню (см. рис.3) профиль пучка (PROFILE X) может определяться по показаниям периодически опрашиваемых за время цикла работы ускорителя счетчиков ионизационного профилометра (COUNTERS), по форме сигналов от детекторов (D_1 или D_2) излучения сканирующей пучок сцинтилляционной нити (DET.1 или DET.2), либо задаваться в виде теоретического гауссиана с определенной дисперсией (THEOR.). Во втором случае усредненная за время измерения информация о профиле полагается неизменной во времени до момента последующего измерения. Теоретическое представление профиля используется при отладочных работах станции в отсутствие циркулирующего пучка. Профиль пучка и его пространственное положение по отношению к оси ионопровода (OO') представляется в относительных

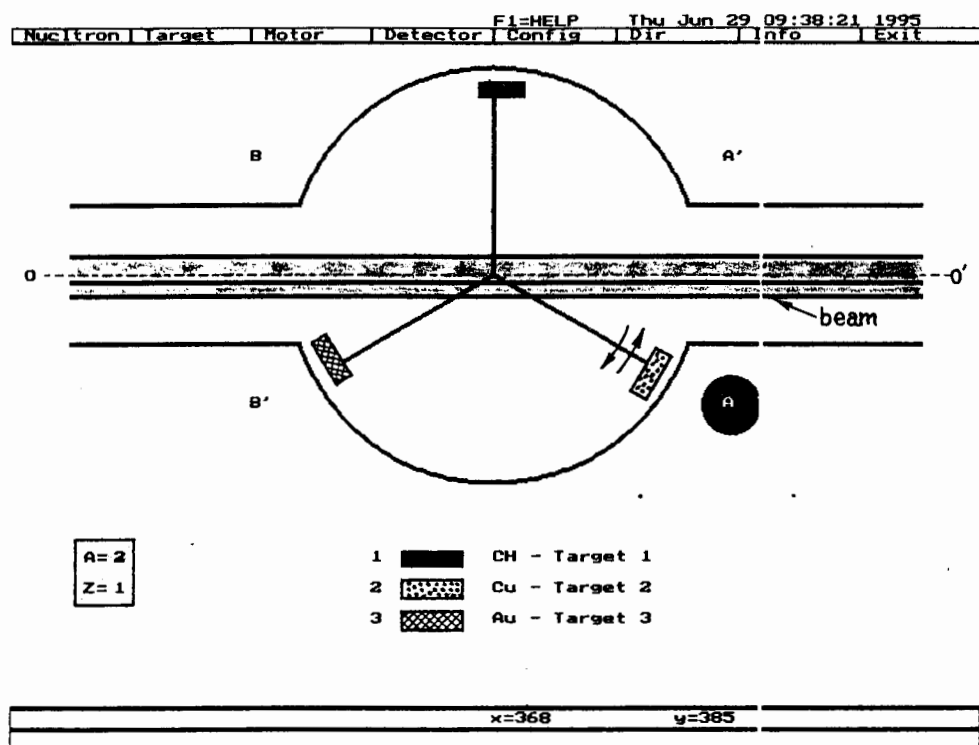


Рис.6. Вспомогательное окно системы управления станции на мониторе IBM PC

единицах к реальному поперечному размеру канала транспортировки пучка на участке станции (AA'). Необходимая пространственно-временная траектория рабочей мишени по отношению к пучку (во временной шкале работы ускорителя) задается оператором с помощью мыши в виде ломаной из трех отрезков (a, b, c, d на рис.4). Данная траектория отрабатывается шаговым двигателем до последующего вмешательства оператора. В нижней части основного окна представлена форма усиленных аналоговых сигналов от детекторов излучения мишени D_1 и D_2 , привязанная к моменту времени t_0 пересечения пучка мишенью. Временная шкала для этих сигналов задается оператором в командном меню (DETECTOR $\rightarrow$ SETUP $\rightarrow$ MEAS. TIME $\rightarrow$ TIME SCALE) исходя из необходимой дискретности оцифровки. В данной шкале представляется также время жизни T_b части пучка, взаимодействующей с мишенью. Величина T_b вычисляется в соответствии с приведенным в работе [4] алгоритмом с учетом информации о пучке, ускорителе и используемой внутренней мишени. Для более детального представления профиля пучка по сигналу детектора (D_1 или D_2) во времени может быть осуществлен переход от временной к пространственной шкале (SPACE SCALE). При этом автоматически учитываются радиус расположения мишени и угловая скорость вращения двигателя на bc -участке траектории (V_r — скорость мишени на рис.4). По желанию

оператора любая представленная в основном окне информация может быть удалена с экрана монитора (DELETE), перенесена в уменьшенном виде на свободное пространство окна (MOVE, см. вертикальный Z-профиль пучка на рис.4), просмотрена более детально во времени (LIST, DISPLAY), возвращена в исходное состояние (HOME), а также записана в виде отдельного файла (WRITE) либо считана с него (READ). В качестве примера выделенной оператором информации на рис.5 представлен световой сигнал от полиэтиленовой мишени, характеризующий временную растяжку ее взаимодействия с пучком дейтронов с энергией 1,3 ГэВ/нуклон. В программе TARGET предусмотрен автоматический выбор *bc*-участка пространственно-временной траектории мишени (MOTOR → AUTOMATIC). В этом случае время шага дискретного пространственного перемещения мишени выбирается равным T_b . Отображение информации на мониторе осуществляется в каждом цикле работы ускорителя при неподвижной (NUCLOTRON → START MEAS.) или движущейся мишени (DETECTOR → START TARG). Необходимая для эксперимента мишень (TARGET → TARGET 1,2,3) может быть выбрана в основном или во вспомогательном (рис.6) окнах. При переходе во вспомогательное окно (MOTOR → DISPLAY, ANIMATE) контролируется выбранное исходное положение рабочей мишени (например, А на рис.6, А', В или В'), ее тип (Cu), а также демонстрируется характер перемещения мишени в соответствии с выбранной пространственно-временной траекторией (ANIMATE). По команде оператора вся существующая и представленная на экране монитора информация записывается в отдельный файл (CONFIG. → WRITE) и может быть считана с него (CONFIG. → READ) при последующей обработке экспериментального материала.

Авторы выражают благодарность А.М.Балдину и А.И.Малахову за всестороннюю поддержку работы, а С.В.Афанасьеву, В.А.Кузнецову, В.А.Краснову, В.А.Никитину и С.Г.Резникову за оказанную помощь при ее выполнении.

Литература

1. Baldin A.M., Malakhov A.I. — In: JINR Rapid Communications No.3[60]-93, Dubna, 1993, p.52.
Baldin A.M., Malakhov A.I. — Nucl. Phys., 1994, A566, p.611.
2. Baldin A.M. et al — In: JINR Rapid Communications No.4[61]-93, Dubna, 1993, p.13.
3. Baldin A.M. et al — In: JINR Rapid Communications No.2[65]-94, Dubna, 1994, p.26.
4. Artiomov A.S. — In: JINR Rapid Communications No.4[67]-94, Dubna, 1994, p.40.

УДК 539.1.074.23

MEASUREMENTS OF PROPORTIONAL MODE CHARACTERISTICS OF PLASTIC DRIFT TUBES

*L.S.Barabash, V.N.Frolov, K.N.Kuznetsov, A.A.Popov,
V.V.Tchalyshev, A.S.Vodopianov*

The results of investigation of proportional mode in plastic drift tubes (PDT) are shown in this paper. The use of the proportional mode allows a high voltage of sensitive wires to be lowered and the lifetime of detectors to be increased sufficiently. PDT are a detector using an analog method of registration of coordinate information; the track coordinates in PDT are calculated by the centre of gravity of charge distributions registered by a system of external electrodes (pads). The problem of choice of an optimal pad size for the given registration precision was one of the tasks of the investigation.

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

Измерение характеристик работы пластиковых дрейфовых трубок в пропорциональном режиме газового усиления

Л.С.Барабаш и др.

В данной работе приводятся результаты исследования режима пропорционального газового усиления в пластиковых дрейфовых трубках (ПДТ). Применение пропорционального режима позволяет снизить высокое напряжение, подаваемое на анодные проволоки, и существенно повысить время жизни детектора. ПДТ являются детектором с аналоговым считыванием информации, координаты треков частиц в которых вычисляются по центру тяжести распределенного заряда, регистрируемого системой внешних электродов. Проблема выбора оптимального размера педа при заданной точности регистрации была одной из задач проведенных исследований.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

1. Introduction

Plastic drift tubes (PDT) are widely used in experimental set-ups at the present time what can be explained by a simple detector design. It allows one to render the manufacture process of detectors automatically and to construct a large number of such gas detectors. Besides, the presented design of detectors allows a gas volume and a high voltage circuit to be separated from a sensitive system of electrodes that register particle track coordinates. All these points simplify the detector design and raise its reliability.

A limit streamer mode is used in the operation of these detectors. This mode allows one to obtain large signal amplitudes from sensitive wires and, respectively, to induce the threshold of electronics. However, the use of the limit streamer mode imposes more rigid requirements for the design of a detector, limits particle high rates and reduces detector reliability for long-duration operation. In particular, wire burning-out [1] and the violation of high ohmic resistive cathodes are observed.

The results of investigation of a proportional mode in PDT are shown in this paper. These investigations have been made during the design and manufacture of PDT for veto chambers of the Cherenkov spectrometer in the WA-98 experiment at CERN. The use of the proportional mode allows a high voltage of sensitive wires to be lowered and the life-time of detectors to be increased sufficiently.

PDT are a detector using an analog method of registration of coordinate information; the track coordinates in PDT are calculated by the centre of gravity of charge distributions registered by a system of external electrodes (pads). It allows two event coordinates to be registered.

Certainly, this solution requires a larger number of electronic channels, and so the problem of choice of an optimum pad size for the given registration precision was one of the tasks of the investigations. The precision for the coordinate parallel to the anode wire direction should be 1 mm and it is enough to separate the wire along the second coordinate.

The precision of coordinate registration for detectors with analog readout can be estimated by the formula [2]:

$$\sigma = \left(\frac{\Delta Q}{Q} \right) \cdot W, \quad (1)$$

where $\Delta Q = \alpha \cdot \sigma_n$, σ_n is the error of charge measurement for an individual electronic channel (noise of electronic channels); α is the coefficient determined by the method of coordinate calculation; W is the distance between the centre of readout electrodes.

The coordinate of events is calculated by the centre of gravity method by the formula:

$$X_i = \frac{\sum n_i \cdot Q_i}{\sum Q_i}.$$

In this case, α is approximately equal to $\sqrt{n}$ and n is the number of channels used to calculate the track coordinate.

Formula (1) is true if distance between the centres of readout electrodes W equals in the order of the r.m.s. of the registered charge distribution ($\sigma_{c.d.}$) and σ can be written in a more general form:

$$\sigma = \left(\frac{\Delta Q}{Q} \right) \sigma_{c.d.} \quad (2)$$

As seen from formula (2), the precision of track coordinate registration is determined by the ratio of the charge measurement error to the total charge registered by the coordinate electrode system. At the present time it is not a problem to realize a noise amplifier level

of $\approx 10^{-15}$ C. So, requirements for signal amplitude can be reduced, and the range of proportional gas gain can be effectively used without decreasing track registration precision.

The known method was used to measure the coordinate precision when the coordinate normal to the wire direction was calculated. In this instance any wire becomes a point source of induced radiation along this coordinate, and this feature allows one to check the precision of coordinate calculation and the potentialities of the centre of gravity method.

2. PDT Design and Measurement Scheme

The design of a plastic drift tube is shown in Fig.1 Each tube consists of 8 individual gas counters with a cross section of $9 \times 9 \text{ mm}^2$. Cu-Be wires 80 microns in diameter placed in the centre of each counter are used as an anode counter (1, see Fig.1). The stability of anode wires is guaranteed by special support elements, which are mounted at a distance of 0.5 m between them. The surfaces of profile 3 and cover 4 coated with conductive paint are used as PDT cathodes. The profile and cover are placed in a hermetic case that has gas-filling outlets, an anode wire high voltage connector and a connector for returning the resistive cathode to ground.

The length of the PDTs used in the investigation was equal to 0.5 m. The value of cover surface resistance was $150\text{--}300 \text{ k}\Omega$ per square, the resistivity of the profile $10\text{--}30 \text{ k}\Omega$ per square. The system of coordinate elements (strips of pads, see Fig.2) was placed on the cover side.

Charge sensitive amplifiers were used to register signals from sensitive electrodes. The sensitive electrodes and the amplifier inputs were connected by twisted pairs. The signals from the amplifier outputs were registered by ACD (LeCroy Model 2249A). An ADC strobe pulse was generated by a trigger system consisting of a scintillator counter and necessary fast electronics.

An Ar + CO₂ gas mixture was used for filling the PDTs, and the percentage of Ar varied from 10% to 90% during the investigation. The drift time was within the limits of (80—150) nsec for different gas mixture. The strobe pulse duration was chosen to be equal to (200—400) nsec.

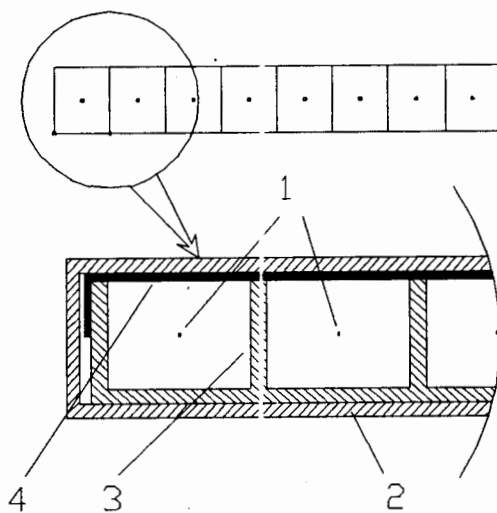


Fig.1. Design of a plastic drift tube: 1 — anode wires (CuBe, $\varnothing 80 \mu \text{m}$); 2 — hermetic case; 3 — profile with a surface resistivity of $10 \div 30 \text{ k}\Omega/\square$; 4 — cover with a surface resistivity of $150 \div 300 \text{ k}\Omega/\square$

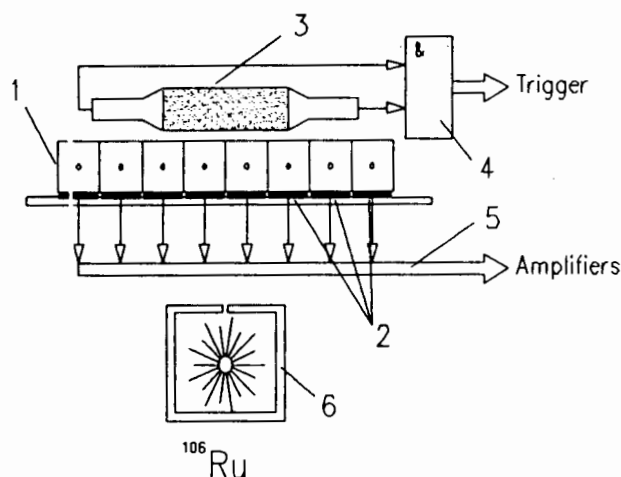


Fig.2. Layout of the set-up: 1 — PDT; 2 — coordinate system (strips of pads); 3 — scintillation counter; 4 — two-fold coincidence circuit; 5 — twisted pairs; 6 — radioactive source with a collimator

3. Results of Measurements

In addition to the determination of possible sizes of pads, a maximum length of twisted pairs between the amplifiers and the pads has been investigated. A parasitic input capacitance increases with increasing the length of a twisted pair. As a result, the conversion gain of the charge sensitive amplifiers and the signal-to-noise ratio decrease. The results of track registration precision dependence in the PDTs on twisted pair length are presented in Fig.3. As seen from the Figure, the registration precision is equal to 0.3—0.4 mm for a twisted pair length of 2 m what completely meets the requirements for the veto chamber accuracy. The measurements were performed using the strip system. The length of strip was 95 mm; and the distance between the centre of strips, 15 mm. The measured capacitance of a strip was 60 pF; and the twisted pair capacitance, 35 pF per meter.

The type of gas mixture chosen for filling PDT is an important parameter and determines the efficiency plateau width versus anode wire high voltage, PDT is a detector using the centre of gravity method for the calculation of track particle coordinates, and respectively, track coordinates can be calculated by the analysis of analog information from the detector. So, we should provide a necessary input signal dynamic range of the amplifier-ADC system. Thus, gas mixture should be chosen taking this condition into account.

Figure 4 shows the results of efficiency plateau width measurements for an Ar + CO₂ gas mixture for a different ratio of gas components. The end of the plateau was estimated by a (3—5)% level of limit streamer mode pulses. The registration efficiency on the plateau equal

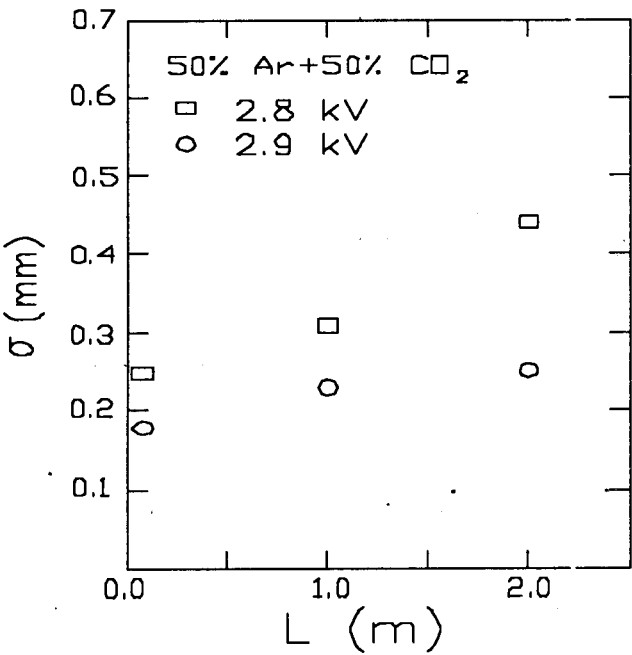


Fig.3. Dependence of PDT registration precision on the length of twisted pairs between the strips and amplifier inputs

to (0.92—0.95) was determined by the tube geometric and trigger system efficiencies. The plateau width was 300—350 V for an Ar + CO_2 (50:50) gas mixture what was enough for reliable operation of the PDTs in the set-up.

The total charge distribution is presented in Fig.5. It was measured by strips 90 mm in length at a 10 mm pitch for an Ar + 50% CO_2 gas mixture and an anode wire high voltage of 3 kV. The level of limit streamer mode pulses was ~ 5%, and the width of their charge distribution was limited by the overflow of the ADC channels. The proportional mode signals were separated quite well, and their average charge was $Q_{\text{tot}} = (0.7 \div 0.8)$ pC.

Strips were oriented along the direction of anode wires, and so the registration precision of the drift tube could be measured. Figure 6 shows the coordinate registration precision versus the measured charge. The investigation was performed for the charge distribution of Fig.5. As seen from the Figure, the precision is equal to $60 \div 70$ microns for charge amplitude 1 pC (1250 arbitrary units which correspond to ADC channel units). The level of noise in the electronic channels estimated as r.m.s. of the channel pedestals was $10 \div 12$ of the AC channels. The estimation of a possible registration precision by formula (2) gives $50 \div 60$ microns. This result agrees well with the measurement results.

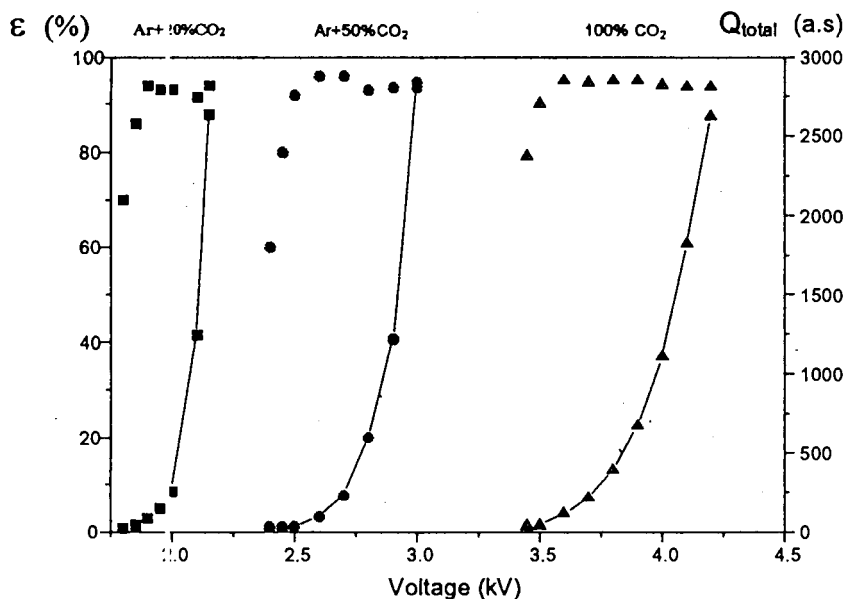


Fig.4. Dependence of particle registration efficiency (left scale) and average charge collected by strips (right scale) on anode wire voltage for gas mixture Ar + 20%CO₂, Ar + 50%CO₂ and CO₂ pure

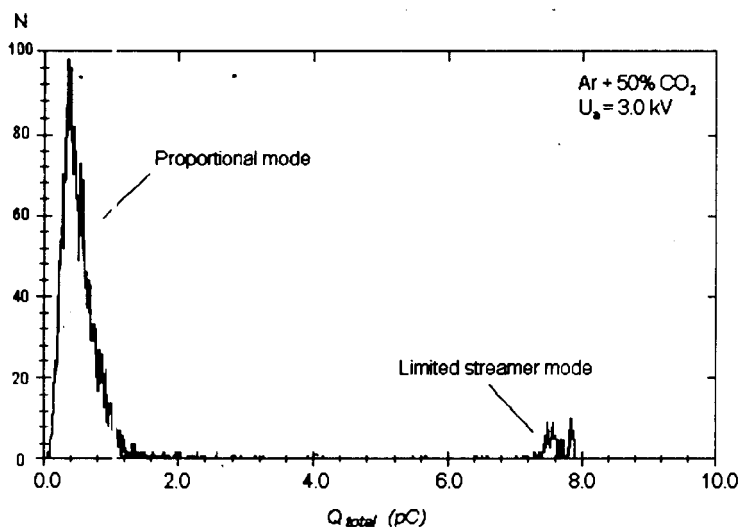


Fig 5. Charge distribution registered by the strip system

The results shown in Fig.6 illustrate the possibilities of the centre of gravity method. The relative error in measuring the total charge was $1 \pm 1.5\%$ for the above case. This circumstance allows one to realize so high a registration precision. However, it is necessary to assure the stability of the detector and electronic parameters at a level of $0.3 \pm 0.5\%$ over all the area of the detector. Of these parameters a mechanical precision of manufacturing detector components, high uniformity of cathode resistivity and calibration precision of electronic channels are the main ones.

The shape of the registered charge distributions depends on the uniformity of the resistive cathode surfaces, and these parameters significantly affect the precision of event coordinate calculation, especially the level of systematic errors of the calculated coordinates. The surface of the resistive cathodes is not flat and has a complex form. Besides, there is no connection between the cathodes of different tubes. All these factors distort the shape of the registered charge distributions. Additional distortions are determined by a limited frequency bandwidth of the amplifiers.

The results of measuring the charge distribution shape for a 10 mm strip pitch are shown in Fig.7. The measurements were made for different wires of the tube. The second tube was used to estimate the effects due to the absence of direct contact between the cathodes of the tubes. Strip 1 was placed under the last wire of the adjacent tube.

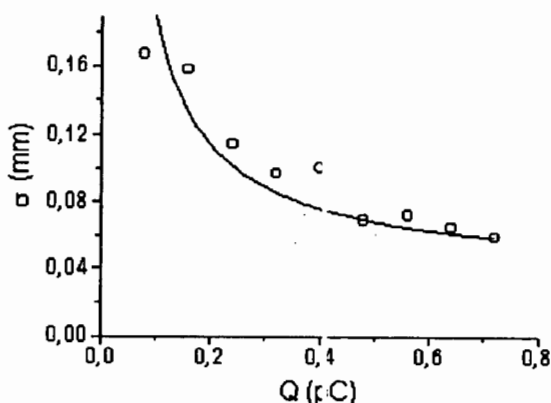


Fig.6. Dependence of PDT registration precision on the value of charge collected by strips

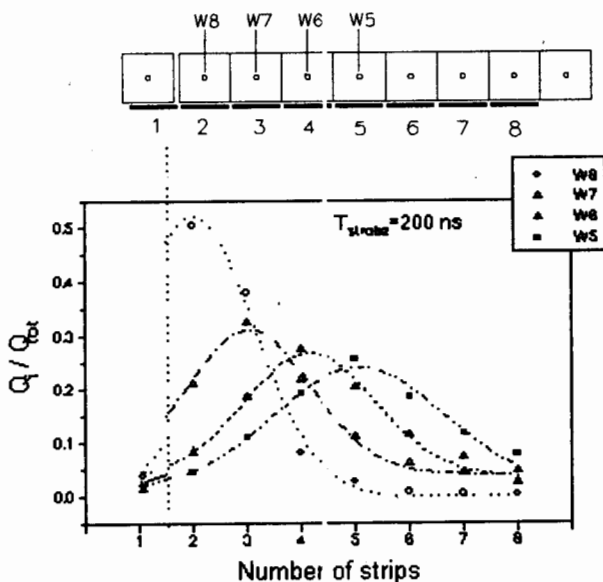


Fig.7. Shape of the registered charge distributions for different PDT wires

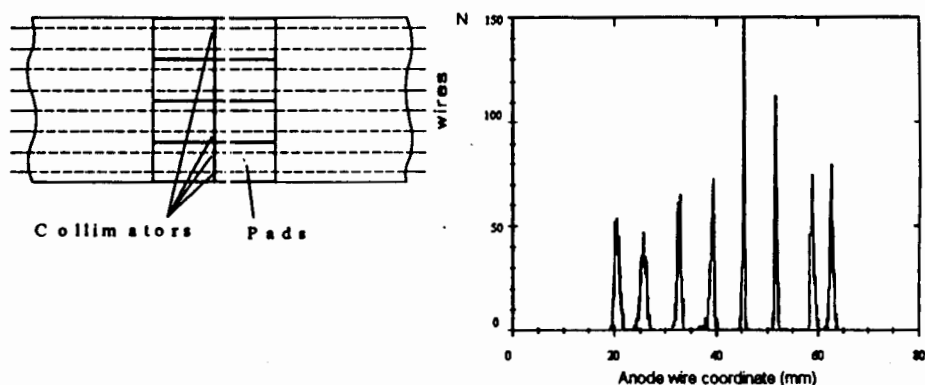


Fig.8. Distributions of the calculated coordinate for different PDT wires

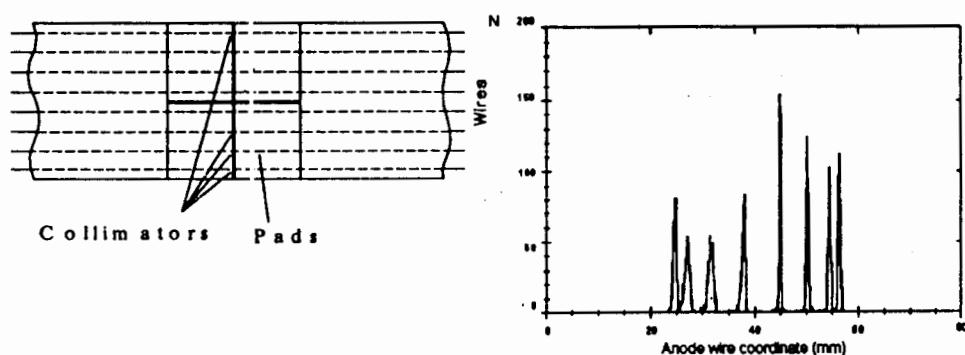


Fig.9. Distributions of the calculated coordinate of different PDT wires for pads $40 \times 40 \text{ mm}^2$ in size

As seen from the Fig 7, four mirror-symmetric distributions are formed on the resistive cathode of the tube. The registered shape of the charge distributions depending on the position of the hit wire relative to the centre of the tube is substantially distorted for the last wires. These distortions are due to the absence of adjacent tube cathodes and lead to systematic errors for the calculated coordinates.

The level of signals registered from strip 1 shows that the induced radiation of electron avalanches makes a small contribution to the amplitude of the registered signals ($\sim 5\%$). The main part is determined by the diffusion of the charge on surface resistance. The influence of frequency bandwidth shows up here; the rise time of an output amplifier signal was $\sim 50 \text{ nsec}$ which was longer than the time of avalanche development.

As was said above, the coordinates normal to the anode wire direction are measured by the number of the hit wire. The coordinate drift time is not taken into account. The precision of measurement of this coordinate is determined by the distance between the wires equal to 10 mm. However, although requirements for measurement of this coordinate are soft enough, it is necessary to provide a reliable separation and determination of the hit wire number. The results of measurement of different wire positions are given in Figs.8 and 9. These measurements were carried out using the pad system with sizes of 20 mm (Fig.8) and 40 mm (Fig.9) along this coordinate. As one can see from the Figures, the number of wires is determined quite reliably even for a pad size of 40 mm.

Conclusion

The following conclusions can be drawn from the investigations of proportional mode signals in the PDT described above:

- it is possible to realize a noise-to-signal ratio of $1 \pm 2\%$ for the proportional mode in the PDTs. This allows one to obtain a track registration precision of $\sigma < 1$ mm for the coordinate along the direction of anode wires, to determine reliably the number of a hit wire for another one. This precision can be obtained for pad sizes of 40×40 mm²;
- a two-component gas mixture (Ar + 50%CO₂) can be used for filling PDT. This gas mixture makes it possible to obtain the efficiency plateau width from 2.6 kV up to 2.9 kV at a level of limit streamer pulses no more than 5%;
- the shape of the registered charge distributions depends on the hit wire position and affects the value of the calculated coordinate systematic error;
- the method of wire position measurement can be used to correct systematic errors for the calculated coordinates and to calibrate the electronic readout channels;
- the absence of direct contacts between the cathodes of individual tubes leads to sufficient deformations of the registered charge distributions. However, this effect allows one to separate coordinate systems for different tubes and to simplify the manufacture and mounting of detectors with PDT.

References

1. Vodopianov A.S., Gorta Yu.N. et al. — JINR Communication R1-90-200, Dubna, 1990 (in Russian).

2. Barabash L.S. — Review, *El. Particles and Nucl.*, 1991, vol.22, part 3, p.718.
3. Jarocci E. — *Nucl. Instr.&Methods*, 1983, vol.217, p.30—42.

УДК 539.1.074.55

SILICON TWO-COORDINATE DETECTOR WITH SEPARABLE PAD-STRIP READOUT

*L.S.Barabash, A.V.Babookh, V.N.Frolov, M.Yu.Kazarinov,
A.A.Popov, V.G.Sandukovsky, V.V.Tchalyshev*
Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

A.Wang
University of Maryland College Park MD, USA

The characteristics of resistive layer Si microstrip detector with two versions of the readout system are presented. One version used the usual single coordinate strip system of 1 mm pitch. The second version used a two coordinate pad-strip system of 3.6 mm pitch («chess board»). The registration precision of the detector was studied with a UV laser. The two-dimensional imaging ability of the detector with α -particles and with an ^{241}Am γ -source is shown.

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

Кремниевый двухкоординатный детектор с внешней пэд-стриповой системой считывания

Л.С.Барабаш и др.

Приводятся характеристики Si микрострипового детектора с резистивным слоем. Для испытаний детектора применялись две различные версии считывающей системы: обычная однокоординатная стриповая система с шагом стрипов 1 мм и двухкоординатная система с электродами (пэдами) размером $3,6 \times 3,6 \text{ мм}^2$, расположенными в шахматном порядке. Точность регистрации координат определялась с использованием ультрафиолетового лазера. Показаны двумерные образы, полученные методом облучения детектора α - и γ -частицами.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

1. Introduction

The creation of semiconductor detectors with two-dimensional imaging has important application for clinical diagnosis in nuclear medicine as well as for experimental nuclear physics. Simulations of the X-ray sensitivity of semiconductor detectors indicate a high efficiency for photon registration in the 25-60 keV range of clinical interest [1]. Using a detector geometry with a sandwich structure of 0.5 mm silicon wafers for an overall sandwich thickness of 4—5 mm can further increase the registration efficiency to near 0.2 for 60 keV photons. A disadvantage of this detector geometry is that the number of

electronic channels rises in proportion to the detector area. The photon registration efficiency can also be increased by the use of high ohmic pure silicon crystals or lithium-doped silicon (Si(Li) crystals) [2]. It is possible in these cases to create silicon detector having an effective thickness of 4—5 mm with a reasonable base voltage and fewer electronic channels.

This article describes the investigation of a silicon detector suggested in [3]. The detector uses a pad-strip system which allows measurements of two-dimensional images with only a moderate number of electronic channels and a relatively simple level of manufacturing technology.

2. Detector Layout

The detector consists of a flat diode manufactured by the surface-barrier technology from silicon with specific resistance equal to $2.5 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ (Fig.1). Rectifying contacts are created by a layer of gold ($50 \text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$), deposited on a surface of *n*-Si crystal. An undepleted layer of silicon is used as the anode and is grounded in one or two points. The detector has dimensions of $10 \times 30 \text{ mm}^2$ and a thickness of 0.2 mm.

The sensitive electrode system was manufactured on printed circuit board and was placed on the anode side of detector, and isolated from the anode by a 30 mm mylar film. Each element of the coordinate system (pads or strips) was connected to the input of a charge sensitive amplifier. The signals from amplifier output went to the ADC (LeCroy 2248A). The conversion gain of the charge sensitive amplifier was 2.5 V/pC . The noise levels of separate electronic channels during the 1 msec ADC strobe pulse were 4—6 keV.

The signals from the output of one of the amplifier channels was used to generate a trigger pulse and the electronic registration threshold was (0.5—0.7) fC.

The amplitude calibration and the estimation of the electronics noise level were normalized by the falling edge of the gamma spectrum from a ^{241}Am gamma source.

Two coordinate system were used for registration of the charge distributions on the resistive layer: a usual one-dimensional strip system with pitch of strips $S = 1 \text{ mm}$; and a two-dimensional pad-strip system (laid out as a chess board) with a distance between the pad centers of $S = 3.6 \text{ mm}$. Pads were joined into strips as shown in Fig.1 and each strip

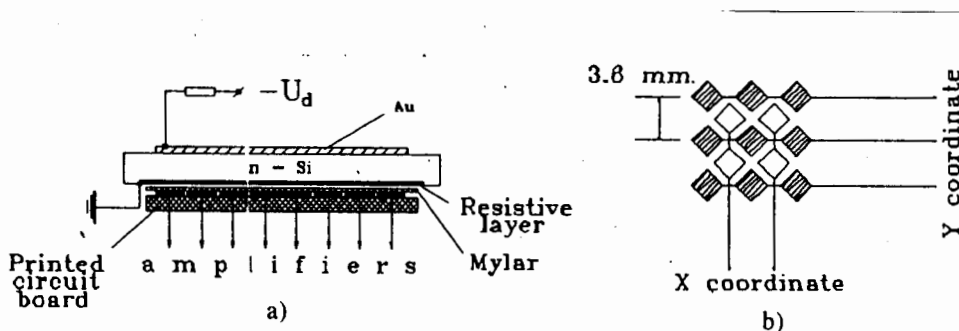


Fig.1. a) The layout of semiconductor detector; b) scheme of the pad-strip readout system

connected to a charge sensitive amplifier input. Event coordinates in the pad-strip system were calculated from the registered charge distribution projected along two orthogonal axes.

Eight electronic channels were used during the investigations. When using the one-dimensional strip system, it was possible to register the event coordinates from a $8 \times 10 \text{ mm}^2$ area. In the two-dimensional version we used 4 channels for registration of each coordinate, the event coordinates were registered from a 120 mm^2 area of the detector.

3. Precision of Event Registration in Detector

The precision of event registration was studied using a UV pulsed nitrogen laser. The laser ray was collimated by a $20 \times 30 \mu\text{m}^2$ collimator and was normal to the surface of the detector. The intensity of the laser ray was changed widely by a set of mylar films. A sliding table shifted the detector relative to the laser ray with a precision of $10 \mu\text{m}$.

The detector was not completely shielded from inductances created by the power laser high voltage generator. Consequently, the level of noise entering the electronic channels was greater by a factor of 3, than the noise level in the measurements with the radioactive sources.

The measured registration precision σ of the collimated UV laser beam position is shown in Fig.2 for a one-coordinate strip system with pitch of strips equal to 1 mm. The registered charge amplitude Q is presented in arbitrary units. The charge amplitudes corresponding to the falling edge of a ^{241}Am gamma source are shown by arrows and are equal to 500 arbitrary units.

The same measurements for a two coordinate pad-strip system with pitch 3.6 mm are shown in Fig.3. The registration precision was calculated from the coordinates of the charge amplitudes projected along one of the orthogonal axes. Curve 1 shows the dependence of the detector precision on the projected charge amplitude for coordinates calculated by the center of gravity, and curve 2 obtained by fitting the projected charge distributions with a Gaussian function.

Figures 4a and 4b show the results of simulating the expected detector registration precision σ as a function of the strip pitch S . Both σ and S are normalized to the r.m.s. of the charge distributions σ_{cd} . The simulations were

done for different levels of electronic channels noise σ_n . The relative level of noise is shown at the right column of the figure as the ratio

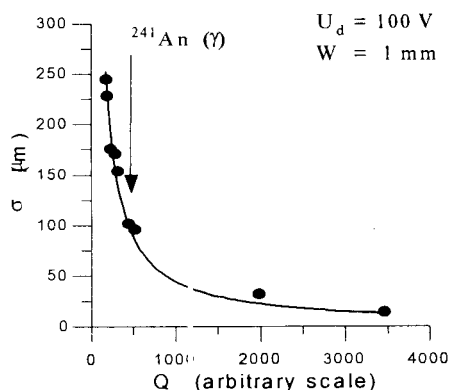


Fig.2. Dependence of the precision of detector on the amplitude of the registered charge for one coordinate readout with pitch of strips $S = 1 \text{ mm}$

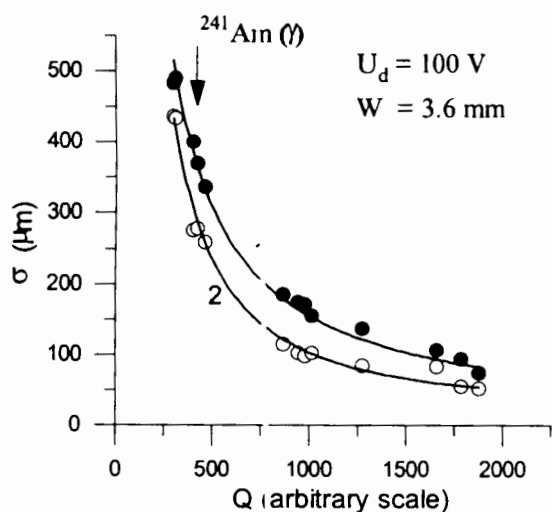


Fig.3. Dependence of the precision of the detector on the amplitude of registered charge for two coordinate pad-strip system with $S = 3.6$ mm. 1 — for coordinates calculated by the center of gravity, 2 — for the use of Gaussian fit

$\sigma_n / Q_{\max}$. For a given value of S , the charge Q registered during a single event was calculated as the integral of the charges deposited in each strip. It was assumed that the shape of charge distributions were Gaussian. The errors of the charge amplitude measurements were normalized to the central strip amplitude $Q_{\max}$.

Figure 4a shows events which hit the center of the strips. As is seen from the figure, the best precision can be realized for S approximately equal to $1.5 \cdot \sigma_{cd}$ and increases with higher noise levels. Figure 4b shows events which occur in the gaps between the strips. For the events hitting between the strips the detector precision σ approaches some limiting value, which occurs when the total charge distribution is registered by two strips only and the ratio $\sigma_n / Q_{\max}$ is minimal.

Figures 4a and 4b demonstrated that there is a systematical change of detector registration precision for any given width of strips S . The precision σ is minimal for between strip events and maximal for central strip events, and the amplitude of the systematical oscillations increases with the increase of strip width.

The error of the total charge measurement can be written by formula:

$$\sigma_Q = a\sigma_n.$$

The coefficient $a = 1/n$, where n is the number of strips used for the calculation of the event coordinate by the center of gravity method, and σ_n is the error determined by the noise of the electronic channels. As the results of the simulation show, the value of coordinates calculated by fit equals 1.5 approximately.

The results of this simulation show that the error in the coordinate calculation depends on the ratio $\sigma_n / Q_{\max}$, so that realization of a low level of electronic channel noise is a very important requirement for this kind of detector. Even the realization of a noise ratio of order 0.1 would allow a factor of 5—10 reduction in the number of electronic channels in the data acquisition system in comparison with a usual strip semiconductor detector operating at the same coordinate resolution.

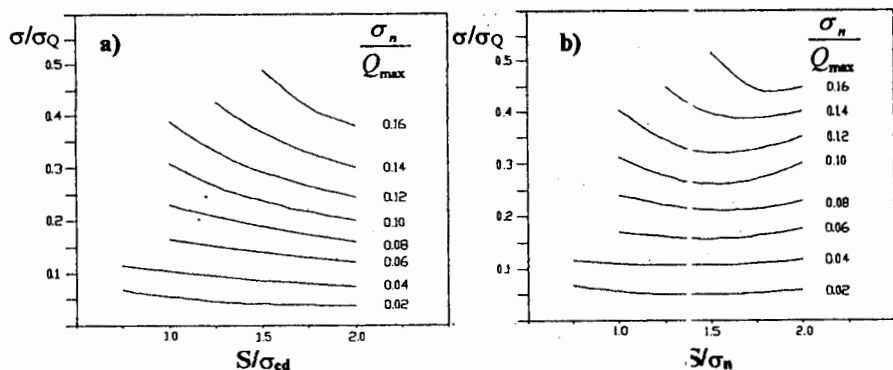


Fig.4. Results of simulation of detector precision for different pitch of strips S and for different level of electronic channel noise, a) for central events, b) for between strip events

4. The Width of the Charge Distributions

The width of the charge distributions, registered by the sensitive electrode system, is determined by product RC_d , where R is the surface resistance of the undepleted silicon layer and C_d is the capacitance per unit of detector area [4].

The measured dependence of the charge distribution width σ upon the detector base voltage U_d is shown at the top of Fig.5. The bottom curve comes from previously measured unpublished data for a detector manufactured from silicon of specific resistivity $13\text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ [3]. As is seen from the figure, both curves have a saturation area. It means, that both the resistance and the thickness of the undepleted silicon layer become independent of the base voltage after the saturation point and are constant. This region corresponds to the deep depleted detector. Calculation of the undepleted silicon thickness for an assumed Gaussian charge distribution gives a value equal to $(6\text{--}10)\text{ }\mu\text{m}$ for both types of silicon. Naturally, the specific capacitance of the detector does not change under this condition.

Thus, both the lower bound on the range of σ_{cd} and the registration precision σ of this kind of detector are constrained by the undepleted zone, and further increase of the precision should be obtained with high ohmic silicon.

As can be seen from Fig.5, the limiting width of the charge distribution for $13\text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ silicon is 0.3 mm and 0.66 mm for $2.5\text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ silicon.

An additional criterion for rejection of noise pulses is the requirement that the charge distribution must be registered in a cluster of adjacent strips. Further analysis of the shape of the registered charge distributions provided a very strong and effective method for rejection of noise pulses.

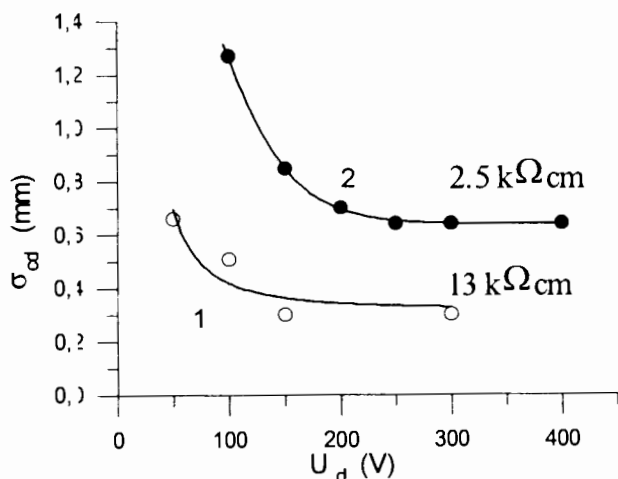


Fig.5. Dependences of the charge distribution width (r.m.s.) shaped on the resistive layer from the base voltage of detector for different specific resistances of silicon

V. Imaging Ability of Detector

The imaging ability of the detector was checked with phantoms placed on the detector surface. Two-coordinate pad-strip system of sensitive electrodes with 3.6 mm pitch was used for registration of the images.

Figure 6 shows the measurement of the position of a straight piece of Cu wire with diameter of 0.5 mm oriented along one coordinate of the detector. The detector was irradiated by a collimated α -particle beam from a ^{239}Pu radioactive source, with all measurements performed in air to maximize the energy loss. In order to study the dependence of the imaging quality on the total charge amplitude of the registered distributions, the energy of α -particles was varied by changing the distance from detector to radioactive source. Figure 6a shows the spectra of α -particles detected at different distances. The size of the collimator hole was adjusted for different spectra so that the coordinate error from the ultimate size of the beam would not exceed 30–50 μm .

The cross sections of the phantom images along the coordinate orthogonal to the wire is shown in Fig.6 (b,c,d,e). Event coordinates were calculated for charge amplitude intervals corresponding to spectra 1,2,3 and 4 of Fig.6a, respectively. It is obvious that the phantom is recognized quite well even for spectrum 1. The precision of detector was better than for the laser investigation (see Figure 3). It can be explained by the lower level of noise, which was less by factor 3, as noted above.

Figure 7 shows the results of measurement of position of a phantom obtained in the beam from ^{241}Am gamma source. A piece of solder with diameter of 1 mm oriented along

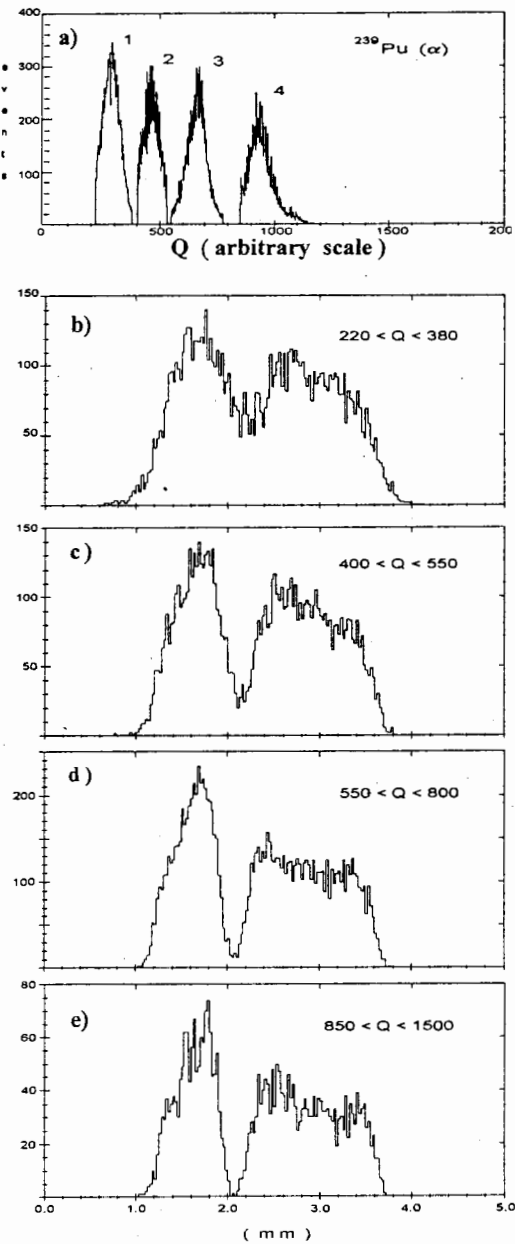


Fig.6. a) The amplitude spectra of α -particles for different distances between the detector and the ratio active source. b), c), d), e) The cross-sections of phantom images for different amplitude spectra

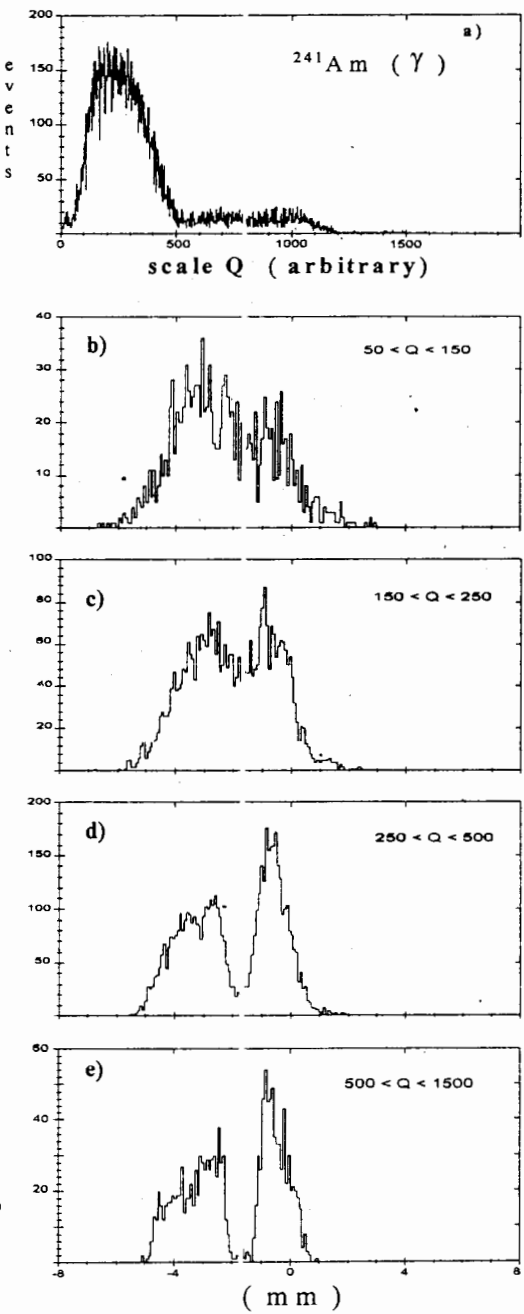


Fig.7. a) The amplitude spectrum obtained with the ^{241}Am gamma source. b), c), d), e) The cross sections of the phantom image for different intervals of amplitude spectrum

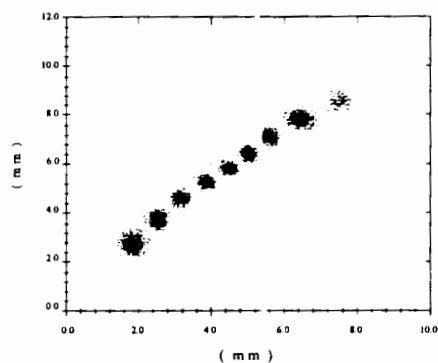


Fig.8. Calibration plot obtained by the use of the collimated UV laser beam for pad-strip readout system with $S = 3.6$ mm

one of the coordinates was used as the phantom. The spectrum of registered charge distributions is shown in Fig.7a. The tail of the spectrum is determined by the alpha particles which passed through the shielding film of the source. The cross sections of the phantom are shown on Figs.7 (b,c,d,e), which were obtained for different intervals of amplitude of charge. As is seen from the Figure, the energy resolution is not sufficient for separation of 59.6 keV line, but it is enough for obtaining coordinate resolutions of the order of (100—150) μm .

The calibration plot obtained in the UV laser beam for the signal amplitudes corresponding to spectrum 3 of Fig.6a is shown in Fig.8. The distance between different positions of the beam is equal to 1 mm. The value of the systematical error in the calculated coordinates for the central range of detector was 0.93 along both coordinates and was taken into account for both projections of the event coordinates. The origin of this systematical error arises from the limitation of having only four electronic channels available for calculation of each coordinate.

Figure 9 illustrates the imaging ability of the detector with a complex phantom. The external phantom was a 2 mm open circle made of 0.32 mm diameter Cu wire. A flat tin drop with diameter of 0.5 mm was used as the internal phantom. The third phantom placed

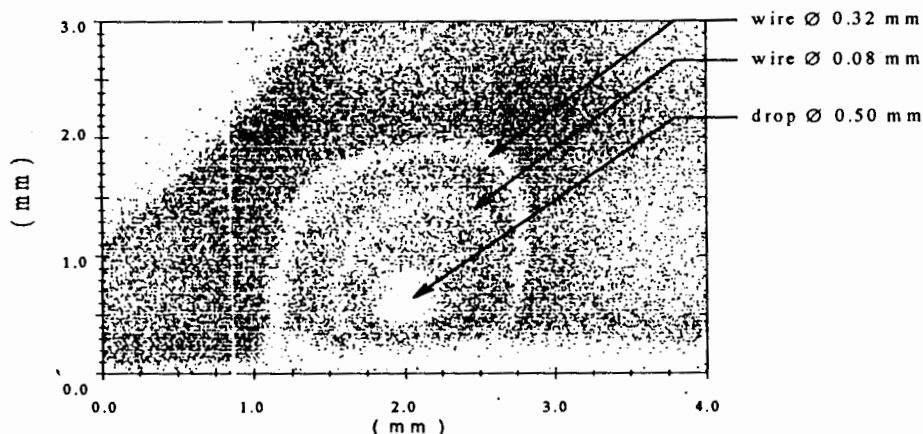


Fig.9. Images of different phantoms obtained by the use of the α -particle beam and pad-readout system with $S = 3.6$ mm

between the external and internal phantoms was a 1.8 mm open circle produced of 80 microm diameter Cu-Be wire.

The phantom images were obtained in a beam of α -particles with energy corresponding to spectra 4 of Fig.6a. The image was cut off at the bottom by the condition of the trigger. Measurements were done for the base voltage of detector $U_d = 100$ V. As can be seen from the picture, the precision of the detector is less than 50 μm in spite of the quite large pitch between the centers of the sensitive electrodes (3.6 mm). The width of registered charge distribution (σ_{cd}) equals 1.3 mm for this base voltage and the ratio S/σ_{cd} is 2.76. This ratio and the required number of electronic channels used for registration of the charge distribution information determine the origin of the systematical errors of the calculated coordinates which deform the imaging of phantoms.

Conclusion

In conclusion we would like to mark some advantages of the semiconductor detector scheme described here.

It allows the realization of two-coordinate readout from detectors of simpler technology in manufacture than the usual two-side strip detector technology.

Both the simulation results and the laboratory investigation of this kind of detector show that it is possible to obtain good coordinate resolution even with quite large distances between the readout electrodes.

Analysis of the shape of the resitered charge distributions provides highly effective rejection of the noise pulses.

Suggested pad-strip system allows a significant reduction in the number of electronic channels in comparison with the usual pad readout systems.

The detector scheme suggested here is applicable to the production of large area semiconductor detectors. The possible area of the detectors is limited only by the size of the silicon wafers.

Acknowledgement

We would like to thank A.F.Novgorodov for the preparation of the radioactive sources used for investigation and useful discussions of obtained results.

One of the authors would like to acknowledge support from the Texas National Research Laboratory Comission while at the University of Maryland.

References

1. Bencivelli W., Bertolucci E., Bottigli U. et al. — Nucl. Instr.&Meth., 1991, A-305, p.574.
2. Biebl U., Parak F. — Nucl. Instr.&Meth., 1973, v.112, p.455.

3. Barabash L.S., Tchalyshov V.V. — Semiconductor Position Sensitive Detector, 1985, N1181405 USSR; Discoveries and Inventions, 1990, v.24, p.273, (in Russian).
4. Barabash L.S., Belcarz E., Gurov Yu.B. et al. — Nucl. Instr.&Meth., 1990, A-288, p.375.
5. Barabash L.S., Metaross L., Tchalyshov V.V. — JINR Communications, R13-86-563, Dubna, 1986 (in Russian).

УДК 539.173

INVESTIGATION OF THE FUSION-FISSION REACTION $^{208}\text{Pb} + ^{16}\text{O}$ AT SUBBARRIER ENERGIES

*Yu.Ts.Oganessian, M.G.Itkis, E.M.Kozulin, B.I.Pustynnik,
S.P.Tretyakova, L.Calabretta¹, T.Guzel²*

A fission cross section of a ^{224}Th compound nucleus has been measured in the reaction $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ in four energy points in the interval of 5—15 MeV below the fusion barrier, which made it possible to measure cross sections by 8 orders of magnitude lower than the geometrical cross section of heavy ion interaction with nuclei. It is evident that for ion energies of $^{16}\text{O} \leq 72$ MeV the behaviour of the fission cross section deviates from the exponential drop, which testifies to the fact that structural effects have influence on the fusion cross section in the deep subbarrier case of the interaction of two spherical nuclei. The analysis performed made it possible to describe the fusion cross sections down to the lowest energies and to make certain statements on the necessity to consider in the calculation of the fusion cross sections the lowest vibration states of coupled nuclei. The sensitivity of the method enables one to go down in the cross section by four orders of magnitude to 10^{-36} cm^2 which is by 12 orders of magnitude less than the geometric cross section of the nuclei interaction. The interest to further investigations in this energy region is explained by a possibility of obtaining additional information on the compound states responsible for the cluster decay of nuclei.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR in collaboration with the INFN (Catania, Italy) and Istanbul University (Istanbul, Turkey).

Исследование реакции слияния-деления $^{208}\text{Pb} + ^{16}\text{O}$ при подбарьерных энергиях

Ю.Ц.Оганесян и др.

Измерено сечение деления составного ядра ^{244}Th в реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ в четырех точках по энергии в интервале от 5 до 15 МэВ ниже барьера слияния ядер, что позволило опуститься на 8 порядков вниз от геометрического сечения взаимодействия тяжелых ионов с ядрами. Видно, что для энергий $^{16}\text{O} \leq 72$ МэВ ход сечения деления отклоняется от экспоненциальной зависимости, что свидетельствует о влиянии структурных эффектов на сечение слияния в глубокоподбарьерном случае взаимодействия двух сферических ядер. Проведенный анализ позволил описать сечения слияния вплоть до самых низких энергий и сделать определенные утверждения о необходимости включения в расчеты сечений слияния нижайших вибрационных состояний ядер партнеров. Чувствительность

¹Laboratorio Nazionale del Sud, Catania, Italy

²Istanbul University, Istanbul, Turkey

методики позволяет опуститься еще на четыре порядка по сечению вплоть до 10^{-36} см², что на 12 порядков меньше геометрического сечения взаимодействия ядер. Интерес к дальнейшим исследованиям в этой области энергий определяется возможностью получения добавочной информации о компаунд-состояниях ответственных за кластерный распад ядер.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ в коллаборации с Национальным институтом ядерной физики (Катания, Италия) и Стамбульским университетом (Стамбул, Турция).

Introduction

A great number of experimental data obtained in recent years on subbarrier fusion cross sections of heavy ions with nuclei in a wide range of A and Z compound nuclei has stimulated an extensive discussion on the mechanism of subbarrier reactions enhancement, on quantum effects and correlation between the dynamics of the process and nuclear structure of interacting nuclei. For the explanation of a substantial enhancement of the subbarrier reaction cross sections different models have been developed and widely used which take into consideration not only static deformation of nuclei, but also a possibility of weak fluctuation of nuclear surface in the interaction process, the possibility of vibrational states excitation and, finally, the influence of nucleon transfer channels on the fusion probability.

However, in our opinion, in a number of cases the existing experimental material is not sufficient for a more in-depth analysis of the possibility of different models' employment, especially in the case of spherical nuclei interaction, where the main enhancement effect, connected with the presence of static nuclei deformation, is absent. For example, there are many works, devoted to the study of subbarrier fusion in the reaction $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, however in all these investigations fusion-fission cross sections are obtained within a wide high-energy range, while in the subbarrier region there are only several points obtained at energies which are below the barrier by 1—8 MeV.

In the present work a fission cross section of a ^{224}Th compound nucleus has been measured in the reaction $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ in four energy points in the interval of 5—15 MeV below the fusion barrier, which made it possible to measure cross sections by 8 orders of magnitude lower than the geometrical cross section of heavy ion interaction with nuclei. Our interest in the study of such deep subbarrier interactions is connected not only with a possibility of investigating the fusion mechanism, but also with a possibility of investigating structural effects in different fission modes of compound nuclei, produced in reactions with heavy ions, whereas these investigations have been conducted only in reactions with light charged particles [1].

And finally, the study of deep subbarrier reactions using the nuclei of Pb and Bi is of special interest, since they make a basis for the synthesis of superheavy elements in cold fusion reactions on the one hand, and on the other hand, are daughter nuclei in the case of cluster decay of nuclei from Ra to U. The employed methods allow one to investigate deep subbarrier reactions up to the cross section level of 10^{-36} , which opens up new perspectives for the analysis of the possibility of new elements synthesis as well as for the study of the inverse, with respect to cluster decay, reactions.

Experimental Procedure

Beams of ^{16}O obtained from the tandem accelerator (NFIN, Catania, Italy) were focused onto a ^{208}Pb target located in the center of a diam scattering chamber (Fig.1). Beam intensities were typically of the order of 70 nA. A target of $270\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ of ^{208}Pb (99.1% enrichment) was evaporated onto $\sim 30\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ carbon backing. The target was oriented with a carbon side facing the beam.

In this experiment the fusion-fission cross section for $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ was measured for energies $E_{\text{lab}} = 78, 75, 73$ and 68 MeV , which corresponded a range from 5 to 15 MeV below the Coulomb barrier. Single fission fragments were detected in the backward angular range of $90\text{--}164^\circ$ and $198\text{--}270^\circ$ by using mica dielectric detectors with an area of 170 cm^2 .

The mica detectors were located 13 cm away from target onto metallic backing covered with plastic film (Melinex), which detected background fission fragments arising onto mica after interaction of U-Th mica contamination with neutrons during irradiation. For determination of the neutron fluence, arising during each ^{16}O irradiation, the calibrated ^{235}U ($0.5\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$) and ^{238}U ($9.8\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$) sources in contact with plastic dielectric detectors (Melinex) were used. These «sandwiches» were located in the backward angles (90° ; 135° ; 180°) of the scattering chamber. Fissile element contaminations into target and support were determined by neutron radiography.

After each irradiation the ^{208}Pb quantity in the target was controlled by Induced Roentgen Fluorescence method.

The irradiated mica detectors were annealed during 6 hours at 460°C for decreasing the background events which arise in mica when the scattering ^{16}O ions interact with mica atoms and their compound nuclei give registered tracks. For scanning under optical microscope mica and plastic detectors were etched in 40% HF and 20% NaOH at 60°C , respectively.

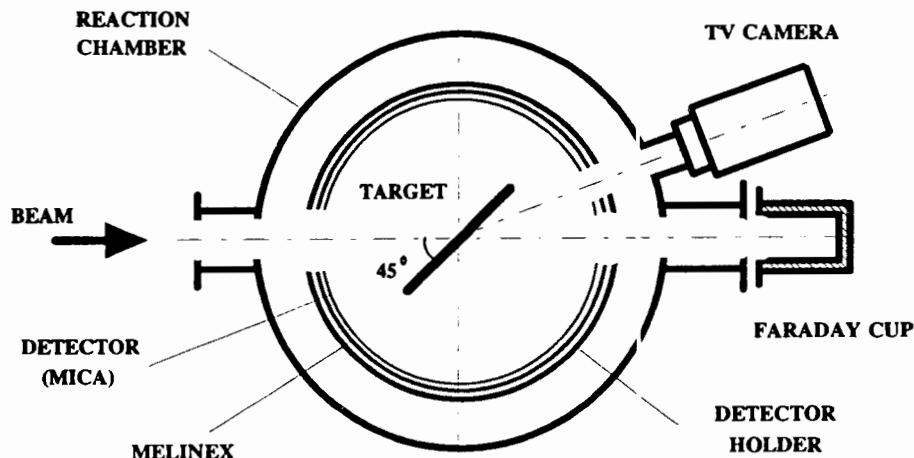


Fig.1. Scheme of the reaction chamber used in the fission cross-section measurements of ^{224}Th isotope obtained by the $^{208}\text{Pb} + ^{16}\text{O}$ reaction

Results

The energies and fluences of accelerated ^{16}O beams, used for this experiment, the loss energy interval for passing through the target of ^{16}O beam, the obtained cross sections of the ^{224}Th fission are presented in Table 1.

During irradiation with 73 MeV energy, when a 150 nA beam was used, the ^{208}Pb target lost 40% of initial matter.

Background from fissile element contamination in the target, backing and mica was less than 10^{-3} events for the whole detector area. After annealing the background mica tracks have not been observed

Table 1

Energy, MeV	Loss energy interval of ^{16}O for target, MeV	Fluence of ^{16}O , ions/cm ²	Cross-section of ^{224}Th fission, mb
78*	77.8—77.0	$1.4 \cdot 10^{14}$	7.8 ± 0.1
75	74.8—74.2	$1.35 \cdot 10^{15}$	$(3.7 \pm 0.1)10^{-2}$
73	72.8—72.4	$4.1 \cdot 10^{15}$	$(8.5 \pm 0.1)10^{-4}$
68	67.8—67.2	$5.6 \cdot 10^{15}$	$(6 \pm 3)10^{-6}$

*Data was obtained using $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ^{208}Pb evaporated onto a $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ aluminium backing

Analysis

This section we shall tentatively split into two parts. In the first one we shall present in brief the main ratios used at the description of subbarrier fusion cross sections, having skipped for the sake of simplicity the case of static deformation of partner nuclei, and in the second we shall consider the issues related with the description of the nuclei deexcitation process and with the cross sections calculation.

The fusion cross sections and the mean-square angular momentum are equal respectively to

$$\sigma_f = \sum_{l=0}^{l_{cr}} \sigma_l(E),$$

$$\langle l^2 \rangle = \frac{\sum l^2 \sigma_l(E)}{\sum \sigma_l(E)}.$$

The partial wave cross section of fusion can be expressed in the following way

$$\sigma_l = \pi \cdot \kappa^2 \cdot (2l + 1) \cdot T_l.$$

For the one-dimensional fusion barrier within the parabolic approximation for the total potential of interaction, taken as a sudden approximation, the transmission coefficient can be written down as

$$T_l = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi}{\hbar\omega_l} (V_{bl} - E) \right] \right\}^{-1},$$

where

$$\hbar\omega_l = \left| \frac{\hbar^2}{2\mu} \cdot \frac{d^2 V_{bl}}{dr^2} \right|_{r=R_{bl}}^{1/2}.$$

At the calculation of the subbarrier fusion cross sections one can use the Wong [2] approximation as the simplest one, in which it is assumed that $(\hbar\omega)_l = \hbar\omega_0$, $R_{bl} = R_{b0}$

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \frac{\hbar\omega_0 \cdot R_{b0}^2}{2E} \ln \left(1 + \exp \frac{2\pi}{\hbar\omega_0} (E - V_{b0}) \right).$$

At the analysis of the subbarrier fusion cross sections, along with these equations some expressions linked with additional degrees of freedom are also used, in particular: the inclusion of the adiabatic potential, accounting of the vibrational zero-point motion of the surface, coupled-channels approach, etc. In the simplest approximation the accounting of the vibrational zero-point motion of the surface (Z.P.V.) can be described by the following expression

$$\sigma_l(E) = \frac{1}{2\Delta E} \int_{-\Delta E}^{\Delta E} \sigma_l(E - B_{\text{fus}} + \varepsilon) d\varepsilon,$$

where within the Esbensen model [3] the quantity ΔE can be related with the vibrational zero-point motion of the spherical surface with a Gaussian distribution of the interaction radius with a standard deviation

$$\sigma_\lambda = \frac{R}{Z \cdot (\lambda + 3)} \left[(2\lambda + 1) \frac{B(E\lambda)}{B_{\text{sp}}(E\lambda)} \right]^{1/2},$$

where λ is the vibration multipolarity or this quantity can be used as a free parameter. Calculations of the fusion cross sections were tested: (a) within the Wong approximation;

Table 2

σ fusion (Mb)						
$E_{L,S}$ (MeV)	experiment	CCFUS ¹⁾		Wong [*])	Z, P, V [*])	Igo
		uncoupled	coupled			
67.5	$6 \cdot 10^{-6}$ **)	10^{-7}	$1.5 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$1.2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-4}$
72.5	$1.1 \cdot 10^{-3}$ **)	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$
74.5	$4.2 \cdot 10^{-2}$ **)	$3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	—	—	10^{-1}
75.5	$3.0 \cdot 10^{-1}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-1}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-1}$
77.5	8.0 **)	$7.0 \cdot 10^{-1}$	5.7	$1.5 \cdot 10^{-1}$	3	3.6
80	40.0	18	57	5.8	30	43
82	100.0	88	123	58	84	125

1) ^{208}Pb : $\beta_2 = 0.06$, $E_2 = 4.1$; $\beta_3 = 0.1$, $E_3 = 2.6$; ^{16}O : $\beta_2 = 0.4$, $E_2 = 6.9$; $\beta_3 = 0.5$, $E_3 = 6.1$; parameter DV = -10

*) The calculations are made by Shilov V.M. $V_b = 75.4$ MeV, $\Delta E = 3.6$ MeV, $\hbar\omega = 3.95$

**) This work points corrected on the evaporation cross section

(b) within the standard approximation of an inverted parabola with a nuclear potential in the form of Igo with the following parameters: $V_0 = 50$ MeV, $d = 0.7$ fm, $r_0 = 1.23$ fm; (c) by the introduction of parameter ΔE and selection of three parameters conditioned by the best agreement with the experimental data [4]; (d) by the method of coupled channels using a standard software package CCFUS [5]. Table 2 presents our experimental data, data from Ref.[6] and the results of calculating the fusion cross sections under these models.

It is evident that at an ion energy of $^{16}\text{O} \leq 75$ MeV the subbarrier fusion cross sections calculated using the Wong approximation or using the CCFUS software package disregarding the channel coupling are going down much sharper and at an energy of $E^* = 67.8$ MeV are by nearly an order of magnitude lower than the experimental value of fusion cross section whereas the accounting of channel coupling or of zero-point vibrations leads to the increase of the cross section. That is why, from our point of view, further measurements of the fusion-fission cross sections at yet lower energies are of great interest bearing in mind the fact that the sensitivity limit for the solid state detector method is $\sigma \leq 10^{-36}$, cm².

For the analysis of the fission cross sections we have used a statistical model which, for the sake of universality, uses the minimum number of physical assumptions and parameters, which, naturally, makes the model somewhat coarser, but enables to make less

ambiguous conclusions. The most important quantity in the calculations under the statistical model is the nuclear level density. In our calculations we are using the ratios of the Fermi-gas model (without taking into account the effect of collective enhancement) with the phenomenological consideration of shell effects (ΔW_v) in the level density parameter according to Ignatyuk [7].

$$a_v(E^*) = \tilde{a}_v \{1 + [1 - \exp(-0.054E^*)] \Delta W_v(A, Z)/E^*\},$$

where $\tilde{a}_v = (0.11A - 6.3 \cdot 10^{-5} \cdot A^2)$, E^* is the excitation energy of the compound nucleus and $\Delta W_v(A, Z)$ is the nuclear shell mass correction after evaporation of the v -particle (neutron, proton or α -particles). We consider the parameter of level density $\tilde{a}_f$ in the fission channel to be constant, independent of the excitation energy and proportional to the asymptotic value of the level density parameter in the channel of $\tilde{a}_v$ -particle evaporation (an assumption that the shell correction in the saddle point is negligibly small). The fission barriers for nuclei were calculated using the formula

$$B_f(l) = CB_f^{LD}(l) + \Delta W^{exp},$$

where C is a free parameter; $B_f^{LD}(l)$, the fission barrier in the rotating liquid drop model CPS; ΔW^{exp} , a correction to the compound nucleus fission barrier equal to the shell correction of its ground state mass. In the fission barrier we are neglecting the small value of the shell correction in the saddle point.

The calculations of evaporation widths are based on the Weiskopf-Ewing formalism

$$\Gamma_v^l(E) = \frac{(2l+1)(2s_v+1)m_v}{\pi^2 \rho_c(E_c)} \int_0^{E-E_{rot}(l)-E_v} \rho_v(E-E_{rot}(l)-E_v-\epsilon) \epsilon \sigma_v(\epsilon) d\epsilon,$$

where S_v , E_v and m_v are the spin, the binding energy and the reduced mass of the v particle; $\sigma_v(\epsilon)$ is the cross section of the inverse reaction of capture of the v particle with energy ϵ calculated according to the optical model using the parameters suggested in Ref.[8]. The fission width is calculated using the classical Bohr and Willer formula

$$\Gamma_f^l(E) = \frac{2l+1}{2\pi \rho_c(E_c)} \int_0^{E-E_{rot}^{sp}(l)-B_f(l)} \rho_f(E-E_{rot}^{sp}(l)-B_f(l)-\epsilon) d\epsilon,$$

where $E_{rot}^{sp}(l)$ is the rotation energy at the saddle point.

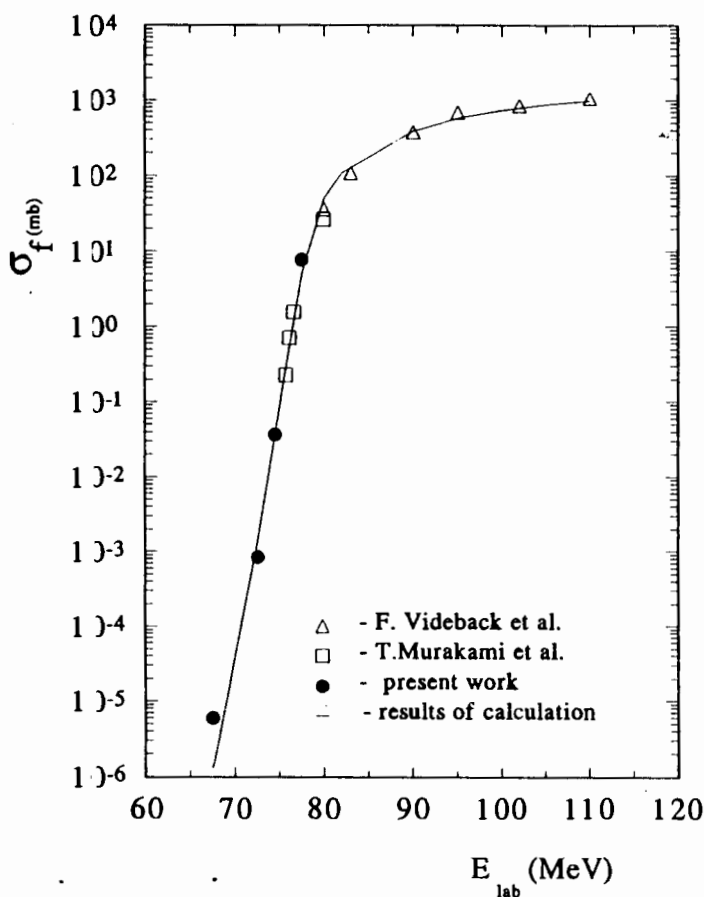


Fig.2. ^{224}Th fission-fission excitation function: points — experimental data, solid line — results of calculation

Within such an approach the main parameters of the statistical calculations are the ratio of asymptotic values of the level density in the fission and evaporation channels $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ and a free parameter in the formula for the fission barrier, i.e., coefficient C .

The problem of choosing the $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ value was considered in a number of papers at the analysis of the deexcitation process in preactinide compound nuclei (for example, review [9]). In different models its value varies from 0.95 to 1.1, and all the papers note a weak dependence of $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ on the mass number. It should be noted also that within such an approach there was obtained earlier a good description of evaporation reaction cross sections and of fissilities for a wide range of compound nuclei from Bi to U using a fixed value of the parameter $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1.0$. The parameter C for this compound nucleus ^{224}Th is equal to $C = 0.7$ and $B_f(l=0) = 5.7$ MeV.

Figure 2 presents experimental fission cross sections and results of calculations in coupled-channels approach. It is evident, that there is a satisfactory agreement of the cross sections through the whole of the region, and at energies exceeding 75 MeV the calculated yield of evaporation residues is in good agreement with those measured in Ref.[6]. In an interval of deexcitation energies of 20—30 MeV, the contributions from the two fission chances into the total cross section are approximately equal, which has to be taken into account at the analysis of different characteristics of the fission process.

Conclusion

There have been measured fission cross sections of ^{224}Th compound nuclei in the reaction $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ deep in the subbarrier energy region. It is evident that for ion energies of $^{16}\text{O} \leq 72$ MeV the behaviour of the fission cross section deviates from the exponential drop, which testifies to the fact that structural effects have influence on the fusion cross section in the deep subbarrier case of the interaction of two spherical nuclei. The analysis performed made it possible to describe the fusion cross sections down to the lowest energies and to make certain statements on the necessity to consider in the calculation of the fusion cross sections the lowest vibration states of coupled nuclei. The sensitivity of the method enables one to go down in the cross section by two orders of magnitude to 10^{-36} cm² which is by 12 orders of magnitude less than the geometric cross section of the nuclei interaction. The interest to further investigations in this energy region is explained by a possibility of obtaining additional information on the compound-states responsible for the cluster decay of nuclei.

The authors express their gratitude to N.A.Kondratyev, V.S.Salamatin, and V.A.Ponomarenko for their assistance in conducting the experiments, to V.M.Shilov for useful discussion and E.L.Zhuravleva for her help in the measurements of the target matter quantity.

References

1. Itkis M.G. et al. — In: Proc. 15 Nucl. Phys. Divisional Conf. (LEND-95), St.Petersburg (Russia), April 18-22, 1995, ed. by Yu.Oganessian, W. von Oertzen, R.Kalpakchieva. World Scientific. Singapore, p.177, 1995.
2. Wong C.Y. — Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.766.
3. Esbensen H. — Nucl.Phys., 1981, A352, p.147.
4. Shilov V.M. — In: Proc 15 Nucl. Phys. Divisional Conf. (LEND-95), St.Petersburg (Russia), April 18-22, 1995, ed. by Yu.Oganessian, W. von Oertzen, R.Kalpakchieva. World Scientific. Singapore, p.460, 1995.

5. Dasso C.H., Landowne S. — *Comput.Phys.Commun.*, 1987, 46, p.187.
6. Morton et al. — *Phys.Rev.*, 1995, C52, p.243.
7. Ignatyuk A.V., Smirenkin G.N., Tischin A.S. — *Yadernaya Fizika*, 1975, 21, p.485.
8. Perey C.M., Perey F.G. — *Atomic Data and Nucl. Data Tables*, 1976, vol.17, p.2.
9. Andreyev A.N. et al. — In: *JINR Rapid Commun.*, 1995, No.4[72]-95, p.43.

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ К СБОРНИКАМ «КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ», №№1[69]-6[74], 1995

№ 1[69]

Ю.П.Гангрский и др. Измерение зарядовых радиусов ядер Ti методом лазерной резонансной флуоресценции	5
А.В.Белозеров и др. Спектроскопия ^{13}Be /На английском/	11
А.А.Шаненко, Е.П.Юкалова, В.И.Юкалов Концентрации адронов и кварк-глюонной плазмы в смешанной фазе /На английском/	19
Г.С.Аверичев и др. Односпиновая пионная асимметрия в реакции $d\uparrow + A \rightarrow \pi^{\pm}(90^{\circ}) + X$	27
Г.С.Аверичев и др. Рождение кумулятивных пионов и протонов в p - D взаимодействиях при 4,45 и 8,9 ГэВ/с /На английском/	37
С.В.Афанасьев и др. Исследование зарядово-обменных реакций на водородной мишени /проект/ /На английском/	47
Л.Золин, А.Литвиненко, П.Рукояткин Изучение тензорной анализирующей способности реакций рождения кумулятивных частиц на пучке поляризованных дейтронов синхрофазотрона в Дубне /На английском/	53
Б.А.Шахбазян и др. Доказательство существования возбужденного состояния стабильного легкого дибариона со странностью $S = -2$ /На английском/	61

№ 2[70]

В.В.Кореньков и др. О развитии информационно-вычислительной инфраструктуры ОИЯИ	5
А.Н.Антонов и др. Дырочная спектральная функция и связь между функциями перекрытия, натуральными орбиталями и одночастичной матрицей плотности ядер /На английском/	11

И.М.Ситник и др. Измерения спиновой корреляции в $dp \rightarrow pd$ реакции /проект/ /На английском/	19
Е.А.Строковский Что следует измерить в реакции инклюзивного развала дейтрона поляризованными протонами /На английском/	29
А.П.Чеплаков и др. Наблюдение коллективных потоков в соударениях тяжелых ионов при 4.2 А ГэВ/с /На английском/	35
Р.Еремеев и др. Моделирование переднего калориметра эксперимента WA-98 по исследованию взаимодействий ядер свинца со свинцом при энергии 160 ГэВ на нуклон /На английском/	45
М.П.Бусса и др. Алгоритм идентификации событий в эксперименте ДИСТО /На английском/	55
И.Р.Бойко и др. Определение пространственного положения сигнальных нитей в дрейфовых трубках с помощью пучка рентгеновских квантов	61
№ 3[71]	
Б.Батюня, А.Зинченко Монте-Карло моделирование кремниевых детекторов для эксперимента АЛИСА на LHC /На английском/	5
Б.Батюня и др. Изучение меченых мультиадронных $\gamma\gamma^*$ -событий при $\langle Q^2 \rangle \cong 90 \text{ ГэВ}^2$ /На английском/	15
В.М.Назаров и др. Эпитепловой нейтронный активационный анализ мхов, лишайников и хвои сосны в мониторинге атмосферных выпадений /На английском/	25
Х.М.Бештоев К теории осцилляции нейтрино /На английском/	35
Е.Б.Бальбуцев, И.В.Молотцова, П.Шук Связанные квадрупольные и монопольные колебания большой амплитуды /На английском/	39

А.П.Нагайцев и др.

Проверка правила сумм Эллиса-Джаффе с использованием параметризации
данных по лептон-протонной асимметрии /На английском/59

№ 4[72]

Е.Л.Братковская, О.В.Теряев, В.Д.Тонеев

Об анизотропии распада дилептонов /На английском/ 5

А.Д.Коваленко и др.

Изогнутый кристалл вольфрама в качестве дефлектора
для пучков частиц высоких энергий /На английском/ 9

В.П.Ладыгин, Н.Б.Ладыгина

Изучение структуры ${}^3\text{He}$ на малых расстояниях
в реакции $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ /На английском/ 19

С.В.Учайкин

Исследование шумовых характеристик транзисторов АП354Г
при низких температурах /На английском/ 25

И.В.Пузынин и др.

Схема уровней энергии $\bar{p}\text{He}^+$ -системы в улучшенном адиабатическом подходе
/На английском/ 31

А.Н.Андреев и др.

Ширины распада высоковозбужденных ядер Ra и возможности их описания
в статистической модели девозбуждения компаунд-ядер 43

Г.Г.Гульбекян и др.

Система аксиальной инъекции циклотрона У-400М
с ЭЦР-источником ионов /На английском/ 63

И.М.Василевский и др.

Проведение парциально-волнового анализа трехпионных систем
итерационным методом 75

№ 5[73]

В.К.Федянин

О подстановке Коула-Хопфа /На английском/ 5

С.И.Федотов, О.И.Картавец, Д.Е.Монахов

Распад антипротонных атомов гелия /На английском/ 13

А.А.Шаненко, В.Д.Тонеев

О новой стратегии поиска кварк-глюонной плазмы
в столкновениях тяжелых ионов /На английском/ 21

Ю.С.Анисимов и др.

Измерение тензорной анализирующей способности реакции фрагментации
тензорно-поляризованных дейтронов с импульсом от 6,2 до 9,0 ГэВ/с
в кумулятивные пионы 31

А.А.Балдин и др.

Измерение асимметрии рождения пионов, каонов и протонов
векторно поляризованными дейтронами на ядрах углерода 41

В.В.Глаголев и др.

Пространственные корреляции и взаимодействие в конечном состоянии
в реакциях дезинтеграции ядра дейтерия и гелия /На английском/ 51

А.Н.Андреев и др.

Статистическая модель и сечения образования испарительных продуктов
в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Cs}$ при энергиях бомбардирующих ионов
 $6,0 + 10,0$ МэВ/нуклон 57

З.В.Крумштейн, А.Б.Садовский, Ю.В.Седых

Исследование угловой зависимости отклика пластиковых детекторов
адронного калориметра ДЕЛФИ /На английском/ 71

А.Г.Лихачев, С.В.Учайкин

Измеритель критического тока в сверхпроводниках 77

№ 6[74]

В.Б.Беляев, А.К.Мотсвилов, В.Зандхас

О возможности реакций синтеза в молекулах воды
/На английском/ 5

Ф.А.Гареев и др.

Анализ спектров пионов реакции перезарядки $\text{Mg}(t, ^3\text{He})$
/На английском/ 9

Б.В.Батюня, Н.В.Славин

Моделирование рождения и детектирования e^+e^- пар в эксперименте ALICE
/На английском/ 13

М.Д.Шафранов

Краевые эффекты в многопроволочных пропорциональных камерах 21

М.В.Алтайский О стандартных и нестандартных приложениях вейлет-анализа /На английском/	35
Г.Аверичев и др. Разработка и исследование системы светосбора сцинтилляционного детектора максимума ливня торцевого электромагнитного калориметра установки STAR на ускорителе RHIC /На английском/	61
В.В.Белага, Г.М.Чернов Изучение многочастичных азимутальных корреляций в соударениях с большой энергией /На английском/	73
Г.М.Чернов Когерентная мультифрагментация релятивистских ядер /На английском/	83
О.А.Займидорога Суперпозиция собственных состояний нейтрино и осцилляции нейтрино /На английском/	91
Г.Аверичев и др. Моделирование и возможные реализации газового детектора максимума ливня торцевого электромагнитного калориметра установки STAR на ускорителе RHIC /На английском/	95
В.Л.Любошиц и др. Определение размеров области испускания пионов в <i>pp</i> -взаимодействиях при $P_n = (5,2 \pm 0,16)$ ГэВ/с с помощью метода интерференционных корреляций тождественных частиц	109
П.И.Зарубин, Н.В.Славин Об определении неупругости ядро-ядерных столкновений в эксперименте CMS /На английском/	115

JINR RAPID COMMUNICATIONS - 1995 CONTENTS

No.1[69]

Yu.P.Gangrsky et al. Measurement of Charge Radii for Ti Nuclei by Laser Resonance Fluorescence Method (In Russian)	5
A.V.Belozyorov et al. Spectroscopy of ^{13}Be	11
A.A.Shanenko, E.P.Yukalova, V.I.Yukalov Concentrations of Hadrons and Quark-Gluon Plasma in Mixed Phase.....	19
G.S.Averichev et al. One-Spin Pion Asymmetry in the $d\uparrow + A \rightarrow \pi^{\pm}(90^{\circ}) + X$ Process (In Russian).....	27
G.S.Averichev et al. Cumulative Pion and Proton Production in p - D Collisions at 4.45 and 8.9 GeV/c.....	37
S.V.Afanasiev et al. Investigation of Charge Exchange Reactions on a Hydrogen Target (Proposal).....	47
L.Zolin, A.Litvinenko, P.Rukoyatkin The Study of the Tensor Analyzing Power in Cumulative Particle Production on a Polarized Deuteron Beam at the Dubna Synchrophasotron.....	53
B.A.Shahbazian et al. An Evidence for the Excited State of the $S = -2$ Stable Light Dibaryon.....	61

No.2[70]

V.V.Korenkov et al. JINR Informational and Computing Framework Development (In Russian).....	5
A.N.Antonov et al. The Hole Spectral Function and the Relationship between Overlap Functions, Natural Orbitals and the One-Body Density Matrix in Nuclei	11
I.M.Sitnik et al. The Measurements of Spin Correlation in the Reaction $dp \rightarrow pd$ (Proposal).....	19

E.A.Strokovsky What Should Be Measured in Deuteron Breakup with Polarized Proton Target	29
A.P.Cheplakov et al. An Evidence for Collective Phenomenon in Heavy Ion Collisions at 4.2 A GeV/c	35
R.Eremeev et al. MC Simulation of Zero Degree Calorimeter for Investigation of Pb-Pb Interaction at 160 GeV/nucleon in WA-98 Experiment	45
M.P.Bussa et al. An Algorithm for Identifying Events in the Experiment DISTO	55
I.R.Boyko et al. Determination of the Spatial Position of the Sensitive Wires in the Drift Tubes with an X-rays Beam (In Russian).....	61

No.3[71]

B.Batyunya, A.Zinchenko Monte Carlo Simulation of Silicon Detectors for the ALICE Experiment at LHC.....	5
B.Batyunya et al. A Study of Single Tagged Multihadronic $\gamma\gamma^*$ Events at an Average Q^2 of 90 GeV ²	15
V.M.Nazarov et al. Epithermal Neutron Activation Analysis of Moss, Lichen and Pine Needles in Atmospheric Deposition Monitoring	25
Kh.M.Beshtoev To the Theory of Neutrino Oscillation	35
E.B.Balbutsev, I.V.Molodtsova, P.Schuck Coupled Quadrupole and Monopole Vibrations of Large Amplitude	39
A.P.Nagaitsev et al. Test of the Ellis-Jaffe Sum Rule Using Parametrization of the Measured Lepton-Proton Asymmetry	59

No.4[72]

E.L.Bratkovskaya, O.V.Teryaev, V.D.Toneev Towards Decay Anisotropy of Dileptons.....	5
A.D.Kovalenko et al. Bent Tungsten Crystal as Deflector for High Energy Particle Beams	9
V.P.Ladygin, N.B.Ladygina Study of the Short-Range ^3He Structure from the $dd \rightarrow ^3\text{He}n$ Reaction.....	19
S.V.Uchaikin Investigation of the Noise Performances of the FET АП354Г at Low Temperature	25
I.V.Puzynin et al. Energy Level Scheme of $\bar{p}\text{He}^+$ System in an Improved Adiabatic Approach	31
A.N.Andreyev et al. Decay Widths of Highly Excited Ra Compound Nuclei and Their Description in Terms of Statistical Model of the Compound Nucleus De-Excitation (In Russian)	43
G.G.Gulbekian et al. Axial Injection System for the U-400M Cyclotron with an ECR Ion Source.....	63
I.M.Vasilevsky et al. On Iteration Method of the Partial Wave Analysis of the 3π -Systems (In Russian)	75

No.5[73]

V.K.Fedyanin On the Cole-Hopf Substitution	5
S.I.Fedotov, O.I.Kartavtsev, D.E.Monakhov On the Decay of Antiprotonic Helium Atoms	13
A.A.Shanenko, V.D.Toneev Towards a New Strategy of Searching for QCD Phase Transition in Heavy Ion Collisions	21
Yu.S.Anisimov et al. Measurement of the Tensor Analyzing Power for the Reaction of Fragmentation of Tensor Polarized Deuterons with Momenta from 6.2 to 9.0 GeV/c into Cumulative Mesons (In Russian)	31

A.A.Baldin et al. Measurement of the Asymmetry of Pions, Kaons and Protons Production by Vector Polarized Deuterons on Carbon Nuclei (In Russian).....	41
V.V.Glagolev et al. Space Correlations and Final State Interaction in the Deuteron and Helium Nuclei Break-Up Reactions.....	51
A.N.Andreyev et al. Statistical Model and Production Cross Sections for Evaporation Residues in the Reaction $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$ at the Ion Bombarding Energies 6.0 + 10.0 MeV/nucleon (In Russian)	57
Z.V.Krumstein, A.B.Sadovsky, Yu.V.Sedykh Investigation of Angular Dependence of the Charge Response of the DELPHI Hadron Calorimeter Plastic Tubes.....	71
A.G.Likhachev, S.V.Uchaikin Critical Current Meter for Superconductors (In Russian)	77

No.6[74]

V.B.Belyaev, A.K.Motovilov, W.Sandhas On the Possibility of Fusion Reactions in Water Molecules	5
F.A.Gareev et al. An Analysis of Pion Spectra of the Charge-Exchange Reaction $\text{Mg}(t, ^3\text{He})$	9
B.V.Batyunya, N.V.Slavin Simulation of e^+e^- Pair Production and Detection in the ALICE Experiment.....	13
M.D.Shafranov Edge Effects in Multiwire Proportional Chambers (In Russian).	21
M.V.Altaisky On Standard and Nonstandard Applications of Wavelet Analysis.	35
G.Averichev et al. Design and Study of Light Readout System for Scintillator Shower Maximum Detector for the Endcap Electromagnetic Calorimeter for the Star Experiment at RHIC.....	61
V.V.Belaga, G.M.Chernov A Study of Multiparticle Azimuthal Correlations in High Energy Interactions	73

G.M.Chernov	
Coherent Multifragmentation of Relativistic Nuclei	83
O.A.Zaimidorga	
Superposition of Neutrino Eigenstates and Neutrino Oscillation.....	91
G.Averichev et al.	
Simulation Results and Suggestions for Possible Design	
of Gaseous Shower Maximum Detector for the Endcap Electromagnetic Calorimeter	
for the STAR Experiment at RHIC.....	95
V.L.Lyuboshitz et al.	
Determination of the Sizes of the Pion Emission Region in np-Interactions	
at $P_n = (5.2 \pm 0.16)$ GeV/c Using the Interference Correlation Method	
for Identical Particles (In Russian).....	109
P.I.Zarubin, N.V.Slavin	
On the Determination of Inelasticity of Nucleus-Nucleus Collisions	
in the CMS Experiment	115

**ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ К СБОРНИКАМ
«КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ» 1[69]—6[74], 1995**

- | | | | |
|------------------|-------------|------------------|------------|
| Аверичев Г.С. | — №1, с.27 | Бойко И.Р. | — №2, с.61 |
| | — №1, с.37 | Болен Х.Г. | — №1, с.11 |
| | — №6, с.61 | Бондарев В.К. | — №1, с.47 |
| | — №6, с.95 | Борзунов Ю.Т. | — №1, с.27 |
| Авраменко С.А. | — №1, с.47 | | — №1, с.37 |
| Агакишиев Г. | — №1, с.27 | | — №1, с.47 |
| | — №1, с.37 | Борисов В.В. | — №5, с.41 |
| Ажгирей Л.С. | — №2, с.19 | Братковская Е.Л. | — №4, с.5 |
| Аксиненко В.Д. | — №1, с.47 | Бусса М.П. | — №2, с.55 |
| Александров Д.В. | — №1, с.11 | Бьярн И. | — №3, с.15 |
| Алтайский М.В. | — №6, с.35 | Вакаи А. | — №5, с.31 |
| Андреев А.Н. | — №4, с.43 | Василевский И.М. | — №4, с.75 |
| | — №5, с.57 | Вертоградов И.С. | — №2, с.61 |
| Анисимов Ю.С. | — №1, с.47 | Весельски М. | — №5, с.57 |
| | — №5, с.31 | Виницкий С. А. | — №4, с.31 |
| Антонов А.Н. | — №2, с.11 | Винцоур И. | — №1, с.11 |
| Аракелян С.Г. | — №6, с.109 | Водопьянов А. | — №2, с.45 |
| Асанова М.Э. | — №1, с.27 | Волоховская Т.А. | — №1, с.61 |
| | — №1, с.37 | Гайдаров М.К. | — №2, с.11 |
| Атанасов И. | — №1, с.47 | Гальперин А.Г. | — №1, с.47 |
| Афанасьев С.В. | — №1, с.47 | Гангрский Ю.П. | — №1, с.5 |
| | — №5, с.31 | Гареев Ф.А. | — №6, с.9 |
| Балдин А.А. | — №5, с.41 | Генчев В. | — №2, с.45 |
| Бальбуцев Е.Б. | — №3, с.39 | Гикал Б.Н. | — №4, с.63 |
| Батюня Б. | — №3, с.5 | Гиорданеску Н. | — №1, с.27 |
| | — №3, с.15 | | — №1, с.37 |
| | — №6, с.13 | Главачова Ю. | — №5, с.51 |
| Бацкович С. | — №2, с.35 | Глаголев В.В. | — №5, с.51 |
| Белага В.В. | — №6, с.73 | Глаголева Н.С. | — №1, с.47 |
| Беликов Ю.А. | — №1, с.47 | Голованов Л.Б. | — №1, с.27 |
| Белозеров А.В. | — №1, с.11 | | — №1, с.37 |
| Беляев В.Б. | — №6, с.5 | | — №1, с.47 |
| Бехтерев В.В. | — №4, с.63 | Голохвастов А.И. | — №1, с.47 |
| Бештоев Х.М. | — №3, с.35 | Голубева Т.А. | — №5, с.41 |
| Богданов Д.Д. | — №4, с.43 | Грассо А. | — №2, с.55 |
| | — №5, с.57 | Гребенюк В.И. | — №2, с.19 |
| Богомолов С.Л. | — №4, с.63 | Гриднев К.А. | — №6, с.9 |
| Бойко В.В. | — №4, с.9 | Гриднев Т.Г. | — №1, с.47 |

- | | | | |
|------------------|-------------|------------------|-------------|
| Гульбекян Г.Г. | — №4, с.63 | Качарава А.К. | — №5, с.51 |
| Гундорина С.Ф. | — №3, с.25 | Кириллов А.Д. | — №2, с.19 |
| Гусейналиев Я.Г. | — №1, с.27 | Кисель И.В. | — №2, с.55 |
| | — №1, с.37 | Коба К. | — №5, с.31 |
| Димитрова С.С. | — №2, с.11 | Коваленко А.Д. | — №4, с.9 |
| Длоугы З. | — №1, с.11 | Козлов С.И. | — №4, с.9 |
| Додонов В.И. | — №2, с.61 | Колесников В.И. | — №1, с.47 |
| Емельяненко В.Н. | — №1, с.61 | | — №5, с.31 |
| Еремеев Р. | — №2, с.45 | Колесов И.В. | — №4, с.63 |
| Еремин А.В. | — №4, с.43 | Кондратьев В.П. | — №1, с.47 |
| | — №5, с.57 | Конотопская Е.В. | — №2, с.55 |
| Ефимов Л.Г. | — №1, с.37 | Кореньков В.В. | — №2, с.5 |
| | — №5, с.41 | Королев В.С. | — №5, с.41 |
| Ефремов А.А. | — №4, с.63 | Краснов В.А. | — №1, с.47 |
| Жеменик В.И. | — №1, с.5 | Краснов Л.В. | — №1, с.47 |
| Журавлев В.В. | — №2, с.61 | Кривохижин В.Г. | — №3, с.59 |
| Займидорога О.А. | — №6, с.91 | Крумштейн З.В. | — №2, с.61 |
| Зандхас В. | — №6, с.5 | | — №5, с.71 |
| Заневский Ю. | — №6, с.95 | Кузнецов А.А. | — №2, с.35 |
| Зарубин П.И. | — №1, с.47 | Кулаков Б.А. | — №1, с.47 |
| | — №6, с.115 | Кутнер В.Б. | — №4, с.63 |
| Зборовски И. | — №1, с.27 | Ладыгин В.П. | — №2, с.19 |
| | — №1, с.37 | | — №4, с.19 |
| Земляной С.Г. | — №1, с.5 | Ладыгина Н.Б. | — №4, с.19 |
| Зимин Н. | — №3, с.15 | | — №5, с.51 |
| Зинченко А. | — №3, с.5 | Лебедев Р.М. | — №5, с.51 |
| Золин Л.С. | — №1, с.53 | Литвиненко А.Г. | — №1, с.47 |
| | — №5, с.31 | | — №1, с.53 |
| Иваненко А.И. | — №4, с.63 | | — №5, с.31 |
| Иванов В.В. | — №2, с.55 | Лихачев А.Г. | — №5, с.77 |
| Иванов И.Ц. | — №1, с.47 | Луке—Петч фон М. | — №1, с.11 |
| Иваньшин Ю.И. | — №4, с.75 | Лукина Н.В. | — №3, с.25 |
| Ивата Т. | — №5, с.31 | Лукстиньш Ю. | — №1, с.47 |
| Игнатенко М.А. | — №2, с.61 | Луханин А.А. | — №2, с.19 |
| Изотов А.А. | — №5, с.31 | Любошиц В.Л. | — №6, с.109 |
| Исупов А.Ю. | — №5, с.31 | Максимов А. | — №2, с.45 |
| Кабаченко А.П. | — №4, с.43 | Малахов А.И. | — №1, с.47 |
| | — №5, с.57 | | — №5, с.31 |
| Кагэя Ц. | — №5, с.31 | Малышев О.Н. | — №4, с.43 |
| Калпакчиева Р. | — №1, с.11 | | — №5, с.57 |
| Капуста Ф. | — №3, с.15 | Мамулашвили А.Г. | — №5, с.51 |
| Картавцев О.И. | — №5, с.13 | Маньяков П.К. | — №1, с.47 |

- | | | | |
|-----------------|------------|--------------------|-------------|
| Маринова К.П. | — №1, с.5 | Островски А.Н. | — №1, с.11 |
| Марков Б.Н. | — №1, с.5 | Охрименко С.В. | — №1, с.47 |
| Мартинска Г. | — №5, с.51 | Панебратцев Ю.А. | — №1, с.27 |
| Мартынов А.С. | — №1, с.61 | | — №1, с.37 |
| Матсуда Т. | — №5, с.31 | | — №6, с.61 |
| Матюшевский Е. | — №6, с.95 | | — №6, с.95 |
| Матюшин А.Т. | — №1, с.47 | Пантуев В.С. | — №5, с.41 |
| Матюшин В.Т. | — №1, с.47 | Пастирчак Б. | — №5, с.51 |
| Мельников В.Н. | — №4, с.63 | Педриза Ч.Ф. | — №2, с.19 |
| Мельникова Л.М. | — №1, с.5 | Пенев В.Н. | — №1, с.47 |
| Мехтиев Р.Р. | — №2, с.35 | | — №6, с.109 |
| Мигулина И.И. | — №1, с.47 | Пенионжкевч Ю.Э. | — №1, с.11 |
| Минаев Ю.И. | — №1, с.27 | Пенця М. | — №1, с.27 |
| | — №1, с.37 | | — №1, с.37 |
| | — №6, с.95 | Перелыгин В.В. | — №5, с.31 |
| Михайлов В.А. | — №4, с.9 | Переседов В.Ф. | — №3, с.25 |
| Михайлов К.В. | — №5, с.41 | Пестова Г.Д. | — №5, с.51 |
| Мицын В.В. | — №2, с.5 | Петров В.А. | — №4, с.75 |
| Миячи Е. | — №5, с.31 | Печенов В.Н. | — №6, с.109 |
| Молодцова И.В. | — №3, с.39 | Пискорж Ш. | — №1, с.11 |
| Монахов Д.Е. | — №5, с.13 | Пискунов Н.И. | — №2, с.19 |
| Мороз Н.С. | — №1, с.27 | Плеханов Е.Г. | — №6, с.109 |
| | — №1, с.37 | Подгорецкий М.И. | — №6, с.109 |
| | — №6, с.61 | Поздняков А.В. | — №6, с.9 |
| Мотовилов А.К. | — №6, с.5 | Поздняков В. | — №3, с.15 |
| Музычка Ю.А. | — №4, с.43 | Позе Р.Г. | — №2, с.5 |
| Нагайцев А.П. | — №3, с.59 | Понтекорво Д.Б. | — №2, с.55 |
| Назаров В.М. | — №3, с.25 | Попеко А.Г. | — №4, с.43 |
| Никифоров А.С. | — №1, с.27 | | — №5, с.57 |
| | — №1, с.37 | Попов М.Ю. | — №2, с.5 |
| | — №1, с.47 | Потребеникова Е.В. | — №1, с.27 |
| | — №5, с.31 | | — №1, с.37 |
| Николенко М.Ю. | — №2, с.61 | | — №6, с.61 |
| Никольски Е.Ю. | — №1, с.11 | | — №6, с.95 |
| Никонов В.В. | — №3, с.25 | Пузынин В.И. | — №4, с.31 |
| Ниорадзе М.С. | — №5, с.51 | Пузынин И.В. | — №4, с.31 |
| Новацкий Б.Г. | — №1, с.11 | Пузынина Т.И. | — №4, с.31 |
| Оганесян Ю.Ц. | — №4, с.43 | Пунжави В. | — №2, с.19 |
| | — №4, с.63 | Пустыльник Б.И. | — №4, с.43 |
| | — №5, с.57 | Разин Д. | — №6, с.95 |
| Окраинец К.Ф. | — №2, с.5 | Разин С.В. | — №1, с.27 |
| Островная Т.М. | — №3, с.25 | | — №1, с.37 |

- | | | | |
|------------------|-------------|------------------|-------------|
| | — №6, с.61 | Тер—Акопьян Г.М. | — №4, с.43 |
| | — №6, с.95 | | — №5, с.57 |
| Ратис Ю.Л. | — №6, с.9 | Теряев О.В. | — №4, с.5 |
| Резников С.Г. | — №1, с.47 | Токарев М.В. | — №1, с.27 |
| | — №5, с.31 | | — №1, с.37 |
| Рекало М.П. | — №2, с.19 | Тонеев В.Д. | — №4, с.5 |
| Рохач И. | — №5, с.57 | | — №5, с.21 |
| Рукояткин П.А. | — №1, с.47 | Трофимов В.В. | — №1, с.37 |
| | — №1, с.53 | Троян А.Ю. | — №6, с.109 |
| Рукояткин П.К. | — №5, с.31 | Троян Ю.А. | — №6, с.109 |
| Савин И.А. | — №3, с.59 | Тяпкин А.А. | — №4, с.75 |
| Сагайдак Р.Н. | — №4, с.43 | Тяпкин И. | — №3, с.15 |
| | — №5, с.57 | Урбан И. | — №5, с.51 |
| Садовский А.Б. | — №5, с.71 | Учайкин С.В. | — №4, с.25 |
| Саитов И.С. | — №1, с.47 | | — №5, с.77 |
| Салихагич Д. | — №2, с.35 | Фава Л. | — №2, с.55 |
| Седых С.А. | — №1, с.47 | Федотов С.И. | — №5, с.13 |
| Седых Ю.В. | — №5, с.71 | Федунов А. | — №2, с.45 |
| Семашко С.В. | — №5, с.41 | Федянин В.К. | — №5, с.5 |
| Семенов А.Ю. | — №1, с.47 | Ферреро Л. | — №2, с.55 |
| | — №5, с.31 | Филиппов С.Н. | — №5, с.41 |
| Семенова И.А. | — №5, с.31 | Фронтасьева М.В. | — №3, с.25 |
| Семченков А.Г. | — №1, с.47 | Фудзиеда М. | — №5, с.31 |
| | — №6, с.9 | Фукуи С. | — №5, с.31 |
| Семярчик Т. | — №5, с.51 | Хайретдинов К.У. | — №5, с.51 |
| Ситник И.М. | — №2, с.19 | Хасегава Т. | — №5, с.31 |
| Славин Н. | — №2, с.45 | Ходжсон П.Е. | — №2, с.11 |
| | — №6, с.13 | Хорикава Н. | — №5, с.31 |
| | — №6, с.115 | Хорозов С.А. | — №1, с.47 |
| Смирнов Г.И. | — №3, с.59 | Цветков И. | — №6, с.61 |
| Смыков Л. | — №6, с.95 | | — №6, с.95 |
| Соловьев М.И. | — №2, с.35 | Цвинев А.П. | — №1, с.27 |
| Соломин А.Н. | — №2, с.35 | | — №1, с.37 |
| Степанов Д.Н. | — №1, с.11 | Цыганов Э.Н. | — №4, с.9 |
| Степанов И.В. | — №1, с.47 | Чепигин В.И. | — №4, с.43 |
| Стоицов М.В. | — №2, с.11 | | — №5, с.57 |
| Строковский Е.А. | — №2, с.29 | Чеплаков А.П. | — №2, с.35 |
| Стэпаняк И. | — №5, с.51 | Черненко С. | — №6, с.95 |
| Сулейманов М.К. | — №1, с.27 | Чернов Г.М. | — №6, с.73 |
| | — №1, с.37 | | — №6, с.83 |
| Тараненко А.В. | — №4, с.43 | Чинаева В.П. | — №3, с.25 |
| Таратин А.М. | — №4, с.9 | Шабратова Г. | — №2, с.45 |

Шабунов А. — №6, с.95
Шандор Л. — №5, с.51
Шаненко А.А. — №1, с.19
— №5, с.21
Шаро Ш. — №5, с.57
Шафранов М.Д. — №6, с.21
Шахалиев Е.И. — №1, с.27
— №1, с.37
Шахбазян Б.А. — №1, с.61
Шевченко И.Е. — №1, с.47
Шелков Г.А. — №2, с.61
Шиманский С.С. — №1, с.27
— №1, с.37
— №5, с.51
Шкловская А.И. — №6, с.109

Шкоро Г.П. — №1, с.27
— №1, с.37
— №6, с.61
— №6, с.95
Шук П. — №3, с.39
Щеглова Л.М. — №2, с.35
Эль—Шазли М.Н. — №4, с.63
Эразмус Б. — №1, с.47
Юкалов В.И. — №1, с.19
Юкалова Е.П. — №1, с.19
Юревич В.И. — №1, с.27
— №1, с.37
— №6, с.61
— №6, с.95

AUTHOR INDEX 1995

- | | | | |
|-----------------|----------------|-------------------|--------------|
| Afanasiev S.V. | -- No.1, p.47 | Boiko V.V. | — No.4, p.9 |
| | -- No.5, p.31 | Bondarev V.K. | — No.1, p.47 |
| Agakishiev G. | -- No.1, p.27 | Borisov V.V. | — No.5, p.41 |
| | -- No.1, p.37 | Borzunov Yu.T. | — No.1, p.27 |
| Aksinenko V.D. | -- No.1, p.47 | | — No.1, p.37 |
| Alexandrov D.V. | -- No.1, p.11 | | — No.1, p.47 |
| Altaisky M.V. | -- No.6, p.35 | Boyko I.R. | — No.2, p.61 |
| Andreyev A.N. | -- No.4, p.43 | Bratkovskaya E.L. | — No.4, p.5 |
| | -- No.5, p.57 | Bussa M.P. | — No.2, p.55 |
| Anisimov Yu.S. | -- No.1, p.47 | Chepigin V.I. | — No.4, p.43 |
| | -- No.5, p.31 | | — No.5, p.57 |
| Antonov A.N. | -- No.2, p.11 | Cheplakov A.P. | — No.2, p.35 |
| Arakelian S.G. | -- No.6, p.109 | Chernenko S. | — No.6, p.95 |
| Asanova M.E. | -- No.1, p.27 | Chernov G.M. | — No.6, p.73 |
| | -- No.1, p.37 | | — No.6, p.83 |
| Atanasov I. | -- No.1, p.47 | Chinaeva V.P. | — No.3, p.25 |
| Averichev G.S. | -- No.1, p.27 | Dimitrova S.S. | — No.2, p.11 |
| | -- No.1, p.37 | Dlouhy Z. | — No.1, p.11 |
| | -- No.6, p.61 | Dodonov V.I. | — No.2, p.61 |
| | -- No.6, p.95 | Efimov L.G. | — No.1, p.37 |
| Avramenko S.A. | -- No.1, p.47 | | — No.5, p.41 |
| Azhgirey L.S. | -- No.2, p.19 | Efremov A.A. | — No.4, p.63 |
| Backovic S. | -- No.2, p.35 | El—Shazly M.N. | — No.4, p.63 |
| Balbutsev E.B. | -- No.3, p.39 | Erazmus B. | — No.1, p.47 |
| Baldin A.A. | -- No.5, p.41 | Eremeev R. | — No.2, p.45 |
| Batyunya B. | -- No.3, p.5 | Fava L. | — No.2, p.55 |
| | -- No.3, p.15 | Fedotov S.I. | — No.5, p.13 |
| | -- No.6, p.13 | Fedunov A. | — No.2, p.45 |
| Bekhterev V.V. | -- No.4, p.63 | Fedyanin V.K. | — No.5, p.5 |
| Belaga V.V. | -- No.6, p.73 | Ferrero L. | — No.2, p.55 |
| Belikov Yu.A. | -- No.1, p.47 | Filippov S.N. | — No.5, p.41 |
| Belozyorov A.V. | -- No.1, p.11 | Frontasyeva M.V. | — No.3, p.25 |
| Belyaev V.B. | -- No.6, p.5 | Fujeda M. | — No.5, p.31 |
| Beshtoev Kh.M. | -- No.3, p.35 | Fukui S. | — No.5, p.31 |
| Bjarne J. | -- No.3, p.15 | Gaidarov M.K. | — No.2, p.11 |
| Bogdanov D.D. | -- No.4, p.43 | Galperin A.G. | — No.1, p.47 |
| | -- No.5, p.57 | Gangrsky Yu.P. | — No.1, p.5 |
| Bogomolov S.L. | -- No.4, p.63 | Gareev F.A. | — No.6, p.9 |
| Bohlen H.—G. | -- No.1, p.11 | Genchev V. | — No.2, p.45 |

- | | | | |
|-------------------|--------------|---------------------|---------------|
| Ghiordanesku N. | — No.1, p.27 | Kolesnikov V.I. | — No.1, p.47 |
| | — No.1, p.37 | | — No.5, p.31 |
| Gikal B.N. | — No.4, p.63 | Kolesov I.V. | — No.4, p.63 |
| Glagolev V.V. | — No.5, p.51 | Kondratiev V.P. | — No.1, p.47 |
| Glagoleva N.S. | — No.1, p.47 | Konotopskaya E.V. | — No.2, p.55 |
| Golokhvastov A.I. | — No.1, p.47 | Korenkov V. | — No.2, p.5 |
| Golovanov L.B. | — No.1, p.27 | Korolev V.S. | — No.5, p.41 |
| | — No.1, p.37 | Kovalenko A.D. | — No.4, p.9 |
| | — No.1, p.47 | Kozlov S.I. | — No.4, p.9 |
| Golubeva T.A. | — No.5, p.41 | Krasnov L.V. | — No.1, p.47 |
| Grasso A. | — No.2, p.55 | Krasnov V.A. | — No.1, p.47 |
| Grebenyuk V.M. | — No.2, p.19 | Krivokhijine V.G. | — No.3, p.59 |
| Gridnev K.A. | — No.6, p.9 | Krumstein Z.V. | — No.2, p.61 |
| Gridnev T.G. | — No.1, p.47 | | — No.5, p.71 |
| Gulbekian G.G. | — No.4, p.63 | Kulakov B.A. | — No.1, p.47 |
| Gundorina S.F. | — No.3, p.25 | Kutner V.B. | — No.4, p.63 |
| Guseinaliev Ja.G. | — No.1, p.27 | Kuznetsov A.A. | — No.2, p.35 |
| | — No.1, p.37 | Ladygin V.P. | — No.2, p.19 |
| Hasegawa T. | — No.5, p.31 | | — No.4, p.19 |
| Hlavacova J. | — No.5, p.51 | Ladygina N.E. | — No.4, p.19 |
| Hodgson P.E. | — No.2, p.11 | | — No.5, p.51 |
| Horikawa N. | — No.5, p.31 | Lebedev R.M. | — No.5, p.51 |
| Ignatenko M.A. | — No.2, p.61 | Likhachev A.G. | — No.5, p.77 |
| Isupov A.Yu. | — No.5, p.31 | Litvinenko A.G. | — No.1, p.47 |
| Ivanenko A.I. | — No.4, p.63 | | — No.1, p.53 |
| Ivanov I.Ts. | — No.1, p.47 | | — No.5, p.31 |
| Ivanov V.V. | — No.2, p.55 | Loukina N.V. | — No.3, p.25 |
| Ivanshin Yu.I. | — No.4, p.75 | Lucke—Petsch von M. | — No.1, p.11 |
| Iwata T. | — No.5, p.31 | Lukhanin A.A. | — No.2, p.19 |
| Izotov A.A. | — No.5, p.31 | Lukstins J. | — No.1, p.47 |
| Kabachenko A.P. | — No.4, p.43 | Lyuboshitz V.L. | — No.6, p.109 |
| | — No.5, p.57 | Malakhov A.I. | — No.1, p.47 |
| Kacharava A.K. | — No.5, p.51 | | — No.5, p.31 |
| Kageya T. | — No.5, p.31 | Malyshev O.N. | — No.4, p.43 |
| Kalpakchieva R. | — No.1, p.11 | | — No.5, p.57 |
| Kapusta F. | — No.3, p.15 | Mamulashvili A.G. | — No.5, p.51 |
| Kartavtsev O.I. | — No.5, p.13 | Manyakov P.K. | — No.1, p.47 |
| Khairtdinov K.U. | — No.5, p.51 | Marinova K.F. | — No.1, p.5 |
| Khorozov S.A. | — No.1, p.47 | Markov B.N. | — No.1, p.5 |
| Kirillov A.D. | — No.2, p.19 | Martinska G. | — No.5, p.51 |
| Kisel I.V. | — No.2, p.55 | Martynov A.S. | — No.1, p.61 |
| Koba K. | — No.5, p.31 | Matsuda T. | — No.5, p.31 |

- Matyushevskiy E. — No.6, p.95
 Matyushin A.T. — No.1, p.47
 Matyushin V.T. — No.1, p.47
 Maximov A. — No.2, p.45
 Mekhdiyev R.R. — No.2, p.35
 Melnikov V.N. — No.4, p.63
 Melnikova L.M. — No.1, p.5
 Migulina I.I. — No.1, p.47
 Mikhailov K.V. — No.5, p.41
 Mikhailov V.A. — No.4, p.9
 Minaev Yu.I. — No.1, p.27
 — No.1, p.37
 — No.6, p.95
 Mitsyn V.V. — No.2, p.5
 Miyachi Y. — No.5, p.31
 Molodtsova I.V. — No.3, p.39
 Monakhov D.E. — No.5, p.13
 Moroz N.S. — No.1, p.27
 — No.1, p.37
 — No.6, p.61
 Motovilov A.K. — No.6, p.5
 Muzychka Yu.A. — No.4, p.43
 Nagaitsev A.P. — No.3, p.59
 Nazarov V.M. — No.3, p.25
 Nikiforov A.S. — No.1, p.27
 — No.1, p.37
 — No.1, p.47
 — No.5, p.31
 Nikolenko M.Yu. — No.2, p.61
 Nikolskii E.Yu. — No.1, p.11
 Nikonov V.V. — No.3, p.25
 Nioradze M.S. — No.5, p.51
 Novatskii B.G. — No.1, p.11
 Ocrainets C.F. — No.2, p.5
 Oganessian Yu.Ts. — No.4, p.43
 — No.4, p.63
 — No.5, p.57
 Okhrimenko O.V. — No.1, p.47
 Ostrovnaya T.M. — No.3, p.25
 Ostrowski A.N. — No.1, p.11
 Panebratsev Yu.A. — No.1, p.27
 — No.1, p.37
 — No.6, p.61
 — No.6, p.95
 Pantuev V.S. — No.5, p.41
 Pastircak B. — No.5, p.51
 Pechenov V.N. — No.6, p.109
 Penev V.N. — No.1, p.47
 — No.6, p.109
 Penionzhkevich Yu.E. — No.1, p.11
 Pentia M. — No.1, p.27
 — No.1, p.37
 Perdrisat C.F. — No.2, p.19
 Perelygin V.V. — No.5, p.31
 Peresedov V.F. — No.3, p.25
 Pestova G.D. — No.5, p.51
 Petrov V.A. — No.4, p.75
 Piskor S. — No.1, p.11
 Piskunov N.M. — No.2, p.19
 Plekhanov E.B. — No.6, p.109
 Podgoretsky M.I. — No.6, p.109
 Pontecorvo G.B. — No.2, p.55
 Popeko A.G. — No.4, p.43
 — No.5, p.57
 Popov M.Yu. — No.2, p.5
 Pose R.H. — No.2, p.5
 Potrebenikova E.V. — No.1, p.27
 — No.1, p.37
 — No.6, p.61
 — No.6, p.95
 Pozdniakov A.V. — No.6, p.9
 Pozdnyakov V. — No.3, p.15
 Punjabi V. — No.2, p.19
 Pustyl'nik B.I. — No.4, p.43
 Puzynin I.V. — No.4, p.31
 Puzynin V.I. — No.4, p.31
 Puzynina T.P. — No.4, p.31
 Ratis Yu.L. — No.6, p.9
 Razin D. — No.6, p.95
 Razin S.V. — No.1, p.27
 — No.1, p.37
 — No.6, p.61
 — No.6, p.95
 Rekalo M.P. — No.2, p.19

- | | | |
|-------------------|---------------|------------------|
| Reznikov S.G. | — No.1, p.47 | — No.1, p.37 |
| | — No.5, p.31 | — No.6, p.61 |
| Rohac J. | — No.5, p.57 | — No.6, p.95 |
| Rukoyatkin P.A. | — No.1, p.47 | Slavin N. |
| | — No.1, p.53 | — No.2, p.45 |
| Rukoyatkin P.K. | — No.5, p.31 | — No.6, p.13 |
| Sadovsky A.B. | — No.5, p.71 | — No.6, p.115 |
| Sagaidak R.N. | — No.4, p.43 | Smirnov G.I. |
| | — No.5, p.57 | Smykov L. |
| Saitov I.S. | — No.1, p.47 | Solomin A.N. |
| Salihagic D. | — No.2, p.35 | Soloviev M.I. |
| Sandhas W. | — No.6, p.5 | Stepaniak J. |
| Sandor L. | — No.5, p.51 | Stepanov D.N. |
| Savin I.A. | — No.3, p.59 | Stepanov I.V. |
| Schuck P. | — No.3, p.39 | Stoitsov M.V. |
| Sedykh S.A. | — No.1, p.47 | Strôkovsky E.A. |
| Sedykh Yu.V. | — No.5, p.71 | Suleimanov M.K. |
| Semashko S.V. | — No.5, p.41 | — No.1, p.27 |
| Semenov A.Yu. | — No.1, p.47 | — No.1, p.37 |
| | — No.5, p.31 | Taranenko A.V. |
| Semenova I.A. | — No.5, p.31 | Taratin A.M. |
| Semitchenkov A.G. | — No.1, p.47 | Ter—Akopian G.M. |
| | — No.6, p.9 | — No.4, p.43 |
| Shabratova G. | — No.2, p.45 | — No.5, p.57 |
| Shabunov A. | — No.6, p.95 | Teryaev O.V. |
| Shafranov M.D. | — No.6, p.21 | Tokarev M.V. |
| Shahaliev E.I. | — No.1, p.27 | — No.1, p.27 |
| | — No.1, p.37 | — No.1, p.37 |
| Shahbazian B.A. | — No.1, p.61 | Toneev V.D. |
| Shanenko A.A. | — No.1, p.19 | — No.4, p.5 |
| | — No.5, p.21 | — No.5, p.21 |
| Sharo S. | — No.5, p.57 | Trofimov V.V. |
| Shcheglova L.M. | — No.2, p.35 | Troyan A.Yu. |
| Shelkov G.A. | — No.2, p.61 | Troyan Yu.A. |
| Shevchenko I.E. | — No.1, p.47 | Tsvetkov I. |
| Shimansky S.S. | — No.1, p.27 | — No.6, p.61 |
| | — No.1, p.37 | — No.6, p.95 |
| | — No.5, p.51 | Tsyganov E.N. |
| Shklovskaya A.I. | — No.6, p.109 | Tyapkin A.A. |
| Siemiarzczuk T. | — No.5, p.51 | — No.4, p.75 |
| Sitnik I.M. | — No.2, p.19 | Tyapkin I. |
| Skoro G.P. | — No.1, p.27 | — No.3, p.15 |
| | | Uchaikin S.V. |
| | | — No.4, p.25 |
| | | — No.5, p.77 |
| | | Urban J. |
| | | — No.5, p.51 |
| | | Vasilevsky I.M. |
| | | — No.4, p.75 |
| | | Vertogradov I.S. |
| | | — No.2, p.61 |
| | | Veselsky M. |
| | | — No.5, p.57 |
| | | Vincour J. |
| | | — No.1, p.11 |
| | | Vinitsky S.I. |
| | | — No.4, p.31 |

Vodopianov A. — No.2, p.45
Volokhovskaya T.A. — No.1, p.61
Wakai A. — No.5, p.31
Yemelyanenko V.N. — No.1, p.61
Yeremin A.V. — No.4, p.43
— No.5, p.57
Yukalov V.I. — No.1, p.19
Yukalova E.P. — No.1, p.19
Yurevich V.I. — No.1, p.27
— No.1, p.37
— No.6, p.61
— No.6, p.95
Zaimidoroga O.A. — No.6, p.91
Zanevskiy Yu. — No.6, p.95

Zarubin P.I. — No.1, p.47
— No.6, p.115
Zborovsky I. — No.1, p.27
— No.1, p.37
Zemlyanoi S.G. — No.1, p.5
Zhmenik V.I. — No.1, p.5
Zhuravlev V.V. — No.2, p.61
Zimin N. — No.3, p.15
Zinchenko A. — No.3, p.5
Zolin L. — No.1, p.53
— No.5, p.31
Zvinev A.P. — No.1, p.27
— No.1, p.37