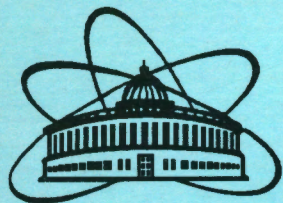


20/XII-95.

ISSN 0234-5366



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

4[72]-95

- Towards Decay Anisotropy of Dileptons** ☐
- Bent Tungsten Crystal as Deflector
for High Energy Particle Beams** ☐
- Study of the Short-Range ^3He Structure
from the $dd \rightarrow ^3\text{He}n$ Reaction** ☐
- Investigations of the Noise Performances
of the FET АП354Г at Low Temperature** ☐
- Energy Level Scheme of $\bar{p}\text{He}^+$ System
in an Improved Adiabatic Approach** ☐
- Ширины распада высоковозбужденных ядер Ra
и возможности их описания в статистической
модели девозбуждения компаунд-ядер** ☐
- Axial Injection System for the U-400M Cyclotron
with an ECR Ion Source** ☐
- Проведение парциально-волнового анализа
трехпионных систем итерационным методом** ☐

Издательский отдел ОИЯИ

ДУБНА

JINR Publishing Department

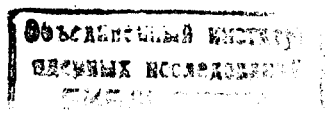
DUBNA

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

4[72]-95

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

Дубна 1995



ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

E.L.Bratkovskaya, O.V.Teryaev, V.D.Toneev Towards Decay Anisotropy of Dileptons Е.Л.Братковская, О.В.Теряев, В.Д.Тонеев Об анизотропии распада дилептонов	5
A.D.Kovalenko, V.A.Mikhailov, A.M.Taratin, V.V.Boiko, S.I.Kozlov, E.N.Tsyganov Bent Tungsten Crystal as Deflector for High Energy Particle Beams А.Д.Коваленко, В.А.Михайлов, А.М.Таратин, В.В.Бойко, С.И.Козлов, Э.Н.Цыганов Изогнутый кристалл вольфрама в качестве дефлектора для пучков частиц высоких энергий... ..	9
V.P.Ladygin, N.B.Ladygina Study of the Short-Range ^3He Structure from the $dd \rightarrow ^3\text{He}n$ Reaction В.П.Ладыгин, Н.Б.Ладыгина Изучение структуры ^3He на малых расстояниях в реакции $dd \rightarrow ^3\text{He}n$	19
S.V.Uchaikin Investigations of the Noise Performances of the FET АП354Г at Low Temperature С.В.Учайкин Исследование шумовых характеристик транзисторов АП354Г при низких температурах.....	25
I.V.Puzynin, T.P.Puzynina, V.I.Puzynin, S.I.Vinitsky Energy Level Scheme of $\bar{p}\text{He}^+$ System in an Improved Adiabatic Approach И.В.Пузынин, Т.П.Пузынина, В.И.Пузынин, С.И.Виницкий Схема уровней энергии $\bar{p}\text{He}^+$-системы в улучшенном адиабатическом подходе.....	31
A.H.Andreev, D.D.Bogdanov, A.B.Eremine, A.P.Kabachenko, O.N.Malyshov, Yu.A.Muzychka, Yu.C.Oganessian, A.G.Popenko, B.I.Pustyl'nik, R.N.Saraidak, A.V.Taranenko, G.M.Ter-Akopyan, V.I.Chepigin Ширины распада высоковозбужденных ядер Ra и возможности их описания в статистической модели девозбуждения компаунд-ядер	

A.N.Andreyev, D.D.Bogdanov, A.V.Yeremin, A.P.Kabachenko, O.N.Malyshev, Yu.A.Muzychka, Yu.Ts.Oganessian, A.G.Popeko, B.I.Pustyl'nik, R.N.Sagaidak, A.V.Taranenko, G.M.Tar-Akopian, V.I.Chepigin Decay Widths of Highly Excited Ra Compound Nuclei and Their Description in Terms of Statistical Model of the Compound Nucleus De-Excitation.....	43
G.G.Gulbekian, I.V.Kolesov, V.V.Bekhterev, S.L.Bogomolov, A.A.Efremov, M.N.El-Shazly, B.N.Gikal, A.I.Ivanenko, V.B.Kutner, V.N.Melnikov, Yu.Ts.Oganessian Axial Injection System for the U-400M Cyclotron with an ECR Ion Source Г.Г.Гульбекян, И.В.Колесов, В.В.Бехтерев, С.Л.Богомолов, А.А.Ефремов, М.Н.Эль-Шазли, Б.Н.Гикал, А.И.Иваненко, В.Б.Кутнер, В.Н.Мельников, Ю.Ц.Оганесян Система аксиальной инжекции циклотрона У-400М с ЭЦР-источником ионов.....	63
И.М.Василевский, Ю.И.Иваньшин, В.А.Петров, А.А.Тяпкин Проведение парциально-волнового анализа трехпионных систем итерационным методом I.M.Vasilevsky, Yu.I.Ivashin, V.A.Petrov, A.A.Tyapkin On Iteration Method of the Partial Wave Analysis of the 3π-Systems.....	75

УДК 539.17

TOWARDS DECAY ANISOTROPY OF DILEPTONS

E.L.Bratkovskaya, O.V.Teryaev, V.D.Toneev

Attention is attracted to the study of angular characteristics of e^+e^- pairs created in hadronic and nuclear collisions. Due to spin and angular momentum constraints, the dilepton decay anisotropy is found to be quite sensitive to the contribution of different sources. This is illustrated by the anisotropy coefficients estimated for various processes of dilepton production.

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

Об анизотропии распада дилептонов

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

Обращается внимание на исследование угловых характеристик e^+e^- -пар, рожденных в адронных и ядерных столкновениях. Обнаружено, что из-за ограничений, накладываемых сохранением проекций спина и углового момента, анизотропия распада дилептонов оказывается весьма чувствительной к вкладу от различных источников. Это иллюстрируется рассмотрением коэффициентов анизотропии, оцененных для различных процессов образования лептонных пар.

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

Leptonic probes are quite attractive since they provide weakly disturbed information on hot and dense nuclear matter at different stages of its evolution in heavy-ion collisions at intermediate and ultrarelativistic energies. Information carried out by leptons may tell us not only about interaction dynamics of colliding nuclei but also on properties of hadrons in nuclear environment and on a possible phase transition of hadrons into quark gluon plasma. However there exist a lot of hadronic sources of lepton pairs because the electromagnetic field couples to all charges and magnetic moments. It is very desirable to have additional information which would allow one to disentangle various sources experimentally. For this aim, we propose to study a new observable — the decay anisotropy of a lepton [1].

Till the recent time, the invariant mass spectra $d\sigma/dM$ was the only observable to be investigated for the e^+e^- pairs created in heavy ion collisions. As is seen from Fig.1, the variety of hadronic sources of lepton pairs gives rise to a very complicated picture. Really, lepton pairs may be produced due to the electromagnetic decay of time-like virtual photons which can result from the bremsstrahlung process or from the decay of baryonic and mesonic resonances including the direct conversion of vector mesons into virtual photons in accordance with the vector dominance hypothesis. The last process has turned out [2] to be quite competing with $\pi\pi$ annihilation which was considered as the most promising

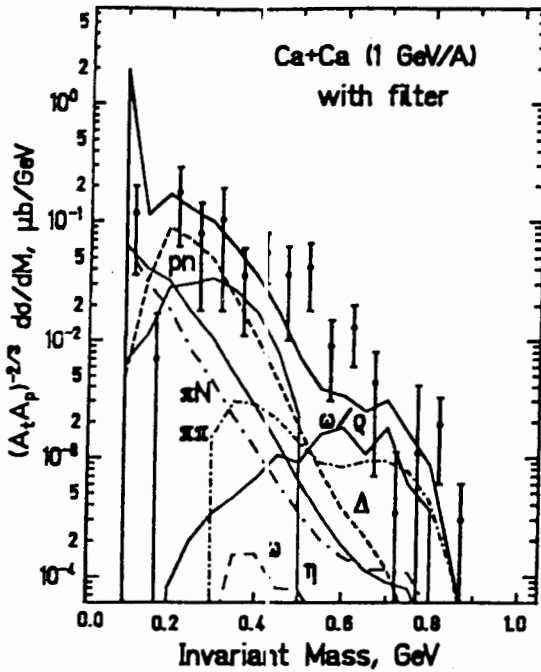


Fig.1. Invariant mass distribution for dileptons produced in Ca + Ca (2 GeV/A) collisions. Contribution of different sources calculated within QGSM [4] is shown. Experimental points are taken from [7]

channel for investigating properties of hadrons in nuclear matter [3]. In addition, there are rather large uncertainties in theoretical calculations. The most complete list of hadronic sources has been included into Quark Gluon String Model calculations [4] presented in Fig.1. In spite of the fact that other models [5,6] predict different contributions of sources and/or even neglect some of them, they also reproduce these data within available large experimental error bars. So, to disentangle various leptonic channels experimentally the necessity of a new approach to this problem becomes quite evident. We see that spin variables taken into consideration may help in solution of this problem.

Indeed, in all hadronic sources, the e^+e^- pairs are created due to electromagnetic decay of time-like virtual photons. In the rest frame, the decay of an unpolarized photon gives rise to isotropy of the angular distribution for a created lepton pair since there is no preferential direction. However, the coupling of the virtual photon to hadrons may induce some dynamical spin alignment of both

resonances and virtual photons. So, one can expect [1] that the angular distribution of a lepton will be anisotropic with respect to the direction of dilepton emission. This decay anisotropy defined for the given dilepton mass is carrying some information on the spin alignment of the virtual photon as well as on spins of interacting hadrons and thereby allows one to disentangle different production processes, in principle.

Let characterize the decay anisotropy by the azimuthal and polar angles, ϕ , θ of the momentum $\mathbf{l}_-$ of a created electron with respect to the momentum of a virtual photon in the rest frame of this photon. For comparing the shape of the angular distribution in different channels, the differential cross section for dilepton production may be represented in the following form:

$$\frac{d\sigma}{dM^2 d\cos\theta} = A (1 + B \cos^2\theta). \quad (1)$$

In a general case, the B coefficient may be a function of M , ϕ and masses of particles involved into the reaction.

The Dalitz decay of a pseudoscalar meson, say η , is one of the simplest cases since the zero spin of the meson disentangles the spin indices of the initial and final states allowing one to factorize the production $\sigma^\eta(s)$ and decay probabilities. In particular, the angular distribution can be written as follows:

$$\frac{d\sigma^\eta}{dM^2 d\Omega} = \sigma^\eta(s) \frac{1}{\Gamma_{\text{tot}}^\eta} \frac{d\Gamma^{\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma}}{dM^2 d\Omega}, \quad (2)$$

where the decay matrix

$$|T^{\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma}|^2 \sim \frac{1}{M^4} (\epsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} q_\beta q_{1\gamma} \epsilon_{\nu\alpha\rho\sigma} q_\rho q_{1\sigma}) \cdot L_{\mu\nu} \quad (3)$$

entering the decay width $\Gamma^{\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma}$ is directly related to the lepton tensor $L_{\mu\nu} = \text{Tr} \hat{l}_- \gamma_\mu \hat{l}_+ \gamma_\nu$. Here q, q_1 are the four momenta of a virtual and real photon. The final distribution is reduced to the following one*:

$$\frac{d\sigma^\eta}{dM^2 d\cos\theta} \sim 1 + \cos^2\theta. \quad (4)$$

The same answer results from the Dalitz decay on any pseudoscalar meson, in particular, for the π^0 decay which dominates at $M \leq 0.14$ GeV. These results are plotted in Fig.2.

Due to 3/2 spin of the delta, the dilepton differential cross section for the $\Delta \rightarrow Ne^+e^-$ decay cannot be reduced to the factorized form of eq.(2) though $d\sigma/dM$ is described quite well in this approximation. If the Δ alignment effect is neglected for a moment we get in this very crude approximation $B = +1$. As was shown in [8], the value $B = 1$ is reached only in the limit of a real photon, $M \rightarrow 0$ what illustrates a high sensitivity of anisotropy to the spin structure of the transition matrix element.

Bremsstrahlung channel for e^+e^- production is estimated in the soft photon approximation. One can see from Fig.2 that B

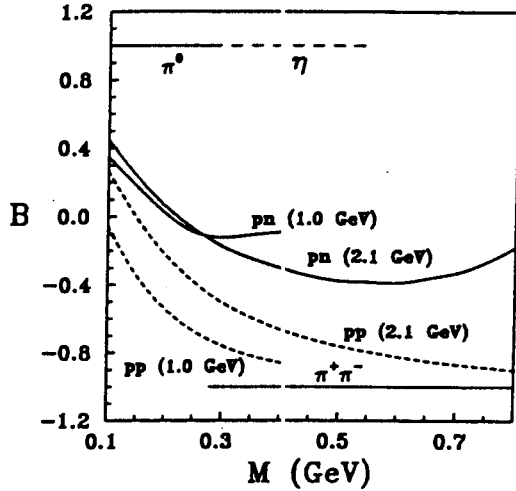


Fig.2. M -dependence of the decay anisotropy coefficient for different elementary dilepton sources: the Dalitz decay of η and π^0 mesons, $\pi^+\pi^-$ -annihilation, pn and pp bremsstrahlung (at two energies)

*Strictly speaking, this simple result corresponds to a particular case of vanishing meson momentum (or the rest frame of the η meson). In general, the decay anisotropy coefficient will be energy- and M -dependent [9].

becomes M -dependent quantity changing its sign around $M \sim 0.2$ GeV. The distribution is not isotropic in this case what introduces axial symmetry breaking.

For the pion annihilation differential cross section we get $B = -1$ [1] which is also plotted in Fig.2. This result has not yet been averaged over the production angle, because the production and decay frames coincide for the $\pi\pi \rightarrow e^+e^-$ process. In contrast with all previous cases, averaging procedure for this channel depends on the dynamical distribution of pions and dilepton anisotropy for pion annihilation is vanishing when a system reaches an equilibrium state [1]. Thus, the B values predicted for different channels are ranging from $+1$ to -1 and may depend on the invariant mass M . A convolution of these B values with $d\sigma/dM$ for every source corresponds to the measured B values. We hope that this new observable will allow one to discriminate different models fitting equally well the available data on dilepton production but predicting different contributions of dilepton sources.

The decay anisotropy can give some feeling as to the strength of in-medium effects since only form factors, vertices, coupling constants and decay width of hadrons but not the spin structure of interaction does be changed. [1]. A possible appearance of a new phase characterized by a four-velocity v^μ may be identified too in this way what is useful as a possible signal of quark-gluon plasma [1]. The proposed new observable, dilepton decay anisotropy, seems to be quite hopeful in attempt to disentangle various dilepton sources as well as different theoretical models.

This research is partly performed in the framework of the Grants No. MP8300 and RFE300 from the International Science Foundation and Russian Government. The work of V.D.T was supported by Grant No. 3405 from INTAS.

References

1. Bratkovskaya E.L., Teryaev O.V., Toneev V.D. — Phys. Lett., 1995, B348, p.283.
2. Toneev V.D., Gudima K.K., Titov A.T. — Preprint GSI-92-05, Darmstadt, 1992; Sov. Journ. of Nucl. Phys., 1992, 55, p.1715; Gudima K.K., Titov A.I., Toneev V.D. — Phys. Lett., 1992, 3287, p.302.
3. Gale C., Kapusta J. — Phys. Rev., 1985, C35, p.2107; Phys. Rev., 1988, C40, p.745.
4. Amelin N.S., Gudima K.K., Toneev V.D. — Nuclear Equation of State, Part B: QCD and the Formation of Quark Gluon Plasma, Eds. W.Greiner, H.Stöcker, Plenum Press, 1989, p.473; Amelin N.S., Gudima K.K., Sivoklov S.Yu., Toneev V.D. — Nucl. Phys., 1990, A519, p.463c; Sov. Journ. of Nucl. Phys., 1990, 52, p.272.
5. Wolf Gy., Cassing W., Ehehalt W., Mosel U. — Progr. Part. Nucl. Phys., 1993, 30, p.273.
6. Xiong L., Wu Z.G., Ko C.M., Wu J.Q. — Nucl. Phys., 1990, A512, p.772.
7. Roche G., Bystricky J., Carrol J. et al. — Phys. Lett., 1989, B226, p.228.
8. Bratkovskaya E.L., Schäfer M., Cassing W., Mosel U., Teryaev O.V., Toneev V.D. — Phys. Lett., 1995, B348, p.325.
9. Bratkovskaya E.L., Cassing W., Mosel U., Teryaev O.V., Titov A.I., Toneev V.D. — Submitted to Phys. Lett.B.

Received on August 1, 1995.

УДК 621.384.663; + 548: 539.12.04

BENT TUNGSTEN CRYSTAL AS DEFLECTOR FOR HIGH ENERGY PARTICLE BEAMS

*A.D.Kovalenko, V.A.Mikhailov, A.M.Taratin, V.V.Boiko¹,
S.I.Kozlov¹, E.N.Tsyganov²*

The channeling properties of silicon and tungsten crystals are compared. The deflection of the beam of nuclei with energy 6 GeV per nucleon and their extraction from the Nuclotron, a new superconducting nuclear accelerator at the Laboratory of High Energies, JINR, with the bent silicon and tungsten crystals have been studied by computer simulation. It was shown that the use of tungsten crystals instead of ordinary silicon ones can increase more than ten times extraction efficiency.

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

Изогнутый кристалл вольфрама в качестве дефлектора для пучков частиц высоких энергий

А.Д.Коваленко и др.

Проведено сравнение свойств кремниевого и вольфрамового монокристаллов для каналирования частиц. Методом компьютерного моделирования исследовано отклонение пучка ядер с энергией 6 ГэВ на нуклон и их вывод из нуклотрона, нового сверхпроводящего ускорителя ядер Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, с помощью изогнутых кристаллов кремния и вольфрама. Показано, что использование кристаллов вольфрама вместо обычных кремниевых дефлекторов может увеличить эффективность вывода пучка из нуклотрона более чем в десять раз.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Introduction

The study of methods for steering high-energy particle trajectories by use of deflectors based on bent crystals began in the middle 70s. Nowadays, crystal optical elements have already found practical usage for extraction of beams from accelerators and for extracted beam splitting. The first beam extraction from a cyclic accelerator by means of a bent crystal was performed at the Dubna synchrophasotron [1]. The extraction efficiency was small enough, about 10^{-4} , because the system used for the beam guidance onto the crystal,

¹Institute of Physical-Technical Problems, Dubna, Russia

²State University of New York at Albany

namely a fast decreasing the closed orbit radius, was not optimum. A successful extraction of 120 GeV proton beam from the SPS with a record efficiency of about 10% was fulfilled recently at CERN [2]. The injection of a white noise at the deflector plates of the feedback system was used to initiate the transverse diffusion of particles onto the bent crystal. The deflection efficiency up to 50% was observed for highly parallel beam of 450 GeV protons at the bending angle about 1 mrad [3].

Up to the present time only silicon single crystals have been used for the deflection and extraction of particle beams. However, higher deflection efficiencies can be achieved by using crystals with larger atomic number due to increasing the critical channeling angle and electric field intensity of the crystal planes. As it was noticed [4], tungsten crystals may be optimum for the deflector production because they have small lattice atom vibrations, high melting point and low susceptibility to radiation damage.

Production of oriented single crystals of heavy metals with a purity of 99.99999% and a low dislocation density is attainable at the present time. Experimental results obtained with the straight tungsten crystals have shown their high structure perfection [5]. It was shown that the crystal lattice damages which arose in the crystals oriented along [100] axis as a result of irradiation with 100 keV protons at temperature 77 K and the flux about 10^{17} p/cm² are connected with proton channeling and penetrate up to about 250 μm, tens times more than those observed before. The method of detection of relative variations of nonlinear surface resistance of the crystals at radio frequencies, or the so-called current states method, was used for the first time. The most important advantage of the method as compared to commonly known ones is a growth of sensitivity with increasing the crystal structure perfection.

The study of the characteristics of tungsten and molybdenum crystals as beam deflectors, and the development of methods for machining and bending the crystals without decreasing their structure perfection are the main goals of the investigations of the crystal optical systems planned at the Nuclotron, a new superconducting nuclear accelerator at the Laboratory of High Energies, JINR.

In this work the deflection of the nuclei beam with energy 6 GeV per nucleon and their extraction from the Nuclotron, with the bent silicon and tungsten crystals have been studied by computer simulation. It was shown that the use of tungsten crystals instead of ordinary silicon ones can increase more than ten times the extraction efficiency.

2. Channeling Properties of Si and W Crystals

Let us consider the properties which determine the efficiency of silicon and tungsten crystals as deflectors for high energy particle beams. The numerical values of the crystal characteristics are presented for (110) planar channels and for protons with energy 6 GeV.

1. The potential depth of planar channels for the static crystal lattice as it follows from Lindhard's potential for a single atomic plane

$$U_0 \approx 2\pi Z_1 Z_2 e^2 N_d C a \sim Z_2 a \sim Z_2^{2/3}, \quad (1)$$

where Z_1 , Z_2 are the projectile and crystal atomic numbers, N is the atomic density, d_p is the channel width, $C = \sqrt{3}$, a is a screening length. For the periodic planar potential with thermal vibrations of the crystal atoms included at room temperature in the Moliere approximation we have

$$U_0: 22.7 \text{ eV (Si)} \Rightarrow 131.9 \text{ eV (W)}.$$

2. The critical channeling angle, $\vartheta_c = (2U_0/pv)^{1/2} \sim Z_2^{1/3}$, determines the angular acceptance of the straight channels and for the realistic potential depths presented above equals

$$\vartheta_c: 87.7 \text{ } \mu\text{rad (Si)} \Rightarrow 196.8 \text{ } \mu\text{rad (W)}.$$

3. The space acceptance of planar channels depends on the critical distance r_c of particle approach to the channel wall for sustaining the stable trajectories of channeled particles

$$A_s = 1 - \frac{2r_c}{d_p}, \quad r_c = a + ku_1, \quad (2)$$

where u_1 is the rms amplitude of thermal vibrations of the crystal atoms. The value of k depends on the particle energy and the considered crystal thickness. The values of u_1 and a are smaller for tungsten crystals, whereas the channel width is bigger

$$u_1, a, d_p: 0.075, 0.194, 1.92 \text{ } \text{\AA} \text{ (Si)} \Rightarrow 0.05, 0.112, 2.238 \text{ } \text{\AA} \text{ (W)}.$$

So, the space acceptance of tungsten planar channels is bigger than for silicon ones, that is, their channels are more «open».

4. The dechanneling length value can be estimated from

$$S_d \simeq E_{xc}/A, \quad A = \left\langle \frac{\Delta \bar{E}_x}{\Delta s} \right\rangle, \quad (3)$$

where E_{xc} is the critical transverse energy of channeled particles, its value is correlated with r_c , and A is the average rate of transverse energy change with penetration depth, or the friction coefficient. For well-channeled particles the friction coefficient is determined mainly by the electron scattering, which is proportional to the local electron density in the channel

$$\frac{\Delta \bar{E}_x}{\Delta s}(x) \sim \rho(x).$$

The electron densities in the considered planar channels of tungsten and silicon crystals calculated in the Moliere approximation are shown in Fig.1. The most difference of the density values is at the plane position, but in the middle of the channel the electron density for tungsten crystal remains still bigger two times than for silicon one. The rate of increase

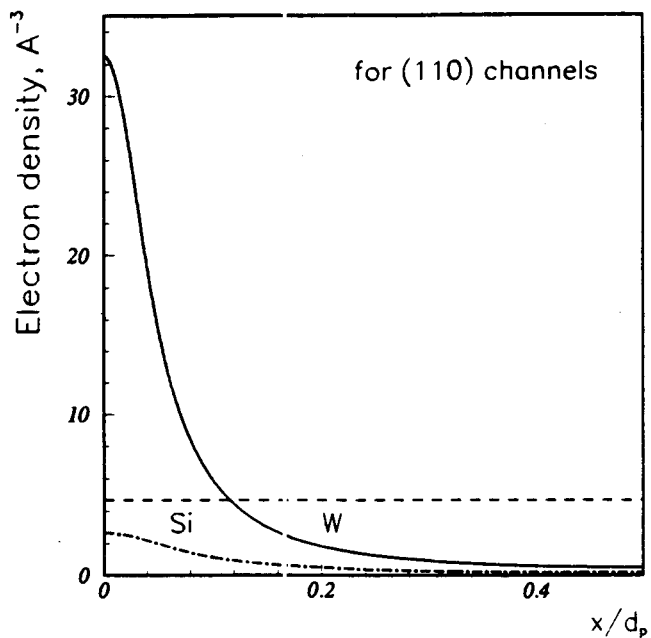


Fig.1. The averaged electron density in (110) planar channels of silicon and tungsten crystals at the room temperature in the Moliere approximation as a function of the distance from the atomic plane

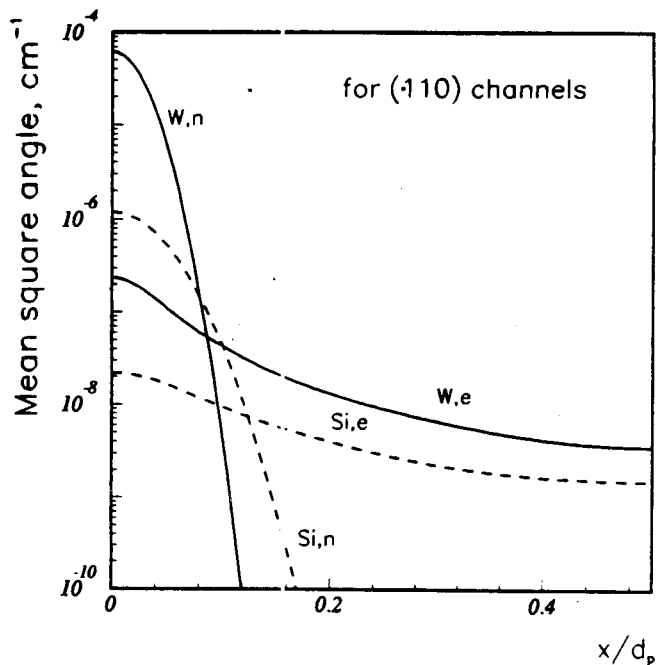


Fig.2. The rate of increase of the mean square angular deviation of 6 GeV protons due to multiple scattering by the crystal electrons (e) and nuclei (n) in (110) channels of Si and W crystals as a function of the distance from the atomic plane

of the mean square angular deviation of the 6 GeV proton beam due to multiple scattering by the crystal electrons and nuclei in (110) channels of Si and W crystals are presented in Fig.2. The total rate is bigger for tungsten crystals almost everywhere in the channel. However, as it will be shown below the dechanneling length is still bigger for tungsten crystals.

5. The maximum electric field intensity in the planar channels

$$E_m : 6 \text{ GV/cm (Si)} \Rightarrow 42.52 \text{ GV/cm (W)}.$$

6. The critical radius of the planar channel curvature for existence of the channeling states of particles in the bent crystals, $R_c = pv/eE_m$, decreases for the tungsten crystal

$$R_c : 1.16 \text{ cm (Si)} \Rightarrow 0.16 \text{ cm (W)}.$$

That is, the tungsten crystals can be stronger bent, and we can get bigger deflection at the same crystal length.

7. One of the serious problems which arise at the usage of the silicon crystals as the beam deflectors is their fragility. The silicon crystals can be elastically bent up to the definite limit after which they will be broken. This radius is proportional to the thickness of the crystal plate. In the first experiment there was discovered the beam deflection by a bent crystal, which was fulfilled in Dubna [6], it was shown that for the silicon crystal bent along (111) planes $R_{br}(\text{cm}) \approx 76 \times t(\text{mm})$. The tungsten has the limit of elastic deformations also, but it is a plastic substance and can be bent to a smaller radius if dislocations are introduced. These dislocations which separate the elastically bent parts have not to be a catastrophic obstacle for high energy channeled particles. So, the tungsten deflectors could probably have bigger thickness than the silicon ones at the same curvature.

3. Beam Deflection Efficiency

The crystal bending decreases the depth of the effective planar potential and leads to the shift of the particle trajectories to the outer channel wall. In a harmonic approximation the depth of the effective potential for bent channels decreases as

$$U_b(R) = U_0 \left(1 - \frac{R_c}{R} \right)^2.$$

The decrease of the dechanneling length with the crystal bending occurs mainly due to this lowering of the potential barrier. However, for the crystal bent with a large curvature a considerable decrease of dechanneling lengths occurs also due to stronger multiple scattering of channeled particles by the crystal electrons and nuclei because of the trajectory shift.

The correct estimations of the dechanneling lengths demand the calculations with the realistic potential and electron density of the crystals and with taking into account the concrete conditions. So, the average rate of transverse energy change with penetration depth

due to multiple scattering by the crystal electrons and nuclei in bent crystal $A(R)$ was calculated here by averaging over initial distribution, $P(E_{x0})$, of the incident particles in transverse energy

$$A(R) = \int_0^{E_x(R)} A(E_{x0}, R) P(E_{x0}, R) dE_{x0}, \quad (4)$$

where $A(E_{x0}, R)$ is the rate average over the trajectory for the particle with initial transverse energy E_{x0} . Figure 3 shows the dependence of the dechanneling lengths on the bend radius calculated in the Moliere approximation for silicon and tungsten crystals when the incident beam is parallel. The dechanneling length for W crystals is bigger than for silicon ones whereas the local friction coefficient is bigger everywhere in the planar channels of the tungsten crystals, Fig.2. It occurs due to considerably higher critical transverse energy for channeling in tungsten crystals.

The knowledge of the capture efficiency of incident particles into the channeling regime

$$P_c(R) = \int_0^{E_x(R)} P(E_{x0}, R) dE_{x0}, \quad (5)$$

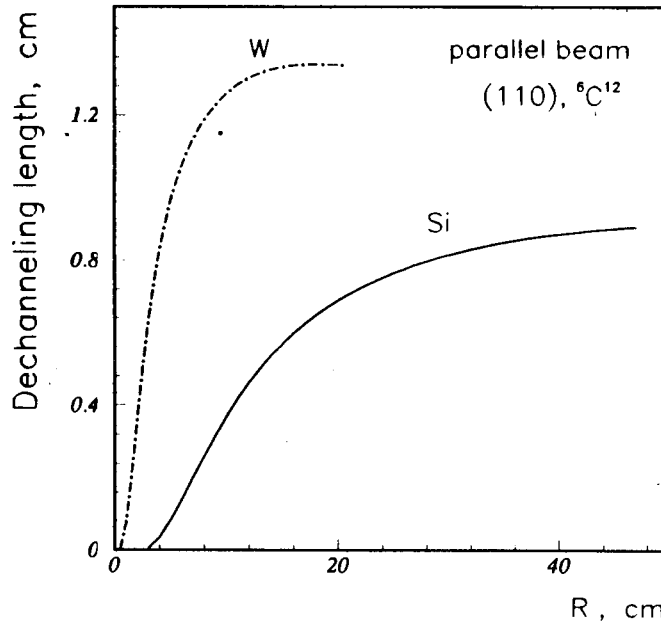


Fig.3. The dependence of dechanneling length on the bend radius of (110) channels for Si and W crystals, the incident beam is parallel

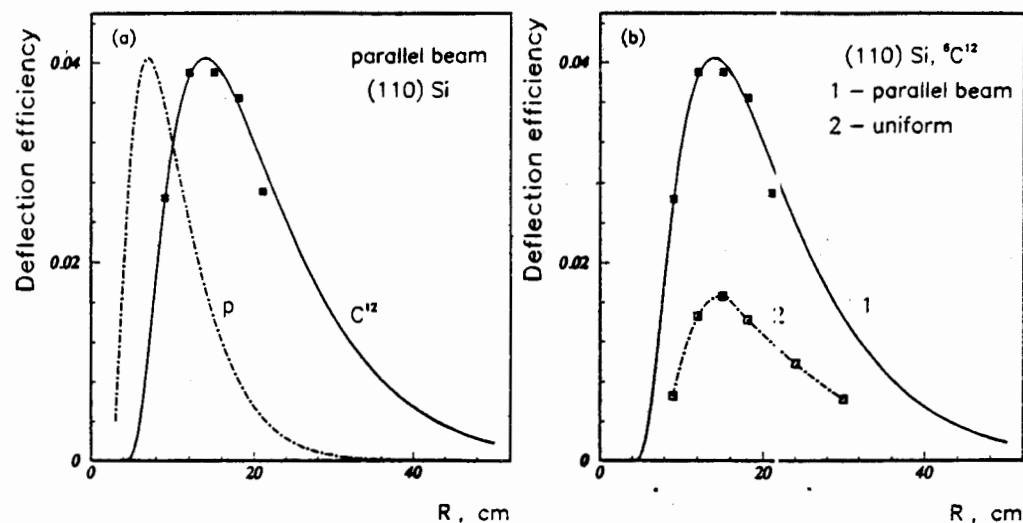


Fig.4. The deflection efficiency of nuclei with energy 6 GeV/u by the (110) Si crystal as a function of the crystal bend radius (a) for parallel beam, 1 — protons, 2 — nuclei of ${}^6C^{12}$; (b) for nuclei of ${}^6C^{12}$, 1 — parallel beam, 2 — the beam with uniform angular density in the interval $[-\vartheta_c, \vartheta_c]$

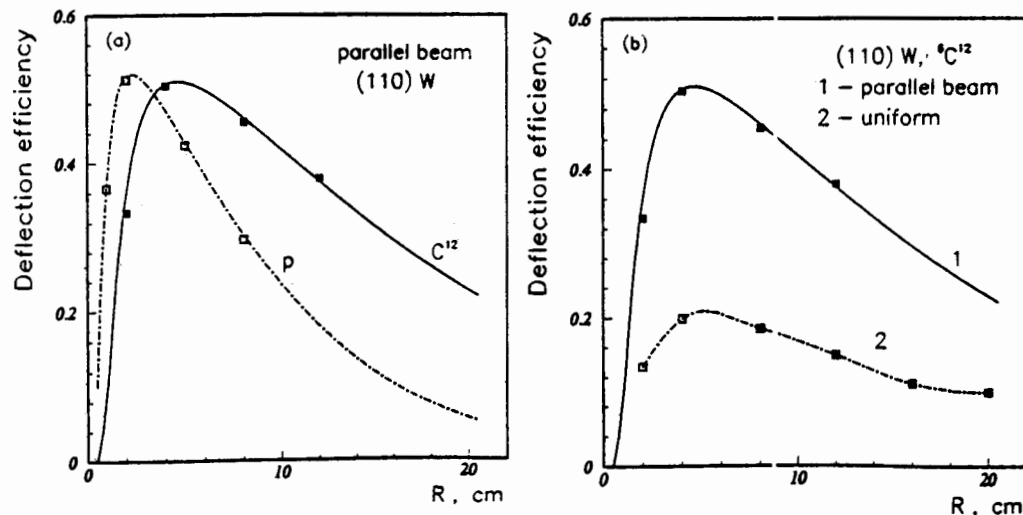


Fig.5. The same as fig.4 for the tungsten crystal

and the dechanneling length S_d allows one to estimate the efficiency of the beam deflection at the angle α by the bent crystal

$$P_d(\alpha, R) = P_c(R) \exp(\alpha R / S_d(R)). \quad (6)$$

As it was noticed earlier [7], these estimations depend on the selection of the critical approach r_c of particles to the atomic planes of the crystal. Computer simulation of the particle trajectories in the crystals does not contain this parameter. Therefore, the comparison of the deflection efficiency of the Nuclotron beam with the tungsten and silicon crystals was produced by computer simulation of the beam passage through the crystals according to the model [7].

Figure 4 shows the deflection efficiency of nuclei with energy 6 GeV/u by the silicon crystal bent along (110) planes as a function of the crystal bend radius for the parallel beam and the beam with uniform distribution in the range of the angles $(-\vartheta_c, \vartheta_c)$, the bending angle $\alpha = 100$ mrad. The same dependences for the tungsten crystal are presented in Fig.5. Here the symbols are the results of the computer experiments, and the curves are the analytical estimations according to (3-6) with the values of r_c for best fitting these results. For the parallel beam the maximum deflection efficiency with the tungsten crystal is about 50%. This is higher ten times than with silicon one. For the uniform beam when its width is larger than $2\vartheta_c^W$ this difference increases $\vartheta_c^W/\vartheta_c^{Si}$ times in addition. The optimum bend radius and the corresponding crystal length, $S_{cr} = \alpha R$, reduce few times for the tungsten crystals. Therefore, the tungsten deflectors can be considerably shorter than the silicon ones.

4. Multiturn Beam Extraction from Nuclotron

A necessary angle for raising the Nuclotron beam to the experimental hall exceeds 90 mrad. The circulating beam guidance onto the crystal can be produced by means of the closed orbit bump or by increasing the vertical betatron oscillations of the beam particles. It is optimum to locate the crystal deflector at the azimuth, where the beam divergence is minimum that is near a focusing quadrupole. However, the deflector location near the center of the focusing quadrupole leads to large troubles with the crystal alignment while it is possible. When it is located outside the quadrupole the growing orbit bump takes away fast the beam from the angular region of channeling of the oriented crystal. On the other hand, as a result of the excitation of particle betatron oscillations the beam divergence at the crystal location increases. Therefore, it will be more optimum to decrease the distance between the beam and the crystal at the beginning by means of the bump up to the touching at $3\sigma_{y0}$, that is about 7 mm for the Nuclotron, and only then to throw the beam particles onto the crystal due to the transverse diffusion or the resonance excitation. The possible scheme for the Nuclotron beam extraction is presented in the work [10] and consists of the correcting magnets for creating the orbit bump and the inflector for the excitation of the vertical betatron oscillations of the circulating particles.

At the usage of bent crystal for beam extraction from cyclic accelerator there is possibility for multiple passages of circulating particles through the crystal deflector. Therefore, the extraction efficiency P_{ex} can be higher than the deflection efficiency of the same beam at its single passage through the crystal [8,9].

For estimation of real space and angular distributions of particles which hit the crystal and contribution of multiple passages of circulating particles through the crystal the

computer simulation of the Nuclotron beam extraction was fulfilled by the similar way as it was made earlier [10]. Two points in the accelerator lattice were considered. The inflector is located in the first point, and the bent crystal in the second one near the defocusing quadrupole through the superperiod from the inflector at the distance of 3 cm above the closed orbit to be not the obstacle for the beam particles at the injection stage. The sinusoidal voltage with the resonance frequency

$$f_{\text{res}} = \text{frac}(q_v)f_0 \text{ or } f_{\text{res}} = (1 - \text{frac}(q_v))f_0, \quad (7)$$

where $q_v = 6.85$ is a vertical betatron tune, $\text{frac}(q_v)$ is a fractional part of q_v , f_0 is a rotation frequency, begins to be served at the inflector plates when the beam approaches the crystal at the distance of $3\sigma_y \simeq 7$ mm as a result of the orbit bump. Figure 6 shows the calculated distributions of particles in the impact parameters and angles with the crystal when the amplitude of the angular deflection in the inflector was $1 \mu\text{rad}$ that corresponds the voltage amplitude about 400 V for nuclei with energy 6 GeV/u and $Z/A = 1/2$. The angular distribution is approximately uniform with width about $300 \mu\text{rad}$.

The density of the particles depends on the angle, which they have after the crystal passage [10]. Besides, some particles which hit the crystal can be lost due to inelastic nuclear interactions. The mean free path of protons between the nuclear interactions S_n equals 45.5 cm and 9.58 cm in the silicon and tungsten, accordingly. For nuclei S_n is proportional to $A^{-0.71}$, where A is their atomic weight. So, with increasing the nucleus weight the possible contribution of their multiple passages through the crystal deflector in the extraction efficiency decreases.

The optimum crystal lengths were used in our computer experiments that is 1.5 cm for the silicon crystal and 4 mm for the tungsten one. The calculated values of the extraction efficiency for nuclei of ^{12}C are 27% and 2% with the tungsten and silicon deflectors,

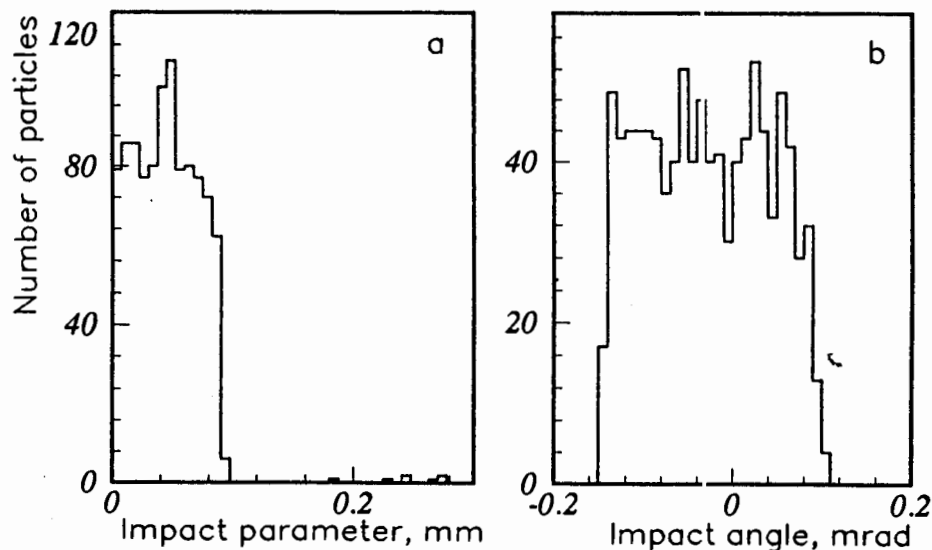


Fig.6. The impact parameter (a) and angle (b) distributions of particles with the bent crystal when the amplitude of the angular deflection in the inflector is $1 \mu\text{rad}$

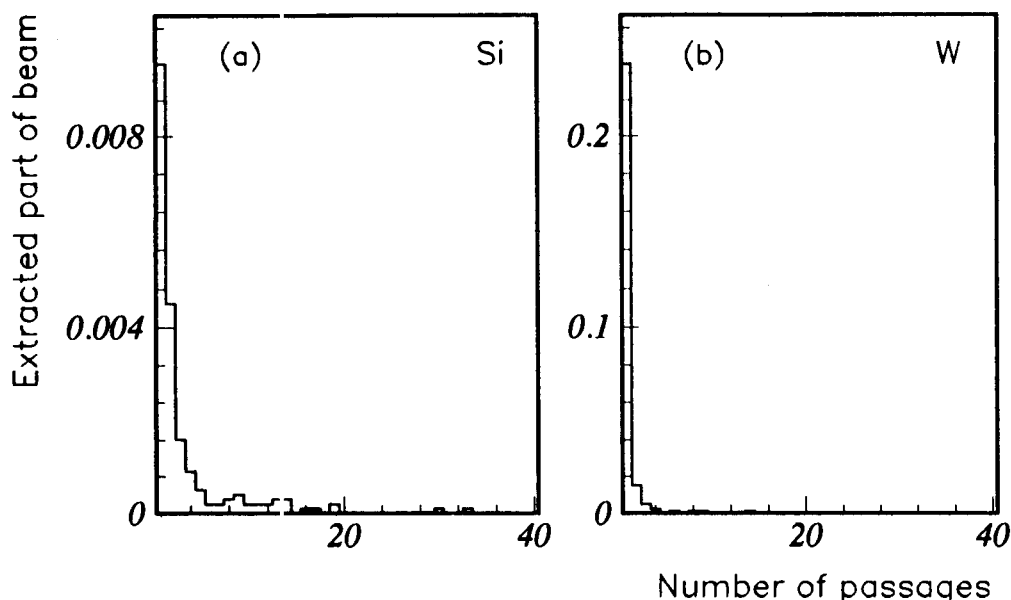


Fig.7. The distributions of the extracted particles in the number of passages through the bent crystal, (a) for Si crystal, (b) for W crystal. The beam particles are nuclei of $^{6}\text{C}^{12}$ with energy 6 GeV per nucleon

accordingly. Figure 7 shows the distributions of the extracted particles in the number of passages through the crystal deflector. The extraction efficiency due to multiple passages is about 3% for the tungsten crystal and about 1% for the silicon one. Although the losses of unchanneled fraction due to nuclear interactions at the beam passage through the crystal are larger, the crystal length $S_{cr} = 0.033 S_n$ for Si and $0.042 S_n$ for W, and the beam broadening due to multiple scattering is stronger, $\vartheta_{ms} = 0.42$ mrad for Si and 1.2 mrad for W.

So, our computer experiments have shown that the efficiency of crystal optical systems for high energy particle beams can be increased about an order of magnitude with using the high-purity tungsten crystals instead of ordinary silicon ones.

References

1. Avdeichikov V.V. et al. — JINR Rapid Communications No.1-84, Dubna, 1984.
2. Akbari H. et al. — Phys. Letters, 1993, B313, p.491.
3. Moller S.P. et al. — Nucl. Instr. & Meth., 1994, B84, p.434.
4. Carrigan R.A., Jr. et al. — Nucl. Instr. & Meth., 1982, 194, p.205.
5. Boiko V.V., Kozlov S.I. — Zh. Eksp. Teor. Fiz. (to be published).
6. Elishev A.F. et al. — Phys. Lett., 1979, B888, p.387.
7. Taratin A.M., Vorobiev S.A. — Nucl. Instr. & Meth., 1990, B47, p.247.
8. Taratin A.M. et al. — Nucl. Instr. & Meth., 1991, B58, p.103.
9. Biruykov V.M. — Nucl. Instr. & Meth., 1991, B53, p.202.
10. Kovalenko A.D. et al. — JINR Rapid Communications No.6[63]-93, Dubna, 1993.

Received on July 25, 1995.

УДК 539.128.53 + 539.143.4

STUDY OF THE SHORT-RANGE ${}^3\text{He}$ STRUCTURE FROM THE $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ REACTION

V.P.Ladygin, N.B.Ladygina

An experiment on studying of the tensor analysing power $C_{0,NN,0,0}$ and spin correlation $C_{NN,0,0}$ due to the transverse polarization of both initial particles from the $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ reaction has been proposed. Those polarization observables are very sensitive to the short-range ${}^3\text{He}$ structure. This experiment is proposed to be done at the LHE Accelerator Complex using both a polarized deuteron beam and a polarized deuterium target.

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

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

В.П.Ладыгин, Н.Б.Ладыгина

Предложен эксперимент по изучению тензорной анализирующей способности $C_{0,NN,0,0}$ и спиновой корреляции $C_{NN,0,0}$, связанной с нормальной поляризацией обеих начальных частиц в реакции $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$. Эти поляризационные наблюдаемые очень чувствительны к структуре ${}^3\text{He}$ на малых расстояниях. Этот эксперимент предлагается провести на ускорительном комплексе ЛВЭ с использованием как поляризованного пучка дейтронов, так и поляризованной дейтериевой мишени.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Introduction

We propose to measure the polarization observables in the $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ reaction using a polarized deuteron beam and a polarized target [1]. The main goal of the experiment is to explore the short-range ${}^3\text{He}$ spin structure at distances unreachable using electromagnetic probes.

This reaction belongs to the same class of processes as the deuteron-proton backward elastic scattering intensively investigated in the last years at Saclay and Dubna [1, 3]. Within One-Nucleon-Exchange (ONE) approximation the polarization observables of this reaction are very sensitive to the ${}^3\text{He}$ spin structure at small distance. Using of both a polarized target and a beam could allow one to extend sufficiently the number of possible experiments and to separate the ${}^3\text{He}$ structure from the reaction mechanism using different relative orientations of the initial deuteron spins.

2. Physical Motivation

The momentum distributions of spectator extracted from inclusive [4] ${}^3\text{He}(e, e')X$ and exclusive [5] ${}^3\text{He}(e, ep)t$ and ${}^3\text{He}(e, ep)pn$ data, taking into account corrections due to final state interaction (FSI) and meson exchange currents (MEC) [6] and from breakup $A({}^3\text{He}, p)X$ data at zero angle [7] within relativistic impuls approximation (RIA) [8] are in good accordance. On the other hand, the momentum distributions obtained from the exclusive measurements of the ${}^3\text{He}(p, 2p)d$ and ${}^3\text{He}(p, pd)p$ reactions [9] and inclusive measurements of the $A({}^3\text{He}, a)X$ breakup reaction [7], demonstrating a good agreement with each other, show an enhancement of extracted momentum density over calculations performed within RIA using a Faddeev calculation of the wave ${}^3\text{He}$ function [10] starting from momentum of spectator in the rest frame of ${}^3\text{He}q > 150 \text{ MeV}/c$. This discrepancy can be explained as the poor knowledge of the ${}^3\text{He}$ structure at large momenta, as the importance of the reaction mechanisms.

The short-range spin structure of ${}^3\text{He}$ has not been investigated so widely as the momentum distribution to date. The results of experiment with a polarized ${}^3\text{He}$ target and polarized protons performed at 290 MeV at TRIUMF [11] indicate that analysing powers A_{no} , A_{on} and A_{nn} are close to the IA predictions for the ${}^3\text{He}(\vec{p}, 2p)$ reaction. For the ${}^3\text{He}(\vec{p}, pn)$ there is a strong disagreement with these predictions. This discrepancy can be related as with FSI, as with non-adequate knowledge of the ${}^3\text{He}$ structure at small distances. Polarized electron scattering on a polarized ${}^3\text{He}$ target ${}^3\text{He}(\vec{e}, e')X$ also can be used to study different components of the ${}^3\text{He}$ wave function [12]. To describe the experimental results [13] obtained at different relative orientations of electron and ${}^3\text{He}$ spin, it is necessary to take into account FSI and MEC in addition to the IA approach.

These difficulties in the interpretation of existing data require performing the new polarization experiments with ${}^3\text{He}$. But the number of possible reactions for this purpose is limited by the absence of the polarized ${}^3\text{He}$ beam of high intensity and polarimeters to measure the ${}^3\text{He}$ polarization.

We propose to measure the spin observables in the $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ reaction which are sensitive to the ${}^3\text{He}$ and deuteron wave functions at short distances. The cross section of this reaction at high energies was measured at SATURNE [14]. At low energies this reaction is used to reconstruct the D/S ratio and parameter D_2 of the ${}^3\text{He}$ [15]. Low energy polarimeter based on this reaction works currently at SATURNE [16].

We propose to measure the polarization observables in the $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ reaction in the collinear geometry, when ${}^3\text{He}$ and beam deuteron have the same direction of the momentum in the center of mass. Under these kinematical conditions the contribution of one from two diagrams required by the symmetry in the initial state is strongly suppressed (a few orders of magnitude) by the rapid decreasing of the deuteron and ${}^3\text{He}$ wave functions versus spectator momenta. This occasion simplifies the analysis of the polarization phenomena for this reaction [1].

Tensor analysing powers due to the polarization of the beam deuteron can be expressed as:

$$C_{0,NN,0,0} = \frac{1}{2} \frac{\omega_2^2 - 2\sqrt{2}u_2\omega_2}{u_2^2 + \omega_2^2}. \quad (1)$$

In case of polarized beam, tensor analysing power is mostly defined by the ${}^3\text{He}$ wave function (Fig.1).

The expression for the spin correlation $C_{N,N,0,0}$ when both the deuterons are transversally polarized has the following form:

$$C_{N,N,0,0} = -\frac{4}{9} \frac{u_1^2 - \omega_1^2 - u_1\omega_1/\sqrt{2}}{u_1^2 + \omega_1^2} \frac{(u_2^2 - \omega_2^2 - u_2\omega_2/\sqrt{2})}{u_2^2 + \omega_2^2}, \quad (2)$$

where u_1, ω_1 and u_2, ω_2 are the S - and D -waves of the deuteron and the ${}^3\text{He}$, respectively. The sign of this observable is negative at small relative momenta of the initial deuterons, which is easy to understand. Since two protons in the ${}^3\text{He}$ must have opposite directions of spins due to the Pauli principle, the maximal yield of ${}^3\text{He}$ will be in case of opposite orientations of the initial deuteron spins. Spin correlations due to the normal polarization of both the deuterons are presented in Fig.2. Calculations are performed using ${}^3\text{He}$ and deuteron wave functions from Refs. [10–17], respectively.

Considered observables ($C_{0,NN,0,0}$ and $C_{N,N,0,0}$) are sensitive to the ${}^3\text{He}$ structure at initial momenta of the deuteron 0.7–3.0 GeV/c that corresponds to high relative momenta

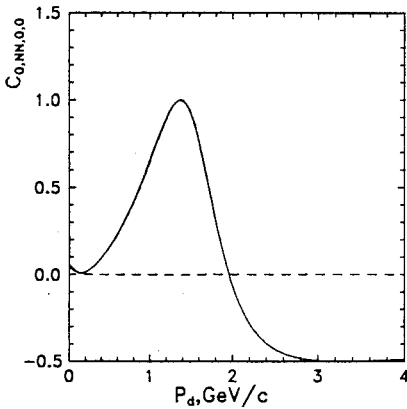


Fig.1. The tensor analysing power $C_{0,NN,0,0}$ due to the polarization of the beam deuteron. Dashed line — without D wave in ${}^3\text{He}$, full line — with D -wave

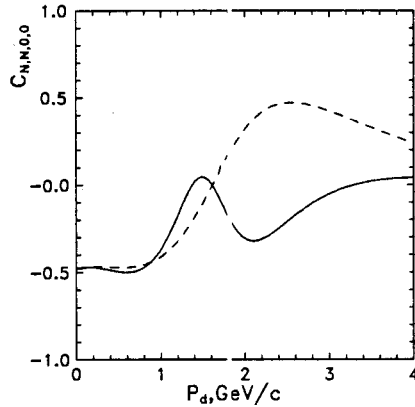


Fig.2. The vector spin correlations for $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ reaction due to the transverse polarization of both the deuterons. Lines are as in Fig.1.

of the dp pair in the ${}^3\text{He}$. In this range the relativistic effects, as well as additional to the ONE reaction mechanisms (for instance, Δ excitation on the intermediate state) start to be very sufficient and must be taken into account in addition to simple ONE.

Two deuterons in the initial state for this reaction give a lot of possibilities to study polarization effects in the first scattering. The next step in the studying of this reaction could be the measurement of T -odd observables like $C_{LNS,0,0}$ which are defined by the reaction mechanisms additional to ONE. This measurement could allow one to correctly extract the spin structure of the ${}^3\text{He}$. In principle, this experiment could be done using the polarized deuteron target and the extracted polarized deuteron beam of new superconducting accelerator Nuclotron in Dubna with specific orientations of spins of the initial particles.

3. Experimental Studying of the $dd \rightarrow {}^3\text{He}\pi$ Reaction

We propose to use the spectrometer to measure the spin correlation parameters $C_{NN,0,0}$ in the dp backward elastic scattering [18], $dp \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ and $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta^0$ [19, 20].

To select the ${}^3\text{He}$ it is necessary to add to the equipment the system of charge particle identification. The measurement of ${}^3\text{He}$ momenta and separation from the prime beam will be achieved by the system of 3 magnets (the magnet of polarized target and 2 bending magnets). The momentum resolution of $\approx 1\%$ will be enough to separate the $dd \rightarrow {}^3\text{He}\pi$ process from channels with possible pion production. Using of the time-of-flight information at the trigger level will provide the selection of the particles of specific kind, reducing sufficiently the data taking time.

To measure the spin correlation $C_{NN,0,0}$ we propose to use Moveable Polarized Target (MPT) installed recently in LHE, JINR and used for $\Delta\sigma_{L,T}$ experiment [21]. To study the $dd \rightarrow {}^3\text{He}\pi$ process it is necessary either to replace the $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2$ by the $\text{C}_3\text{D}_8\text{O}_2$ in the existing target or to use the ${}^6\text{LiD}$ polarized target. Parameters of polarized targets one can find in Refs. [22, 23].

To separate the ${}^3\text{He}$ from background we propose to use the time-of-flight and charge identification systems. The main source of background is the break-up of the deuterons on the target material, since the ${}^3\text{He}$ from $dd \rightarrow {}^3\text{He}\pi$ has the rigidity close to the rigidity of the proton with a half of momenta of the initial deuteron. The ratio of background protons to ${}^3\text{He}$ is approximately $10^4 - 10^5$. Note in case of using of the $\text{C}_3\text{D}_8\text{O}_2$ the yield of protons will be more than 5 times higher than for ${}^6\text{LiO}$ target. The next background process is the quasi-free $NN \rightarrow d\pi$ and in case of using of $\text{C}_3\text{D}_8\text{O}_2$ target we have 10 times more deuterons than for ${}^3\text{LiO}$ target.

During experiment we propose to reduce the high voltage on the scintillator counters and proportional chambers to suppress the single charged particles rate. The momentum analysis will provide the separation of the $dd \rightarrow {}^3\text{He}\pi$ from the quasi-free $dN \rightarrow {}^3\text{He}\pi$ process.

The intensity of the deuteron beam is limited by MTP (10^8 deuterons per spill). The number of events per spill can be expressed as:

$$N_{event} = N_d \cdot \rho \cdot L \cdot N_A \cdot f_D \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega, \quad (3)$$

where N_d is the number of deuterons per spill, ρ is the density of the target, L is its length, f_D is the dilution factor of the target, N_A is the Avogadro number, $\Delta\Omega$ is the solid angle ($5 \cdot 10^{-3}$), $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ is the cross section of the process taken from Ref. [14].

The error bars for polarization observables can be estimated as:

$$\Delta C_{N,N,0,0} \approx \frac{1}{3P_z P_T} \frac{1}{\sqrt{N_{event}}},$$

$$\Delta C_{0,NN,0,0} \approx \frac{1}{P_{zz}} \frac{1}{\sqrt{N_{event}}},$$

in case of good selection of events from the $dd \rightarrow {}^3\text{He}$.

Under typical parameters of the polarized deuteron beam at Dubna Synchrophasotron ($P_z = 0.45 - 0.50$ and $P_{zz} = 0.80$) and number of useful events 10000 per point we can estimate the error bars for $C_{N,N,0,0}$ as 0.017 and for $C_{0,NN,0,0}$ as 0.013, respectively.

The ratio of useful events in case of using of the ${}^6\text{LiD}$ and $\text{C}_3\text{D}_8\text{O}_2$ targets is approximately a factor of 3. Using of ${}^6\text{LiD}$ target will be especially important at $P_d \geq 2.0$ GeV/c. Under typical conditions of the Dubna Synchrophasotron the point at $P_d = 2.5$ GeV/c will take about 2(6) hours in case of 5 cm of ${}^6\text{LiD}(\text{C}_3\text{D}_8\text{O}_2)$ target length. Calculations based on ONE give the beam request approximately 16(48) hours for $P_d = 3$ GeV/c.

4. Conclusion

We propose to measure spin correlation parameter $C_{N,N,0,0}$ and tensor analyzing power $C_{0,NN,0,0}$ in the $dd \rightarrow {}^3\text{He}$ process, which are most sensitive to the ${}^3\text{He}$ short-range spin structure at LHE Accelerator Complex using polarized deuteron beam and polarized deuteron target.

From two considered polarized deuteron targets (propane-diol and ${}^6\text{LiD}$) the ${}^6\text{LiD}$ is more preferable for this experiment from the point of view of higher factor of merit as well as less rate from the background processes.

The target also can be used to study the T -odd effects for this process as well as to search for the $\Delta\Delta$ -dibaryon state in the reaction $\vec{d}(\vec{d}, d)X$ [24] and as ${}^6\text{Li}$ polarized target to study the $({}^6\vec{\text{Li}}, \vec{p})$ process [25] in the future.

The authors would like to express their thankfulness to B.A.Khachaturov and F.Lehar for help and fruitful discussions.

References

1. Ladygin V.P., Ladygina N.B. — JINR Preprint E1-95-345, Dubna, 1995; Submitted to «Yad. Fiz.»
2. Punjabi V. et al. — Phys. Lett., 1995, B350, p.178.
3. Azhgirey L.S. et al. — In: 14th Int. IUPAP Conf. on Few Body Problems in Physics, Williamsburg, June 1994, Ed. by F.Gross, 1994, p.22; JINR Preprint E1-94-156, Dubna, 1994.
4. Day D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, 43, p.1143.
McCarthy J.S. et al. — Phys. Rev., 1976, C13, p.712.
5. Jans E. et al. — Phys. Rev. Lett., 1982, 49, p.974.
Jans E. et al. — Nucl. Phys. — 1987, A475, p.687.
6. Ciofi degli Atti C., Pace E., Salme G. — Phys. Rev., 1989, C39, p.259;
Phys. Rev., 1991, C43, p.1155.
7. Ableev V.G. et al. — JETP Lett., 1987, 45, p.467.
8. Anchishkin D.V., Vizireva L., Kobushkin A.P. — Preprint ITP-86-51R, Kiev, 1986.
9. Epstein M.B. et al. — Phys. Rev., 1985, C32, p.967.
Kitching P. et al. — Phys. Rev., 1972, C6, p.769.
10. Schiavilla T., Pandharipande V.R., Wiringa R.B. — Nucl. Phys., 1986, A449, p.219.
11. Rahav A. et al. — Phys. Rev., 1992, C46, p.1167.
12. Blankleider B., Woloshyn R.M. — Phys. Rev., 1984, C29, p.538.
Friar J.L. et al. — Phys. Rev., 1990, C42, p.42.
Ciofi degli Atti C., Pace E., Salme G. — Phys. Rev., 1992, C46, p.R1591.
13. Woodward C.E. et al. — Phys. Rev. Lett., 1990, 65, p.698.
Jones-Woodward C.E. et al. — Phys. Rev., 1991, C44, p.R571.
Thompson A.K. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, 68, p.2901.
Meyerhoff M. et al. — Phys. Lett., 1994, B327, p.201.
14. Bizard G. et al. — Phys. Rev., 1980, C22, p.1632.
15. Das R.K. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, 68, p.1112.
16. Arvieux J. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1988, A273, p.48.
17. Lacombe M. et al. — Phys. Lett., 1981, B101, p.139.
18. Sitnik I.M., Ladygin V.P., Rekalo M.P. — Yad. Fiz., 1994, 57, p.1270.
19. Ladygin V.P., Ladygina N.B. — JINR Preprint E1-95-279, Dubna, 1994, to be published in «Yad. Fiz.», 1995, 58.
20. Ladygin V.P., Ladygina N.B. — Talk held at Int. Workshop «Status and Perspectives of Relativistic Nuclear Physics», Varna, Bulgaria, June, 1994.
21. Strunov L.N. et al. — Talk held at Int. Symposium Deuteron-95, Dubna, Russia, July, 1995, to be published.
22. Ball J. et al. — Polarized Target for Nucleon Experiments at Saturne-2.
23. Lehanoine-LeLuc C., Lehar F. — Rev. Mod. Phys., 1993, 65, p.47.
24. Hersman B. et al. — Talk held at Int. Symposium Deuteron-95, Dubna, Russia, July, 1995, to be published.
25. Prokofiev A.N. et al. — Private communication.

Received on July 26, 1995.

УДК 621.013.3 + 537.312.62

INVESTIGATIONS OF THE NOISE PERFORMANCES OF THE FET АП354Г AT LOW TEMPERATURE

S.V.Uchaikin

Noise performances of the GaAs MES FET АП354Г are investigated at the low temperature. The noise voltage of the transistors is $0.25 \pm 0.4 \text{ nV/Hz}^{1/2}$ at the optimal drain current $30 \pm 100 \text{ mA}$ at the temperature of liquid helium. The optimal value of the signal source impedance is $20 \pm 100 \text{ k}\Omega$. It was exposed that the transistor without package had advantage compared with the packaged transistors due to a better condition for cooling at the liquid nitrogen.

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

Исследование шумовых характеристик транзисторов АП354Г при низких температурах

С.В.Учайкин

Исследованы шумовые характеристики полевых арсенид галлиевых транзисторов АП354Г при низких температурах. При работе в жидком гелии эквивалентная э.д.с. шума транзисторов составила $0,25 \pm 0,4 \text{ нВ/Гц}^{1/2}$ при оптимальном токе стока $30 \pm 100 \text{ мА}$. Оптимальное значение сопротивления источника сигнала для исследованных транзисторов — $20 \pm 100 \text{ кОм}$. Выяснено, что вследствие лучших условий охлаждения при работе в жидком азоте бескорпусные транзисторы имеют более хорошие шумовые характеристики, чем корпусные.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Introduction

The cooled amplifiers often are used in Low Temperature Physics. Their usage does not only decrease intrinsic noises but improves all the measurement system performances due to the sensors and amplifier to be located closer to each other. In this case the influence of the ambient noises decreases because the length of small signal wires diminishes. In the case of resonance circuits of sensor sampling the quality factor of selective schemes increases and their performances increase too.

Traditional GaAs transistors are used as active elements of the cooled amplifiers at the temperature range lower than 77 K . In this material the energy of the dopant activation is very low and carriers do not freeze out at the temperature of liquid helium.

In this paper the investigation of the noise performances of the GaAs MESFET АП354Г (NPO «Saturn», Ukraine) with and without package is described.

Method

The simplest scheme for the input circuit noise of the amplifier is shown in Figure 1. Here C_{in} is the input capacitance mainly determined with the gate-source capacitance C_{gs} , e_n and i_n are equivalent sources of the noise voltage and current.

It is known that for the field-effect transistors the sources of the noise voltage are the thermal noise of the channel resistance $V_{n_{ch}}$ and low frequency fluctuations caused by the fluctuations of the velocity of the charge carrier recombination in the nonsaturated region $V_{n_f}^2(\omega)$:

$$e_n^2 = V_{n_{ch}}^2 + V_{n_f}^2(\omega). \quad (1)$$

The first part of the equation can be expressed with the effective temperature of the channel, T_{ch} , and its transconductance, g_m , the second one depends on technological factors and is hard to be calculated:

$$e_n^2 = \frac{8}{3} \frac{k_B T_{ch}}{g_m} + V_{n_f}^2(\omega). \quad (2)$$

The current noise also consists of two parts. The first one, $I_{n_{ch}}$, is caused by the noise voltage fluctuations along the channel which induce the noise charge in the gate since the gate is capacitively coupled to the channel through C_{gs} ; the second is the shot noise of the gate leakage current I_{n_g} :

$$i_n^2 = I_{n_{ch}}^2 + I_{n_g}^2. \quad (3)$$

These parts can be expressed with transconductance g_m , the effective temperature of the corresponding part of channel T_{ch}^* , the gate-source capacitance C_{gs} and the gate leakage current I_g :

$$i_n^2 = \frac{16}{15} \frac{k_B T_{ch}^* C_{gs}}{g_m} + 2eI_g. \quad (4)$$

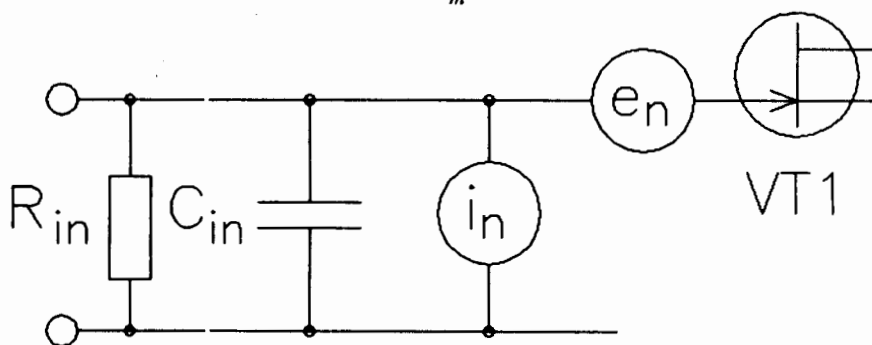


Fig.1. The equivalent diagram of the input circuit of the FET amplifier

Experiment and Discussion

We have investigated the temperature curves of the transconductance, input impedance and noise of the 20 transistors. The temperature curves of the transconductance g_m at different drain current are shown in Figure 2. As usual for the field effect transistors the temperature diagrams $g_m(T)$ repeat the temperature diagrams of the carrier mobility $\mu(T)$ [2]:

$$g_m = \frac{\rho_t L_w n_1^{1/2} q}{L_l} \mu T, \quad (5)$$

where ρ_t is the technological factor; L_w , width of the channel; n_1 , dopant density; q , charge of electron; L_l , length of the channel. Two parts of the diagram can be seen. In the temperature range higher than 50 K the mobility is determined mainly with the scattering on phonons and proportional to $T^{3/2}$. At the lower temperature the mobility usually decreases because of the scattering on the impurity centers. But for high doping materials the influence of the impurity centers decreases due to the shielding effect of the carriers. In the result, the plateaus on the temperature diagram are obtained when the temperature is lower than 50 K.

The gate leakage current decreases with the ambient temperature and is not measurable in the temperature range lower 100 K (Figure 3).

Following the approach from [1] the contribution of each noise source is determined. We have neglected the noise due to the load resistance. The typical results are shown in Figures 4 and 5. The first part of the equation (1,3) is independent of the frequency, the second one is in inverse proportion to the frequency. It is seen from Figure 4 that the low frequency fluctuation $V_{n_f}^2(\omega)$ is negligibly small at the low temperature and this frequency region. The other part is lower by several times.

The second part of dependence $i_n(t)$ is independent of the frequency, the first is in direct proportional to the frequency. It is seen from Figure 5 that shot noise of the gate leakage current I_n is invisible at low temperature.

The optimal value of the signal source impedance R_{opt} is:

$$R_{opt} = \frac{e_n}{i_n}. \quad (6)$$

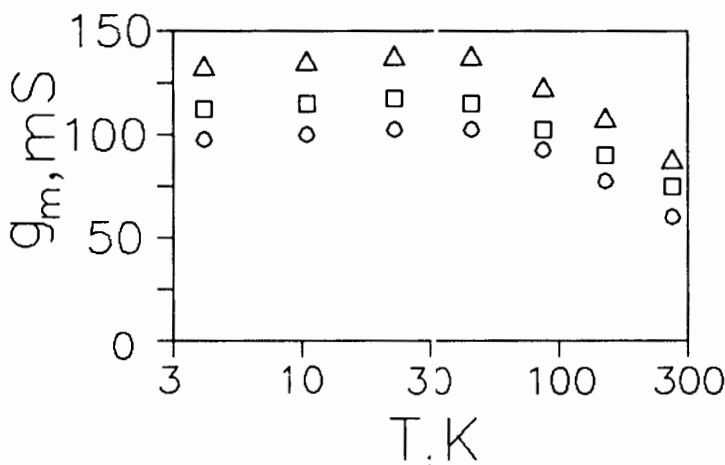


Fig.2. The temperature curves of the transconductance of the transistor АП354Г. The drain current is: ○ — 8 mA, □ — 15 mA, △ — 35 mA

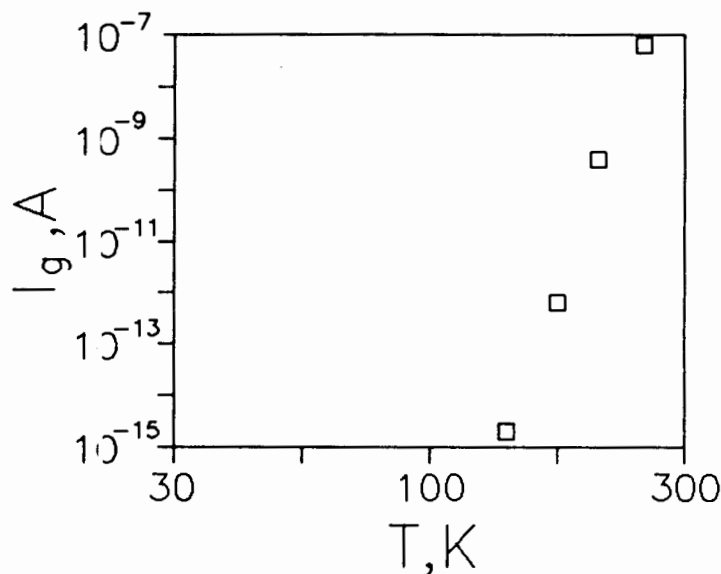


Fig.3. The temperature curve of the gate leakage current I_g of the transistor АП354Г

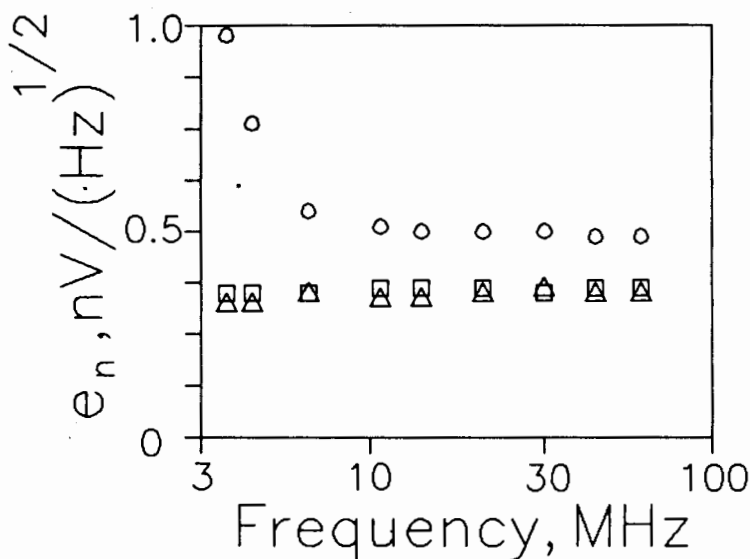


Fig.4. The frequency curves of the voltage at different temperatures. $\circ$ — 300 K, $\square$ — 77 K $\triangle$ — 4.2 K

The combined effect of the noise sources is minimized for this value of the signal source impedance. R_{opt} is 30+100 k Ω for АП354Г at this frequency range.

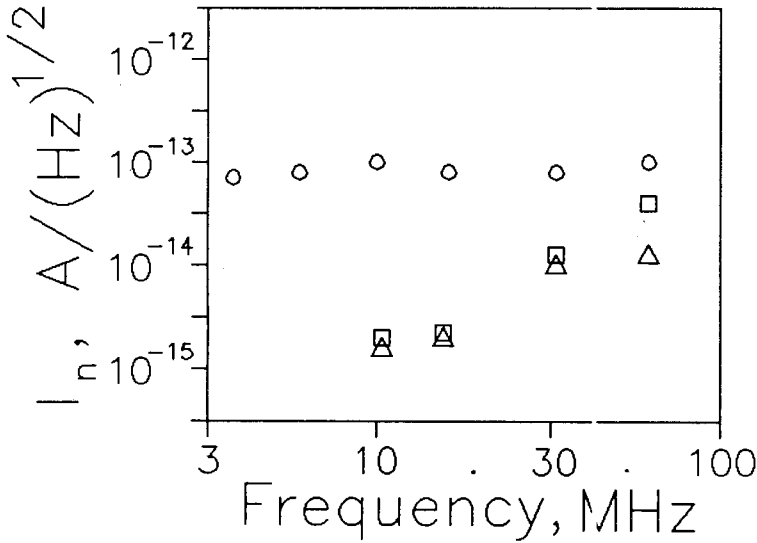


Fig.5. The frequency curves of the noise current i_n at different temperatures. $\circ$ — 300 K, $\square$ — 77 K, $\triangle$ — 4.2 K

Using the equations (3,4), we have calculated the ambient temperature curves of the effective temperatures T_{ch} and T_{ch}^* . It was assumed that T_{ch} and T_{ch}^* could be decreases using the transistors without a package. In this case we have a possibility to create a better condition for cooling at the liquid nitrogen and helium. For this purpose we have measured transistors with a hole in the package. The results of the measurements of the noise voltage with and without a hole are shown in tabular. The transistors without a package have shown the same results.

Temperature	293 K		77K		4.2 K	
Transistor	T_{ch} , K	T_{ch}^* , K	T_{ch} , K	T_{ch}^* , K	T_{ch} , K	T_{ch}^* , K
With package	300 ± 30	—	85 ± 10	85 ± 30	75 ± 10	80 ± 30
Without package	300 ± 30	—	75 ± 8	85 ± 30	72 ± 8	80 ± 30

The transistors with and without a package were cooled many times with a cooling speed of 5 K/s. They did not show any degradation of their characteristics.

The amplifier (Figure 6) utilized a cooled transistor АП354Г as the input device was constructed [3]. The input noise of the amplifier is $0.5 \text{ nV/Hz}^{1/2}$ at 4.2+100 K. The power dissipation is 25 mW. The amplifier is used in a HTS SQUID magnetometer. The additional noise of the magnetometer due to amplifier is $5 \cdot 10^{-6} \Phi_0/\text{Hz}^{1/2}$ at the transfer function $\partial V/\partial \Phi \cong 100 \text{ } \mu\text{V}/\Phi_0$. It is lower than the noise of usual HTS SQUIDs by several times.

УДК 539.125.46+517.927.25+519.624.2

ENERGY LEVEL SCHEME OF $\bar{p}$ He⁺ SYSTEM IN AN IMPROVED ADIABATIC APPROACH

I.V.Puzynin, T.P.Puzynina, V.I.Puzynin, S.I.Vinitsky

Energy level scheme of states of $\bar{p}$ He⁺ system is studied in the effective adiabatic approach which has been developed in our previous work [7]. Possibilities of experimental data fit by means of appropriate choice of effective potentials are discussed. Systematic calculations of the energy level system and their estimations are given.

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

Схема уровней энергии $\bar{p}$ He⁺-системы в улучшенном адиабатическом подходе

И.В.Пузынин, Т.П.Пузынина, В.И.Пузынин, С.И.Виницкий

Схема уровней энергии $\bar{p}$ He⁺-системы изучается в эффективном адиабатическом подходе, который был развит в нашей предыдущей работе [7]. Обсуждаются возможности фитирования экспериментальных данных с помощью подходящего набора эффективных потенциалов. Выполнены систематические расчеты уровней энергии $\bar{p}$ He⁺-системы и даны оценки их значений.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации и в Лаборатории теоретической физики им.Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

1. Introduction

Recent experiments [1] using the laser-induced saturation effect have shown that the metastable states in the atomcule $\bar{p}$ He⁺ have quantum numbers $n_{\text{max}} \approx 40$, $l_{\text{max}} \approx n_{\text{max}} - 1$, which correspond to nearly circular orbits, and the main primary population appearing at $n \approx 38$. However, an isolated atomcule has, in addition to these states, a wide range of other populated metastable states. With allowance made for these states, the total population of metastable hadronic $\bar{p}$ He⁺ states amounts up to 30%, that is six or seven times greater than the experimental values. So, for the quantitative treatment of the obtained experimental data, first of all, the systematic calculations of the initial populations and the rotational-vibrational states of the $\bar{p}$ He⁺ atomcule are the actual problem [2]. The previous study of

the exotic states has been performed in the crude Born–Oppenheimer (B–O) approximation [3–5] and adiabatic approximation [6].

In this paper the energy level scheme of states of $\bar{p}\text{He}^+$ system is studied by means of the effective adiabatic approach [7].

2. An Improved Adiabatic Approximation

The adiabatic representation is based on the expansion of the Schrödinger three-body wave function $\Psi(\bar{R}, \bar{r})$ over a complete set of the Coulomb two-center problem solutions [8] in the rotational system of coordinates [9]

$$\Psi_v^J(\bar{R}, \bar{r}) = \sum_j \Phi_j^J(\bar{r}, \bar{R}) R^{-1} \chi_{jv}^J(R). \quad (1)$$

After averaging we have an infinite system of the radial equations [10]

$$\left[\frac{d^2}{dR^2} + 2M\epsilon_{jv} - U_{ii}^J(R) \right] \chi_{iv}^J(R) = \sum_{i \neq j} U_{ij}^J(R) \chi_{iv}^J(R). \quad (2)$$

Here $U_{ij}^J(R)$ are effective potentials with fixed values of the total orbital momentum J and its projection $m = m_j$ [9]

$$U_{ii}^J(R) = 2M \left(E_i(R) - E_{1b} - \frac{2}{R} \right) + H_{ii}^{AD}(R) + \frac{J(J+1) - 2m^2}{R^2},$$

$$U_{ij}^J(R) = H_{ij}(R) + \frac{d}{dR} Q_{ij}(R) + 2Q_{ij} \frac{d}{dR} + B_{ij}^J(R),$$

$M = M_0/m_b$, M_0 is the reduced mass of nuclei, $M_0^{-1} = M_a^{-1} + M_b^{-1}$, in particular, $M_a = M_{\bar{p}}$ is the mass of antiproton, and $M_b = M_{\text{He}}$ is the mass of the Helium nucleus, m_b is the reduced electron mass, $m_b^{-1} = m_e^{-1} + M_b^{-1}$, of the separated atomic ion He^+ with the binding energy $-E_{1b} = 2$, $E_j(R)$ are eigenvalues of the Coulomb two-center problem, $-\epsilon_{jv}$ is the binding energy, $\epsilon_{jv} = E_{jv} - E_{1b}$, and E_{jv} is the energy of the three-body system $\bar{p}\text{He}^+$ in the reduced atomic units ($e = \hbar = m_b = 1$).

It should be noted that the asymptotic behavior of the effective potentials with respect to large quantum numbers may be studied by using a quasiclassical approximation [8], and the Kantorovich theorem [11] of reduction of the infinite system of equations (2) to the finite one may be proved. It makes possible to consider a finite system of equations and to use different types of approximations. One of them is usually connected with the so-called Born–Oppenheimer approximation which corresponds to the limit of infinite heavy mass of nuclei:

$$\left[\frac{d^2}{dR^2} + 2M(\epsilon_{jv} - U_{11}^J(R)) \right] \chi_v^J(R) = 0. \quad (3)$$

Here U_{11}^J is the B-O potential

$$U_{11}^J(R) = \left(E_1(R) - E_1^{AS} - \frac{2}{R} \right) + \frac{J(J+1)}{2MR^2},$$

$M = M_0/m_e$ is reduced nucleus mass, and $-\epsilon_{J\nu}$ is binding energy, $\epsilon_{J\nu} = E_{J\nu} - E_1^{AS}$, counting out $-E_1^{AS} = 2$ in a.u. ($e = \hbar = m_e = 1$). This approximation possesses an important property. It gives a lower boundary of eigenvalues $E_{J\nu}$ of the corresponding eigenvalue problem for the system of equations (2) in accordance with the Brat'sev theorem [12]. We examine this property numerically for the $dt\mu$ molecule with orbital momenta $J = 0, 1, 2$ and obtain the following lower estimations of the energy $\epsilon_{J\nu}$ in eV: $\epsilon_{00} = -329.16$, $-\epsilon_{01} = -43.66$, $\epsilon_{10} = -239.41$, $\epsilon_{11} = -8.52$, $\epsilon_{20} = -106.55$, $\epsilon_{21} = 3.40$ counting out $E_1^{AS} = -2813.25$ eV. Note

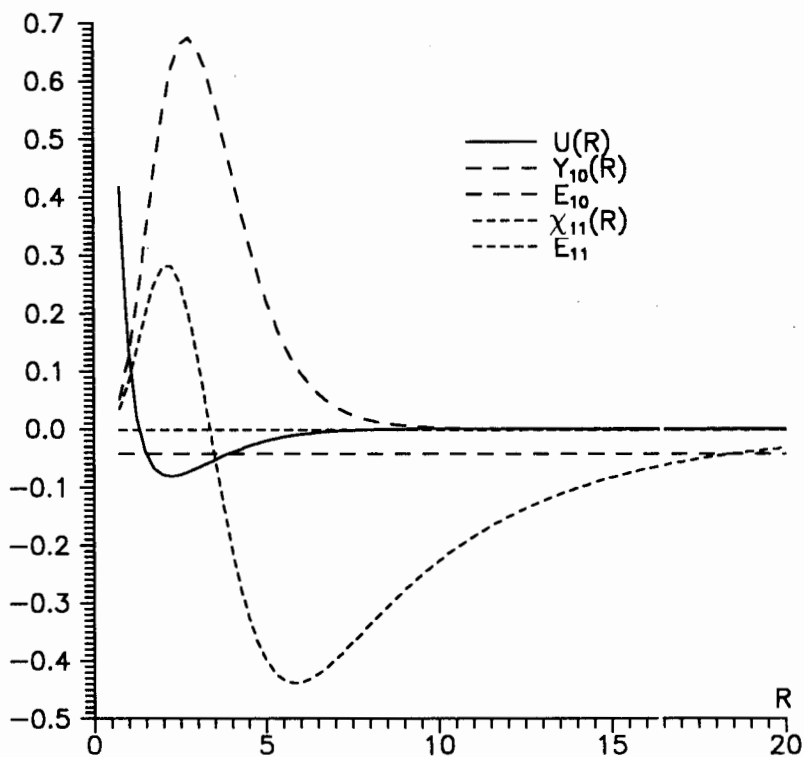


Fig.1. The potential $U(R)$, wave functions $\chi_{1i}(R)$ and energy levels E_{1i} , $i = 0, 1$ of the $dt\mu$ molecule in the Born—Oppenheimer approximation

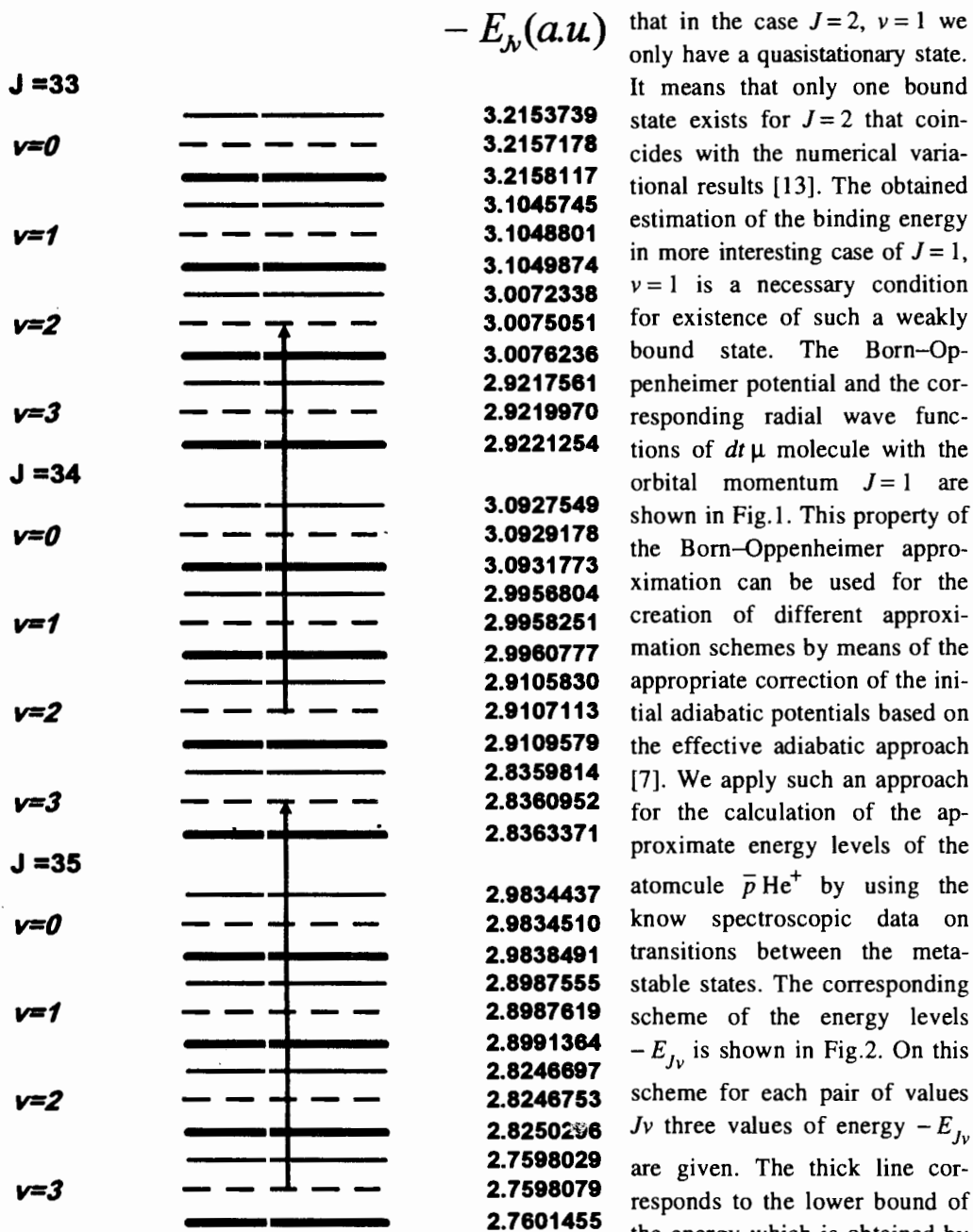


Fig.2. The scheme of the energy levels $-E_{Jv}$ (in a.u.) of the $\bar{p}^4\text{He}^+$ atomcule

that in the case $J=2$, $v=1$ we only have a quasistationary state. It means that only one bound state exists for $J=2$ that coincides with the numerical variational results [13]. The obtained estimation of the binding energy in more interesting case of $J=1$, $v=1$ is a necessary condition for existence of such a weakly bound state. The Born-Oppenheimer potential and the corresponding radial wave functions of $d\text{t}\mu$ molecule with the orbital momentum $J=1$ are shown in Fig.1. This property of the Born-Oppenheimer approximation can be used for the creation of different approximation schemes by means of the appropriate correction of the initial adiabatic potentials based on the effective adiabatic approach [7]. We apply such an approach for the calculation of the approximate energy levels of the atomcule $\bar{p}\text{He}^+$ by using the know spectroscopic data on transitions between the metastable states. The corresponding scheme of the energy levels $-E_{Jv}$ is shown in Fig.2. On this scheme for each pair of values Jv three values of energy $-E_{Jv}$ are given. The thick line corresponds to the lower bound of the energy which is obtained by means of the Born-Oppenheimer approximation (3). The thin line shows the upper estimation of the energy which is

calculated by means of the effective adiabatic approximation with the true asymptotic behavior:

$$\left[\frac{d^2}{dR^2} + 2 \frac{M}{\alpha} (\epsilon_{J\nu} - U_{11}^J(R)) \right] \chi_\nu^J(R) = 0. \quad (4)$$

Here $U_{11}^J(R)$ is the effective adiabatic potential

$$U_{11}^J(R) = \left(E_i(R) - E_1^{(as)} - \frac{2}{R} \right) + \frac{1}{2M} H_{11}(R) + \beta \frac{J(J+1)}{2MR^2},$$

the vibrational and rotational parameters α and β are approximately defined by ratio, $\alpha = \beta = M_0/M_b$, of reduced masses, $M_b^{-1} = (M_b + m_e)^{-1} + M_a^{-1}$, $M = M_0/m_b$, $-\epsilon_{J\nu}$ is binding energy, $\epsilon_{J\nu} = E_{J\nu} - E_{1b}$, counting out $-E_{1b} = 2$ in the units ($e = \hbar = m_b = 1$). In general case the parameters α and β are functions with respect to R [7,14]. Thus, for obtaining a more close upper estimation we can take into account this fact. For the typical values of orbital momentum $J \approx 30$ it leads to variations of the second order rotational correction $(2M)^{-2}J(J+1) \approx 10^{-4}$ and the third order rotational correction $(2M)^{-3}J(J+1)\sqrt{J(J+1)} \approx 10^{-6}$. It means that some improvement of the adiabatic potential may be achieved with the help of the appropriate correction of the values of the orbital momentum J . We suppose that such values of J may be obtained by fitting the known experimental data of transitions between the states [1]: $J = 34, \nu = 2$ to $J = 33, \nu = 2$ and $J = 35, \nu = 3$ to $J = 34, \nu = 3$. The dotted lines of the scheme (see Fig.2) correspond to the energy level values which are calculated by means of fitting values of orbital momentum J in the equations (4) with respect to these data. In the fitting process we use additional restrictions which resulted from the lower and upper adiabatic estimation obtained previously. Finally we have following values $J = 32.99735, 33.99859, 34.99993$ and values of the energy levels which are given in the right column of the scheme.

3. Results and Discussion

In the calculations, we made use of the following values of masses of particles: $M_p = 1836.1527m_e$, $M_{\text{He}^{2+}} = 5495.885m_e$, $M_{\text{He}^{2+}} = 7294.299m_e$ and $Ry = 13.6058041 \text{ eV}$. In order to fit the results of the numerical calculations of $\delta E = (E_{J\nu} - E_{J'\nu'})$ with experimental data, the following scale factor is applied: $\lambda(J, \nu; J', \nu')[nm] = 10^9[(E_{J\nu} - E_{J'\nu'} 2R_\infty)^{-1}]$, where $R_\infty = 10973731.538m^{-1}$ is the Rydberg constant [15]. (The approximated value of the

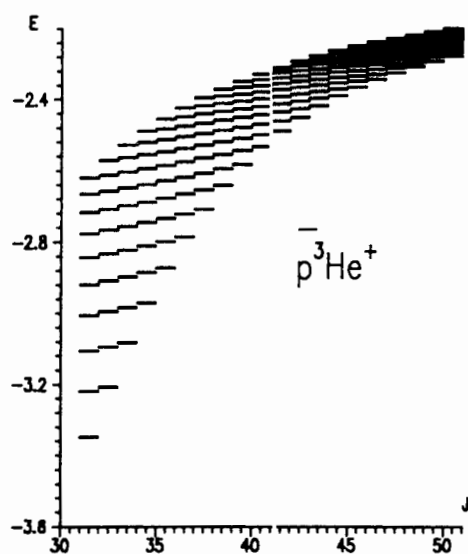


Fig.3. The energy levels $E^{J\nu}$ ($J=30-50$, $\nu=0-9$) of $\bar{p}^3\text{He}^+$ system

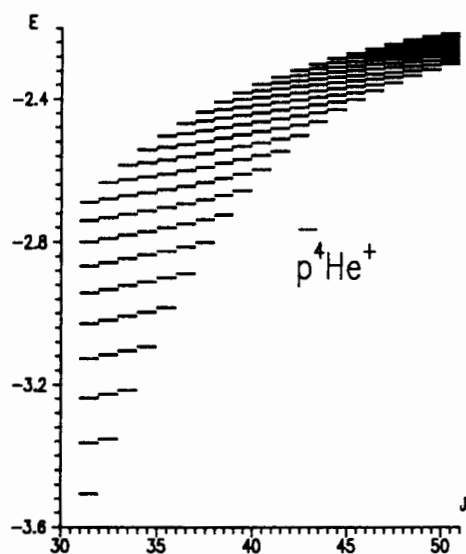


Fig.4. The energy levels $E^{J\nu}$ ($J=30-50$, $\nu=0-9$) of $\bar{p}^4\text{He}^+$ system

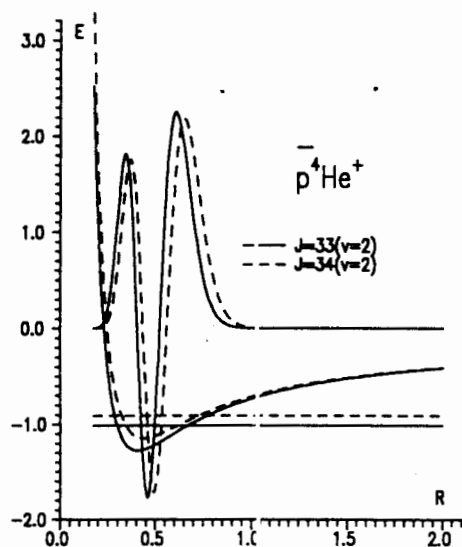


Fig.5. The potentials, wave functions and energy levels for the transition ($J=33$, $\nu=2$) to ($J=34$, $\nu=2$)

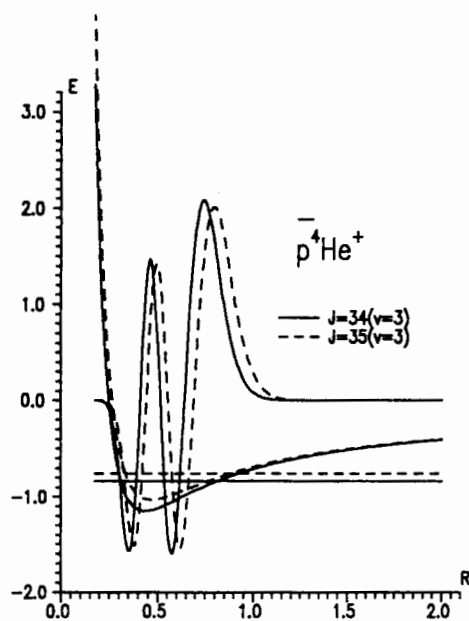


Fig.6. The potentials, wave functions and energy levels for the transition ($J=34$, $\nu=3$) to ($J=35$, $\nu=3$)

wavelength is the following: $\lambda = 45.563351/\delta E$). For the numerical solving of the eigenvalue problem we used calculating schemes and programs [16,17] which provide the accuracy of the numerical approximation of order 10^{-8} . The energy level schemes for the atomcule $\bar{p}\text{He}^+$ are shown in Figs.3,4. The adiabatic potentials and wave functions corresponding to the experimentally observed transitions $J=34, \nu=2$ to $J=33, \nu=2$ and $J=35, \nu=3$ to $J=34, \nu=3$ with wavelengths [1]: $\lambda(34, 2; 33, 2) = 470.725 \text{ nm}$, and $\lambda(35, 3; 34, 3) = 597.259 \pm 0.002 \text{ nm}$ are shown in Figs.5,6. We give, as example, the lower estimations of the energy levels of the atomcule $\bar{p}\text{He}^+$ for $J=31, \dots, 50$ in Tables 1,2. We suppose that the further development of the proposed approach will provide an alternative way of other cumbersome calculations.

Table 1. Energy levels E^J_ν ($\nu=0-9$) of $\bar{p}^3\text{He}^+$ system for $J=31, \dots, 40$

	$J=31$	$J=32$	$J=33$	$J=34$	$J=35$
$\nu=0$	-3.348098	-3.207149	-3.081765	-2.970423	-2.871799
$\nu=1$	-3.218832	-3.093983	-2.983073	-2.884748	-2.797815
$\nu=2$	-3.105510	-2.994993	-2.896942	-2.810138	-2.733488
$\nu=3$	-3.006239	-2.908440	-2.821762	-2.745093	-2.677422
$\nu=4$	-2.919294	-2.832736	-2.756062	-2.688250	-2.628368
$\nu=5$	-2.843107	-2.766438	-2.698514	-2.638400	-2.585237
$\nu=6$	-2.776260	-2.708246	-2.647938	-2.594481	-2.547095
$\nu=7$	-2.717477	-2.657007	-2.603300	-2.555584	-2.513158
$\nu=8$	-2.665628	-2.611708	-2.563709	-2.520940	-2.482777
$\nu=9$	-2.619721	-2.571478	-2.528410	-2.489905	-2.455417

	$J=36$	$J=37$	$J=38$	$J=39$	$J=40$
$\nu=0$	-2.784731	-2.708176	-2.641179	-2.582843	-2.532294
$\nu=1$	-2.721201	-2.653926	-2.595074	-2.543773	-2.499181
$\nu=2$	-2.665993	-2.606727	-2.554821	-2.509447	-2.469826
$\nu=3$	-2.617819	-2.565415	-2.519399	-2.479013	-2.443555
$\nu=4$	-2.575551	-2.529000	-2.487974	-2.451795	-2.419849

Table 1 (Continuation)

	$J = 36$	$J = 37$	$J = 38$	$J = 39$	$J = 40$
$\nu = 5$	-2.531234	-2.496666	-2.459874	-2.427263	-2.398305
$\nu = 6$	-2.505066	-2.467749	-2.434565	-2.405002	-2.378610
$\nu = 7$	-2.475389	-2.441710	-2.411620	-2.384682	-2.360514
$\nu = 8$	-2.448667	-2.418117	-2.390699	-2.366039	-2.343814
$\nu = 9$	-2.424464	-2.396624	-2.371529	-2.348861	-2.328348

	$J = 41$	$J = 42$	$J = 43$	$J = 44$	$J = 45$
$\nu = 0$	-2.488664	-2.451083	-2.418692	-2.390673	-2.366285
$\nu = 1$	-2.460481	-2.426891	-2.397676	-2.372165	-2.349766
$\nu = 2$	-2.435221	-2.404956	-2.378417	-2.355055	-2.334391
$\nu = 3$	-2.412384	-2.384927	-2.360674	-2.339176	-2.320042
$\nu = 4$	-2.391588	-2.366532	-2.344257	-2.324395	-2.306622
$\nu = 5$	-2.372538	-2.349558	-2.329014	-2.310600	-2.294045
$\nu = 6$	-2.355300	-2.333834	-2.314818	-2.297695	-2.282237
$\nu = 7$	-2.338788	-2.319220	-2.301563	-2.285599	-2.271136
$\nu = 8$	-2.323748	-2.305599	-2.289159	-2.274242	-2.260682
$\nu = 9$	-2.309753	-2.292873	-2.277529	-2.263561	-2.250826

	$J = 45$	$J = 47$	$J = 48$	$J = 49$	$J = 50$
$\nu = 0$	-2.344386	-2.325946	-2.309034	-2.293811	-2.280006
$\nu = 1$	-2.329166	-2.312336	-2.296520	-2.282230	-2.269236
$\nu = 2$	-2.316110	-2.299558	-2.284739	-2.271308	-2.259061
$\nu = 3$	-2.302130	-2.87546	-2.273638	-2.260996	-2.249441
$\nu = 4$	-2.290152	-2.276239	-2.263166	-2.251250	-2.240337

Table 1 (Continuation)

	$J = 46$	$J = 47$	$J = 48$	$J = 49$	$J = 50$
$\nu = 5$	-2.279109	-2.265581	-2.253276	-2.242032	-2.231713
$\nu = 6$	-2.268241	-2.255525	-2.243926	-2.233305	-2.223539
$\nu = 7$	-2.257997	-2.246025	-2.235079	-2.225035	-2.215782
$\nu = 8$	-2.248328	-2.237042	-2.226700	-2.217191	-2.208417
$\nu = 9$	-2.239192	-2.228539	-2.218757	-2.209746	-2.201418

Table 2. Energy levels E^J ($\nu = 0-9$) of $\bar{p}^4\text{He}^+$ system for $J = 31, \dots, 40$

	$J = 31$	$J = 32$	$J = 33$	$J = 34$	$J = 35$
$\nu = 0$	-3.506820	-3.353153	-3.215812	-3.093177	-2.983849
$\nu = 1$	-3.63873	-3.227111	-3.104987	-2.996078	-2.899136
$\nu = 2$	-3.237806	-3.116151	-3.007623	-2.910958	-2.825030
$\nu = 3$	-3.126711	-3.018536	-2.922125	-2.836337	-2.760145
$\nu = 4$	-3.028858	-2.932684	-2.847030	-2.770885	-2.703224
$\nu = 5$	-2.942677	-2.857151	-2.781005	-2.713289	-2.653134
$\nu = 6$	-2.866737	-2.790624	-2.722843	-2.662527	-2.608880
$\nu = 7$	-2.799745	-2.731916	-2.671465	-2.617599	-2.569594
$\nu = 8$	-2.749533	-2.679970	-2.625918	-2.577659	-2.534539
$\nu = 9$	-2.688063	-2.633852	-2.585372	-2.541980	-2.503091

	$J = 36$	$J = 37$	$J = 38$	$J = 39$	$J = 40$
$\nu = 0$	-2.886607	-2.800375	$J = 38-2.724189$	-2.657170	-2.598491
$\nu = 1$	-2.813061	-2.736859	-2.669628	-2.610523	-2.558743
$\nu = 2$	-2.748828	-2.6811430	-2.621982	-2.569679	-2.523761
$\nu = 3$	-2.692616	-2.632887	-2.580154	-2.533666	-2.492715
$\nu = 4$	-2.643262	-2.590172	-2.543207	-2.501676	-2.464938

Table 2 (Continuation)

	$J = 36$	$J = 37$	$J = 38$	$J = 39$	$J = 40$
$\nu = 5$	-2.595742	-2.552375	-2.510352	-2.473050	-2.439901
$\nu = 6$	-2.561169	-2.518726	-2.480939	-2.447255	-2.417180
$\nu = 7$	-2.526789	-2.488583	-2.454435	-2.423864	-2.396442
$\nu = 8$	-2.495969	-2.461417	-2.430411	-2.402533	-2.377417
$\nu = 9$	-2.468186	-2.436797	-2.408517	-2.382983	-2.359885

	$J = 41$	$J = 42$	$J = 43$	$J = 44$	$J = 45$
$\nu = 0$	-2.547355	-2.502973	-2.464554	-2.431309	-2.402474
$\nu = 1$	-2.513514	-2.474085	-2.439728	-2.409756	-2.383529
$\nu = 2$	-2.483500	-2.448210	-2.417251	-2.390035	-2.366034
$\nu = 3$	-2.456540	-2.424835	-2.396748	-2.371886	-2.349812
$\nu = 4$	-2.432110	-2.403564	-2.377933	-2.355105	-2.334717
$\nu = 5$	-2.410197	-2.384089	-2.360582	-2.339531	-2.320632
$\nu = 6$	-2.390179	-2.366168	-2.344515	-2.325029	-2.307457
$\nu = 7$	-2.371197	-2.349605	-2.329584	-2.311490	-2.295106
$\nu = 8$	-2.354145	-2.334242	-2.315669	-2.298818	-2.283507
$\nu = 9$	-2.338551	-2.319946	-2.302666	-2.286835	-2.272594

	$J = 46$	$J = 47$	$J = 48$	$J = 49$	$J = 50$
$\nu = 0$	-2.377342	-2.355284	-2.335770	-2.318361	-2.302707
$\nu = 1$	-2.360472	-2.340081	-2.321927	-2.305650	-2.290956
$\nu = 2$	-2.344780	-2.325862	-2.308928	-2.293679	-2.279864
$\nu = 3$	-2.330141	-2.312536	-2.296704	-2.282392	-2.269385
$\nu = 4$	-2.316451	-2.300024	-2.285192	-2.271737	-2.259475

Table 2. (Continuation)

	$J = 46$	$J = 47$	$J = 48$	$J = 49$	$J = 50$
$\nu = 5$	-2.303620	-2.288258	-2.274336	-2.261668	-2.250094
$\nu = 6$	-2.291573	-2.277176	-2.264087	-2.252144	-2.241206
$\nu = 7$	-2.280242	-2.266725	-2.254400	-2.243126	-2.232778
$\nu = 8$	-2.269569	-2.256857	-2.245234	-2.234578	-2.224778
$\nu = 9$	-2.259502	-2.247528	-2.236554	-2.226470	-2.217180

Acknowledgments

We would like to thank Prof. G.Ya.Korenman for useful discussions. I.V.Puzynin and T.P.Puzynina are grateful to Russian Foundation for Fundamental Research RFFR (Grant 94-01-01119) for support.

References

1. Yamazaki T. — Invited talk at the International Conference on Low-Energy Antiproton Physics LEAP94, September 12—17, 1994, Bled, Slovenia.
2. Korenman G.Ya. — Invited talk at the International Workshop on Mesons and Nuclei at Intermediate Energies, 1994, Dubna, Russia; see also in the Book of Abstracts, JINR, E4-94-123, Dubna, 1994.
3. Russel J.E. — Phys. Rev., 1970, A1, p.721; 1970, 1, p.735; 1, 1970, p.742.
4. Ahlrichs R., Dumbrajs O., Pilkuhn H., Schlaile H.G. — Z.Phys., 1982, A306, p.297.
5. Shimamura I. — Phys. Rev., 1992, A46, p.3776.
6. Greenland P.T., Thurwachter R. — Hyperfine Interactions, 1993, 76, p.355.
7. Puzynin I.V., Puzynina T.P., Smirnov Yu.S., Vinitsky S.I. — Hyperfine Interactions, 1993, 82, p.73.
8. Komarov I.V., Ponomarev L.I., Slavyanov S.Yu. — Spheroidal and Coulomb Spheroidal Functions, Moscow, Nauka, 1976.
9. Vinitsky S.I., Ponomarev L.I. — Fiz. Elem. Chastits At. Yad'a, 1982, 13, p.1336 (Sov. J. Part. Nucl., 1982, 13, p.557).
10. Puzynin I.V., Vinitsky S.I. — Muon Catalyzed Fusion, 1988, 3, p.307.
11. Kantorovich L.V., Krylov V.I. — Priblizhennyye Methody Vysshego Analiza (Approximate Methods of Higher Analysis) Moscow, Gostechizdat, 1952.

12. Brat'cev D.F. — Dekl. Akad. Nauk USSR, 1965, 160, p.570.
13. Korobov V.I., Puzynin I.V., Vinitsky S.I. — Muon Catalyzed Fusion, 1992, 7, p.63.
14. Ponomarev L.I., Vinitsky S.I., Vukajlovich F.R. — J. Phys., 1980, B13, p.847—867.
15. Cohen E.R., Taylor B.N. — J. Research Nat. Bur. Stand., 1987, 92, p.85.
16. Ponomarev L.I., Puzynina T.P. — Zh. Vychisl. Math., 1968, 8, p.1256.
17. Puzynin I.V., Puzynina T.P., Strizh T.A. — JINR Preprint P4-87-332, Dubna, 1987.

УДК 539.172.17

ШИРИНЫ РАСПАДА ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР Ra И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ ОПИСАНИЯ В СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДЕВОЗБУЖДЕНИЯ КОМПАУНД-ЯДЕР

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, А.В.Еремин, А.П. Кабаченко, О.Н.Малышев, Ю.А.Музычка, Ю.Ц.Оганесян, А.Г.Попеко, Б.И.Пустыльник, Р.Н.Сагайдак, А.В.Тараненко, Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепизин

Для компаунд-ядер $^{216,218,220}\text{Ra}$, полученных в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$, были измерены функции возбуждения для xn -, pxn - и αxn -каналов распада в области энергий возбуждения от 40 до 130 МэВ. За счет использования реакций на трех изотопах платины в работе с хорошей степенью точности измерены отношения сечений испарительных реакций, приводящих к образованию одного и того же конечного ядра, но с различным числом ступеней в испарительном каскаде, что позволило определить экспериментальные величины приведенных нейтронных ширин при высоких энергиях возбуждения компаунд-ядра. Установлено, что во всем диапазоне энергий возбуждения сечения образования испарительных продуктов в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ хорошо описываются в рамках статистической модели испарения с учетом оболочечных поправок по Игнатьюку. Как показывают наши настоящие и предыдущие исследования, использование такого подхода позволяет с одним набором модельных параметров ($C = 0,6 + 0,7$ и $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1,00$) правильно описывать величины сечений образования испарительных продуктов в широкой области компаунд-ядер — от Bi до U. Кроме того, как показало сравнение с расчетом, величины отношений сечений чрезвычайно чувствительны к значению параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ и позволяют определить его с высокой степенью точности. Таким образом, тестирование расчетов по двум наборам экспериментальных данных — сечения образования и отношения сечений — позволяет независимо определять значения обоих основных параметров модели C и $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$. Проведенные расчеты показали, что для доактинидных ядер значительная часть предделительных нейтронов (от 50 до 100%) являются председловыми. Таким образом, можно констатировать, что для исследованных ядер расчеты по статистической модели вполне удовлетворительно описывают как ширины распада сильновозбужденных ядер, так и множественность предделительных частиц вплоть до энергии ~130 МэВ.

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

Decay Widths of Highly Excited Ra Compound Nuclei and Their Description in Terms of Statistical Model of the Compound Nucleus De-Excitation

A.N.Andreyev et al.

Excitation functions have been measured for the xn , pxn and αxn decay channels of the compound nuclei of $^{216,218,220}\text{Ra}$ produced in the reactions $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ in the excitation energy range of 40 + 130 MeV. Due to the employment of three platinum isotope targets,

cross-section ratios have been measured with a high degree of accuracy for reactions leading to the same final cold products after termination of evaporation cascades of different numbers of stages. This allowed us to obtain the experimental values for the reduced neutron widths of the compound nuclei at high excitation energy. It is shown that the evaporation reaction cross sections are well described in the framework of the statistical model taking into account shell effects according to Ignatyuk. Out present, and also earlier, investigations show that such calculations making use of one single set of the model parameters — the scaling factor to the liquid-drop fission barrier of Cohen, Plasil and Swiatecki $C = 0.6-0.7$ and the ratio of the level density parameters $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1.0$ — reproduce correctly cross sections of evaporation reactions in a wide range of compound nuclei extending from Bi to U. The calculations showed that the cross section ratios are exceptionally sensitive to the value of $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ and are very suitable for its high accuracy determination. By fitting two sets of experimental data — the absolute cross section values and the cross sections ratio — we disentangled the roles of the parameters C and $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ and obtained their values. The calculations showed that, for the pre-actinide compound nuclei, the valuable part of pre-fission neutrons (from 50 to 100%) is emitted before the saddle point (pre-saddle neutrons). Thus, we conclude that our statistical model calculations reproduce quite satisfactory reaction cross sections as well as decay widths and pre-fission neutron multiplicities for the studied compound nuclei having the excitation energy of up to 130 MeV.

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

1. Введение

Реакции между сложными ядрами, идущие через стадию образования составного ядра, являются хорошим инструментом исследований как термодинамических характеристик ядерной материи (температура нагретых ядер, ширины распадов), так и ее динамических характеристик (скорость диссипации энергии, вязкость и другие). При этом экспериментальные данные обычно используются в качестве теста, позволяющего определять величины модельных параметров в рамках того или иного теоретического подхода к описанию процессов образования и девозбуждения компаунд-ядра и их зависимости от экспериментально контролируемых физических параметров, таких, как энергия возбуждения, переданный импульс, массовая асимметрия во входном канале реакции и т.д. Полученный в последнее время большой массив экспериментальных данных о числе предделительных нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами стимулировал широкую дискуссию о механизмах их испускания и факторах, определяющих делительную ширину возбужденного компаунд-ядра [1,2]. Один из аспектов этой дискуссии обусловлен тем фактом, что наблюдаемое в экспериментах число предделительных нейтронов больше, чем это следует из расчетов по статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, и это различие увеличивается с ростом энергии возбуждения. Для объяснения такого различия были разработаны и широко используются новые подходы для определения делительной ширины, учитывающие влияние эффектов ядерной вязкости или трения [3,4]. Однако, на наш взгляд, при обсуждении расхождений между экспериментом и расчетом несколько недооценивается тот известный факт, что фитирование модельных расчетов по интегральному сечению деления практически не накладывает существенных ограничений на расчетное число предделительных нейтронов — $\langle \nu_{pre} \rangle$. Так, например, в работах [5,6] было показано, что при коррелированном изменении параметров статистической модели, определяющих плотность уровней

и величину жидкокапельного барьера, можно увеличить $\langle v_{\text{pre}} \rangle$ в 2,5 раза при сохранении удовлетворительного описания функций возбуждения для делительной моды распада. Это не представляется удивительным, т.к. величина $\langle v_{\text{pre}} \rangle$ чрезвычайно чувствительна к величинам $\Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}}$ на первых ступенях девозбуждения, в то время как интегральное сечение деления зависит от многих параметров расчета. Поэтому вопрос о реалистичности параметров, использующихся в расчетах по статистической модели при описании распада возбужденных делящихся компаунд-ядер, становится чрезвычайно важным и актуальным при интерпретации экспериментальных данных. Для развития и параметризации новых динамических подходов необходимо сначала четко выделить из экспериментальных данных ту их часть, которая реально не может быть описана в классической статистической модели с ее минимальным набором требований к процессу, а именно, чтобы процесс был полностью термализован и соотношение между различными модами распада определялось только их статистическими весами в фазовом пространстве.

Данная работа является продолжением наших исследований сечений образования испарительных продуктов в реакциях полного слияния в области ядер от Bi до U [7—9]. Для компаунд-ядер $^{216,218,220}\text{Ra}$, полученных в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$, были измерены функции возбуждения для x п-, p хп- и α хп-каналов распада в области энергий возбуждения от 40 до 130 МэВ. Некоторые предварительные результаты экспериментов обсуждались ранее в работах [10,11]. Наш интерес при исследовании этих реакций, с одной стороны, был обусловлен возможностью получения информации о влиянии оболочечных эффектов на распад высоковозбужденных составных ядер, с другой стороны — мы хотели проверить применимость статистической модели для описания соотношений ширин распадов, включая делительную ширину, и множественности предразрывных частиц (точнее, председловых) в широкой области энергий возбуждения. За счет использования реакций на трех изотопах платины в работе с хорошей степенью точности были измерены отношения сечений испарительных реакций, приводящих к образованию одного и того же конечного ядра, но с различным числом ступеней в испарительном каскаде. Этот набор экспериментальных данных является существенным и, как будет показано далее, достаточно жестким дополнительным условием, которому должна удовлетворять модель, претендующая на правильное описание процесса распада составного ядра и дающая возможность получения прямой экспериментальной информации о делимости ядра на первых ступенях испарительного каскада.

2. Экспериментальная методика

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Использовались пучки ионов ^{22}Ne с энергиями 135, 160, 176 и 192 МэВ. Интенсивность пучка на мишени ограничивалась и была равной $2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Изменение энергии бомбардирующих ионов с шагом 3 ± 6 МэВ проводилось с помощью алюминиевых и титановых поглотителей.

В экспериментах использовались неподвижные мишени из разделенных изотопов платины — $^{194}, ^{196}, ^{198}\text{Pt}$ на тонких алюминиевых ($0,4 \text{ мг/см}^2$) подложках. Мишени были изготовлены методом напыления. Изотопный состав мишеней и их толщины приведены в табл.1. Измерение толщин мишеней проводилось с использованием метода рентгенофлуоресцентного анализа после их изготовления и после проведения экспериментов. Проверка результатов на воспроизводимость показала, что точность измерений отношений толщин мишеней составляет $\pm 5\%$, абсолютных значений толщин — $\pm 15\%$.

Энергия бомбардирующих частиц измерялась полупроводниковым детектором, расположенным после мишени, по энергии ионов, рассеянных на угол 30° . Калибровка детектора осуществлялась с помощью стандартных α -источников. Поправки на не-ионизационные потери энергии и потери энергии в «мертвом» слое детектора не учитывались. Такая методика измерений позволяет определять абсолютные величины энергий бомбардирующих ионов с $A \leq 40$ с точностью $\pm (1,0 + 1,5)\%$, т.е. $\pm 2,0 \text{ МэВ}$ для описываемых экспериментов. Точность определения относительных величин энергий ионов в 2—3 раза лучше и составляет $\pm (0,7 + 1,0) \text{ МэВ}$.

Продукты реакций полного слияния отделялись от продуктов реакций глубоконеупругих передач и бомбардирующих ионов с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА [12,13]. Это трехступенчатый электростатический сепаратор с телесным углом захвата 15 мср и полосой пропускания $\pm 10\%$ по электрической жесткости. При быстросействии, близком к одной микросекунде, он обеспечивает эффективное разделение продуктов реакций полного слияния, продуктов реакций передач и бомбардирующего пучка. Эффективность сепарации продуктов полного слияния зависит от массы бомбардирующего иона и для компаунд-ядер с $A > 200$ меняется от 3% для реакций с ионами кислорода до 25% для реакций с ионами аргона и кальция.

Регистрация ядер-отдачи и измерение энергий их α -распадов осуществлялось в фокальной плоскости сепаратора детектирующей системой [14] из двух широкоапертурных времяпролетных детекторов с временным разрешением $0,5 \text{ нс}$ и восьмистрипового полупроводникового детектора с полным размером $50 \times 70 \text{ мм}$ и разрешением 30 кэВ для α -частиц с энергиями в диапазоне от 6 до 9 МэВ. Идентификация нуклидов проводилась по энергии α -распада и функции возбуждения. Эффективность сепаратора в данных экспериментах измерялась с использованием калибровочной реакции $^{22}\text{Ne} (135 \text{ МэВ}) + \text{ест. W} (340 \text{ мкг/см}^2)$ и была равной $(3,7 \pm 0,5)\%$. Для измерения эффективности использовался метод измерения отношения α -активности в фокальной

плоскости сепаратора и на сборнике, расположенном после мишени [9]. Для того чтобы уменьшить влияние нестатистических факторов на отношение сечений, основная часть измерений была выполнена в течение одного облучения при фиксированной настройке сепаратора. При заданной энергии пучка измерения проводились последовательно для

Таблица 1. Изотопный состав мишеней и их толщины

Мишень	Толщина, мг/см^2	Изотопный состав, %			
		194	195	196	198
^{194}Pt	165	83,0	13,0	3,5	0,5
^{196}Pt	315	2,3	7,1	86,8	3,8
^{198}Pt	250	2,7	4,9	5,6	85,7

каждой из трех мишеней. Замена мишеней осуществлялась автоматически с помощью дистанционного управления. Среднее время облучения мишени при фиксированной энергии пучка составляло $25 + 30$ минут. Между облучениями мишеней проводилось 10-минутное измерение для контроля за вкладом долгоживущих активностей, имплантированных в детектор. Кроме того, полный диапазон энергий пучка был условно разбит на пять поддиапазонов со средними значениями энергий бомбардирующих ионов 126, 108, 145, 167 и 185 МэВ. Измерения в поддиапазонах проводились в той последовательности, в которой они перечислены.

3. Результаты измерений

В диапазоне энергий возбуждения от 45 до 120 МэВ для компаунд-ядер $^{216,218,220}\text{Ra}$ измерены функции возбуждения для x -, px - и αx -реакций. Результаты измерений приведены в таблицах 2—4. При расчете энергий возбуждения использовались экспериментальные величины масс нуклидов из работы [15]. Значения α -вилок при расчете сечений брались из работы [16]. При обработке экспериментальных данных проведена процедура вычитания фона, связанного с немонотонностью мишеней. При этом использовались полученные в работе экспериментальные данные о выходах и форме функций возбуждения для всех трех мишеней, что позволило провести эту процедуру достаточно корректно.

Для иллюстрации на рис. 1 показаны экспериментальные функции возбуждения для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$ и приведены результаты расчета по статистической модели. Из рисунка видно, что расчет хорошо описывает сечения в максимумах выходов и форму функций возбуждения. Небольшое расхождение в положениях расчетных и экспериментальных функций возбуждения на шкале энергий возбуждения (приблизительно на 2 МэВ) не выходит за пределы точности измерения абсолютной величины энергии бомбардирующих ионов и поэтому может быть убрено простым смещением экспериментальных точек вправо на 2 МэВ. Более детальное обсуждение результатов расчета будет проведено в следующих разделах статьи.

Полученные из экспериментальных данных величины сечений образования изотопов Ra с $208 < A < 214$ в максимумах их выходов приведены в табл. 5 (в миллибарнах). Из данных табл. 5 следует, что отношение сечений образования конкретного изотопа в x - и $(x + 2)$ n -реакциях практически постоянно во всем исследованном диапазоне массовых чисел и не зависит от абсолютной величины сечения образования изотопа (из таблицы видно, что при переходе от ^{212}Ra к ^{208}Ra сечение уменьшается в 300 раз). Качественно это свидетельствует о том, что парциальная делительная ширина Γ_f на первых ступенях девозбуждения невелика и не оказывает существенного влияния на полное сечение образования нуклида.

Сделаем еще одно короткое разъяснение к табл. 5. Для трех пар изотопов ^{211}Ra — ^{212}Ra , ^{209}Ra — ^{210}Ra и ^{207}Ra — ^{208}Ra энергии α -распадов отличаются менее, чем на 10 кэВ. Использувавшийся в экспериментах детектор с разрешением 30 кэВ не позволял разделить α -активности этих пар. Поэтому для этих случаев измеренные функции возбуждения представляют сумму x - и $(x + 1)$ n -реакций. Однако величины сечений в

Таблица 2. Функции возбуждения для α -реакций

$^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$						
$E_{\text{Ne}},$ МэВ	$E^*,$ МэВ	Сечения, мб				
		5n	6n	7n	8-9n	10-11n
103,5	45	27,3	5,0			
106,5	47,7	23,5	12,5			
110,0	50,8	13,8	27,7	2,5		
113,5	53,7	5,1	35,1	4,4		
119,0	58,9	1,5	31,6	10,5		
124,0	63,4	0,4	14,2	19,0	2,4	
129,0	67,9		4,1	20,2	5,5	
133,0	71,5		1,6	18,8	8,7	
137,0	75,1		0,6	9,0	10,5	
143,0	80,5			2,9	10,4	0,25
149,5	86,4			1,0	8,1	0,26
155,5	91,8			0,3	3,9	0,56
160,0	95,8				3,2	0,99
166,0	101,3				1,5	1,07
172,5	106,6				0,66	0,93
180,5	114,4				0,28	0,69
186,0	119,4				0,20	0,54

$^{22}\text{Ne} + ^{196}\text{Pt}$						
$E_{\text{Ne}},$ МэВ	$E^*,$ МэВ	Сечения, мб				
		4n	5n	6-7n	8-9n	10-11n
103,5	45,8	5,05	18,6	1,7		
106,5	48,5	2,84	23,7	3,2		
110,0	51,6	0,95	19,9	7,6		
113,5	54,7	0,32	12,5	14,0		
119,0	59,7		5,4	18,1	0,3	
124,0	64,2		1,6	14,3	0,4	
129,0	68,7			10,5	0,6	
133,0	72,3			8,6	1,05	
137,0	75,9			5,0	1,4	
143,0	81,3			1,9	1,9	
149,5	86,7			0,5	1,6	0,015
155,5	92,5			0,3	1,0	0,024
160,5	96,6				0,7	0,040
166,0	102,0				0,4	0,056
172,0	107,3				0,2	0,052
180,5	115,0					0,036
184,0	118,1					0,036

максимумах выходов более чем на 90% определяются сечением $\chi\pi$ -реакций из-за быстрого уменьшения сечений с уменьшением массового числа нуклида (см. функции возбуждения для реакций $6n$ и $7n$ на рис.1). Это подтверждается также положением максимумов функций возбуждения на шкале энергий возбуждения компаунд-ядра. Статистическая точность измерения выходов отдельных нуклидов при фиксированной энергии пучка была в данных экспериментах не хуже $\pm 5\%$ и определялась, в основном, точностью учета фона под выделенным α -пиком и немонотонностью использовавшихся мишеней. Исключение составляют данные для выходов нуклида ^{208}Ra в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$. В этом случае в области энергий возбуждения, соответствующих максимуму выхода реакции $12n$, присутствует заметный фон от реакции $6n$. Энергии α -распадов ^{214}Ra и ^{208}Ra совпадают, и вычитание фона проводилось методом экстраполяции экспериментально измеренной функции возбуждения для реакции $6n$ в область более высоких энергий возбуждения. Поэтому точность измерений выходов ^{208}Ra в данной реакции составляет $\pm 25\%$. Точность измерений величин сечений образования испарительных продуктов в данных экспериментах полностью определя-

Таблица 3. Функции возбуждения для $\rho\chi\pi$ - и $\alpha\chi\pi$ -реакций

$^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$					
$E_{\text{Ne}},$ МэВ	$E^*,$ МэВ	Сечения, мб			
		$\rho, 5n$	$\rho, 6n$	$\rho, 8-9n$	$\rho, 10-11n$
110,0	50,8	0,06			
113,5	53,7	0,14	0,07		
119,0	58,9	0,30	0,11		
124,0	63,4	0,28	0,28		
129,0	67,9	0,19	0,42		
133,0	71,5	0,13	0,84		
137,0	75,1	0,07	0,51	0,09	
143,0	80,5	0,02	0,47	0,36	
149,5	86,4		0,23	1,13	
155,5	91,8		0,08	1,48	0,16
160,0	95,8			2,19	0,25
166,0	101,3			2,44	0,42
172,5	106,6			2,07	0,64
180,5	114,4			1,74	1,19
186,0	119,4			1,29	1,35

$^{22}\text{Ne} + ^{196}\text{Pt}$					
$E_{\text{Ne}},$ МэВ	$E^*,$ МэВ	Сечения, мб			
		$\rho, 6-7n$	$\rho, 8-9n$	$\rho, 10-11n$	$\alpha, 10n$
124,0	64,2	0,36			
129,0	68,7	1,12			
133,0	72,3	1,72			
137,0	75,9	1,36	0,10		
143,0	81,3	1,51	0,20		
149,5	86,7	1,17	0,43		
155,5	92,5	1,08	0,91		
160,5	96,6	0,77	1,07	0,025	
166,0	102,0	0,63	1,14	0,082	
172,0	107,3	0,26	1,02	0,10	0,32
180,5	115,0		0,83	0,33	0,82
184,0	118,1		0,72	0,41	1,07

Таблица 4. Функции возбуждения для xn -, pxn - и αxn -реакций

$^{22}\text{Ne} + ^{194}\text{Pt}$								
$E_{\text{Ne}},$ МэВ	$E^*,$ МэВ	Сечения, мб						
		4-5n	6-7n	8-9n	p, 4-5n	p, 6-7n	p, 8-9n	α , 8n
97	41,1	5,0						
105,0	48,3	10,8			0,29			
109,0	51,9	10,2	0,3		0,63			
112,5	55,0	9,0	1,06		0,96			
118,0	60,0	4,7	2,5		1,16			
123,0	64,5	1,5	3,0		1,18			
128,5	69,4	0,4	2,4	0,021	0,93	0,31		
132,5	73,0		2,3	0,024	1,02	0,62		
136,0	76,1		1,2	0,035	0,57	0,60		
142,0	81,5		0,62	0,076	0,28	0,76		
148,0	87,0		0,28	0,091	0,23	0,70	0,038	0,34
156,0	94,1			0,058	0,1	0,54	0,14	0,45
160,0	97,7			0,043		0,43	0,24	0,67
163,0	100,4			0,027		0,23	0,23	0,75
167,0	104,0			0,021		0,22	0,31	1,01
171,0	107,6			0,014		0,12	0,28	1,01
180,0	115,7			0,006		0,07	0,30	0,78
184,0	119,3			0,006		0,04	0,24	0,68

Таблица 5. Величины сечений образования изотопов радия с $208 \leq A \leq 214$ в максимумах их выходов в мб

Компаунд-ядро	Нуклид — испарительный остаток, σ				
	^{214}Ra	^{213}Ra	^{212}Ra	^{210}Ra	^{208}Ra
^{220}Ra	36	22	11	1,1	0,035
^{218}Ta		24	18	1,9	0,058
^{216}Ra			12	2,8	0,096

ется точностью измерений эффективности сепарации, толщин мишеней и потока ионов, прошедших через мишень. С учетом возможных систематических ошибок в измерениях прежде всего потока ионов мы считаем, что суммарная точность измерения сечений составляет $\pm 40\%$.

Ошибка в определении величин отношений сечений в максимумах их выходов существенно меньше, т.к. использовавший-

ся в экспериментах методический подход позволял при вычислении величин отношений исключить ошибки, связанные с измерениями абсолютных величин тока пучка и эффективности сепарации. Таким образом, ошибка для отношений сечений определялась только ошибкой в определении относительных толщин мишеней и ошибкой в определении величины максимального выхода по 3—4 экспериментальным значениям выходов, измеренным вблизи максимума. Из длительного опыта работы с сепаратором нам

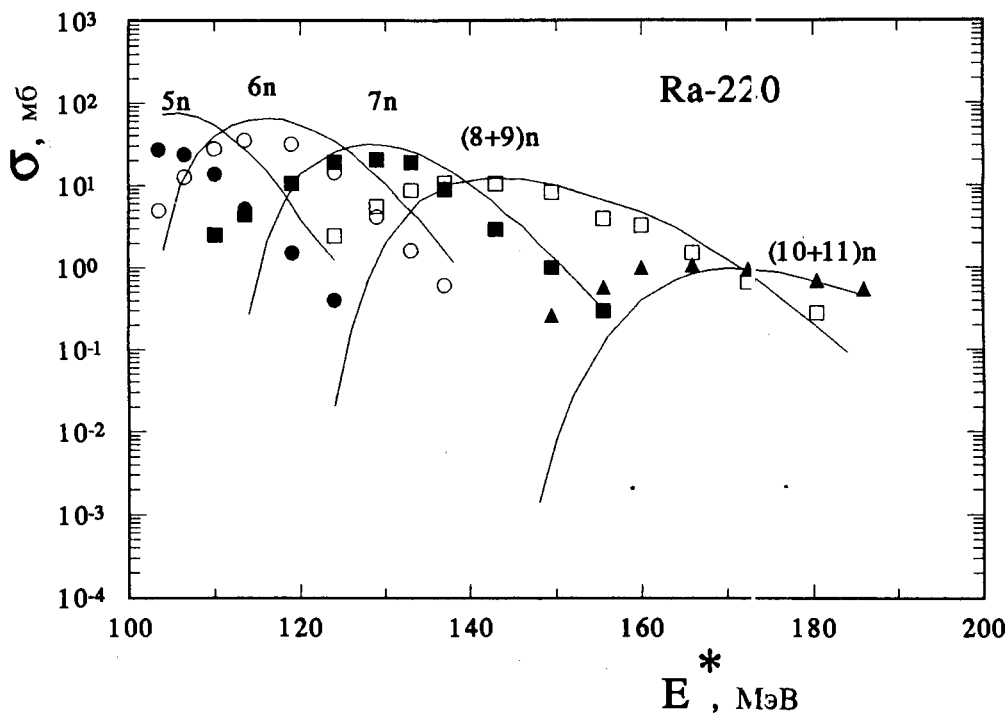


Рис.1. Функции возбуждения для m -каналов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$. Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета по статистической модели с учетом оболочечных эффектов при значениях параметров: $C = 0,63$ и $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1,00$

известно, что воспроизводимость результатов для однократных измерений выходов, сделанных в различных экспериментах, составляет $\pm 15\%$. Поэтому, даже несколько огрубляя точность экспериментов, можно считать, что ошибка в определении величин отношений сечений составляет тоже $\pm 15\%$. В какой-то степени распределение полученных в эксперименте величин отношений сечений (см. табл.6) можно рассматривать как подтверждение правильности сделанной выше оценки точности измерений.

4. Обсуждение результатов

Этот раздел мы условно разделим на три части. В первой — кратко представим формализм статистической модели и обсудим основные параметры расчетов, во второй — обсудим основные закономерности для максимумов сечений xn -, pxn - и αxn -каналов девозбуждения компаунд-ядер $^{216,218,220}\text{Ra}$ и проведем сравнение со всей совокупностью ранее полученных данных по сечениям испарительных каналов. И, наконец, в третьей части мы проанализируем делимость ядер в этой области и оценим дополнительную информацию о вероятности деления возбужденных ядер, которую можно извлечь из анализа отношений сечений испарительных реакций.

Основные соотношения для ширин в статистической модели

Для анализа экспериментальных данных нами, как и ранее, применялась статистическая модель, в которой мы для универсальности используем минимальное количество физических предположений и параметров, что, естественно, несколько огрубляет модель, но позволяет делать более однозначные выводы. Наиболее важной величиной в расчетах по статистической модели является ядерная плотность уровней. В наших расчетах мы используем соотношения модели ферми-газа (без учета эффектов коллективного усиления) с феноменологическим учетом оболочечных эффектов (ΔW) в параметре плотности уровней по Игнатьюку [17].

$$a_v(E^*) = \tilde{a}_v \{1 + [1 - \exp(-0,054E^*)] \Delta W_v(A, Z)/E^*\},$$

где $\tilde{a}_v = (0,11A - 6,3 \cdot 10^{-5} A^2)$, E^* — энергия возбуждения составного ядра, а $\Delta W_v(A, Z)$ — оболочечная поправка к массе ядра, образовавшегося после испускания частицы v (нейтрона, протона или α -частицы). Параметр плотности уровней $\tilde{a}_v$ в делительном канале мы считаем постоянным, не зависящим от энергии возбуждения и пропорциональным асимптотическому значению параметра плотности уровней в канале с испарением частиц $\tilde{a}_v$ (предположение о пренебрежимо малой величине оболочечной поправки в седле). Барьеры деления для ядер вычислялись по формуле

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

где C — свободный параметр, $B_f^{LD}(l)$ — барьер деления в модели вращающейся жидкой капли CPS [18], ΔW^{exp} — поправка к барьеру деления составного ядра, равная оболочечной поправке к массе его основного состояния. Для анализируемых ядер величина оболочечной поправки меняется от $\approx 5,5 + 7,6$ МэВ для ядер Ra, Fr и Rn с $N = 126$ до $\approx 1,5$ МэВ для ядер, образующихся после испарения ~ 10 нейтронов. В барьере деления мы также пренебрегаем малой величиной оболочечной поправки в седловой точке.

Расчеты испарительных ширин основываются на формализме Вайскопфа и Эвинга

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

где S_v , E_v и m_v — спин, энергия связи и приведенная масса частицы; v , $\sigma_v(\epsilon)$ — сечение обратной реакции захвата частицы v с энергией ϵ , которое рассчитывается по оптической модели с параметрами, предложенными в работе [19]. Делительная ширина рассчитывается по классической формуле Бора и Уиллера

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

где $E^{\text{sp}}(l)$ — вращательная энергия в седловой точке.

В таком подходе основными параметрами статистического расчета являются отношение асимптотических значений плотности уровней в делительном и испарительном каналах $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ и свободный параметр в формуле для барьера деления — коэффициент C . В принципе, при расчетах сечений испарительных каналов необходимо знать сечение образования составного ядра, связанное с величинами $l_{\text{пр}}$ и Δl , однако в случае хорошо делящихся ядер сечение испарительных реакций в максимуме функции возбуждения практически полностью обусловлено вкладом парциальных волн с $l \leq 30 + 40$, то есть существенно меньших, чем $l_{\text{кр}}$ в реакциях с ионами ^{22}Ne [20]. Кроме того, так как мы в основном будем рассматривать сечения реакций при энергиях ионов, превышающих величину кулоновского барьера, то нет необходимости определять величину Δl .

Более сложная ситуация складывается с выбором оптимальных значений для параметров $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ и C , так как оба параметра сильно влияют на величину делимости ядер. Проблема выбора величины $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ рассматривалась в ряде работ при анализе процесса деовозбуждения доактинидных составных ядер (см., например, обзор [21]). В различных моделях ее значения колеблются в пределах от 0,95 до 1,1, причем во всех работах отмечается слабая зависимость $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ от массового числа. Следует отметить также, что в наших предшествующих работах было получено хорошее описание сечений испарительных реакций и делимостей в широком диапазоне составных ядер от Bi до U при использовании фиксированного значения параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v \equiv 1,0$.

Сечения образования испарительных остатков.

Результаты и дискуссия

Было выполнено два варианта расчета:

а) в чисто жидкокапельном приближении, когда $\Delta W_v(A, Z)$ и $\Delta W^{\text{exp}} = 0$ и, соответственно, используются жидкокапельные значения энергий связи частиц;

б) с учетом оболочечных поправок $\Delta W_v(A, Z)$ и ΔW^{exp} в параметре плотности уровней и барьере деления.

На рис.2,а,б,в и рис.3,а,б,в кружками, квадратами и треугольниками изображены экспериментальные значения сечений $xл$ - и $рхл$ -каналов в максимумах функций возбуждения для реакций $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ соответственно в зависимости от числа нуклонов в конечном продукте испарительного каскада. Пунктиром показаны результаты расчетов, полученные в приближении полного отсутствия оболочечных эффектов при значениях параметров $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v \equiv 1,0$ и $C = 0,9$. Линиями показаны результаты расчетов с

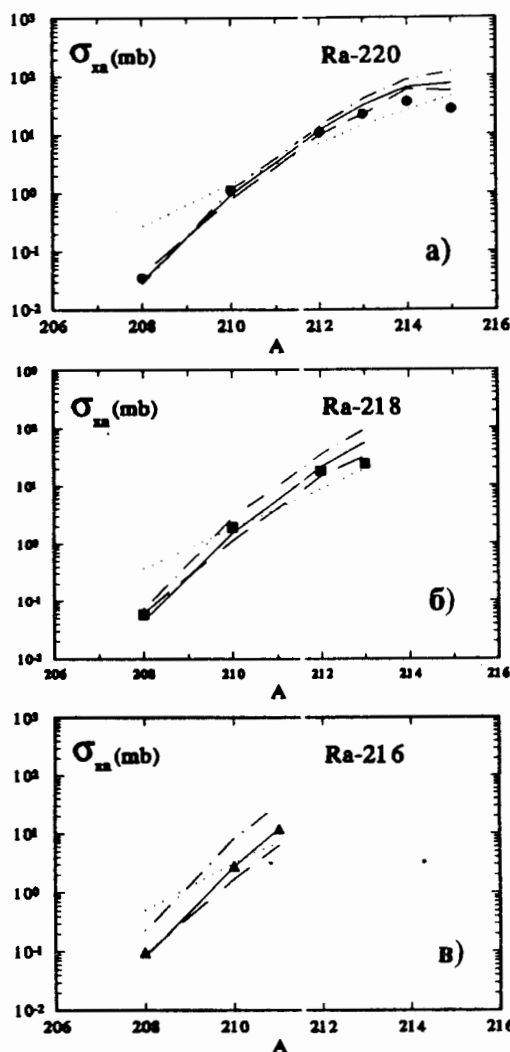


Рис.2. Сравнение экспериментальных и расчетных значений сечений в максимумах выходов для xh -каналов девозбуждения компаунд-ядра в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$. Пунктиром показаны результаты расчетов, полученные в приближении полного отсутствия оболочечных эффектов. Линиями показаны результаты расчетов с учетом оболочечных поправок при трех значениях параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_0$: 0,95 (штриховая линия), 1,00 (сплошная), 1,05 (штрих-пунктирная)

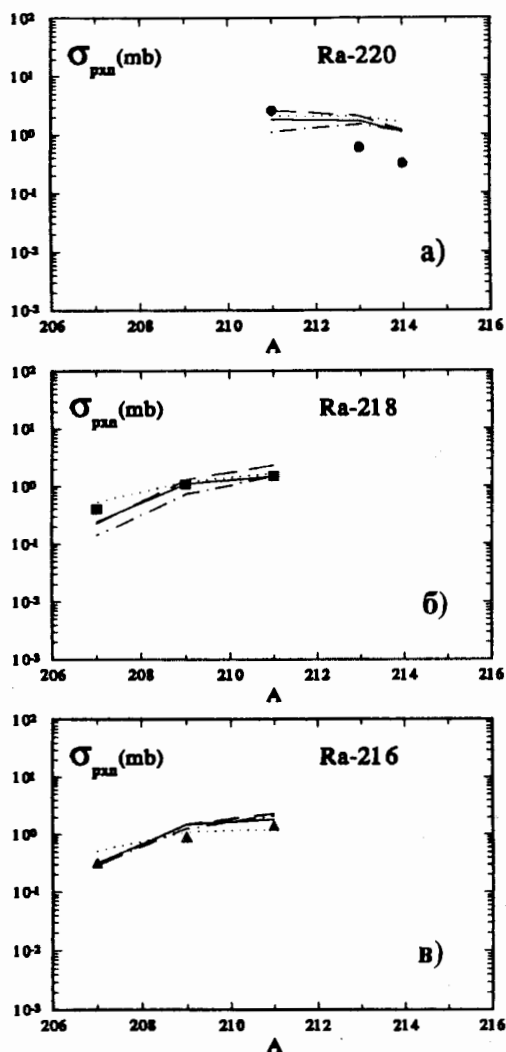


Рис.3. Сравнение экспериментальных и расчетных значений сечений в максимумах выходов для rxh -каналов девозбуждения компаунд-ядра в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$. (см. пояснения к рис.2)

учетом оболочечных поправок при трех значениях параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$: 0,95 (штриховая линия), 1,00 (сплошная), 1,05 (штрихпунктирная). Оптимальные значения для коэффициента C оказались при этом равными 0,45, 0,63 и 0,88 соответственно.

Из рисунков видно, что все четыре варианта расчета удовлетворительно описывают экспериментальные данные в широком диапазоне энергий возбуждения от 40 до 130 МэВ (соответственно вплоть до испускания 12 нейтронов). Таким образом, тестирование расчетов только по величинам сечений образования испарительных остатков даже в случаях, когда измерения сделаны для длинных цепочек конечных ядер, не позволяет сделать однозначный выбор и одновременно определить как параметр $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$, так и значение коэффициента C . Следовательно, необходимы какие-то другие экспериментальные данные, которые позволили бы это сделать. Этому вопросу будет посвящен следующий раздел статьи, а в оставшейся части данного мы более детального проанализируем вопрос о возможностях капельного и оболочечного подходов при их использовании для описания сечений образования испарительных продуктов и характеристик распада нейтронодефицитных высоковозбужденных компаунд-ядер с $82 \leq Z \leq 92$.

Вариант расчета с использованием чисто жидкокапельного приближения был предложен достаточно давно и широко использовался для расчетов сечений образования испарительных продуктов, особенно в трансурановой области ядер. Обоснованность применения такого подхода была и остается предметом дискуссии в литературе (см., например, обзор [22]). В рамках этой дискуссии достаточно интересный результат был получен в работе [23], в которой на примере анализа сечений образования нейтронодефицитных изотопов астатина и полония с $A \approx 200$ было показано, что при фиксированном параметре $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ расчеты, сделанные в чисто жидкокапельном приближении и приближении с синхронным уменьшением оболочечных эффектов в плотности уровней и барьере деления с ростом энергии возбуждения, приводят к практически совпадающим значениям коэффициента $C = 0,9 + 1,0$. Тем самым была показана правомерность использования жидкокапельного приближения при низких энергиях возбуждения для нуклидов с большой величиной оболочечной поправки в том случае, если с ростом энергии возбуждения оболочечные эффекты исчезают *одновременно* как в плотности уровней, так и в барьере деления. Такой вывод является сильным аргументом в пользу физической обоснованности использования жидкокапельного приближения для расчета сечений образования испарительных продуктов и позволяет рассматривать жидкокапельное приближение как универсальный модельный вариант, описывающий ситуацию в случае быстрого ослабления всех оболочечных эффектов с ростом энергии возбуждения.

Вместе с тем из рис.2 и 3 следует, что результаты расчетов, учитывающие влияние оболочечных эффектов по стандартной схеме, более удачно воспроизводят относительный ход экспериментальных сечений. Вариант расчета с использованием жидкокапельного приближения дает более слабое падение сечений с ростом нейтронного дефицита, чем это следует из эксперимента. Такой характер расхождений результатов расчета с экспериментальными данными является типичным при использовании жидкокапельного приближения в исследуемой области ядер и уже отмечался нами при изучении сечений образования нейтронодефицитных изотопов Po, At и Ac [23—25].

К существенно большим трудностям приводят попытки описать в рамках чисто жидкокапельного приближения весь полученный в наших экспериментах массив данных (около 15 реакций) о сечениях образования испарительных продуктов от свинца до урана в реакциях с ионами с $A \leq 40$. В этом случае, при условии фиксирования параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1,0$, приходится плавно увеличивать значения коэффициента C от 0,65 до 0,9 при переходе от компаунд-ядер Bi с числом нейтронов $N \approx 110$ к компаунд-ядрам $Ra-Ac$ с $N \approx 128 + 132$, а затем резко уменьшать его значения до $C = 0,65$ при переходе к компаунд-ядрам $Pa-U$ с $N \approx 136 + 138$ [24,26]. Таким образом, в рамках жидкокапельного приближения коэффициент C как бы «отслеживает» вначале рост оболочечной поправки для основного состояния от нуля (для Bi) до $6 + 8$ МэВ (для $Ac-Ra$) и ее последующее падение до нуля при переходе к $Pa-U$. Необходимость столь сложного варьирования коэффициента C для достижения согласия с экспериментальными данными практически полностью исключает возможность использования жидкокапельного приближения для расчетов характеристик процесса девозбуждения в исследуемой области ядер.

В то же время весь обсуждавшийся выше массив экспериментальных данных очень хорошо описывается в рамках используемого нами оболочечного варианта расчета при практически фиксированном наборе параметров — $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1,0$ и $C = 0,63 + 0,70$. Единственное предположение, которое приходится при этом делать, состоит в том, что величины жидкокапельных барьеров деления для образующихся в этих реакциях нейтронодефицитных нуклидов необходимо уменьшать на $30 + 40\%$, по сравнению с предсказаниями моделей Коеза — Плазила — Святецкого или Сирка [18,27]. Можно напомнить, что на необходимость уменьшения коэффициента C вплоть до величин, равных $0,6 + 0,7$, для правильного описания в рамках испарительной модели сечений деления компаунд-ядер в области от Rh до Os , указывал еще М.Блан в работе [28], опубликованной в 1978 году. Отсутствие в то время надежных экспериментальных данных о барьерах деления для нейтронодефицитных нуклидов тяжелее Os привело к заключению о том, что наблюдаемый эффект является свойством только легких делящихся ядер; это нашло свое отражение в модели расчета барьеров деления, предложенной Сирком [27]. В свете обсуждаемых нами новых экспериментальных данных о делимости ядер в области от Bi до U вывод о локальном характере понижения барьеров теряет свою аргументированность, и необходимы поиски новых подходов для объяснения всего набора данных от Rh до U .

Делая предположение о том, что в широкой области Z величины жидкокапельных барьеров деления для нейтронодефицитных нуклидов необходимо уменьшить на $30 + 40\%$ по сравнению с предсказаниями моделей [18,27], мы не исключаем, что частично такой результат может быть обусловлен упрощениями, сделанными при выборе модели расчета, в частности, с использованием только одного свободного параметра — коэффициента C . Однако постоянство этого единственного свободного параметра в широкой области A и Z для образующихся в реакциях нуклидов едва ли можно отнести к недостаткам используемого подхода. Поэтому мы считаем, что дело заключается не столько в огрублении модели, сколько в том, что экспериментальные данные говорят о необходимости поиска достаточно общих физических причин, приводящих к более высокой, чем это ожидалось, делимости нейтронодефицитных нуклидов. Одна из

попыток такого анализа была сделана в работах [8,29], в которых был предложен и проанализирован новый вариант изоспиновой зависимости жидкокапельных барьеров деления от нейтронного дефицита. Другим возможным вариантом объяснения может являться предположение, что отношение асимптотических параметров для плотностей уровней в делительном и испарительном каналах девозбуждения больше единицы. Как следует из расчетов, приведенных на рис.2 и 3, увеличение параметра всего на 5% приводит к увеличению коэффициента C до значения 0,88. Анализом этого предположения мы займемся в следующем разделе статьи.

Нейтронные ширины и времена деления высоковозбужденных компаунд-ядер

Вернемся к анализу рис.2 и 3, где проведено сравнение экспериментальных величин сечений образования испарительных продуктов в xn - и pxn -каналах в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ с результатами расчетов, сделанных для трех наборов параметров:

- а) $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 0,95$; $C = 0,45$;
- б) $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1,00$; $C = 0,63$;
- в) $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1,05$; $C = 0,88$;

Видно, что для всех трех вариантов расчетные кривые достаточно хорошо согласуются с результатами экспериментов и не выходят за пределы ошибок измерения. Как уже отмечалось, в статистической модели имеется два параметра, определяющих делимость ядра — C и $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$, небольшое варьирование которых приводит к значительному изменению сечений образования испарительных продуктов. Более того, из рис.2 и 3 видно, что при правильно подобранном коррелированном изменении обоих параметров можно получать одинаково хорошее согласие расчетов с экспериментальными величинами сечений для различных наборов этих параметров. Поэтому необходимы дополнительные экспериментальные данные, позволяющие протестировать величины параметров C и $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ независимо друг от друга.

Один из таких наборов данных, подходящих для тестирования, могут составлять данные об отношениях $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$, полученные из экспериментальных отношений сечений образования одних и тех же нуклидов в реакциях с различным числом ступеней в испарительном каскаде. Это обусловлено тем, что влияние на делимость параметров $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ и C различно при различных энергиях возбуждения. Параметр $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ в большей степени определяет делимость ядер при высоких энергиях возбуждения и задает число шансов деления, в то время как параметр C определяет делимость вблизи барьера деления при низких энергиях.

На рис.4 приведены усредненные по угловым моментам l расчетные значения $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ на первой ступени каскада испарения для компаунд-ядра ^{220}Ra в зависимости от энергии возбуждения для трех значений отношений $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$. Усреднение проведено в диапазоне угловых моментов l от 0 до 40, так как этот набор моментов полностью определяет значения сечений в максимуме выходов в данной области ядер. Кроме того,

в этом диапазоне парциальные и средние значения $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ практически совпадают. Можно отметить, что расширение интервала интегрирования до значений, равных $l_{\text{кр}} \approx 70$, приводит к уменьшению величин $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ в 1,5 раза.

На рис.4 точками показаны экспериментальные значения $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ для компаунд-ядер $^{218,220}\text{Ra}$. Оценку экспериментальной величины $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ можно сделать, используя отношения сечений образования для ядра $A-xZ$ в каналах с испусканием xn - и $(x+2)n$ -нейтронов из компаунд-ядер, смещенных друг относительно друга на две единицы по массе:

$$\frac{\sigma_{(x+2)n}}{\sigma_{xn}} | Z, A, A-2 \equiv \left[\frac{\sigma_{CN}(x+2)n}{\sigma_{CN}(xn)} \right] \cdot \left\langle \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{tot}}} \right\rangle_A^2,$$

где $\sigma_{CN}(x+2)n$ и $\sigma_{CN}(xn)$ — сечения образования компаунд-ядра при энергиях, соответствующих максимумам выходов для реакций $(x+2)n$ и (xn) ; $\Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}}$ — среднее значение парциальной нейтронной ширины для компаунд-ядра AZ при энергии возбуждения, соответствующей максимуму выхода для $(x+2)n$ -реакции.

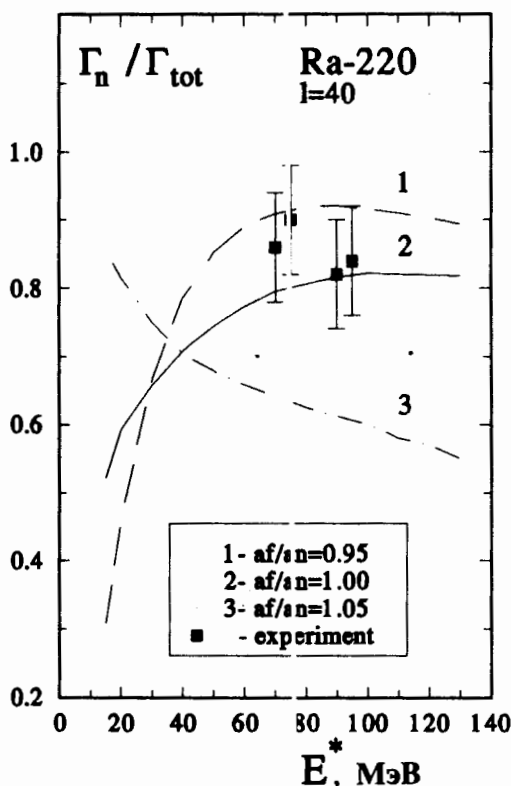


Рис.4. Сравнение экспериментальных и расчетных значений средних парциальных нейтронных ширин для компаунд-ядер $^{218,220}\text{Ra}$. Пояснения см. в тексте

При этом мы пренебрегли возможными изменениями углового момента на первых двух ступенях испарительного каскада, небольшим уширением формы и смещением по энергии положения максимума выхода конечного ядра. Предполагалось также, что сечение образования компаунд-ядра обратно пропорционально энергии бомбардирующих ионов в системе центра масс. В расчетах использовались только сечения реакций с $x \geq 6$, чтобы не учитывать влияния кулоновского барьера на сечение слияния. Экспериментальные значения величин отношений сечений и определенные таким способом средние значения приведенных нейтронных ширин даны в табл.6.

Напомним, что точность измерения отношений сечений в наших экспериментах составляла $\pm 15\%$, и, следовательно, точность определения $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ была равна $\pm(7+8)\%$. С учетом этого из сравнения экспериментальных и расчетных данных на рис.4 однозначно

Таблица 6. Значения средних относительных нейтронных ширин

	E^* , МэВ	x	$\frac{\sigma(x+2)n}{\sigma(xn)}$	$\frac{\sigma_c(xn)}{\sigma_c(x+2)n}$	$(\Gamma_n/\Gamma_{tot})^2$	Γ_n/Γ_{tot}
$^{220}\text{Ra}/^{218}\text{Ra}$	70	6	0,62	1,20	0,74	0,86
.....	90	8	0,58	1,16	0,67	0,82
$^{218}\text{Ra}/^{216}\text{Ra}$	73	6	0,68	1,20	0,81	0,9
.....	95	8	0,61	1,16	0,71	0,84

следует, что расчетные значения $\langle \Gamma_n/\Gamma_{tot} \rangle$, полученные в третьем варианте расчета, существенно расходятся с экспериментальными результатами.

Таким образом, вариант расчета с $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1,05$ полностью исключается, и мы имеем убедительный экспериментальный аргумент в пользу использования в расчетах сечений образования испарительных доактинидных компаунд-ядер только значений $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v \leq 1,0$.

Полученные экспериментальные значения Γ_n/Γ_{tot} свидетельствуют также о том, что вклад в делительный канал распада компаунд-ядер $^{220,218,216}\text{Ra}$ с начальной энергией возбуждения $E^* = 80 + 100$ МэВ вносят много ступеней испарительного каскада, что полностью согласуется с результатами расчета.

Измерение отношений сечений образования нуклида в реакциях с различным числом ступеней в испарительном каскаде позволяет нам не только экспериментально ограничить возможный диапазон варьирования параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$, но и по экспериментальным значениям величины $\langle \Gamma_n/\Gamma_{tot} \rangle$ на первых ступенях каскада девозбуждения определить среднее число председловых нейтронов и сравнить его с полным числом предделительных нейтронов. Для иллюстрации этого утверждения на рис.5 приведены зависимости числа председловых нейтронов от энергии возбуждения компаунд-ядра для всех трех вариантов расчетов.

Расчет числа предделительных нейтронов, испущенных до достижения ядром седловой точки, дает для энергии возбуждения 100 МэВ (при интегрировании по l до 40) величины $\bar{\nu}_{pre}^{calc} = 3,0$ и $\bar{\nu}_{pre}^{calc} = 5,0$ при значениях параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$, равных 1,0 и 0,95 (см.рис.5). Точками на рис.5 показаны экспериментальные данные для полного числа предделительных нейтронов в зависимости от энергии возбуждения, полученные в работе [30] для компаунд-ядра ^{213}Fr . Сравнения показывают, что при использовании значений параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$, равных или меньших единицы, расчетные значения совпадают или даже превосходят экспериментальные величины. Такой, необычный на первый взгляд, характер расхождения, в принципе, легко объяснить: вклад парциальных волн с $l \leq 40$ в полное сечение слияния составляет $\approx 30 + 4\%$, и поэтому основная часть сечения делительной моды будет определяться более высокими значениями угло-

вых моментов. Если предположить, что в экспериментах по определению $\bar{v}_{pre}^f$ регистрируются осколки деления составных ядер с угловыми моментами вплоть до l_{cr} , то в рассматриваемой реакции при энергии возбуждения, равной ~ 100 МэВ, необходимо учитывать в расчете все парциальные волны вплоть до $l_{cr} \approx 70$. В этом случае расчетные значения величин для $\bar{v}_{pre}^{calc}$ получаются равными 1,8 и 2,8 при значениях параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ равных 1,0 и 0,95 соответственно. Таким образом, даже в этом случае доля председловых нейтронов в полном числе предделительных нейтронов будет составлять от 50 до 80%.

Дополнительно можно отметить, что при сравнении с экспериментальными данными использование в расчетах полного набора угловых моментов вплоть до l_{cr} может оказаться не совсем корректным. Дело в том, что экспериментальная величина $\bar{v}_{pre}$ определяется из совпадения нейтронов с осколками деления. Осколочные детекторы, как правило, стоят под углами, близкими к 90° [31]. Как известно, для компаунд-ядер с $A \sim 200$ и угловым моментом ~ 70 угловая анизотропия осколков деления ≥ 4 , и следовательно, под углами, близкими к 90° , вклад осколков от деления компаунд-ядер с большими угловыми моментами будет ослаблен. Вследствие этого реальная величина максимального углового момента для набора делящихся ядер, исследуемых в корреляционных экспериментах, будет меньше, чем l_{cr} для компаунд-ядра, а так как число председловых нейтронов растет с уменьшением $\langle l \rangle$, то учет этого эффекта в расчетах приведет к некоторому уменьшению разницы между расчетной и экспериментальной величиной $\bar{v}_{pre}^f$.

Наконец, используя расчетные значения ширин, можно оценить среднее время выхода компаунд-ядер ^{220}Ra с угловыми моментами $l \leq 40$ в седловую точку. Так, например, для энергий возбуждения 100 и 80 МэВ и $l = 30$ оно равно $2,7 \cdot 10^{-20}$ с и $3,6 \cdot 10^{-20}$ с соответственно, что на порядок величины больше, чем времена испарения нейтронов при тех же энергиях возбуждения.

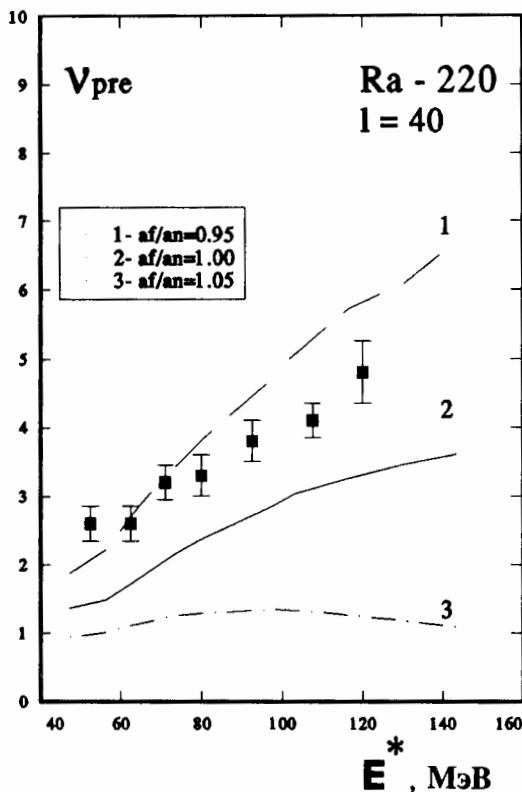


Рис.5. Расчетные значения числа председловых нейтронов при различных значениях параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$. Точки — экспериментальные данные для полного числа предделительных нейтронов, полученные для компаунд-ядра ^{213}Fr

5. Заключение

Кратко резюмируем основные выводы и результаты работы.

Установлено, что в диапазоне энергий возбуждения от 40 до 130 МэВ сечения образования испарительных продуктов в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ хорошо описываются в рамках статистической модели испарения с учетом оболочечных поправок по Игнатьюку. Как показывают наши настоящие и предыдущие исследования, использование такого подхода позволяет с одним набором модельных параметров ($C = 0,6 + 0,7$ и $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v \leq 1,00$) правильно описывать величины сечений образования испарительных продуктов в широкой области компаунд-ядер — от Bi до U.

Измерение отношений сечений образования одного и того же нуклида в реакциях с разным числом ступеней в испарительном каскаде позволило с хорошей точностью определить величины парциальных нейтронных ширин при высоких энергиях возбуждения компаунд-ядра. Кроме того, как показало сравнение с расчетом, величины отношений сечений чрезвычайно чувствительны к значению параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ и позволяют определить его с высокой степенью точности. Таким образом, тестирование расчетов по двум наборам экспериментальных данных — сечения образования и отношения сечений — позволяет независимо определять значения обоих основных параметров модели, что невозможно при тестировании расчетов только по сечениям образования испарительных продуктов.

Экспериментальное определение параметров $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ и C позволяет существенно повысить достоверность расчетов и правильность определения таких не измеряемых непосредственно в эксперименте величин, как парциальные делительные ширины на различных ступенях испарительного каскада и число председловых нейтронов. Проведенные в работе расчеты показали, что для доактинидных ядер значительная часть предделительных нейтронов (от 50 до 100%) являются председловыми. Таким образом, можно констатировать, что для исследованных ядер статистические расчеты вполне удовлетворительно описывают как ширины распада сильновозбужденных ядер, так и множественность предделительных частиц вплоть до энергии ~ 130 МэВ.

Возникает естественный вопрос: до каких энергий возбуждения продолжает работать статистическая модель и можно говорить о полном слиянии и быстрой термализации компаунд-ядра как основном механизме образования испарительных продуктов. Мы предполагаем продолжить начатые в этой работе измерения вплоть до энергий возбуждения ~ 200 МэВ и надеемся, с помощью имеющейся в нашем распоряжении сепараторной методики, экспериментально выделить канал образования компаунд-ядра и провести статистический анализ различных каналов его девозбуждения.

Литература

1. Hinde D.J. et al. — Nucl. Phys., 1993, A553, p.255.
2. Hilscher D., Rossner H. — Ann. Phys. (Paris), 1992, v.17, p.471.
3. Gontchar I.I., Fröbrich P. — Nucl. Phys., 1993, A551, p.495.
4. Wada T., Carjan N., Abe Y. — Nucl. Phys., 1992, A538, p.283.

5. Ward D. et al. — Nucl. Phys., 1983, A403, p.189.
6. Muzychka Yu.A., Pustynnik B.I. — In: Proc. Int. School-Seminar on HI Physics, JINR D7-83-664, Dubna, 1983, p.420.
7. Bogdanov D.D. et al. — In: Proc. Int. Workshop on Dynamical Aspects of Nucl. Fission, Smolenice, 1991 (Eds. J.Kristiak, B.I.Pustynnik) JINR, E-92-95, Dubna, 1992, p.86.
8. Ter-Akopian G.M. et al. — Nucl. Phys., 1993, A553, p.735c.
9. Andreyev A.N. et al. — Nucl. Phys., 1994, A568, p.323.
10. Andreyev A.N. et al. — Nucl. Phys., 1995, A583, p.153c.
11. Andreyev A.N. et al. — In: Proc. 7th Int. Conf. on Nucl. Reaction Mechanisms, Varenna, 1994, (Ed. E.Gadioli Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente Supplemento) N.100, 1994, p.84.
12. Yeremin A.V. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, A274, p.528.
13. Yeremin A.V. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1994, A350, p.608.
14. Andreyev A.N. et al. — Preprint JINR, E15-94-471, Dubna, 1994, to be published in Nucl. Inst. and Meth (1995).
15. Wapstra A.H., Audi G., and Hoekstra R. — Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1988, v.39, p.281.
16. Westmeier W., Merklin A. — Phys. Date 29, 1985, p.1.
17. Ignatyuk A.V., Smirenkin G.N., Tishin A.S. — Yadernaya Fizika, 1975, v.21, p.485.
18. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. — Ann. Phys., 1974, v.82, p.557.
19. Perey C.M., Perey F.G. — Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1976, v.17, p.2.
20. Frobrich P. — Phys. Rep., 1984, 116, p.337.
21. Ignatyuk A.V. et al. — Particles and Nuclei, 1985, v.16, p.709.
22. Newton J.O. — Particles and Nuclei, 1990, v.21, p.821.
23. Andreyev A.N. et al. — Yadernaya Fizika, 1990, v.52, p.640.
24. Andreyev A.N. et al. — In: Proc. Int. School-Seminar on HI Physics, Dubna, 1989. JINR D7-90-142, Dubna, 1990, p.499.
25. Andreyev A.N. et al. — Yadernaya Fizika, 1995, v.58, p.791.
26. Andreyev A.N. et al. — In: Proc. Int. Workshop «Heavy-ion Fusion.» Padova, Italy, 1994. (Eds A.M.Stefanini et al.), World Scientific, Singapore, 1994, p.254.
27. Sierk A.J. — Phys. Rev., 1986, C33, p.2039.
28. Blann M., Beckerman M. — Phys. Rev., 1978, C17, p.1615.
29. Andreyev A.N. et al. — Phys. Lett.B, 1993, v.312, p.49.
30. Hinde D.J. et al. — Phys. Rev., 1992, C45, p.1229.
31. Hinde D.J., Hilscher D., Rossner H. — Nucl. Phys., 1992, A502, p.497.

УДК 621.384.633

AXIAL INJECTION SYSTEM FOR THE U-400M CYCLOTRON WITH AN ECR ION SOURCE

*G.G.Gulbekian, I.V.Kolesov, V.V.Bekhterev, S.L.Bogomolov,
A.A.Efremov, M.N.El-Shazly, B.N.Gikal, A.I.Ivanenko,
V.B.Kutner, V.N.Melnikov, Yu.Ts.Oganessian*

The results of calculation, design and construction of the axial injection system for the U-400M cyclotron with an ECR heavy ion source are presented. The U-400M cyclotron and ECR ion source combination allows one to increase the heavy ion beam intensity and expand the range of the accelerated ions at the U-400M cyclotron. The technical data for the axial injection system parts and the DECRIS-14 ion source test results are given.

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

Система аксиальной инжекции циклотрона У-400М с ЭЦР-источником ионов

Г.Г.Гульбекян и др.

В статье представлены результаты расчетов, проектирования и создания аксиальной инжекции тяжелых ионов в циклотрон У-400М из источника типа ЭЦР. Комбинация циклотрона У-400М с ЭЦР-источником ионов позволяет увеличить интенсивность пучков тяжелых ионов и расширить диапазон ускоряемых ионов на циклотроне У-400М. Приведены технические параметры отдельных систем аксиальной инжекции и результаты стендовых испытаний ЭЦР-источника DECRIS-14.

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

Introduction

The isochronous cyclotron U-400M was started in 1991 with an internal PIG ion source, and internal beams of accelerated ions were obtained. The parameters of the internal beams produced with the PIG ion source are listed in Table 1. Accelerated ion beams in the mass range from He up to Ar are produced [1]. In 1993, the first physical experiments using 4π spectrometer FOBOS were carried out on the extracted ${}^7\text{Li}^{2+}$ beam. For this moment we have reached the limit of the PIG ion source possibilities in the production of the highly charged ions. We are limited by the source itself and by vacuum losses of the accelerated beam due to the gas loading of the vacuum system by the gas flow from the source. The main disadvantage of PIG ion source is the AC mode of operation. So, further development of the U-400M is connected with the use of an ECR ion sources with an axial injection

Table 1. Ion beam parameters of U-400M

Ions	Energy MeV/n	U-400M + PIG Intensity, pps	U-400M + ECR Expected intensity, pps
${}^4\text{He}^{1+}$	30	$1.0 \cdot 10^{14}$	
${}^6\text{Li}^{2+}$	50	$1.0 \cdot 10^{13}$	
${}^7\text{Li}^{2+}$	44	$6.0 \cdot 10^{13}$	$6.0 \cdot 10^{12}$
${}^{12}\text{C}^{3+}$	30	$2.0 \cdot 10^{13}$	
${}^{12}\text{C}^{4+}$			$5.0 \cdot 10^{13}$
${}^{12}\text{C}^{6+}$			$2.0 \cdot 10^{11}$
${}^{14}\text{N}^{3+}$	26	$2.0 \cdot 10^{13}$	
${}^{14}\text{N}^{4+}$	40	$2.0 \cdot 10^{12}$	
${}^{14}\text{N}^{5+}$	60	$5.0 \cdot 10^{11}$	$5.0 \cdot 10^{13}$
${}^{16}\text{O}^{3+}$	15	$2.0 \cdot 10^{13}$	
${}^{16}\text{O}^{4+}$	30	$3.0 \cdot 10^{12}$	
${}^{16}\text{O}^{5+}$	48	$2.0 \cdot 10^{12}$	$2.0 \cdot 10^{13}$
${}^{20}\text{Ne}^{2+}$	6	$5.0 \cdot 10^{13}$	
${}^{20}\text{Ne}^{4+}$	20	$5.0 \cdot 10^{12}$	
${}^{20}\text{Ne}^{5+}$	30	$3.0 \cdot 10^{12}$	
${}^{20}\text{Ne}^{6+}$	46	$1.0 \cdot 10^{12}$	$2.0 \cdot 10^{13}$
${}^{40}\text{Ar}^{4+}$	6	$2.0 \cdot 10^{13}$	
${}^{40}\text{Ar}^{5+}$	10	$1.0 \cdot 10^{13}$	
${}^{32}\text{S}^{10+}$	49		$4.0 \cdot 10^{12}$
${}^{48}\text{Ca}^{14+}$	44		$1.0 \cdot 10^{12}$
${}^{84}\text{Kr}^{17+}$	22		$6.0 \cdot 10^{11}$
${}^{129}\text{Xe}^{26+}$	22		$6.0 \cdot 10^{11}$
${}^{181}\text{Ta}^{29+}$	15		$8.0 \cdot 10^{10}$
${}^{238}\text{U}^{24+}$	6		$4.0 \cdot 10^{11}$

system. In Table 1, expected beam intensities in combination ECR + U-400M at an efficiency of beam transmission of 20% are presented. The use of an ECR ion source will allow us to increase the reliability of the cyclotron and to run RF in DC mode with the use of stabilization systems and produce a continuous beam.

ECR Ion Source

Designing of the electron cyclotron resonance ion source DECRIS-14 was started in the beginning of 1990 [2]. ECR ion sources provide the ion beam with a higher charge and a lower emittance ($100 \pi \text{ mm.mrad}$) in comparison with a PIG ion source. With the use of gaseous working substances an ECR ion source has a practically unlimited service life. The consumption of working substances for an ECR ion source (about $0.05 \text{ cm}^3/\text{min}$ for gaseous) is substantially lower than for a PIG source (about $0.2 \text{ cm}^3/\text{min}$ for Xe). This advantage of an ECR ion source is very important for use of the rare enriched isotopes as a working substance. For example, the consumption of ^{48}Ca is $0.25\text{--}0.4 \text{ mg/h}$ for an ECR ion source and $4\text{--}10 \text{ mg/h}$ for a PIG source. The total power consumption for an ECR ion source is within the range $50\text{--}150 \text{ kW}$. The scheme of the DECRIS-14 ion source is shown in Fig.1. It consists of two stages. Both the stages have a magnetic mirror configuration. Axial magnetic field is produced by water cooled coils which consume a power of about 130 kW . The minimum B configuration at the second stage is produced by a superposition of an axial mirror field and a radial hexapole field.

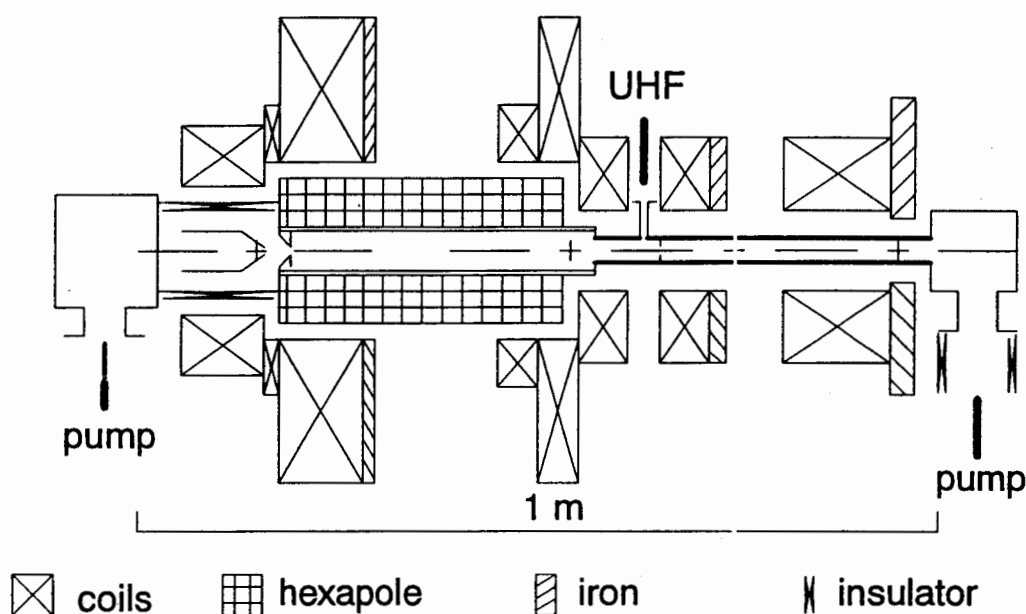


Fig.1. The scheme of the DECRIS-14 ion source

Table 2. Some multiply charged ion current from the DECRIS

Ion/charge	4 ⁺	5 ⁺	6 ⁺	7 ⁺	8 ⁺	9 ⁺	11 ⁺	Support gas
N	270	92	17					
O		160	87	26				
Ar					70	24		...
Ar				120	110	70	15	oxygen

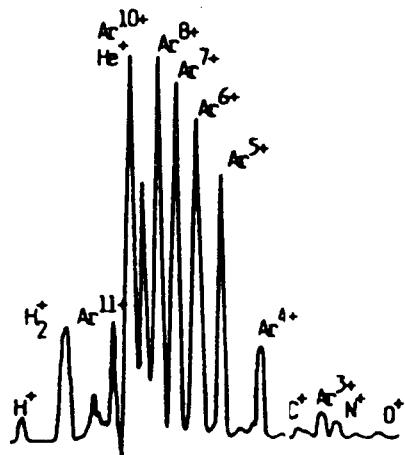


Fig.2. The charge-state distribution of Ar ions

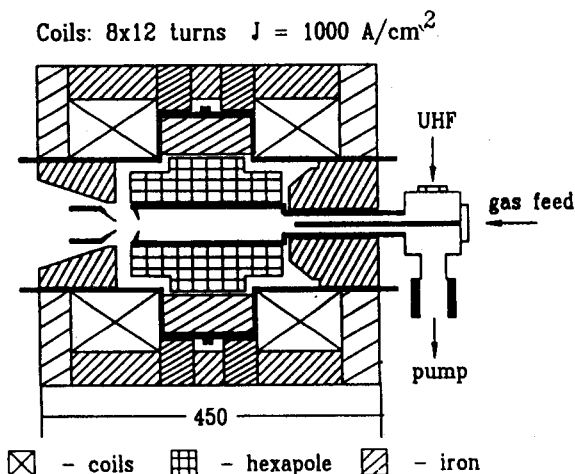
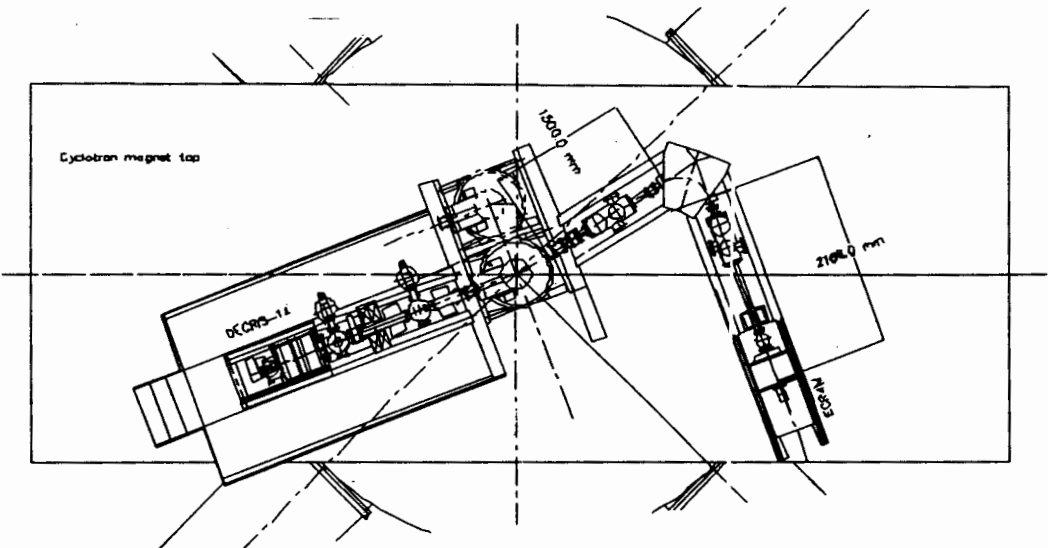
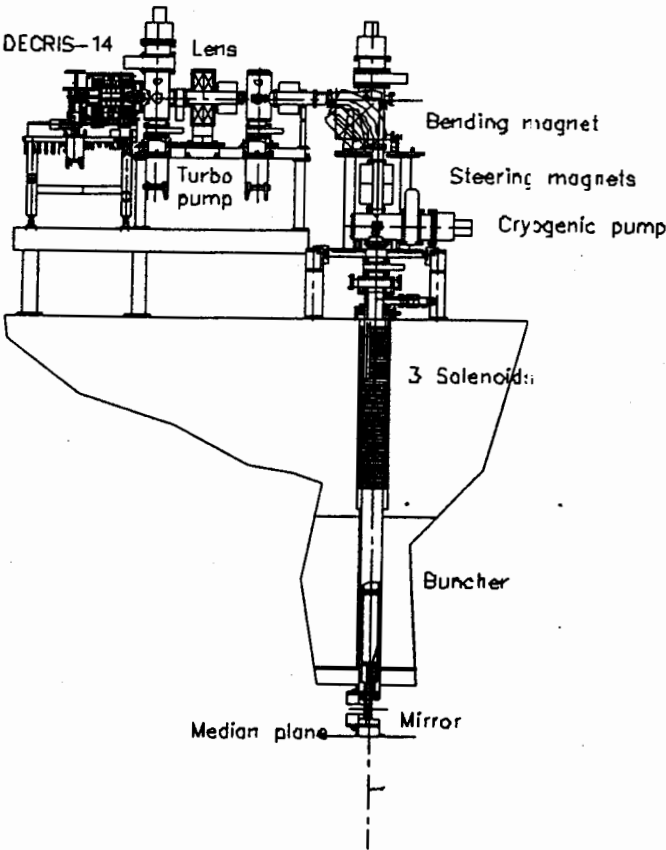


Fig.3. The scheme of the magnetic structure of the new, more compact ion source

The NdFeB hexapole has a magnetic flux concentration geometry. A turbomolecular pump provides $2 \cdot 10^{-5}$ Pa background pressure through the injection and extraction sides of the source. The whole source body including the plasma chamber and the hexapole are insulated up to 25 kV and connected to a high voltage power supply, except for the solenoids, vacuum pumping, and the beam line. A commercial UHF generator working in the frequency range of 14—14.5 GHz with a maximum output microwave power up to 2.2 kW is used. The generator is connected to the ion source through a high voltage insulator and a tight BN window. Some multiply charged ion currents from the DECRIS are listed in Table 2. The charge state distribution of Ar ions is shown in Fig.2. The new, more compact ECR ion source is now under test. The scheme of the magnetic structure of this ion source is shown in Fig.3. The axial magnetic field is formed by water cooled coils and soft iron yoke. In collaboration with GANIL group the ECR4M ion source is being developed now. The magnetic structure of the source is designed to provide the operation in a frequency range 14—28 GHz, aiming to increase the intensity of Ca^{14+} beam up to 10^{13} pps. GANIL will deliver to the FLNR the ion source equipped with a beam analysis line. The scheme of



the GANIL injector and the DECRIS injector disposition on the top of the cyclotron magnet are shown in Figs.4 and 5, respectively.

Magnetic and Focusing Elements

Several configurations of the axial injection system were considered. We chose the shortest beam line with a minimum number of optical elements which is necessary to provide the required degrees of freedom. The beam line consists of short solenoid (lens) in the horizontal part, which is located at 210 mm away from the ECR ion source, three long solenoids in the axial magnet hole; and a bending magnet is located at 1.22 m away from the lens, which carries out two functions:

1. Beam momentum analysis,
2. Beam bending into the vertical channel.

The lens focuses the extracted beam at the entrance slit of the analysing magnet. The slit is located at 42 cm after the lens and 80 cm before the analysing magnet. A nominal beam size of 15 mm has been assumed at the entrance slit of analysing magnet. Charge state selection is provided by a 90° vertical bending magnet running up to 1.4 kG. For $Z/A = 0.5$ and 25 kV injection voltage, we need 0.89 kG of magnetic field. The main parameters of the analysing magnet are listed in Table 3. The second slit is situated at 80 cm after the bending magnet. At the second slit position, the ion beam dispersion is 1.6 cm/ %. First order calculations have been performed using TRANSPORT code. The optical parameters of the elements provide transmission of the beam with the emittance of $\epsilon = 150 \pi$ mm.mrad. As an example, the envelopes of the ion beam with $Z/A = 0.5$ are shown in Fig.6. The fringing magnetic field in the axial hole, which is plotted in Fig.7, was represented by a number of short solenoids with a corresponding strength of magnetic fields.

Table 3. The main parameters of the bending magnet

Magnet radius	400 mm
Wedge angles	26.5°
Dispersion	1.62 cm/ %
Vertical gap	80 mm
Maximum current	22 A
Maximum volt	48 V
Water flow rate	4 L/M
Temperature rises	70°C

Table 4. The main parameters of the lens and solenoids

Parameters	Solenoids	Lens
Maximum axial magnetic field	1 kG	4.9 kG
Effective length	42 cm	12.6 cm
No. of turns	80	256
Iron-yoked thickness	1 cm	1 cm
Solenoid length	50 cm	20 cm
Unner diameter	195 mm	106 mm
Conductor dimensions	11.5 × 11.5 mm	11.5 × 11.5 mm
Maximum current	500 A	321 A
Power consumption	3.15 kW	5.78 kW
Water flow rate	0.671/min	2.41/min
Temperature rise	8 degrees	34 degrees

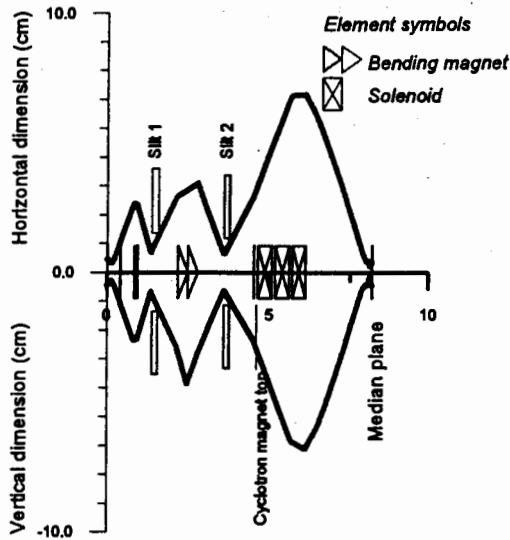


Fig.6. The beam envelope through the transmission line for $Z/A = 0.5$

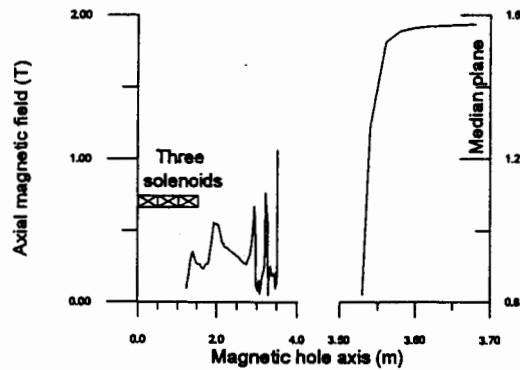


Fig.7. The axial magnetic field in the cyclotron axial hole

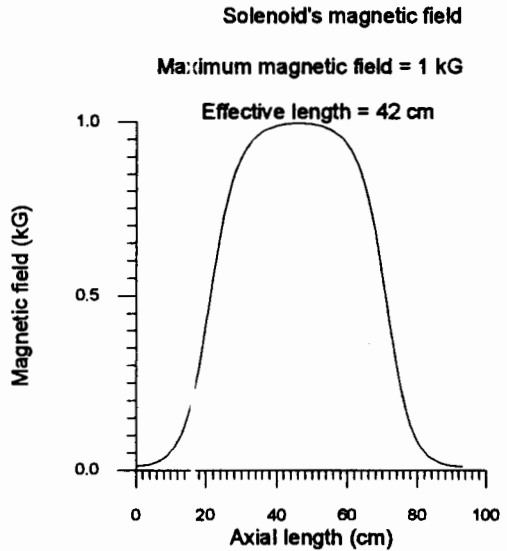
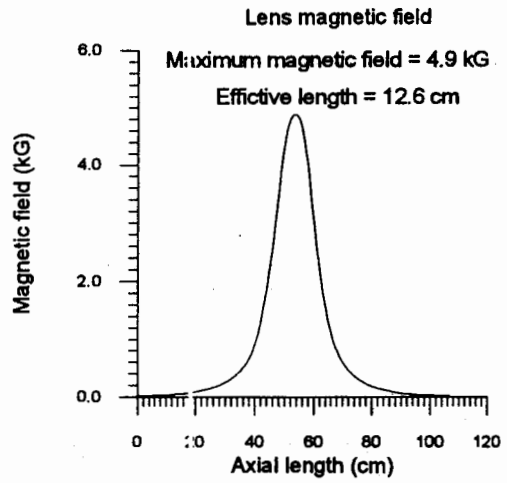


Fig.8. The axial magnetic fields for the lens and the solenoids

The main parameters of the solenoids and the lens are listed in Table 4. The solenoids, lens, and bending magnet designs were done with Poisson program. The axial magnetic fields of the lens and the solenoids are plotted in Fig.8. The transverse distribution of the magnetic field of the bending magnet is plotted in Fig.9. The beam is focused after the solenoids by the fringing magnetic field. To get beam dimension less than 1 cm (at the

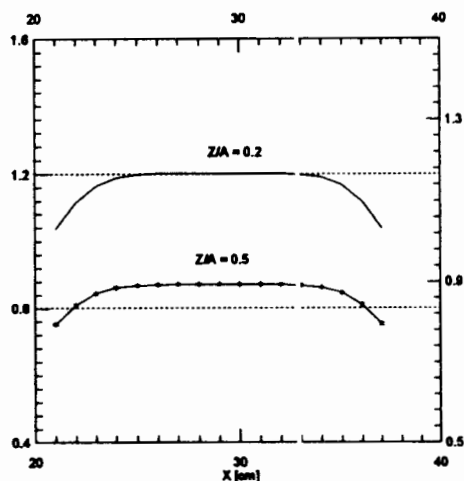


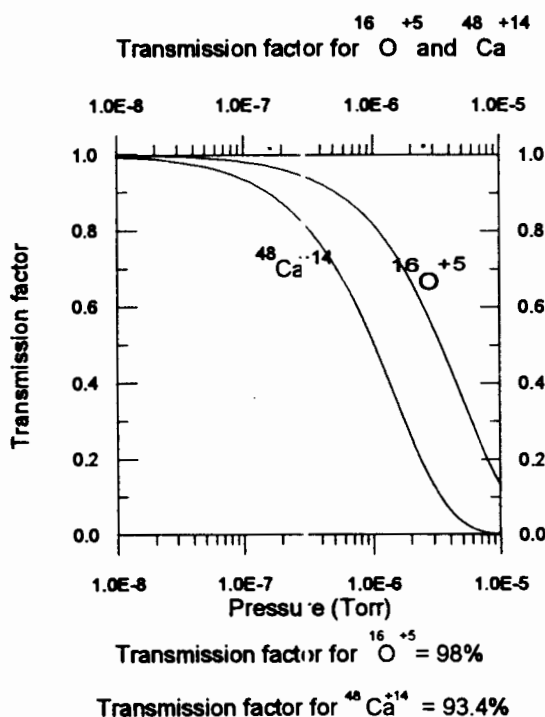
Fig.9. The magnetic field distribution (in kG) of the bending magnet

mirror entrance) we need not more than 0.9 kG. in any solenoid. The short beam line allows us to reduce the vacuum demands. To increase the vacuum conductivity of the vertical channel, we increased the inner diameter of the beam guide pipe inside the axial hole up to 150 mm, thus we enlarged the diameter of the axial hole up to 300 mm.

Vacuum

The losses due to residual gases in transmission line are calculated for some ion beam to get the pressure needed inside the ion guide pipe. In order to get the charge exchange cross section in this range of energies, we used Müller and Salzborn formula [3]. Nitrogen

is considered as a residual gas. The transmission efficiency with respect to the pressure in Torr is plotted in Fig.10.



We chose 10^{-7} Torr as working pressure inside ion pipe guide. To provide a vacuum of 10^{-7} Torr differential pumping is used. The gas flow from the ion source is evacuated in the horizontal line part which is separated from the main line by a diaphragm. This part is pumped by a turbopump and a cryo-pump with a pumping speed 500 l/s and 3200 l/s, correspondingly. At a gas flow of $0.05 \text{ cm}^3/\text{min}$ the vacuum 10^{-7} Torr will be provided. The main part of the channel is pumped by two cryopumps with a total pumping speed of 6400 l/s. The preliminary vacuum is provided by a turbopump. The inner surface of the beam guide pipe was specially treated to reduce the outgassing flow.

Fig.10. Some ion beam losses due to pressure

Inflector and Central Region

The main feature of the axial injection system, which was taken into account during the central region calculation, is the injection voltage from 16 to 25 kV, which is low comparing with the voltage of four dees from 140 to 200 kV. The optimum initial radius of the central ray at the first gap is 50 mm, which is determined from the optimum centring and first turn energy gain conditions. An electrostatic mirror has been considered [4] in order to have the smallest inflector, well shielded against the RF voltage, and be able to inject the beam into the maximum radius. The mirror is centred on the axis of the cyclotron. The calculations for such a mirror were done analytically. Mirror parameters have been chosen by taking as reference case the $Z/A = 0.5$ ion injected at 25 kV in the magnetic field 1.45 T with a corresponding magnetic radius 22 mm. The mirror structure consists of an electrode, a grid, and an outer cooled copper shell at ground potential. The gap between this shell and the high voltage electrode is 7 mm. The main parameters are obtained:

1. the angle of the mirror grid with the median plane = 47° ,
2. mirror voltage $V = 23.6$ kV,
3. distance from the cyclotron axis to the exit point projected in the median plane = 14.6 mm,
4. distance between the electrode and the grid = 9.2 mm,
5. maximum applied electric field between the electrode and the grid = 25.6 kV/cm.

We couldn't increase the angle between the mirror and the median plane more than 47° to get bigger radius because of increasing the mirror dimensions. The maximum injection voltage of ion source is 25 kV for $Z/A = 0.5$ and the second harmonic, and according to the constant orbit principle, the injection voltage will be decreased with decreasing Z/A up to 0.2 for the second harmonic. The central ray trajectory in the magnetic field map was obtained by integrating the Lorentz equations. A grounded slit was placed at 40 mm away from the cyclotron center. The improvement of beam centering during the acceleration was performed by adjusting the direction of the electric field of the first acceleration gap and its geometry. The particle trajectory centers for 40° of RF phase and up to 2 turns are plotted in Fig.11. The central ray will pass through the puller center. The electric field between the dees and the dummy-dees is considered as a Gaussian distribution [5]. In our simulation of the central region, we changed the maximum voltage of the dees from 140 kV up to 200 kV to know the mechanical boundaries and the minimum permissible voltage of the dees with taking into account the electric charge between dees and grounded surfaces. The particle trajectories for 5 particles and 40° of the RF phase

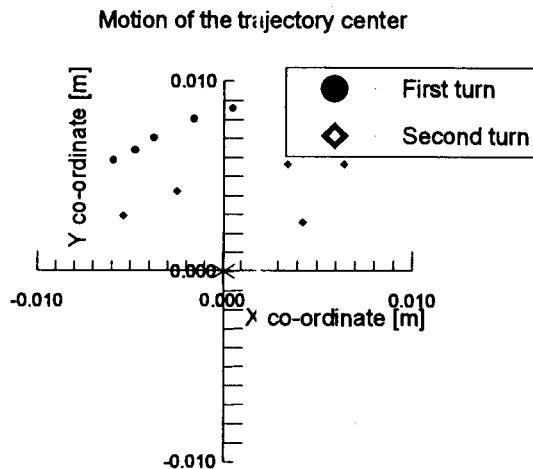


Fig.11. Particle trajectory centers with a dee voltage 170 kV and for 40 degrees of the RF phase

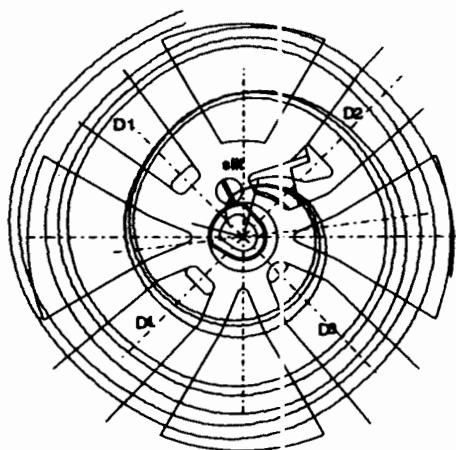


Fig.12. Particle trajectories with dee voltages 140, 150, and 170 kV

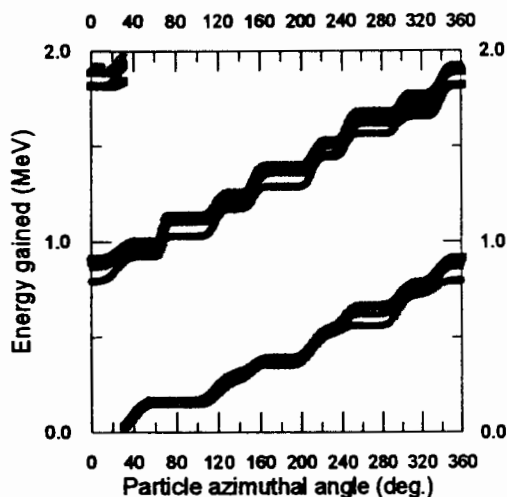


Fig.13. Energy gained with 170 kV of dee voltages

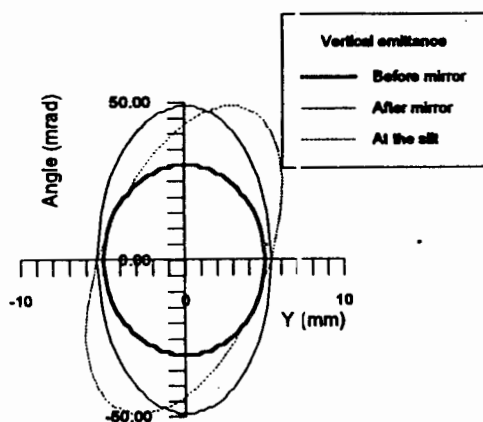


Fig.14. Vertical emittance before and after mirror and at the grounded slit

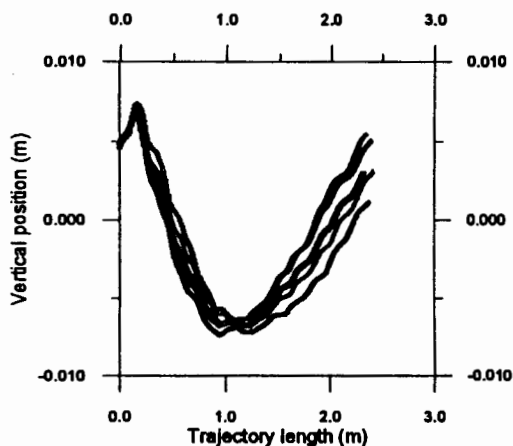


Fig.15. The particle vertical motions for 40 degrees of the RF phase

with 170 kV of dee voltages are shown in Fig.12. The energy gained for 5 particles and 40° of RF phase with 170 kV of the dee voltages is shown in Fig.13. In all cases, the vertical dimension of the beam will be not more than 20 mm up to two turns according to the output emittance of the inflector. Vertical emittances through the inflector are shown in Fig.14. The vertical gaps of the dees are 24 mm in the center. The vertical trajectories for 5 particles in RF phase range 40° with maximum initial vertical position and maximum initial vertical angle at the slit are plotted in Fig.15.

Buncher

A simple grided double gap Klystron-type buncher will be placed 1 m away from the median plane. This buncher consists of a cylindrical electrode, with length 20 mm and a diameter 150 mm, and two accelerating gaps of 3 mm. The step between the grid wires is about 5 mm. The distance between the median planes of the accelerating gaps is 23 mm and the voltage amplitude, which is applied on the electrode is in the range from 300 up to 450 V. The relation between the cyclotron RF phase acceptance and buncher efficiency is shown in Fig.16. The results of these calculations were done without taking into account the space charge effect.

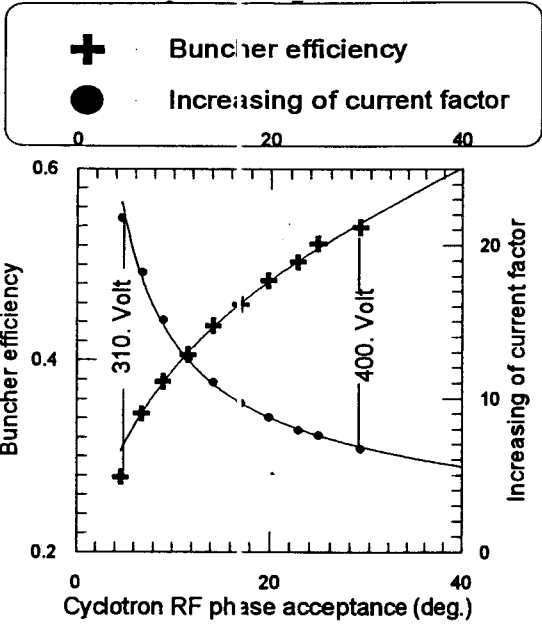


Fig.16. Buncher efficiency

Table 5. The main parameters of the axial injection system of the U-400M cyclotron

Ion Source	DECRIS-2 (Dubna) 1994 ECR-4M (GANIL) 1995
Max.injection voltage	25 kV
Beam line length	8,2 m
Focusing element	Solenoid — 4 units
Analysing magnet	R = 40 cm
Resolution	80
Steering magnet	4 units
Vacuum	1.0×10^{-7} : 3×10^{-7} Torr
Pumping speed	7.5×10^3 l/s
Type of pumps	Cryogenic — 3 units Turbopump — 2 units
Buncher	2 gaps (600 V)
Distance between buncher and median plane	1 m
Inflector	Mirror 1994 Spiral 1996
Diagnostics	Faraday cup — 3 units Collimator — 2 units

References

1. Gulbekian G. et al. — XIII Inter. Conf. on Cyclotrons and Their Application, Vancouver, 1992, p.11.
2. Efremov A. et al. — Rev. Sci. Inst., 1994, Vol.65(4), p.1084.
3. Müller A. et al. — Inst. Phys. Conf., 1978, No.38, Chapter 4.
4. Gulbekian G. et al. -- Sci. Rep. JINR, Dubna, E7-93-57, 1991-1992, p.286.
5. Bellomo G. et al. — Nuc. Ins. and Meth., 1983, 206, p.19.

УДК 539.12

ПРОВЕДЕНИЕ ПАРЦИАЛЬНО-ВОЛНОВОГО АНАЛИЗА ТРЕХПИОННЫХ СИСТЕМ ИТЕРАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

И.М.Василевский, Ю.И.Иваньшин, В.А.Петров, А.А.Тяпкин

Применен итерационный метод уточнения аксептанса экспериментальной установки при проведении парциально-волнового анализа дифракционно рсжденных трехпионных систем. Получены более точные значения интенсивности волны 0^-S и разности фаз $0^-S - 0^-P$ в диапазоне эффективных масс $700 + 800$ МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

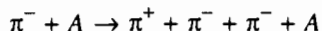
On Iteration Method of the Partial Wave Analysis of the 3π -Systems

I.M.Vasilevsky et al.

Iteration method has been used to define more precisely the experimental setup acceptance in the effective mass range $700 + 800$ MeV. It has led to better accuracy of the 0^-S -wave intensity and $0^-S - 0^-P$ phase shift.

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

В пятом совместном эксперименте ЦЕРН — ОИЯИ (сотрудничество Болонья — Дубна — Милан) на ускорителе ИФВЭ изучалась реакция дифракционной диссоциации пиона на ядрах



с помощью магнитного искрового спектрометра ОИЯИ при энергии пионов 40 ГэВ. Результаты парциально-волнового анализа (ПВА) полученного экспериментального материала в диапазоне эффективных масс 3-х пионов от 0,9 до 2,4 ГэВ опубликованы в работах [1—4].

В работе [5] опубликованы результаты ПВА в диапазоне масс $600 + 900$ МэВ. В этой области масс было обнаружено резонансное поведение волны 0^-S . На рис.1 и 2 показано поведение интенсивности волны 0^-S и разности фаз волн 0^-S и 0^-P . Точка со значением эффективной массы 740 МэВ выпадает из общего поведения фазы и имеет большую ошибку, что связано с малым значением интенсивности опорной волны 0^-P в этой бине.

Ниже делается попытка с помощью итерационного метода уточнить аксептанс установки и тем самым параметры нового резонанса, т.к. при проведении ПВА в работах [1—5] генерирование событий для учета аксептанса установки проводилось по

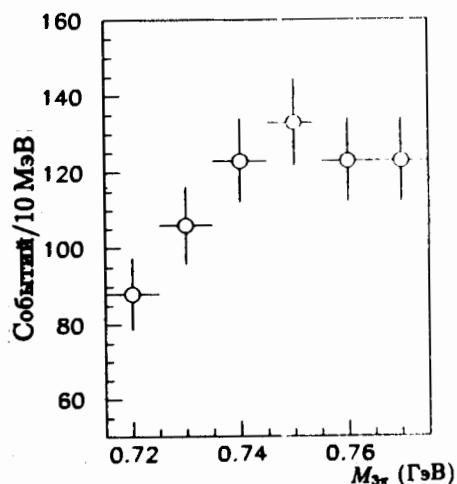


Рис.1. Зависимость интенсивности 0^-S -волны от трехпионной массы

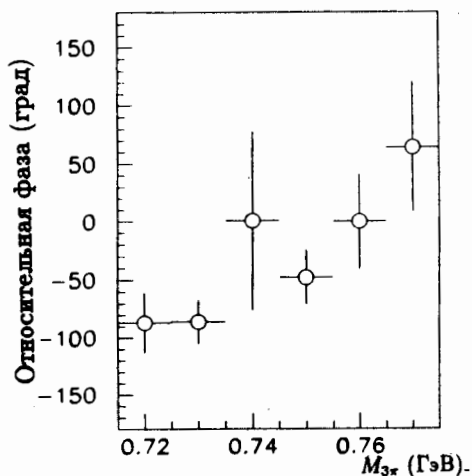


Рис.2. Зависимость относительной фазы ($0^-S - 0^-P$) от трехпионной массы

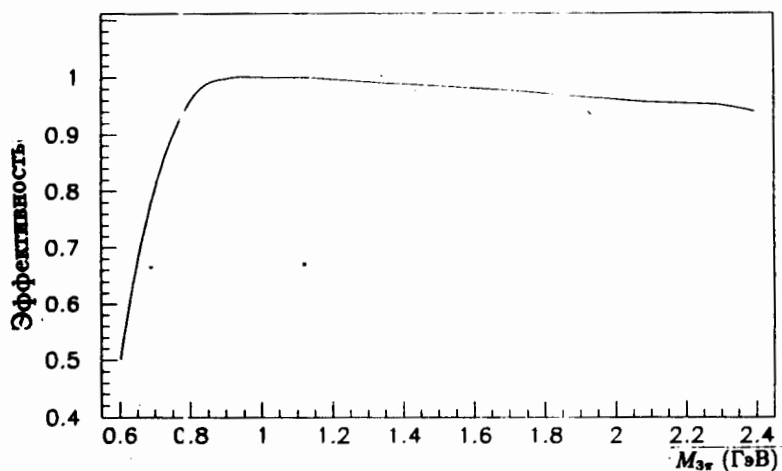


Рис.3. Геометрическая эффективность спектрометра МИС в зависимости от регистрируемой трехпионной массы

фазовому объему. Но если геометрический аксептанс установки изменяется от 0,97 до 0,92 при изменении эффективной массы от 0,9 до 2,4 ГэВ, то при уменьшении массы от 0,9 до 0,6 ГэВ геометрический аксептанс спадает до 0,5 (рис.3), и возникает необходимость учитывать парциальный аксептанс, поскольку поправки на аксептанс становятся соизмеримыми с эффектом. В работе [6], например, подобная задача решается с использованием результатов парциально-волнового анализа эксперимента, проведенного на установке с геометрическим аксептансом, близким к единице, но при другой

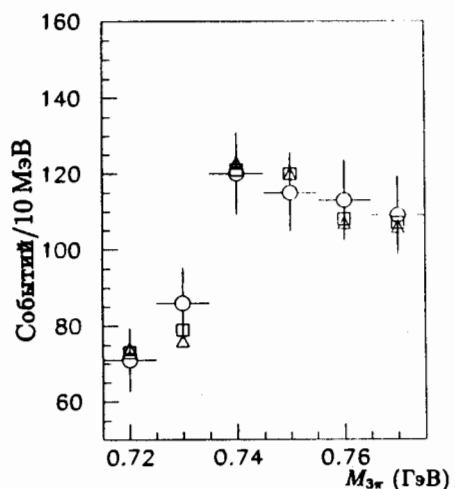


Рис.4. Зависимость интенсивности 0^-S -волны от трехпионной массы; кружки — для ПВА-1, квадраты — для ПВА-2, треугольники — для ПВА-3

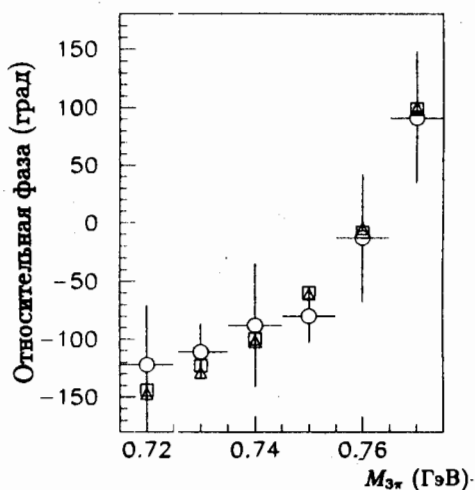


Рис.5. Зависимость поведения относительной фазы ($0^-S - 0^-P$) от трехпионной массы; обозначения те же, что и на рис.4

(более низкой) энергии пучка. Применить такую процедуру в области эффективных масс трех пионов $0,6 + 0,9$ ГэВ не представляется возможным, поскольку нам не известны какие-либо результаты парциально-волнового анализа экспериментальных данных в этом диапазоне масс.

Поэтому мы поступили следующим образом: взяв результаты нашего ПВА в бине $0,90 + 0,94$ ГэВ, где геометрический аксептанс спектрометра составляет величину, близкую к единице, провели монте-карло-генерирование событий в бине $0,86 + 0,90$ ГэВ, сделали в этой бине ПВА, по его результатам генерировали события в бине $0,82 + 0,86$ ГэВ, и так дошли до $0,6$ ГэВ, получив в исследуемом диапазоне масс результаты ПВА-1. Далее, эти результаты использовались в каждой бине для генерации 3π -событий, с помощью которых получался результат ПВА-2 в этой же бине, и, чтобы убедиться в сходимости результатов, процедура повторялась еще раз.

На рис.4 и 5 показано поведение интенсивности 0^-S -волны и зависимость разности фаз 0^-S - и 0^-P -волн от эффективной массы трехпионной системы, полученные таким образом. Заметна быстрая сходимость по итерациям, и хорошо просматривается отличие поведения разности фаз от результата работы [5]. Это подтверждает предположение, что аксептанс установки для разных парциальных волн не одинаков. Поэтому чем точнее мы определяем аксептанс, тем более точно находим соотношения между парциальными волнами.

Получены следующие значения параметров обнаруженного ранее резонанса: $M = (745 \pm 20)$ МэВ и $\Gamma = (39 \pm 12)$ МэВ, которые в работе [5] указывались равными: $M = (749 \pm 30)$ МэВ и $\Gamma = (32 \pm 17)$ МэВ.

Таким образом, итерационный метод позволяет точнее учесть влияние аксептанса и получить более достоверную информацию даже при том же экспериментальном материале.

Литература

1. Bellini G. et al. — Nucl. Phys., 1982, B199, p.1.
2. Bellini G. et al. — Nuovo Cimento, 1984, A79, p.282.
3. Bellini G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1982, 48, p.1697.
4. Беллини Д. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 9, с.511.
5. Ivanshin Yu.I. et al. — Nuovo Cimento, 1994, A107, p.2855.
6. Zielinski M. et al. — Phys. Rev., 1984, D30, p.1855.