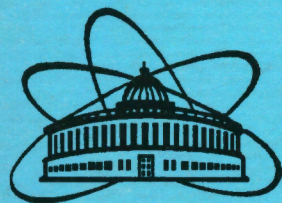


3/xii-96

ISSN 0234-5366



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

4[78]-96

- Gravitational Field of the Scalarly Charged Mass
in the Lobachevski Space** ☐
- Optimized Lambda-Parametrization
for the QCD Running Coupling Constant
in Spacelike and Timelike Regions** ☐
- The New Limit of the Probability
of Muonium — Antimuonium Conversion
in SPINP — JINR Experiment** ☐
- A Highly Charge Ion Source
with Double Electron-Ion Trap (DEITIS)** ☐
- Integral Cross Sections
of the Hypertriton Interaction
with Nuclei at High Energies** ☐
- Positron Emission Tomograph
on the Basis of Composite Scintillator** ☐
- Study of High Mass Dimuon Production
in Heavy Ion Collisions with CMS** ☐
- Antimatter Production
in Relativistic Nuclear Collisions** ☐

Издательский отдел ОИЯИ

ДУБНА

JINR Publishing Department

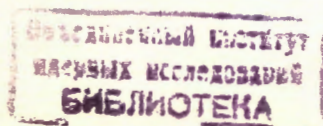
DUBNA

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

4[78]-96

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

Дубна 1996



CONTENTS

R.A.Asanov Gravitational Field of the Scalarly Charged Mass in the Lobachevski Space Р.А.Асанов Гравитационное поле скалярного заряда на фоне пространства Лобачевского	5
A.V.Radyushkin Optimized Lambda-Parametrization for the QCD Running Coupling Constant in Spacelike and Timelike Regions А.В.Радюшкин Оптимальная лямбда-параметризация эффективной константы связи в КХД для пространственно- и времениподобных областей	9
V.A.Gordeev, D.V.Gordeev, S.A.Gustov, E.G.Drukarev, Yu.V.Elkin, A.Yu.Kiselev, E.N.Komarov, T.N.Mamedov, O.V.Miklukho, I.V.Mirokhin, A.I.Mikhailov, Yu.G.Naryshkin, O.V.Savchenko Новый предел на вероятность конверсии мюония в антимюоний в эксперименте ПИЯФ — ОИЯИ V.A.Gordeev, D.V.Gordeev, S.A.Gustov, E.G.Drukarev, Yu.V.Elkin, A.Yu.Kiselev, E.N.Komarov, T.N.Mamedov, O.V.Miklukho, I.V.Mirokhin, A.I.Mikhailov, Yu.G.Naryshkin, O.V.Savchenko The New Limit of the Probability of Muonium-Antimuonium Conversion in SPINP — JINR Experiment.....	15
G.N.Vyalov Источник высокозарядных ионов с двойной электрон-ионной ловушкой (DEITIS) G.N.Vyalov A Highly Charged Ion Source with Double Electron-Ion Trap (DEITIS).....	23
M.V.Evlanov, A.M.Sokolov, V.K.Tartakovsky Integral Cross Sections of the Hypertriton Interaction with Nuclei at High Energies М.В.Евланов, А.М.Соколов, В.К.Тартаковский Интегральные сечения взаимодействия гипертрионов с ядрами при высоких энергиях	33

В.Ф.Борейко, В.М.Гребенюк, В.П.Зорин, Г.В.Мицын, О.В.Савченко Позитронный эмиссионный томограф на основе композиционных сцинтилляторов V.F.Borejko, V.M.Grebenjuk, V.P.Zorin, G.V.Mytsin, O.V.Savchenko Positron Emission Tomograph on the Basis of Composite Scintillators	41
М.Беджидян, В.Картвелишвили, Р.Кватадзе, Р.Шанидзе Study of High Mass Dimuon Production in Heavy Ion Collisions with CMS М.Беджидян, В.Картвелишвили, Р.Кватадзе, Р.Шанидзе Изучение образования димюонов с большой массой в соударениях тяжелых ионов с помощью CMS	49
А.А.Балдин Antimatter Production in Relativistic Nuclear Collisions А.А.Балдин Образование антиматерии в релятивистских ядерных столкновениях	61

УДК 530.12: 531.51

GRAVITATIONAL FIELD OF THE SCALARLY CHARGED MASS IN THE LOBACHEVSKI SPACE

R.A.Asanov

A variant of the Chernikov gravity theory with two connections and one metric, in which the background connection describes the Lobachevski space, is treated. A localized source of static, space spherically symmetric gravitational and massless scalar fields is present. An exact external solution of the problem is given. The result is valid for the Rosen bimetric general relativity. The transition to the Einstein theory exists when the Lobachevski constant k tends to infinity.

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

Гравитационное поле скалярного заряда на фоне пространства Лобачевского

Р.А.Асанов

В варианте теории Черникова с двумя связностями, в котором фоновая связность задается по Лобачевскому, найдено точное внешнее решение задачи о гравитационном поле локализованного источника статистических сферически-симметричных безмассовых скалярного и гравитационного полей. При стремлении константы Лобачевского $k \rightarrow \infty$ решение переходит в решение той же задачи в теории Эйнштейна. Результат справедлив для варианта биметрической общей теории относительности Розена.

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

Some years ago Chernikov [1] has suggested a generalization of the Einstein theory, the theory with two connections but one metric. The main aim of this theory was to obtain a covariant generalization of the Einstein gravitational energy-momentum pseudotensor. For this aim it occurs necessary and sufficient to introduce the second (background) connection. A more early bimetric approach by Rosen [2] for the same aim proved, in this way, to be sufficient. Both theories have the general relativity as a limiting case, and this fact is to be taken into account if one appeals to an experiment.

The following variant [1] of the Chernikov theory is considered. First, when the gravitation is absent ($\kappa=0$), the field connection $\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda}$ is put equal to the background connection $\hat{\Gamma}_{\mu\nu}^{\lambda}$. Second, under the same condition, the static metric in the spherical space coordinates is

$$ds^2 = (cdt)^2 - dr^2 - \left(k \sinh \frac{r}{k}\right)^2 d\Omega^2, \quad d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (1)$$

so its spatial part describes the Lobachevski space (k is the Lobachevski constant) that tends to Euclidean one when $k \rightarrow \infty$. Third, the background connection chosen is Cristoffelian and defined by the metric (1). A consequence of the latter is the symmetry of the background connection Ricci tensor $\hat{R}^\sigma_{\mu\nu} \equiv \hat{R}_{\mu\nu} = \hat{R}_{\nu\mu}$ and field equations became

$$R_{\mu\nu} - \hat{R}_{\mu\nu} = \frac{8\pi\kappa}{c^4} \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right), \quad T \equiv g^{\rho\sigma} T_{\rho\sigma}, \quad \mu = 0, 1, 2, 3, \quad (2)$$

κ is the Newton gravity constant, $T_{\mu\nu}$ is the Einstein material tensor. Note that these equations coincide with equations of the Rosen bimetric general relativity with the background metric (1). In both theories, in analogy with general relativity (GR), the equation $\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$ holds (∇_μ is the covariant derivative with respect to the field connection). Now, the consequence of it in the GR limit will be the De Donder (coordinate) harmonicity condition. For the static spherically symmetric space the equations (2) have been solved by Chernikov [1] when a concentrated massive source of the gravitational field is present. The interval has the form

$$ds^2 = V^2(r)(cdt)^2 - F^2(r)dr^2 - H^2(r)d\Omega^2, \quad (3)$$

and the exact external (i.e., $T_{\mu\nu} = 0$, $r \neq 0$) solution is of the form

$$V^2(r) = F^{-2}(r) = P^{-2} \frac{\sinh \frac{r - \hat{r}}{k}}{\sinh \frac{r + \hat{r}}{k}}, \quad P = \exp \left(-\frac{\hat{r}}{k} \right), \quad (4)$$

$$H(r) = Pk \sinh \frac{r + \hat{r}}{k}, \quad \frac{k}{2} \sinh \frac{2\hat{r}}{k} = \frac{\kappa m}{c^2}, \quad (5)$$

here m is the mass of the system. When $k \rightarrow \infty$ it turns into the Schwarzschild solution written in the spherical space coordinates that are conventionally related to the rectilinear harmonic coordinates x^i [3], and $\hat{r} \rightarrow r_0 = \frac{\kappa m}{c^2}$. The relation is ordinary: $x^1 = r \sin \theta \cos \phi$,

$$x^2 = r \sin \theta \sin \phi, \quad x^3 = r \cos \theta.$$

Now we consider an analogous static problem when a localized source of the gravitational and massless scalar fields is present. For the scalar field potential U we assume the simplest generalization of the Schrödinger (Klein–Gordon–Fock) equation that outside the source gives

$$\nabla^\sigma \nabla_\sigma U = -F^{-2} \left[U'' + \left(\ln \frac{H^2 V}{F} \right)' U' \right] = 0, \quad (6)$$

the prime denotes d/dr . The static solution of it is

$$U' = -G \frac{F}{H^2 V} \quad (7)$$

that in the limit $\kappa \rightarrow 0$ should give $U' \rightarrow -G/r^2$, here G is the scalar constant. The corresponding scalar field material tensor is

$$T_{\mu\nu}^{(sc)} = -\frac{1}{4\pi} \left(\nabla_\mu U \nabla_\nu U - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \nabla_\sigma U \nabla^\sigma U \right). \quad (8)$$

By using (7) and (8), the field equations (2) give

$$\left(\frac{H^2 V'}{F} \right)' = 0, \quad (9)$$

$$\left(\frac{HH'V}{F} \right)' - FV \cosh \frac{2r}{k} = 0, \quad (10)$$

$$H'' - \frac{H}{k^2} - H' \frac{(FV)'}{FV} = -\frac{\kappa G^2}{c^4} \frac{F^2}{V^2 H^3}. \quad (11)$$

Before solving this system, let us recall that the searched solution in the limit $k \rightarrow \infty$ should turn into the solution of the same problem in GR in harmonic coordinates (more precisely, in spherical space coordinates, related to the rectilinear ones). I know this solution, it is as follows [4]:

$$V^2 = F^2 = \left(\frac{r - \tilde{\alpha}}{r + \tilde{\alpha}} \right)^\beta, \quad H^2 = (r + \tilde{\alpha})^{1+\beta} (r - \tilde{\alpha})^{1-\beta},$$

$$U = -\frac{G}{2\tilde{\alpha}} \ln \left| \frac{r - \tilde{\alpha}}{r + \tilde{\alpha}} \right|, \quad \text{i.e. } U' = -\frac{G}{r^2 - \tilde{\alpha}^2}, \quad (12)$$

$$\tilde{\alpha} \equiv \frac{1}{c^2} \sqrt{\kappa^2 m^2 + \kappa G^2} = \frac{\kappa m}{\beta c^2}, \quad \beta \equiv \frac{\kappa m}{\sqrt{\kappa^2 m^2 + \kappa G^2}}.$$

Here we have explicitly introduced, into parameters, in distinction from the original, the mass m of the system and the scalar constant G defined by (7). The latter is not so indifferent how it could seem. This circumstance becomes clear, for instance, if we compare the solution (12) with the solution of the Nordström-Reissner problem for electric charge in harmonic coordinates [5] and when some limiting cases ($\kappa, m, G \rightarrow 0$) are considered.

Let us be convinced that (12) has been really expressed in harmonic coordinates as the authors do not indicate this fact. It is sufficient for this to use the consequence for space coordinates of the De Donder harmonicity condition ([6], Eq.(57.08)) (the rime coordinate is obviously harmonic)

$$\frac{1}{FV} \frac{d}{dr} \left(\frac{H^2 V'}{F} \right) = 2r \quad (13)$$

that is obviously fulfilled. Now let us throw a glance at (4), (5) and at (12) and try to simply guess the solution in the form

$$V^2 = F^{-2} = P^{-2} \left(\frac{\sinh \frac{r-\bar{r}}{k}}{\sinh \frac{r+\bar{r}}{k}} \right)^\beta, \quad P \equiv \exp \left(-\frac{\bar{r}}{k} \right),$$

$$H^2 = P^2 k^2 \left(\sinh \frac{r+\bar{r}}{k} \right)^{1+\beta} \left(\sinh \frac{r-\bar{r}}{k} \right)^{1-\beta}, \quad (14)$$

$$U = -\frac{G}{k^2} \left(\sinh \frac{r-\bar{r}}{k} \right)^{-1} \left(\sinh \frac{r+\bar{r}}{k} \right)^{-1},$$

where $\bar{r}$ is the integration constant. So, we are only left to define this parameter. From Eq.(11) we have

$$\frac{k^2}{4} \sinh^2 \left(\frac{2\bar{r}}{k} \right) = \frac{\kappa^2 m^2 + \kappa G^2}{c^4}. \quad (15)$$

Our solution (14), (15), when $G \rightarrow 0$, tends to the Chernikov solution (4), (5), but differs from it in the essence of singularity when $r = \bar{r}$, in accordance with the property of GR solution (12) [4].

The question of uniqueness of (14), (15) remains still open both by virtue of the condition $FV=1$ used and other possible reasons similar to those in general relativity [7].

I express my gratitude to Professors N.A.Chernikov, V.N.Pervushin and participants of their seminar for well-disposed discussions and support.

References

1. Chernikov N.A. — Acta Phis. Polon., 1993, v.B24, p.927.
2. Rosen N. — Found. Phys., 1980, v.10, p.673.
3. Lanczos K. — Phys. Zeitschr., 1922, v.23, p.577.
4. Janis A.I., Robinson D.C., Winicour J. — Phys. Rev., 1969, v.186, p.1729.
5. Belinfante F.J., Garrison J.C. — Phys. Rev., 1962, v.125, p.1124.
6. Фок В.А. — Теория пространства, времени и тяготения, М.: Гостехиздат, 1955.
Fock V. — The Theory of Space, Time and Gravitation. London: Pergamon Press, 1959. (Eq.58.07).
7. Asanov R.A. — In: Proceedings of the II A.Friedmann International Seminar on Gravitation and Cosmology, St.Ptb., Sept. 12–19, 1993, Centr. Astron. Observ. Pulkovo RAS, St. Petersburg, 1994, p.151.

УДК 539.12.01

OPTIMIZED LAMBDA-PARAMETRIZATION FOR THE QCD RUNNING COUPLING CONSTANT IN SPACELIKE AND TIMELIKE REGIONS*

A. V. Radyushkin

The algorithm is described that enables one to perform an explicit summation of all the $(\pi^2/\ln^2(Q^2/\Lambda^2))^N$ -corrections to $\alpha_s(Q^2)$ that appear owing to the analytic continuation from spacelike to timelike region of the momentum transfer.

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

Оптимальная лямбда-параметризация эффективной константы связи в КХД для пространственно- и времениподобных областей

А.В.Радюшкин

Сформулирован алгоритм, позволяющий в явном виде просуммировать $(\pi^2/\ln^2(Q^2/\Lambda^2))^N$ -поправки к $\alpha_s(Q^2)$, обусловленные аналитическим продолжением из пространственноподобной во времениподобную область передач импульса. Показано, что во времениподобной области наилучшим параметром разложения является $4/b_0 \arctg(\pi/\ln(q^2/\Lambda^2))$.

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

1. Introduction

Perturbative QCD is intensively applied now to various processes involving large momentum transfers, both in spacelike ($q^2 = -Q^2 < 0$) and timelike ($q^2 > 0$) regions (for a review see [1—3]). However, the coupling constant $g(\mu)$ (i.e., the expansion parameter) is defined usually with the reference to some Euclidean (spacelike) configuration of momenta of scale μ . For spacelike q this produces no special complications. One simply uses the renormalization group to sum up the logarithmic corrections $(q^2(\mu) \ln(Q^2/\mu^2))^N$ that appear in higher orders and arrives at the expansion in the effective coupling constant $\alpha_s(Q^2)$ which in the lowest approximation is given by the famous asymptotic freedom formula [1].

*This letter is the copy of the unpublished preprint E2-82-159, JINR, Dubna (1982 year)

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - 2N_f/3) \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (1)$$

where Λ is the «fundamental» scale of QCD. In general, the Λ -parametrization of $\alpha_s(Q^2)$ is a series expansion in $1/L$ (where $L = \ln(Q^2/\Lambda^2)$), and the definition of Λ is fixed only if the $O(1/L^2)$ -term is added to eq. (1) [4].

For timelike q there appear, however, $i\pi$ -factors ($\ln(Q^2/\mu^2) \rightarrow \ln(q^2/\mu^2) \pm i\pi$), and it is not clear a priori what is the effective expansion parameter in this region. This problem has been discussed recently in a very suggestive paper by Pennington and Ross [5]. These authors analysed the ratio $R(q^2) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ for which the analytic continuation from the spacelike to timelike region is well defined and investigated which of the three ansätze $\alpha_s(q^2)$, $|\alpha_s(-q^2)|$ and $\text{Re } \alpha_s(-q^2)$ better absorbs the $(\pi^2/L^2)^N$ -corrections¹ in the timelike region $q^2 > 0$. Their conclusion was that $|\alpha_s(-q^2)|$ is better than $\alpha_s(q^2)$ and $\text{Re } \alpha_s(-q^2)$. Nevertheless, it is easy to demonstrate by a straightforward calculation that $|\alpha_s(-q^2)|$ cannot absorb all the $(\pi^2/L^2)^N$ -terms associated with the analytic continuation of the $\ln(Q^2/\mu^2)$ -factor. Our main goal in the present letter is to show that by using the Λ -parametrization for $\alpha_s(Q^2)$ in the spacelike region it is possible to construct for $R(q^2)$ in the timelike region the expansion in which all the $(\pi^2/L^2)^N$ -terms are summed up explicitly.

2. Λ -Parametrization in Spacelike Region

The starting point for the Λ -parametrization is the Gell-Mann-Low equation taken as a series expansion in $G = \alpha_s/4\pi$:

$$L \equiv \ln(Q^2/\Lambda^2) = \frac{1}{b_0 G} + \frac{b_1}{b_0^2} \ln G + \Delta + \frac{b_2 b_0 - b_1^2}{b_0^3} G + O(G^2), \quad (2)$$

where b_k are β -function coefficients: $b_0 = 11 - 2N_f/3$ [1], $b_1 = 102 - 38N_f/3$ [6], $b_2^{MS} = 2857/2 - 5033N_f/18 + 325N_f^2/54$ [7]. The parameter Δ in eq. (2) is due to the lower boundary of the GML integral [8,9]. By a particular choice of Δ one fixes the definition of Λ : $\Lambda = \Lambda(\Delta)^2$. Eq. (2) is solved by iterations and the result is reexpanded in $1/L$:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{b_0 L} \left\{ 1 - \frac{L_1}{L} + \frac{1}{L^2} \left[L_1^2 - \frac{b_1}{b_0^2} L_1 + \frac{b_2 b_0 - b_1^2}{b_0^4} \right] + O(1/L^3) \right\}, \quad (3)$$

where

¹Odd powers of $(i\pi/L)$ cancel because R is real

²Of course, Λ depends also on the renormalization scheme chosen.

$$L_1 = \frac{b_1}{b_0^2} \ln(b_0 L) - \Delta. \quad (4)$$

The expansion (3) is useful, of course, only if it converges rapidly enough. In fact, the convergence of the $1/L$ series depends (i) on the value of L we are interested in and (ii) on the choice of Δ .

We emphasize that the most important for perturbative QCD is the region $L > 3$, since $L = 3$ corresponds to $\alpha_s \sim 0.5$, and the reliability of perturbation theory for larger α_s is questionable. Hence, in a realistic situation the naive expansion parameter $1/L$ is smaller than (but usually close to) one third. Of course, $1/3$ is not very small, so one must check the coefficients of the $1/L$ expansion more carefully. First, there is a Δ -convention-independent term $(b_2 b_0 - b_1^2)/(b_0^4 L^2)$ which reduces for $N_f = 3$ to roughly $0.25/L^2$ and gives, therefore, less than 3%-correction to the simplest formula (1). There are also Δ -convention-dependent terms like L_1/L , L_1/L^2 and one should choose Δ so as to minimize the upper value of the ratio L_1/L in the L -region of interest.

If one takes, e.g., $\Delta = \Delta_{\text{opt}} = (b_1/b_0^2) \ln(4b_0)$, then $L_1 = (b_1/b_0^2) \ln(L/4)$ and the ratio L_1/L is smaller than 7% in the whole region $L > 3$. Another choice [10] is to take $\Delta = \Delta(Q_0^2) = (b_1/b_0^2) \ln(b_0 L_0)$, where $L_0 = \ln(Q_0^2/\Lambda^2)$ and Q_0^2 lies somewhere in the middle of the Q^2 -region analysed. In this case $L_1 = (b_1/b_0^2) \ln(L/L_0)$, i.e., L_1/L is zero for $Q^2 = Q_0^2$ and smaller than 7% for all in the region where $L > 3$. An important observation is that both the choices minimize the corrections not only in eq. (3) but also in the GML equation (2).

Really, for small G the only dangerous term in eq. (2) is $\ln G$, hence, the best thing to do is to compensate it by taking $\Delta = -(b_1/b_0^2) \ln \bar{G}$, where $\bar{G}$ is $\alpha_s(Q^2)/4\pi$ averaged (in some sense) over the relevant Q^2 -region. After this has been done, one may safely solve eq. (2) by iterations and perform the $1/L$ -expansion. For a proper choice of Δ eq. (3) has 1% accuracy for $L > 3$, and, moreover, the total correction to the simplest formula (1) is less than 10%. However, accepting the most popular prescription $\Delta_{\text{pop}} = (b_1/b_0^2) \ln b_0 = \Delta(Q^2 = e\Lambda^2)$ (the only motivation for Δ_{pop} being the «aesthetic» criterion that L_1 should have the shortest form $L_1 = (b_1/b_0^2) \ln L$) one minimizes L_1/L in the region $Q^2 \sim 3\Lambda^2$ nobody is really interested in. Moreover, in the important region $L \sim 3$ one has $L_1^{\text{pop}}/L \sim 1/3$ and the convergence of the $1/L$ -series is very poor in this case.

Thus, the Δ -parametrization (eq. (3)) gives a rather compact and sufficiently precise expression for the effective coupling constant in the spacelike region provided a proper choice of the Δ -parameter has been made.

3. Λ -Parametrization and $R(e^+e^- \rightarrow \text{Hadrons}; s)$

The standard procedure (see, e.g., [11] and references therein) is to calculate the derivative $D(Q^2) = Q^2 dt/dQ^2$ of the vacuum polarization $t(Q^2)$ related to R by

$$R(s) = \frac{1}{2\pi i} (\iota(-s + i\epsilon) - \iota(-s - i\epsilon)). \quad (5)$$

In perturbative QCD $D(Q^2)$ is given by the $\alpha_s(Q^2)$ -expansion:

$$D(Q^2) = \sum_q e_q^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} + d_2 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^2 + d_3 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^3 + \dots \right\}. \quad (6)$$

Only d_2 is known now [11,12], its value depending on the renormalization scheme chosen. Using eq. (5) and the definition of D , one can relate $R(s)$ (or, more precisely, its perturbative QCD version $R^{QCD}(s)$) directly to $D(Q^2)$

$$R^{QCD}(s) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-s-i\epsilon}^{-s+i\epsilon} D(\sigma) \frac{d\sigma}{\sigma}. \quad (7)$$

Integration in eq. (7) goes below the real axis from $-s - i\epsilon$ to zero and then above the real axis to $-s + i\epsilon$.

In a shorthand notation $D \Rightarrow R \equiv \Phi[D]$. In some important cases the integral (7) can be calculated explicitly:

$$1 \Rightarrow 1, \quad (8)$$

$$\frac{1}{L_\sigma} \Rightarrow \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg}(\pi/L_s) = \frac{1}{L_s} \left\{ 1 - \frac{1}{3} \frac{\pi^2}{L_s^2} + \dots \right\}, \quad (9)$$

$$\frac{\ln(L_\sigma/L_0)}{L_\sigma^2} \Rightarrow \frac{\ln(\sqrt{L_s^2 + \pi^2}/L_0) - (L_s/\pi) \operatorname{arctg}(\pi/L_s) + 1}{L_s^2 + \pi^2} = \quad (10)$$

$$= \frac{\ln(L_s/L_0)}{L_s^2} \left\{ 1 - \frac{\pi^2}{L_s^2} + \dots \right\} + \frac{5}{6} \frac{\pi^2}{L_s^4} + \dots \quad (11)$$

$$\frac{1}{L_\sigma^2} \Rightarrow \frac{1}{L_s^2 + \pi^2} = \frac{1}{L_s^2} \left\{ 1 - \frac{\pi^2}{L_s^2} + \dots \right\},$$

$$\frac{1}{L_\sigma^n} \Rightarrow (-1)^n \frac{1}{(n-1)!} \left(\frac{d}{dL_s} \right)^{n-2} \frac{1}{L_s^2 + \pi^2} = \frac{1}{L_s^n} \left\{ 1 - \frac{\pi^2}{L_s^2} \frac{n(n+1)}{6} + \dots \right\}, \quad (12)$$

where $L_s = \ln(s/\Lambda^2)$, $L_\sigma = \ln(\sigma/\Lambda^2)$ and L_0 is the constant depending on the Δ -choice.

Using the Λ -parametrization for $\alpha_s(\sigma)$ and incorporating eqs. (8)–(12) (as well as their generalizations for $\ln^2 L/L^2$, $\ln L/L^3$, etc.) produces the expansion for

$$R^{QCD}(s) = \left(\sum_q e_q^2 \right) \left\{ 1 + \sum_{k=1} d_k \Phi[(\alpha_s/\pi)^k] \right\} \quad (13)$$

in which all the $Z(\pi^2/L^2)^N$ -terms are summed up explicitly.

4. Quest for the Best Expansion Parameter

Note that the expansion (13) is not an expansion in powers of some particular parameter since the application of the Φ -operation normally violates nonlinear relations: $\Phi[1/L^2] \neq (\Phi[1/L])^2$, etc. A priori, there are no grounds to believe that a power expansion is better than any other (say, Fourier). In fact, the expansion (13) converges better than the generating expansion (6) for $D(\sigma)$ because, as it follows from eqs. (9)—(12), $\Phi[\alpha_s^N]$ is always smaller than α_s^N . Moreover, $(\Phi[\alpha_s^{N+1}])^{1/N+1} < (\Phi[\alpha_s^N])^{1/N}$, i.e., the effective expansion parameter decreases in higher orders. Thus, if one succeeded in obtaining a good α_s^N expansion for $D(\sigma)$ (with all d_N being small numbers), then the resulting $\Phi[\alpha_s^N]$ -expansion for $R^{QCD}(s)$ is even better, and the best thing to do is to leave it as it is.

However, if one insists that the result for $R^{QCD}(s)$ should have a form of a power expansion, then the best expansion parameter is evidently $\Phi[\alpha_s/\pi]$ because the largest nontrivial (i.e., $O(\alpha_s/\pi)$) term of the expansion is reproduced in the exact form and only higher terms are spoiled. The analogue of the simplest Λ -parametrization for $\alpha_s(Q^2)$ (eq. (1)) is then

$$\tilde{\alpha}_s(q^2) = \frac{4}{b_0} \operatorname{arctg} \left(\frac{\pi}{\ln(q^2/\Lambda^2)} \right). \quad (14)$$

Using eqs. (8)—(13) it is easy to realize that $\alpha_s(q^2)$ is really a bad expansion parameter, because if one reexpands $\tilde{\alpha}_s(q^2)$ in $\alpha_s(q^2)$, then there appear terms with large coefficients

$$\tilde{\alpha}_s(q^2) = \alpha_s(q^2) \left\{ 1 - \frac{1}{3} \left(\frac{\pi b_0}{4} \right)^2 \left(\frac{\alpha_s(q^2)}{\pi} \right)^2 + \dots \right\} \simeq \alpha_s \left\{ 1 - 17 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 + \dots \right\}. \quad (15)$$

If one reexpands $\tilde{\alpha}_s(q^2)$ in $\operatorname{Re} \alpha_s(-q^2)$ then the corresponding coefficient is even 2 times larger, whereas if $\tilde{\alpha}_s(q^2)$ is reexpanded in $|\alpha_s(-q^2)|$, the coefficient is 2 times smaller. This observation is in full agreement with the result of Ref. [5] quoted in the introduction.

5. Concluding Remarks

It should be noted that the change of the expansion parameter as given by eq. (15) affects only the $(\alpha_s/\pi)^3$ coefficient of the R^{QCD} -expansion which has not been calculated yet. So, within the present-day accuracy, all expansions for R^{QCD} have the same

coefficients. It is worth emphasizing, nevertheless, that the π^2/L^2 terms produce for $\alpha_s \geq 0.3$ more than 20%-correction to α_s , i.e., they are more important (for an optimal choice of the Δ -parameter) than the 2-loop corrections in eq. (3)).

To conclude, we have described the construction of an optimized (i.e., rapidly convergent) Λ -parametrization for the effective QCD coupling constant in the spacelike region, and then we used it to obtain the fastest convergent expansion for the timelike quantity $R^{QCD}(s)$. The technique outlined in the present paper can be applied also to other R^{QCD} -like quantities. Such quantities do appear, e.g., in the QCD sum rule approach [13] in which the analysis of hadronic properties is based on the study of vacuum correlators of various currents. They appear also in an alternative approach [14] based on the finite-energy sum rules [15]. It should be stressed that in the latter approach the R^{QCD} -like quantities enter into the basic integral relation, and the analysis is most conveniently performed if one has a simple analytic expression similar to that described above.

Acknowledgements

I am grateful to A.V.Efremov and D.V.Shirkov for their interest in this work and support. I thank D.I.Kazakov, O.V.Tarasov and A.A.Vladimirov for useful discussions.

References

1. Politzer H.D. — *Physics Reports*, 1974, v.14C, p.129.
2. Mueller A.H. — *Physics Reports*, 1981, v.73, p.237.
- Reya E. — *Physics Reports*, 1981, v.69, p.195.
3. Efremov A.V., Radyushkin A.V. — *Rivista del Nuovo Cimento*, 1980, v.3, No.2.
4. Bace M. — *Physics Letters B*, 1978, v.78, p.132.
5. Pennigton M.R.; Ross G.G. — *Physics Letters B*, 1981, v.102, p.167.
6. Caswell W. — *Phys. Rev. Letters*, 1974, v.33, p.244.
- Jones D.R.T. — *Nucl. Physics B*, 1974, v.75, p.531.
- Egoryan E.Sh., Tarasov O.V. — *Theor. Mat. Fizika*, 1979, v.41, p.26.
7. Tarasov O.V., Vladimirov A.A., Zharkov A.Yu. — *Phys. Letters B*, 1980, v.93, p.429.
8. Bardeen W.A. et al. — *Phys. Rev. D*, 1978, v.18, p.3998.
9. Vladimirov A.A. — *Yad. Fizika*, 1980, v.31, p.1083.
10. Abbott L.F. — *Phys. Rev. Letters*, 1980, v.44, p.1569.
11. Chetyrkin K.G., Kataev A.L., Tkachov F.V. — *Nucl. Phys. B*, 1980, v.174, p.345.
12. Dine M., Sapiirstein J. — *J. Phys. Rev. Lett.*, 1979, v.43, p.668.
- Celmaster W., Gonsalvez R. — *Phys. Rev. D*, 1980, v.21, p.3112.
13. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. — *Nucl. Phys. B*, 1979, v.147, pp.385, 448.
14. Krasnikov N.V., Pivovarov A.A. — Preprint NBI-HE-81-38, Niels Bohr Institute, Copenhagen (October 1981).
15. Chetyrkin K.G., Krasnikov N.V., Tavkelidze A.N. — *Physics Letters B*, 1978, v.76, p.83.

Received on September 10, 1996.

УДК 539.126.33

НОВЫЙ ПРЕДЕЛ НА ВЕРОЯТНОСТЬ КОНВЕРСИИ МЮОНИЯ В АНТИМЮОНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПИЯФ — ОИЯИ

В.А.Гордеев*, **Д.В.Гордеев***, **С.А.Густов**, **Е.Г.Друкарев***, **Ю.В.Елкин***,
А.Ю.Киселев*, **Е.Н.Комаров***, **Т.Н.Мамедов**, **О.В.Миклухо***,
И.В.Мирохин, **А.И.Михайлов***, **Ю.Г.Нарышкин***, **О.В.Савченко**

В совместном ПИЯФ — ОИЯИ эксперименте проведено экспериментальное исследование процесса конверсии мюония в антимюоний ($M \rightarrow \bar{M}$). Эксперимент осуществлен на интенсивном пучке «поверхностных» мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ с помощью аппаратуры, разработанной и изготовленной в ОФВЭ ПИЯФ. Получены новые оценки верхних экспериментальных пределов на вероятность процесса конверсии $W_{M\bar{M}}$ и на константу слабого взаимодействия $G_{M\bar{M}}$ в этом процессе: $W_{M\bar{M}} \leq 4,7 \times 10^{-7}$, $G_{M\bar{M}} \leq 0,14 \times G_F$ (90% CL). На основании данных эксперимента ПИЯФ — ОИЯИ с использованием наиболее реалистической теоретической модели перехода $M \rightarrow \bar{M}$ получено ограничение снизу на массу дважды заряженного хиггсовского бозона H^{++} , ответственного за процесс конверсии $M \rightarrow \bar{M}$: $M_{++} \geq 210 \text{ ГэВ}/c^2$.

The New Limit of the Probability of Muonium-Antimuonium Conversion in SPINP — JINR Experiment

V.A.Gordeev et al.

An experimental research for the muonium-antimuonium conversion process ($M \rightarrow \bar{M}$) has been made in SPINP — JINR joint experiment. The experiment has been carried out on an intense beam of surface muons produced at the phasotron of LNP JINR. An equipment has been worked out and made in SPINP. New experimental estimates for the upper limits of the probability for the conversion process $W_{M\bar{M}}$ and of the weak-interaction constant $G_{M\bar{M}}$ in the process were found: $W_{M\bar{M}} \leq 4.7 \times 10^{-7}$, $G_{M\bar{M}} \leq 0.14 \times G_F$ (90% CL). On the basis of the experimental data and using the most realistic model of the $M \rightarrow \bar{M}$ conversion, down limit of the double-charged Higgs boson's mass was found: $M_{++} \geq 210 \text{ GeV}/c^2$.

Стандартная модель электрослабого взаимодействия [1—3], описывая явления внутри одного поколения лептонов, ничего не говорит о возможности несохранения лептонного числа. Все полученные к сегодняшнему дню экспериментальные данные совместимы со строгим сохранением лептонных чисел. Однако возможное несохра-

*Петербургский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова РАН, Гатчина

нение последних интенсивно изучается. Установленное из экспериментов сильное ограничение на вероятность распада $\mu \rightarrow 3e$ позволяет сделать вывод о малости константы взаимодействия*, нарушающего лептонное число на единицу. Однако механизм изменения лептонного числа на две единицы, необходимого для $M \rightarrow \bar{M}$ конверсии, может быть совершенно иным. Такие модели обсуждались задолго до появления модели Вайнберга — Салама (см., например, [4]).

В рамках калибровочных моделей несохранение лептонного числа может происходить в результате спонтанного нарушения соответствующей симметрии. Взаимодействие, не сохраняющее лептонные числа, осуществляется путем обмена хиггсовскими бозонами. Измеренные сейчас верхние границы процессов дают ограничение на величины параметров этих бозонов, т.е. на значения их масс и юкавских констант.

Наибольший интерес вызывает модель, основанная на предположении о наличии у нейтрино конечной майорановской массы. В этой модели должны существовать хиггсовские бозоны, меняющие лептонные числа на $\Delta L = 2$. Среди них должны быть и обладающие зарядом $Q = 2|e|$. Они могут, в частности, вызвать интересующий нас переход $M \rightarrow \bar{M}$ (рис. 1), причем оценку параметров этих «хиггсов», вообще говоря, а priori сделать невозможно.

Амплитуда процесса в этой модели [5]:

$$\frac{G_{M\bar{M}}}{G_F} = \frac{f_{ee} f_{\mu\mu}^*}{g_w^2} \left(\frac{M_W}{M_{++}} \right)^2. \quad (1)$$

где f_{ee} , $f_{\mu\mu}^*$ — константы связи, $g_w^2 = 8G_F M_W^2 / \sqrt{2}$ — безразмерная константа слабого взаимодействия, M_W — масса W-бозона, M_{++} — масса дважды заряженного хиггсовского бозона.

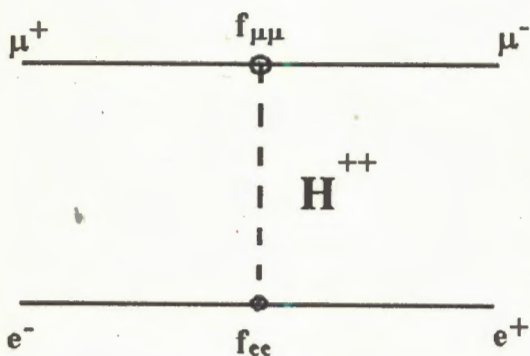


Рис.1. Переход $M \rightarrow \bar{M}$ в модели с майорановским нейтрино

Впервые на возможность существования перехода $M \rightarrow \bar{M}$ указал Б.М.Понтекоров [6]. Детальный анализ процесса проведен в работе [7].

Экспериментальная ситуация по состоянию исследования конверсии $M \rightarrow \bar{M}$ на 1995 г. представлена в табл.1.

Как видно из табл.1, лучшие на сегодня экспериментальные результаты по поиску перехода $M \rightarrow \bar{M}$ получены в эксперименте ПИЯФ — ОИЯИ [10,11,13].

Кратко изложим пути реализации этого проекта.

В ПИЯФ предложен и реализован новый прямой и независимый метод исследования конверсии мюония в антимюоний

*Здесь и далее мы опускаем прилагательное «гипотетическое».

Таблица 1. Результаты экспериментального исследования перехода $M \rightarrow \bar{M}$
(публикации 90-х годов)

Эксперимент		Метод исследования	$G_{M\bar{M}}$
TRIUMF [8]	1990	$\beta + \gamma$ от реакции $\mu^- + {}^{184}\text{W} \rightarrow {}^{184}\text{Ta} \rightarrow {}^{184}\text{W}$	$< 0,29 G_F$
LAMPF [9]	1991	e^- от распада μ^- и атомный e^+	$< 0,16 G_F$
ПИЯФ — ОИЯИ [10]	1992	e^- от распада μ^- $44 \leq E_e \leq 53$ МэВ	$< 0,38 G_F$
ПИЯФ — ОИЯИ [11]	1993)	e^- от распада μ^- $46,5 \leq E_e \leq 53$ МэВ	$< 0,13 G_F$
LAMPF [12]	1993	L_α и K_α — X-лучи мезоатома Bi	$< 6,9 G_F$
ПИЯФ — ОИЯИ [11]	1994 **)	e^- от распада μ^- $46,5 \leq E_e \leq 53$ МэВ	$\leq 0,14 G_F$

*) — предварительные результаты; **) — наблюдено 1 событие.

($M \rightarrow \bar{M}$) и создана необходимая для эксперимента аппаратура [14,15]. В 1989—1990 гг. на мюонном канале синхроциклотрона ПИЯФ осуществлена настройка новой аппаратуры, проведены исследования фоновый условий в предполагаемой постановке эксперимента.

Постановка эксперимента по поиску конверсии $M \rightarrow \bar{M}$ и измерение вероятности этого процесса осуществлены объединенной группой ПИЯФ — ОИЯИ на пучке «поверхностных» мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ [16].

Первый цикл физических исследований на фазотроне ЛЯП ОИЯИ был проведен в мае — июне 1991 г. Сделано следующее: 1) исследованы параметры пучка «поверхностных» мюонов; 2) изучен вклад фоновый процессов в реальных условиях эксперимента; 3) исследована вероятность выхода мюония из порошка SiO_2 в вакуум; 4) проведена первая серия физических измерений процесса конверсии и получена первая оценка на величины $W_{M\bar{M}}$ и $G_{M\bar{M}}$ [10]: $W_{M\bar{M}} \leq 3,6 \times 10^{-6}$, $G_{M\bar{M}} \leq 0,38 \times G_F$ (90% CL).

Результаты этих исследований показали, что, несмотря на то, что полученный физический результат для вероятности процесса конверсии сравним с результатами, полученными ранее на мезонных фабриках, существовавшая тогда интенсивность пучка «поверхностных» мюонов ($\sim 1,8 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ при токе протонов 2 мкА), геометрические и временные параметры аппаратуры были явно недостаточны для получения экспериментальных данных, превышающих мировой уровень.

К концу 1991 года в ПИЯФ и ОИЯИ были завершены работы по модернизации существующей аппаратуры и тракта пучка «поверхностных» мюонов. Были увеличены угол захвата спектрометра и быстродействие системы считывания информации с пропорциональных камер. Почти в три раза увеличена интенсивность пучка «поверхностных» мюонов за счет замены квадрупольных линз на соленоидальные линзы, разработанные и изготовленные в ЛЯП ОИЯИ специально для настоящего эксперимента. Основные параметры пучка [17]: импульс — 21,5 МэВ/с, $\Delta P/P \approx 7,7\%$, интенсивность

(при токе протонов 2,0 мкА) $I_\mu = 4,8 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$, примесь позитронов в пучке $N_{e^+}/N_{\mu^+} \approx 2$, размер пучка (ширина на полувысоте) — $7 \times 8 \text{ см}^2$, скважность пучка — 75%.

В 1991 — 1992 гг. на фазотроне ЛЯП ОИЯИ были проведены две новые серии физических измерений конверсии $M \rightarrow M$. Результаты этих исследований и их сравнение с данными, полученными ранее другими авторами, представлены в табл.1.

Схема экспериментальной установки, экспериментальные спектры и способ анализа экспериментальных данных приведены в работах [11,13]. Зарегистрировано одно событие, удовлетворяющее критериям отбора для случая процесса конверсии $M \rightarrow M$.

В настоящее время полностью завершена обработка и анализ экспериментальных данных. В данной статье рассмотрены критерии отбора физических событий, приведен конечный результат исследования вероятности процесса конверсии $M \rightarrow M$, дается оценка параметров, характеризующих исследуемый процесс в рамках существующих модельных представлений.

Напомним, что используемая в эксперименте ПИЯФ — ОИЯИ методика исследования процесса конверсии основана на регистрации высокоэнергетичных электронов от распада мюона антимюония с помощью широкоугольного магнитного спектрометра, а для разделения физических и фоновых событий используется сравнительный анализ всех доступных для измерения параметров (пространственных, амплитудных, временных) «полезных» событий при регистрации спектрометром позитронов от распада мюония и электронов от распада антимюония и параметров, получаемых при последующей обработке событий (см. табл.2).

Когда спектрометр настроен на регистрацию e^+ от распада μ^+ , подавляющее число регистрируемых событий физические, что дает возможность определить основные параметры упомянутых выше распределений (средние значения и дисперсии). Полученные значения этих параметров и коридор их изменений в дальнейшем используется для режекции «нефизических» событий при регистрации e^- от распада μ^- , когда основная часть регистрируемых событий фоновая.

На рис.2 показано для примера, как меняются экспериментальные распределения для отдельных измеряемых либо получаемых в процессе обработки параметров событий для регистрируемых спектрометром электронов при наложении на них ограничений, полученных из аналогичных распределений для позитронов.

Полный перечень параметров и коридоры их возможных значений представлены в табл.2. Там же даны значения параметров для зарегистрированного в эксперименте события, которое можно отнести к конверсии мюония в антимюоний.

В табл.3 суммируются результаты всех серий эксперимента ПИЯФ — ОИЯИ.

На основании экспериментальных данных настоящих исследований и выражения (1), следующего из теоретической модели перехода $M \rightarrow M$ с майорановским нейтрино, полагая, что константы f_{ee} и $f_{\mu\mu}^*$ — того же порядка, что и g_w , можно получить оценку на массу дважды заряженного хиггсовского бозона H^{++} , ответственного за процесс конверсии $M \rightarrow \bar{M}$: $M_{++} \geq 210 \text{ ГэВ}/c^2$.

В ПИЯФ и ОИЯИ завершается подготовка к новой серии измерений процесса конверсии $M \rightarrow M$. Эксперимент будет проводиться в отсутствие в области мишени внешних магнитных и электрических полей. Будут существенно улучшены геометрические и временные параметры установки. Планируется получить более низкие ограничения

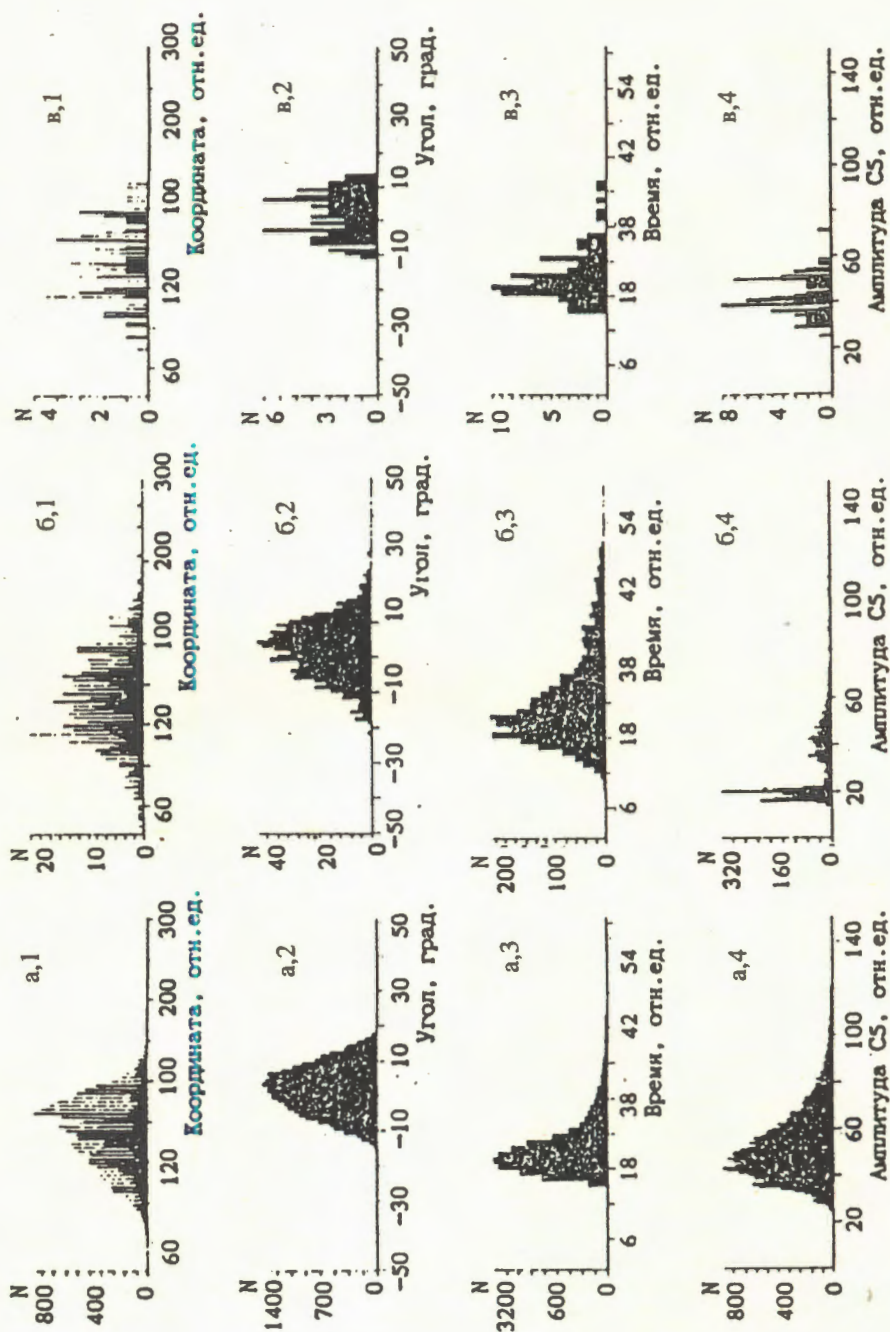
Таблица 2. Параметры, используемые для отбора физических событий*

Тип	Параметр	мин.	макс.	Событие	Параметр	мин.	макс.	Событие
I	X1	210	1130	516	Z1	240	850	796
	X2	40	1520	476	Z2	20	1100	884
	X3	60	1130	700	Z3	180	1320	988
	X4	30	1340	972	Z4	40	1380	996
	$\Delta T1$	110	500	190	$\Delta T2$	140	500	220
	$\Delta T3$	180	400	260				
	A1	25	120	41	A2	25	150	69
	A3	50	550	551	A4	50	550	349
II	Угол X-12	-13	18	3	угол Z-12	-5	8	3
	Угол T-12	-16	20	3	угол N-12	-13	10	-1
	Угол X-34	131	177	161	угол Z-34	-13	11	-1
	Угол R	80	150	104				
	Мишень X	-85	65	5	мишень Z	-35	32	31
	Мишень T	-90	80	-7	мишень N	-20	42	31
	Радиус F	0	80	36	радиус S	0	68	47
III	Качество	1	2	1	энергия	46.5	53	48.6
	ΔXY	-34	45	11	ΔZ	-60	45	9
	Нормаль	85	95	90	$\Delta \beta_z$	-8	9	2
	Расчет X	-80	66	9	расчет Z	-35	32	31
	Расчет T	-85	79	-3	расчет N	-60	60	33
	Расчет F	0	80	36	расчет S	0	68	47
	Центр	-30	22	-7	сектор	114	130	125
	Длина	103	154	115	полюс Z	0	125	67

I — параметры, измеряемые в процессе эксперимента: X1 — X4, Z1 — Z4 — координаты в 8 плоскостях ПК (коды ПВК), $\Delta T1$ — $\Delta T3$ — разности времен прихода строб-сигналов сцинтилляционного счетчика и катодов трех ПК (коды ПВК), A1 — A2 — амплитуды сигналов сцинтилляционных счетчиков спектрометра (коды ПЗК), A3 — A4 — амплитуды сигналов с катодных предусилителей ПК (коды ПЗК), ПК — пропорциональные камеры, ПВК — преобразователь время — код, ПЗК — преобразователь заряд — код.

II — параметры, измеряемые в процессе эксперимента (режим on-line): угол X-12 — угол Z-34 — угловые характеристики события (градусы); Угол R — угол отклонения частицы в спектрометре (градусы); мишень X — мишень N — характеристика точки, где произошел распад мюона (мм); радиус F — радиус S — расположение траектории электрона относительно центра внешних коллиматоров установки (мм).

III — параметры, измеряемые в процессе последующей обработки событий (режим of-line): качество — характеристика событий (1 — траектория электрона в спектрометре находится вдали от его полюсов, 2 — вблизи полюсов). Энергия — энергия электрона (МэВ); ΔXY , ΔZ , нормаль, $\Delta \beta_z$ — параметры обработки (подробнее см. [11]); расчет X — расчет S — параметры начальной траектории события при инверсной обработке (расчетная траектория в обратном направлении); центр — полюс Z — характер расположения траектории электрона относительно геометрии спектрометра.



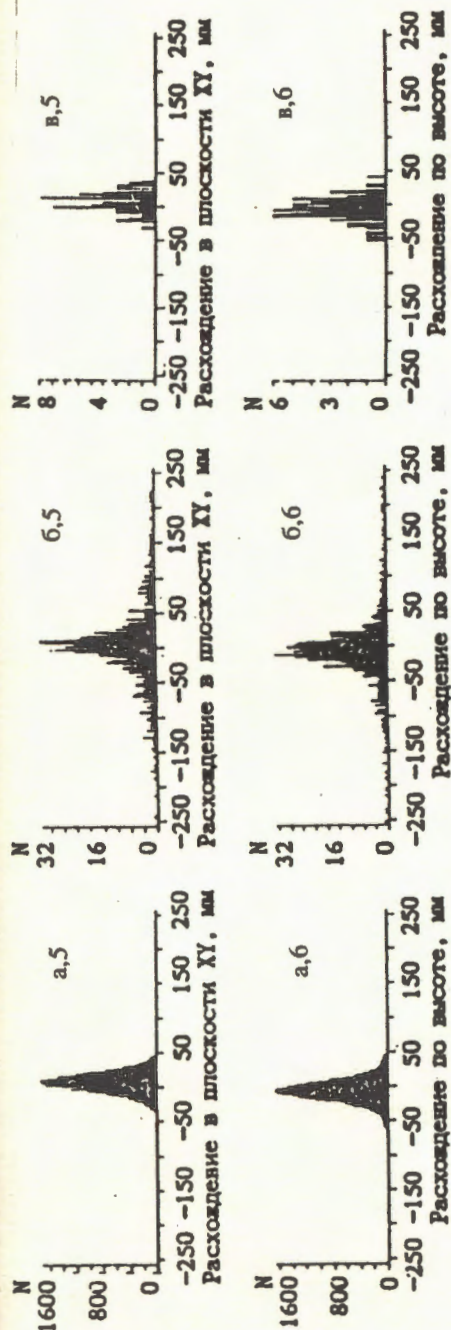


Рис.2. Распределение регистрируемых спектров позитронов (а) и электронов (б — исходный спектр, в — спектр после введения ограничений на допустимую область изменения параметра): 1 — по координате Z в пропорциональной камере ПК1, 2 — по углу вылета относительно плоскости SiO_2 -мишени, 3 — по времени прохождения частиц от пропорциональной камеры ПК2 до сцинтилляционного счетчика C_5 , 4 — по амплитуде сигнала со сцинтилляционного счетчика C_6 , 5 — по параметру ΔXY — расхождения траекторий в плоскости XY, 6 — по параметру ΔZ — расхождения траекторий по высоте

Таблица 3. Результаты экспериментального исследования процесса конверсии $M \rightarrow \bar{M}$ в эксперименте ПИЯФ — ОИЯИ

Серия	N_μ	$W(\Delta E)$	W_M	$N_{M\bar{M}}$	$W_{M\bar{M}}$	$G_{M\bar{M}}$
I [10]	$4,5 \cdot 10^{10}$	$1,05 \cdot 10^{-3}$	0,027	0	$< 3,6 \cdot 10^{-6}$	$< 0,38 G_F$
II + III [13]	$3,44 \cdot 10^{11}$	$1,51 \cdot 10^{-3}$	0,029	1	$\leq 5,1 \cdot 10^{-7}$	$\leq 0,14 G_F$
I + II + III	$3,89 \cdot 10^{11}$			1	$\leq 4,7 \cdot 10^{-7}$	$\leq 0,14 G_F$

N_μ — полное число мюонов, прошедших через мишень; $W(\Delta E)$ — вероятность регистрации электрона с энергией в интервале ΔE спектрометром [15]; W_M — используемое значение для вероятности выхода мюония из порошка SiO_2 в вакуум [15]; $N_{M\bar{M}}$ — число зарегистрированных событий; $W_{M\bar{M}}$ — измеренное значение вероятности процесса конверсии $M \rightarrow \bar{M}$; $G_{M\bar{M}}$ — измеренная верхняя граница константы связи в этом

(примерно на порядок) на вероятность конверсии $M \rightarrow \bar{M}$ либо обнаружить около 10 таких событий, если такой процесс в природе действительно существует. Исследования проводятся в рамках Государственной научно-технической программы России «Фундаментальная ядерная физика» (проект 1.3.5-12) при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 95-02-03780-а, 95-02-07498-б).

Литература

- Glashow S.L. — Nucl. Phys., 1961, 22, p.579;
Weinberg S. — Phys. Rev. Lett., 1967, 19, p.1264; 1968, 27, p.1688.
- Higgs P.W. — Phys. Lett., 1964, 12, p.132;
Higgs P.W. — Phys. Lett., 1964, 13, p.508.
- Schwinger J. — Ann. Phys. (N.Y.), 1957, 2, p.407;
Nishijima K. — Phys. Rev., 1957, 108, p.907.
- Feinberg G., Weinberg S. — Phys. Rev. Lett., 1961, 6, p.381.
- Halprin A. — Phys. Rev. Lett., 1982, 49, p.1373.
- Понтекорво Б. — ЖЭТФ, 1957, 33, с.549.
- Feinberg G., Weinberg S. — Phys. Rev., 1961, 123, p.1439.
- Huber T.M., Kunselman A.R., Janissen et al. — Phys. Rev., 1990, 41D, p.2709.
- Matthias B.E., Ahn H.E., Badertscher A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1991, 66, p.2716.
- Алешин Н.П., Абазов В.М., Баранов В.А. и др. — В сб.: Основные результаты научных исследований 1990—1991 гг. ЛИЯФ. С.-Петербург, ЛИЯФ, 1992, с.43.
- Гордеев В.А., Савченко О.В., Абазов В.М. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1993, 57, с.262.
- Ni B., Arnold K.P., Chemely F. et al. — Phys. Rev., 1993, 48D, p.1976.
- Гордеев В.А., Киселев А.Ю., Абазов В.М. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1994, 59, с.565.
- Drukarev E.G., Gordeev V.A., Mikhailov A.I. — Preprint LHPI-1317, Гатчина, 1987.
- Гордеев В.А., Друкарев Е.Г., Киселев А.Ю. и др. — Препринт ПИЯФ-1970, Гатчина, 1994.
- Абазов В.М., Брагин А.Н., Густов С.А. и др. — Сообщения ОИЯИ 9-90-289, Дубна, 1990.
- Абазов В.М., Брагин А.Н., Густов С.А. и др. — Сообщения ОИЯИ 9-93-81, Дубна, 1993.

Работа поступила 25 июня 1996 года.

УДК 537.653.2

ИСТОЧНИК ВЫСОКОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ С ДВОЙНОЙ ЭЛЕКТРОН-ИОННОЙ ЛОВУШКОЙ (DEITIS)

Г.Н.Вялов

Предложен источник нового типа с двойной электрон-ионной ловушкой — DEITIS. Согласно сделанным оценкам источник позволит увеличить выход высокозарядных ионов на несколько порядков величины по сравнению с электронно-лучевыми источниками. Эта возможность реализуется путем накопления эффективного электронного тока в электростатической электронной ловушке типа ячейки Пеннинга. Накопление может достигаться в результате нестационарной инжекции электронов вдоль оси источника и продольного торможения первичного пучка под действием релаксационных процессов в плазме. В источнике формируется квазимахвелловское распределение электронов по скоростям с достаточно высокой средней энергией, и могут использоваться два типа электростатических ионных ловушек.

Работа выполнена в Институте ядерных исследований РАН, Троицк.

A Highly Charged Ion Source with Double Electron-Ion Trap (DEITIS)

G.N. Vyalov

A new multiply charged ion source with double electron-ion trap (DEITIS) is proposed. According to performed evaluations the source permits one to increase the multiply charged ion yield up to a few magnitude orders comparatively with EBIS. This possibility is realized by the way of fast electron accumulation at an electrostatic electron trap of the Penning kind. The accumulation can be achieved as a result of an electron nonstationary injection along the source axis and longitudinal stopping of a primary beam under action of plasma relaxation processes. A quasi-Maxwell velocity distribution with a high average energy is formed at the source and two kinds of electrostatic ion traps may be used.

The investigation has been performed at the INR RAS, Troitsk.

1. Существует несколько типов источников многозарядных тяжелых ионов: электронно-лучевые (EBIS, EBIT) [1,2], пеннинговские (PIG) [3], пучково-плазменные (BPIS) [4], микроволновые (ECR) [5] и другие.

Самые высокие зарядности ионов получаются в электронно-лучевых источниках, причем выходные зарядности ионов повышаются с ростом энергии электронов в пучке.

*Институт ядерных исследований РАН, Троицк.

Однако выход многозарядных ионов из электронно-лучевых источников оказывается недостаточным для многих применений. В данной работе рассматривается возможность разработки источника нового типа [6], который позволит увеличить выход высокозарядных ионов на несколько порядков величины по сравнению с электронно-лучевыми источниками.

2. В основе построения электронно-лучевых источников заложено представление о возможности создания протяженных игольчатых моноэнергетических электронных пучков с высокой плотностью тока, значительным током и достаточно большим временем удержания ионов в электростатической потенциальной ловушке.

Однако процесс создания и опыт работы с электронно-лучевыми источниками показали, что совмещение достаточно большой протяженности пучка с высокой плотностью тока в нем, по-видимому, является внутренне противоречивой задачей. На практике это проявляется в том, что в режиме стабильной работы источника возникают ограничения на достижимую плотность тока, а полный электронный ток ограничен сверху величиной около 200 мА. Наиболее устойчивые и воспроизводимые результаты в длинных источниках получаются при токах, не превышающих 100 мА, и плотностях тока

$$j_e \leq 10^3 \text{ А/см}^2. \quad (1)$$

Число ионов в источнике ограничивается допустимым фактором компенсации протостатического заряда f , который составляет величину порядка нескольких процентов. При выходе за эти пределы в источнике возникают плазменные неустойчивости, приводящие, в частности, к разогреву и потерям ионов из ловушки, а также к ухудшению других характеристик источника [1,2,7,8].

Был проведен ряд теоретических и экспериментальных исследований проявления неустойчивостей в работе электронно-лучевых источников. Они показали, что, по-видимому, наиболее опасна так называемая двухпотоковая электрон-ионная конвективная ротационная неустойчивость, возбуждаемая плотным протяженным электронным пучком на холодном ионном фоне. Эта неустойчивость представляет собой усиление азимутально несимметричных плазменных колебаний в системе пучок — ионы за счет энергии электронного пучка.

Теоретический анализ этого явления, получившего по именам авторов название LVS-неустойчивости, выполнен в работе [9]. Критерием нарастания LVS-неустойчивости на длине пучка L_e служит неравенство

$$n_e L_e^2 > \beta_e^2 / (16\pi^2 \Gamma^2 r_e), \quad (2)$$

где n_e — плотность электронов в пучке, β_e — безразмерная скорость электронов, r_e — классический радиус электрона, Γ — численный фактор

$$\Gamma = (3^{1/2} / 2) (fQ / 2)^{1/3} (m_e / m_i)^{1/3};$$

m_e — масса электрона; m_i, Q — масса и зарядность иона.

Согласно критерию (2) полное число электронов N_e на длине пучка при условии слабой неустойчивости в плазменной системе

$$N_e \approx n_e L_e < \beta_e^2 / (16\pi^2 \Gamma^2 r_e L_e), \quad (3)$$

а стало быть и число ионов $N_i = fN_e / Q$, должно уменьшаться с ростом длины источника. Таким образом, для улучшения условий стабильности в электронно-лучевом источнике и повышения плотности электронов согласно (3) нужно уменьшать длину источника.

Учет этого обстоятельства привел к созданию относительно коротких электронно-лучевых ловушек (EBIT) и получению в них рекордных результатов по плотности тока и выходной зарядности ионов [2, Marts R.E. et al.]. Однако при этом выход ионов остается явно недостаточным, например, для инжекции в ускоритель НУКЛОТРОН [10]. Для ускорения ионов урана в нуклотроне требуется зарядность Q не меньше 80, причем для получения требуемой интенсивности пучка нужно увеличить выход ионов примерно на 4-5 порядков величины по сравнению с выходом, полученным в работах [2].

3. Другим типом традиционно используемых источников многозарядных ионов служит пеннинговский источник с подогревным катодом (PIG). Основой источника PIG служит газоразрядная ячейка Пеннинга, состоящая из разрядной камеры (анода) удлиненной трубчатой формы, катода и отражателя быстрых электронов (антикатада). В пеннинговском источнике существует прямой осциллирующий электронный пучок в продольном магнитном поле с числом осцилляций электронов от катода до отражателя около 100 [11]. В отличие от EBIS распределение электронов в осциллирующем пучке по скоростям v_e имеет квазимагвелловскую форму с максимумом вблизи нуля и плавным нарастанием с v_e^2 до второго относительно слабого максимума вблизи границы энергетического спектра $E_e = E_{e \text{ макс}}$. Кроме формы спектра, источник PIG с подогревным катодом существенно отличается от источника EBIS величиной разрядного тока, достигавшего в отдельных случаях 50 А [3,12], большим эффективным зарядом быстрых электронов на единицу длины пучка (до 10^{13} е/см), сравнимой с EBIT плотностью эффективного тока ионизации и плотностью быстрых электронов. Однако энергия быстрых электронов в источнике PIG существенно ниже, чем в EBIS, и ограничена величиной около 0,5 кэВ. Время удержания ионов в PIG'e мало (≈ 10 мкс). Срок службы источника невелик (меньше 24 часов).

С точки зрения устойчивости работы источника очень важной его характеристикой является распределение частиц по скоростям. Согласно общим положениям кинетической теории устойчивости плазмы [13] единственным равновесным распределением частиц по скоростям при учете столкновений в однородной системе частиц является распределение Максвелла. При отсутствии столкновений устойчивостью обладают изотропные монотонно убывающие с ростом модуля скорости распределения

(теорема Ньюкомба — Гарднера). Распределение частиц по скоростям в источнике РІГ имеет квазимахсвелловский характер и в этом смысле выгодно отличается от анизотропного и немонотонного распределения по скоростям в электронно-лучевых источниках. Квазимахсвелловское распределение проявляет неустойчивость по отношению к меньшему набору начальных возмущений, и при определенных условиях возникающие неустойчивости могут относительно плавно релаксировать к устойчивому состоянию. Это, по-видимому, подтверждается существованием почти стабильных, мало шумящих режимов работы источников РІГ, характеризующихся экстремальными параметрами плазмы.

4. Согласно сказанному, параметры источника высокозарядных ионов должны удовлетворять следующим требованиям:

- сплошной (квазимахсвелловский) спектр распределения быстрых электронов по продольным скоростям в направлении магнитного поля;
- достаточно высокая максимальная энергия электронов в спектре $E_{e \text{ макс}}$ (высокая электронная температура);
- плотность эффективного тока ионизации $j_{e \text{ эфф}}$ порядка величины, реализованной в источниках Пеннинга с подогревным катодом и коротких ловушках ЕВІТ;
- максимальный эффективный ток быстрых электронов, ограниченный первеансом встроенной электронной пушки и распределением электронов по скоростям;
- степень компенсации ионами пространственного заряда пучка — порядка 1;
- квазибездзародный характер ионного тока в электростатической ловушке.

Эти условия можно реализовать в модифицированной ячейке Пеннинга, работающей в высоком вакууме в режиме высоковольтного разряда при накоплении электронного и ионного зарядов.

Квазибездзародный характер ионного тока в разряде можно осуществить в двух случаях.

В первом случае, типичном для работы электронно-лучевых источников, создается продольная потенциальная яма для ионов путем выбора соответствующего распределения потенциала на секционированных трубках дрейфа, образующих разрядную камеру источника («статистическое» удержание ионов [1], [2, Kleinod M. et al.]).

Во втором случае в пеннинговском источнике вместо сплошного катода и (антикатода-отражателя) устанавливается «прозрачный» для ионов катодный узел. Катодный узел включает в себя «прозрачный» для ионов катод с отверстием, через которое проходит падающий на катод ионный пучок. В дополнение к конструкции катодного узла вводится отражатель ионов (который находится, например, под потенциалом анода) и дополнительные электроды, которые формируют отраженный ионный пучок для возвращения ионов в разрядную камеру («динамическое» удержание ионов). Схема соответствующего устройства приводится на рисунке.

В «статистическом» случае удержания ионов возможно как импульсное, так и непрерывное извлечение ионов путем понижения продольного барьера с одной стороны потенциальной ямы на время экстракции ионов. Те же возможности обеспечены и в случае «динамического» удержания, если между внешним экстрактором и отверстием в

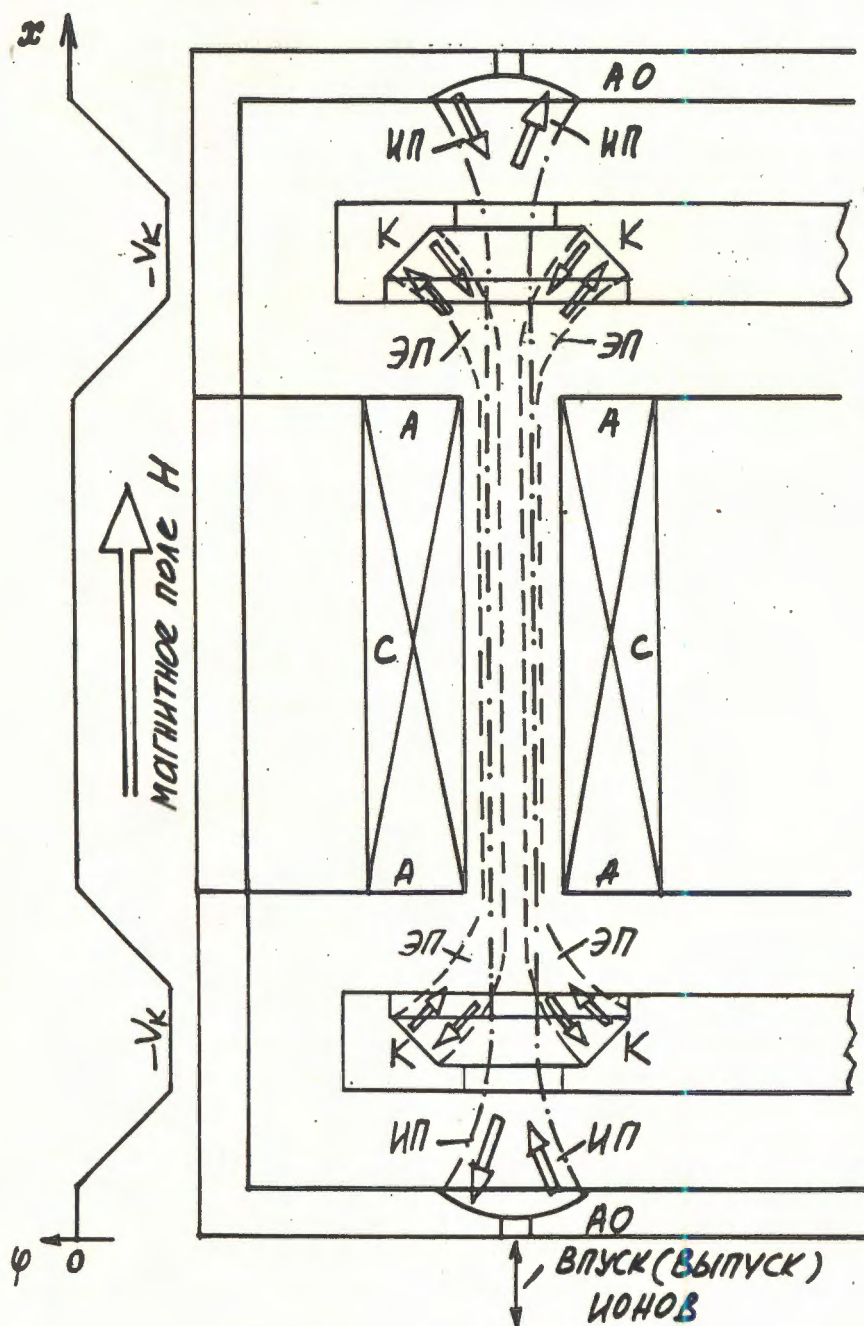


Схема источника DEITIS. А — анод; К — катод; С — соленоид; АО — анод-отражатель; ЭП — электронный пучок; ИП — ионный пучок, прямой и отраженный пучки показаны стрелками; $\varphi(x)$ — распределение потенциала вдоль оси источника; $-V_k$ — потенциал катода, анод заземлен

Таблица 1. Параметры источников МЗИ
с ионизацией атомов электронным пучком

<i>NN</i>	Источник	PIG	EBIS/EBIT	DEITIS
<i>nn</i>	Параметр			
1	$I_{\text{эфф.}}, \text{A}$	≤ 1000	$\leq 0,2$	≈ 1000
2	$eV_p, \text{кэВ}$	$\approx 0,6$	≥ 10	≥ 10
3	β_e	$\approx 0,0485$	$\geq 0,2$	$\geq 0,2$
4	$j_{\text{эфф.}}, \text{A}/\text{см}^2$	≤ 2000	≤ 6000	≈ 6000
5	$n_e, \text{см}^{-3}$	$\geq 10^{13}$	$\leq 0,4 \cdot 10^{13}$	$\approx 0,4 \cdot 10^{13}$
6	τ_i	$\approx 10 \text{ мкс}$	$\geq 1 \text{ с}$	$\geq 1 \text{ с}$
7	$(j_{\text{эфф.}}/e)\tau_i, \text{см}^{-2}$	$\approx 10^{17}$	$\leq 10^{23}$	$\approx 10^{23}$
8	$q_{e \text{ эфф.}}, \text{e}/\text{см}$	$\geq 5 \cdot 10^{12}$	$\leq 10^8$	$\approx 10^{12}$
9	f	≈ 1	$0,01-0,1$	≈ 1
10	Q/A	$1/3-1/7, A \leq 50$	$\geq 1/3, A \leq 238$	$\geq 1/3, A \leq 238$
11	$q_i, \text{e}/\text{см}$	$\geq 5 \cdot 10^{12}$	$\leq 10^6 - 10^7$	$\approx 10^{12}$
12	$\Delta E/E$	≈ 1 (сплошной спектр)	$\ll 1$ (дельта-спектр)	≈ 1 (сплошной спектр)
13	$L_e, \text{см}$	≈ 10	$\approx 100/2$	≈ 10
14	I_i	$1 \text{ мкА} - 1 \text{ МА}$	$\leq 10^8 \text{ част./имп.}$	$\leq 10^{12} \text{ част./имп.}$

отражателе источника приложена нужная разность потенциалов. При этом импульсное извлечение может быть более быстрым, поскольку расстояние между экстрактором и отверстием относительно невелико по сравнению с аналогичным расстоянием в случае «статистического» удержания. В заключение раздела приводится табл.1, где суммированы типичные параметры рассмотренных источников многозарядных ионов (МЗИ).

5. В общем случае трудно оценить величину эффективного тока в источнике пеннинговского типа, ответственного за ионизацию (под эффективным током понимается сумма токов по модулю независимо от направления движения электронов). Для такой оценки требуются либо эмпирические данные по накоплению эффективных токов (эффективной плотности быстрых электронов), либо приближенные, достаточно простые модели плазмы. Выше нами были использованы эмпирические данные об эффективном токе и числе осцилляций быстрых электронов в ионном источнике с подогревным катодом ($N_{\text{осц.}} \approx 100$, $I_{\text{эфф.}} \approx N_{\text{осц.}} I_p$, I_p — разрядный ток катода). Вопрос о

накоплении быстрых осциллирующих электронов довольно сложен и требует специального исследования.

Здесь мы ограничимся рассмотрением величины накопленного тока в простом одномерном приближении, предполагая степенную зависимость функции распределения электронов по скоростям от интеграла движения электрона в потенциальном поле

$$F[-v^2 + 2e\phi(x)/m] = A_p [-v^2 + 2e\phi(x) + 2eT]^p. \quad (4)$$

Потенциал $\phi(x)$ определяется одномерным уравнением Пуассона

$$\Delta\phi(x) = (d^2\phi/dx^2) = -4\pi\rho_p(x), \quad (5)$$

где плотность $\rho_p(x)$ определяется выражением

$$\rho(x) = -2eA_p K_p (2e/m)^{p+1/2}; \quad K_p = \int_0^1 (1-u^2)^p du, \quad p > -1 \quad (6)$$

Решение уравнения (5), удовлетворяющее граничному условию при $x=0$ $\phi=0$, $[d\phi/dx]_0^2 = 16\pi e A_p K_p (2e/m)^{p+1/2} T^{(p/2+3/4)}$, определяется выражением

$$\begin{aligned} x [16\pi e A_p K_p (2e/m)^{p+1/2} / (p+3/2)]^{1/2} = \\ = [4/(1-2p)] [(\phi+T)^{1/4-p/2} - T^{1/4-p/2}] \end{aligned} \quad (7)$$

при условии $-1 < p < (1/2)$, а величина $A_p K_p$ — падением потенциала V на толщине граничного слоя d

$$\begin{aligned} A_p K_p = (p+3/2) [(V+T)^{(1-2p)/4} - \\ - T^{(1-2p)/4}]^2 / [\pi e d^2 (1-2p)^2 (2e/m)^{p+1/2}]. \end{aligned} \quad (8)$$

При этом связь между ϕ и x определяется равенством

$$\begin{aligned} (x/d)^2 = [(\phi+T)^{1/4-p/2} - T^{1/4-p/2}]^2 / [(V+T)^{1/4-p/2} - T^{1/4-p/2}], \\ 0 < p < (1/2). \end{aligned} \quad (7')$$

При $p > 0$ распределение по скоростям (4) с ростом v^2 монотонно спадает, т.е. устойчиво относительно возбуждения плазменных колебаний.

Плотность заряда в потенциальной яме определяется выражением

$$\begin{aligned} \rho(d) = -2V(p+3/2)(1+T/V)^{p+1/2} [(1+T/V)^{1/4-p/2} - \\ - (T/V)^{1/4-p/2}] / [\pi d^2 (1-2p)^2]. \end{aligned} \quad (9)$$

Таблица 2

p	0	1/4	1/3	2/5	3/7
η	27	126	297	855	1701

При $p \rightarrow (1/2)$ плотность $\rho(d)$ может стать сколь угодно большой.

Плотность тока в идеальной плоской пушке Пирса определяется формулой

$$j_{\Pi} = (2e/m)^{1/2} V^{3/2} / (9\pi d^2). \quad (10)$$

Этому току соответствует плотность электронного заряда

$$\rho_{\Pi}(d) = -V / (9\pi d^2). \quad (11)$$

Коэффициент увеличения плотности заряда (9) относительно «пирсовской» плотности (11) равен

$$\eta(p) = [\rho_p(d) / \rho_{\Pi}(d)] = 18(p + 3/2)(1 + T/V)^{p+1/2} [(1 + T/V)^{1/4-p/2} - (T/V)^{1/4-p/2}] / (1 - 2p)^2. \quad (12)$$

При $T \ll V$ приближенно имеем

$$\eta(p) \approx 18(p + 3/2)(1 - 2p)^{-2}. \quad (12')$$

Величины коэффициента при некоторых p даются в табл.2.

Для реализации величины $\eta(p) \gg 1$ нужно учитывать продольное торможение электронов и, по-видимому, использовать модифицированную электронную оптику в потенциальном слое $0 < \phi < V$. Форму электродов в плоском случае можно получить путем аналитического продолжения выражения (7') в комплексную плоскость. Для учета нестационарных эффектов торможения потребуется специальное исследование.

6. Мы рассмотрели здесь некоторые возможности получения высокозарядных ионов для инжекции интенсивных пучков в ускорители заряженных частиц. В экспериментальных работах наивысшие результаты по зарядности ионов получены в электронно-лучевых источниках EBIS, EBIT (Th^{80+} , U^{92+}), по интенсивности ионных пучков — в пеннинговских источниках с подогревным катодом. И те и другие источники относятся к источникам с ионизацией атомов прямым электронным ударом. Это обстоятельство дает основание предполагать, что, объединяя исключительные свойства указанных источников, можно создать новый источник, который обеспечил бы одновременно и наивысшую зарядность ионов, и достаточно высокий их суммарный выход.

Для такого объединения существуют следующие предпосылки. Как во всякой плазменной системе, ограничения на характеристики обсуждаемых источников налагаются плазменными неустойчивостями. Именно из условий неустойчивости плазмы выводятся такие понятия, как критическая плотность плазмы или критический ток, их связь с внутренней структурой плазменного образования, в особенности с такими структур-

ными характеристиками, как распределение частиц по скоростям и пространственное распределение. Случайно или нет, но предельные возможности источников обоих типов проявляются примерно в одной и той же области плотностей плазмы ($n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$), плотностей эффективного тока ($j_{\text{эфф.}} \approx [1 - 10] \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$), хотя эти источники работают в существенно разных областях энергии быстрых электронов ($E_e \approx 0,5 \text{ кэВ}$ для PIG и $E_e \gtrsim 10 \text{ кэВ}$ для EBIS, EBIT), давления нейтральных атомов ($p \approx 10^{-3} - 10^{-2} \text{ Торр}$ для PIG и $10^{-12} - 10^{-8} \text{ Торр}$ для EBIS, EBIT), величины эффективного тока ($I_{\text{эфф.}} \approx 10^3 \text{ А}$ для PIG и $I_{\text{эфф.}} \approx 0,1 \text{ А}$ для EBIS, EBIT), при совершенно различных распределениях электронов по скоростям (сплошное, почти изотропное распределение по продольным скоростям для PIG и анизотропное дельтообразное распределение для EBIS, EBIT).

Являются ли эти области относительной стабильности плазмы в источниках изолированными друг от друга или они представляют собой части более обширной, но неизвестной пока области стабильности? Можно предположить, что во всяком случае не запрещен пеннингоподобный режим работы источника типа EBIS, в котором можно реализовать требования к альтернативному источнику, изложенные в разделе 4. Окончательный ответ могут дать только экспериментальные исследования.

В заключение считаю приятным долгом выразить признательность Е.Д.Донцу за предоставление дополнительной информации о результатах, полученных на источнике EBIT.

Литература

1. Донец Е.Д. — ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.5, с.941; In: Physics and Technology of Ion Sources (PTIS), ed. by I.G.Brown. LBL, Berkeley, 1989, p.245.
2. Penetrante B.M. et al. — Rev. Sci. Instrum., 1992, 63, p.2906;
Marrs R.E. — Rev. Sci. Instrum., 1996, 67, p.941;
Kleinod V. et al. — Rev. Sci. Instrum., 1996, 67, p.986.
3. Морозов П.М. и др. — АЭ, 1957, 3, с.271;
Пасюк А.С. и др. — АЭ, 1968, 24, с.19;
Gavin B.F. — PTIS, p.167;
Кутнер В.Б. — ОИЯИ, P9-81-139, Дубна, 1981.
4. Ishikawa J. et al. — PTIS, p.281.
5. Yongen Y., Lineis C.M. — PTIS, p.201.
6. Вялов Г.Н. — Решение о выдаче патента на изобретение по заявке №94009398/07 009146 от 16.03.94. ВНИИГПЭ, 8 сент. 1995.
7. Schneider M.B. et al. — In: Intern. Symp. on EBIS and Their Applications, ed. by A.Herschcovitch. AIP, 1989, No.4.
8. Levine M.A. et al. — NIM, 1985, A237, p.429.
9. Litvin C. et al. — NIM, 1982, 198, p.189.

10. Baldin A.M. — JINR, E1-92-487, Dubna, 1992.
11. Габович М.Д. — Плазменные источники ионов. Киев: «Наукова думка», 1964.
12. Пасюк А.С., Третьяков Ю.П. — Препринт ОИЯИ, Р7-6668, Дубна, 1972.
13. Кролл Н., Трайвелпис А. — Основы физики плазмы. М.: «Мир», 1975.

УДК 539.17

INTEGRAL CROSS SECTIONS OF THE HYPERTRITON INTERACTION WITH NUCLEI AT HIGH ENERGIES

M.V.Evlanov¹, A.M.Sokolov¹, V.K.Tartakovsky²

The diffraction approximation is used to perform both the exact numerical and general theoretical analyses of various integral cross sections of the nuclear and Coulomb interactions of incident hypertritons with absorbing nuclei at high energies. The sensitivity of the cross sections to the value of the binding energy of hypertriton with respect to its dissociation into a Λ -hyperon and a deuteron is shown.

Интегральные сечения взаимодействия гипертрионов с ядрами при высоких энергиях

М.В.Евланов, А.М.Соколов, В.К.Тартаковский

С использованием дифракционного приближения проведены как точный численный, так и общий теоретический анализы различных интегральных сечений ядерного и кулоновского взаимодействий падающих гипертрионов с поглощающими ядрами при высоких энергиях. Показана чувствительность сечений к величине энергии связи гипертриона относительно его развала на Λ -гиперон и дейтрон.

An increasing interest has recently been shown in the investigation of the interaction of hypertritons with nuclei in connection with the opening possibility of obtaining the beams of ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ hypernuclei with good characteristics (in particular, at the accelerating complex: Synchrophasotron-Nuclotron of JINR, Dubna [1—4]). Such investigations can give more detailed information about the structure of hypertriton. In particular, they can specify the numerical value of its binding energy with respect to the dissociation into a Λ -hyperon and a deuteron ($\epsilon = 0.13 \pm 0.05$ MeV [5]), which is known so far with a large error, give new information about the interaction of ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ with various nuclei, improve our knowledge of the forces between lambda-hyperon and nucleons and of the strong interactions, on the whole.

¹Scientific Centre «Institute for Nuclear Research», National Academy of Sciences of Ukraine, 252028 Kiev, Ukraine

²Taras Shevchenko Kiev National University, Ukraine

In this paper the theoretical investigation of incident hypertritons with various nuclei at medium and high energies is carried out using the diffraction approximation which is well applicable to the indicated energies. Particular attention is given to the highly actual search of such processes and conditions when it is possible to extract the value of ε with a sufficient accuracy.

The use of the mathematical apparatus of the diffraction interaction of incident composite two-cluster particles with nuclei at medium and high energies (one can consider the hypertritons (${}^3_{\Lambda}\text{H} \rightarrow \Lambda + d$) as such particles), makes it possible not only to reproduce many dependences obtained by other, more labour-consuming methods, but also to deduce a series of new relationships and often in an explicit form.

Figure 1 shows the dependence on the ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ binding energy ε (calculated on the basis of the exact formulas of the diffraction nuclear model [6—9]) of the integral cross sections of the complete absorption σ_a of the ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ hypernucleus, incomplete absorption or stripping σ_s , when only one of the clusters initially forming a part of the incident ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ is absorbed by the nuclear target, elastic scattering σ_{el} , diffraction two-fragment dissociation σ_d^N and total cross

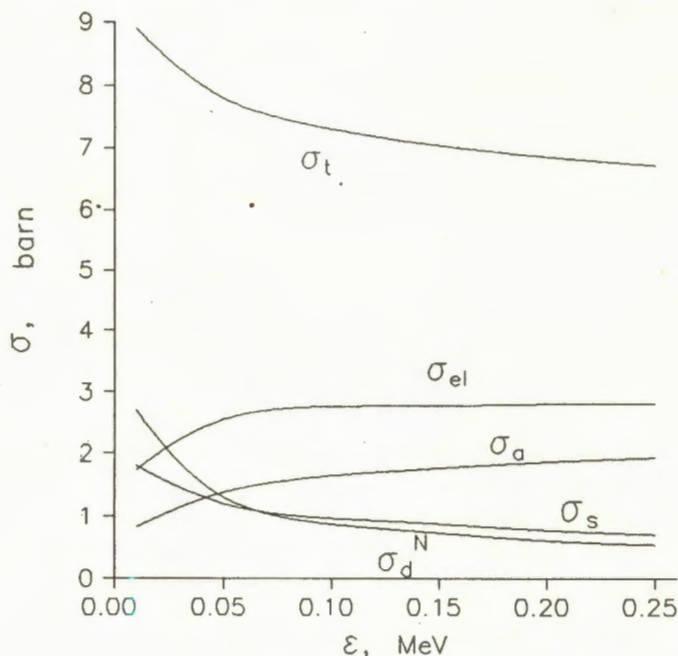


Fig.1. Integral cross sections of various processes of the diffraction nuclear interaction of ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ hypernuclei with ${}^{238}_{92}\text{U}$ nuclei depending on the hypertriton binding energy ε

section $\sigma_t = 2\sigma_s + \sigma_a + \sigma_{el} + \sigma_d^N$ for the black nuclear targets of uranium $^{238}_{92}\text{U}$. (Here and then the cross sections are given in barns).

The function $\varphi_0(r) \sim \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r}{\hbar} \sqrt{\frac{2M_\Lambda M_d \varepsilon}{M_\Lambda + M_d}}\right)$ is used as a wave function $\varphi_0(r)$ of relative motion of the clusters Λ and d in the $^3_\Lambda\text{H}$ hypernucleus. While the cross sections σ_p , σ_d^N and σ_s decrease, the cross sections σ_{el} and σ_a increase with increasing ε . As can be seen from Fig.1, the integral cross sections are most sensitive to the value of ε for small values of ε . A qualitative character of the cross section dependence on ε is the same for lighter target nuclei. All these cross section increase monotonously with increasing the mass number A of nuclear target, but rather slightly depend on the energy of incident particles E . Note that the ratios σ_d^N/σ_{el} for incident hypertritons (with $\varepsilon \approx 0.13$ MeV) and deuterons differ strongly from each other for the same nuclear targets. This is also true for the ratios σ_s/σ_a and σ_{el}/σ_a , what is naturally explained, first of all, by a very small binding energy of hypertriton.

Since the most probable value of the binding energy of the $^3_\Lambda\text{H}$ hypernucleus $\varepsilon \approx 0.13$ MeV is rather small, the radius $^3_\Lambda\text{H}$ exceeds considerably the sizes of all known nuclei, i.e., we have $R^2 < \langle 1/r^2 \rangle \ll 1$, where $R = r_0(A_0^{1/3} + A^{1/3})$, $A_0 = 3$, $r_0 = 1.2$ fm, and $\langle 1/r^2 \rangle = \int dr \cdot r^{-2} \varphi_0^2(r)$. The following asymptotic formulas for the integral cross sections arise from the exact formulas of nuclear diffraction in the approximation $\langle R^2/r^2 \rangle \ll 1$:

$$\begin{aligned}\sigma_t &= 4\pi R^2 \left(1 - \frac{1}{4} \left\langle \frac{R^2}{r^2} \right\rangle \right), \\ \sigma_s &= \pi R^2 \left(1 - \frac{1}{2} \left\langle \frac{R^2}{r^2} \right\rangle \right), \quad \sigma_a = \frac{\pi}{2} R^2 \left\langle \frac{R^2}{r^2} \right\rangle, \\ \sigma_{el} &= \frac{\pi}{2} R^2 \left\langle \frac{R^2}{r^2} \right\rangle \left(\frac{1}{\beta_1^2} + \frac{1}{\beta_2^2} \right), \\ \sigma_d^N &= 2\pi R^2 \left[1 - \frac{1}{4} \left\langle \frac{R^2}{r^2} \right\rangle \left(1 + \frac{1}{\beta_1^2} + \frac{1}{\beta_2^2} \right) \right].\end{aligned}\quad (1)$$

Here $\beta_1 = 1 - \beta_2 = M_1/(M_1 + M_2)$, where M_1 and M_2 are the masses of the first and the second clusters (Λ -hyperon and deuteron, respectively).

From formulas (1), which are the generalization of the corresponding formulas of Ref. [10] for the Gaussian deuteron wave functions, it follows that the dependence of the integral cross sections on R deviates from the simple rule R^2 . The direct numerical calculations,

performed according to the exact formulas of nuclear diffraction lead to the following approximate dependences of the integral cross sections on R : σ_r , σ_s , $\sigma_d^N \sim R^{1.6}$, and σ_{er} , $\sigma_a \sim R^{2.2}$.

In the diffraction approximation, the integral cross section of the Coulomb dissociation process of the ${}^3\text{H}$ hypernucleus by absorbing nuclei can be represented in the following form

$$\sigma_d^C = 8\pi n^2 R^2 \int_{x_{\min}}^{\infty} \frac{dx}{x} F(x), \quad x = qR, \quad (2)$$

$$F(x) = \left[1 - \Phi^2 \left(\frac{\beta_1 x}{R} \right) \right] |J_0(x) S_{2in,1}(x) - 2in J_1(x) S_{2in-1,0}(x)|^2, \quad (3)$$

where $n = \frac{z \cdot Z \cdot e^2}{\hbar v}$, z and Z are the charges of the incident nucleus and nuclear target, respectively, in the units of the proton charge e , v is the relative velocity of colliding nuclei, $\Phi(\mathbf{q}) = \int d\mathbf{r} \cdot \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) \varphi_0^2(\mathbf{r})$, $\mathbf{q}$ is the change in the projectile momentum during the scattering, and $S_{\mu,\nu}(x)$ is the Lommel function. From physical considerations we have found the expression for a minimum charge in the projectile momentum $q_{\min}$ and the corresponding low limit of integration in (2) (at $x_{\min} \rightarrow 0$ the integral over x in (2) diverges logarithmically):

$$x_{\min} = q_{\min} R = \frac{\epsilon R \sqrt{1 - v^2/c^2}}{\hbar v} \max(1, 4n). \quad (4)$$

This differs slightly from the results of the previous papers [11].

The use of (4) leads to the results which agree better with the experimental data on the Coulomb dissociation of nuclei in comparison with the calculations performed in Refs. [11,12]. In the ultrarelativistic case (when $x_{\min} \rightarrow 0$), the following asymptotic formula, arising from (2) after integration in parts, will be a good approximation for the cross section σ_d^C :

$$\sigma_d^C = \frac{8\pi}{3} \beta_1^2 n^2 \langle r^2 \rangle \ln \frac{\hbar c \sqrt{1 - v^2/c^2}}{4n\epsilon \beta_1 \langle r^2 \rangle^{1/2}}, \quad 4n > 1, \quad (5)$$

where $\langle r^2 \rangle = \int d\mathbf{r} \cdot r^2 \varphi_0^2(\mathbf{r})$. Cross section (5), which is approximately proportional to Z^2 and inversely proportional to ϵ , differs insignificantly from the corresponding formula of Ref.[13]. A more realistic dependence σ_d^C on Z can be obtained from (5), namely, for

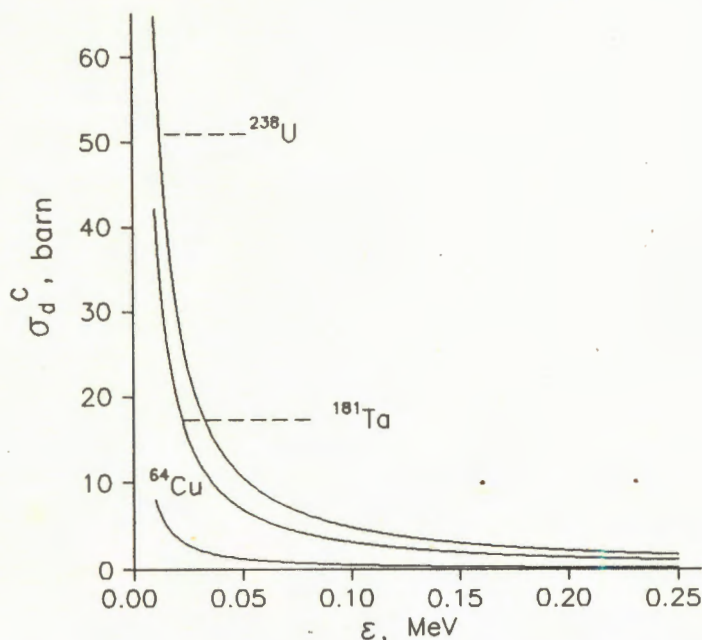


Fig.2. Theoretical dependences of the integral cross sections σ_d^C of the ${}^3_\Lambda\text{H}$ Coulomb dissociation on the hypertriton binding energy ε for various target nuclei at an energy E of 17 GeV

example, at 27 GeV and $\varepsilon = 0.13$ MeV we have $\sigma_d^C \sim Z^{1.8}$. The use of exact formulas (2) and (3) leads to the dependence $\sigma_d^C \sim Z^{1.9}$. The deviation from the simple dependence $\sigma_d^C \sim Z^2$, considered in a series of earlier papers [13—15], is explained by the fact that we use more correct expression (4) for $q_{\min}$ and take into account the finite size of the absorbing target nucleus.

Figure 2 presents the dependences of the ${}^3_\Lambda\text{H}$ Coulomb dissociation cross section σ_d^C on the binding energy of the hypertriton ε calculated by exact formulas (2), (3) for various nuclear targets at $E = 17$ GeV. The calculations of the dependence of σ_d^C on ε by formula (5) at the same high energy give nearly the same results. It is seen that the cross section σ_d^C is highly sensitive to the value of ε in the range of small values of ε where for heavy nuclear targets the cross section σ_d^C considerably exceeds in value the integral cross sections of diffraction nuclear processes. Thus, if the binding energy of the ${}^3_\Lambda\text{H}$ hypernucleus ε

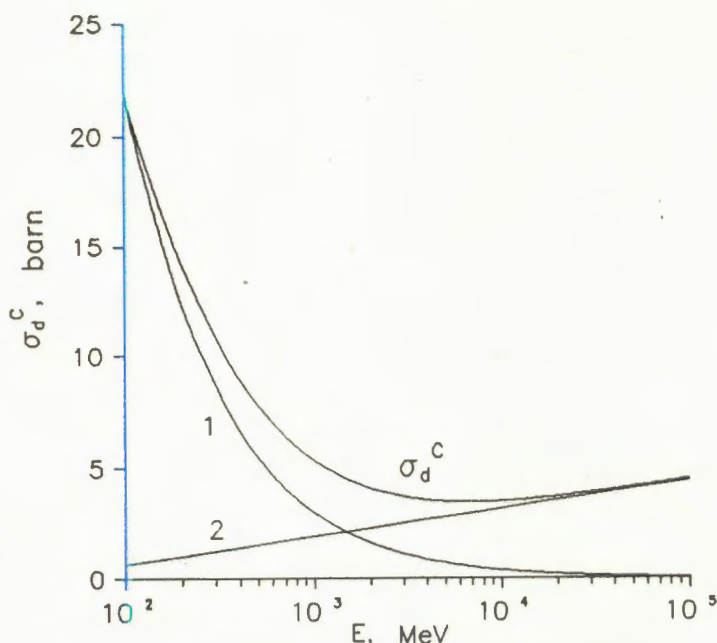


Fig.3. The dependences of the integral cross sections σ_d^C of the ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ Coulomb dissociation on the incident particle energy E calculated by the exact formulas (2) and (3) for the ${}^{238}_{92}\text{U}$ target nucleus at $\varepsilon = 0.13$ MeV. Curves 1 and 2 illustrate the dependences of $\sigma_d^C \sim 1/E$ and $\sigma_d^C \sim \ln(E/M_0c^2)$, respectively

appears to be smaller than the value of $\varepsilon = 0.13$ MeV, it could be determined experimentally with a sufficient accuracy.

The Coulomb dissociation cross section of the hypertriton σ_d^C increases much faster with increasing the mass number A of target nucleus than the cross section of the diffraction nuclei dissociation σ_d^N . As a result of this, at $\varepsilon \approx 0.13$ MeV and at high energies E , the cross section σ_d^C is noticeably larger than the cross section σ_d^N for heavy nuclear targets, while we have opposite situation, namely, $\sigma_d^N > \sigma_d^C$ for medium and light nuclear targets.

While the integral cross sections of nuclear diffraction depend slightly on the incident particle energy E , the cross section σ_d^C depends on E rather greatly. At E of the order of hundreds of MeV, σ_d^C falls down rapidly with increasing E approximately under the rule

$1/E$ and has a broad minimum in the range $E \approx 6$ GeV (where $\sigma_d^C \approx 3.5$ barns), after which it increases slowly with increasing E under the rule $\sim \ln(E/M_0 c^2)$ (see Fig.3). The indicated explicit dependences of the cross sections σ_d^C on E in the nonrelativistic and ultrarelativistic ranges arise from the exact and asymptotic formulas for σ_d^C listed above.

The direct numerical calculations, we performed by the exact formulas of the diffraction model taking into account the Coulomb interaction between colliding nuclei, show that not only at $\langle r^2 \rangle \ll R^2$, as it was found earlier [16—19], but also at $\langle r^2 \rangle \gg R^2$, as in the case of incident hypertritons, the diffraction and Coulomb mechanisms of the incident nucleus break-up are practically independent of each other, since in all the cases the interference term proves to be considerably smaller than the cross sections σ_d^N and σ_d^C .

We would like to thank sincerely S.A.Khorosov, who is the initiator of this work. We are also indebted to V.L.Lyuboshitz for useful discussions. It is a pleasure to acknowledge the warm hospitality of the Laboratory of High Energies, JINR where this work was completed.

References

1. Baldin A.M., Malakhov A.I. — Nucl. Phys., 1994, vol.A566, p.611c.
2. Avramenko S.A. et al. — JINR Rapid Communications, 1994, No.5[68]-94, p.14.
3. Zarubin P.I. — Review, El.Particles and Nuclei, 1995, vol.26, p.523.
4. Avramenko S.A. et al. — Nucl. Phys., 1995, vol.A585, p.91c; 1992, vol.A547, p.95c.
5. Juric M. et al. — Nucl. Phys., 1973, vol.B52, p.1.
6. Sitenko F.G. — Theory of Nuclear Reactions. Energoatomizdat, 1983.
7. Evlanov M.V., Sokolov A.M. — Yad. Fiz., 1993, vol.56, p.88.
8. Sitenko A.G., Tartakovsky V.K. — Ukr. Fiz. Zh., 1961, vol.6, p.12.
9. Sitenko A.G., Polozov A.D., Evlanov M.V. — Phys. Lett., 1974, vol.B50, p.229.
10. Sitenko A.G., Berezhnoj Ju.A. — JETP, 1968, vol.35, p.1289.
11. Soutome K. et al. — Prog. Theor. Phys., 1992, vol.87, p.599; 1992, vol.88, p.703.
12. Kobayashi T. et al. — Phys. Lett., 1989, vol.B232, p.51.
13. Lyuboshitz V.L. — Yad. Fiz., 1990, vol.51, p.1013.
14. Kolesnikov N.N., Vedrinsky R.V. — JETP, 1964, vol.47, p.1740; Yad. Fiz., 1966, vol.3, p.946; Nuovo Cimento, 1966, vol.43, p.1.
15. Vedrinsky R.V. — Yad. Fiz., 1966, vol.3, p.672.
16. Akhiezer A.I., Sitenko A.G. — Phys. Rev., 1957, vol.106, p.1236.

17. Sitenko A.G., Evlanov M.V., Polozov A.D. — Preprint ITP-73-148R, Kiev, 1973; Ukr. Fiz. Zh., 1974, vol.19, p.1778.
18. Bertulani C.A. et al. — Nucl. Phys., 1991, vol.A526, p.751; 1992, vol.A539, p.163.
19. Banerjee P., Shyam R. — Nucl. Phys., 1993, vol.A561, p.112.

УДК 616.-073.756.8

ПОЗИТРОННЫЙ ЭМИССИОННЫЙ ТОМОГРАФ НА ОСНОВЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

*В.Ф.Борейко, В.М.Гребенюк, В.П.Зорин,
Г.В.Мицын, О.В.Савченко*

Представлен позитронный эмиссионный томограф на основе композиционных сцинтилляторов, являющихся набором тонких чередующихся слоев пластического сцинтиллятора и свинцовой фольги.

Измерены основные характеристики созданной установки: пространственное разрешение, чувствительность, количество случайных совпадений и совпадений от рассеянных γ -квантов. Получена томограмма фантома Дерензо.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Positron Emission Tomograph on the Basis of Composite Scintillators

V.F.Borejko et al.

A positron emission tomograph based on a new kind of scintillator is presented. The scintillator is a combination of thin alternating plastic scintillator and lead foil strips.

The main characteristics of the installation such as spatial resolution, sensitivity, random and scatter fraction are measured. The tomographic image of the Derenzo phantom is also measured and reconstructed.

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

Введение

В настоящее время позитронная эмиссионная томография (ПЭТ) находит все большее применение в радионуклидной диагностике онкологических и некоторых других заболеваний [1]. Однако высокая стоимость таких томографов (несколько миллионов долларов США) препятствует их широкому внедрению в медицинскую практику.

В течение последних нескольких лет в плане создания новой диагностической техники для клиничко-физического комплекса, действующего на базе фазотрона 660 МэВ, в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ ведутся работы по созданию позитронного эмиссионного томографа на основе композиционных сцинтилляторов, имеющего существенно меньшую стоимость по сравнению с традиционными конструкциями ПЭТ. Интерес к этой разработке связан, в первую очередь, с предложениями по производству

на фазотроне ЛЯП ультракороткоживущих позитрон-излучающих изотопов, таких, как ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F [2,3], необходимых для проведения диагностических процедур с использованием ПЭТ. Кроме того, такая установка может оказаться полезной для контроля за правильностью облучения тяжелыми заряженными частицами глубоко локализованных опухолей (верификация облучения). Это возможно благодаря тому, что при прохождении через мягкие ткани пучка тяжелых заряженных частиц, в частности протонов, энергия которых превышает кулоновский барьер, вдоль его траектории образуется след из позитрон-излучающих изотопов (^{15}O , ^{13}N , ^{11}C). Если сразу после сеанса лучевой терапии поместить пациента в детекторное кольцо ПЭТ, то можно надеяться восстановить суммарное распределение дозы, полученной пациентом во время облучения. Этой задаче уделяется большое внимание во многих центрах мира [4,5], где применяется терапия тяжелыми частицами.

В настоящей работе дается описание созданной установки для позитронной эмиссионной томографии и приводятся результаты первых ее испытаний.

Описание установки

Подробный анализ работы композиционного сцинтиллятора и его характеристики можно найти в работе [6]. Композиционный сцинтиллятор представляет собой набор из тонких чередующихся слоев органического сцинтиллятора и свинцовой фольги, ориентированных перпендикулярно направлению движения налетающего γ -кванта. Такая конструкция сцинтиллятора позволила увеличить эффективность регистрации аннигиляционных γ -квантов с энергией 511 кэВ по сравнению с эффективностью чистого органического сцинтиллятора в 1,8 раз, что для двух детекторов, работающих в режиме совпадений, дает выигрыш в 3,25 раза.

Временное разрешение композиционного сцинтиллятора в паре с фотоумножителем ФЭУ-85 и формирователем со следящим порогом составляет 1,7 нс.

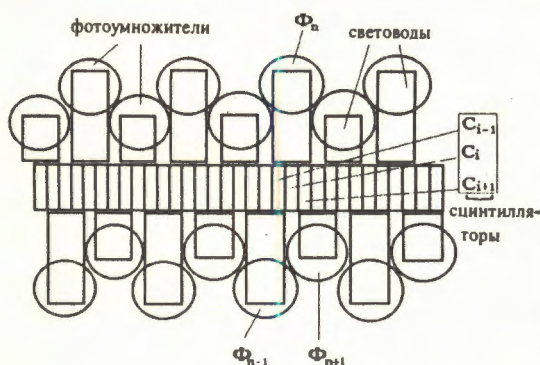


Рис.1. Схематическое изображение модуля ПЭТ (вид со стороны налетающего γ -кванта)

На основе композиционных сцинтилляторов был разработан модуль однокольцевого полномасштабного ПЭТ [6], схематически изображенный на рис.1. Он представляет собой кассету с тонкими стальными перегородками на 32 ячейки, в которые собираются композиционные сцинтилляторы, содержащие по 160 чередующихся слоев пластического сцинтиллятора и свинцовой фольги толщиной 150 мкм и 33 мкм соответственно. Междетекторное расстояние составляет 5,2 мм, аксиальный размер ячейки — 2.0 мм,

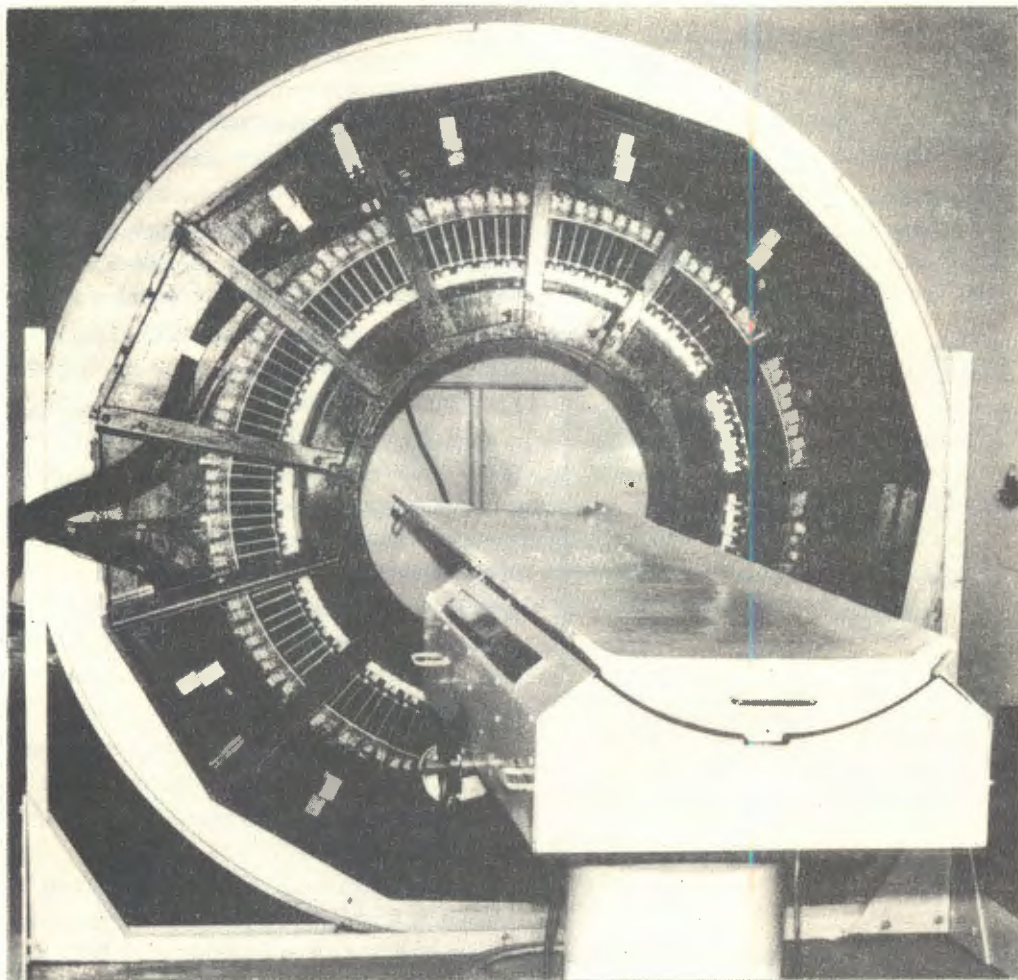


Рис.2. Внешний вид томографа со снятой передней крышкой

радиальный размер, или длина по направлению движения налетающего γ -кванта — 30 мм. Плотность упаковки детекторов — около 90%. В модуле используются фотоумножители ФЭУ-85 диаметром 30 мм.

Следует также отметить, что в разработанном модуле осуществлена световая кодировка номера сработавшего сцинтиллятора, что позволило вдвое уменьшить количество необходимых фотоумножителей. Это стало возможно благодаря тому, что каждый ФЭУ с помощью световода просматривает три соседних сцинтиллятора.

Шестнадцать таких модулей размещены по внутреннему диаметру несущей дюралюминиевой конструкции, образуя непрерывное кольцо из 512 детекторов с внутренним диаметром 850 мм. Для уменьшения доли регистрируемых рассеянных γ -квантов

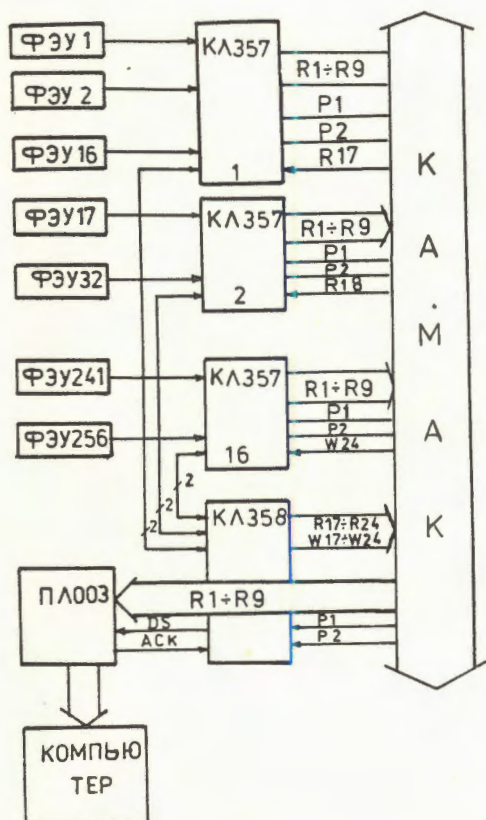


Рис.3. Блок-схема системы сбора информации

применен свинцовый коллиматор с внешним и внутренним диаметрами 800 и 600 мм соответственно и шириной щели 20 мм. Внешний вид томографа со снятой передней крышкой показывает рис.2.

Для усиления, формирования и декодирования сигналов с фотоумножителей, а также передачи данных в ЭВМ в ЛЯП ОИЯИ были разработаны и изготовлены все необходимые электронные блоки [7]. В состав системы сбора данных (рис.3) входят следующие устройства:

1) 16-входовый формирователь с регистром запоминания сработавших каналов и схемой перекодировки — КЛ357;

2) блок отбора полезных событий, представляющий собой 16-входовую мажоритарную схему совпадений с кратностью 2 с регистром хранения номеров сработавших входов и логикой опроса и выдачи данных на внешнюю магистраль — КЛ358;

3) буферный накопитель емкостью 2×2 К 16-разрядных слов, работающий в конвейерном режиме со временем считывания 500 нс — ПЛ003.

Первые два типа блоков выполнены в стандарте КАМАК, а третий — в стандарте IBM PC. Вся система размещается в одном крейте КАМАК и состоит из 16 блоков КЛ357, одного — КЛ358 и ПЭВМ типа IBM PC/486 с платой ПЛ003.

Для обмена информацией между блоками системы связь осуществляется по магистрали крейта, при этом используются резервные шины, а также шины W17 — W24 и R17 — R24. Считывание данных в ПЭВМ осуществляется непосредственно из блока КЛ358, что обеспечивает необходимую скорость передачи данных ~ 1 мкс на событие.

Для накопления, обработки, а также визуализации информации реализован пакет программ для ПЭВМ типа IBM PC. Программы первичной обработки позволяют вычитать из исходных данных фоновые совпадения (случайные и от рассеянных γ -квантов). В основе программы реконструкции изображения по проекциям лежит алгоритм сверточного типа. Время восстановления одного изображения на ПЭВМ типа IBM PC/486 составляет 12 секунд. Программы визуализации позволяют выводить матрицу полученного изображения на экран дисплея в цвете или полутонах, а также в виде изоуровней концентрации изотопа в исследуемом объекте.

Первые результаты

К настоящему времени измерены основные характеристики созданного томографа и получены реконструированные изображения некоторых фантомов с позитронными излучателями.

Одной из главных характеристик ПЭТ является его пространственное разрешение, определяемое как полная ширина на половине высоты (ПШПВ) распределения реконструированного изображения тонкого нитевидного источника. В качестве такого источника был использован позитрон-излучающий изотоп ^{22}Na диаметром 1,7 мм.

На рис.4 приводятся зависимости радиального и тангенциального разрешения в плоскости томографа в зависимости от расстояния до его оси. Как можно видеть, в центре установки разрешение составляет около 4 мм, что уже близко к физическому пределу, обусловленному расстоянием 1—2 мм, проходимым позитроном от места своего рождения до точки аннигиляции с электроном, и небольшой неколлинеарностью разлетающихся γ -квантов. Ухудшение разрешения по мере удаления источника от оси томографа связано с ошибкой, возникающей из-за увеличения отклонения направления налетающего γ -кванта от нормали к поверхности сцинтилляционных детекторов установки, и свойственно всем ПЭТ.

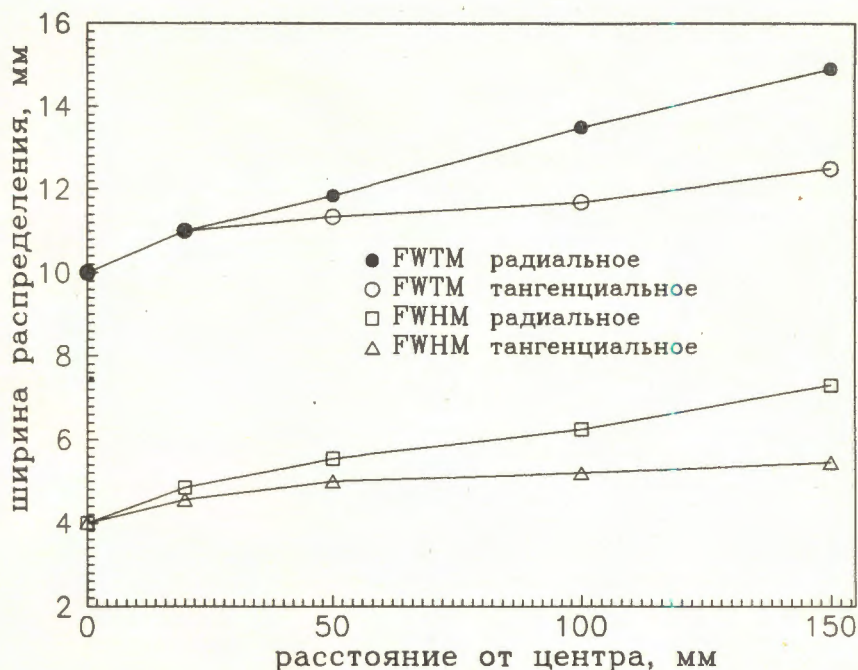


Рис.4. Зависимость поперечного пространственного разрешения от расстояния до оси томографа

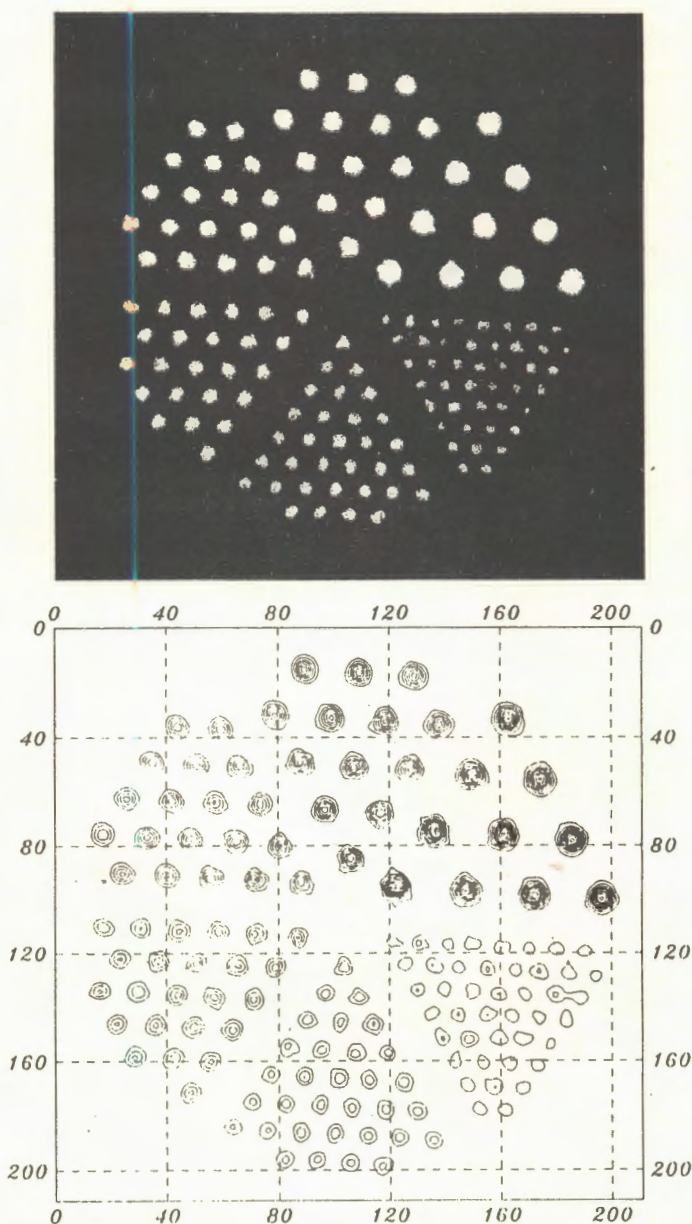


Рис.5. Томограмма фантома Деренцо, в полутонах и в виде изо-
уровней концентрации изотопа. Размеры по осям даны в мм

Осевое (аксиальное) разрешение, определяющее толщину исследуемого слоя, измерялось при перемещении того же источника вдоль оси томографа и оказалось равным 10,5 мм.

Чувствительность установки была измерена стандартным способом, с помощью фантома, представляющего собой цилиндр диаметром 20 см и длиной 15 см, заполненного раствором изотопа ^{11}C . Для временного окна 11,5 нс и расчетного поля диаметром 45 см были получены следующие результаты, приведенные к активности раствора в 1 мкКи/мл:

- полное число совпадений — 12300 с^{-1} ;
- истинные + рассеянные — 7700 с^{-1} ;
- случайные совпадения — 4600 с^{-1} ;
- суммарная загрузка по всем каналам — 1520000 с^{-1} .

Доля совпадений от рассеянных γ -квантов определялась также стандартным способом. По оси того же фантома, заполненного водой, был выставлен нитевидный источник ^{18}F диаметром 3 мм. После вычитания из проекционных данных случайных совпадений суммировались «крылья» распределения и полученная величина делилась на суммарное количество отсчетов в проекции. Используя этот метод, мы получили значение для доли совпадений от рассеянных γ -квантов на уровне 24%, что является типичным для большинства ПЭТ.

На рис.5 представлена томограмма фантома Дерензо, представляющего собой цилиндр из оргстекла диаметром 20 см, условно разбитого на 6 секторов, в каждом из которых имеются отверстия определенных диаметров: 2,5; 3; 3,5; 4; 5 и 6,2 мм. Расстояния между центрами отверстий — 10, 12, 14, 16, 20 и 25 мм соответственно. Отверстия заполнены позитронным излучателем ^{22}Na одинаковой активности. Изображение представлено в полутонах и в виде изоуровней концентрации изотопа; все отверстия хорошо различимы.

Таким образом, предложен и создан первый отечественный однокольцевой полно-масштабный позитронный эмиссионный томограф на основе композиционных сцинтилляторов, при разработке которого применен ряд новых идей и решений, позволивших в несколько десятков раз сократить его стоимость по сравнению с традиционными конструкциями.

Авторы выражают благодарность В.П.Джелепову за постоянный интерес к работе, В.А.Халкину и В.В.Цупко-Ситникову за помощь при проведении радиохимических измерений, а также всем сотрудникам, принимавшим участие в изготовлении и сборке детекторных модулей.

Литература

1. Yamashita T. — Clinical PET in Oncology. Senday, Japan, 16 — 18 May 1993.
2. Халкин В.А. — В сб.: III Совещание по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. ОИЯИ, Р18-12147, Дубна, 1979, с.299.
3. Халкин В.А. — В сб.: III Совещание по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. ОИЯИ, Р18-82-117, Дубна, 1982, с.116.

4. Oefke U. et al. — *Phys. Med. Biol.*, 1996, 41, p.177.
5. Paans A.M.J., Schippers J.M. — *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1993, 40, p.1041.
6. Зорин В.П. и др. — ОИЯИ, Р13-95-149, Дубна, 1995.
7. Борейко В.Ф. и др. — В сб.: Международный семинар КАМАК-92. (Варшава, 29 сентября — 2 октября 1992 г.), ОИЯИ, Д13-92-581, Дубна, 1992, с.259.

УДК 539.126.33

STUDY OF HIGH MASS DIMUON PRODUCTION IN HEAVY ION COLLISIONS WITH CMS

M.Bedjidian

Institut de Physique Nucleaire de Lyon, France

V.Kartvelishvili*

*Department of Physics and Astronomy,
University of Manchester, UK*

R.Kvatadze*, R.Shanidze*

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

High invariant mass muon pair production in Pb-Pb collisions with CMS detector at LHC has been considered. Various sources of dimuons have been included into the analysis. It is shown that for an appropriate set of cuts on the transverse momenta of μ , on the invariant mass of the muon pairs and on the hadronic/electromagnetic energy deposited into the calorimeters, one can separate the contribution of the semileptonic decays of open beauty particles. The latter process can be used as a reference for measuring the suppression of $b\bar{b}$ quarkonium states in nucleus-nucleus collisions.

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

Изучение образования димюонов с большой массой в соударениях тяжелых ионов с помощью CMS

М.Беджидян, В.Картвелишвили, Р.Кватадзе, Р.Шанидзе

Рассматривается образование мюонных пар с большой инвариантной массой в Pb-Pb соударениях с помощью установки CMS на LHC. Анализировались разные источники димюонов. Показано, что при соответствующих ограничениях на поперечный импульс μ , инвариантную массу мюонных пар и энергию в адронном и электромагнитном калориметрах удастся выделить полупертоновые распады очарованных частиц. Этот процесс может быть использован при измерении подавления выхода связанных состояний $b\bar{b}$ в ядро-ядерных соударениях.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

*On leave from High Energy Physics Institute, Tbilisi State University

1. Introduction

The main motivation of heavy ion experiments at LHC is the observation and study of the phase transition from hadronic matter to the plasma of deconfined quarks and gluons (quark-gluon plasma, QGP). For heavy nuclei $A \sim 200$, at the centre of mass energies of about 5.5 TeV/nucleon the energy density in central nucleus-nucleus collisions should be well above the expected phase transition value, thus allowing one to probe QGP in the asymptotically free ideal gas form [1,2]. Several measurable effects have been suggested in order to establish the existence of QGP and investigate its properties [2–5]. Some recent investigations imply that direct probes of QGP should be hard enough in order to resolve subhadronic scales and distinguish confined and deconfined media [6]. So, the two topics most widely discussed in the context of QGP manifestations are heavy quarkonium production and high transverse momentum jets.

According to the expectations [1,7], the formation of the states with hidden charm and beauty J/ψ , ψ' , Υ , Υ' ,... in QGP should be suppressed if compared to the hadron-hadron collisions. Moreover, because of the different sizes and formation times for various quarkonium states, the degree of suppression is expected to vary from one quarkonium state to another. However, very similar effects can be caused by other reasons, like significant production of χ states and/or absorption of quarkonium in the dense hadronic matter. Υ family production at LHC looks rather promising [8], especially if these measurements are complemented by the studies of other related characteristics, like the relative suppression between various vector states and open beauty production, and the dependence of the above ratios on the energy density in the collisions.

We argue that the process of open beauty production is a convenient reference process for studying Υ family suppression. Though some fine characteristics of this process should be affected by QGP and final state interactions, one expects that the overall inclusive cross section of open beauty production remains unchanged, apart from a relatively small increase caused by quarkonium dissociation. The production mechanisms for the two processes are quite similar (both quarkonium and open beauty are mainly produced in gluon-gluon collision subprocesses), and so are the detection techniques (both rely heavily on muon detection and measurement). Thus one hopes that both theoretical and experimental systematic errors could be reduced in the ratio. As shown below, high invariant mass lepton pairs from semileptonic decays of b -hadrons have a good experimental signature with a potentially well controllable background.

Another choice of the reference process could be Z boson production [9], which is completely free of final state interaction effects. However, in this case there are some drawbacks: the production mechanism is mainly dominated by initial quarks and antiquarks, and the Z mass is significantly higher than that of quarkonium.

The other process of particular interest for heavy ion physics is the production of high transverse momentum jets. One expects that the initial partons – originators of the high P_T jets in a two-jet event – should acquire a significant additional transverse momenta as a result of multiple rescattering off the QGP constituents. This leads to certain measurable effects like P_T disbalance [10,11], acoplanarity [12,13] and transverse energy-energy correlations [14]. The average additional transverse momentum is of order of few GeV, almost independent of the jet energy. One expects that similar effects should hold for b -quark

initiated jets as well. It should be mentioned, however, that in central heavy ion collisions these measurements are complicated by the ambiguities of the jet definition and the large transverse energy flow due to the huge number of non-jet particles. If semileptonic decays are used to detect and measure events with $b\bar{b}$ pairs, the two leptons from b -hadron decays should also inherit the additional transverse motion originating from multiple rescattering of the parent b -quarks off the constituents of QGP and/or the hadronic matter. This method is free of above-mentioned complications inherent to jet measurements. However, the lepton obtains an additional transverse momentum in the b -hadron weak decay process. The resulting smearing of the dense matter effects can be dangerous and requires further investigation.

On the experimental side, one has to study the ability of the LHC detectors to identify and measure relevant processes. The CMS detector [15] with its good muon system and calorimetry looks very promising for investigating these problems.

In the following, we present the results of our study of the processes which can lead to the production of high mass dimuons in Pb–Pb interactions at LHC. The aim of the work was to show that the contribution of the open beauty decays can be separated out in a wide range of the dimuon invariant masses and muon transverse momenta. The expected statistics should be enough to use the above cross section as a reference process for Υ family suppression measurements, as well as to study some fine details of the b -jet transverse distributions.

2. General Considerations

The main sources of high mass dimuons in heavy ion collisions are shown below:

1. production of heavy quark bound states;
2. Drell-Yan and Z production;
3. decays of heavy flavours ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$);
4. WW , WZ and ZZ production;
5. decays of π and K mesons.

The possibilities of detecting Υ family $\mu^+\mu^-$ decays with the CMS detector have been studied in [16]. The Z -boson production in heavy ion collisions with the implication to QGP manifestations has been considered in [9]. We have performed the Monte Carlo simulation of the processes 2–5 for lead-lead collisions at LHC, with the CMS detector [17].

At LHC heavy ions will be accelerated up to the energies $E = E_p \times (2Z/A)$ per nucleon pair, where $E_p = 7$ TeV is the proton beam energy for LHC. In the case of Pb nuclei the energy per nucleon pair will be 5.5 TeV and the design luminosity for a single experiment is about $L \approx 1.0 \times 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. For the lighter ion beams the luminosity can be much higher, e.g., the ratio of luminosities $L_{Ca}/L_{Pb} = 2500$. The expected total cross section for Pb–Pb interaction is about 7.5 b, which leads to the event rate of 7.5 kHz.

The Drell-Yan, Z , heavy flavour, WW , WZ and ZZ pair production cross sections in nucleus-nucleus collisions were obtained from those in pp interactions at the same energy ($\sqrt{s} = 5.5$ TeV) using the parametrization $\sigma_{AA} = A^{2\alpha} \times \sigma_{pp}$, with $\alpha = 0.95$. The cross sections in pp collisions were evaluated with the PYTHIA Monte-Carlo simulation program [18].

Only leading order processes were simulated and the default structure functions CTEQ2L were used, with the k -factor equal to 1. For these reasons the obtained cross sections are somewhat smaller than corresponding results of next-to-leading order calculations (by a factor of 5 for $c\bar{c}$, and 2.5 for $b\bar{b}$ production [19]). However, we have checked that for the high P_T region the difference is only of the order of two for both processes. It should be mentioned that the measurements of open beauty production in $p\bar{p}$ collisions at the Tevatron [20,21] are consistent with each other, being higher than NLO QCD predictions, close to the upper edge of the theoretical uncertainty. For $t\bar{t}$ and Z production, the difference between the PYTHIA prediction and the experimental data from FNAL $p\bar{p}$ collider is less than 1.5. We did not make any correction of the obtained cross sections, but one has to have this difference in mind.

In order to cover the total phase space with approximately equal statistics, the simulation of $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ production was performed in ten intervals of the transverse momentum of final heavy quarks.

The cross sections for W and Z pair production are very low, so that their contributions to dimuon mass distribution are negligible at all invariant masses.

Neither the effects of the deflection for the parton structure functions in a nucleus relative to a free nucleon, nor the energy losses of heavy quarks in dense matter have been taken into account. No background from cosmic ray muons has been considered. We believe that the latter can be suppressed using the timing information from muon chambers and beam crossing.

3. Simulation Details

The charged particle density in mid-rapidity range for the central Pb-Pb collisions at LHC are expected to be between 3000-8000. In our analysis we have used the extreme number 8000 of charged particles emitted per unit of rapidity. This corresponds to $(dN_{ch}/dY)_{Y=0} \approx 2500$ charged particles per minimum bias Pb-Pb collision.

The rapidity distributions of π and K mesons have been obtained according the HIJING [22] event generator with the shadowing and jet quenching effects. The rapidity spectra of these particles can be described by the sum of two Gaussian functions. It should be mentioned that invariant mass distribution of dimuons from pion and kaon decays is very sensitive to the shape of the transverse momentum spectra of these particles. For the P_T distribution of pions the following parametrization was used [23,24]:

$$dN_{\pi}/dP_T^2 = \exp(-\sqrt{M_{\pi}^2 + P_T^2}/T) \quad \text{for } R_T < P_T^{\text{lim}}, \quad (1)$$

$$1/(1 + P_T/P_T^0)^n \quad \text{for } P_T > P_T^{\text{lim}}. \quad (2)$$

The transverse momentum spectra of K mesons have been obtained from the pion distribution:

$$dN_K/dP_T^2 = ((\sqrt{M_{\pi}^2 + P_T^2} + 2)/(\sqrt{M_K^2 + P_T^2} + 2))^m \times dN_{\pi}/dP_T^2. \quad (3)$$

The values of the parameters are: $T = P_T^0 = 0.16$ GeV/c, $P_T^{\text{lim}} = 1.1$ GeV/c, $n = 5.1$ and $m = 12.3$, obtained from the fit of pion and kaon transverse momentum distributions from HIJING for Pb-Pb minimum bias collisions.

Another approach was used to study the high P_T tails of transverse momentum distribution of muons from π and K decays. The high P_T distributions of these particles were estimated using QCD jet production from PYTHIA Monte-Carlo program for pp interactions. The cross section for the dijet production in Pb-Pb collisions was obtained in the same way as for other hard processes. However, due to the jet quenching, pion and kaon spectra will be softer in nuclear collisions than in pp interactions. So, our estimates should be considered as an upper limit for this type of background, as we have ignored jet quenching effects in our calculations.

The CMS muon detector has the geometric acceptance up to $|\eta| = 2.4$ and full coverage in ϕ , with minimal losses due to cracks. The muon reconstruction efficiency in heavy ion collisions using muon chambers and inner tracker strongly depends on the multiplicity of produced particles. For minimum bias Pb-Pb events, reconstruction efficiency of 0.9 was used for muons with $P_T > 5$ GeV/c. The μ trigger efficiency of 0.95 was assumed. In the CMS detector for heavy ion collisions the muon momentum resolution can be approximated by the function $\Delta P \approx 0.5\% \times P$ GeV/c.

In order to estimate the contribution from uncorrelated muon pairs coming from π and K decays, the acceptance tables generated by the GEANT Monte-Carlo simulation program have been used. Only hadronic interactions and decay processes of secondary particles in the detector were taken into account.

Figure 1 presents the simulated transverse momentum distributions of muons coming from Drell-Yan, Z and heavy flavour production processes in Pb-Pb collisions. In the range $5 \text{ GeV/c} < P_T < 30 \text{ GeV/c}$ the main source of muons is open beauty production. For lower

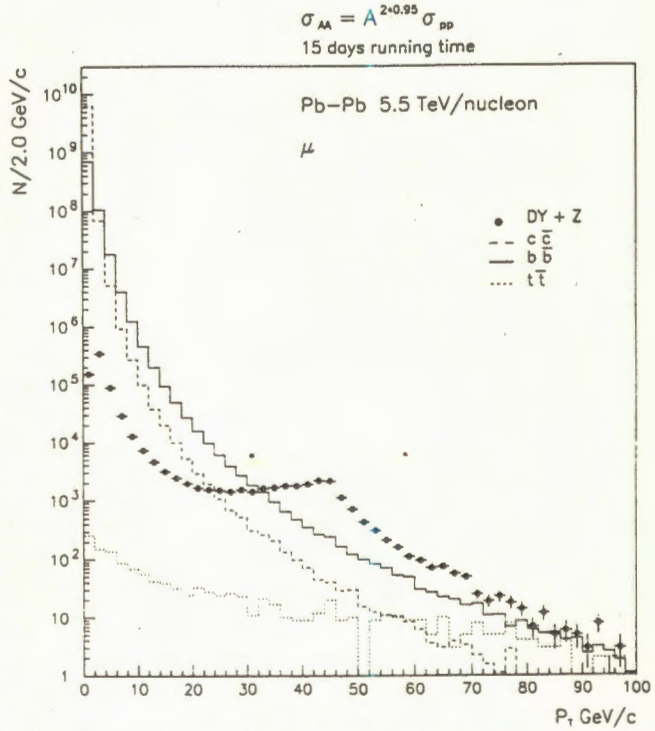


Fig.1. Transverse momentum distributions for muons of various processes in Pb-Pb collisions

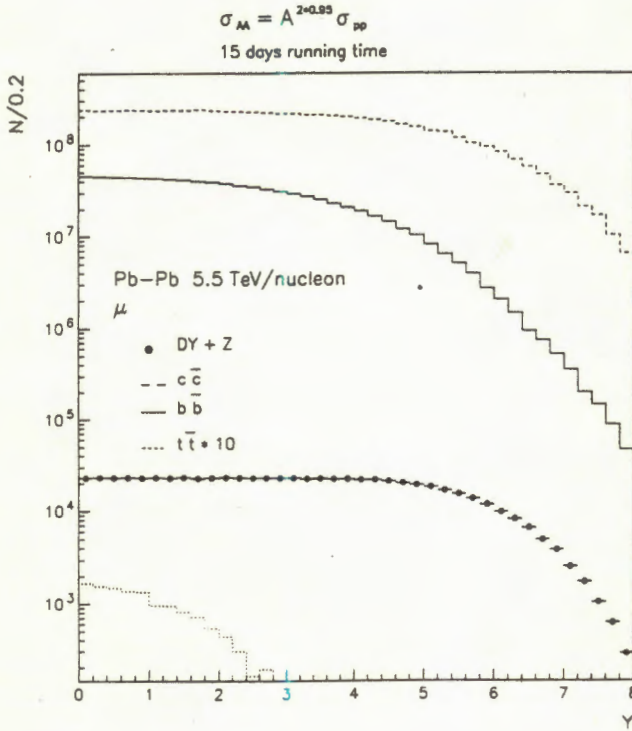


Fig.2. Rapidity distributions of muons in Pb-Pb collisions

P_T values, the contribution from open charm fragmentation is dominant. It should be noted that W production and its subsequent decay $W \rightarrow \mu\nu$ can also give a high transverse momentum muon, but this contribution becomes significant only for $P_T > 20$ GeV/c.

The rapidity distributions of muons from the same processes are presented in Fig.2. These distributions are nearly flat within the range of CMS muon detector acceptance $|\eta| \leq 2.4$ and significant part of produced μ will be detected.

4. Invariant Mass Distributions of $\mu^+\mu^-$ Pairs

Invariant mass spectra of dimuons coming from Drell-Yan, Z and heavy flavour production processes were studied for the different cuts on the transverse momentum of μ . We have assumed 15 days of running time for Pb-Pb collision with the above-mentioned design luminosity. Figure 3 presents $\mu^+\mu^-$ pair invariant mass distribution for muons with $P_T > 5$ GeV/c. A clear signal from $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays is seen. The expected number of detected Z decays in ± 10 GeV mass window is 6400 with very low background. In the mass range $20 \text{ GeV} < M_{\mu^+\mu^-} < 50 \text{ GeV}$ dominant contribution comes from $b\bar{b}$ fragmentation (about 75%). The obtained number of dimuons in this mass interval, coming from $b\bar{b}$ decays, will be 15600. The Drell-Yan and $c\bar{c}$ processes are giving nearly equal number of $\mu^+\mu^-$ pairs in this range – 15% and 10%, respectively. The contribution from $t\bar{t}$ fragmentation is negligible at all dimuon masses.

For the transverse momentum cut on muons 10 GeV/c (Fig.4), contribution from the Drell-Yan process increases to about 34%, however $b\bar{b}$ fragmentation is still dominant – 57%, which corresponds to about 3000 detected $\mu^+\mu^-$ pairs. Taking into account the contributions from next-to-leading order processes discussed above, the expected number of detected dimuons from these processes might be higher by a factor of two.

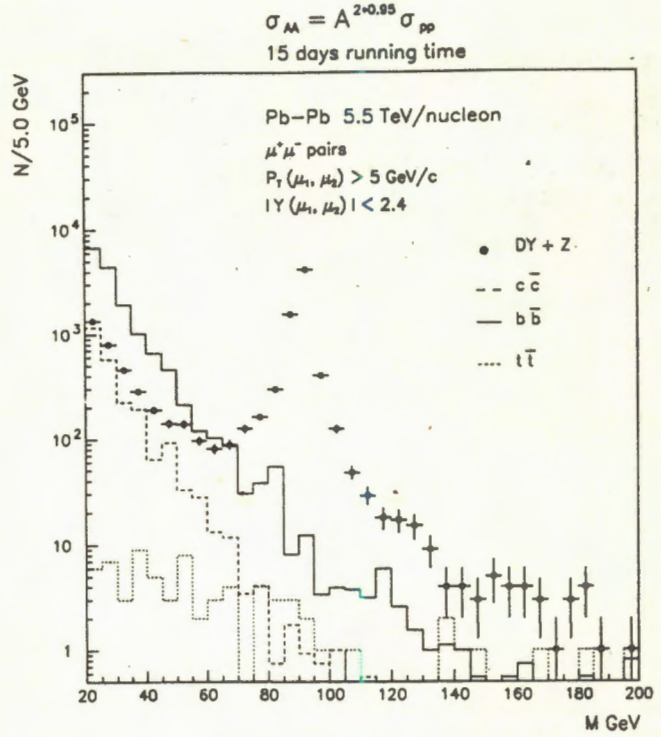


Fig.3. Invariant mass spectra of $\mu^+\mu^-$ pairs for muons with $P_T > 5 \text{ GeV}/c$

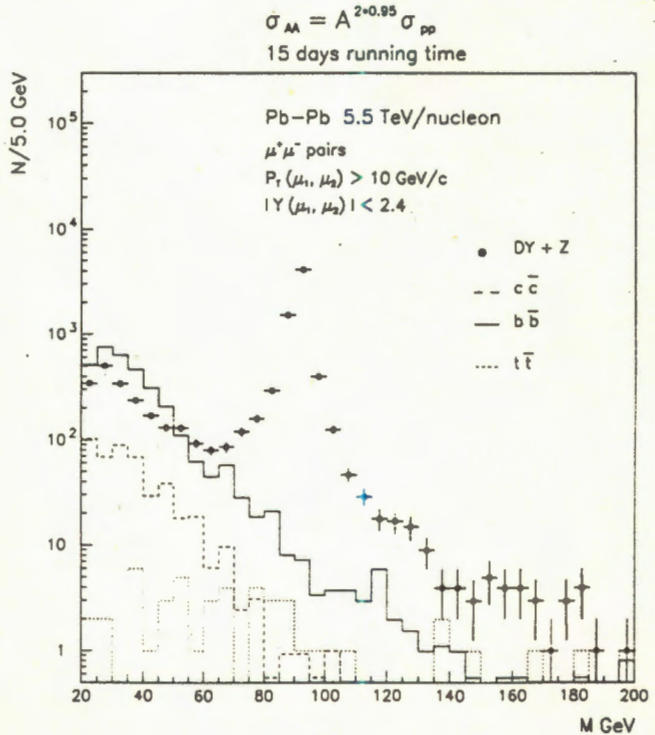


Fig.4. Invariant mass spectra of $\mu^+\mu^-$ pairs for muons with $P_T > 10 \text{ GeV}/c$

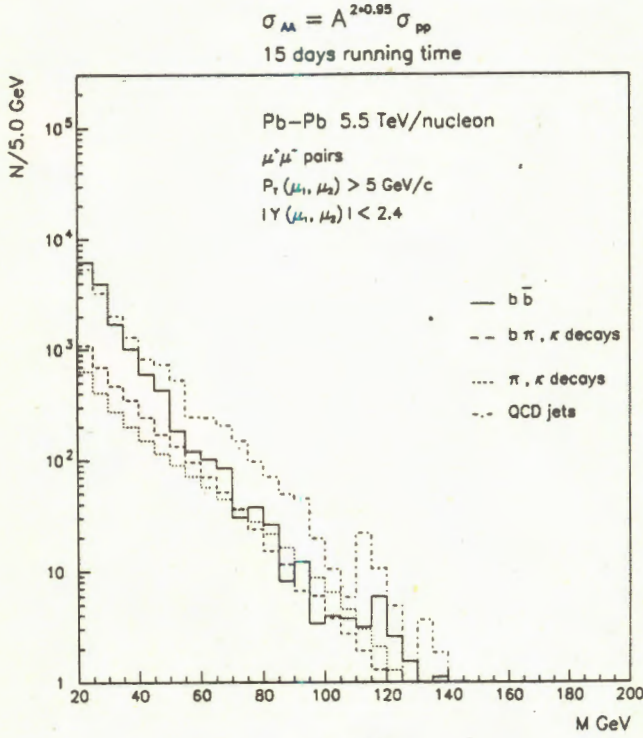


Fig.5. Invariant mass distributions of dimuons from $b\bar{b}$ fragmentation, π, K decays and QCD jets for muons with $P_T > 5 \text{ GeV/c}$

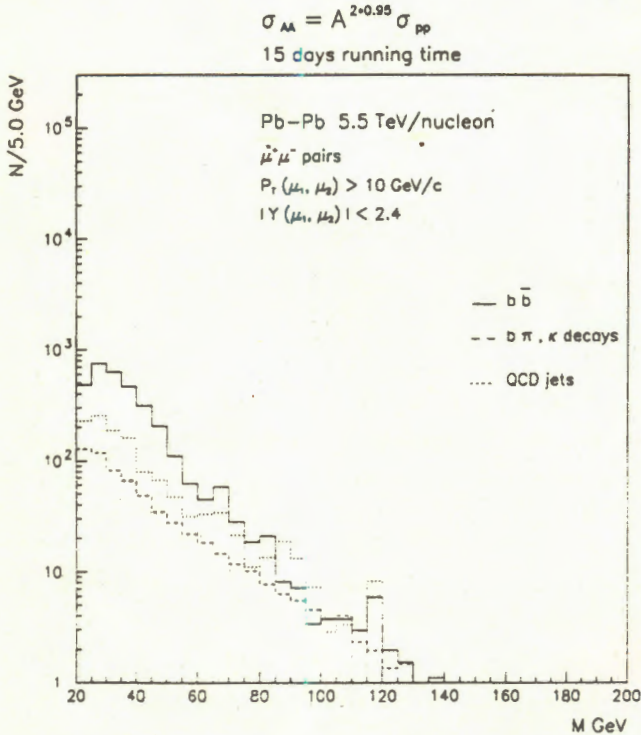


Fig.6. Invariant mass distributions of dimuons from $b\bar{b}$ fragmentation, π, K decays and QCD jets for muons with $P_T > 10 \text{ GeV/c}$

Figures 5 and 6 present the dimuon invariant mass spectra for muons with transverse momenta greater than 5 GeV/c and 10 GeV/c for $b\bar{b}$ production, π and K decays, for the case when one μ comes from b quark fragmentation and the other is the pion or kaon decay product and for QCD jet events. Backgrounds from pion and kaon decays and when one muon coming from b and another from π/K decays is small. The background from QCD jets is important and gives almost the same number of muon pairs in the mass interval $20 \text{ GeV} < M_{\mu\mu} < 50 \text{ GeV}$ for the muon transverse momentum $P_T > 5 \text{ GeV/c}$. However, the contribution from these backgrounds decreases quickly with increasing transverse momentum of muons, so that for $P_T > 10 \text{ GeV/c}$

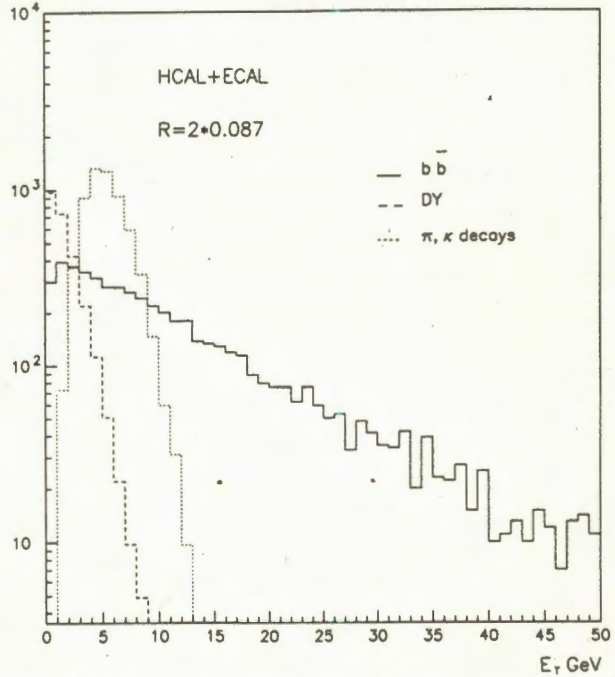


Fig.7. Transverse energy deposition in calorimeter cells for $b\bar{b}$, Drell-Yan processes and minimum bias Pb-Pb events

dimuons from above mentioned background processes amount to less than 15% of muon pairs coming from $b\bar{b}$ fragmentation. Note once again, that contribution from QCD jet events in real heavy ion collisions should be smaller than our estimates, because of the energy losses of hard partons in rescattering on the constituents off the dense matter. Moreover, it should be possible to keep these sources of background under control by estimating the rate of same-sign dimuons, as far as the muons from pion/kaon decays are uncorrelated.

Therefore, for the muon transverse momentum greater than 10 GeV/c the main contributions to dimuon mass spectra in the range $20 + 50 \text{ GeV}$ are $b\bar{b}$ fragmentation and Drell-Yan production. It is possible to distinguish these two processes because muons from b fragmentation are accompanied by hadrons within a narrow cone, while Drell-Yan μ pairs are isolated. For this purpose one can use the information from the calorimeters of the CMS detector.

The granularity for the hadronic (HCAL) and the electromagnetic (ECAL) calorimeters is expected to be quite different. We have assumed granularities to be $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$ for HCAL and 0.0145×0.0145 for ECAL. The energy resolution for the calorimeter response was parameterized by the following expression:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b. \quad (4)$$

The values of parameters a and b are the following: 2.0%, 0.5% for the ECAL and 68.0%, 5.0% for the HCAL, respectively.

Figure 7 presents the transverse energy deposition in calorimeters within the narrow cone of the radius $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0.176$, around a muon coming from $b\bar{b}$ and Drell-Yan production, as well as for minimum bias Pb-Pb events. This radius of the cone corresponds to the size of 2 HCAL cells, and was found to be optimal for our purposes. Accompanied transverse energy is much larger for b quark fragmentation, and this can be used to distinguish different processes of dimuon production. It is interesting to note that using the information from the hadronic calorimeter only gives better results: the strong magnetic field 4 T allows only charged particles with $P_T > 0.8$ GeV/c to reach the calorimeter, thus getting rid of the background of soft pions and kaons.

5. Results and Conclusion

We have performed the Monte-Carlo simulation of the processes contributing to the sample of high invariant mass dimuons in lead-lead collisions at LHC, with the CMS detector. For two weeks of running time at the design luminosity, CMS detector will be able to detect about 6400 events of $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays with the background less than 5%. The relative contribution of other processes into the overall sample of the $\mu^+\mu^-$ pairs are found to depend strongly on the applied cuts on the lepton transverse momenta and the invariant mass of the pair. For example, for $P_T > 5$ GeV/c and $20 \text{ GeV} < M_{\mu^+\mu^-} < 50 \text{ GeV}$ the contribution from open beauty decays is quite large, yielding about 15600 events. However, for this transverse momentum cut the contribution from QCD jet events is very high. This background can be reduced by using a higher cut $P_T > 10$ GeV. For this cutoff, the Drell-Yan contribution becomes comparable in the above mass range. Using the information from the hadronic and electromagnetic calorimeters, it should be possible to distinguish the dimuons coming from open beauty decays from those of Drell-Yan type processes. It should be noted that next-to-leading order QCD processes have not been included in our simulation, so the real number of detected $\mu^+\mu^-$ pairs should be greater by a factor of 2.

Thus, after the above cuts, one expects about 6 thousands of measured dimuon events originating from b -hadron decays, with a relatively small background. This should be enough for using this process as a reference for studying Υ family suppression in Pb-Pb collisions. This is a reasonable choice, because both Υ and open beauty are produced mainly in gluon-gluon collisions, with similar values of the subprocess energies, so that any initial state corrections (e.g. structure function variation, etc.) are expected to cancel in the ratio. Moreover, both Υ and open beauty are detected as lepton pairs, thus reducing the systematic uncertainties of the measurement.

However, as our knowledge of the properties of the final state in the collisions of heavy nuclei is at present very limited, one should also use other reference processes as well. Another good choice is the Z boson production, which is completely free of final state

interaction effects. However, in this case the production mechanism is mainly dominated by initial quarks and antiquarks, and the Z mass is somewhat too high. This latter process can be used as a reference for the dileptons originating from open beauty decays – in this case one could check the influence of the final state interactions on b -quark fragmentation.

In order to make definitive conclusions about the formation of quark-gluon plasma and study its properties, it is necessary to investigate the dependence of various measured parameters upon the energy density in the collision of two nuclei. This can be achieved by using nuclei with various atomic numbers, from bare protons to $A \sim 200$. Obviously, all the manifestations of QGP critically depend on its temperature and size, which are higher for heavier nuclei, but similar studies for lighter nuclei can successfully complement them because of higher luminosities and lower backgrounds. Indeed, the energy density achieved in central Nb–Nb collisions should not be much smaller than in Pb–Pb interactions [25], still above the expected phase transition value, and because of much higher luminosity $L_{\text{Nb}}/L_{\text{Nb}} = 90$, would result in a significantly greater statistics.

We would like to thank D.Denegri, D.Kharzeev, and O.Kodolova for their interest and helpful discussions.

References

1. Satz H. — In: ECFA LHC Workshop Proceedings, CERN 90-10, ECFA 90-133, 1990, vol.I, p.188.
2. Singh C. — Phys. Rep., 1993, vol.236, p.147.
3. Satz H. — Z.Phys., 1994, vol.C62, p.683.
4. Specht H.J. — In: ECFA LHC Workshop Proceedings, CERN 90-10, ECFA 90-133, 1990, vol.II, p.1236.
5. Harris J., Muller B. — Preprint hep-ph/9602235, 1996.
6. Satz H. — Plenary Talk at Quark Matter '95, Monterey, January 9–13, 1995; CERN-TH/95-24.
7. Kharzeev D., Satz H. — CERN-TH/95-117.
8. Gavai R. et al. — CERN-TH.7526/94.
9. Kartvelishvili V., Kvatadze R., Shanidze R. — Phys. Lett., 1995, vol.B356, p.589.
10. Appel D.A. — Phys. Rev., 1986, vol.D33, p.717.
11. Gupta S. — Phys. Lett., 1995, vol.B347, p.381.
12. Blaizot J.-P., McLerran L.D. — Phys. Rev., 1986, vol.D34, p.2739.
13. Rammerstorfer M., Heinz U. — Phys. Rev., 1990, vol.D41, p.306.
14. Pan J., Gale C. — Phys. Rev., 1994, vol.D50, p.3235.
15. CMS Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38.
16. Bedjidian M. — CMS TN/95-188.
17. Bedjidian M. et al. — CMS TN/96-086.
18. Sjostrand T. — PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 (Physics and Manual), CERN-TH.7112/93.
19. Gavai R. et al. — Int. J. Mod. Phys., 1995, vol.A10, p.3043.

20. Abe F. et al. (CDF Collab.) — *Phys. Rev. Lett.*, 1992, vol.68, p.3403; 1992, vol.69, p.3704; 1993, vol.71, p.500; 1993, vol.71, p.2396; 1993, vol.71, p.2537; *Phys. Rev.*, 1994, vol.D50, p.4252.
21. Abachi S. et al. (D0 Collab.) — *Phys. Rev. Lett.*, 1995, vol.74, p.3548.
22. Wang X.N., Gyulassy M. — *Phys. Rev.*, 1991, vol.D44, p.3501.
23. Bourquin M., Gaillard M. — *Nucl. Phys.*, 1976, vol.B114, p.334.
24. Eggert K., Morch A. — ALICE/95-05.
25. Bjorken J.D. — *Phys. Rev.*, 1983, vol.D27, p.140.

УДК 539.12...1

ANTIMATTER PRODUCTION IN RELATIVISTIC NUCLEAR COLLISIONS

A.A. Baldin

The universal approach to the description of subthreshold, cumulative and twice-cumulative processes based on the self-similarity hypothesis is presented and applied to various reactions. Large experimental material including mesons, antiprotons, and antinuclei production in nucleus-nucleus and proton-nucleus interactions is analysed.

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

Образование антиматерии в релятивистских ядерных столкновениях

А.А.Балдин

Представлен универсальный автомодельный подход для описания подпороговых, кумулятивных и дважды-кумулятивных процессов. Проанализирован обширный экспериментальный материал по образованию мезонов, антипротонов и антиядер в протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

In the last years there has been a great growth of interest in the problems and the methods of the description of strongly excited nuclear matter as well as in search for new effects going beyond the framework of the proton-neutron nuclear model. One of the possible ways of investigating such states is the study of antimatter production in relativistic nuclear collisions. In the present paper, the term antimatter denotes particles and nuclei mainly consisting of antiquarks. At present, there are many experimental data on antimatter production in proton- and nucleus-nucleus collisions [6—14].

However, there is as yet no adequate theoretical explanation to the most striking effects which are due to strongly enhanced A-dependences of antimatter production in subthreshold and cumulative reactions, as well as in the reactions with large transverse moment. There is a definite uncertainty from the point of view of the theoretical description in the transition energy region from units to hundreds of GeV/nucleon where the QCD methods are not valid yet, but the nucleon nuclear model is not longer applicable. It was already in the first studies on relativistic nuclear physics [1] that one stressed the importance of studying scale invariance (self-similarity) of nuclear collisions that was interpreted as a locality of hadron interactions.

The methods of self-similarity theory, which were found to be very effective in mechanics of continuous media, in the theory of diffusion, and a number of problems described by the nonlinear equations of a few variables, have successfully been applied in elementary particle physics [2,3,5].

Self-similarity is a special symmetry of solutions which consists in that the change in the scales of independent variables can be compensated by the self-similarity transformation of other dynamical variables. This results in a reduction of the number of the variables which any physical law depends upon.

This is just the way in which the self-similarity laws, caused by dimensional considerations in the region $P^2 \gg M^2$, where P are the three-momenta of the particles, and M are their masses, are extensively applied [2]. In so going, self-similarity arises as a requirement for the secondary particle distribution (cross sections) to be invariant at the $P \rightarrow \lambda \cdot P$ transformation, which leads to the fact that the cross sections depend only on the momentum variable ratio.

The experimentally established self-similarity of the inclusive hadron production spectra as a function of the transverse momenta (transverse mass) [15] is widely used as a particular case of the self-similarity solution. However the condition $P^2 \gg M^2$, or the consideration of the dependences on only the transverse mass strongly narrows the range of application of the self-similarity ideas. Thus the self-similarity solution suggested in Ref. [16] has made it possible to describe the subthreshold and cumulative reactions in unified manner.

The analysis of new experimental data on heavy-ion collisions [13,14] shows that the A -dependences used in Ref. [16] need to be defined more exactly. However, this approach is applicable not only to the subthreshold reactions, but also it can give some essential quantitative predictions for further experiments in the area of relativistic nuclear physics.

The general solution for the description of the inclusive hadron production is defined in a relativistic invariant form, in just the same way as in [16]

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = C_1 A_1^{\alpha(X_1)} A_2^{\alpha(X_2)} f(\Pi). \quad (1)$$

C_1 is the constant defining the dimensionality of the invariant cross section, A_1, A_2 are atomic numbers of colliding nuclei; α and f , the functions determined from experiment. For the inclusive hadron production $A_1 + A_2 \rightarrow h + \dots$ the dimensionless parameter Π is defined as

$$\Pi = \frac{1}{2} (X_1^2 + X_2^2 + 2X_1 X_2 \gamma_{12})^{1/2},$$

where $\gamma_{ij} = u_i u_j = P_i P_j / M_i M_j$ is the Lorentz factor of the relative motion of colliding particles, X_1 and X_2 are the four-momentum fractions necessary for the hadron to be produced. The relationship between X_1 and X_2 is described by the laws of conservation written in the form

$$(X_1 M_1 u_1 + X_2 M_2 u_2 - M_3 u_3)^2 = (M_n X_1 u'_1 + M_n X_2 u'_2 + \sum_{k=4} M_k u_k)^2. \quad (2)$$

Here M_n is the nucleon mass; and M_3 , the mass of an emitted particle. Essentially, we are using an experimentally proved correlation depletion principle in the relative four-velocity space [4] which enables us to neglect the relative motion of not detected particles, namely the quantity $2 \sum_{k>1} (\gamma_{ki} - 1) M_k M_i$ in the right-hand part of Eq. (2).

Employing this approximation, the link between X_1 and X_2 can conveniently be written in the form

$$X_1 X_2 (\gamma_{12} - 1) - X_1 \left(\frac{M_3}{M_p} \gamma_{13} + \frac{M_4}{M_p} \right) - X_2 \left(\frac{M_3}{M_p} \gamma_{23} + \frac{M_4}{M_p} \right) = \frac{M_4^2 - M_3^2}{2M_p}. \quad (3)$$

In the case of production of antiparticle with mass M_3 , the mass M_4 is equal to M_3 as a consequence of conservation of quantum numbers. In studying the production of protons and nuclear fragments $M_4 = -M_3$ as far as minimal value of Π corresponds to the fact that any other additional particles are not produced. The X_1 and X_2 obtained from the minimum Π are used to construct a universal description of the A-dependences.

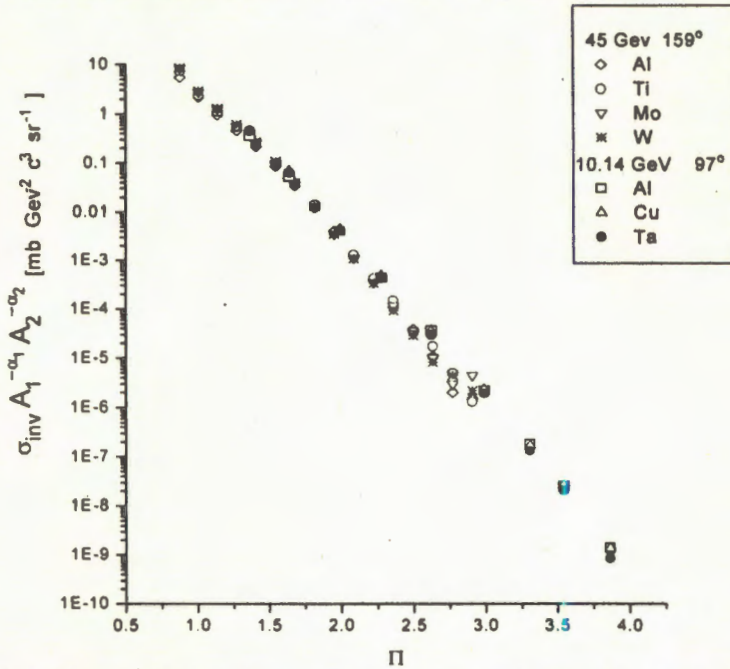


Fig.1. The cumulative pion production cross section in the reactions $p + A \rightarrow \pi^- + \dots$ Ref. [6,11] as a function of Π (taking into account the factor describing the A-dependences)

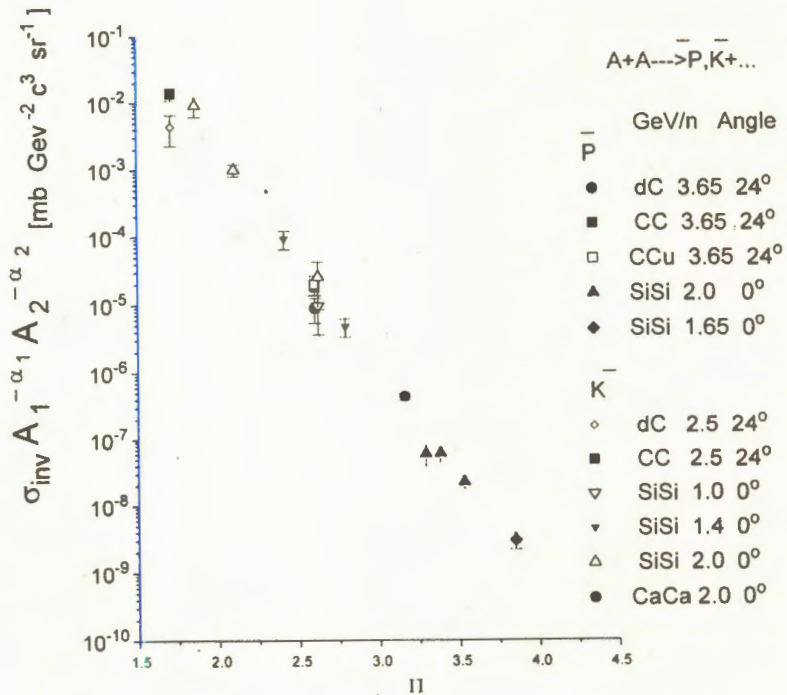


Fig.2. The experimental invariant cross section from Ref. [7,8,9,10] as a function of parameter Π (taking into account the A-dependences proposed)

The analysis of the experimental data shows that the A-dependence of the inclusive production cross section can be parametrized by a universal function $\alpha = 1/3 + X/3$, where X is equal to X_1 and X_2 , respectively.

Thus the dependence on the three parameters, namely the incident proton energy, the momentum and the angle of produced pions, is reduced to the dependence on a single self-similarity parameter Π (the invariant in which just consists of discovered symmetry of solution).

In Figs.2 and 3, the experimental data on antimatter (K^- , $\bar{p}$) production in deep sub-threshold reaction are presented. It should be noted that for such particles to be produced simultaneous participation of more than one nucleon from both the incident nucleus and the target-nucleus is needed, that is $X_1 > 1$ and $X_2 > 1$ (twice-subthreshold reactions). The quantity $2 \cdot \Pi$ has the physical meaning of the mass of such a system.

The analysis of the experimental data on the production of antimatter and nuclear fragments at an energy of 200—240 GeV [12] shows the possibility of a unified description of the reactions studied by the present time for the values of parameter larger than unity (Fig.4).

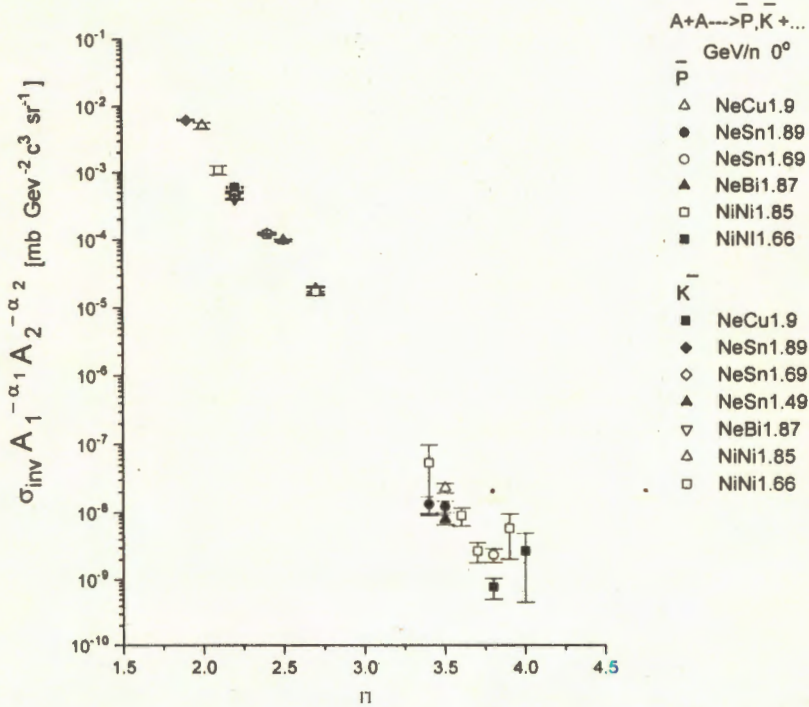


Fig.3. The experimental invariant cross section from Ref. [14] as a function of parameter Π (taking into account the A -dependences proposed)

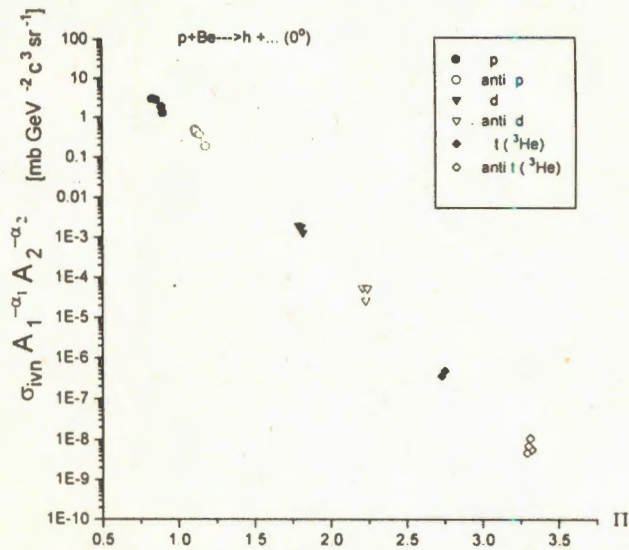


Fig.4

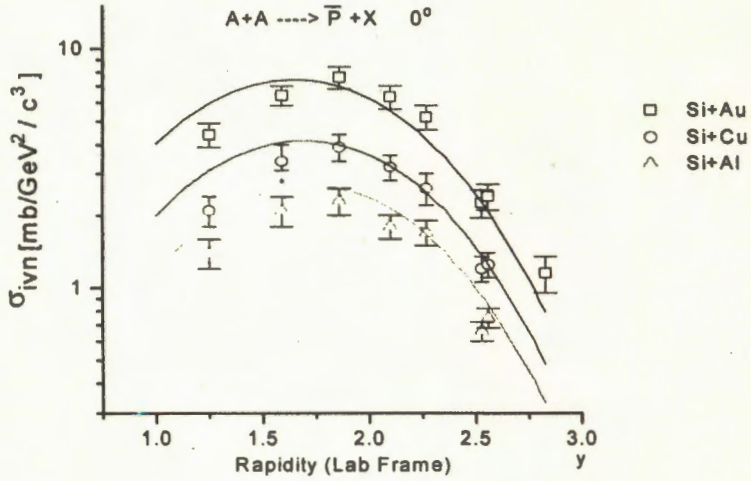


Fig.5

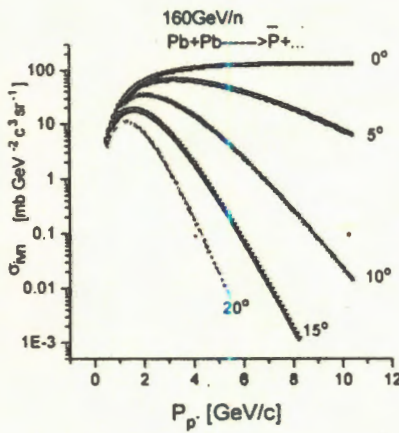


Fig.6

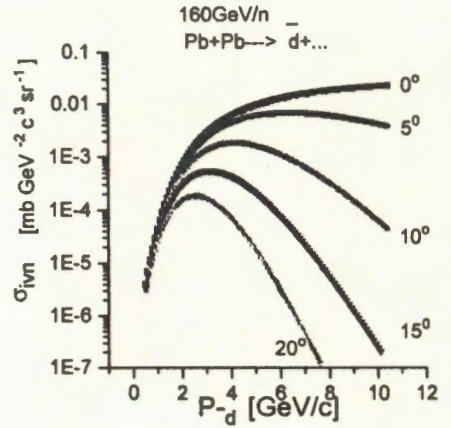


Fig.7

Making use of the exponential dependence of the invariant cross section on the parameter Π in the form

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = C_1 A_1^{1/3 + X_{1/3}} A_2^{1/3 + X_{2/3}} \exp(-\Pi/C_2), \quad (4)$$

the constant C_2 is found to be equal to $C_2 = 0.125 \pm 0.002$ for all experimentally studied reactions. For nuclei with $A > 20$ the constant $C_1 = 19000$ [mb GeV $^{-2}$ c 3 sr $^{-1}$].

Figure 5 shows the experimental data on antiproton production at an incident silicon nuclei energy of 13.7 GeV/n and the result of calculation by Eq. (4).

Figures 6 and 7 give the predicted cross section for the $\bar{p}$ and $\bar{d}$ production in Pb Pb collisions at 160 AGeV, the angular and momentum dependences of these cross sections. It is possible to test this prediction in CERN experiments, in particular in the WA-98 experiment.

Conclusion

The self-similarity solution in the form of Eq. (4) gives the quantitative description of the cross section for production of antimatter (and also nuclear fragments) with the use of only two universal constants C_1 and C_2 equal to $C_2 = 0.125 \pm 0.002$, $C_1 = 19000$ for nuclei with $A > 20$ and $C_1 = 2700$ for proton and light nuclei with $A < 10$. The constant C_1 for light nuclei with $A = 5-20$ needs to be improved.

The approach has been tested in a wide range of collision energies from 1 to 240 GeV/n for $\Pi > 1$ and the transverse momentum of detected particles less than 2.5 GeV.

Acknowledgements

I would like to thank Prof. A.M.Baldin for very fruitful discussions.

I would like also to acknowledge A.S.Vodopianov for the support in the work.

This work is supported by Grant N96-02-187728 from the EFR.

References

1. Baldin A.M. — Rapid Communications on Physics, 1, FIAN, 1971, p.35.
2. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. — Lett. Nuovo Cim., 1972, v.5, p.907.
3. Baldin A.M., Baldin A.A. — JINR Rapid Communications, 17-86, 1986, p.19.
4. Baldin A.M., Didenko L.A. — Fortshr. Phys., 1994, v.38, p.261.
5. Barenblatt G.I. — «Similarity, Self-Similarity, Intermediate Asymptotics», Leningrad, Gidrometeoizdat, 1982.
6. Boyarinov S.V. et al. — Yad. Fis., 1994, v.57, N8, p.1452.
7. Carrol J. — Nucl. Phys., 1989, v.A488, p.2192.
8. Shor A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, v.62, p.2192.
9. Baldin A.A. et al. — Nucl. Phys., 1990, v.A519, p.407.
10. Baldin A.A. et al. — JINR Rapid Communications, 3-92, 1992, p.20.
11. Gavrishchuk O.P. et al. — Nucl. Phys., 1991, v.A523, p.589.

12. Bussiere A. et al. — Nucl. Phys., 1980, v.B174, p.1.
13. Stankus P. et al. — Nucl. Phys., 1992, v.A544, p.603c.
14. Schroter A. et al. — Z. Phys., 1994, A350, p.101.
15. Guettler K. et al. — Phys. Lett., 1976, v.B64, p.111.
16. Baldin A.A. — Phys. At. Nucl., March 1993, v.56 (3), p.385.