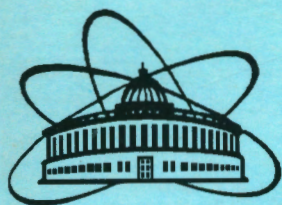


20/11-96

ISSN 0234-5366



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

5[73]-95

- On the Cole—Hopf Substitution ☐
- On the Decay of Antiprotonic Helium Atoms ☐
- Towards a New Strategy of Searching
for QCD Phase Transition
in Heavy Ion Collisions ☐
- Measurement of the Tensor Analysing Power
for the Reaction of Fragmentation
of Tensor Polarized Deuterons with Momenta
from 6.2 to 9.0 GeV/c into Cumulative Mesons ☐
- Measurement of the Asymmetry
of Pions, Kaons and Protons Production
by Vector Polarized Deuterons on Carbon Nuclei ☐
- Space Correlations and Final State
Interaction in the Deuteron
and Helium Nuclei Break-Up Reactions ☐
- 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 ☐
- Investigation of Angular Dependence
of the Charge Response
of the DELPHI Hadron Calorimeter Plastic Tubes ☐
- Critical Current Meter for Superconductors ☐

Издательский отдел ОИЯИ

ДУБНА

JINR Publishing Department

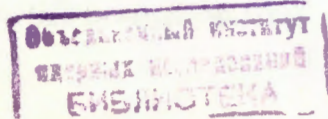
DUBNA

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

5[73]-95

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

Дубна 1995



ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

V.K.Fedyanin On the Cole — Hopf Substitution В.К.Федянин О подстановке Коула — Хопфа	5
S.I.Fedotov, O.I.Kartavtsev, D.E.Monakhov On the Decay of Antiprotonic Helium Atoms С.И.Федотов, О.И.Картавец, Д.Е.Монахов Распад антипротонных атомов гелия	13
A.A.Shanenko, V.D.Toneev Towards a New Strategy of Searching for QCD Phase Transition in Heavy Ion Collisions А.А.Шаненко, В.Д.Тонеев О новой стратегии поиска кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов	21
Yu.S.Anisimov, S.V.Afanasiev, L.S.Zolin, A.Yu.Isupov, V.T.Kolesnikov, A.G.Litvinenko, A.I.Malakhov, A.S.Nikiforov, V.V.Perelygin, S.G.Reznikov, P.K.Rukoyatkin, A.Yu.Semenov, I.A.Semenova, A.Wakai, T.Iwata, T.Kageya, Y.Miyachi, M.Fujieda, S.Fukui, N.Horikawa, K.Koba, T.Matsuda, T.Hasegawa, A.A.Izotov Measurement of the Tensor Analysing Power for the Reaction of Fragmentation of Tensor Polarized Deuterons with Momenta from 6.2 to 9.0 GeV/c into Cumulative Mesons	31
A.A.Baldin, L.G.Efimov, V.S.Pantuev, S.N.Filippov, V.V.Borisov, T.A.Golubeva, V.S.Korolev, K.V.Mikhailov, S.V.Semashko Measurement of the Asymmetry of Pions, Kaons and Protons Production by Vector Polarized Deuterons on Carbon Nuclei	41

V.V.Glagolev, J.Hlaváčová, A.K.Kacharava, K.U.Khairatdinov,
N.B.Ladygina, R.M.Lebedev, A.G.Mamulashvili, G.Martinska,
M.S.Nioradze, B.Pastircák, G.D.Pestova, L.Šándor, S.S.Shimanskiy,
T.Siemiarczuk, J.Stepaniak, J.Urbán

**Space Correlations and Final State Interaction
in the Deuteron and Helium Nuclei Break-Up Reactions**

В.В.Глаголев, Ю.Глава́чова, А.К.Качарава, К.У.Хайретдинов, Н.Б.Ладыгина,
Р.М.Лебедев, А.Г.Мамулашвили, Г.Мартинска, М.С.Ниорадзе, Б.Пастирчак,
Г.Д.Пестова, Л.Шандор, С.С.Шиманский, Т.Семярчик, И.Стэпаняк, И.Урбан

**Пространственные корреляции и взаимодействие в конечном состоянии
в реакциях дезинтеграции ядра дейтерия и гелия51**

A.N.Andreyev, D.D.Bogdanov, M.Veselsky, A.V.Yeremin,
A.P.Kabachenko, O.N.Malyshv, Yu.C.Oganessian, A.G.Popeko,
И.Рохач, Р.Н.Сагайдак, Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепигин, Ш.Шаро
**Статистическая модель и сечения образования испарительных
продуктов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$ при энергиях бомбардирующих
ионов 6,0 + 10,0 МэВ/нуклон**

A.N.Andreyev, D.D.Bogdanov, M.Veselsky, A.V.Yeremin,
A.P.Kabachenko, O.N.Malyshv, Yu.Ts.Oganessian, A.G.Popeko,
J.Rohac, R.N.Sagaidak, G.M.Ter-Akopian, V.I.Chepigin, S.Sharo

**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.....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**

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

**Исследование угловой зависимости отклика
пластиковых детекторов адронного калориметра ДЕЛФИ.....71**

A.G.Likhachev, S.V.Uchaikin
Измеритель критического тока в сверхпроводниках
A.G.Likhachev, S.V.Uchaikin

Critical Current Meter for Superconductors.....77

УДК 538.931

ON THE COLE - HOPF SUBSTITUTION

V.K.Fedyanin

By making use of an arbitrariness in the known Cole-Hopf nonlinear replacement for the Burgers equation, $\phi_t + \phi \cdot \phi_x = \nu \phi_{xx}$, the replacement is generalized in such a way that it makes possible to solve any boundary problems exactly both for $x \geq 0$ and for $0 \leq x \leq l$. Concrete formulae are obtained with a wide choice of $\phi(0,t)$, $\phi_x(0,t)$; $\phi(0,t)$.

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

О подстановке Коула – Хопфа

В.К.Федянин

Используя произвол в известном нелинейном преобразовании Коула – Хопфа для уравнения Бюргерса, $\phi_t + \phi \cdot \phi_x = \nu \phi_{xx}$, удалось обобщить преобразование так, что появилась возможность точно решать любые краевые задачи как для $x \geq 0$, так и для $0 \leq x \leq l$. Получены конкретные формулы при широком выборе $\phi(0,t)$, $\phi_x(0,t)$; $\phi(0,t)$.

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

1. We will proceed from the transport equation in its general form:

$$\frac{\partial \rho(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial q(x,t)}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

where $\rho(x,t)$ is the density per unit length; $q(x,t)$ is the expense of a substance (that depends on a problem under consideration) per unit time; both $\rho(x,t)$ and $q(x,t)$ are assumed to be differentiable functions, though eq.(1) can be generalized to discontinuous functions, as well [1].

Further study of eq. (1) is essentially based on the assumption for $q(x,t)$ being a density functional:

$$q = Q(\rho) \quad (2)$$

that results in the known, generally, nonlinear equation

$$\partial_t \rho + C(\rho) \rho_x = 0, \quad C(\rho) = Q_\rho. \quad (3)$$

That admits general investigation of the behavior of solutions on (x,t) -plane and provides a complete picture of the diagrams of characteristics for nonlinear waves. It can be shown

It is natural to take $q(x,t)$ in the form

$$q(x,t) = Q(p) - Re^{-1}p_x - \delta_{xx} - \dots \quad (4)$$

where added terms of the diffusion-dispersion type will smear out the front of vertical characteristics where the overturning starts and will lead to the equation

$$\partial_t p + C(p)p_x = Re^{-1}p_{xx} + \delta p_{xxx}, \quad (Re, \delta) > 0. \quad (5)$$

(In principle, higher-order derivatives can be taken, however, for our purposes, the expansion (4) suffices.) The coefficient of p_{xx} , $Re^{-1} = \nu/\vartheta L$, is the inverse Reynolds number and the term with it describes the process of dissipation caused by diffusion (ν is the kinematic viscosity; ϑ is the characteristic velocity and L is the characteristic size). The term δp_{xxx} describes dispersion. So, it remains to solve the problem with $Q(p)$. It can be taken, for example, in the most general form

$$Q(p) = \sum_0^n a_k \frac{p^k}{k}. \quad (6)$$

However, since even the case $n=2$ leads to rather a complicated and, generally, unsolvable problem, we take it in the form

$$Q(p) = \sum_0^n a_k \frac{p^k}{k} \quad (7)$$

which gives, for eq.(5),

$$\partial_t p + (\varepsilon p + b)p_x + Re^{-1}p_{xx} + \delta p_{xxx}. \quad (8)$$

The transformation $p' = p + b/\varepsilon$ reduces eq.(8) into the «standard» form [2] (the prime will be omitted):

$$\partial_t p + \varepsilon p p_x + Re^{-1}p_{xx} + \delta p_{xxx}. \quad (9)$$

The nonlinear equation (9) describes both the dissipation and the dispersion. Note that until now, no assumptions were made about the quantities ε , Re^{-1} , δ the amplitude of nonlinearity, viscosity and the dispersion coefficient.

A detailed investigation of the behaviour of nonlinear waves of a small amplitude ε that allows us to start with solving the linear problem and to trace the behavior of nonlinear waves on the interval $t_\varepsilon \sim 1/\varepsilon$ has been carried out in ref. [2]. If in this case we neglect the dissipation, $Re^{-1} \ll \delta$, we arrive at the KdV equation having played a leading part in formulating the inverse-problem method [4]. If the dispersion can be neglected, $Re^{-1} \gg \delta$, we obtain the Burgers equation [5]

$$\partial_t p + \varepsilon p p_x = Re^{-1}p_{xx} \quad (10)$$

that will be further of our detailed investigation.

2. We can apply the scale transformation

$$t = a\tau, \quad x = bz; \quad a = (Re^{-1})^{1/2}\epsilon^{-1}, \quad b = \sqrt{Re^{-1}}$$

to eliminate the parameters ϵ and Re^{-1} from equation (10), as a result of which equation (10) reduces to the equation

$$\partial_\tau \rho + \rho \rho_x = \rho_{xx}, \quad (11)$$

where for convenience of comparing with earlier results [1] we omit the parameter ϵ , i.e., the scale of the amplitude will be $\rho'(x, t)$. Passing from t to τ by the formula $a\tau$, we arrive at the following form of the Burgers equation

$$\partial_\tau \rho + \rho \rho_x = v \rho_{xx}, \quad v = \frac{Re^{-1}}{\epsilon}, \quad a = \frac{1}{\epsilon}. \quad (12)$$

For this equation, Cole [6] and Hopf [7] have independently proposed the nonlinear replacement of variables that reduces (12) to the linear equation of thermal conductivity, namely,

$$\rho = -2v \frac{\partial}{\partial x} [\ln \phi(x, t)]. \quad (13)$$

It is convenient to make this substitution in two steps

$$\rho = \frac{\partial}{\partial x} \psi(x, t). \quad (14)$$

Note that

$$\psi(x, t) = \int_0^x \rho(x, t) + \rho_0(t) \quad (15)$$

obeys equation (14), which was nowhere mentioned. Substitution of (14) into (12) gives

$$\psi_{\tau x} + \psi_x \psi_{xx} - v \psi_{xxx} = 0 \quad (16)$$

or

$$\left(\psi_\tau + \frac{1}{2} \psi_x^2 - v \psi_{xx} \right)_x = 0. \quad (17)$$

The latter equation is integrated trivially and, as a result, we obtain

$$\psi_\tau + \frac{1}{2} \psi_x^2 - v \psi_{xx} = f(\tau), \quad (18)$$

where $f(\tau)$ is a function of τ . Note that in the standard consideration [1,2] it is assumed to be zero. Below, we shall explain for which problems it is possible. Further, putting

$$\psi = -2v \ln \phi, \quad \phi = \exp \left(-\frac{1}{2v} \psi \right), \quad (19)$$

and computing the derivatives in (18), we have

$$\varphi_\tau = v\varphi_{xx} - \frac{1}{2v}f(\tau)\varphi. \quad (20)$$

The nonlinear Burgers equation (12) is reduced to the linear equation of thermal conductivity (diffusion) and there appears an extra term with the function $f(\tau)$ given on the characteristic of an equation of the parabolic type. If we consider this substitution as a method of reduction of the nonlinear equation to the equation of thermal conductivity, then in particular problems [1] at $f(\tau)=0$ we can solve only the initial problem, defining $\rho(x,0)=F(x)$ (a physical quantity is just $\rho(x,t)$ entering into (12)) and using the source function for (20), we can obtain a rather complicated expression for $\rho(x,t)$, which is just made in [1,2].

However, we think that the extra term with $f(\tau)$ in (20) will allow us to solve realistic boundary value problem for (8) and (9). We can, of course, formulate the boundary value problems for (20) at $f(\tau)=0$ of the first kind $\varphi(0,t)=\varphi_0(t)$ and of the second kind $\varphi_x(0,t)=\varphi_q(t)$, and to employ the tested methods [8,9,10]. Since the function $\psi(x,t)$ in (14) and the function $\varphi(x,t)$ in (19) are auxiliary functions, we should start with the conditions on the real density obeying (11), i.e., formulate both the initial and boundary value conditions, defining $\rho(0,t)=\rho_0(t)$, $\rho(x,0)=\rho_0(x)$, $\rho_x(0,t)=\rho_1(t)$ with various combinations of boundary value conditions [8,9] and making there the Cole — Hopf substitution, solve (20) with the functions thus defined rather than with an arbitrary function $f(\tau)$.

This program will be realized below. When (12) and (20) are used in concrete problems, we should take into account that we removed the constant in (8), passing from the density ρ in (1) to $\rho'=\rho+b/\varepsilon$, events evolved in time $\tau=\varepsilon t$, and the diffusion coefficient in (12) was equal to $v=Re^{-1}\varepsilon$. The Reynolds coefficient Re and the amplitude of nonlinearity are both nonzero, but they can, in principle, possess any values.

3. Now we shall take advantage of those possibilities that arise owing to the functional arbitrariness (18) for solving eq.(12) in the region $t \geq 0, 0 \leq x < \infty$. Using (15) we obtain

$$f(\tau) = \lim_{x \rightarrow 0} \left[\psi_\tau(x,t) + \frac{1}{2} \psi_x^2(x,t) - \tau(\psi_{xx})_x \right] = \rho'_0(\tau) + \frac{1}{2} \rho_0^2(\tau) - v\rho_x(\tau), \quad (21)$$

where

$$\rho_0(\tau) = \rho(x=0, \tau), \quad \rho_x(\tau) = \rho_x(0, \tau) \quad (22)$$

are known functions given as boundary conditions of the Burgers equation (12). In addition, to find solutions of eq.(12) in the region $0 \leq x < \infty, t \geq 0$, one should define $\rho_0(x) = \rho(x, \tau=0)$. The spatial coordinates and time coordinates in the integrals written below will be denoted by (x, ξ, z) and (τ, μ, λ) , respectively. Using the substitution

$$\varphi = \chi(\tau)R(x, \tau) \quad (23)$$

it can be shown that the function $R(x, \tau)$ obeys the equation

$$R_\tau(x, \tau) = \nu R_{xx}(x, \tau) \quad (24)$$

provided that

$$\begin{aligned} \chi &= \exp \left(-\frac{1}{2\nu} \int_0^\tau f(\mu) d\mu \right) = \chi_0 e^{\frac{1}{2} \rho_0(0)} e^{-\tau} \\ r &= \frac{1}{2\tau} \left[\rho_0(\tau) + \int_0^\tau \left(\frac{1}{2} \rho_0^2(\mu) - \nu \rho_1(\mu) \right) d\mu \right] \end{aligned} \quad (25)$$

and $\chi_0, \rho_0(0)$ are taken from physical considerations. In view of relation (19) we obtain

$$\begin{aligned} R(x, \tau) &= R_0^{-1} \exp \left(r - \frac{1}{2\nu} \psi(x, \tau) \right) \equiv \\ &\equiv R_0^{-1} \exp \frac{1}{2\nu} \left[\int_0^\tau \left(\frac{1}{2} \rho_0^2(\mu) - \nu \rho_1(\mu) \right) d\mu - \int_0^x \rho(\chi, \tau) d\chi \right] \\ R_0 &= \chi_0 e^{\frac{1}{2} \rho_0(0)} \end{aligned} \quad (26)$$

using (15) and (19). From expression (19) it follows that

$$\begin{aligned} R_1(x) \equiv R(x, 0) &= R_0^{-1} \exp \left[-\frac{1}{2\nu} \int_0^x \rho(\xi, 0) d\xi \right] \\ R_2(x) \equiv R(0, \tau) &= R_0^{-1} \exp \frac{1}{2\nu} \left[\int_0^\tau \left(\frac{1}{2} \rho_0^2(\mu) - \nu \rho_1(\mu) \right) d\mu \right] \end{aligned}$$

So, we completely define the first boundary value problem [3,9] for an auxiliary equation of the diffusion type (24). It is not difficult to formulate the second and third boundary value problems for eq.(24) (along with $R_1(x)$, either $R_3(\tau) \equiv \partial_x R(0, \tau)$ or $\partial_x R(0, \tau) = \lambda[R(0, \tau) - \theta(\tau)]$ is given), as well as the problem without initial conditions ($(R_1(x) = 0)$) and various combinations of boundary value problems. One can also solve problems in the interval $0 \leq x \leq l$ [3]. These problems require the definition of $R(l, \tau)$, $R_x(l, \tau)$, or $\rho_x(l, \tau)$, (the latter will result in more complicated formulae but difficulties are of pure computational nature).

The first term in (21) can be expressed through $\rho_0(x)$, $(\rho_0)_x$, $(\rho_0)_{xx}$ by using eq.(12)

$$\rho'_0(\tau) = -\rho_0(\tau)\rho_x(\tau) + \nu\rho_{xx}(0, \tau) \quad (27)$$

but keeping in mind (23) with further representation (25) for $\chi(\tau)$ we have not made that.

The first boundary value problem for (24) is solved by the conventional method [3,9]. Its solution is given by the formulae

$$R(x, \tau) = R_1(x, \tau) + R_2(x, \tau); \quad (28)$$

$$R(x, \tau) = \int_0^\infty [G_-(x, \xi, \tau) - G_+(x, \xi, \tau)] R_1(\xi) d\xi + \\ + 2v \int_0^\tau \frac{\partial G(x, 0, \tau - \lambda)}{\partial \xi} R_2(\lambda) d\lambda$$

$$R_1(\xi) = R_0^{-1} \exp \left(-\frac{1}{2v} \int_0^\xi \rho_0(\xi) d\xi \right)$$

$$R_2(\lambda) = R_0^{-1} \exp \left[-\frac{1}{2v} \int_0^\lambda \left(v\rho_1(\mu) - \frac{1}{2} \rho_0^2(\mu) \right) d\mu \right]$$

$$G_\pm(x, \xi, \tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi d}} \exp \left(-\frac{h_\pm^2}{2d} \right), \quad h_\pm = x_\pm \xi, \quad d = 2v\tau$$

$$\frac{\partial G(x, 0, \tau - \lambda)}{\partial \xi} = -\frac{2\pi x}{(2\pi d_1)^{3/2}} \exp \left(-\frac{x^2}{2d_1} \right), \quad d_1 = v(\tau - \lambda).$$

The solution $\rho(x, \tau)$ for the Burgers equation can be derived on the basis of formulae (14), (19), (23) and is given by the formula

$$\rho(x, \tau) = \psi_x = -2v \frac{R_x}{R}, \quad (29)$$

where

$$R_x = \int_0^\infty \left[\frac{\partial G_-(x, \xi, \tau)}{\partial x} - \frac{\partial G_+(x, \xi, \tau)}{\partial x} \right] R_1(\xi) d\xi + \\ + 2v \int_0^\tau \frac{\partial G_{-0}(x, 0, \tau - \lambda)}{\partial x \partial \xi} R_2(\lambda) d\lambda$$

$$\partial_x G_\mp(x, \xi, \tau) = \pm \frac{2\pi h_\mp}{(2\pi d)^{3/2}} \exp \left(-\frac{h_\mp^2}{2d} \right)$$

$$\partial_{x\xi} G(x, 0, \tau - \lambda) = - \left[2\pi - \frac{(2\pi x)^2}{2\pi d_1} \right] \exp \left(-\frac{x^2}{2d_1} \right) (2\pi d_1)^{-3/2}. \quad (30)$$

Naturally, the final formulae for $\rho(x, \tau)$ obtained by (29) are rather complicated. However, defining the initial density distribution $\rho_0(x) = \rho(x, \tau = 0)$ obeying the burgers equation and the values of density and its first derivative $\rho_0(\tau) = \rho(x=0, \tau)$, $\rho_1(\tau) = \rho_x(x=0, \tau)$, we obtain the evolution of $\rho(x, \tau)$ law for $\tau \geq 0$ and $0 \leq x \leq \infty$ with the help of (29) and (30). The functions $\rho_0(x)$, $\rho_0(\tau)$, $\rho_1(\tau)$ should satisfy the conditions

$$|\rho_0(x)| < A, \quad |\rho_0(\tau)| < B, \quad |\rho_1(\tau)| < C$$

that ensure the obtained solution being unique.

Now, we can formulate the following problems:

1. the first boundary value problem for the Burgers equation defining $\rho_0(x) = \rho(x, \tau = 0)$; $\rho(x = 0, \tau) = \rho_0(\tau)$, $\rho_x(0, \tau) = 0$;
2. the second boundary value problem for the same equation giving $\rho_0(x)$, $\rho_x(0, \tau) = \rho_0(\tau)$ and [3,9];
3. the third boundary value problem defining $\rho_1(\tau) = \lambda[\rho_0(\tau) - \theta(\tau)]$.

Formulae (29) and (30) give their solution.

Thus, for describing a specific process, it is necessary to replace ρ , v , by $\rho - b/\varepsilon$, $v = Re^{-1}/\varepsilon$, $t = \tau\varepsilon$, $d = v\tau \rightarrow Re^{-1}$ in $R_1(\xi)$, $R_1(\lambda)$ and $R(x, \tau)$.

In conclusion, we stress once more that when (12) and (20) are used in concrete problems, it is necessary to take into account that we omitted the constant from (8) passing from the density ρ to $\rho' = \rho + b/\varepsilon$ in eq.(1), processes evolved with time $\tau = \varepsilon t$, and the diffusion coefficient was $v = Re^{-1}/\varepsilon$ in eq.(12). The Reynolds number and the nonlinearity coefficient are both different from zero but can assume any values.

I am grateful to B.M.Barbashov, V.A.Osipov, I.V.Puzynin and V.P.Silin for discussions of the results and constructive remarks. I sincerely thank D.V.Shirkov for a careful reading of the preliminary version of this note as just his constructive criticism promoted writing of the third section that seems to open possibilities of using the Burgers equation for solving concrete problems.

References

1. Уизем Дж. — Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
2. Лейбович С., Сибасс А.Р. — Примеры диссипативных и диспергирующих систем, описываемых уравнениями Бюргерса и Кортевега — де Вриса . М.: Мир, 1977.
3. Korteweg D.I., de Vries G. — Phil. Mag., 1895, (5), 39, p.422.
4. Gardner C.S., Greene I.M., Kruskal M.D., Mirra B.M. — Phys. Rev. Lett., 1967, 19, p.1095.
5. Burgers I.M. — Adv. Appl. Mech., 1948, 1, p.171; (See translation into Russian in: Проблемы механики . М.: ИЛ., 1955, с.422.)

6. Cole I.D. — Q. Appl. Math., 1951, 9, p.225; (See translation into Russian in: Механика, 1953, 2(18), с.70.)
7. Hopf E. — Comm. Pure. Appl. Math., 1950, 3, p.201.
8. Зоммерфельд А. — Дифференциальные уравнения в частных производных физики. М.: ИЛ., 1950.
9. Тихонов А.Н., Самарский А.А. — Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977.
10. Карслоу Т.С. — Теория теплопроводности. ГТТИ, 1947.
11. Карслоу Х., Егер Д. — Операционные методы в прикладной математике. М.: ИЛ, 1948.

УДК 539.184.56

ON THE DECAY OF ANTIPROTONIC HELIUM ATOMS

S.I.Fedotov, O.I.Kartavtsev, D.E.Monakhov

The lifetime of long-lived antiprotonic helium atoms is mainly determined by the Auger decay. Rate of this process for a number of states of the $^3\text{He}\bar{p}e$ and $^4\text{He}\bar{p}e$ systems is calculated.

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

Распад антипротонных атомов гелия

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

Время жизни долгоживущих антипротонных атомов гелия определяется главным образом процессом оже-распада. Рассчитана скорость таких процессов для ряда состояний $^3\text{He}\bar{p}e$ и $^4\text{He}\bar{p}e$.

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

1. Introduction

Metastable antiprotonic helium atoms $^3,4\text{He}\bar{p}e$ have been discovered in experiments on the delayed annihilation of antiprotons in helium media [1,2]. The observation of the resonant laser-induced annihilation [3,4] has initiated thorough investigations of these unusual systems. The discussion of modern theoretical studies of antiprotonic helium atoms and related topics can be found in [5].

The most important for clear understanding of an antiproton fate in the helium medium is the description of decay processes of antiprotonic helium atoms. In addition to the radiative transitions, the important decay channel in this system is the Auger decay, i.e., the emission of the electron with $^3,4\text{He}\bar{p}$ formation.

The main feature of the Auger decay rates of antiprotonic helium atoms is their essential dependence on the multipolarity, i.e., the angular momentum of the outgoing electron Δl . This feature was supposed already in [6] and justified in the early calculations of Russell [7]. Calculation of eigenenergies [8—10] unambiguously determines the smallest multiplicities of the Auger decay.

Up to now the only progress in the calculation of the Auger decay rates is due to the paper [11]. About three orders of magnitude decreasing of the Auger decay rates was found in these calculations with increasing the angular momentum of the outgoing electron from $\Delta l = 3$ to $\Delta l = 4$. Also the substantial decreasing of the Auger decay rates was found in

some cases due to the interference of different parts of the initial and final state wave functions.

In this note, much attention is paid to the calculation of the Auger decay rates in the important cases $\Delta l = 3, 4$ for a number of experimentally observed states of ${}^{3,4}\text{He}\bar{p}e$ systems. It is worthwhile to mention that up to now there are no other calculations of the decay rate for the ${}^3\text{He}\bar{p}e$ system.

2. Method

The Hamiltonian of the antiprotonic helium atom is

$$H = -\frac{1}{2\mu_3} \Delta \rho - \frac{1}{2\mu_{12}} \Delta \mathbf{r} + \frac{1}{|\rho - \beta_1 \mathbf{r}|} - \frac{2}{|\rho + \beta_2 \mathbf{r}|} - \frac{2}{r}, \quad (1)$$

where $\beta_1 = m_1/(m_1 + m_2)$, $\beta_2 = m_2/(m_1 + m_2)$; $1/\mu_{12} = 1/m_1 + 1/m_2$, $1/\mu_3 = 1/(m_1 + m_2) + 1/m_3$, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$, $\rho = \mathbf{r}_3 - \frac{m_1 \mathbf{r}_1 - m_2 \mathbf{r}_2}{m_1 + m_2}$ are the Jacobi coordinates and $m_1, \mathbf{r}_1, m_2, \mathbf{r}_2, m_3, \mathbf{r}_3$ are masses and coordinates of the helium nucleus, antiproton and electron, respectively.

The notation l will be used for partial angular momentum of the pair of particles 1 and 2 and λ for the partial angular momentum of the third particle relative to the pair of particles 1 and 2.

The wave functions Ψ_{LN} and energy levels E_{LN} of the antiprotonic helium atom were obtained according to [10] as eigenfunctions and eigenvalues of the approximate hamiltonian $H_{LN} = P_{LN} H P_{LN}$, which explicitly is the projection of the hamiltonian H onto the closed channels subspace of the two-body ${}^{3,4}\text{He}\bar{p}$ system. In terms of the (l, λ) components of the wave functions P_{LN} is constructed as a projector onto the subspace defined by the condition $l > l_0$; l_0 is the largest pair angular momentum satisfying the condition $E_{l_0}^c < E_{LN}$, where $E_{l_0}^c$ is the energy of the two-body ${}^{3,4}\text{He}\bar{p}$ system of angular momentum l_0 . Here and below the L, N notation of states, where L is the total angular momentum and N enumerates the states of the same L value, will be used.

The variational method was applied to solve the eigenvalue problem

$$(H_{LN} - E_{LN}) \Psi_L = 0, \quad (2)$$

The variational trial functions $\varphi_{in\lambda}^{LM}(\mathbf{r}, \rho)$ were chosen as product of the bispherical harmonics $\mathcal{Y}_{\lambda}^{LM}(\hat{\mathbf{r}}, \hat{\rho})$ of angular variables $\hat{\mathbf{r}}, \hat{\rho}$ and simple radial functions $\varphi_{il}(r), \varphi_{n\lambda}(\rho)$

$$\varphi_{in\lambda}^{LM}(\mathbf{r}, \rho) = \mathcal{Y}_{\lambda}^{LM}(\hat{\mathbf{r}}, \hat{\rho}) \varphi_{il}(r) \varphi_{n\lambda}(\rho),$$

$$\varphi_{il}(r) = r^{l+p+1} e^{-a_l r},$$

$$\varphi_{n\lambda}(\rho) = \rho^{\lambda_n} e^{-b_n \rho}. \quad (3)$$

The continuous spectrum wave function Ψ_c will be orthogonal to the closed channels subspace and, therefore, orthogonal to Ψ_{LN} . The projector on the open channels subspace is denoted as $Q_{LN} = 1 - P_{LN}$ and λ_0 is denoted as the smallest possible angular momentum of the outgoing electron. Since the contribution to the Auger decay matrix element coming from the $(l, \lambda) \neq (l_0, \lambda_0)$ components of the continuous spectrum wave function Ψ_c is negligibly small, only the (l_0, λ_0) component will be taken into account.

Since the continuum wave function describes the electron scattering of large angular momentum, it can be taken as a product of the normalized hydrogen-like ${}^{3,4}\text{He}\bar{p}$ wave function and function describing relative electron and ${}^{3,4}\text{He}\bar{p}$ motion. For definite values of the total angular momentum and its projection this function is of the form

$$\Psi_c(\mathbf{r}, \rho) = \Phi(\mathbf{r}, \hat{\rho}) f(\rho), \quad (4)$$

$$\Phi(\mathbf{r}, \hat{\rho}) = A(a, l_0) \mathcal{Y}_{l_0, \lambda_0}^{LM}(\hat{\mathbf{r}}, \hat{\rho}) r^{l_0} e^{-ar}, \quad (5)$$

where $A(a, l_0)$ is a normalization constant. In the framework of this approach the interaction of the outgoing electron and the remaining ${}^{3,4}\text{He}\bar{p}$ hydrogen-like ion was described by the folding potential. The radial function $f(\rho)$ is the solution of the equation

$$\frac{1}{2\mu_3} \left(\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho^2 \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{\lambda_0(\lambda_0 + 1)}{\rho^2} \right) f(\rho) + (E - E_{l_0}^C - V_0(\rho)) f(\rho) = 0, \quad (6)$$

satisfying the following boundary and asymptotic conditions

$$f(\rho) = \begin{cases} \rho^{\lambda_0} & \rho \rightarrow 0 \\ \frac{1}{\rho} \sin \left(\rho k - \frac{\lambda_0 \pi}{2} - \eta \ln(2k\rho) + \delta \right) & \rho \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (7)$$

Here $k = \sqrt{2\mu_3(E - E_{l_0}^C)}$ and phase shift δ is of no interest for this calculation. The folding potential $V_0(\rho)$ is defined by

$$V_0(\rho) = \langle \Phi | Q_{LN} H Q_{LN} | \Phi \rangle. \quad (8)$$

Due to the large centrifugal barrier for the outgoing electron, the transition matrix element is mainly determined by the wave function in the large ρ range. In this range with good accuracy the interaction of the electron and ${}^{3,4}\text{He}\bar{p}$ system is a sum of the Coulomb and centrifugal potential. Indeed, in our calculations the replacement of the folding potential by the Coulomb one gives rise to a minor change in the matrix element. This fact supports the applicability of the approximation used.

According to the Feshbach orthogonal projection method and having used the wave functions defined in (3), (4), (6), the decay rate λ is

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2\mu_3(E - E_{l_0}^C)}} |M|^2 \frac{m_3 e^4}{\hbar^3} s^{-1}, \quad (9)$$

where the transition matrix element is

$$M = \langle \Psi_C | Q_{LN} H P_{LN} | \Psi_{LN} \rangle. \quad (10)$$

3. Numerical Results

Up to 600 trial functions were used in the calculation of eigenfunctions and eigenvalues for a number of the experimentally observed states of the ${}^{3,4}\text{He}\bar{p}e$ systems. Using these eigenfunctions in eq.(9), (10) the Auger decay rates λ have been calculated. These results

Table 1. Multipolarities Δl , energies E (a.u.) and Auger decay rates $\lambda(s^{-1})$ of ${}^4\text{He}\bar{p}e$

(L, N)	Δl	E	E [10]	λ	λ [11]
(35,4)	4	- 2.758086	- 2.759695	$\sim 5 \cdot 10^4$	$6.7 \cdot 10^2$
(35,4)	3	- 2.833794	- 2.835752	$7 \cdot 10^7$	$8.5 \cdot 10^7$
(34,3)	4	- 2.909770	- 2.910666	$\sim 1 \cdot 10^5$	$2.7 \cdot 10^4$
(33,3)	3	- 3.005968	- 3.007280	$1.2 \cdot 10^8$	$1.5 \cdot 10^8$

Table 2. Multipolarities Δl , energies E (a.u.) and Auger decay rates $\lambda(s^{-1})$ of $^3\text{He}\bar{p}e$

(L, N)	Δl	E	E [10]	λ
(34,4)	4	- 2.741186	- 2.744500	$\sim 10^5$
(33,4)	3	- 2.817797	- 2.821174	$2 \cdot 10^8$
(33,3)	4	- 2.894737	- 2.896675	$\sim 10^5$
(32,3)	3	- 2.993033	- 2.994695	$3.4 \cdot 10^8$

Table 3. Normalized contributions to the transition matrix element $M(l, \lambda)$ from the components of the wave function of partial angular momenta (l, λ) of the $^4\text{He}\bar{p}e$ system

$(L, N) = (34,3)$	$\Delta l = 4$	$(L, N) = (34,4)$	$\Delta l = 3$
(l, λ)	$M(l, \lambda)$	(l, λ)	$M(l, \lambda)$
(34.0)	- 0.28	(34.0)	0.24
(33.1)	0.51	(33.1)	- 0.46
(32,2)	- 0.38	(32.2)	1.22
(31.3)	1.14		

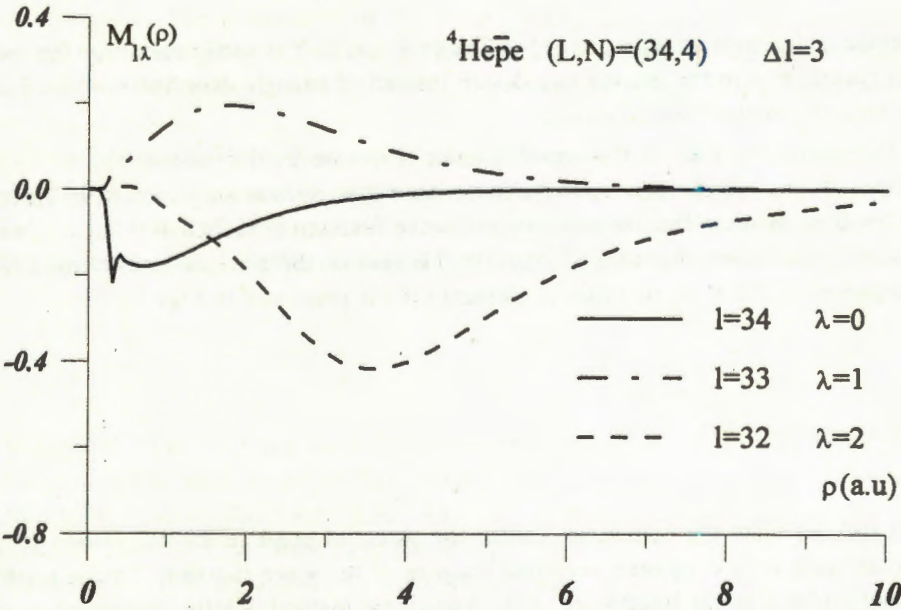


Fig.1. Contribution to the matrix elements $M_{l\lambda}(\rho)$ (arbitrary units) from the (l, λ) components of the wave function as a function of the coordinate ρ

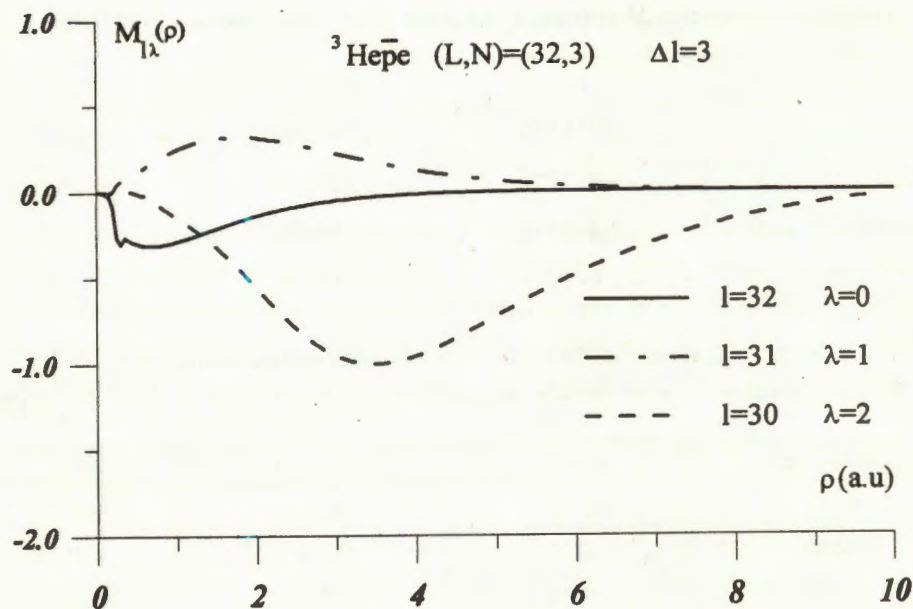


Fig.2. Contribution to the matrix elements $M_{l\lambda}(\rho)$ (arbitrary units) from the (l, λ) components of the wave function as a function of the coordinate ρ

are presented and compared with [10,11] in Tables 1 and 2. It is easily seen, that the usage of Jacobi coordinates in the present calculation instead of triangle coordinates in [10] provide the accurate enough energy values.

To understand the role of the wave function structure in this calculation, the largest contributions of the (l, λ) components to the transition matrix element are presented in Table 3. It is worthwhile to mention that the behaviour of wave function at sufficiently large ρ values is important in evaluating the integral (10). By this reason, the ρ dependence of the largest (l, λ) component in the transition matrix element (10) is presented in Figs.1,2.

4. Discussion

As it follows from the numerical results, the essential point in the calculation of the Auger decay rates is to determine very fine features of the wave function. This is a rather complicated problem in the framework of the variational method. Really, the largest contribution to the matrix element comes from the smallest component (corresponding to the largest possible λ value) and those regions of the configuration space (large ρ), where these

components decrease exponentially. Apart from these difficulties, contributions of the (l, λ) components compensate each other due to the opposite signs.

As a consequence, uncertainty in the calculated decay rates for the multipolarity $\Delta l = 3$ is of an order of 10 per cent. As is indicated in Table 1, the decay rates for the ${}^4\text{He}\bar{p}e$ system in this case are in agreement with the results of [11]. The calculated decay rate of the (34,4) state of this system is in fairly good agreement with experimental lifetime 15 ns [3]. At the same time, for the (33,3) state the calculated decay rate twice exceeds the experimental value ($\tau = 16.6$ ns) [4].

On the contrary, the case of the transition multipolarity $\Delta l = 4$ is rather complicated for calculation and only an estimate of the decay rate can be obtained. These values exceed significantly the results obtained in [11].

The first calculation of the Auger decay rates of the ${}^3\text{He}\bar{p}e$ system shows the substantial isotopic dependence. In fact, decay rates of the (33,4) and (32,3) states of ${}^3\text{He}\bar{p}e$ are about three times larger in comparison with the corresponding (34,4) and (33,3) states of ${}^4\text{He}\bar{p}e$. At the same time, as it follows from the comparison of Fig.1 and Fig.2, the coordinate dependence in the transition matrix element (10) is quite similar for the ${}^4\text{He}\bar{p}e$ and ${}^4\text{He}\bar{p}e$ systems. It is worthwhile to mention, that other characteristics of the $(L-1, N)$ state of ${}^3\text{He}\bar{p}e$ are close enough in comparison with (L, N) state of ${}^4\text{He}\bar{p}e$. As for $\Delta l = 4$ transitions of ${}^3\text{He}\bar{p}e$, in this case the calculated decay rates can be estimated only up to an order of magnitude.

In conclusion, the calculation of the Auger decay rates is of great importance for understanding the antiprotonic helium. These values are defined by the small components of the wave function, and special methods will be developed to treat this problem with more accuracy.

Acknowledgement. The authors would like to thank the Computing and Network Division of CERN for the valuable assistance in computing. One of the authors, O.I.K. is grateful to the Japanese Society for Promotion of Science for financial support and to J.Eades, R.Hayano and T.Yamazaki for encouraging discussions.

References

1. Iwasaki M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1991, 67, p.1246.
2. Nakamura S.N. et al. — Phys. Rev., 1994, A94, p.4457.
3. Morita N. et al. — Phys. Rev. Lett., 1994, 72, p.1180.
4. Maas F. et al. — Phys. Rev. Lett. (in print).
5. Kartavtsev O.I. — Few-Body Systems Suppl., 1995, 8, p.228.
6. Condo G.T. — Phys. Lett., 1964, 9, p.65.
7. Russel J.E. — Phys. Rev., 1970, A1, p.742.
8. Shimamura I. — Phys. Rev., 1992, A46, p.3776.

9. Yamazaki T., Ohtsuki K. — *Phys. Rev.*, 1992, A45, p.7782.
10. Kartavtsev O.I. — *Proc. of the 3rd Intern. Symp. on Muon and Pion Interactions with Matter*. Dubna, 1995, JINR, D13,14-95-49, Dubna, 1995, p.138.
11. Morita N., Ohtsuki K., Yamazaki T. — *Nucl. Instr. Meth.*, 1993, A330, p.439.

УДК 539.12.01 + 17.01

TOWARDS A NEW STRATEGY OF SEARCHING FOR QCD PHASE TRANSITION IN HEAVY ION COLLISIONS

A.A. Shanenko, V.D. Toneev

The Hung-Shuryak arguments in favour of searching for deconfinement phase transition in heavy ion collisions downward from the nominal SPS energy at about $E_{lab} = 30$ GeV/A are reconsidered. Using the recent lattice QCD data and the mixed phase model, it is shown that the deconfinement transition might occur at the energies as low as $E_{lab} = 3-5$ GeV/A. Attention is drawn to the study of the mixed phase of nuclear matter formed in heavy ion collisions in the energy range 2—10 GeV/A.

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

О новой стратегии поиска кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов

А.А.Шаненко, В.Д.Тонеев

Обсуждаются аргументы Ханга и Шурыка в пользу поиска фазового перехода деконфайнмента в экспериментах по столкновениям тяжелых ионов при энергиях ниже номинальной SPS-энергии, около $E_{lab} = 30$ ГэВ/А. С помощью новых данных решеточной КХД и модели со смешанной кварк-адронной фазой показывается, что искать деконфайнмент нужно при еще более низких энергиях $E_{lab} = 3-5$ ГэВ/А. Подчеркивается перспективность исследований смешанной фазы ядерного вещества в столкновениях тяжелых ионов при энергиях $E_{lab} = 2-10$ ГэВ/А.

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

Over the last ten years, a fundamental QCD prediction of phase transition of hadrons into a state of free quarks and gluons, quark-gluon plasma, has been attacked actively by both theorists and experimentators. Extensive lattice QCD calculations allowed one to specify more accurately the deconfinement temperature, the order of phase transition and their flavor dependence for pure gluon matter and for plasma with dynamical quarks. By now, there is a rather long list of various signatures which can signal us about the quark-gluon plasma formation. Many of these signatures were testified experimentally at CERN SPS with the ^{16}O and ^{32}S 200 GeV/A beams where crucial conditions for deconfinement transition are expected to be reached. Indeed, some predicted effects (for example, strangeness enhancement, J/Ψ suppression, $\phi/(\rho + \omega)$ enhancement) have been observed but their hadronic interpretation cannot be excluded. General belief is that for more definite con-

clusions *heavier ions* and *higher beam energy* should be used. This is why the experiments with the Pb beam became available at CERN in the fall of 1994 and future experiments at RHIC and LHC are of great interest.

Recently, a new strategy of experimental search for the QCD phase transition in heavy ion collisions has been proposed [1]. As has been noticed long ago [2], the equation of state (EOS) is very «soft» in a narrow range around the critical temperature leading to a significant reduction in *transverse* expansion of the fireball formed in heavy ion collisions. The authors of Ref.[1] have demonstrated that this «softness» of the EOS affects not only the transverse, but also the *longitudinal* expansion, resulting in a longer lifetime of the excited system. Thus, certain observables should exhibit a sharp and specific dependence on the heavy-ion beam energy around this «softest» point having been estimated as located at the energy density $\epsilon \approx 1.5 \text{ GeV/fm}^3$ that corresponds to the beam energy $E_{\text{lab}} \approx 30 \text{ GeV/A}$ [1]. Therefore, to see the QCD phase transition it is quite promising to go *downward* from the nominal SPS energy.

Estimates cited above were made in a rather simplified model but the authors [1] are confident that even in more sophisticated models the total lifetime should have a maximum (with multiple observable consequences) near the indicated energy region. From our point of view, the implementation of the brilliant idea of the longest-lived fireball has a crucial point: some *formal approximation* of the crossover deconfinement behaviour for *baryon-free nuclear matter* has been used. It is not very clear how well this description corresponds to lattice QCD results. In addition, due to considerable stopping in nucleus-nucleus collisions up to $E_{\text{lab}} \approx 200 \text{ GeV/A}$ (especially for heavy systems) there is little hope to create a baryon-free region. In this paper, we shall consider how this longest-lived fireball is sensitive to the details of the EOS used and how it survives in baryon-reached matter inherent in excited nuclear systems formed at energies $E_{\text{lab}} \leq 200 \text{ GeV/A}$. Our analysis is based on the statistical model taking consequently into account the mixed phase in which unbound quarks and gluons coexist with hadrons [3,4,5].

Here, the EOS is the key quantity, and thermodynamic properties of excited matter near QCD phase transition should be calculated from the first principles and in a non-perturbative manner. At present, such calculations are possible only in terms of lattice QCD. This approach shows that gluonic matter in pure gauge $SU(2)$ and $SU(3)$ theories exhibits a phase transition of the second and first order, respectively (see, for example the review article [6]). For the more realistic case of the $SU(3)$ theory with dynamical quarks recent lattice studies, in contrast with previous results, show that there is a smooth crossover for the quark masses close to the physical ones rather than a distinct phase transition. And nothing is really known for the most important case of the lattice QCD at finite baryon number density [6]. So, statistical models should be invoked to describe thermodynamic properties of the excited nuclear matter. There are many versions of the statistical model (see [7] and references therein) but all of them predict the deconfinement phase transition of the first order and, therefore, do not reproduce the lattice QCD results noted above. The only exception is the statistical mixed phase model of deconfinement having advanced in [3,4,5] which will be used in our consideration.

The main particularity of the approach considered [3,4,5] is taking account of the coexistence of the spatially non-separated hadron phase and quark-gluon plasma. The last is treated as a phase made of unbound «elementary» generic particles (quarks and gluons)

while hadrons are considered as quark-gluon clusters. The mixed phase model is based on a general approach [4] to the description of the clustering matter which assumes beforehand the separation of cluster degrees of freedom. Clusters are separated by passing from an exact Hamiltonian to an effective cluster one,

$$H(\psi) \rightarrow H_c(\psi_c). \quad (1)$$

Here, ψ is a set of field operators of the generic particles and $\psi_c \equiv \{\psi_n : 1, 2, \dots\}$ stands for quasiparticle operators ($n = 1$ corresponds to unbound generic particles, $n > 1$ is for clusters). A large variety of possible clusters creates an enormous number of possible states but realized one will be that corresponding to extremum of the thermodynamic potential calculated with H_c . This results in equations to be somewhat different from the Gibbs conditions for a phase coexistence.

The following very important point should be emphasized. In separating out cluster degrees of freedom and changing $H \rightarrow H_c$, the effective cluster Hamiltonian may acquire extra dependence on thermodynamic parameters like temperature T and cluster densities ρ_c :

$$H_c \equiv H_c(\psi_c, T, \rho_c), \quad \rho_c \equiv \{\rho_n : 1, 2, \dots\}. \quad (2)$$

The appearance of a density-dependent interaction in (2) is not a surprise for nuclear physics but it is a distinctive feature of this approach as compared to other statistical models [7]*. This fact, however, needs an extreme caution in dealing with the cluster Hamiltonian: both Hamiltonians must be thermodynamically equivalent, i.e., in the thermodynamic limit their thermodynamic characteristics must coincide [8]. These demands of the thermodynamic equivalence and thermodynamic self-consistency impose the following additional conditions on the cluster Hamiltonian:

$$\left\langle \frac{\partial H_c}{\partial T} \right\rangle = 0, \quad \left\langle \frac{\partial H_c}{\partial \rho_n} \right\rangle = 0 \quad (3)$$

which essentially define the form of the cluster Hamiltonian. In the mean-field approximation for the cluster Hamiltonian one has [3,4]:

$$H_c = \sum_n \sum_s \int dr \psi_n^+(r, s) (K_n + U_n) \psi_n(r, s) - CV. \quad (4)$$

The presence of non-operator term CV is necessary to satisfy the conditions (3). Here, n enumerates the clusters, s stands for their internal degrees of freedom, $K_n = \sqrt{-\nabla^2 + M_n^2}$ is the kinetic energy and $U_n = U_n(T, \rho_c)$ is a mean-field acting on an n -particle cluster. Unbound particles are treated as trivial clusters with $n = 1$. In the mean-field approximation, the conditions of thermodynamic equivalence (3) are reduced to

$$\frac{\partial U_n}{\partial T} = 0, \quad (5)$$

*Similar situation is met in the case when interaction is taken into account by the excluded-volume method.

i.e., the mean-field $U_n = U_n(\rho_c)$ can depend on temperature only through densities. If free cluster masses M_n are known experimentally or from other calculations, to use approach based on (3), only U_n and C are the quantities which have to be defined, C being able to be found from (2) with known U_n [8].

As has been shown in [3,4,5] in the case of the quark-gluon clustering matter, the mean field acting on unbound gluons or quarks, U_1 , can be approximated as follows [11]:

$$U_1 = \frac{A}{\rho^\gamma}; \quad 0 < \gamma < 1 \quad (6)$$

with the total quark-gluon density $\rho = \sum_n n\rho_n$. The presence of ρ in (6) corresponds to the inclusion of the interaction between all components of the mixed phase under discussion. Note that in the situation when hadrons are absent, $\rho_n = 0$ ($n > 1$), expression (6) is the same as was in use in papers [11] to describe the thermodynamic properties of the quark-gluon plasma. Alongside with the mean-field term (6) depending on the constants A and γ , there is also a cluster interaction potential $\Phi_{nm}(r)$ characterizing the interaction strength between clusters having n and m generic particles. In a fusion-decay mechanism of cluster long-ranged interactions it is possible to get [8] a recurrent relation like

$$\Phi_{nm}(r) \sim nm \Phi_{\min}(r) \quad (7)$$

and to reduce all unknown interactions to the single interaction potential $\Phi_{\min}(r)$ of the simplest non-trivial clusters (two-gluon glueballs in the ground state or lightest mesons or lightest baryons). In the Hartree approximation to (4), for describing the cluster interactions the only constant

$$\bar{\Phi}_{\min} \equiv \int dr \Phi_{\min}(r) \quad (8)$$

is needed to know. Thus, the Hamiltonian (4) is completely defined and thereby any thermodynamic characteristics of the mixed phase system can be found if three constants A , γ and $\bar{\Phi}_{\min}$ have been fixed (see [3,4,5] for a detail). This 3-parameter set was found by fitting the temperature dependence of energy density and pressure calculated within the lattice QCD for the pure gluonic matter in the gauge $SU(2)$ [9] and $SU(3)$ [10] theories where a fairly good description was achieved for the mentioned thermodynamic quantities [3,4]. It is worth emphasizing that the parameter A depends only on the colour group and γ is constant for all the gauge systems. So, fitting the $SU(3)$ pure gluonic lattice data allows one to fix A and γ parameters and to use them for the $SU(3)$ system with quarks. As to $\bar{\Phi}_{\min}$ in this case, it can be found from a nucleon-nucleon potential by referring to the relation (7). Therefore, there are no free parameters when we proceed to study deconfinement for nuclear matter within the mixed phase model [3,4,5]. Indeed, we have $\gamma = 0.62$, $A^{1/(3\gamma+1)} = 225 \text{ MeV}$ and $\bar{\Phi}_{\min} = 4.1 \cdot 10^{-5} \text{ MeV}^{-2}$. With these values of para-

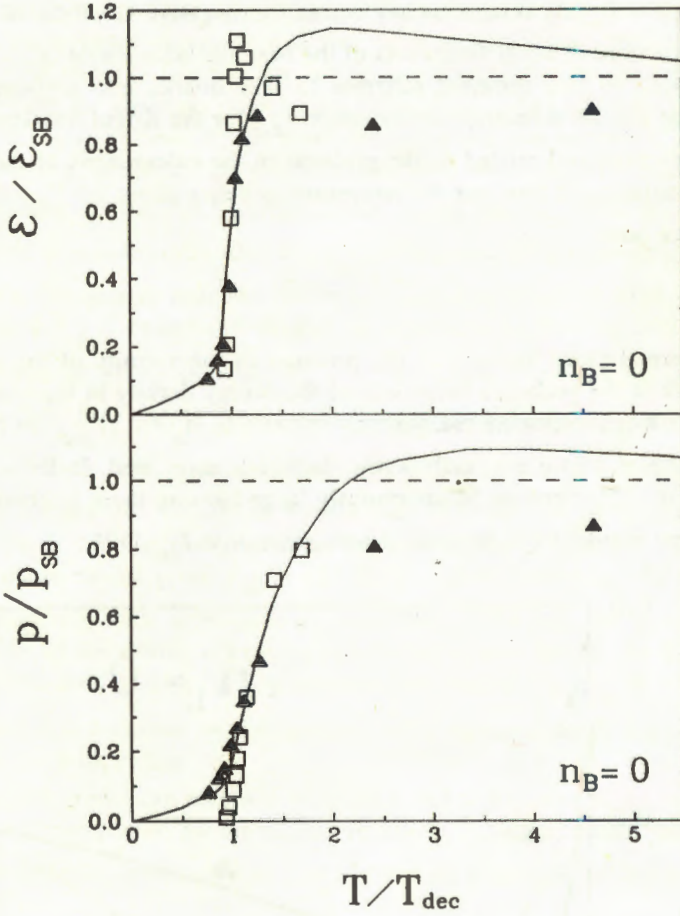


Fig.1. Temperature dependence of energy density and pressure (relative to corresponding values in the Stephan-Boltzmann limit) for $SU(3)$ gauge theory of baryon-free matter with massive dynamical quarks. Curves were calculated within the mixed phase model [3,4]. Triangles and squares are lattice data for the Wilson [12] and Kogut-Susskind [13] scheme of accounting for dynamical quarks, respectively.

eters, the mixed phase model predictions for $SU(3)$ symmetry with two light flavours are shown in Fig.1 for the $n_B = 0$ case.

When confronted with the lattice QCD data for the $SU(3)$ system with two light fermions, the mixed phase model [3,4] gives a very similar temperature behaviour of the energy density ϵ and pressure p . As follows from these results, the mixed phase model estimates the deconfinement temperature as high as 150 MeV and predicts the crossover-type phase transition (see [3,4,5]) in full agreement with the lattice data. Some overshooting

of the model at $T > T_{\text{dec}}$ is related to neglecting the negative Coulomb-like term of the quark-gluon interactions. Two different sets of the best available lattice QCD results plotted in Fig.1 correspond to two different schemes to take quarks into account. A peak-like structure of ϵ near the deconfinement temperature T_{dec} for the Kogut-Susskind scheme [13] seems to be unphysical and related to the problem in the calculations of the pressure that turns out to be vanishing in this case for temperatures below about $0.9 T_{\text{dec}}$. Indeed, at zero baryon density we have

$$\epsilon = T \frac{dp}{dT} - p.$$

So, the abnormal rapid increase of the pressure in the vicinity of the deconfinement point has to result in the peak-like behaviour of the energy density in the same region. The quark mass in the Kogut-Susskind calculations amounts to $m_q \approx 0.1 T_{\text{dec}}$. On the other hand, in the Wilson scheme we do not really know the quark mass used. In this case, the value $m_q \sim T_{\text{dec}}$ given in [12] seems to be enormously large because there is good agreement of the Wilson scheme results with the ideal meson gas below T_{dec} [12].

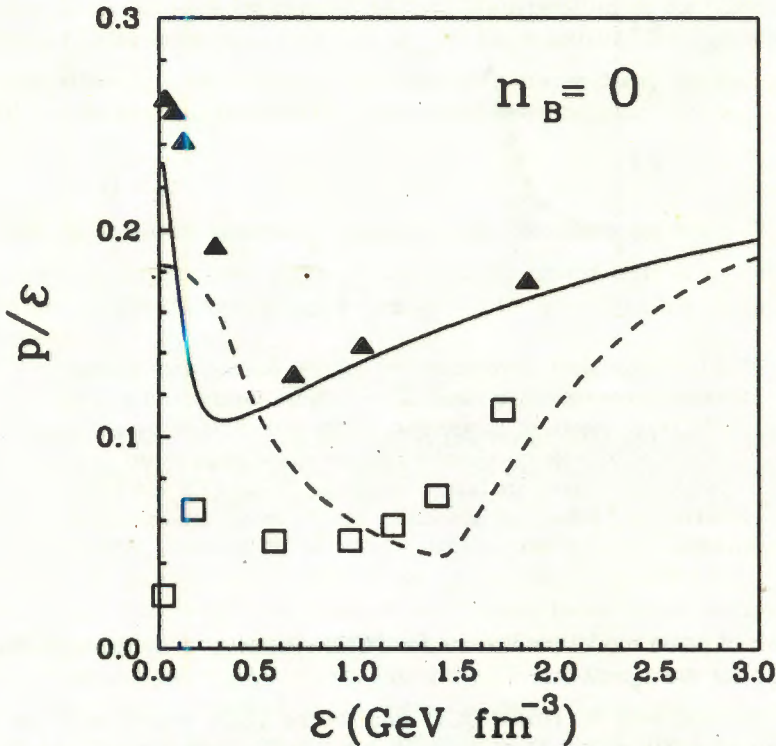


Fig.2. Pressure to energy density ratio versus ϵ . Notation is the same as in Fig.1. The dashed curve corresponds to the approximation used in paper [1]. Data are given for $\epsilon > 0.005 \text{ GeV}/\text{fm}^{-3}$

The EOS in the form advocated by Hung and Shuryak [1] is represented in Fig.2. Here, all data of Fig.1 are replotted alongside with the curve used in [1] to simulate the crossover transition. As is seen, the p/ϵ function for *lattice data* themselves shows a *minimum* which is just associated with the «softest» point of the EOS where a fireball of the excited nuclear matter lives for the longest time. In the p/ϵ representation, the lattice QCD data for two schemes of accounting for dynamical quarks differ very noticeably but result in the same minimum position at $\epsilon_{sp} \approx 0.5\text{--}0.6 \text{ GeV/fm}^3$ which can be reached at the Au beam energies about 3—5 GeV/A. It is noteworthy that this ϵ_{sp} corresponds to the energy density inside a nucleon, therefore, the system near the «softest» point may be considered as a «big hadron». This value of ϵ_{sp} is essentially smaller as compared to what is followed from the approximating curve of Hung-Shuryak, $\epsilon_{sp} \approx 1.5 \text{ GeV/fm}^3$, corresponding to the beam energy $E_{lab} \approx 30 \text{ GeV/A}$ [1] while the mixed phase model predicts the position of a minimum near $\epsilon_{sp} \approx 0.3 \text{ GeV/fm}^3$ which is essentially closer to the lattice results under discussion. Looking at these differences one should keep in mind that the Kogut-Susskind and Wilson schemes predict the deconfinement temperatures as large as 157 [13] and 150 MeV [6]. The mixed phase model gives $T_{dec} = 150 \text{ MeV}$. Strictly speaking, the Hung-Shuryak approximation does not come from a fit to the lattice QCD data but is a simulation of crossover transition by smoothing out the two-phase bag-model results (for the details on the two-phase bag model see [7]) with the bag constant corresponding to $T_{dec} = 160 \text{ MeV}$ [1].

Note also that the minimum in the approximating Hung-Shuryak curve is seen more distinctly than in the lattice data.

The mixed phase model can naturally be generalized to the case of the non-zero baryon number n_B [5]. As exemplified by the results in Fig.3, the mixed phase model prediction for n_B -dependent pressure coincides with that of the typical nuclear Walecka-like model up

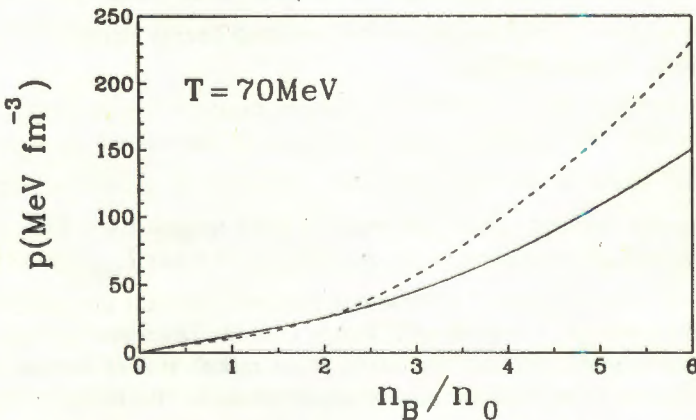


Fig.3. Pressure as a function of the compression ratio for the mixed phase model [5]. The dashed line is calculated within the advanced $\sigma - \omega$ model [14]

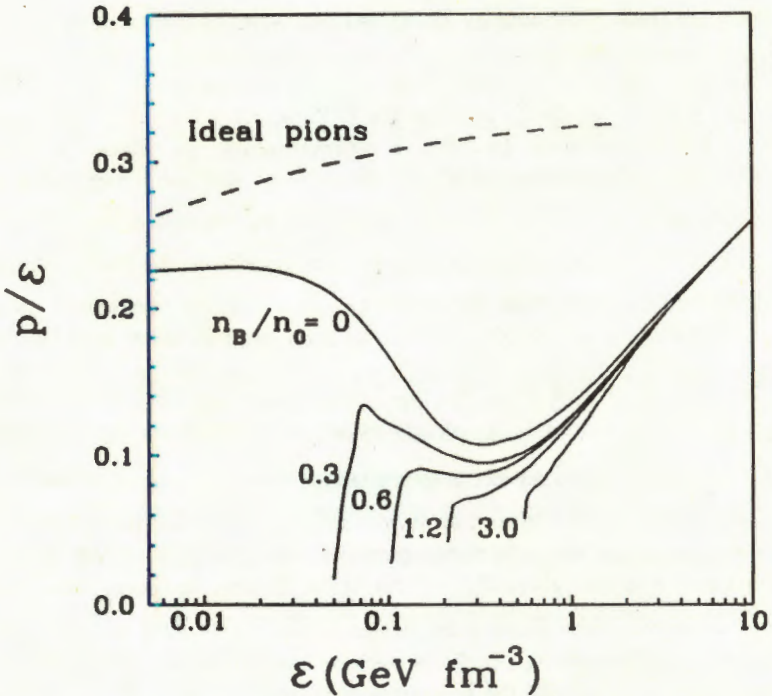


Fig.4. p/ϵ representation of EOS for baryonic matter predicted by the mixed phase model [5]. Numbers near the curves show the baryon density in units of normal nuclear density. The case of ideal pion gas is given by the dashed line

to $n_B \approx 3n_0$. At higher baryon densities, the mixed phase model gives lower values of pressure due to a quark admixture. As to the predicted energy density, the difference between these models is even smaller.

As is seen in Fig.4, the p/ϵ -function changes drastically with increasing the baryon density of a system: the «softest» point minimum is washed out at $n_B \approx n_0$ though its position ϵ_{sp} stays really at the same place. So, we arrive at somewhat controversial conditions: to reach the «softest» point for observing the longest-lived fireball in heavy ion collisions one should go downward as far as moderate energies $E_{lab} \approx 3-5$ GeV/A but high baryon density of a fireball formed at these energies will suppress the «softest» point effect. To see how the lifetime of a fireball will change with the beam energy, one needs detailed dynamical calculations with EOS of the mixed phase model. It is of interest to note that this EOS is quite different from EOS for pure hadronic phase as illustrated in Fig.4 by the case of ideal pion gas.

Concluding one should note that the lattice QCD data do really predict a minimum in the p/ϵ representation of EOS whose position ϵ_{sp} according to [1] defines the beam energy

at which the fireball formed has the longest lifetime. This representation is essentially more sensitive to a detail of the lattice calculations and to their approximations as compared to standard thermodynamic quantities $\varepsilon(T)$ and $p(T)$. The formal simulation of the EOS with a crossover in [1] results in the «softest» point location $\varepsilon_{ps} \approx 1.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ which is noticeably higher than the lattice value $\varepsilon_{ps} \approx 0.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. The mixed phase model [3,4,5] describing the order and temperature of the deconfinement QCD transition for $n_B = 0$ predicts $\varepsilon_{ps} \approx 0.3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ which is close to lattice data and, generally speaking, the agreement may be improved by a more accurate treatment of cluster interactions. All this implies that the proposed beam-energy tuning [1] for identification of deconfinement transition should be done at rather moderate energies 3—5 GeV/A, if ever, rather than around $E_{lab} \approx 30 \text{ GeV}/A$. The mixed phase model predicts also a strong dependence of EOS on the baryon density of the system: a minimum of the p/ε function is washed out for $n_B > n_0$. Since the state with ε_{sp} is a transitional one, we expect that the change in the fireball lifetime with E_{lab} will not be as large as in [1]. More definite conclusions can be done only after detailed dynamical calculations*. Nevertheless, we would like to draw attention to heavy ion collisions at moderate 2—10 GeV/A energies for studying the mixed phase of hadronic matter. As has been shown above, a pure hadronic EOS is quite different from the EOS predicted by the mixed phase model near the «softest» point. It is of interest that a possibility of forming the mixed quark-hadron phase at energies $E_{lab} > 2\text{--}10 \text{ GeV}/A$ has been noted earlier in [15] but from a completely different point of view. On the other hand, some enhancement of Λ -hyperon production as a specific plasma formation signature has been observed at as low energy as 3.5 GeV/A at Dubna [16].

We are indebted to W.Bauer, J.Cleymans, M.Gorenstein, E.Okonov, F.Webber, and G.Zinoviev for stimulating discussions and comments. The work of V.D.T. was supported by Grant No.3405 from INTAS (International Association for promotion of cooperation with scientists from the independent states of the former Soviet Union).

References

1. Hung C.M., Shuryak E.V. — Preprint SUNY-NTG-94-59, Stony Brook, Dec. 1994.
2. Shuryak E., Zhiron O.V. — Phys. Lett., 1979, B89, p.253; L. van Hove. — Z. Phys., 1983, C21, p.93; Kajantie K., Mc Lerran L., Ruuskanen P.V. — Phys. Rev., 1986, D34, p.2746; Chakrabarty S., Alam J., Srivatsava D.K., Sinha B. — Phys. Rev., 1992, D46, p.3802.
3. Shanenko A.A., Yukalova E.P., Yukalov V.I. — Nuovo Cim., 1993, A106, p.1269.
4. Shanenko A.A., Yukalova E.P., Yukalov V.I. — Yad. Fiz., 1993, 56, p.151.
5. Shanenko A.A., Yukalova E.P., Yukalov V.I. — JINR Rapid Communications, 1995, No.1[69]-95, p.19; Yad. Fiz., 1995, 58, p.383.

*These calculations within a hydrodynamic model are in progress now.

6. Ukawa A. — Report UTHEP-302, Tsukuba, 1995 (Lectures delivered at Uehling Summer School «Phenomenology and Lattice QCD» held at Institute of Nuclear Theory, University of Washington, 28 June — 2 July, 1993).
7. Cleymans J., Gavai R.V., Suhonen E. — *Phys. Rep.*, 1986, 130, p.217.
8. Shanenko A.A., Yukalova E.P., Yukalov V.I. — *Physica*, 1993, A197, p.629.
9. Engels J., Fingberg J., Redlich K. et al. — *Z. Phys.*, 1989, C42, p.341.
10. Karsch F. — Preprint CERN-TH-5498/89, 1989.
11. Olive K.A. — *Nucl. Phys.*, 1981, B190, p.483; *ibid*, 1982, B198, p.461.; Boal D.H., Schachter J., Woloshin R.M. — *Phys. Rev.*, 1982, D26, p.3245; Plumer M., Raha S., Weiner R.M. — *Nucl. Phys.*, 1984, A418, p.549c; *Phys. Lett.*, 1984, B139, p.198; Blaschke D., Reinholz F., Röpke G., Kremp D. — *Phys. Lett.*, 1985, B151, p.439; Balashov V.V., Moskalenko I.V., Kharzeev D.E. — *Yad. Fiz.*, 1988, 47, p.1740; Moskalenko I.V., Kharzeev D.E. — *Yad. Fiz.*, 1988, 48, p.1122.
12. Celik T., Engels J., Satz H. — *Nucl. Phys.*, 1986, B256, p.670.
13. Blum T. et al. — Preprint AZPH-TH/94-22, Arizona, 1994.
14. Hejc G., Bentz W., Beier H. — *Nucl. Phys.*, 1995, B582, p.401.
15. Biro T., Zymanyi J. — *Phys. Lett.*, 1982, B116, p.6; Stöcker H. — *Nucl. Phys.*, 1984, A417, p.587; Glendenning N. — *Nucl. Phys.*, 1990, A512, p.737.
16. Okonov E.O. — *Nucl. Phys.*, 1995, B583, p.711; Gazdzicki M., Iovchev K., Kladnitkay E. — *Z. Phys.*, 1986, C33, p.895.

УДК 539.128

**ИЗМЕРЕНИЕ ТЕНЗОРНОЙ АНАЛИЗИРУЮЩЕЙ
СПОСОБНОСТИ РЕАКЦИИ ФРАГМЕНТАЦИИ
ТЕНЗОРНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНОВ
С ИМПУЛЬСОМ ОТ 6,2 ДО 9,0 ГэВ/с
В КУМУЛЯТИВНЫЕ ПИОНЫ**

*Ю.С.Анисимов, С.В.Афанасьев, Л.С.Золин, А.Ю.Исупов,
В.И.Колесников, А.Г.Литвиненко, А.И.Малахов,
А.С.Никифоров, В.В.Перелыгин, С.Г.Резников,
П.К.Рукояткин, А.Ю.Семенов, И.А.Семенова*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*А.Вакаи, Т.Ивата, Ц.Кагэя, Е.Миячи,
М.Фудзизэда, С.Фукуи, Н.Хорикава*
Университет Нагои, Нагоя, Япония

К.Коба, Т.Матсуда, Т.Хасегава
Университет Миязаки, Миязаки, Япония

А.А.Изотов
Санкт-Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия

Измерена тензорная анализирующая способность T_{20} реакции $d^{\uparrow} + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi(0^{\circ}) + X$ при изменении импульса дейтронов от 6,2 до 9,0 ГэВ/с и фиксированном импульсе пионов 3,0 ГэВ/с. Это соответствует изменению кумулятивной инвариантной переменной x в данной реакции от 0,9 до 1,6. Мы наблюдали T_{20} , близкое к нулю во всем указанном интервале x , это противоречит предсказаниям теоретических моделей, основанных на двухнуклонном описании дейтрона и предсказывающих осциллирующее поведение T_{20} при $x > 1$ в соответствии с изменением вклада D -состояния в волновую функцию дейтрона при изменении междуклонных расстояний в дейтроне. По-видимому, для описания структуры дейтронного кора и объяснения механизма кумулятивного рождения частиц необходимо использовать другие подходы, учитывающие кварк-глюонные степени свободы в ядрах.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Measurement of the Tensor Analysing Power for the Reaction of Fragmentation of Tensor Polarized Deuterons with Momenta from 6.2 to 9.0 GeV/c into Cumulative Mesons

Yu.S. Anisimov et al.

The tensor analysing power T_{20} for $d^\uparrow + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi(0^\circ) + X$ has been measured changing deuteron momenta from 6.2 to 9.0 GeV/c at fixed pion momentum of 3.0 GeV/c. It corresponds to the change of the cumulative invariant variable x in this reaction from 0.9 to 1.6. We observed the T_{20} close to zero over all this interval of x . This contradicts the predictions of theoretical models based on two-nucleon description of the deuteron and predicting an oscillating behaviour of the value of T_{20} at $x > 1$ in accordance with a change of the D -state contribution to the deuteron wave function with decreasing the internucleon distance in the deuteron. It seems that other approaches taking into consideration quark-gluon degrees of freedom in nuclei should be used to describe the deuteron core structure and to explain the cumulative particle production mechanism.

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

1. Введение

В последние годы достигнут значительный прогресс в изучении свойств ядер на малых расстояниях, т.е. свойств сверхплотной ядерной материи. В частности, установлен ряд закономерностей в адрон(лептон)-ядерных реакциях, исследованных в условиях, кинематически запрещенных для взаимодействия со свободным нуклоном. Данные по реакциям этого типа, т.н. кумулятивным реакциям [1], были получены в основном на ускорителях России (ОИЯИ, Дубна; ИТЭФ, Москва; ИФВЭ, Протвино) [2]—[7] и США (FNAL, SLAC, LBL) [8]—[14]. Они стимулировали применение теоретических методов физики высоких энергий для описания структуры ядер на малых расстояниях (нерелятивистской квантовой механики, квантовой механики на световом конусе, квантовой хромодинамики, кварковых моделей, партонных моделей и т.п.). Некоторые из примененных подходов оказались успешными в интерпретации широкого набора экспериментальных данных. Например, в [15] было продемонстрировано, что использование представления о короткодействующих нуклонных корреляциях в ядрах дает возможность описать известные данные по электромагнитным формфакторам дейтрона, по глубоконеупругому рассеянию электронов и нейтрино на легких ядрах, а также спектры быстрых адронов в задней полусфере при взаимодействии высокоэнергетических пучков с ядрами (p, π, γ , легкие ядра $+ A \rightarrow p, \pi, K + X$).

Описание поведения короткоживущей корреляции нуклонной пары в дейтроне связано с гипотезой ядерного кора в NN -взаимодействии. Реалистические волновые функции дейтрона содержат значительную высокоимпульсную часть ($\int \psi_D^2(k) \theta(k - 0,3 \text{ ГэВ}/c) d^3k = 4 \pm 5\%$). Наличие S - и D -компонент в волновой функции дейтрона приводит к сильной зависимости инклюзивных сечений от спинового состояния дейтрона в области, где вклад D -компоненты существен, т.е. в области кора дейтрона. Таким образом, эксперименты с поляризованными дейтронами при высоких энергиях являются эффективным дополнительным тестом существующих моделей ядерной

структуры на коротких расстояниях [16], [17]. Так, анализ данных по инклюзивному рождению быстрых протонов и пионов назад на неполяризованных ядрах показал [15], что импульсное приближение применимо при описании их спектров на основании модели Грибова — Глаубера. В случае рождения нуклонов спектр быстрых нуклонов-спектаторов, вылетающих назад, пропорционален нуклонной матрице плотности ядра, и следовательно, высокоимпульсная часть ядерной волновой функции может быть извлечена из данных по кумулятивному рождению нуклонов. Возможность количественного описания данных в рамках этой модели давала основание для заключения о доминировании двухнуклонных корреляций в ядерной волновой функции в области ядерного коры. Однако опыты по фрагментации дейтрона, выполненные в последнее время на пучках поляризованных дейтронов с импульсом $3 + 9$ ГэВ/с [18]—[20], показали, что тензорная анализирующая способность T_{20} и передача поляризации при развале дейтрона не могут быть описаны в рамках импульсного приближения в области внутренних импульсов $k > 0,3$ ГэВ/с. Модель, основанная на учете кварковых степеней свободы в дейтроне [21], оказывается более успешной в интерпретации поведения T_{20} при $k \approx 1$ ГэВ/с. Таким образом, эксперименты с поляризованными дейтронами помогают выявить тот масштаб расстояний в ядре, где цветовые степени свободы в ядрах становятся существенными.

Характерной особенностью спектров кумулятивных частиц является их скейлинговое поведение, в области энергий пучков выше нескольких ГэВ наклоны спектров слабо зависят от энергии пучка (режим предельной фрагментации ядер). Слабо выражена также зависимость от типа частицы-снаряда, массы фрагментирующего ядра и типа кумулятивной частицы. Эти особенности спектров четко выражены при представлении инвариантных сечений в шкале инвариантной переменной x , определяемой как минимальная масса покоящейся мишени, на которой может быть рожден фрагмент мишени с заданным импульсом [2], [3]. В кумулятивной области x изменяется от 1 до A — атомного номера фрагментирующего ядра (при высоких энергиях x близко к переменной светового фронта α). В случае рождения кумулятивных пионов использование импульсного приближения в рамках модели механизма прямого рождения (во взаимодействии частицы-снаряда с высокоимпульсным нуклоном дейтрона) позволяет успешно описать спектры кумулятивных пионов (см., например, [22]). При фрагментации дейтрона в протоны и пионы механизм прямого рождения приводит при $x > 1$ к сильной зависимости сечений от спинового состояния дейтрона. Для стриппинговых протонов это предсказание качественно подтверждается, хотя использование импульсного приближения не дает удовлетворительного количественного описания данных при больших внутренних импульсах [20]. Это говорит о неэффективности нуклонной модели дейтрона при описании структуры коры дейтрона. Измерение разности сечений при фрагментации тензорно-поляризованных дейтронов (тензорной анализирующей способности) в кумулятивные пионы является независимым тестом применимости подходов, ограниченных учетом нуклонных степеней, для описания процессов глубоконеупругого рассеяния на ядрах. Наблюдение значительного отклонения от предсказаний прямого механизма можно рассматривать как весомый аргумент в пользу необходимости привлечения кварк-глюонных степеней свободы для описания механизма кумулятивных процессов.

2. Эксперимент

Тензорная анализирующая способность T_{20} инклюзивной реакции с вылетом регистрируемой частицы под нулевым углом определяется соотношением

$$\sigma^{\pm} = \sigma^0 \left(1 - \frac{1}{2\sqrt{2}} p_{zz}^{\pm} T_{20} \right), \quad (1)$$

где σ^{+} и σ^{-} — сечения при положительной и отрицательной выстроенности пучка, σ^0 — сечение для неполяризованного пучка и $p_{zz}^{\pm}$ — тензорная поляризация пучка.

Измерение тензорной анализирующей способности T_{20} реакции



было выполнено на пучке тензорно-поляризованных дейтронов с использованием канала 4В в системе медленного вывода синхрофазотрона Лаборатории высоких энергий ОИЯИ [23]. Канал 4В расположен в основном измерительном зале ускорителя и предназначен для транспортировки частиц к магнитному спектрометру СФЕРА (рис.1). Углеродная мишень толщиной 40 г/см^2 была установлена в фокусе F3. Мониторирование интенсивности пучка дейтрона, падающего на мишень, осуществлялось с помощью ионизационной камеры, расположенной перед мишенью на расстоянии 1 м от нее. Дополнительно использовались два монитора, состоящие из сцинтилляционных телескопов и регистрирующие потоки вторичных частиц от мембраны ионопровода, транспортирующего дейтронный пучок от камеры ускорителя к фокусу F3. Отношение показаний трех мониторов сохранялось стабильным при заданном импульсе первичного пучка дейтронов. Протяженность трассы транспортировки пучка от фокуса F3 до финального фокуса F6 составляет около 100 м, что позволяет использовать большую времяпролетную базу для разделения частиц в импульсном диапазоне канала до 9 ГэВ/с. Техника времени пролета (TOF) обеспечивала надежную идентификацию отрицательных пионов без привлечения других средств селекции. Нами были использованы две времяпролетные базы длиной 74 и 42 м с размещением «старт»-счетчика T6 в фокусе F6 и «стоп»-счетчиков T4₁, T4₂, T5 в промежуточных фокусах F4 (T4₁, T4₂) и F5 (T5). Корреляция двух времен пролета позволяла существенно подавить фоновые события при работе с пучками высокой интенсивности.

При измерениях с отрицательными пионами было использовано простейшее условие для триггера — совпадение сигналов счетчиков S1, S2, и T6, расположенных в фокусе F6: $Tr(-) = S1 \times S1 \times T6$. Селективные свойства канала 4В таковы, что в TOF-спектре отрицательных частиц при импульсе 3 + 4,5 ГэВ/с присутствуют практически только π^{-} -мезоны (рис.2). При настройке канала на положительные частицы основной компонентой в фокусе F6 являются стриппинговые протоны, отношение которых к пионам резко возрастает, достигая 10^5 с приближением импульса канала к половинному импульсу первичных дейтронов. Для подавления протонов в триггере для

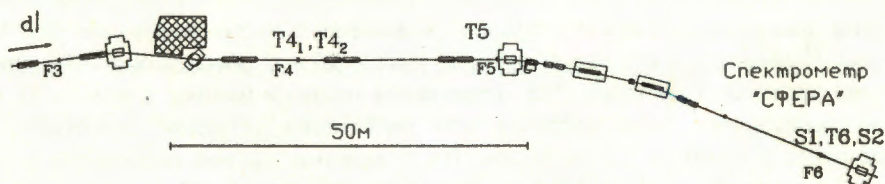


Рис.1. Канал 4В в экспериментальном зале синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ

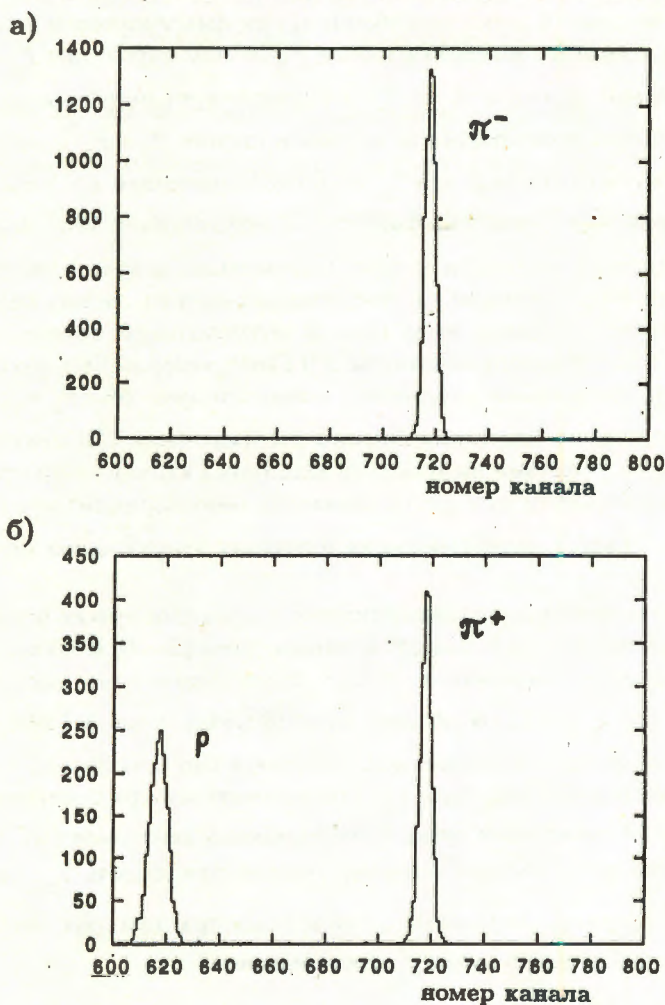


Рис.2. а) Времяпролетный спектр отрицательных частиц с импульсом 3,0 ГэВ/с. Цена деления канала равна 120 пс/кан., ширина на полувысоте пика пионов — 500 пс; б) времяпролетный спектр положительных частиц при 100-кратном подавлении протонов (левый пик) черенковским счетчиком

положительных частиц нами был применен черенковский счетчик с аэрогелевым радиатором размером $158 \times 158 \times 100 \text{ мм}^3$ и коэффициентом рефракции $n = 1,033$. Включение С-счетчика в триггер $Tr (+) = S1 \times S2 \times T6 \times C$ обеспечивало 100-кратное подавление протонных событий. Для определения примеси мюонов в фокусе F6 было измерено уменьшение числа отсчетов при увеличении толщины свинцового поглотителя перед счетчиком S2 до 60 см. По поведению кривой ослабления верхняя граница доли мюонов по отношению к пионам оценена нами в 8%.

Значение кумулятивной переменной для регистрируемых пионов можно варьировать в процессе измерений двумя способами: а) при фиксированном импульсе дейтронов P_d изменяется импульс настройки канала P_b (в этом случае при $P_d = 9 \text{ ГэВ/с}$ значениям кумулятивной переменной $x = 1$ и 2 соответствуют импульсы пионов $P_\pi = 3,21$ и $6,06 \text{ ГэВ/с}$), б) при фиксированном импульсе пионов $P_\pi = P_b$ изменяется импульс первичных дейтронов (например, при $P_b = 3,0 \text{ ГэВ/с}$ значениям $x = 1$ и 2 соответствует импульс дейтронов $P_d = 8,6$ и $5,83 \text{ ГэВ/с}$). Мы использовали второй способ, чтобы избежать многократной настройки канала. Оптимизация канала особенно сложна на отрицательных частицах, поскольку использование обычных средств диагностики пучка становится затруднительным из-за низкой интенсивности потока отрицательных частиц. Канал 4В был настроен на импульс $3,0 \text{ ГэВ/с}$, который был фиксирован на все время измерений. Импульсный аксептанс канала составлял $\delta P_b / P_b = 1,3\%$, что было определено на основании измерения ширины распределения TOF-спектра для протонов и подтверждено расчетами импульсного аксептанса канала по программе GEANT. Измерения были выполнены при шести значениях импульсов дейтронов $P_d = 9,0; 8,6; 7,4; 7,0; 6,6$ и $6,2 \text{ ГэВ/с}$, соответствующих интервалу кумулятивной переменной x от 0,91 до 1,66.

Сечения образования кумулятивных пионов в адронных пучках подробно изучены в опытах по фрагментации ядер с вылетом пионов назад [2—7]. В шкале кумулятивной переменной x сечение образования пионов аппроксимируется экспонентой $\sigma_{inv} = C \exp(-x/x_0)$, где $x_0 \approx 0,12$. В области энергий пучка выше 3 ГэВ/с x_0 и C слабо зависят от энергии. В исследованном нами интервале x от 0,91 до 1,65 сечение выхода пионов уменьшается в 300 раз. При $x = 1,65$ скорость набора статистики составляла $\sim 0,01 \text{ соб./с}$ при интенсивности пучка поляризованных дейтронов $1 \cdot 10^9 \text{ дейтр./сброс}$.

В соответствии с (1) тензорная анализирующая способность T_{20} связана с выходами пионов $N^\pm$ (нормированными на отсчеты монитора) при двух значениях тензорной поляризации дейтронного пучка $p_{zz}^\pm$ соотношением

$$T_{20} = \frac{2\sqrt{2} (N^+ - N^-)}{N^+ p_{zz}^- - N^- p_{zz}^+}. \quad (3)$$

Состояния поляризации «+» и «-» тензорно-поляризованного пучка дейтронов, поставляемого ионным источником ПОЛЯРИС [24], чередовались от цикла к циклу. Величины компонент поляризации дейтронного пучка были измерены посредством изме-

рения упругого dp -рассеяния с помощью двухплечевого поляриметра АЛЬФА [25], использующего жидководородную мишень в фокусе F5 канала медленного вывода. Измерение $p_{zz}^{\pm}$ было выполнено дважды: до и после набора статистики для определения T_{20} . Измеренные значения $p_{zz}^{\pm}$ составили соответственно

$$p_{zz}^{+} = 0,66 \pm 0,03; \quad p_{zz}^{-} = -0,77 \pm 0,03.$$

и

$$p_{zz}^{+} = 0,59 \pm 0,05; \quad p_{zz}^{-} = -0,66 \pm 0,04.$$

При вычислении T_{20} мы использовали усредненные значения $p_{zz}^{\pm}$. Систематическая ошибка T_{20} зависит от точности знания $p_{zz}^{\pm}$ в период измерений (5 суток). Неопределенность $p_{zz}^{\pm}$ в течение этого периода оценена нами в 10%. Для дополнительного

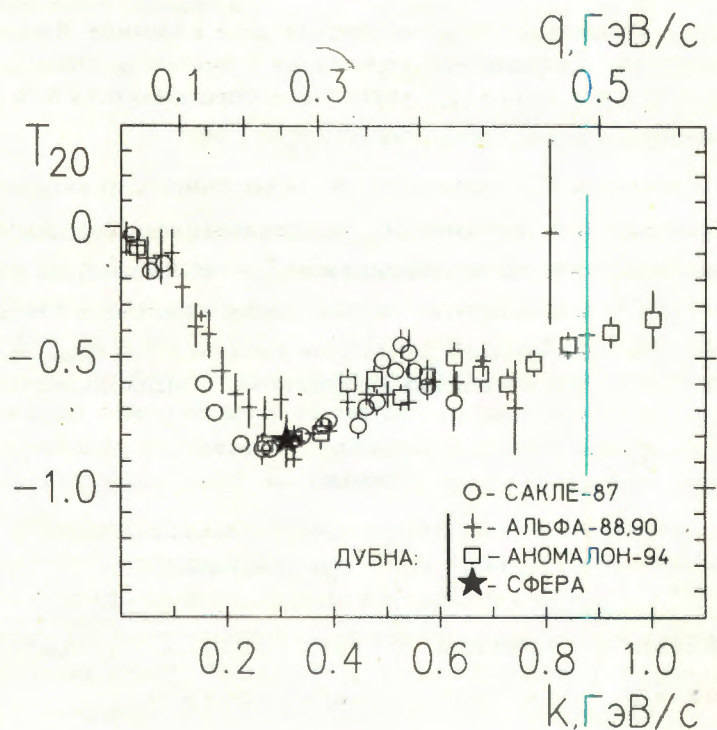


Рис.3. Экспериментальные данные измерения T_{20} для реакции $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow p(0^\circ) + X$. Звездой отмечен результат измерения T_{20} , выполненный на спектрометре СФЕРА в данном эксперименте, остальные точки — данные из [18], [19] и [20]

контроля стабильности $p_{zz}^{\pm}$ и проверки правильности процесса измерения тензорной анализирующей способности в рождении пионов мы провели в середине периода набора данных измерение T_{20} для реакции стриппинга дейтронов $d\uparrow + {}^{12}\text{C} \rightarrow p(0^\circ) + X$, которая с хорошей точностью измерена в нескольких экспериментах в области, соответствующей внутренним импульсам $k_p \approx 0,3$ ГэВ/с. При импульсе дейтронов 4,5 ГэВ/с и импульсе протонов 3,0 ГэВ/с ($k_p = 0,27$) мы получили значение $T_{20} = 0,88 \pm 0,10$, которое находится в хорошем согласии с известными данными [18]—[20] (рис.3).

3. Результаты и их обсуждение

Тензорная анализирующая способность T_{20} для реакции (2) измерена нами при шести значениях импульса дейтронов P_d для π^- -мезонов и при двух значениях P_d в случае π^+ -мезонов. Результаты измерений представлены в таблице. Вместе с соответствующими значениями кумулятивной переменной x приведены значения импульсов пионов в системе покоя дейтрона (q_π); указанные неопределенности δx и δq_π соответствуют импульсному аксептансу канала $4\text{В } \delta P_y / P_b = 1,3\%$.

Полученные величины T_{20} показаны на рис.4 в зависимости от инвариантной переменной x . Чтобы сравнить поведение T_{20} с предсказанием [26], полученным для реакции фрагментации покоящегося дейтрона $p + d\uparrow \rightarrow \pi(180^\circ) + X$, мы показываем на рис.5 значения $T_{20}(\pi^-)$ в зависимости от импульса пиона в системе покоя дейтрона, как это было сделано при представлении результатов расчетов в [26] (знак расчетных значений T_{20} изменен нами для приведения в соответствие с Медисоновской конвенцией

Таблица

P_d , ГэВ/с	$x \pm \delta x$	$q_\pi \pm \delta q_\pi$, ГэВ/с	$T_{20}(\pi^-) \pm \text{стат.} \pm \text{сист.}$	$T_{20}(\pi^+)$
9,0	$0,908 \pm 0,011$	$0,294 \pm 0,036$	$-0,005 \pm 0,045 \pm 0,005$	$0,131 \pm 0,085 \pm 0,013$
8,6	$0,970 \pm 0,012$	$0,309 \pm 0,037$	$-0,008 \pm 0,030 \pm 0,003$	
7,4	$1,220 \pm 0,016$	$0,362 \pm 0,043$	$0,051 \pm 0,066 \pm 0,007$	
7,0	$1,337 \pm 0,017$	$0,383 \pm 0,045$	$-0,042 \pm 0,080 \pm 0,008$	
6,6	$1,479 \pm 0,020$	$0,407 \pm 0,046$	$0,205 \pm 0,113 \pm 0,021$	
6,2	$1,658 \pm 0,023$	$0,433 \pm 0,052$	$0,017 \pm 0,137 \pm 0,002$	

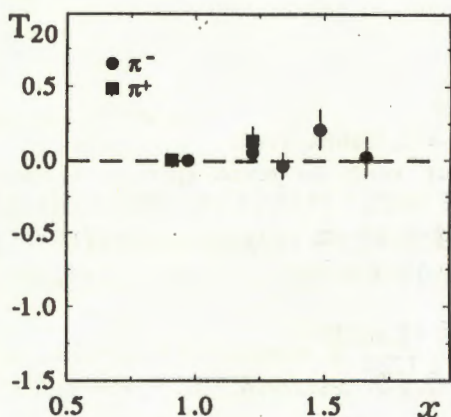


Рис.4. Тензорная анализирующая способность T_{20} для реакции $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^{\pm}(0^{\circ}) + X$ в зависимости от кумулятивной переменной x

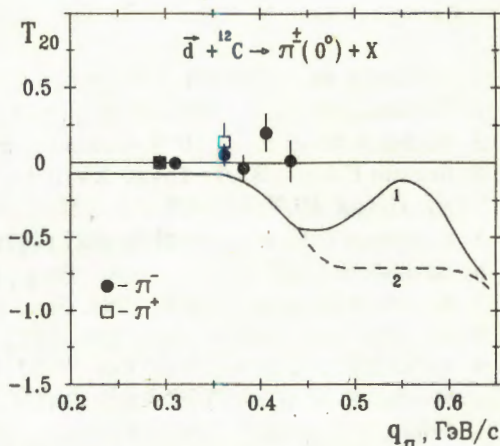


Рис.5. Сопоставление результатов данного эксперимента с расчетами из [26]. Пунктирная и сплошная кривые — предсказанное поведение T_{20} в зависимости от импульса пиона в системе покоя дейтрона для случая волновой функции дейтрона с кором (пунктир) и без кора

о знаке поляризационных наблюдаемых). Расчеты [26] выполнены в импульсном приближении в предположении, что пионы рождаются за счет прямого механизма, т.е. во взаимодействии с высокоимпульсным нуклоном дейтрона ($N + N \rightarrow \pi + X$). Применение такого подхода могло бы быть оправдано тем, что существовавший ранее набор экспериментальных данных позволял заключить, что в кинематической области, соответствующей $x \leq 1,5$, описание дейтрона как двухнуклонной системы является обоснованным [15]. Очевидное расхождение предсказаний прямого механизма и результатов наших измерений T_{20} показывает, что прямой механизм по крайней мере не является доминирующим в процессе рождения кумулятивных пионов. Это должно привлечь внимание к разработке альтернативных моделей, связывающих рождение кумулятивных мезонов с наличием кварк-глюонных степеней свободы в ядрах.

Эксперимент был выполнен при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 95-02-05070), Фонда Японского общества содействия науке (JSPS) и Международного научного фонда (грант № NK7000).

Авторы выражают благодарность дирекции ЛВЭ ОИЯИ за предоставленную возможность постановки эксперимента на ускорительном комплексе ЛВЭ, персоналу ускорителя, сотрудникам криогенного отдела ЛВЭ и группы АЛЬФА за обеспечение работы источника ПОЛЯРИС и контроль поляризации пучка дейтронов. Особую признательность авторы выражают Ю.К.Пилипенко и В.И.Шарову.

Литература

1. Балдин А.М. — ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429.
2. Ставинский В.С. — ЭЧАЯ, 1978, т.10, с.949.
3. Baldin A.M. et al. — JINR, Commun. E1-82-472, Dubna, 1982.
4. Лексин Г.А. — В сб.: Труды XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий, т.1, Дубна, 1977, с. А6-3.
5. Бояринов С.И. и др. — ЯФ, 1987, 46, с.1472; 1989, 50, с.1605.
6. Gavrishchuk O.P. et al. — Nucl. Phys., 1991, A523, p.589.
7. Беляев И.М. и др. — ЯФ, 1993, 56, с.135.
8. Shroeder L.S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, 43, p.1787.
9. Anderson L. et al. — Phys. Rev., 1981, C28, p.1224.
10. Moeller E. et al. — Phys. Rev., 1981, C28, p.1246.
11. Schutz W.P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1977, 38, p.259.
12. Arnold R.G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, 40, p.1429.
13. Bayukov Yu.D. et al. — Phys. Rev., 1979, C20, p.2257.
14. Nikiforov N.A. et al. — Phys. Rev., 1980, C22, p.700.
15. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Phys. Rep., 1981, 76, p.215.
16. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Nucl. Phys., 1983, A405, p.557.
17. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Phys. Rep., 1988, 160, p.235.
18. Perdrisat C.F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, 59, p.2840; Punjabi V. et al. — Phys. Rev., 1989, C39, p.608.
19. Аблеев В.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, с.558; Краткие сообщения ОИЯИ №3[43]-90, Дубна, 1990, с.5.
20. Nomofilov A.A. et al. — Phys. Lett., 1994, B325, p.327.
21. Kobushkin A.P. — J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1993, 19, p.1993.
22. Браун М.А. — ЯФ, 1985, 42, с.818; Браун М.А., Токарев М.В. — Вестник ЛГУ, 1986, 4, с.7.
23. Issinsky I.B. et al. — Acta Phys. Polonica, 1994, 25, p.673.
24. Belushkina A.A. et al. — In Proceedings of the 7th International Symposium on High-Energy Spin Physics, vol.2, Protvino, 1986, p.215.
25. Ableev V.G. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1991, A306, p.73.
26. Tokarev M.V. — In: Proceedings of the International Workshop «Dubna, Deuteron-91», Dubna, June 11—13, 1991, JINR, E2-92-25, Dubna, 1992, p.84.

УДК 539.17 + 539.14

ИЗМЕРЕНИЕ АСИММЕТРИИ РОЖДЕНИЯ ПИОНОВ, КАОНОВ И ПРОТОНОВ ВЕКТОРНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ДЕЙТРОНАМИ НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА

А.А.Балдин, Л.Г.Ефимов, В.С.Пантуев*, С.Н.Филиппов*, В.В.Борисов, Т.А.Голубева*, В.С.Королев, К.В.Михайлов, С.В.Семашко

Представлены новые экспериментальные данные по асимметрии рождения частиц в реакции $d\uparrow + {}^{12}\text{C} \rightarrow (\pi, K, p) + X$ на пучках векторно поляризованных дейтронов с энергиями 1,23 и 2,5 ГэВ/нуклон. Вторичные частицы регистрировались под углом 24° с импульсами 0,8 и 1 ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Measurement of the Asymmetry of Pions, Kaons and Protons Production by Vector Polarized Deuterons on Carbon Nuclei

A.A.Baldin et al.

The new experimental data on the asymmetry of particles production via the reaction $d\uparrow + {}^{12}\text{C} \rightarrow (\pi, K, p) + X$ in beams of vector polarized deuterons with energies 1.23 and 2.5 GeV/nucleon are presented. Secondary particles were detected at an angle of 24° with 0.8 and 1 GeV/c momentum.

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

1. Введение

Среди фундаментальных проблем современной ядерной физики особое значение имеют проблемы конфайнмента в сильных взаимодействиях, происхождения спина нуклона, структуры вакуума в квантовой хромодинамике (КХД). Решение этих проблем имеет отношение не только к ядерной физике, но также к физике элементарных частиц и астрофизике [1]. Одним из путей исследования данной проблематики является экспериментальное изучение спиновых эффектов в переходной области энергий. Согласно исследованиям кумулятивного и глубоко подпорогового рождения адронов, переходная область от нуклонных к кварк-глюонным степеням свободы ядерной материи соответствует энергиями релятивистских ядер от сотен МэВ до ~ 10 ГэВ [2].

В обзоре [3] для описания спиновых явлений в сильных взаимодействиях обосновывается введение инстантонного механизма. В рамках модели вакуума КХД как жид-

*Институт ядерных исследований Российской Академии наук, Москва

кости инстантонов удастся качественно объяснить проявление спиновых и ароматных эффектов в адронных процессах. При этом данные эффекты должны проявить себя наиболее ярко именно в переходной области энергий.

В настоящее время не существует законченной теории поляризационных явлений в адрон-ядерных взаимодействиях, поэтому необходимы количественные измерения величин поляризационных эффектов в зависимости от энергии, передачи импульса и типа изучаемых частиц.

Изучение спиновых явлений в области переходного режима только начинается [4]. Особенно благоприятные условия для таких исследований созданы на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ [5].

Цель настоящей работы состояла в экспериментальном изучении односпиновых асимметрий на пучках векторно поляризованных дейтронов в реакции $d\uparrow + {}^{12}\text{C} \rightarrow (\pi, K, p) + X$ в зависимости от энергии налетающих дейтронов и импульса вторичных частиц.

2. Методика измерений

Измерения проводились на выведенном пучке векторно поляризованных дейтронов синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. В качестве спектрометра вторичных частиц использовался магнитный канал установки КАСПИЙ ИЯИ РАН.

Схема эксперимента представлена на рис.1. Магнитные элементы спектрометра (квадрупольные линзы 1 + 4 ML-17 и магниты 1SP-94, 1SP40) работали в статическом режиме электропитания. Задание и коррекция требуемых режимов работы магнитных элементов осуществлялись на основе периодического опроса калиброванных датчиков Холла, расположенных непосредственно на полюсах. Для контроля режима транспортировки пучка по каналу ВП1 на исследуемую мишень датчиками Холла были оснащены также полюса двух линз (1K200, 2K200) и магнита (2SP94). Показания всех датчиков Холла записывались с помощью специальной автоматизированной системы по каждому сбросу ускорителя.

Канал выделял вторичные заряженные частицы, родившиеся под углом 24° , при импульсном захвате $\pm 5\%$. Поскольку эксперимент проводился параллельно с исследованиями на других установках и изменялся режим вывода пучка, аксептанс канала составлял 7 и 9,8 мср. % в зависимости от места расположения мишени в фокусе F4 выведенного пучка.

Для регистрации и идентификации частиц применялась методика измерения времени пролета частиц через вторую часть спектрометра на базе 7 м. В качестве детекторов частиц использовались три сцинтилляционных счетчика с размерами $18 \times 20 \text{ см}^2$. Последний сцинтиллятор служил для выработки временной отметки «старт» и просматривался с одной стороны. Два других сцинтиллятора просматривались ФЭУ ХР2020 с обеих сторон и вырабатывали четыре сигнала «стоп».

Оценка времени пролета проводилась в режиме off-line по формуле компенсации временной задержки в длинных сцинтилляторах:

$$t = (t_1 + t_2)/2 - (t_3 + t_4)/2,$$

где t_1 и t_2 — времена пролета, измеренные первым счетчиком, а t_3 и t_4 — вторым.

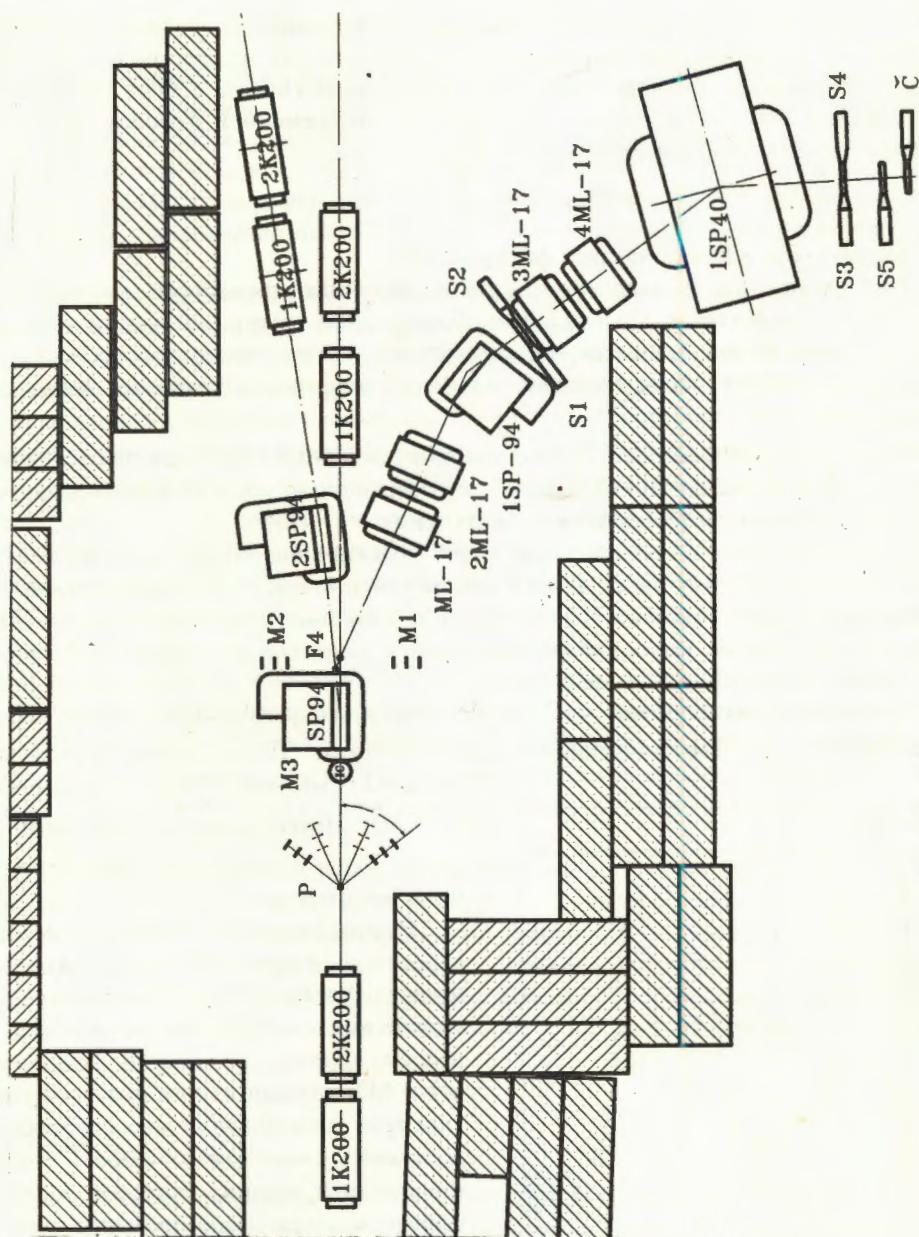


Рис.1. Схема эксперимента

Со всех ФЭУ дополнительно снималась информация о величине амплитудного сигнала ΔE . Поскольку для получения временной отметки использовались формирователи с постоянным порогом, аналоговая информация сигнала с ФЭУ позволяла провести коррекцию на зависимость вырабатываемой временной отметки от амплитуды сигнала. Коррекция проводилась по формуле

$$t^{\text{кор}} = t + \frac{a_i}{\sqrt{\Delta E - b_i}}, \quad i = 1 + 4,$$

где параметры a и b подбирались фитированием.

Полученная после введения поправок величина временного разрешения $\sigma = \pm 300$ пс определяется, в основном, разбросом длин траекторий частиц в магнитном спектрометре. На рис.2 показан времяпролетный спектр регистрируемых частиц с импульсом 800 МэВ/с после введения указанных поправок. Протонный пик подавлен логикой выработки триггера.

При измерении выходов K^+ -мезонов с импульсом 800 МэВ/с для режекции пионов использовался детектор черенковского излучения с радиатором из плексигласа, работающий в режиме полного внутреннего отражения.

Измерение степени поляризации пучка традиционно проводилось на базе установки АЛЬФА [6]. Во время наших измерений степень поляризации падающих на мишень дейтронов составляла $0,53 \pm 0,03$. Дополнительно осуществлялся контроль степени поляризации во время набора статистики с помощью независимого поляриметра (Р), расположенного перед мишенью [7].

В качестве исследуемой мишени использовался реакторный графит. Толщина мишени в большинстве измерений составляла $0,5 \text{ г/см}^2$. При измерении выхода каонов толщина мишени была увеличена до 8 г/см^2 . Интенсивность падающего пучка составляла в среднем $5 \cdot 10^8$ ядер дейтерия за цикл ускорителя.

Особое внимание было уделено мониторингованию дейтронного пучка, падающего на мишень. Чтобы избежать возможных систематических ошибок измерений, была установлена система мониторов. Два монитора М1 и М2, каждый из которых выполнялся в виде трех сцинтилляционных счетчиков, располагались симметрично слева и справа от мишени под углами, близкими к 90° . Эти мониторы захватывали примерно равные телесные углы и просматривали всю мишень. В качестве третьего монитора М3 использовалась газовая ионизационная камера (IC), расположенная в прямом пучке в 2 метрах перед мишенью. Ионизационная камера давала информацию об интенсивности выведенного пучка.

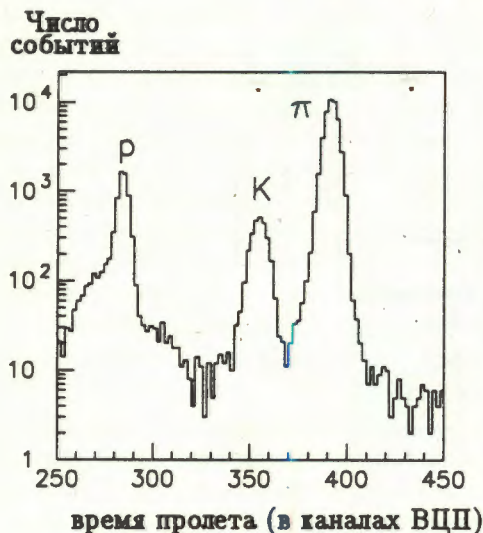


Рис.2. Спектр по времени пролета после введения поправок. Импульс частиц — 800 МэВ/с. Энергия пучка — 2,5 ГэВ/нуклон. Цена канала ВЦП — около 100 пс

3. Организация сбора данных

Блок-схема системы сбора данных показана на рис.3. Принимаемый сигнал от каждого из сцинтилляционных S1—S5 и черенковского С детекторов разветвлялся пассивными делителями на два равных сигнала. Одна группа сигналов поступала на пороговые формирователи Ф для выработки триггеров, временных и счетных измерений. Другая группа подавалась на аналоговые входы 10-разрядных зарядоцифровых преобразователей ЗЦП с диапазоном до 200 нК, что обеспечивало амплитудный анализ сигналов в ФЭУ.

Триггеры, соответствующие выбираемым комбинациям совпадений сформированных сигналов от всех указанных детекторов, вырабатывались в программно-управляемых модулях быстрого логического отбора ЛО. Триггерная логика позволяла настраивать систему на регистрацию определенного типа частиц: отдельно протонов и пионов или пионов, каонов и протонов одновременно.

Выходной сигнал ЛО «событие» представлял собой триггер, принудительно запираемый на время считывания данных в ЭВМ. Каждая активизация выхода «событие», помимо выработки запрещающего сигнала «veto», вызывала стробирование ЗЦП, разрешала старт времяцифровых преобразователей ВЦП по сигналу с S5, а также инициировала прерывание ЭВМ для чтения образа зарегистрированного события. В качестве ВЦП применялись модули с диапазоном измеряемых интервалов до 100 нс и разрешением 100 пс/канал.

Сигналы совпадений в мониторах M1, M2 и сигнал от ионизационной камеры M3 подавались на две группы быстрых счетчиков (150 МГц). В одной группе фиксировался полный счет мониторов. Другая группа счетчиков запиралась по сигналу «veto» и служила для оценки интенсивности пучка в режиме «живого» времени. Данные со всех счетчиков, а также метка знака поляризации выведенного пучка считывались по концу каждого цикла ускорителя.

Аппаратура системы выполнена в виде стандартной многокрейтной ветви КАМАК, подключаемой к персональной ЭВМ типа IBM PC/AT через устанавливаемый в ЭВМ адаптер шины UNIBUS и специализированный модуль ИС — интерфейс UNIBUS в системном крейте. Применение этих средств сопряжения обеспечивало возможность ручного тестирования электронной аппаратуры, а также синхронизацию системы в режиме реального времени с помощью встроенного в ИС регистра внешних запросов прерывания.

4. Обработка данных

В первую очередь проводилась селекция событий по сбросам на основании информации с мониторов. По результатам каждого измерения просматривалась зависимость интенсивности пучка M_3 от номера сброса. Области резкого изменения интенсивности забраковывались, поскольку связаны с изменением режимов работы ускорительного тракта или канала медленного вывода. События из таких сбросов не учитывались.

На следующем этапе проводилось исследование поведения счетов мониторов M_1 и M_2 от знака поляризации. Интересно отметить, что отношение M_1/M_3 при положительном знаке поляризации систематически больше этого же значения M_1/M_3 при

статистической обеспеченности 0,7%. Таким образом, мониторы M_1 и M_2 оказались чувствительны к знаку поляризации налетающих дейтронов. При этом

$$M_1^+ > M_1^0 > M_1^-, \quad M_2^+ < M_2^0 < M_2^-.$$

В ходе измерений проводился визуальный контроль формы и положения пучка вдоль тракта медленного вывода и непосредственно перед мишенью по профилометрам. Каких-либо существенных отличий по форме и положению пучка при разных знаках поляризации не наблюдалось.

Далее, были проверены соотношения

$$(M_1^- + M_1^+) / (M_3^- + M_3^+), \quad M_1^0 / M_3^0$$

и аналогичные выражения для M_2 . Исследования показали, что значения мониторов M_1 и M_2 , усредненные по положительному и отрицательному знакам поляризации, совпадают в пределах статистических ошибок с аналогичными значениями в случае отсутствия поляризации. Это указывает на общую самосогласованность и надежность системы мониторингирования.

Величина асимметрии рассчитывалась по формуле

$$A = \left(\frac{N^+}{M^+} - \frac{N^-}{M^-} \right) / \left(\frac{N^+}{M^+} + \frac{N^-}{M^-} \right),$$

где $N^\pm$ — число зарегистрированных частиц при соответствующих знаках поляризации, а $M^\pm$ — нормировка на число падающих дейтронов.

В качестве $M^\pm$ можно использовать показания ионизационной камеры (M_3), однако тщательное рассмотрение отношений счетов $N^\pm / M_3^\pm$ и $N^\pm / M_{1(2)}^\pm$ показало, что в некоторых случаях наблюдается нарушение линейной зависимости числа рассеянных частиц от показаний ионизационной камеры, в то время как для зависимости M_1 от M_2 отклонений не наблюдалось. На рис.4а показана зависимость счета монитора от показаний ионизационной камеры и на рис.4б — зависимость показаний ионизационной камеры от номера сброса. Выделенной области на рис.4а соответствуют отмеченные стрелками группы сбросов на рис.4б.

Этот эффект можно объяснить влиянием конечных и сравнимых размеров пучка и мишени, расфокусировкой или отклонением пучка, а также тем фактом, что ионизационная камера располагалась сравнительно далеко — на расстоянии 2 м — от мишени. Данные из показанных на рис.4б сбросов не учитывались, однако во избежание возможных ошибок мы предпочли использовать нормировку на мониторы:

$$M^+ = \frac{1}{2} (M_1^+ + k \cdot M_2^+), \quad M^- = \frac{1}{2} (M_1^- + k \cdot M_2^-), \quad (1)$$

$$k = (M_1^+ + M_1^-) / (M_2^+ + M_2^-). \quad (2)$$

Выражения (1) позволили исключить зависимость нормировки от знака поляризации, а коэффициент k введен для учета разницы геометрических и аппаратурных факторов

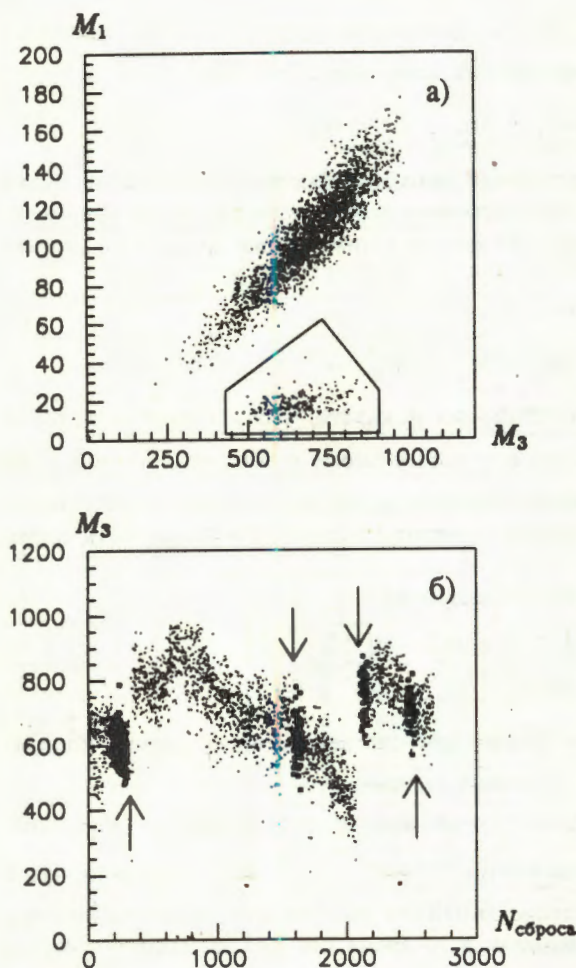


Рис.4. а). Зависимость счета монитора M_1 от показаний ионизационной камеры. Выделенная область исключена из обработки. б). Зависимость показаний ионизационной камеры от номера сброса. Отмеченные участки соответствуют выделенной области на рис.4а

обоих мониторов. В качестве (2) использовалось также независимое отношение M_1^0/M_2^0 , однако не все наборы статистики проводились с неполяризованным пучком.

Для вычисленных таким образом значений $M^\pm$ отношение M^+/M^- , усредненное по все наборам данных, равно $1,003 \pm 0,023$ (до введения поправки эта величина составляла $0,979 \pm 0,025$). Кроме того, рассматривалось отношение $M^\pm/M_3^\pm$ для тех измерений, которые удовлетворяли строгим критериям отбора по стабильности и интенсивности пучка. Для таких наборов данных это отношение оставалось постоянным в пределах одной статистической ошибки.

5. Результаты измерений

На рис.5 показана зависимость асимметрии рождения пионов, каонов и протонов от кинетической энергии налетающих дейтронов.

В приводимой ниже таблице даны численные значения полученных результатов измерений.

Для некоторых экспериментальных точек было проведено по несколько измерений. В этом случае в таблице указано средневзвешенное значение величины асимметрии с учетом статистических ошибок измерений.

Наблюдается уменьшение величины асимметрии как с увеличением энергии налетающих дейтронов, так и с увеличением импульса вторичных частиц.

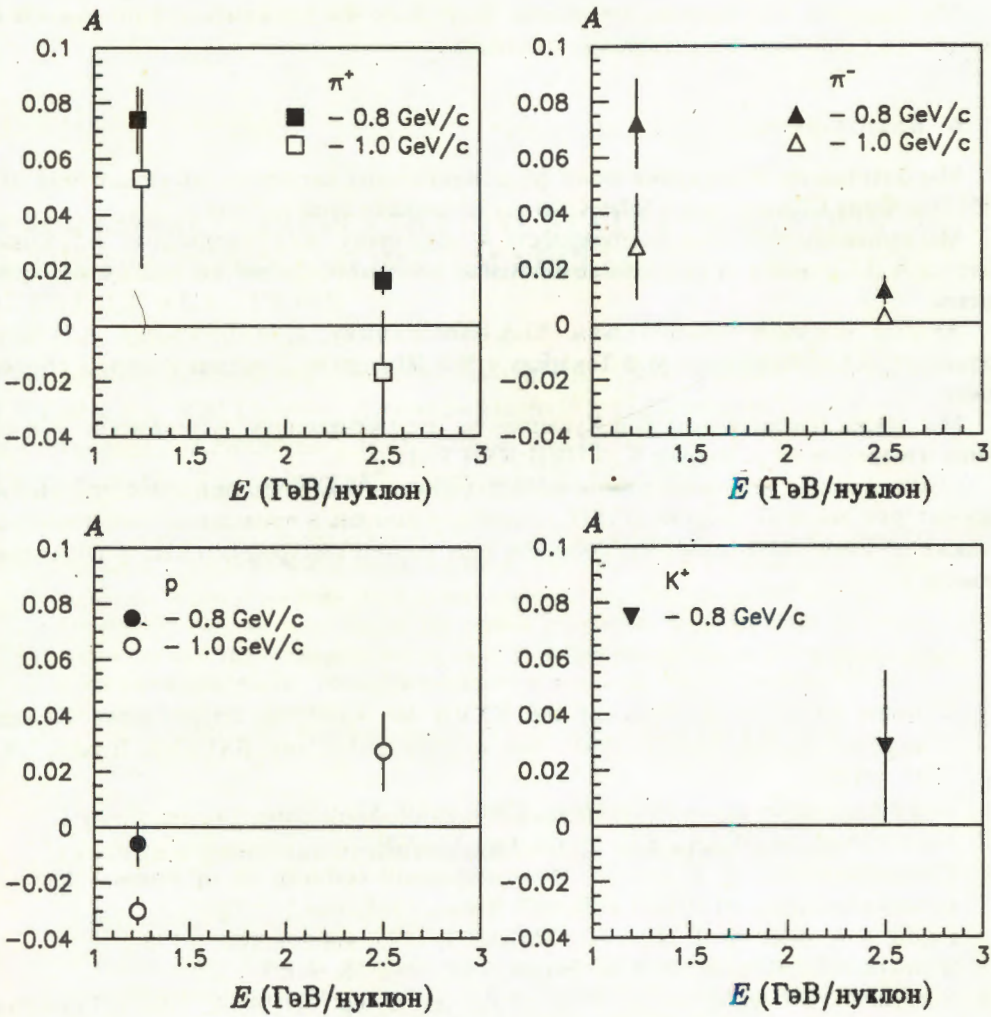


Рис.5. Зависимость асимметрии рождения частиц от кинетической энергии налетающих дейтронов

Таблица

E , ГэВ/нуклон	p , ГэВ/с	Асимметрия			
		π^+	π^-	p	K^+
1,23	0,8	$0,07 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,02$	$-0,006 \pm 0,008$	—
1,23	1,0	$0,05 \pm 0,03$	$0,03 \pm 0,02$	$-0,030 \pm 0,005$	—
2,5	0,8	$0,016 \pm 0,005$	$0,012 \pm 0,05$	—	$0,03 \pm 0,03$
2,5	1,0	$-0,02 \pm 0,02$	$0,003 \pm 0,003$	—	

Мы надеемся, что полученные данные будут полезны для критического анализа и разработки различных теоретических подходов.

6. Благодарности

Мы благодарим Российский фонд фундаментальных исследований (грант №94-02-03515) и Фонд Сороса (грант №N6K300) за поддержку этой работы.

Мы приносим глубокую благодарность А.М.Балдину, А.С.Водопьянову, А.Д.Коваленко и А.Н.Сисакину за постоянное внимание и активное содействие нашим исследованиям.

Авторы искренне признательны Ю.А.Панебратцеву, Н.М.Пискунову, А.Н.Прокофьеву, Е.А.Строковскому, М.В.Токареву и В.А.Шарову за полезные советы и обсуждения.

Мы также признательны А.Б.Курепину за предоставленную возможность выполнения измерений на установке КАСПИЙ ИЯИ РАН.

Считаем своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность сотрудникам Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, оказавшим помощь в проведении эксперимента, а также обеспечившим работоспособность всех систем синхрофазотрона и поляризованного источника.

Литература

1. Voloshin M.B. — In: Proc. of the XXVII Int. Conf. on High Energy Physics (Glasgow, UK, July 20—27, 1994), Inst. of Phys. Publishing, BS1 6NX, Bristol, UK, 1995, p.128;
Jaff R.L., Maohar A. — Nucl. Phys., 1990, vol.B337, p.509.
2. Балдин А.М. — ЭЧАЯ, 1977, том 8, вып.3, с.429;
Ставинский В.С. — В кн.: IX Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ Д1,2-88-652, Дубна, 1988, том.1, с.190;
Baldin A.A. et al. — IL NUOVO CIMENTO, 1995, vol.108, №2, p.139.
3. Дорохов А.Е., Кочелев Н.И. — ЭЧАЯ, 1995, том 26, вып.1, с.5.
4. Borzunov Yu.T. et al. — In: Proc. of the Int. Symp. «DUBNA, DEUTERON-93» (Dubna, Sept. 14—18, 1993), JINR, E2-94-95, Dubna, 1994, p.41;
Аверичев Г.С. и др. — В сб.: «Краткие сообщения ОИЯИ», №1[69]-95, Дубна, 1995, с.27.
5. Anishchenko N.G. et al. — In: Proc. of the 6th Int. Symp. of High Energy Spin Physics (Marseille, Sept.12—19, 1984), Journal de Physique, Paris, 1985, colloque C2, suppl. No.2, tome 46, p.703.
Baldin A.M. — In: Proc. of the XI Int. Seminar on High Energy Phys. Problems, JINR, Dubna, 1994, p.672.
6. Ableev V.G. et al. — NIM, 1991, vol.A306, p.73—82.
7. Prokofiev A.N. et al. — In: Proc. of the Int. Symp. «DUBNA, DEUTERON-95» (Dubna, July 4—7, 1995), in press.

УДК 539.17.015 + 539.172.13

SPACE CORRELATIONS AND FINAL STATE INTERACTION IN THE DEUTERON AND HELIUM NUCLEI BREAK-UP REACTIONS

V.V.Glagolev, J.Hlaváčová¹, A.K.Kacharava², K.U.Khairatdinov³,
N.B.Ladygina, R.M.Lebedev, A.G.Mamulashvili², G.Martinska⁴,
M.S.Nioradze², B.Pastircák⁵, G.D.Pestova, L.Šándor⁵,
S.S.Shimanskiy, T.Siemiarczuk⁶, J.Stepaniak⁶, J.Úrbán⁴

The work in beams of accelerated nuclei opens new possibilities for studying the final state interaction (FSI). In particular, we can see the most sensible way of FSI observation through correlation effects in reactions of the lightest nuclei disintegration, as ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ and ${}^4\text{He}$. The experimental data are presented on the angular correlations in the reactions $dp \rightarrow ppn$, ${}^3\text{He} \rightarrow dpp$ and ${}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}pn$ in the region of 1—4 GeV per nucleon for different intervals of the momentum transfer. The strong asymmetry is connected with FSI. We discuss also FSI with virtual isobaric excitation.

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

Пространственные корреляции и взаимодействие в конечном состоянии в реакциях дезинтеграции ядра дейтерия и гелия

В.В.Глаголев и др.

Исследования в пучках ускоренных ядер открывают новые возможности изучения взаимодействия в конечном состоянии (ВКС). В частности, можно увидеть наиболее чувствительный путь наблюдения ВКС через корреляционные эффекты в реакциях дезинтеграции легких ядер, таких как ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. Представлены экспериментальные данные по угловым корреляциям для реакций $dp \rightarrow ppn$, ${}^3\text{He} \rightarrow dpp$ и ${}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}pn$ в области энергий 1—4 ГэВ на нуклон для различных диапазонов переданных импульсов. Сильная асимметрия связана с ВКС. Обсуждается также ВКС с возбуждением виртуальных изобар.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

¹Technical University, Košice, Slovak Republic

²High Energy Physics Institute, Tbilisi State University, Tbilisi, Georgia

³Lebedev Institute of Academy of Sciences, Moscow, Russia

⁴University of P.J.Šafarik, Košice, Slovak Republic

⁵Institute of Experimental Physics, Slovak Academy of Sciences, Košice, Slovak Republic

⁶Institute for Nuclear Research, Warsaw, Poland

1. Introduction

The final state interaction (FSI) has been predicted many years ago [1]. There are a lot of results of the intermediate energy region, for example [2]. The acceleration of light nuclei opens new possibilities for space correlation studies on the 4π -detectors. In this work we, discuss the experimental results on pionless light nuclei disintegration at dp , ${}^3\text{Hep}$ and ${}^4\text{Hep}$ reactions in 1–4 A GeV region. The experiment was made in the 100 cm hydrogen bubble chamber at proton synchrotron of High Energy Physics Laboratory of the Joint Institute for Nuclear Research (Dubna). The fragmentation processes investigations in accelerated nuclei beams have an advantage because most of secondary particles are fast and good measurable.

The systematical errors are practically absent.

2. Experiment

The interactions of accelerated ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ and ${}^4\text{He}$ nuclei have been investigated on the pictures of 100 cm HBCh. All pionless channels except full disintegration have not more than one neutron and are kinematically defined. The cross sections of the reactions are listed in Table 1. The most of events (near 75000) were obtained for $dp \rightarrow ppn$ reaction and subdivided by direct and charge exchange (the neutron is the most fast nucleon in the rest deuteron system) channels.

All quantities in the following are to be understood with respect to the nuclei rest frame.

Table 1. Cross sections of the pionless reactions

No.	Reaction	Momentum per nucleon [GeV/c]	σ [mb]	Momentum per nucleon [GeV/c]	σ [mb]
1	$dp \rightarrow ppn$	1.67	37.2 ± 1.4		
2	${}^3\text{Hep} \rightarrow dpp$	4.5	7.29 ± 0.14		
3	${}^3\text{Hep} \rightarrow pppn$	4.5	6.90 ± 0.14		
4	${}^4\text{Hep} \rightarrow {}^3\text{Hepn}$	2.15	12.6 ± 0.2	3.37	7.62 ± 0.13
5	${}^4\text{Hep} \rightarrow {}^3\text{Hpp}$	2.15	12.28 ± 0.22	3.37	7.46 ± 0.18
6	${}^4\text{Hep} \rightarrow ddp$	2.15	1.53 ± 0.08	3.37	0.86 ± 0.06
7	${}^4\text{Hep} \rightarrow dppn$	2.15	9.91 ± 0.21	3.37	4.37 ± 0.14

3. Results and Discussion

3.1. Rescattering and Coalescence. In the frame of simple impulse approximation (IA) we wait factorization for two vertices of quasielastic scattering diagram and isotropic Treiman – Yang angular distribution. But it is working only up to 50–70 MeV/c Fermi motion momentum [3,4]. More full systematical investigations have led to observation of strong angular dependence on spectator momentum. Kinematics of the break-up reaction is presented in Fig.1. Here $\vec{k}$ is the momentum of the projectile proton, $\vec{p}_3$ is the momentum of the fast proton. The slowest nucleon we shall call a spectator nucleon. It is nucleon with $\vec{p}_1$ or $\vec{p}_2$ momentum. Further, we consider the angle between the spectator momentum

$\vec{p}_s$ and transfer momentum $\vec{q}$: $\cos \alpha = \frac{\vec{q} \cdot \vec{p}_s}{|\vec{q}| \cdot |\vec{p}_s|}$ [5].

To summarize the information on the angular distribution, we use an asymmetry parameter expressed in the following form

$$A = \frac{N(\alpha < 90^\circ) - N(\alpha > 90^\circ)}{N(\alpha < 90^\circ) + N(\alpha > 90^\circ)}$$

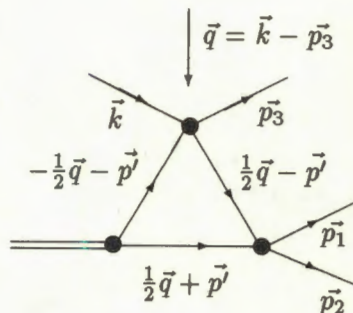


Fig.1. Kinematics of deuteron-proton break-up reaction

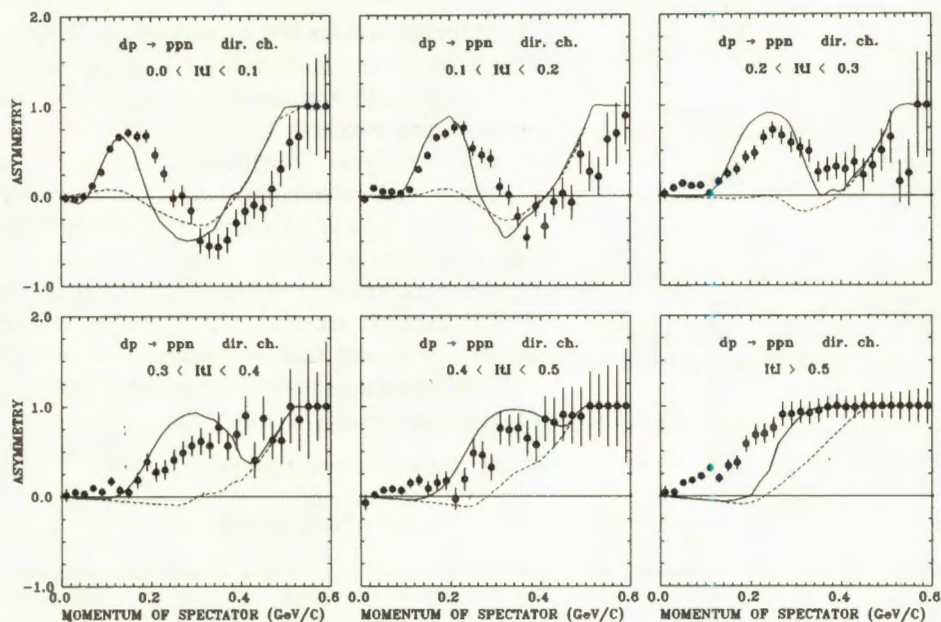


Fig.2. Momentum distributions of asymmetry parameter: the dashed and full lines correspond to contributions of IA diagrams and IA + FSI (S + D wave DWF)

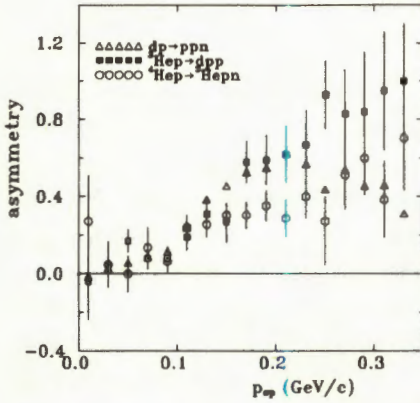


Fig.3. Momentum distributions of asymmetry parameter: $dp \rightarrow ppn$, ${}^3\text{He} \rightarrow dpp$ and ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}pn$ reactions

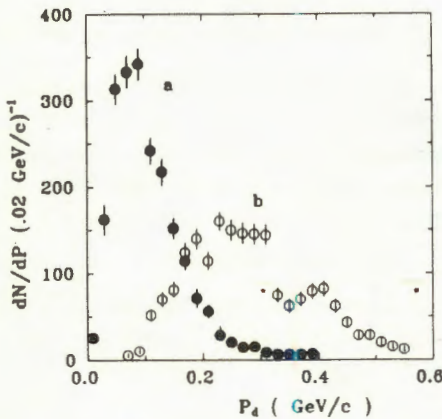


Fig.4. Momentum spectra of the deuterons for the ${}^3\text{He} \rightarrow dpp$ reaction:

- a) deuteron is the slowest particle
- b) proton is the slowest particle

The A-parameter distribution for direct channel of $dp \rightarrow ppn$ reaction and theoretical curves are presented in Fig.2 over a wide region of the spectator momentum at different transfer momentum.

We see strong FSI correlations in the region 0.1–0.4 GeV/c.

Number of events in the ${}^3\text{He}$ and ${}^4\text{He}$ reactions is smaller than in dp ones. For this reason we may compare a behaviour of symmetry parameter only up to 350 MeV/c spectator momentum. This behavior is presented in Fig.3 for three different pionless reactions.

It is possible to make the conclusion that break-up mechanism of all light nuclei is the same.

Let us say some words about coalescence. For example, in the frame of close approximation the channels ${}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}$, ${}^3\text{He} \rightarrow dpp$ and ${}^3\text{He} \rightarrow pppn$ have some correlation. The ${}^3\text{He} \rightarrow dpp$ reaction has two groups of deuterons: slow (spectators) and fast (Fig.4). Just as for ${}^3\text{He} \rightarrow pppn$ reaction there is significant asymmetry in $\cos \alpha$ for neutron spectator ($A = 0.34 \pm 0.04$) and asymmetry is absent for proton spectator ($A = 0.04 \pm 0.03$) [6]. The deuteron spectra and correlations in ${}^4\text{He}$ reactions have the similar behavior [7]. We connect this correlations with a group of fast deuterons formed through coalescence.

3.2. Isobaric Excitation. Isobaric state excitation and interaction kind of $NN \rightarrow \pi NN \rightarrow \Delta N \rightarrow NN$ inside of nuclei are another type of FSI. This influence we saw in $dp \rightarrow ppn$ reaction as strong magnification of high-energy tail of spectator momentum spectrum [5,8,9]. In Fig.5 are presented proton and neutron spectator spectra in the different angular intervals of backward hemisphere for this reaction.

The ratio of proton to neutron yields is 5 due to the two-step process with Δ -isobar in intermediate state for $dp \rightarrow ppn$ reaction [10]. Similar effects also take place in ${}^4\text{He} \rightarrow pX$ reaction [11] and are weakened with energy increase. In Fig.6 we demonstrate the experimental ratio of slow proton to neutron for the $dp \rightarrow ppn$ and ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$ reactions

in different regions $x = \frac{T}{T_{\max}}$ versus emission angle.

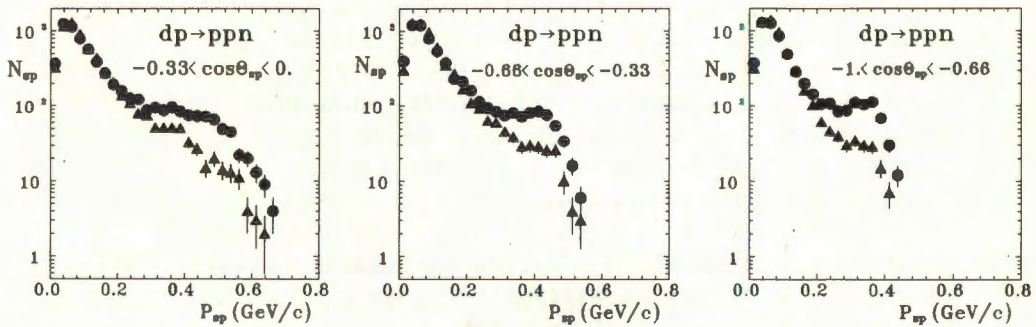


Fig.5. Spectra of p -spectator («O») and n -spectator («Δ») momenta

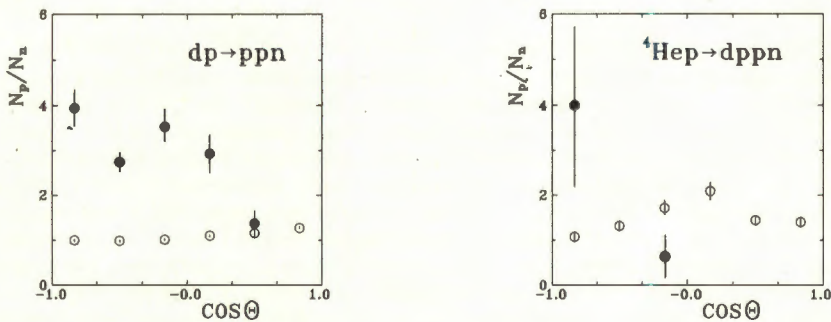


Fig.6. The proton-to-neutron ratio versus $\cos \theta$ for $dp \rightarrow ppn$ and ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$ reactions. Black circles relate to $x > 0.5$; open circles, to $x < 0.5$

Conclusions

Experimental investigations in the beams of accelerated nuclei in 4π geometry give the possibilities of studying different kinds of FSI. It is needed to take into account strong correlation and coalescence FSI effects in wide energy region and isobaric influence near thresholds of the corresponding isobars.

This work is supported in part by the Russian Fund of the Fundamental Investigation (grant No.93-02-3961).

References

1. Watson K.M. — Phys. Rev., 1952, 88, p.1163;
Migdal A.B. — ZhETF, 1955, 28, p.3.
2. Golovin B.M. — Sov. Journ. Nucl. Phys., 1972, 16, p.1096;
Fric. M. et al. — Phys. Lett., 1973, 47B, p.241.

3. Kolybasov V.M., Leksin G.A., Shapiro I.S. — *Usp. Fiz. Nauk*, 1974, 113, p.239.
4. Aladashvili B.S. et al. — *Sov. Journ. Nucl. Phys.*, 1976, 24, p.129.
5. Aladashvili B.S. et al. — *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 1977, 3, p.7.
6. Glagolev V.V. et al. — *JINR Preprint P1-94-274*, Dubna, 1994.
7. Glagolev V.V. et al. — *Acta Phys. Slovaca*, 1986, 36, p.227.
8. Aladashvili B.S. et al. — *Nucl. Phys.*, 1975, B86, p.461;
Aladashvili B.S. et al. — *Nucl. Phys.*, 1976, A274, p.468.
9. Alberi G., Baldracchini F. — *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 1978, 4, p.665.
10. Kopelovich V.B., Radomanov V.B. — *JINR Communication P1-90-584*, Dubna, 1990;
Kopeliovich V.B. — *Phys. Report*, 1986, 139, p.51.
11. Sobchak T. et al. — *Journ. Nucl. Phys.*, 1995, 58, p.1.

УДК 539.17.012

539.142.2

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ПРОДУКТОВ В РЕАКЦИИ $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ БОМБАРДИРУЮЩИХ ИОНОВ $6,0 + 10,0$ МэВ/нуклон

**А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, М.Весельски*, А.В.Еремин,
А.П.Кабаченко, О.Н.Малышев, Ю.Ц.Оганесян, А.Г.Попеко,
И.Рохач, Р.Н.Сагайдак, Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепигин, Ш.Шаро***

В реакции $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$ измерены сечения образования испарительных продуктов в $\pi\pi$ -, $p\pi\pi$ - и $\alpha\pi\pi$ -каналах девозбуждения компаунд-ядра ^{212}Rn в диапазоне энергий возбуждения от 80 до 160 МэВ. Сравнение экспериментальных данных с расчетами по статистической модели девозбуждения компаунд-ядра показало, что необходимым условием согласия экспериментальных и расчетных данных является уменьшение величин жидкокапельных барьеров деления для нейтронодефицитных изотопов Rn, At и Po на 30 + 40% по сравнению с барьерами, получаемыми в расчетах по моделям Коена — Плазила — Святецкого или Сирка. Проведенный дополнительно анализ большого массива экспериментальных данных (около 15 комбинаций мишень — частица и 50 ядер-продуктов) показал, что уменьшение жидкокапельных барьеров деления на 30 + 40% по сравнению с теоретическими предсказаниями носит универсальный характер и наблюдается для всех нейтронодефицитных нуклидов в области от Bi до U.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флерова ОИЯИ.

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

A.N.Andreyev et al.

Production cross sections were measured for evaporation residues obtained in $\pi\pi$ -, $p\pi\pi$ -, and $\alpha\pi\pi$ -deexcitation channels of the ^{212}Rn compound nucleus created in the excitation energy range of 80—160 MeV in the reaction $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$. The comparison of the experimental cross sections and the values, calculated using the statistical model of compound nucleus deexcitation (HIVAP code) showed that an inevitable condition for the agreement of experimental and calculated values is the lowering of the liquid drop fission barrier height for neutron deficient nuclei of Rn, At, and Po by 30 + 40% in comparison with the barriers, obtained from calculations using the Cohen — Plasil — Swiatecki or Sierk models. An ad-

*Университет имени Яна Коменского, Братислава, Словакия

ditional analysis of a large number of experimental data on the evaporation residue cross sections have showed that the decrease of the liquid drop fission barrier values by 30 + 40%, in comparison with the theoretical ones, has a universal character and is observed for all neutron deficient nuclei from Bi to U.

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

Введение

Известно, что для компаунд-ядер с $Z \geq 82$, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, сечение деления совпадает или близко к сечению слияния даже в околосбарьерной области энергий бомбардирующих ионов. По этой причине в этой области ядер резко уменьшается чувствительность метода определения барьеров деления по форме и положению функции возбуждения делительной моды распада, успешно использующегося для более легких ядер (см., например, обзор [1]). Как следствие, требования к точности измерения сечений деления, необходимой для определения величин барьеров, резко возрастают и практически выходят за пределы реальных возможностей эксперимента.

В то же время неоднократно отмечалось (см., например, [2]), что в этом случае чувствительным и практически универсальным методом определения барьеров деления и других характеристик возбужденных ядер, использующихся при описании процесса девозбуждения компаунд-ядра в рамках статистической модели испарения, может стать анализ сечений образования испарительных продуктов. Реально достижимая чувствительность такого подхода была, в частности, продемонстрирована в работах [3,4] на примере анализа сечений образования нейтронодефицитных изотопов Bi с массовыми числами $187 \leq A \leq 192$, образующихся в реакциях полного слияния с ионами ^{40}Ca и ^{40}Ar . Было показано, что для этих нуклидов увеличение барьера деления на ~20% приводит к росту расчетных сечений испарительных реакций на полтора порядка величины, в то время как сравнительно легко достижимая точность измерения абсолютных величин сечений составляет фактор 1,5 + 2,0. Таким образом, при сравнении результатов расчета с экспериментом может быть получена высокая точность определения величин барьеров деления, как параметров в рамках используемой в расчетах модели испарительного девозбуждения компаунд-ядра. Вопрос о степени соответствия величин барьеров деления, извлекаемых при таком анализе, их реальным значениям, в данном случае, в большей степени становится вопросом о достоверности и обоснованности использованных в расчетной модели подходов и сделанных предположений. Ответ на этот вопрос не представляется простым и требует, как минимум, проведения систематических экспериментальных данных и его последующего анализа.

В предыдущих работах нами были измерены сечения и проведено сравнение экспериментальных данных с расчетными величинами сечений образования испарительных продуктов, образующихся при девозбуждении компаунд-ядер $^{191,193,199}\text{Bi}$ [4,5], $^{200,202}\text{Po}$ [6,7], $^{199,205,207}\text{At}$ [8,9], $^{216,218,220}\text{Ra}$ [10,11], $^{217,219}\text{Ac}$ [12] и $^{228,230}\text{U}$. Настоящая работа является продолжением этих исследований для компаунд-ядра ^{212}Ra . Неко-торой дополнительной особенностью данной работы является то, что большая часть экспериментальных данных относится к области энергий возбуждения компаунд-ядра выше 100 МэВ, а также то, что для расчетов сечений использовался хорошо известный код NIVAP.

Экспериментальная методика и результаты измерений

Эксперименты проводились на выведенном пучке-циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Использовались пучки ионов ^{22}Ne с начальными энергиями 160, 192 и 217 МэВ. Интенсивность пучка на мишени ограничивалась и в среднем была равной $2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Уменьшение энергии бомбардирующих ионов с шагом 3—6 МэВ проводилось с помощью алюминиевых и титановых поглотителей. Энергия бомбардирующих частиц измерялась полупроводниковым детектором, расположенным после мишени, по энергии ионов, рассеянных на угол 30° на веществе мишени. Калибровка детектора осуществлялась с помощью стандартных α -источников и калиброванных омических делителей. Поправки на неионизационные потери и потери энергии в «мертвом» слое детектора не учитывались. Такая методика измерений позволяет определять абсолютные значения энергий бомбардирующих ионов с $A \leq 40$ с точностью $\pm (1,0 + 1,5) \%$ или $\pm 2,0$ МэВ для описываемых экспериментов. Точность определения относительных величин энергий ионов в 2—3 раза лучше и составляет $\pm (0,7 + 1,0)$ МэВ.

В экспериментах использовалась неподвижная мишень из разделенного изотопа ^{190}Os толщиной 280 мкг/см^2 . Содержание в мишени других изотопов осмия составляло 1,02%, 0,64% и 0,47% для изотопов с массовыми числами 192, 189 и 188 соответственно. Мишень была изготовлена методом напыления на тонкую (36 мкг/см^2) графитовую подложку и с лицевой стороны была также запылена слоем графита с толщиной $\approx 5 \text{ мкг/см}^2$.

Продукты реакций полного слияния отделялись от продуктов реакций глубоководных передач и бомбардирующих ионов с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА [15,16]. Это трехступенчатый электростатический сепаратор с телесным углом захвата 15 мср и полосой пропускания $\pm 10\%$ по электрической жесткости. При быстроедействии, близком к одной микросекунде, он обеспечивает эффективное разделение продуктов реакций полного слияния, продуктов реакций передач и бомбардирующего пучка. Эффективность сепарации для продуктов реакций полного слияния зависит от массы бомбардирующего иона и для компаунд-ядер с $A > 200$ меняется от $2 + 3\%$ для реакций с ионами кислорода до $25 + 30\%$ для реакций с ионами аргона и кальция. В описываемых экспериментах эффективность сепарации измерялась в каждом облучении с использованием калибровочной реакции $^{22}\text{Ne} (135 \text{ МэВ}) + \text{ест. W} (340 \text{ мкг/см}^2)$; она составляла в различных облучениях от 3,7% до 5,3% в зависимости от режима настройки сепаратора и характеристик выведенного пучка. При измерениях эффективности сепарации применялся метод измерения отношения α -активностей в фокальной плоскости сепаратора и на сборнике, расположенном после мишени [12], а также прямое сравнение выходов α -активностей в реакциях на калибровочной или рабочей мишенях в различных облучениях. Измеренные значения эффективности использовались при вычислении сечений xl - и rxl -реакций. При вычислении сечений αxl -реакций измеренная величина эффективности сепарации уменьшалась в шесть раз из-за более широкого углового распределения продуктов для этих реакций. Коэффициент уменьшения эффективности сепарации для αxl -канала де возбуждения был определен нами экспериментально в близкой к исследуемой реакции $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ [12].

Регистрация ядер отдачи и измерение энергий их α -распадов осуществлялось в фокальной плоскости сепаратора детектирующей системы [17], состоящей из двух широкоапертурных времяпролетных детекторов с временным разрешением 0,5 нс и восьмитрипового полупроводникового детектора размером 50×70 мм и разрешением ≈ 15 кэВ для α -частиц с энергиями в диапазоне энергий от 6 до 9 МэВ. Для «грубой» калибровки полупроводникового детектора использовался внешний α -источник — ^{226}Ra . Окончательная калибровка детектора проводилась с помощью имплантированных в детектор α -излучателей — продуктов реакций $^{22}\text{Ne} + \text{W, Os, Pt}$.

Идентификация нуклидов проводилась по энергиям их α -распадов и функциям возбуждения. Величины α -вилки, необходимые для вычисления сечений образования изотопов и изомеров Po, At и Ra в испарительных каналах реакции $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$, брались из работ [18, 19]. Для изомера ^{202}At с энергией α -распада, равной 6,228 МэВ, величина α -вилки считалась равной 15% на основе систематик. Из экспериментально измеренных выходов вычитался вклад, связанный с распадом материнских нуклидов. Сечения

Таблица 1. Сечения xn -реакций при девозбуждении компаунд-ядра ^{212}Rn

$^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$								
$E_{\text{Ne}},$ МэВ	$E^*,$ МэВ	Сечение, мкб						
		$7n^a$	$8n$	$9n$	$10n$	$11n$	$12n$	$13n$
129,5	78,0	27700	1700					
134,0	82,0	20400	4600					
138,0	85,5	12800	6300	130				
142,5	89,5	7000	7700	650	10			
148,5	95,0	3000	6000	2050	20			
151,0	97,5	2000	5100	2670	30			
155,5	101,5	1000	2700	3000	135			
161,0	106,0		1150	1900	370	3		
167,5	112,5		510	1400	520	10		
173,0	117,0		250	690	450	33		
176,0	119,5		180	470	340	39		
181,5	124,5			220	210	57		
187,0	129,5			130	140	58	2,0	
192,5	134,5			90	110	42	2,5	
199,5	141,0				100	29	3,6	
208,0	148,5					18	2,9	0,25
217,0	156,5					10	1,8	0,75

^{a)} вклад от реакции $6n$ не вычтен.

Таблица 2. Сечения для pn - и αn -реакций при деовозбуждении ^{212}Rn

$^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$								
$E_{\text{Ne}},$ МэВ	$E^*,$ МэВ	Сечение, мб						
		$p8n$	$p9n$	$p10n$	$p11n$	$\alpha 9n$	$\alpha 10n$	$\alpha 11n$
151,0	97,5	1,7						
155,5	101,5	2,2	1,1					
161,0	106,0	2,2	2,9	0,12				
167,5	112,5	1,8	4,0	0,22		5,7		
173,0	117,0	1,0	4,0	0,44		6,3	0,8	
176,0	119,5	1,1	4,0	0,53		8,4	1,4	
181,5	124,5	0,7	3,0	0,88		9,9	2,5	
187,0	129,5	0,3	2,1	1,06	0,32	7,7	3,3	
192,5	134,5	0,2	1,6	1,18	0,90	6,0	3,8	1,3
199,5	141,0		1,2	1,07	0,95	4,2	3,2	1,5
208,0	148,5		0,6	0,59	1,10	3,6	2,2	2,2
217,0	156,5		0,3	0,36	1,17		2,1	2,3

образования нуклидов в основном и изомерных состояниях суммировались. При вычислении энергии возбуждения компаунд-ядра нами использовались экспериментальные значения масс нуклидов из таблиц [20]. Полученные в результате такой обработки данных величины сечений для реакций с заданным числом и типом испарившихся частиц приведены в табл. 1 и 2, а также показаны на рис.1 вместе с результатами расчетов по программе NIVAP.

Статистическая точность измерений выходов отдельных нуклидов составляла в данных экспериментах $\pm 5\%$ для изотопов и изомеров Rn и $\pm (10 + 15) \%$ для изотопов и изомеров At и Po. В основном, она определялась точностью учета фона под выделенным α -пиком и необходимостью учета вклада от распада материнских нуклидов (для выходов At и Po). Исключение составляют данные для выходов нуклида ^{199}Po (реакция $\alpha 9n$) в области энергий возбуждения от 106 до 118 МэВ. В этой области энергий возбуждения доля ^{199}Po , образующегося в результате α -распада ^{203}Rn , изменяется от 100% до 30% от полного выхода. Поэтому точность измерений выходов ^{199}Po в этой области энергий возбуждения меняется от $\pm 50\%$ до $\pm 25\%$.

Точность измерений величин сечений образования испарительных продуктов определяется также точностью измерений эффективности сепарации ($\pm 20\%$), толщины мишени ($\pm 5\%$) и потока ионов, прошедших через мишень. С учетом возможных систематических ошибок в измерениях, прежде всего потока ионов, мы считаем, что реальная точность измерений абсолютных величин сечений составляет в наших экспериментах $\pm 40\%$. Точность измерения относительных величин сечений в два-три раза лучше.

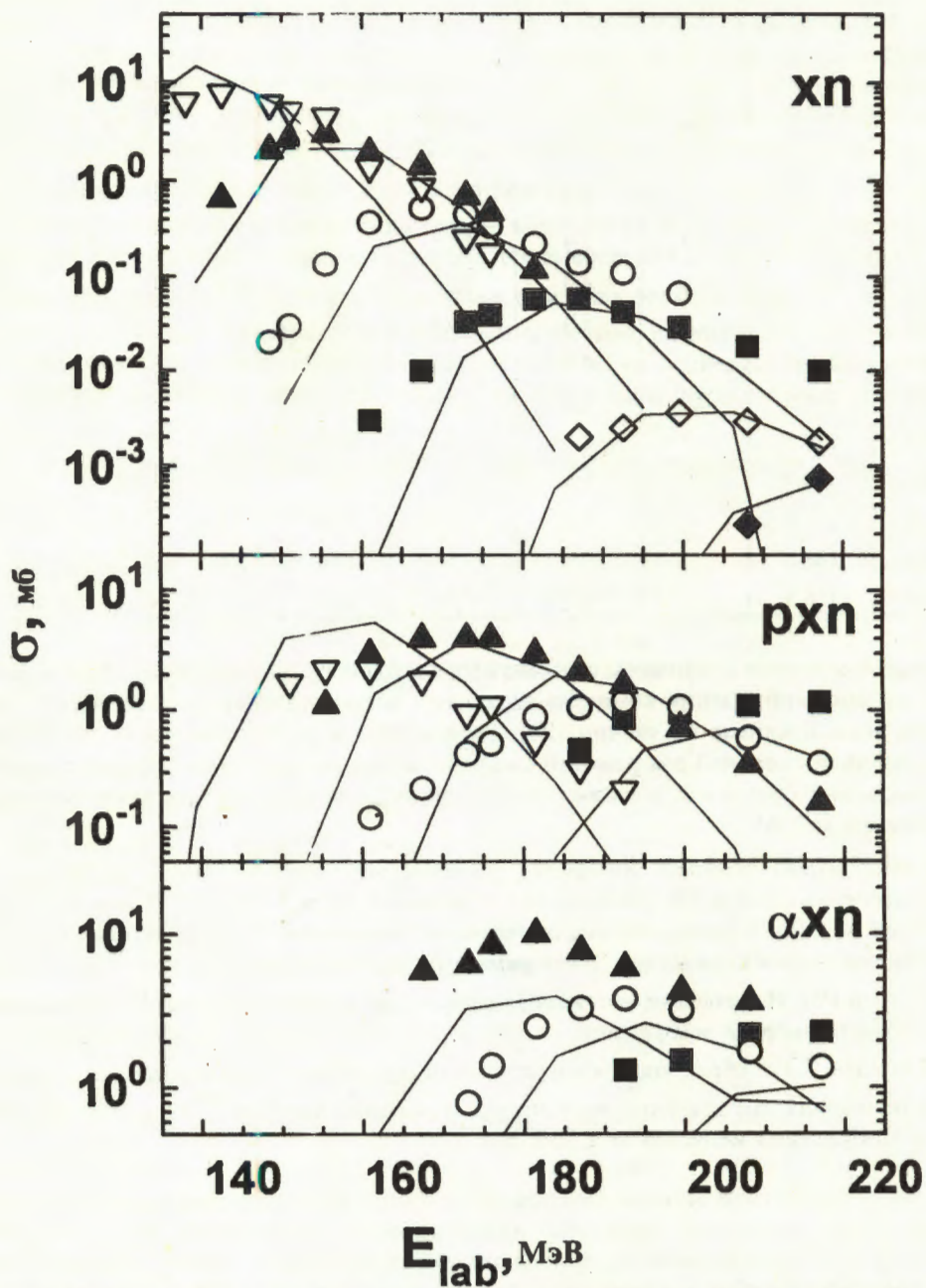


Рис.1. Функции возбуждения для xn -, pxn - и αxn -испарительных каналов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$. Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета по программе HIVAP

Сравнение экспериментальных данных с расчетом по программе NIVAP и обсуждение результатов

Этот раздел статьи можно разделить на две части. В первой части мы кратко охарактеризуем способы определения основных модельных параметров в программе NIVAP и обсудим экспериментальные данные для сечений xl -, pxl - и αxl -каналов девозбуждения компаунд-ядра ^{212}Rn . Во второй — проведем сравнение результатов расчетов по программе NIVAP со всей совокупностью ранее полученных нами данных по сечениям образования испарительных продуктов в области компаунд-ядер от Bi до U [4—14].

В данной работе для анализа экспериментальных данных мы использовали апробированный во многих работах код NIVAP [21], в котором сечения образования испарительных продуктов в реакциях полного слияния вычисляются в рамках статистической модели девозбуждения компаунд-ядра. Использование статистической модели представляется разумным и необходимым шагом на первом этапе анализа экспериментальных данных, так как в этом случае мы вначале исходим из минимального набора требований и предположений — а именно, мгновенно образовавшееся компаунд-ядро полностью термализовано и соотношения между различными модами распада определяются только их статистическими весами в фазовом пространстве.

Наиболее важной величиной в расчетах по статистической модели является плотность уровней. В наших предыдущих работах для расчетов величин сечений использовалась программа ALICE-MP [22], в которой для вычисления плотности уровней используются хорошо известные соотношения модели ферми-газа с феноменологическим учетом оболочечных эффектов в параметре плотности уровней по Игнатьюку [23]. Программа NIVAP позволяет провести расчеты с использованием двух вариантов описания плотности уровней. Это — уже упоминавшееся выше соотношение модели ферми-газа и предложенный В.Райсдорфом [21] модифицированный вариант, учитывающий зависимость плотности уровней от площади и кривизны поверхности ядра. Нам представлялось интересным и полезным провести прямое сравнение и определить степень влияния этих двух подходов к описанию плотности уровней на величины барьеров деления, извлекаемые при анализе экспериментальных данных. Для большей корректности сравнения остальные модельные параметры в расчетах были фиксированными. Значения угловых моментов, уносимые испаряющимися частицами, считались равными $1h$, $1h$ и $3h$ для нейтронов, протонов и α -частиц соответственно. Отношение асимптотических значений параметров плотности уровней в делительном и испарительном каналах — $\tilde{a}_f / \tilde{a}_v$ — при расчетах с использованием модели ферми-газа принималось равным единице. Экспериментальные аргументы в пользу выбора такого значения для $\tilde{a}_f / \tilde{a}_v$ подробно обсуждены нами в работе [11]. Оболочечные эффекты в плотности уровней учитывались по Игнатьюку [23]. Полный барьер деления считался равным сумме жидкокапельного и оболочечного компонентов барьера деления:

$$B_f(l) = CB_f^{LD}(l) + \Delta B_f^{\text{Shell}}.$$

Величина жидкокапельного компонента барьера деления (B_f^{LD}) рассчитывалась по модели заряженной жидкой капли Коена — Плазила — Святецкого [24]. Величина оболочечного компонента деления (ΔB^{Shell}) принималась равной разности между капельной [25] и экспериментально измеренной [20] массами нуклида. Единственным свободным параметром в расчетах являлся коэффициент C при жидкокапельном компоненте барьера деления.

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными для сечений xn -, pxn - и αxn -каналов девозбуждения компаунд-ядра ^{212}Rn приведено на рис.2. Точкам показаны экспериментальные значения величин сечений в максимумах выходов; пунктиром — результаты, полученные с использованием в расчетах уравнений для плотности уровней, взятых из модели ферми-газа; линиями — результаты расчетов с учетом плотности уровней по Райсдорфу. Из рисунка видно, что оба способа расчета плотности уровней позволяют получить хорошее согласие с экспериментом как для xn -, так

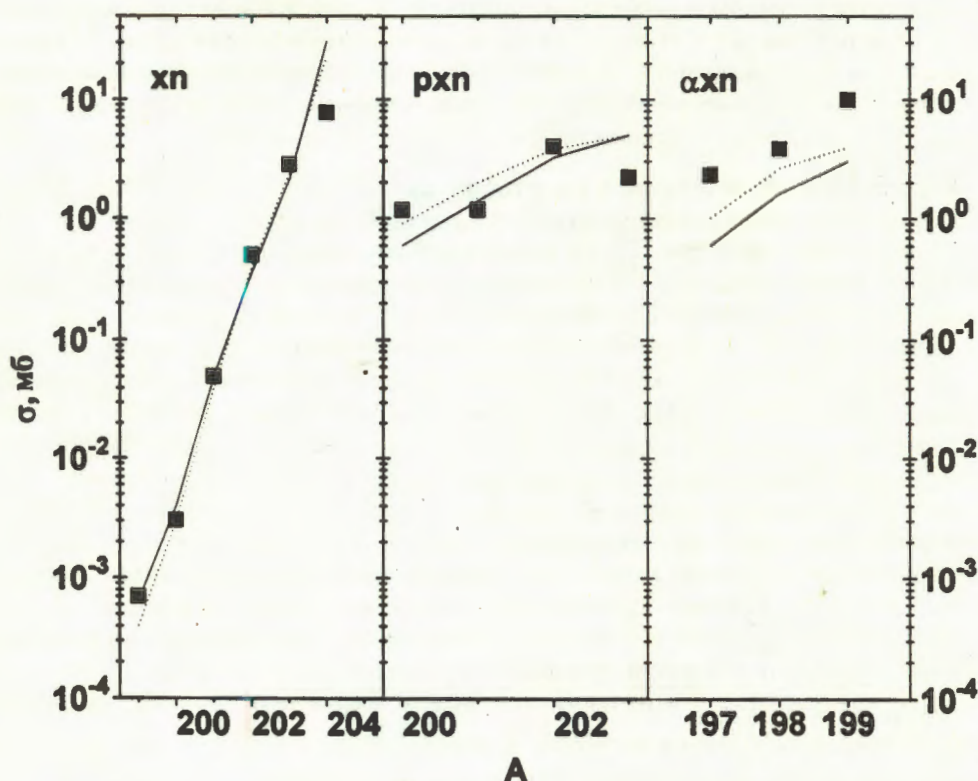


Рис.2. Сравнение результатов расчета и экспериментальных данных для величин сечений в максимумах функций возбуждения. Точки — экспериментальные данные, пунктирная и сплошная линии — результаты расчетов с использованием для вычисления плотности уровней и модели ферми-газа и варианта Райсдорфа

и для $\alpha\chi\pi$ -реакций, несмотря на большой диапазон изменения сечений (четыре порядка величины). Для $\alpha\chi\pi$ -канала расчетные значения сечений в среднем меньше экспериментальных на фактор 2,0. С учетом точности измерения сечений такое согласие можно считать удовлетворительным. Оптимальные значения для коэффициентов C получились равными 0,65 и 0,75 для первого и второго вариантов расчетов соответственно. Таким образом, можно констатировать, что переход от модели ферми-газа к более рафинированному варианту описания плотности уровней не приводит к существенному изменению получаемых величин жидкокапельных барьеров деления. Так же, как и в наших более ранних расчетах по программе ALICE-MP, сделанных для компаунд-ядер от Bi до U, величины жидкокапельных барьеров деления оказываются приблизительно на 30% меньше, чем это следует из предсказаний моделей Коена — Плазила — Святецкого или Сирка [24,26].

Для того, чтобы убедиться в универсальности этого вывода, нами, с использованием программы NIVAP, были проведены расчеты сечений образования испарительных продуктов для всего массива экспериментальных данных, полученных в работах [4—14]. Так же, как и в расчетах для ^{212}Rn , единственным свободным параметром являлся коэффициент C . Плотность уровней рассчитывалась по формулам модели ферми-газа.

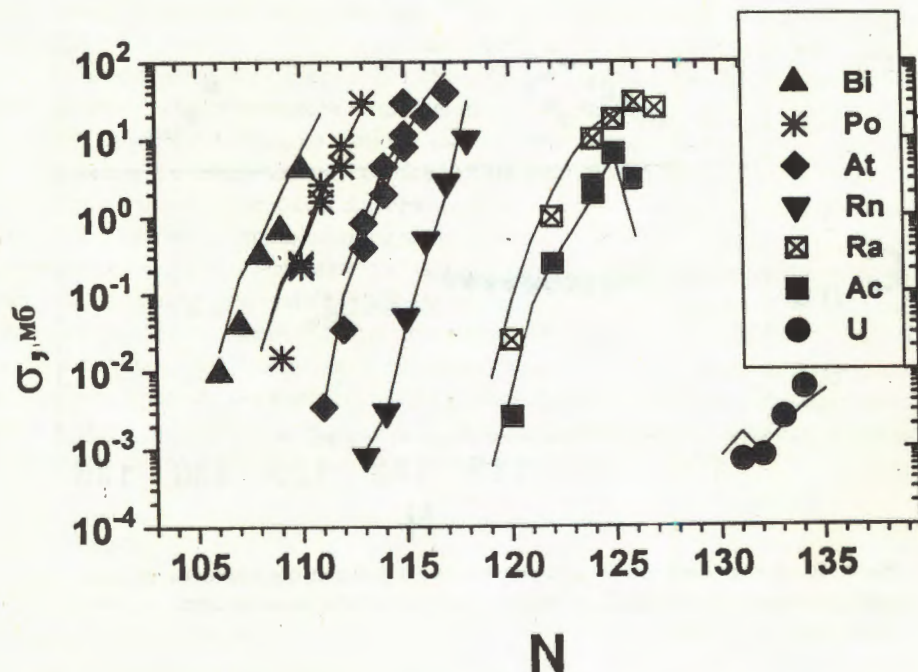


Рис.3. Расчетные и экспериментальные величины сечений в максимумах функций возбуждения для $\chi\pi$ -реакций в области компаунд-ядер от Bi до U

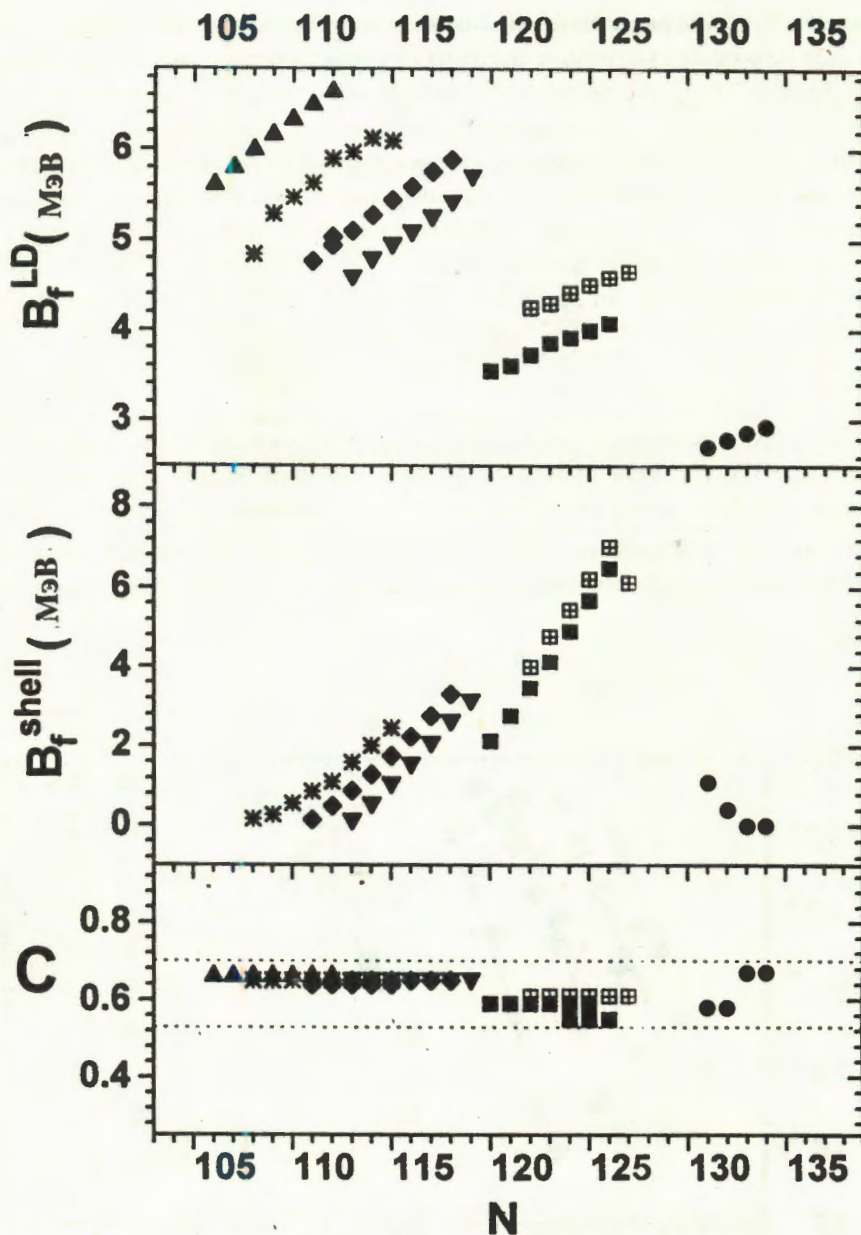


Рис.4. Величины капельного и оболочечного компонентов барьеров деления для ядер, приведенных на рис.3, и оптимальные значения подгоночного параметра C (пояснения см. в тексте)

Результаты представлены на рис.3 и 4. На рис.3 дано сравнение экспериментальных и расчетных величин сечений в максимумах функций возбуждения для $h\nu$ -реакций.

Из рисунка следует, что, несмотря на большой диапазон изменения сечений, расчет по статистической модели хорошо воспроизводит (с точностью до фактора 2—3) как относительный ход, так и абсолютные величины сечений. Рисунок 4, в свою очередь, дает наглядное представление о больших различиях в величинах и природе барьеров деления для нуклидов, составляющих этот массив. Из рисунка видно, что жидкокапельные барьеры деления уменьшаются от 7,0 МэВ для нейтронодефицитных изотопов Вi до 2,5 МэВ для нейтронодефицитных изотопов урана. Оболочечный компонент барьеров деления вначале возрастает от нуля до 5,0 + 7,0 МэВ при переходе от изотопов Вi к нейтронодефицитным изотопам Ra — Ac с $N = 126$, а затем снова падает до нуля для нейтронодефицитных изотопов урана. В то же время значения величин для единственного подгоночного параметра — коэффициента C — практически не меняются и для любого из нуклидов находятся в интервале от 0,68 до 0,55. Аналогичный расчет, сделанный с использованием для описания плотности уровней варианта Райсдорфа, приводит к такому же результату. Только оптимальные значения коэффициентов C для всех нуклидов становятся больше на 0,1 так же, как это наблюдалось для компаунд-ядра ^{212}Rn .

Проведенный анализ показывает, что весь массив экспериментальных данных хорошо описывается в рамках статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, использующейся в программе HIVAP, практически при фиксированном наборе основных модельных параметров — $\bar{a}_f/\bar{a}_v = 1,0$ и $C = 0,63 \pm 0,05$. Единственное предположение, которое при этом приходится делать, состоит в том, что величины жидкокапельных барьеров для всех образующихся в исследованных реакциях нуклидов необходимо уменьшить на 30 + 40% по сравнению с предсказаниями моделей Коена — Плазила — Святецкого или Сирка [24,26]. Мы не исключаем, что частично такой результат может быть обусловлен упрощениями, сделанными при расчетах, в частности, с использованием только одного свободного параметра — коэффициента C . Однако тот факт, что единственный свободный параметр «не захотел быть свободным» и остался постоянным в широком интервале A и Z , едва ли можно рассматривать как свидетельство излишней упрощенности модели расчета. Скорее, существенно меньшие, чем единица, значения коэффициента C свидетельствуют о существовании неучтенных и достаточно общих физических причин, приводящих к более высокой, чем это ожидалось, делимости нейтронодефицитных нуклидов. Возможным альтернативным объяснением наблюдаемого расхождения экспериментальных данных и результатов расчетов может являться предположение о существовании принципиальных методологических ошибок в способе вычисления вероятности делительной моды распада, используемом в статистической модели девозбуждения компаунд-ядра.

Заключение

В конце статьи еще раз кратко сформулируем основные результаты и выводы, полученные в данной работе.

В области энергий возбуждения от 80 до 160 МэВ измерены сечения для xn -, pxn - и αxn -реакций при облучении мишени из ^{190}Os ионами ^{22}Ne . Сравнение полученных данных с результатами расчетов, выполненных в рамках модели статистического девоз-

буждения компаунд-ядра, показало, что вплоть до энергии налетающей частицы 10 МэВ/нуклон статистическая модель полностью описывает экспериментальные данные. Однако так же, как и для области энергий возбуждения $40 + 100$ МэВ, обязательным условием правильного описания величин сечений и функций возбуждения является необходимость уменьшения жидкокапельного барьера деления на $30 + 40\%$ по сравнению с предсказаниями моделей Коена — Плазила — Святецкого или Сирка. Также показано, что использование в расчетах для описания плотности уровней более сложных соотношений, чем простые соотношения модели ферми-газа, не приводит к существенному увеличению величин жидкокапельных барьеров деления, извлекаемых из анализа экспериментальных данных.

Проведенный с использованием программы HIVAP анализ большого массива экспериментальных данных для сечений образования испарительных продуктов (около 15 комбинаций мишень — частица и 50 ядер-продуктов) показал, что уменьшение жидкокапельных барьеров деления на $30 + 40\%$ по сравнению с теоретическими предсказаниями носит универсальный характер и наблюдается для всех нейтронодефицитных нуклидов в области от Bi до U . Такой вывод полностью совпадает с результатами анализа этого же массива данных, сделанного нами ранее с использованием для расчетов компьютерной программы ALICE-MP. Более того, для правильного (с точностью до фактора 2—3) расчета величин сечений образования испарительных продуктов во всей области ядер от Bi до U в обеих компьютерных программах нужно использовать один и тот же фиксированный набор основных параметров статистической модели — $\bar{a}_f/\bar{a}_v = 1,0$ и $C = 0,65 \pm 0,05$. Показанная в работе возможность правильного расчета сечений с одним набором модельных параметров как для ядер с нулевой оболочечной поправкой, так и для ядер, у которых оболочечная поправка составляет $5+7$ МэВ и превышает жидкокапельный барьер, свидетельствует о том, что использующийся в расчетах метод учета оболочечных эффектов является хорошим первым приближением вплоть до энергий возбуждения компаунд-ядер, равных ≈ 160 МэВ. С другой стороны, очевидное существование тонкой структуры в зависимости коэффициента C от числа нейтронов в ядре-остатке при $N = 126$ (см. рис.4) делает необходимым проведение дополнительных экспериментов в этой области ядер и их последующего детального анализа для более точного учета влияния оболочечных эффектов на сечения образования испарительных продуктов в реакциях «холодного» и «горячего» слияния.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность доктору В.Райсдорфу за предоставленную для расчетов программу HIVAP, доктору С.Хоффману за предоставленную для экспериментов мишень из осмия, к.ф.-м.н. Б.И.Пустыльнику и Ю.А.Музычке за полезные обсуждения и замечания, а также А.В.Тараненко за помощь в экспериментах. Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда (грант RFV-300).

Литература

1. Newton J.O. — *Particles and Nuclei*, 1990, 21, p.821.
2. Blann V., Akers D., Komoto T.T. — *Phys. Rev.*, 1982, C26, p.1471.

3. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — In: Proc. of the Int. Conf. on Exotic Nuclei, (Faros, Crimea, October, 1—5, 1991). World Scientific, Singapore, 1992 p.191.
4. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — Ядерная физика, 1993, т.56, вып.10, с.9.
5. Зейналов Ш., Михайлов К.В., Попеко Г.С. и др. — Сообщение ОИЯИ, P15-90-513, Дубна, 1990.
6. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — Nucl. Phys., 1995, A583, p.169c.
7. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — Ядерная физика, 1995, т.58, вып.5, с.791.
8. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — Ядерная физика, 1990, т.52, вып.3(9), с.640.
9. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №6[45]-90, 1990, с.60.
10. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — Nucl. Phys., 1995, A583, p.153c.
11. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. —a) In: Proc. of the 7th Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms (Verenna, June 6—11, 1994), edited by E.Gadioli, Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente. Supplemento N.100, 1994, p.84.
b) In: JINR Rapid Commun. No.4[72]-95, Dubna, 1995, p.28.
12. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — Nucl. Phys., 1994, A568, p.323.
13. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — Ядерная физика, 1989, т.50, вып.9, с.619.
14. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — Yad. Fiz., 1991, v.53, No.4, p.895.
15. Yeregin A.V., Andreyev A.N., Bogdanov D.D. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, A274, p.528.
16. Yeregin A.V., Andreyev A.N., Bogdanov D.D. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, A274, p.528.
17. Andreyev A.N., Bashevoy D.D., Bogdanov D.D. et al. — Preprint JINR E15-94-471, Dubna, 1994. (Submitted to Nucl. Instr. & Meth. A).
18. Wauters J., Dendooven P., Huyse M. et al. and ISOLDE Collaboration — Phys. Rev., 1993, C47, p.1447.
19. Huyse M., Decrock P., Dendooven P. et al. — Phys. Rev., 1992, C46, p.1209.
20. Wapstra A.H., Audi G., Hoekstra R. — Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1988, v.39, p.281.
21. Reisdorf W. — Z. Phys., 1981, A300, p.227.
22. Muzychka Yu.A., Pustyl'nik B.I. — In: Proc. Int. School-Seminar on HI Physics, JINR, D7-83-664, Dubna, 1983, p.420.

23. Ignatyuk A.V., Smirenkin G.N., Tishin A.S. — *Yad. Fiz.*, 1975, 21, p.485.
24. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. — *Ann. Phys.*, 1975, 82, p.485.
25. Myers W.D., Swiatecki W.J. — *Ark. Fyz.*, 1967, 36, p.343.
26. Sierk A.J. — *Phys. Rev.*, 1986, C33, p.2039.

УДК 539.1.074.23

INVESTIGATION OF ANGULAR DEPENDENCE OF THE CHARGE RESPONSE OF THE DELPHI HADRON CALORIMETER PLASTIC TUBES

Z.V.Krumstein, A.B.Sadovsky, Yu.V.Sedykh

Charge characteristics of the hadron calorimeter plastic tubes operating in streamer mode are presented. The angular dependence of the charge from anode wires is measured in a test setup using cosmic muons.

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

Исследование угловой зависимости отклика пластиковых детекторов адронного калориметра ДЕЛФИ

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

Представлены зарядовые характеристики пластиковых детекторов адронного калориметра ДЕЛФИ, работающих в стримерном режиме. Зависимость величины заряда, снимаемого с анодной проволоочки, от угла пролетающей через детектор заряженной частицы была измерена с использованием космических мюонов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий и Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

1. Introduction

In order to simulate the DELPHI Hadron Calorimeter (HCAL) data in a reliable way it is necessary to have precise information about the charge distributions of the HCAL plastic tubes.

At present the simulation of the HCAL response [1—4] uses the reference spectrum from a test with cosmic muons [5,6]. In order to take into account any of angular dependences, the reference spectrum is modified by an empirical formula [3]. In this formula the charge depends linearly on $1/\cos^2 \theta$ up to 60 degrees, where θ is the angle between the track and normal direction to the plane of anode wires, and is saturated at larger angles. Previous experimental measurements of the reference spectra, however, were performed up to 45 degrees only and the test conditions were quite different from the experimental operation.

In our test the angular dependence of the charge response of plastic tubes to cosmic particles was measured in a wide angular range.

2. Experimental Setup

The study was performed with a plastic tube 80 cm long which was produced in 1987 for the DELPHI HCAL Ecap modules [7]. In our test the tube was operated as in the HCAL running conditions [8]: at 4000 V voltage and with the gas mixture Ar : CO₂ : Isobutane (1:6:3).

To trigger on the cosmic particles we used two scintillating counters with a cross-section $0.8 \times 8.0 \text{ cm}^2$ and $2.0 \times 6.0 \text{ cm}^2$. The distance between counters was 18 cm, see Fig.1 for the details of the layout. The tube was situated in between the counters and its orientation was varied to perform the measurements at different angles.

The angle θ was defined as an angle between the normal direction to the plane of anode wires and the direction chosen by counters. The measurements were performed at six different angles: 0, 30, 45, 50, 60 and 70 degrees. Our geometry allowed actual angles in the range of $\Delta\theta = 4.4$ degrees around the nominal values.

One can see from Fig.1,b that in the other projection (angle ϕ) a significant part of particles could cross two tube cells and therefore produce two hits. The contribution of this effect was estimated from the simple Monte Carlo simulation to be about 20%.

The coincidence of the signals from two scintillating counters was used for the trigger. Trigger rate was about 20 per hour. The rate of accidental coincidence was less than 5%.

Analog signal from the anode wires without amplification was sent to the LeCroy 2249W ADCs, the gate was 450 ns. The ADC sensitivity was 0.25 pC/channel [9].

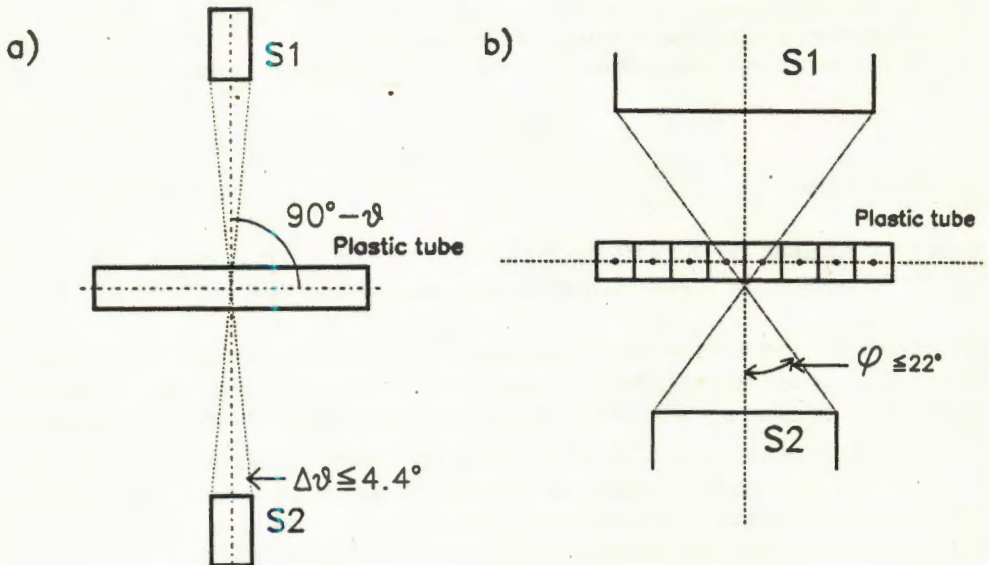


Fig.1. The structural layout of measurements

3. Results

The distributions of the charge from anode wires measured at different θ angles are shown in Fig.2(a—e).

All the distributions have long tails, which could be explained as an effect of after-pulses.

At $\theta = 0$ degree (Fig.2,a) a large peak at 30 pC corresponding to a one-streamer mode is clearly seen. However, even at this angle a significant part of events have larger amplitudes and only half of them can be explained by the contribution from particles passing two tube cells.

At larger angles the part of multi-streamer regime is significantly increased. The dependence of the mean charge on the angle is shown in Fig.3. The behaviour is like $1/\cos^2 \theta$ up to 60 degrees with saturation at larger angles. From this point of view our result is in reasonable agreement with the one obtained from the HCAL data [3].

However, one should note a significant change of the shape of distributions with the angle. Starting from being very asymmetric the distributions become more gaussian with

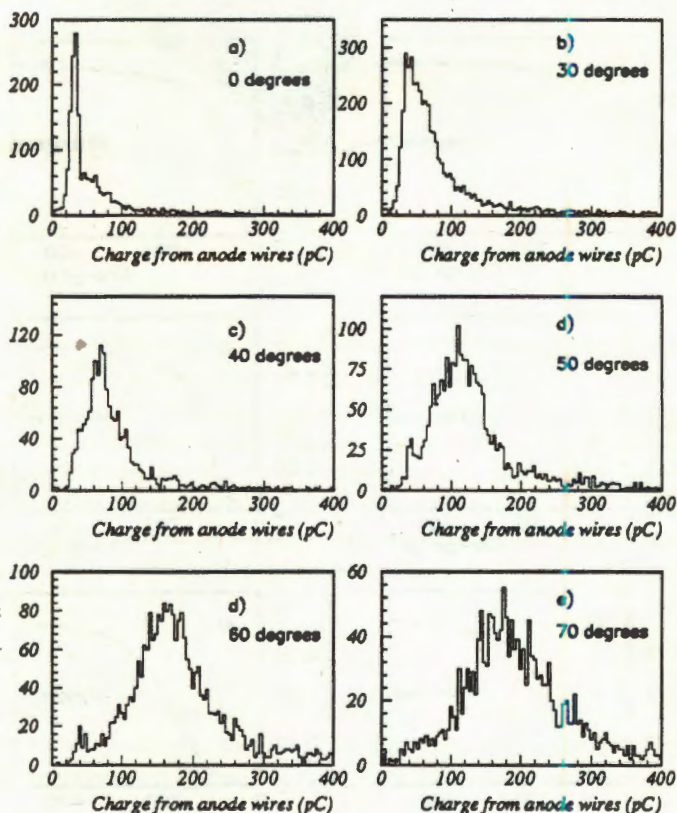


Fig.2(a—e). Charge from wires for various angles

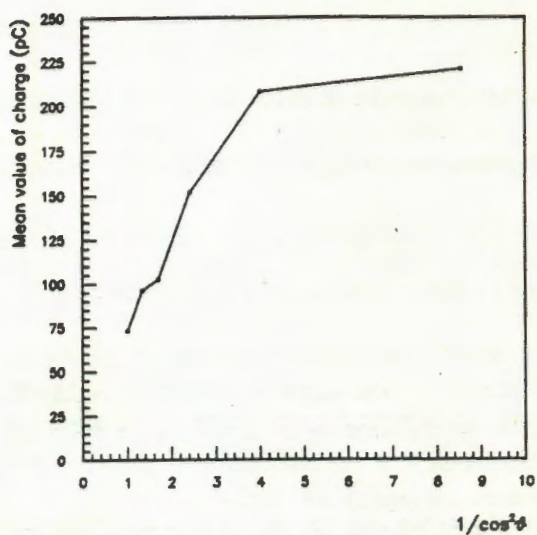
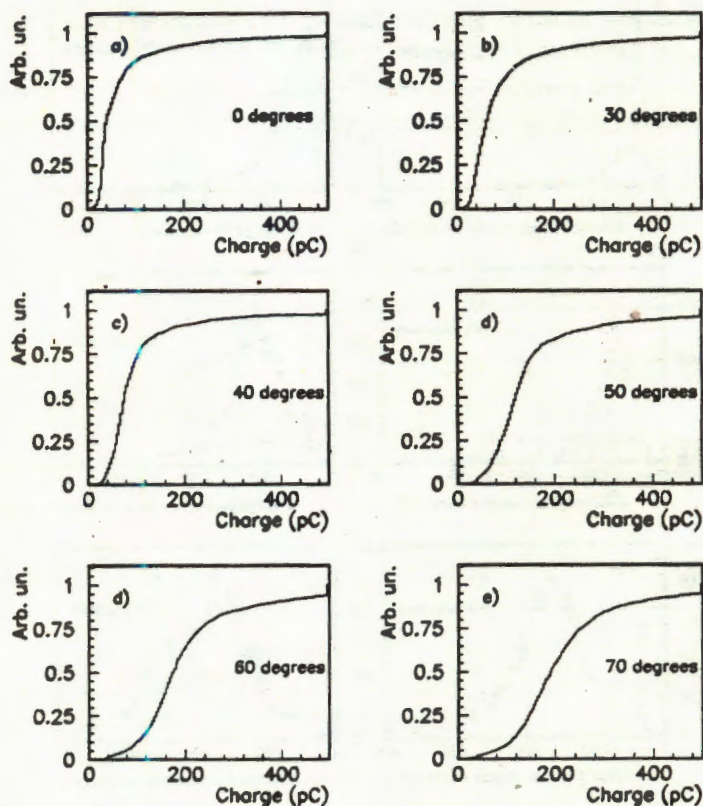
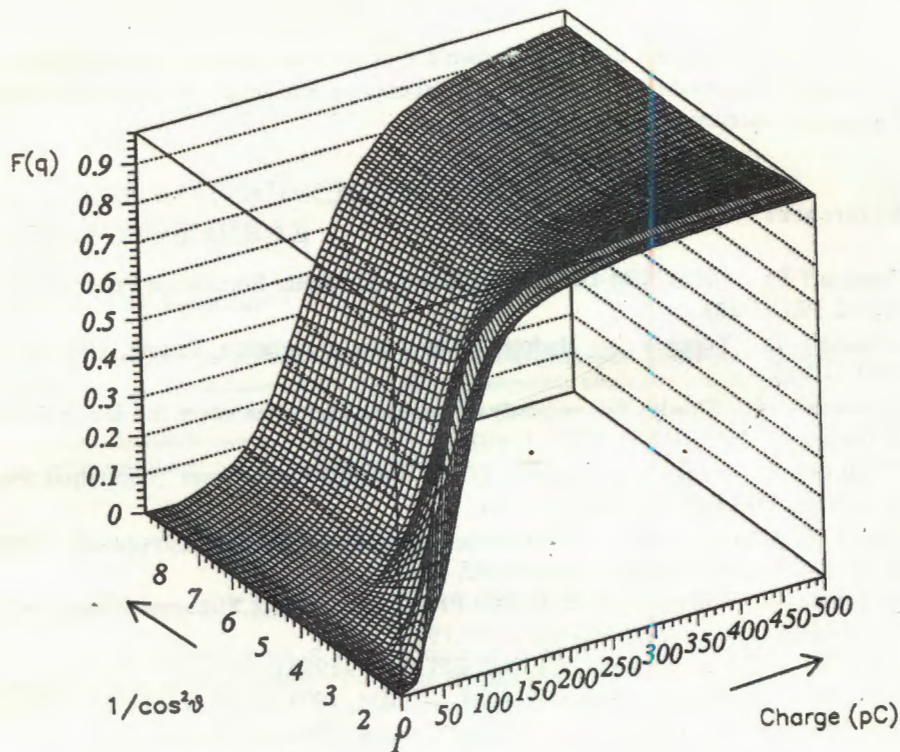


Fig.3. The mean value of charge from anode wire vs angle

Fig.4(a—e). $F(q)/\text{square}$ for various angles

Fig.5. $F(\theta, q)$

the increase of angle. Therefore, the method which uses for simulation only the mean value and r.m.s. of distributions is only a rough approximation.

To simulate the angular response in more detail one can generate charges completely according to the above measurements. Figures 4(a—e) show the probability distributions $F(q)$ obtained by integrating our measured charged spectra and normalizing the full integral to unity. For the angular dependence an interpolation between the nearest measured angular points can be used. An example of such two-dimensional probability function $F(\theta, q)$ with the linear interpolation of angular dependence is shown in Fig.5.

4. Conclusion

The dependence of the anode response of the plastic tubes on the angle between particle direction and the anode wires was measured in the range from 0 to 70 degrees.

The measurements presented are in reasonable agreement with the results obtained from HCAL data [3].

The measured charge spectra information presented here could be used for the HCAL simulation.

5. Acknowledgements

We are much obligated to R.C.A.Brown for providing a possibility of working in the test area and A.Olchevski for many useful discussions and help. We would like to thank HAC group for interest and fruitful discussions.

References

1. Spasoff Tz. — HACSIM-DELPHI Hadron Calorimeter Simulation Program, DELPHI 92-52 PROG 185.
2. Spasoff Tz., Yepes P. — Hadron Calorimeter Simulation Tuning, DELPHI 92-53 PROG 186.
3. Khomenko B., Smadja G. — Study of Signals from Muons in the DELPHI Hadron Calorimeter, DELPHI 93-28 CAL 102.
4. Tchikilev O. — Recent Changes to the Hadron Calorimeter Simulation Program HACSIM, DELPHI 93-144 CAL 109.
5. Lapin V., Obratsov V. — Alternative Gas Mixture for Plastic Streamer Tubes with High Resistivity Cathodes, DELPHI 85-59 CAL 14.
6. Kurvinen K. — Memorandum to DELPHI HCAL Group, Streamer Charge vs. Angle of Incidences of Cosmic Muons, 12.07.1993.
7. DELPHI Technical Proposal, CERN/LEPC/83-3 (1983).
8. DELPHI Collaboration, Aarnio P. et al. — NIM, 1991, A303, p.233.
9. Le Croy 1994 Research Instrumentation Catalog, 1994, p.95.

УДК 538.945

ИЗМЕРИТЕЛЬ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.Г.Лихачев, С.В.Учайкин

Описан измеритель критического тока в сверхпроводниках. Измерения проводятся бесконтактным трансформаторным способом. Измеритель выполнен в виде блока стандарта КАМАК и управляется персональным компьютером IBM PC/AT. Приведена методика исследований ампер-вольтных характеристик и критического тока.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Critical Current Meter for Superconductors

A.G.Likhachev, S.V.Uchaikin

A gauge of critical currents of superconductors is presented. The contactless transformer method is used for measurements. The gauge is made as a CAMAC cell controlled by the personal computer IBM PC/AT. An experimental technique of investigations of the current-voltage curves and critical currents is described.

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

Введение

Критический ток служит основной характеристикой транспортных свойств сверхпроводника. Обычно его определяют по ампер-вольтной характеристике (ABX) как ток, при котором падение напряжения на образце превышает некоторую заданную величину. Это пороговое напряжение зависит от чувствительности конкретной установки, но стандартной считается величина, при которой напряженность электрического поля в образце $E = 1$ мкВ/см [1, с.852]. В большинстве случаев измерения проводятся четырехконтактным методом на постоянном или импульсном тестирующем токе I_T , величина которого достигает значения десятков ампер. Возникающий при такой величине тока разогрев контактов и тоководов, различные термоэффекты создают существенные ограничения на чувствительность измерений. Для исключения влияния мешающих факторов некоторые авторы [2, с.798] рекомендуют устанавливать порог чувствительности при четырехконтактных измерениях критического тока не ниже 2 мВ/м.

Трансформаторный метод измерения критических токов [3] лишен недостатков контактных методов. В этих измерениях кольцевой образец помещается между двумя катушками измерительного трансформатора (ИТ). Замкнутый сердечник ИТ изготавливается из материала с высокой магнитной проницаемостью. Пока образец находится

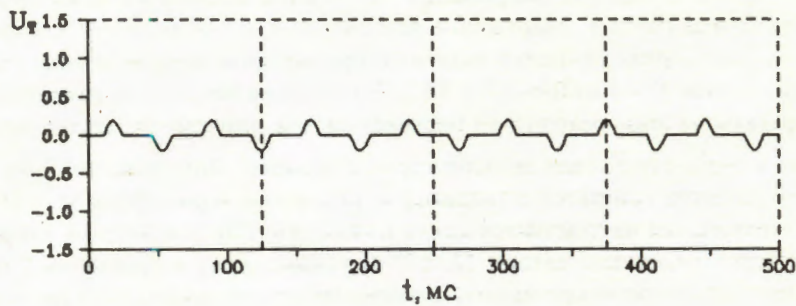
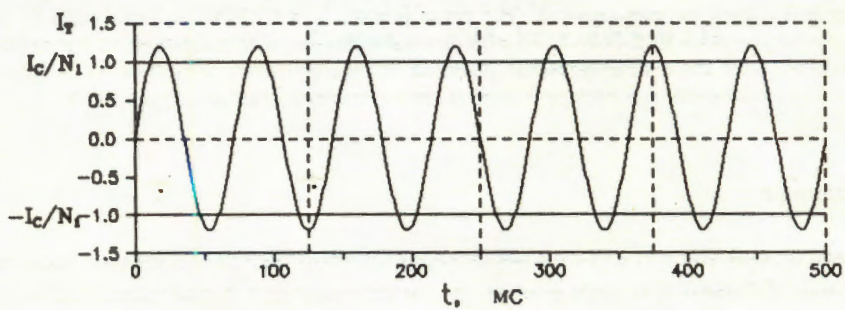
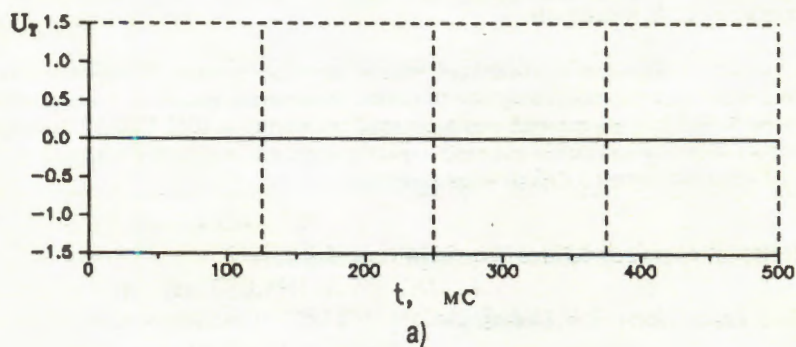
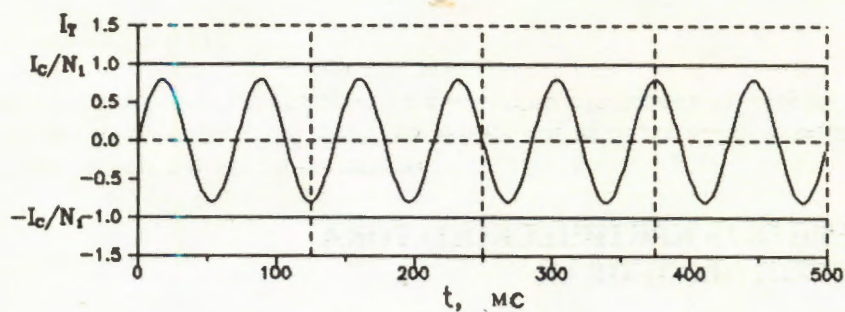


Рис.1. Диаграммы напряжений на измерительном трансформаторе. а) $I_T^A < I_C/N_1$, б) $I_T^A > I_C/N_1$

в сверхпроводящем состоянии, магнитный поток внутри него, сосредоточенный в основном в сердечнике, остается неизменным, и переменный ток, текущий в катушке возбуждения, не наводит напряжения на выводах измерительной обмотки. Если амплитуда тока, наводимого в образце:

$$I_S \approx N_1 \cdot I_T^A, \text{ А}, \quad (1)$$

где N_1 — число витков в обмотке возбуждения, I_T^A — амплитуда тестирующего тока А, превышает критический ток, то в измерительной катушке наводится напряжение амплитудой U_2 , как это видно на рис.1. Это напряжение связано с падением напряжения на образце U_S приблизительным соотношением, не учитывающим поле рассеяния трансформатора:

$$U_S \approx U_2 / N_2, \text{ В}, \quad (2)$$

где N_2 — число витков вторичной катушки.

При использовании трансформаторного метода можно достигнуть очень низкого порога чувствительности по напряженности электрического поля в образце, то есть можно намного точнее, по сравнению с контактными методами, измерять критический ток и исследовать ампер-вольтовые характеристики сверхпроводников. При этом нет необходимости в нанесении контактов и подведении в холодный объем мощных токов.

Блок-схема

и электрическая принципиальная схема установки

Для измерений ампер-вольтовых характеристик и критического тока трансформаторным способом была создана установка, блок-схема и упрощенная электрическая принципиальная схема которой изображены на рис.2 и 3. Опорное синусоидальное напряжение частотой 500 Гц создается генератором опорного напряжения ГОН, выполненным на операционном усилителе (ОУ) M_1 . Для стабилизации амплитуды выходного сигнала в цепь отрицательной обратной связи введены элементы M_2 К198НТ1 и D_1 КС133. Опорное напряжение поступает на аналоговый вход десятиразрядного цифро-аналогового преобразователя ЦАП (блок КАМАК КА-009* [4]). Сигнал с выхода ЦАП подается на вход преобразователя напряжения в ток U/I , выполненного на микросхеме M_6 и транзисторах $T_1 + T_4$. Транзисторы T_3 и T_4 закреплены на радиаторе, к которому приклеены термостабилизирующие диоды D_2 и D_3 . Датчиками тока преобразователя служат два проволочных резистора, подключая которые можно выбрать диапазон тестирующих токов. С выхода преобразователя U/I ток поступает на возбуждающую

*В блоке КА-009 источник постоянного опорного напряжения заменен генератором опорного напряжения ГОН.

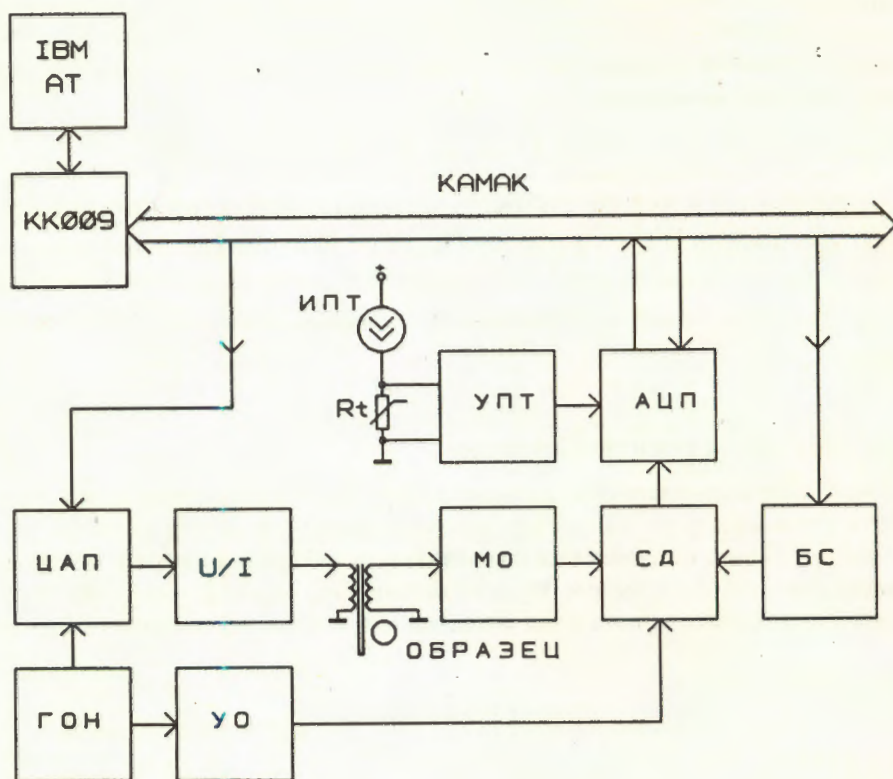


Рис.2. Блок-схема измерителя

обмотку измерительного трансформатора. Для усиления напряжения сигнальной обмотки измерительного трансформатора используется малошумящий усилитель МУ (ОУ M_{10} и M_{11}). Усиленное напряжение детектируется синхронным детектором СД, собранным на ключах микросхемы M_{13} и ОУ M_{12} , M_{14} . Опорное напряжение СД формируется усилителем-ограничителем УО (микросхемы $M_3 + M_5$). Напряжение с детектора оцифровывается двенадцатиразрядным аналого-цифровым преобразователем АЦП с программно коммутируемыми входами АЦП-12/16 [5]. Интегрирующий фильтр синхронного усилителя обнуляется ключом T_5 по сигналу с блока синхронизации БС.

Измерение температуры производится резистивным датчиком — объемным угольным резистором ТВО [6]. Датчик приклеен к сердечнику измерительного трансформатора. Для смещения датчика использован высокостабильный источник постоянного тока 100 мкА ИПТ. Измеряемое напряжение усиливается усилителем постоянного тока УПТ и оцифровывается АЦП.

Управление установкой осуществляется персональным компьютером IBM AT через контроллер КК-009 [7] по шине КАМАК.

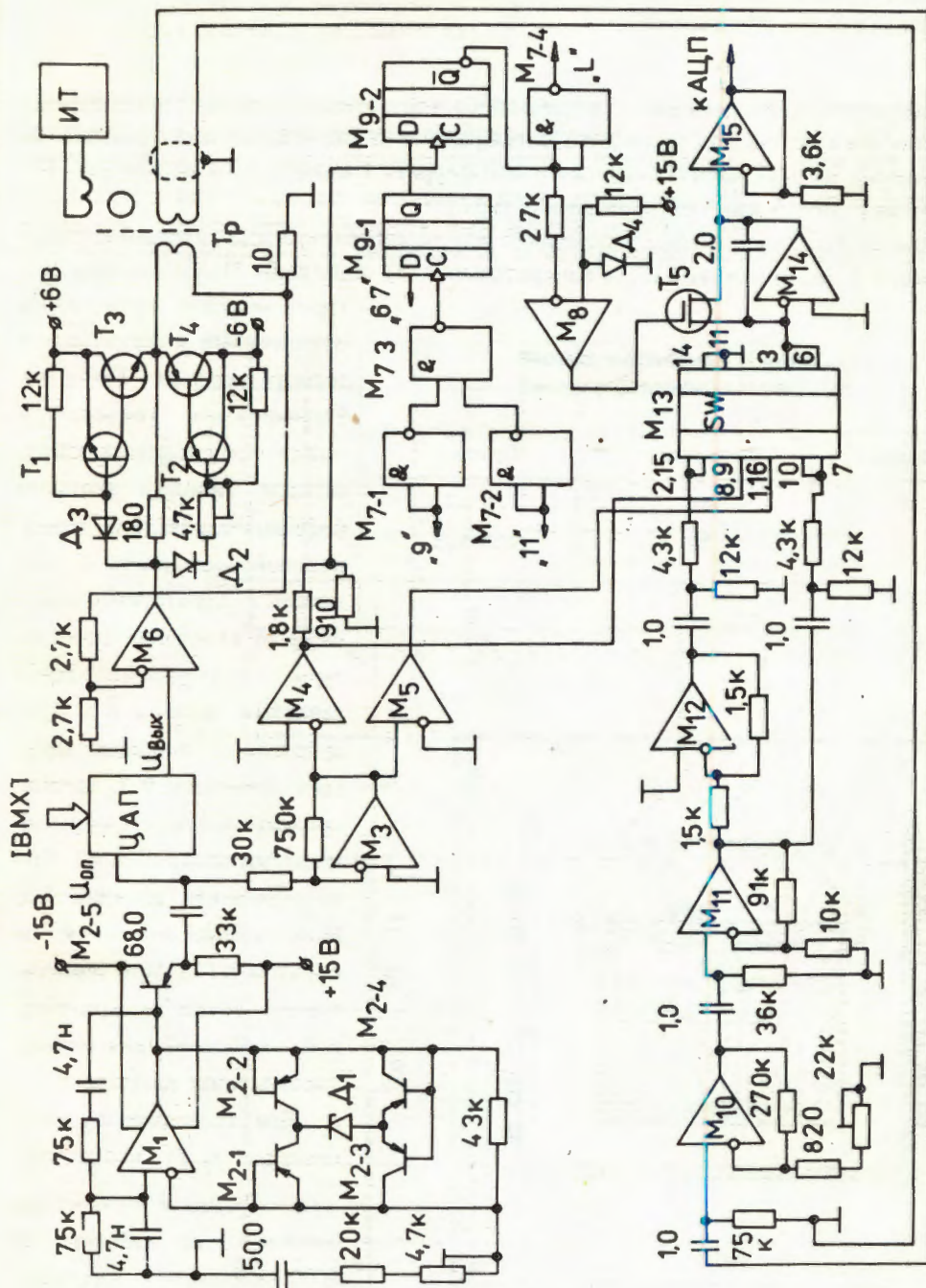


Рис.3. Упрощенная электрическая принципиальная схема измерителя

Конструкция установки и подготовка образцов

Измерительная головка для исследований бесконтактным способом температурных зависимостей критических токов и АВХ изображена на рис.4. Сердечник трансформатора состоит из двух чашек низкочастотного феррита 1 стандартного типоразмера Б9. Намоточные данные катушек приведены в табл.1.

Образец кольцевой формы 4 помещают внутрь сердечника измерительного трансформатора 1 между токовой (2) и измерительной (3) обмотками. Измерение температуры образца проводилось

**Таблица 1. Намоточные данные
измерительного трансформатора**

Обмотка 6	Число витков	Провод
1	41	ПЭЛ 0,2
2	20	ПЭЛ 0,08

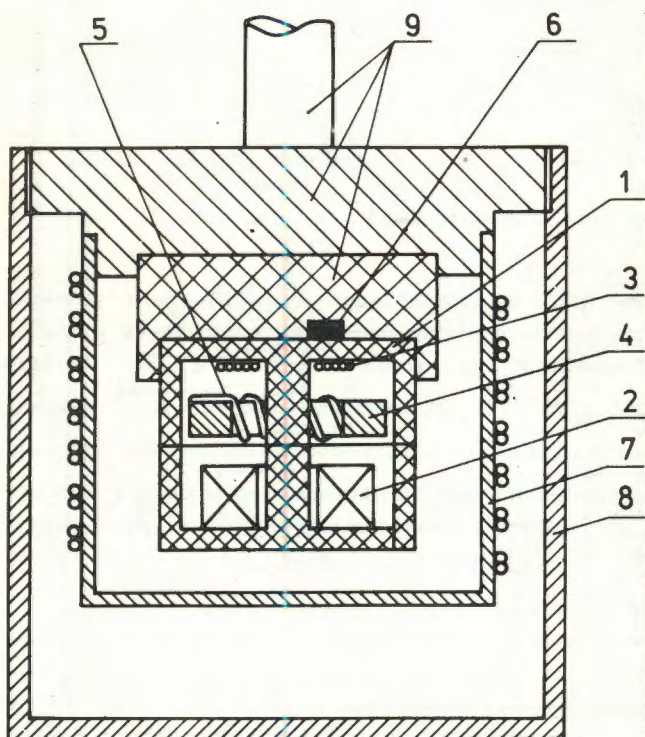


Рис.4. Конструкция измерительной головки

приклеенным к сердечнику 1 терморезистором ТВО (6). Регулирование температуры может производиться нагревателем, обмотка которого бифилярно намотана манганиновой проволокой на держатель 7. Конструкция защищена от колебаний температуры газообразного гелия тепловым экраном 8 и прикреплена с помощью несущих элементов 9 к штанге, погружаемой в стандартный гелиевый дьюар СТГ-40. При исследованиях влияния слабого магнитного поля на образцы ВТСП при температурах, близких к критической, на образец наматывалась тороидальная катушка 5.

Для исследований зависимости $J_c(T)$ использовались образцы в виде кольца $7 \times 5 \times 2$ мм. Образцы из ВТСП-керамики изготавливались прессованием в специальной форме.

Измерение АВХ и зависимости плотности критического тока от температуры $J_c(T)$

При измерениях используется описанная ниже методика и написанная на ее основе программа. Вначале при определенной температуре снимается АВХ. Для этого в обмотку возбуждения измерительного трансформатора подается тестирующий ток I_T в виде пакетов синусоидальных импульсов с нарастающей амплитудой (рис.1). Блок синхронизации устанавливает начальную фазу пакета синусоидальных импульсов и обнуляет интегрирующий фильтр синхронного детектора перед началом измерений. При

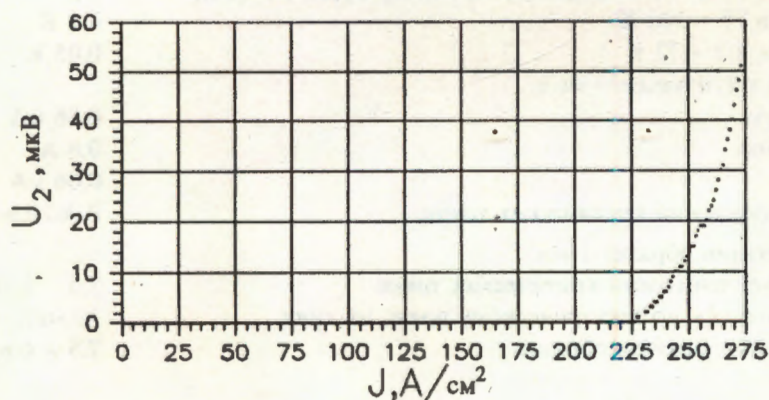


Рис.5. Ампер-вольтовая характеристика образца из $Y_1Ba_2Cu_3U_{7-8}$

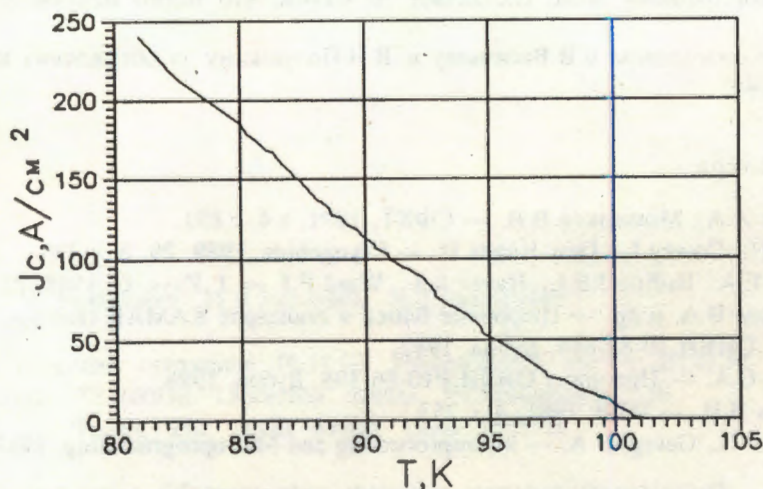


Рис.6. Зависимость критического тока от температуры образца из керамики $BiPbSrCaCuO$

превышении выходным напряжением синхронного детектора заданного порога запоминается соответствующее значение I_T и, согласно (1), рассчитывается значение J_C . Затем измерительная головка охлаждается или, с помощью нагревателя 7, нагревается до нужной температуры, и снимается новая АВХ.

Примеры измеренных АВХ и зависимости $J_C(T)$ приведены на рис.5 и 6.

Основные характеристики установки

Температурный диапазон измерений:	4,2 + 300 К
Абсолютная погрешность измерения температуры, не хуже:	
в диапазоне 77 + 300 К	0,1 К
в диапазоне 4,2 + 77 К	0,05 К
Амплитуда тестирующего тока:	
минимальная	0,06 мА
максимальная	0,6 А
шаг	0,06 мА
Диапазон измерений критических токов:	0,0025 + 25 А
что при сечении образца 1 мм ²	
соответствует плотности критических токов	2,5 + 25000 А/см ²
Чувствительность по электрическому полю, не хуже:	30 мкВ/м
Максимальные размеры образца	7,5 × 4 × 2,5 мм

Выводы

Создана автоматизированная установка для измерения критических токов в сверхпроводниках бесконтактным трансформаторным методом. Достигнутая чувствительность по постоянному полю составляет 30 мкВ/м, что много меньше стандартной (100 мкВ/м).

Авторы благодарны Б.В.Васильеву и В.Н.Полушкину за обсуждения и полезные рекомендации.

Литература

1. Жуков А.А., Мошталков В.В. — СФХТ, 1991, т.4, с.851.
2. Jones H., Cowey L., Dew-Huges D. — Cryogenics, 1989, 29, 8, p.795.
3. Harris E.A., Bishop J.E.L., Havill R.L., Ward P.J. — J. Phys. C, 1988, 21, p.L673.
4. Антюхов В.А. и др. — Цифровые блоки в стандарте КАМАК (выпуск 10). Сообщение ОИЯИ 10-82-844, Дубна, 1982.
5. Попов С.А. — Препринт ОИЯИ P10-86-398, Дубна, 1986.
6. Дацков В.И. — ПТЭ, 1981, 4, с.253.
7. Churin I.N., Georgiev A. — Microprocessing and Microprogramming, 1988, 23, 1—5, p.153.