



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

№4 [50] - 91

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR
RAPID COMMUNICATIONS

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

№4 [50] - 91

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
collection

Дубна 1991

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

G.G.Beznogikh, V.A.Budilov, A.Filipkowski, A.Golembewski, B.Khurelbaatar, A.P.Laricheva, V.V.Mialkowski, V.A.Nikitin, P.V.Nomokonov, A.V.Pavlyuk, I.A.Rufanov, M.Traikova, N.K.Zhidkov Analyzing Power in $d\uparrow C \rightarrow pX$ and $d\uparrow C \rightarrow pp(d)X$ Reactions for Fast Protons Scattered at Large Angles Г.Г.Безногих, В.А.Будилов, А.Филипковский, А.Голембевский, Б.Хурелбаатар, А.П.Ларичева, В.В.Миалковский, В.А.Никитин, П.В.Номоконов, А.В.Павлюк, И.А.Руфанов, М.Трайкова, Н.К.Жидков Анализирующая способность $d\uparrow C \rightarrow pX$ и $d\uparrow C \rightarrow pp(d)X$ реакций для быстрых протонов, рассеянных на большие углы	5
A.N.Andreev, D.D.Bogdanov, A.V.Yeremin, A.P.Kabachenko, O.N.Malyshev, Yu.A.Muzychka, B.I.Pustyl'nik, G.M.Ter-Akop'yan, V.I.Chepigin Оболочечные эффекты и сечения образования нейтронодефицитных изотопов Ac, Ra и Fr в реакции $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ A.N.Andreev, D.D.Bogdanov, A.V.Yeremin, A.P.Kabachenko, O.N.Malyshev, Yu.A.Muzychka, B.I.Pustyl'nik, G.M.Ter-Akop'yan, V.I.Chepigin Shell Effects and Cross Sections of Formation of Neutron-Deficient Isotopes of Ac, Ra and Fr in $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ Reaction	12
A.Bermudes, V.N.Chernikov, A.Yu.Didyk, V.A.Skuratov, A.S.Sokhatsky New Cross-Section Method for Investigation of Heavy Ion Irradiation Effects А.Бермудес, В.Н.Черников, А.Ю.Дидык, В.А.Скуратов, А.С.Сохацкий Новая методика "Cross-Section" для исследования воздействия тяжелых ионов	23
F.F.Valiev, G.A.Feofilov, A.P.Tsvinev, A.A.Baldin, Yu.K.Gavrilov Microchannel Plates as a Detector for 800 MeV/c Charged Pions and Protons Ф.Ф.Валиев, Г.А.Феофилов, А.П.Цвинев, А.А.Балдин, Ю.К.Гаврилов Микроканальные пластины как детектор заряженных пионов и протонов с импульсом 800 МэВ/с	27

Л.М.Онищенко, Н.Г.Шакун, П.Т.Шишлянников	
Растяжка пучка (медленный вывод) в фазотроне ОИЯИ	
методом фазового смещения	
L.M.Onishchenko, N.G.Shakun, P.T.Shishlyannikov	
Beam Stretching in the JINR Phasotron	
by Phase Displacement	37

ANALYZING POWER IN $d\uparrow C \rightarrow pX$ AND $d\uparrow C \rightarrow pp(d)X$ REACTIONS FOR FAST PROTONS SCATTERED AT LARGE ANGLES

G.G.Beznogikh, V.A.Budilov, A.Filipkowski, A.Golembewski,
B.Khurelbaatar, A.P.Laricheva, V.V.Mialkowski, V.A.Nikitin,
P.V.Nomokonov, A.V.Pavlyuk, I.A.Rufanov, M.Traikova,
N.K.Zhidkov

Measurements of the vector analyzing power, A_y , for $d\uparrow C \rightarrow pX$ reaction at deuteron energies 1.2, 1.6, 2.0 and 4.2 GeV and for $d\uparrow C \rightarrow pp(d)X$ reaction at 1.6 GeV are reported. The protons were detected at a large angle in kinematic region forbidden for scattering on free protons. Inclusive data are in good agreement with the previous $p\uparrow C \rightarrow pX$ measurements. Some simple scaling for A_y is demonstrated. The strong correlation between A_y value and the energy of forward protons (deuterons) was found for $d\uparrow C \rightarrow pp(d)X$ reaction. It seems possible to separate the contributions of two different mechanisms of fast proton production at large angles.

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

Анализирующая способность $d\uparrow C \rightarrow pX$ и $d\uparrow C \rightarrow pp(d)X$
реакций для быстрых протонов, рассеянных
на большие углы

Г.Г.Безногих и др.

Доклаживаются результаты измерения анализирующей способности, A_y , для реакции $d\uparrow C \rightarrow pX$ при энергии дейтронного пучка 1,2; 1,6; 2,0 и 4,2 ГэВ и для реакции $d\uparrow C \rightarrow pp(d)X$ при энергии дейтронного пучка 1,6 ГэВ. Протоны детектировались под большими углами, в области, кинематически запрещенной для свободного протон-протонного рассеяния. Инклюзивные данные находятся в хорошем согласии с данными, полученными ранее для реакции $p\uparrow C \rightarrow pX$. Для анализирующей способности продемонстрирован простой скейлинг. Для реакции $d\uparrow C \rightarrow pp(d)X$ обнаружена сильная корреляция между анализирующей способностью и энергией протонов (дейтронов), испущенных в переднюю полусферу под малыми углами. Полученные данные демонстрируют возможность разделения вкладов двух различных механизмов образования протонов под большими углами в дейтрон-ядерных взаимодействиях.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

This paper describes the measurements of the vector analyzing power A_y in reactions $d\uparrow C \rightarrow pX$ and $d\uparrow C \rightarrow pp(d)X$ in kinematic region forbidden for scattering on free protons.

The problem of energetic proton production in backward directions in proton-nucleus collisions has been discussed for several years. There are many models based on different assumptions about the reaction mechanisms successfully used to explain the inclusive cross section data^{/1-6/}. Two types of experiments are expected to clarify this situation: analyzing power measurements and two-particle correlation measurements.

The present inclusive measurements of A_y in reactions induced by vector polarized deuterons complete the previous results obtained for the reactions with polarized protons at energies in the range of 0.3 — 0.8 GeV^{/7-10/}.

The measurements of A_y for backward proton scattering from Be and C with 303 MeV polarized protons^{/7/} have shown that A_y is small and negative. Only for the narrow region near the kinematic limit A_y value is large and negative, and approaches the predictions of Single Scattering Model (SSM)^{/11/}. The measurements of A_y at higher energies (500 MeV and 800 MeV)^{/8-10/} contradict the SSM predictions. For backward angles A_y is small, too. But at 60°-90° near the kinematical limit, A_y value is large and positive, whereas SSM predicts large negative values.

Our inclusive data can be useful for understanding the dependence of A_y on the projectile energy. We also present the measurements of A_y for $d\uparrow C \rightarrow pp(d)X$ reaction at 800 MeV/nucleon. The two-particle correlation measurement with a polarized beam can be helpful to determine the relative role of various mechanisms in fast proton production. We suppose that in the fast proton production at a large angle only one of deuteron's nucleon interacts violently. The other nucleon plays a spectator role and it goes forward as a stripping. Interactions of the spectator nucleon inside the nucleus can increase some "background" but cannot change general features of the scattering mechanism.

In inclusive studies we have used the vector polarized deuteron beam of the Dubna synchrophasotron^{/12/} at the energies of 0.6, 0.8, 1.0 and 2.1 GeV/nucleon and the intensity up to 0.5×10^9 deuterons per cycle. The vector polarization of the beam was reversed up and down every cycle. The typical values of the vector polarization were +0.35 and -0.35, respectively. The internal target of thin (2 micrometers) polyethylene foil was used. The beam polarization was controlled with measuring of $d\uparrow p$ elastic scattering asymmetry. For this purpose

recoil protons were detected by two telescopes of semiconductor detectors at the angles of $+82^\circ$ and -82° .

The windows in the accelerator chamber at 75° , 102° and 120° were used to place three identical telescopes each covering the space angle of 2.5 msr. Every telescope consisted of two plastic scintillators (7 mm thick) and two NaI(TL) crystals (80 and 150 mm thick). To extend the upper limit of measurable proton energy up to 600 MeV, some absorbers were inserted between the plastic scintillators.

The measured A_y values are shown in Figs.1 and 2. At deuteron energy of 800 MeV/nucleon our data are in good agreement with the $p+C \rightarrow pX$ measurements at 800 MeV⁹. At the backward angles the values of A_y are small. At 75° common trend of data is obvious for all projectile energies. The low energy protons are mainly recoils of the quasi-free scattering of the beam particles on the nucleus protons. The value of A_y for them is negative. At higher proton energies A_y changes its sign and becomes positive and large.

If to present all data on A_y obtained at 75° as a function of cumulative number Q one can see that they follow the same Q -dependence at all projectile energies. (see Fig.3).

The Q equals the mass of the target where the proton should scatter elastically to be detected at the corresponding angle and can be calculated by the formula:

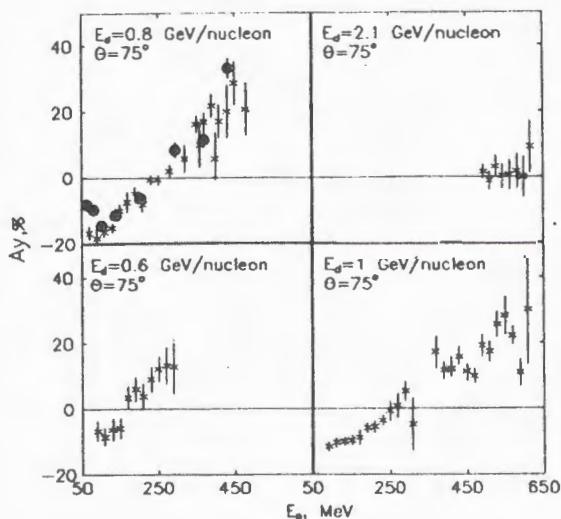


Fig.1. Dependence of analyzing power of $d+C \rightarrow p + X$ reaction on the energy of detected protons at angle 75° . x — data of the present experiment; ● — data from Refs.9.

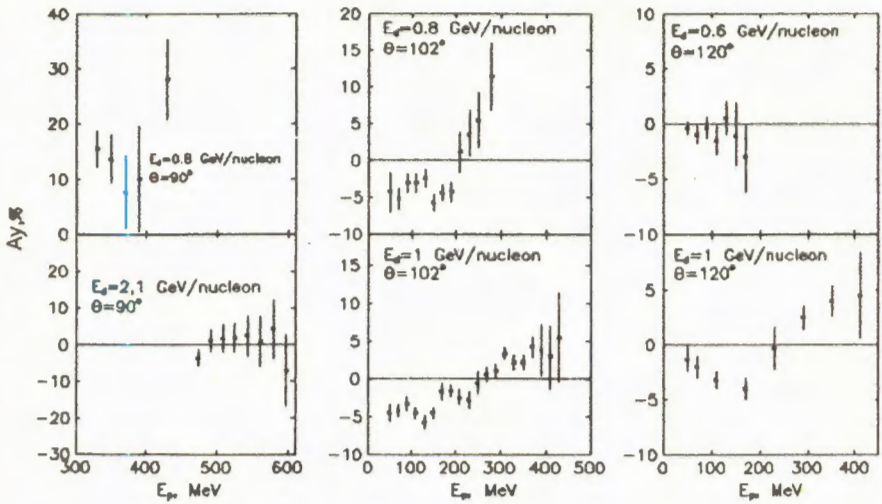


Fig.2. Dependence of analyzing power of $d + C \rightarrow p + X$ reaction on the energy of detected protons at angles 90° , 102° and 120° .

$$Q = (E_0 \cdot E - P_0 \cdot P \cdot \cos\theta - M_p^2) / ((E_0 - E) \cdot M_p),$$

where E_0 and P_0 are energy and momentum of the projectile, E , p , θ are energy, momentum and angle of the detected proton. This scaling may both: either reflect kinematics of internucleus scattering or just be the result of closeness to the kinematical limit.

The study of $pA \rightarrow pp(d)X$ reaction where the fast proton at a large angle is detected in coincidence with forward protons (deuterons), is more informative for investigation of cumulative proton production mechanism^{/6, 13-15/}. For example, at 800 MeV the coincidence experiment^{/15/}, distribution $d^4\sigma / dp_1(118^\circ) dp_2(15^\circ) d\Omega_1 d\Omega_2$ as a function of p_1 and p_2 has shown two bumps: the first one is from quasielastic pp scattering and the second, more broad, — from $p-(2N)$ breakup region.

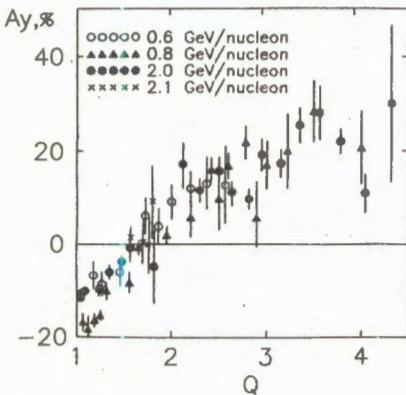


Fig.3. Analyzing power of $d + C \rightarrow p + X$ reaction for angle 75° at different beam energies as a function of cumulative number.

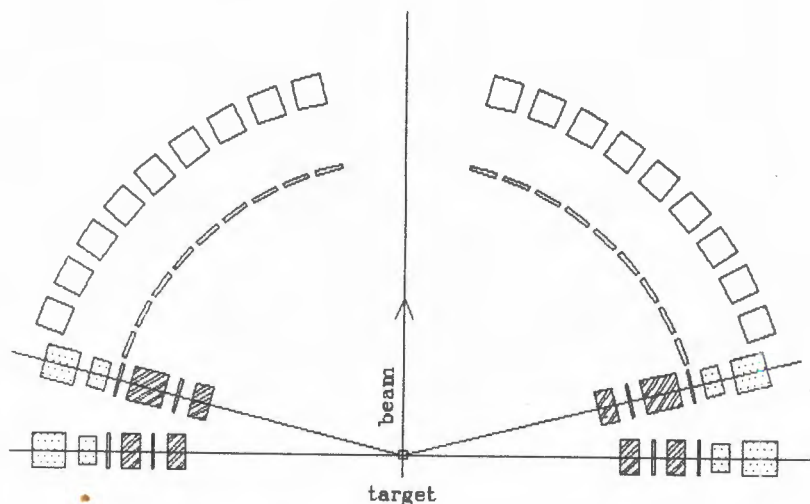


Fig.4. The setup of the correlation experiment. $\square$ — NaJ(TL) crystals; $\square$ — plastic scintillators; $\square$ — obsorbers.

The conclusion of that experiment¹⁵ is the following: the main contribution to backward energetic proton production appears to be given by the proton scattering on correlated nucleon clusters.

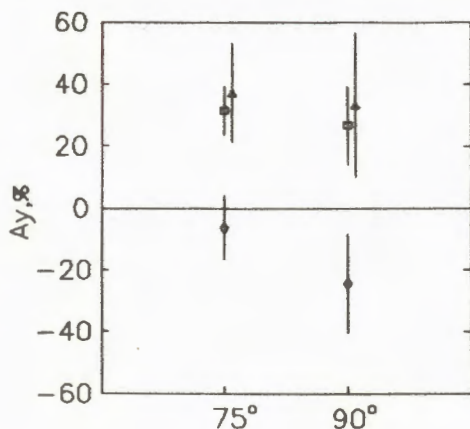
We have performed measurements of A_y for $d\uparrow C \rightarrow pp(d)X$ reaction at deuteron energy 800 MeV/nucleon. The setup used for this experiment is shown in Fig.4.

The protons at 75° and 90° with the energy region of 340-500 MeV were detected in coincidence with the forward protons (deuterons) at $\pm 18^\circ \leq \theta \leq \pm 72^\circ$ and $-5^\circ \leq \phi \leq +5^\circ$. The scintillator telescopes at 75° and 90° were the same as for the inclusive measurements. Eighteen scintillator telescopes were placed at the forward angles. Each of them consisted of the ΔE plastic scintillator of 20 mm thick and the E-plastic scintillator of 130 mm thick. The event trigger signal was generated by any particle passing through both the plastic scintillators and the absorber placed between them in any of the telescopes fixed at 75° or 90° . This trigger signal opened the gates for all ADC and gave start for all TDC. Thus, the amplitude and the time of flight were measured for every of the 44 scintillators. The typical beam intensity was 5×10^7 particles per beam and the beam repetition was 8 s. The duration of each beam was about 350 ms. The thickness of the target was 5 g/cm^2 . The polarization of the deuteron beam was the same as for the inclusive measurements.

Table. The A_y values for $d\uparrow C \rightarrow pp(d)X$ reaction

75°	27° - 39°	A_y %
Protons 360-500 MeV	Protons 40-220 MeV	+31.5±7.8
	Deuterons 50-250 MeV	+37.3±15.9
	Protons, $E > 220$ MeV	-6.3±10.9
90°	27° - 39°	
Protons 340-480 MeV	Protons 40-220 MeV	+26.7±12.7
	Deuterons 50-250 MeV	+33.3±23.1
	Protons, $E > 220$ MeV	-24.4±15.9

The protons in thick NaJ(Tl) trigger telescopes were separated perfectly well from the pions and background. Due to the poor statistics we divided all the data in six groups, presented in the Table and shown in Fig.5. All the particles passing through the forward telescopes too fast to be identified in $\Delta E \times E$ or in txE plots, were considered the protons with energy higher than 220 MeV. The admixture of pions can be neglected for these rough measurements. Due to momentum conservation the 90% of all the particles in forward scintillators were registered in four counters which were close to the beam on the side opposite to the trigger particle. We have not included the data from the two forward counters nearest to the beam (one from both the sides) because of the big background and the big admixture of accidental coincidences.



It is seen from Fig.5 that there are two different mechanisms of fast proton production at large angles which give different values of A_y . The fast protons at 75° and 90° in coincidence with the fast forward

Fig.5. Analyzing power of $d\uparrow C \rightarrow p(p,d) + X$ reaction for protons coming out at angles 75° and 90° in coincidence with forward: □ — slow protons, ▲ — slow deuterons, ◆ — fast protons.

protons give the negative value of A_y , that agrees with the SSM predictions. The coincidence with the slow forward protons or deuterons gives large and positive value of A_y . It seems that in this kinematical region it is easy to separate the contributions of SSM mechanism and another one, cluster or quasi coherent mechanism, not only kinematically as it was done in reference 15 but taking into account the A_y .

References

1. Amado R.D., Woloshyn R.M. — Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1435; Phys. Lett., 1977, 69B, p.400.
2. Fujita T. — Phys. Rev. Lett., 1977, 39, p.174; Nucl. Phys., 1979, A234, p.409.
3. Weber H.J., Miller L.P. — Phys. Rev., 1977, C16, p.726.
4. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Phys. Lett., 1979, 83B, p.407; 1981, 76C, p.215.
5. KholJ. — Phys.Rev., 1979, C20, p.773.
6. Komarov V.I. et al. — Nucl. Phys., 1979, A326, p.297.
7. Moalem A. et al. — Phys. Lett., 1987, 183B, p.269.
8. Roy G. et al. — Phys.Rev., 1981, C23, p.1671.
9. Frankel S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, 41, p.148.
10. Brody H. et al. — Phys. Rev., 1981, C24, p.2157.
11. Frankel S., Woloshyn R.M. — Phys. Rev., 1977, C16, p.1680.
12. Ershov V.P. et al. — Commun. of JINR, E13-90-331, Dubna, 1990.
13. Green R.E.L. et al. — Nucl. Phys., 1983, A405, p.463.
14. Komarov V.I. et al. — Phys. Lett., 1977, 69B, p.37.
15. Miake Y. et al. — Phys. Rev., 1985, C31, p.2168.
16. Haneishi Y., Fujita T. — Phys. Rev., 1986, C33, p.260.

Received on July 1, 1991.

ОБОЛОЧЕЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ И СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ Ac, Ra и Fr В РЕАКЦИИ $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, А.В.Еремин, А.П.Кабаченко,
О.Н.Малышев, Ю.А.Музыка, Б.И.Пустыльник,
Г.М.Тер-Акопян, В.И.Чепигин

С использованием кинематического сепаратора ВАСИЛИСА измерены сечения образования изотопов Ac, Ra и Fr в реакции $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ в диапазоне энергий возбуждения компаунд-ядра от 40 до 120 МэВ. Экспериментальные данные проанализированы на основе статистической модели распада возбужденных ядер. Рассмотрено влияние различных предположений о параметрах барьеров деления исследованных ядер на результаты расчета.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Shell Effects and Cross Sections of Formation of Neutron-Deficient Isotopes of Ac, Ra and Fr in $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ Reaction

A.N.Andreev et al.

The cross sections of Ac, Ra and Fr isotope formation in the $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ reaction have been measured by means of the VASSILISSA kinematic separator in the range of compound nuclei excitation energies from 40 MeV to 120 MeV. The experimental data have been analysed on the basis of the statistical model of excited nuclei decay. The influence of different assumptions of parameters of investigated nuclei fission barriers on the calculations results was considered.

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

Введение

В последнее время возрос интерес к исследованиям различных каналов распада возбужденных составных ядер с $Z \cong 83 - 95$, т.к. в этой области ядер делительный канал становится доминирующим, и даже не-

большие изменения его параметров приводят к существенному изменению вероятностей распадов по другим конкурирующим каналам. Большая удаленность исследуемых ядер от линии β -стабильности и быстрое уменьшение жидкокапельного барьера деления с ростом Z делают экспериментальные результаты в этой области ядер критичными к параметрам модели, определяющим зависимость барьера от Z и фактора нейтронного дефицита. Кроме того, т.к. расчетные величины оболочечных поправок для нуклидов с числом нейтронов, близким к магическому числу $N = 126$, оказываются в этой области практически равными расчетным величинам жидкокапельных барьеров, появляется хорошая возможность исследовать влияние оболочечных эффектов на характеристики распада составного ядра и параметры делительного канала. Первая попытка экспериментального исследования этого вопроса связана с анализом делимости нейтронодефицитных составных ядер Th с массовыми числами в диапазоне $212 \leq A \leq 220$, полученных в реакциях с ионами ^{40}Ar и $^{48}\text{Ca}^{1,2}$. Для этих изотопов оболочечные поправки к массе ядра в основном состоянии составляют по величине $\cong 4 - 5$ МэВ и близки к величине жидкокапельного барьера. Однако для правильного воспроизведения экспериментальных величин сечений реакций с испарением 4 нейтронов в расчетах пришлось использовать только жидкокапельную составляющую барьера деления. Авторами был сделан вывод об аномально быстром ослаблении влияния оболочечных эффектов при увеличении энергии возбуждения и их полном исчезновении при энергиях возбуждения $10 - 15$ МэВ^{1,2-4}.

Существует еще одна проблема в этой области ядер, связанная с резким уменьшением сечений (xn) -реакций при переходе от нейтронодефицитных составных ядер (Ac — Th) к аналогичным ядрам (U — Np)⁵⁻⁷. Если считать, что оболочечные эффекты не влияют на величины сечений реакций с испарением нейтронов для изотопов (Ac — Th), то для единообразного описания сечений испарительных реакций необходимо предположить, что жидкокапельная составляющая барьеров деления при переходе к изотопам (U — Np) скачкообразно уменьшается на 30-35% по сравнению с расчетом.

Настоящая работа является продолжением наших исследований этих эффектов, начатых три года назад^{5,6}. В ней приводятся результаты экспериментального изучения сечений образования различных испарительных продуктов для составного ядра ^{217}Ac в широкой области энергий возбуждения, а также результаты сравнения полученных данных с расчетами по статистической модели девозбуждения составных ядер.

Экспериментальная методика

Облучения проводились на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ. В экспериментах использовались выведенные пучки ионов ^{20}Ne с энергиями 120,

140 и 190 МэВ. Изменение энергии бомбардирующих ионов с шагом 3–6 МэВ проводилось с помощью алюминиевых и титановых поглотителей. Энергия пучка после прохождения поглотителей измерялась поверхностно-барьерным полупроводниковым детектором по энергии ионов, рассеянных на тонкой (200 мкг/см^2) золотой фольге на угол 30° . Калибровка детектора и электронного тракта осуществлялась с помощью стандартного источника ^{226}Ra и калибровочных омических делителей. Интенсивность пучка на физической мишени диаметром 12 мм составляла $(3-6) \cdot 10^{11}$ част./с, энергетический разброс бомбардирующих ионов после прохождения поглотителей не превышал 1,0–1,5 % измеряемой энергии. В экспериментах использовалась мишень из ^{197}Au толщиной 415 мкг/см^2 . Мишень была изготовлена методом вакуумного напыления на алюминиевую фольгу толщиной $1,35 \text{ мг/см}^2$. Состав и однородность мишени по площади контролировались методом рентгенофлуоресцентного анализа. Точность в определении толщины мишени была не хуже 10%.

Отделение продуктов реакций полного слияния от пучка и продуктов реакций передач осуществлялась с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА^{18,91}, в котором происходит разделение продуктов реакций по электрической жесткости. Детектирующая система, расположенная в фокальной плоскости сепаратора, состояла из двух широкоапертурных времяпролетных детекторов диаметром 82 мм, изготовленных на основе микроканальных пластин и полупроводникового детектора общей площадью 35 см^2 , изготовленного методом планарной технологии и разделенного на восемь независимых полос. Общий вид сепаратора и детектирующего модуля приведены на рис.1. При охлаждении детектора до температуры -10°C энергетическое разрешение для каждой полосы было не хуже 25 кэВ для α -линий в диапазоне 6–9 МэВ. Электронная аппаратура позволяла получать для каждого детектора данные об энергиях и вре-

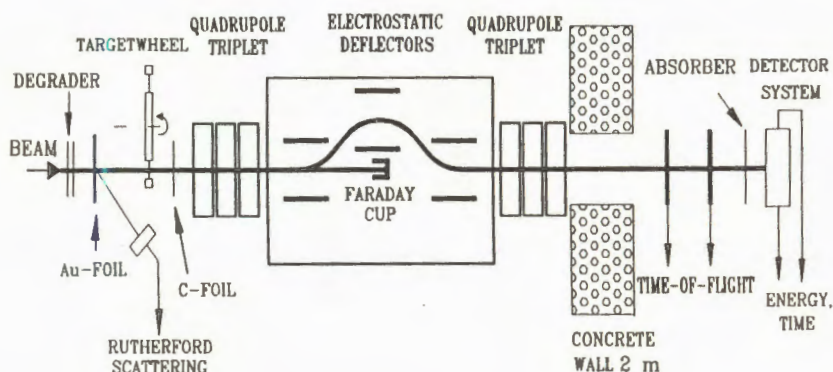


Рис.1. Общий вид сепаратора ВАСИЛИСА и детектирующего модуля.

мени пролета ядер отдачи, времени их прихода в детектор, энергии и времени α -распада нуклидов, имплантированных в детектор. Подробное описание детектирующего модуля и электронной аппаратуры дано в работах ^{110,111}. Эффективность сепарации для (х,п)- и (р,хп)-реакций измерялась непосредственно в каждом эксперименте в контрольной реакции $W + {}^{20}\text{Ne}$. Для этой цели после мишени устанавливался алюминиевый сборник толщиной $1,8 \text{ мг/см}^2$, который после 10-15-минутного облучения переносился без нарушения вакуума к полупроводниковому детектору, расположенному в мишенной камере на расстоянии 20 см от мишени. Затем в интервале времени $\cong 15$ мин проводилось измерение кривой распада имплантированной в сборник активности. Аналогичное измерение проводилось и для активности, имплантированной в детектирующее устройство после сепаратора. Сравнение этих данных позволяло определять эффективность сепарации с точностью $\pm 25\%$. Для мишени толщиной 400 мкг/см^2 эффективность сепарации в различных опытах составляла от 2 до 3%. Эффективность сепарации для (α , хп)-реакций определялась непосредственно в реакции $\text{Au} + {}^{20}\text{Ne}$ при энергиях бомбардирующих ионов 117, 125 и 130 МэВ. Для этого проводились измерения отношения α -активностей Ас и Fg для ядер, имплантированных в сборник после мишени (до сепаратора), и ядер, имплантированных в детектирующее устройство сепаратора. Измеренное таким образом значение отношений эффективностей для (хп)- и (α , хп)-реакций составило $6,1 \pm 0,6$, что в пределах ошибок совпадает с расчетной величиной 8 ± 2 , использовавшейся нами в предыдущих работах.

Идентификация нуклидов проводилась по энергиям α -переходов, периодам полураспада и функциям возбуждения наблюдаемых активностей. При расчетах энергии возбуждения составного ядра энергия пучка считалась равной энергии на выходе из мишени. Потери в мишени и подложке учитывались по таблицам ¹¹². Для расчета величины Q-реакции использовались таблицы масс ¹¹³.

Результаты экспериментов

Наиболее подробно характеристики α -распада нейтронодефицитных изотопов Ас с массовыми числами $209 \leq A \leq 215$ были изучены в работе ¹¹⁴ с применением методики "gas-jet". Необходимо отметить, что в этой работе также были детально измерены выходы изотопов Ас, Ra и Fg в реакциях ${}^{209}\text{Bi} + {}^{12}\text{C}$, ${}^{203/205}\text{Tl} + {}^{16}\text{O}$ и ${}^{197}\text{Au} + {}^{20}\text{Ne}$, приводящих к образованию компаунд-ядер Ас с массовыми числами 221, 219 и 217. Можно предполагать, что только неопределенность с измерением эффективности газового собирания не позволила авторам работы определить абсолютные значения сечений для различных каналов реакций. Получен-

ные нами данные и данные работы^{/14/} находятся в хорошем согласии как по характеристикам α -распадов изотопов As, так и по относительному изменению выходов нуклидов с изменением энергии возбуждения составного ядра. В наших экспериментах мы наблюдали только один новый α -излучатель с энергией $E_\alpha = (7740 \pm 20)$ кэВ и периодом полураспада $T_{1/2} = (50 \pm 25)$ мс, однозначная идентификация которого вызывает затруднения. Максимум выхода для данной α -активности наблюдается при энергиях Ne в интервале 160-170 МэВ, что на 10-15 МэВ больше энергии Ne, соответствующей максимуму выхода ^{209}As ($E_\alpha = (7590 \pm 20)$ кэВ, $T_{1/2} = (80 \pm 30)$ мс). Сечение образования в максимуме выхода для нового излучателя составляет (75 ± 25) нб и уменьшается до (15 ± 15) нб при энергии пучка 182 МэВ. Исходя из систематики энергий α -распадов для изотопов As и положения максимума функции возбуждения возможна предварительная идентификация данной активности как α -распад изомерного состояния в ядре $^{208\text{m}}\text{As}$, аналогично тому, как это наблюдается для ядра $^{206\text{m}}\text{Fr}$. К сожалению, отсутствие координатной чувствительности у системы регистрации и большие сечения образования изотопов ^{209}Ra и ^{205}Fr не позволили нам воспользоваться для идентификации этой активности методом α - α корреляций.

Значения сечений для (xn) -, (p, xn) - и (α, xn) -реакций, полученные в наших экспериментах, приведены в табл.1 и 2. Статистическая ошибка для большинства измерений (с $\sigma \geq 10$ мкб) не превышает 10% и точность полученных значений сечений определяется точностью измерения эффективности сепарации, толщины и однородности мишени, тока пучка. Контроль, проведенный по воспроизводимости результатов в отдельных измерениях, показал, что точность для относительного выхода нуклидов составляет $\pm 20\%$. Точность измерения абсолютных значений сечений оценивается нами как $\pm 50\%$.

На рис.2 приведены значения полных сечений для (xn) -, (p, xn) - и (α, xn) -каналов реакций в зависимости от энергии бомбардирующих ионов. Обращает на себя внимание быстрое падение сечения (xn) -канала и относительное постоянство сечений каналов с выходом заряженных частиц. Увели-

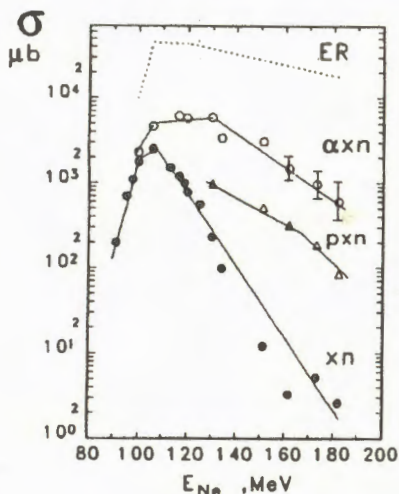


Рис.2. Полные (суммарные) сечения для (xn) -, (p, xn) - и (α, xn) -каналов реакции $\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$.

Таблица 1. Функции возбуждения для (хп)-, (р, хп)- и (α , хп)-каналов для реакции $\text{Au} + {}^{20}\text{Ne}$

E*, МэВ	Сечение, мкб					
	3n	4-5n	6-7n	p, 4-5n	α , 3n	α , 4-5n
36,5	45	80				
40	120	400				
42	140	1070			645	
44	145	1880			1660	≥ 500
50		2520		190	2210	4650
51,5		2300		225	2750	4630
56,5		1430	80	440	700	4630
59,5		1030	170	550		6100
61,5		760	240	700		5740
63		540	240	670		5760
66		300	240	690		5420
67,5		340	220	700		6100
72		40	190	780		4740
75,5		38	60	330		2140
91		3	10	80		1100

Таблица 2. Функции возбуждения для (хп)-, (р, хп)- и (α , хп)-каналов для реакции $\text{Au} + {}^{20}\text{Ne}$

E*, МэВ	Сечение, мкб				
	8-9n	p, 6-7n	p, 8-9n	α , 6-7n	α , 8-9n
66				180	
67,5		35		480	
72		200		1100	
75,5		260		1210	
91	2,6	420	10	1950	
100,5	1,1	220	40	1120	
111	0,5	84	51	680	290
123	0,1	30	30		160

ченные значения ошибок для $(\alpha, \chi\pi)$ -канала при больших энергиях связаны с неопределенностью в учете вклада $(2p, \chi\pi)$ -каналов в образовании изотопов $^{206-209}\text{Fr}$. Дополнительно можно отметить, что при энергиях возбуждения 113-123 МэВ в экспериментальных спектрах резко возрастают интенсивности переходов, связанных с α -распадом изотопов $^{204-206}\text{Rn}$. Если считать, что их образование обусловлено испарительным каналом типа $(\alpha, p, \chi\pi)$, то вклад этого канала в полное сечение при энергии возбуждения 123 МэВ будет составлять 2,0 – 3,5 мб.

Точечной линией на рис.2 показаны значения полного сечения испарительных каналов, рассчитанные при помощи используемой нами модифицированной программы ALICE^{/15/}. Приведенные данные получены в результате суммирования вкладов всех испарительных каналов, приводящих к ядрам с $85 \leq Z \leq 89$. Так как полное сечение испарительных реакций в нашем случае в основном определяется каналами с испарением α -частиц, то оно также слабо меняется в исследованном нами диапазоне энергий возбуждения составного ядра. Расхождение абсолютных значений расчетного и экспериментального значений сечений (приблизительно на фактор 2) может быть уменьшено, если учесть в расчетах хорошо известное уменьшение приведенных α -ширин для нуклидов с $124 \leq N \leq 127$.

Обсуждение результатов

Анализ экспериментальных данных о сечениях $(\chi\pi)$ -, $(p, \chi\pi)$ - и $(\alpha, \chi\pi)$ -каналов реакций был выполнен на основе статистического рассмотрения процесса девозбуждения образующихся составных ядер. Расчеты проводились с помощью модифицированной программы ALICE. Для описания плотности уровней использовались соотношения модели ферми-газа с феноменологическим учетом оболочечных эффектов в параметре плотностей уровней^{/15/}:

$$a_{\nu}(E) = \tilde{a}_{\nu} \{ 1 + [1 - \exp(-0,054E)] \Delta W_{\nu}/E \}, \quad (1)$$

где E — энергия возбуждения ядра. Для каналов испарения частиц a_{ν} — параметр плотности уровней с асимптотическим значением $\tilde{a}_{\nu} = A/10$, $\Delta W_{\nu}(A, Z)$ — оболочечная поправка к массе ядра, образующегося из исходного после испарения частицы сорта ν (нейтрона, протона или α -частицы). В канале деления $a_f = \tilde{a}_{\nu} = A/10$.

Предполагалось, что барьер деления, величину которого необходимо вычитать из энергии возбуждения ядра, имеет вид

$$B_f(Q) = C B_f^{\text{CPS}}(Q) + \Delta W^{\text{exp}}(Z, A), \quad (2)$$

где $V_{\text{г}}^{\text{ср}}(\ell)$ – барьер деления в модели вращающейся заряженной капли^[16], C – свободный параметр, $\Delta W^{\text{exp}}(Z, A)$ – оболочечная поправка к барьеру деления составного ядра, равная разности жидкокапельного и экспериментального значений массы ядра в основном состоянии.

Сечение образования составного ядра рассчитывалось по формуле:

$$\sigma_{\ell} = \pi \lambda^2 \frac{\ell_{\text{кр}}}{\sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{кр}}} \frac{2\ell+1}{1 + \exp [2\pi (V_{B_{\ell}} - E_{\text{с.п.м.}}) / \hbar \omega_{\ell}]}}, \quad (3)$$

где $V_{B_{\ell}}$ – высота барьера взаимодействия, ω_{ℓ} – кривизна этого барьера для ℓ -й волны. Параметры потенциала и способ выбора $\ell_{\text{кр}}$ обсуждались нами ранее^[17]. Основной целью расчетов в настоящей работе явилось оптимальное описание значений сечений в максимумах функций возбуждения. В этом случае оказывается, что более 90% от величины вычисленного поперечного сечения реакции в максимуме функции возбуждения достигается при значениях ℓ , значительно меньших, чем величина $\ell_{\text{кр}}$ для исследуемых реакций. Поэтому выбор модели для $\ell_{\text{кр}}$ не имел принципиального значения. Расчет сечений прекращался, если вклад последующей парциальной волны составлял меньше 1% от величины сечения. Было выполнено два варианта расчетов: 1) в чисто жидкокапельном приближении $\Delta W_{\nu} = \Delta W^{\text{exp}} = 0$ и 2) с учетом ΔW^{exp} и ΔW_{ν} в предположении, что эти величины не зависят от энергии возбуждения, при этом параметр плотности уровней в каскаде испарения частиц $a_{\nu}(E)$ является функцией энергии (см. формулу (1)). Для каждого из вариантов свободным параметром расчета являлся только параметр C . Отношение параметров плотности уровней в делительном и испарительном каналах в расчетах считалось постоянным и равным 1,0.

На рис.3 приведено сравнение результатов расчета с эксперимен-

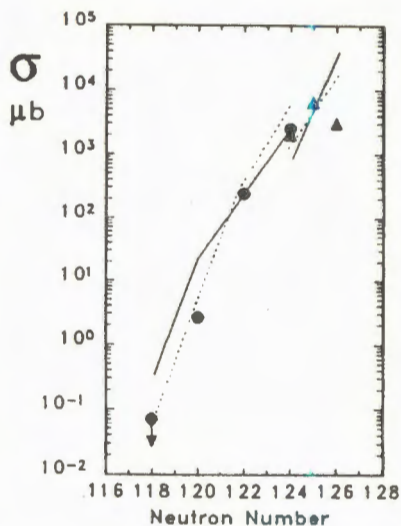


Рис.3. Сравнение измеренных и расчетных значений сечений в максимумах выхода (xn)-реакций; $\text{Au} + {}^{22}\text{Ne}$ – (▲); $\text{Au} + {}^{20}\text{Ne}$ – (●). Точечная линия – результаты расчета с учетом оболочечных эффектов (см. текст). Сплошная линия – результаты расчета при отсутствии оболочечных эффектов.

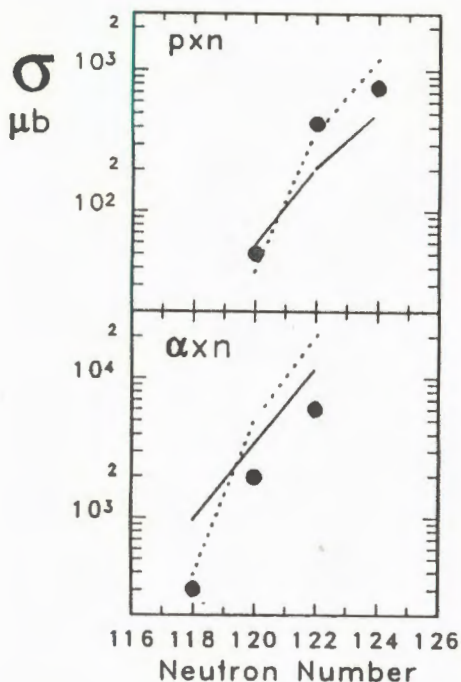


Рис.4. Сравнение измеренных и расчетных значений сечений в максимумах выхода в реакции $\text{Au} + {}^{20}\text{Ne}$ для (p, xn) -канала (верхний рисунок) и (α, xn) -канала (нижний рисунок).

тальными данными для xn -канала. Зависимость представлена как функция от числа нейтронов в конечном продукте испарительного каскада. Кругами и треугольниками изображены экспериментальные значения сечений в максимумах функций возбуждения реакций $\text{Au} + {}^{20}\text{Ne}$ и $\text{Au} + {}^{22}\text{Ne}^{15/}$ соответственно. Сплошными линиями показаны результаты расчетов, полученные в предположении полного отсутствия оболочечных эффектов со зна-

чением $C=1,0$ при жидкокапельном барьере деления (вариант 1). Точечной линией показаны результаты расчетов с учетом оболочечных поправок (вариант 2). При этом значение коэффициента при жидкокапельном барьере бралось равным $C=0,7$, как это следует из анализа данных по сечениям образования нейтронодефицитных изотопов урана с массовыми числами $223 \leq A \leq 226$, полученных в (xn) -реакциях с ионами ${}^{20,22}\text{Ne}$ и ${}^{48}\text{Ca}^{15-17/}$, для которых оболочечные поправки $\Delta W^{\text{exp}} = 0$. При этом варианте интерпретации данных нет скачкообразного уменьшения жидкокапельного барьера деления при переходе от As к U , и, следовательно, уменьшение значений жидкокапельных барьеров по сравнению с расчетом^{16/} может оказаться характерным для всей области нейтронодефицитных ядер в районе $\text{Th} - \text{U}$, что представляется достаточно реалистичным. Аналогичное сравнение результатов расчета и эксперимента для сечений (p, xn) - и (α, xn) -каналов реакции $\text{Au} + {}^{20}\text{Ne}$ приведено на рис.4. Из рисунков 3 и 4 видно, что оба варианта расчетов удовлетворительно описывают экспериментальные результаты.

Из известных нам данных о сечениях образования изотопов As , опубликованных ранее, наибольший интерес с точки зрения проводимого анализа представляют данные о сечении образования изотопа ${}^{217}\text{As}$ ($N=128$) в реакции ${}^{208}\text{Pb}({}^{14}\text{N}, 5n){}^{218/}$. Авторы этой работы измерили функцию

возбуждения и получили значения сечения в максимуме выхода (110 ± 20) мб. Расчет дает значения сечений в максимуме выхода для варианта с жидкокапельным барьером и варианта с оболочечной поправкой 160 и 60 мб соответственно. Т.е. в пределах фактора 1,5 этот экспериментальный результат также согласуется с обоими вариантами расчета.

Заключение

Приведенный анализ показывает, что несмотря на использование экспериментальных данных о сечениях образования ядер в широком диапазоне массовых чисел $207 \leq A \leq 217$ и значительный диапазон изменения сечений ($\cong 10^6$) не удастся сделать однозначный выбор параметров для описания девозбуждения составных ядер в этой области N и Z . Вывод о быстром исчезновении оболочечных поправок с ростом энергии возбуждения, сделанный в работах ^{13,41}, является, на наш взгляд, во многом следствием априорного предположения, что жидкокапельная составляющая барьера деления правильно описывается современными моделями. Полученные в последнее время экспериментальные результаты, например, данные о сечениях образования нейтронодефицитных изотопов U , Np и Pu , делают это предположение спорным. Наконец, возможным вариантом объяснения исчезновения оболочечных эффектов, а также быстрого уменьшения барьеров деления, полученных на основе анализа экспериментальных данных, при переходе от $Ac - Th$ к $U - Pu$ может являться неполная адекватность теоретической модели реальному процессу слияния и распада возбужденной составной системы при исследовании хорошо деформирующихся ядер.

Мы планируем продолжить изучение сечений каналов испарительных реакций в этой области ядер и, в первую очередь, провести их для реакций, приводящих к образованию нейтронодефицитных изотопов протактиния.

Авторы благодарны профессору Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы, инженерам А.Н.Кузнецову и Е.Н.Воронкову за помощь в наладке аппаратуры и группе циклотрона У-400 за обеспечение облучений.

Литература

1. Vermeulen D. et al. — Z.Phys., 1984, A318, p.157.
2. Sahm C.—C. et al. — Nucl. Phys., 1985, A441, p.316.
3. Schmidt K.—H. et al. — Proc. Symp. on the physics and chemistry of fission, Julich 1979, (IAEA, Vienna, 1980, vol.1, p.409.

4. Schmidt K.-H., Keller J.G., Vermeulen D. — Z.Phys., 1984, A315, p.159.
5. Андреев А.Н. и др. — ЯФ, 1989, т.50, с.619.
6. Andreyev A.N. et al. — In: Int. School—Seminar on Heavy Ion Phys., Dubna, 3—12 October, 1989, JINR, D7-90-142, Dubna, 1990, p.499.
7. Gaeggele H.W. et al. — Nucl. Phys., 1989, A502, p.561.
8. Yeremin A.V. et al. — Nucl. Instr. & Meth., 1989, A274, p.528.
9. Yeremin A.V. et al. — Preprint JINR, E15-90-347, Dubna, 1990.
10. Andreyev A.N. et al. — Preprint JINR, P13-91-34, Dubna, 1991.
11. Kuznetsov A.N. — Preprint JINR, P13-90-206, Dubna, 1990.
12. Northcliffe R.L., Shilling R.F. — Nucl. Data Tables, 1970, A7, p.233.
13. Liran S., Zeldes N. — At Data and Nucl. Data Tables, 1976, 17, p.411.
14. Valli K., Trevil W.J., Hide E.K. — Phys. Rev., 1968, C 167, p.1094.
15. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Тишин А.С. — ЯФ, 1975, т.21, с.255.
16. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. — Ann. of Phys., 1974, 82, p.557.
17. Muzichka Yu.A., Pustyl'nik B.I. — Preprint JINR, D3-83-644, Dubna, 1983, p.420.
18. Nomura T. et al. — Nucl. Phys., 1973, A217, p.253.

Рукопись поступила 23 августа 1991 года.

NEW CROSS-SECTION METHOD FOR INVESTIGATION OF HEAVY ION IRRADIATION EFFECTS

A.Bermudes, V.N.Chernikov*, A.Yu.Didyk, V.A.Skuratov,
A.S.Sokhatsky

A new method of sample preparation of metals irradiated with heavy ions which has been developed in the Laboratory of Nuclear Reactions of JINR is described. It permits the study of the depth distribution of radiation damage not worse than the traditional cross-section technique. However it is a simpler method with a very high yield of specimens suitable for TEM-investigation. An example of using this method is presented.

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

Новая методика "Cross-Section" для исследования воздействия тяжелых ионов

А.Бермудес и др.

Приведено описание методики препарирования металлических образцов, облученных тяжелыми ионами. Она позволяет изучать пространственное распределение радиационных дефектов не хуже, чем традиционный метод "cross-section". При этом она значительно проще и обеспечивает очень высокий выход пригодных для ПЭМ-исследований образцов. Представлен пример практического использования методики.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Introduction

Transmission electron microscopy (TEM) is at present the main instrument for direct analysis of radiation changes in various materials. It is known that the cross-section technique is the most informative method in TEM-studies of metals irradiated with heavy ions. However, its application has been limited by tedious preparation of the samples, described elsewhere¹⁻³. Thus, a prolonged electroplating is required to

*Institute of Physical Chemistry, Moscow, USSR.

obtain the necessary deposit thickness of about 1.5 mm. Later a method which introduces no damage must be used to slice these specimens perpendicular to the original irradiated surface and to cut off 3 mm diameter discs from these slices. The thinning of discs is also carried out perpendicular to the direction of irradiation and electroplating. Therefore, it is necessary to assure a good boundary between the original and the deposited layer, which is difficult at large thicknesses of the deposition.

An original method for creating an "artificial" damage profile on the plane parallel to the sample surface has been proposed by Reutov and Vagin (it is briefly described in ref.^[4]). Charged particles pass through a mask of a special form, and as a result, their energy changes along the surface. However this technique cannot be used directly for ion energies less than 3-5 MeV/a.m.u.

This report deals with a new method of sample preparation for radiation damage depth distribution investigations in metals, irradiated with energetic heavy ions.

Experiment and Results

As usual in electron microscopy, samples with 3 mm diameter and thickness of 50-300 μm have been prepared. The preparation technique includes the following operations. A periodic microrelief characterized by depressions with well defined geometrical parameters is created on the sample surface (see figure 1).

Following the heat treatment the sample is irradiated with heavy ions with projective range $R_p < h$, where h is the depression depth. After the irradiation, the front surface is electroplated with the same material.

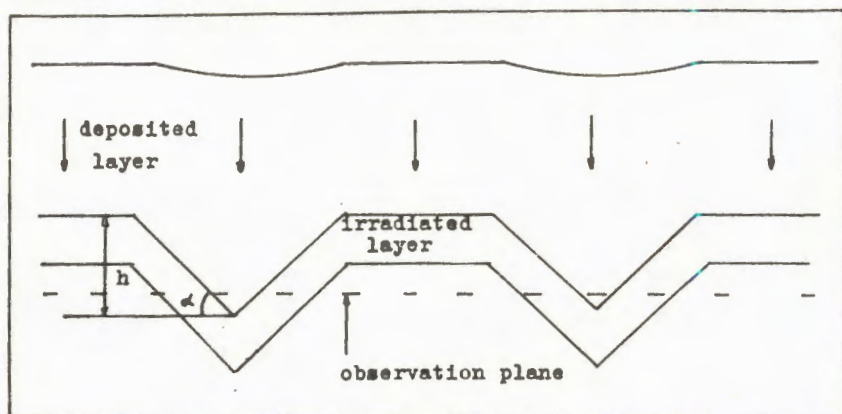


Fig.1. General scheme of sample preparation.

The thickness of the deposited layer is no more than $(5-6) \cdot h$ and equals in practice $30 \div 60 \mu\text{m}$. The final operation includes two-side sample thinning to the plane of observation in a microscope located at a depth $R_p < x < h$ from the initial surface. Notice that if α is not equal to 90° the real spatial damage profile coordinates are obtained using the following simple expression: $x = x/\tan(\alpha)$.

No structural defects introduced during preparation were found of the unirradiated materials at the control experiments.

Thus, the presented method offers a possibility of studying the energetic dependence of heavy ion irradiation effects as good as mentioned above traditional cross-section technique. It is significantly simpler and does not require complicated and unreliable operations. All the necessary operations deal with standard microscope three millimeter discs. This method provides a very high (practically 100%) yield of specimens suitable for TEM.

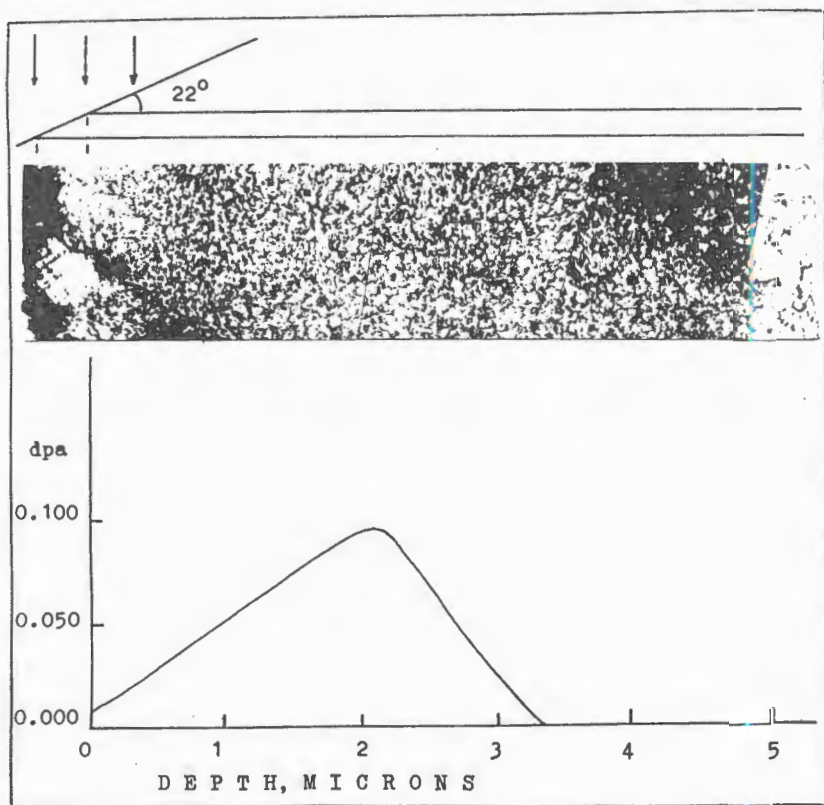


Fig.2. TEM micrograph of copper and damage profile for 46.3 MeV Ar ions irradiation through $10 \mu\text{m}$ Al foil.

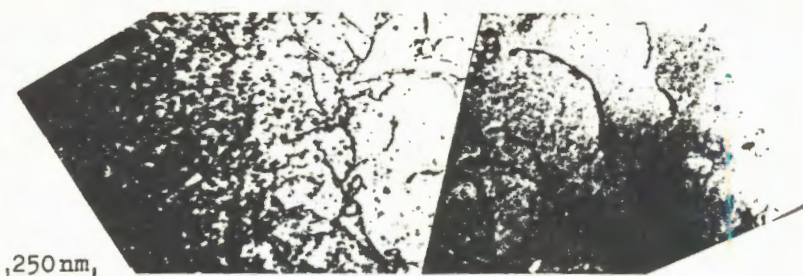


Fig.3. TEM micrograph of the depth area near the end of the ion range.

An example of an application of the method is given below. The material used in this study was 99.99% copper previously annealed in a vacuum of 10^{-3} Pa at 700°C for 1 hour. The irradiation was performed to dose 10^{18} ion·m $^{-2}$ with 46.3 MeV Ar ions through a $10\text{ }\mu\text{m}$ Al foil at room temperature at the IC-100 cyclotron. The aluminium shielding was done to obtain a suitable range of Ar ions in copper.

A TEM micrograph of the irradiated copper is presented in figure 2. Also, the damage profile calculated by using the TRIM code is given in the same depth scale. It can be seen that the defects induced by irradiation extend to a calculated depth of about 2 micrometers. Similar results were obtained in some earlier works using the cross-section technique^{1,2,5,6}. The discrepancy between the observed and calculated damage profiles is usually explained by stopping power errors.

Figure 3 shows an example of a TEM micrograph of the region near the end of the ion range. According to Narayan^{1,2,7}, the dislocations seen in this region are generated due to a stress build-up as a result of the volume change.

At present, the technique described above is being used to investigate the structure of metals irradiated with about 1 MeV/a.m.u. heavy ions. This programme is based on the IC-100 cyclotron experimental facility.

References

1. Spurling R.A., Rhodes C.G. — J. Nucl. Mat., 1972, 44, p.341.
2. Narayan J., Oen O.S., Noggle T.S. — J. Nucl. Mat., 1977, 71, p.160.
3. Whitley J.B. et al. — J. Nucl. Mat., 1979, 79, p.159.
4. Ibragimov Sh.Sh., Reutov V.F. — In.: Radiation Defects in Metals. "Nauka", Alma-Ata, 1988, 7.
5. Zinkle S.J., Kulsinski G.L., Knoll R.W. — J. Nucl. Mat., 1986, 138, p.46.

Received on July 3, 1991.

MICROCHANNEL PLATES AS A DETECTOR FOR 800 MeV/c CHARGED PIONS AND PROTONS

F.F.Valiev¹, G.A.Feofilov¹, A.P.Tsvinev, A.A.Baldin²,
Yu.K.Gavrilov²

The initial results of the first measurements of the efficiency of the registration of high energy charged pions and protons by a tandem of microchannel plates (MCPs) are reported to be not less than $(80 \pm 10)\%$. A new application of the delay line as a direct readout MCP's anode in combination with strips is discussed. The proposals for a new type of a vertex detector that includes all MCP advantages are made.

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

Микроканальные пластины как детектор заряженных
пионов и протонов с импульсом 800 МэВ/с

Ф.Ф.Валиев и др.

Приводятся начальные результаты исследований эффективности регистрации высокоэнергетических заряженных пионов и протонов сборкой из двух микроканальных пластин (МКП), полученная величина составляет $(80 \pm 10)\%$ и может быть улучшена. Обсуждается также новая координатная система съема информации с МКП, включающая плоскую линию задержки непосредственно в качестве регистрирующего анода МКП в комбинации со стрипами. Выдвигаются предложения по созданию вершинного детектора нового типа, включающего все достоинства МКП.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Introduction

Microchannel plates (MCPs) are widely used now for the detection of various sorts of radiations (see, f.e.¹⁻⁶) due to their well-known properties:

¹ Leningrad State University.

² Institute for Nuclear Research, Acad. Sci. USSR.

- high counting rates
- low self noise
- good performance in the magnetic field
- high radiation resistivity
- small amount of matter introduced to the way of the particle
- possibility of an application in various position sensitive detectors.

However, the detection of the moderately relativistic particles by the microchannel plates was not studied yet.

Thus the main purpose of this work was to show the principal possibility of using the MCP as a detector of high energy particles. Besides we are making the proposals for a new type of position-sensitive detector that can provide precisely both time signal and two space coordinates of the track interacting the MCP's surface.

2. Detector description

We used standard MCPs that had the diameter of 34 mm, thickness of $400\text{ }\mu\text{m}$ and the channels density of 10^6 l/cm^2 . The plates were made of SiO_2PbO with the density of 3.89 g/cm^3 . Channels are $10\text{ }\mu\text{m}$ in diameter and have the wall thickness of $2\text{ }\mu\text{m}$. The bias angle of the channel axis with respect to the front surface normal is 10° .

Two MCPs mounted in a shevron setup^{1,2} with an interplate distance of 0.5 mm were placed into a small vacuum chamber together with the coordinate sensitive readout anode (see fig.1). Chamber has provided $3\cdot 10^{-5}\text{ mm Hg}$ and had two thin Al (1 mm) front and rear windows.

The MCPs were operated by a high voltage $\sim 1000\text{ V}$ each. We also used a small accelerating potential between the plates and between the second plate and the readout anode ($\sim 100\text{ V}$). The high voltage adjustment was done to obtain the characteristic saturation effect^{3,4} for the MCP's pulse spectrum (see fig.2).

We used two types of readout anodes: i) 0.8 mm strips and ii) a combination of a delay line and strips. In contrast to⁵ we used a flat delay line directly as a readout anode. Those two systems of readout anodes were used for two sorts of measurements: i) for the efficiency measurements, ii) for the test coordinate resolution measurements of a new coordinate sensitive anode.

The MCP output pulses after charge sensitive preamplifiers were sent to the fast amplifiers (or to the analog filter amplifier and ADC). We used standard CAMAC electronics for constant fraction discrimination, coincidences, TAC and ADC with KK009 crate controller and IBM-compatible PRAVETZ.

3. The efficiency of MCPs for the detection of high energy pions and protons

The measurements have been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

The layout of the experiment for the MCPs efficiency measurements is shown schematically in fig.1.

Two MCPs placed into a small vacuum chamber were sandwiched between two plastic scintillators (see fig.1). The whole setup was exposed to the pion and proton beams that had the intensity of up to 10^6 1/s.

The efficiency was derived as a ratio of TAC's line intensity to the whole number of two plastic coincidence (i.e., the ratio of TAC to CC counts) with the account of the geometry of the setup. During the efficiency measurements all strips were used together with a single preamplifier.

It is a known fact that the so-called geometrical efficiency of MCPs for the strongly interacting particles cannot be higher than 70%. This is due to the surface dead region of the walls edges for those particles.

As to the high energy particle passing through the plate and crossing several channels the electron avalanche may start at any place of track's intersection with the cylinder surface of any crossed channel. Thus in our case we can expect the increase of the efficiency compared to that of strongly interacting particles due to the mentioned argument.

The effective thickness seen by a minimum ionizing particle (MIP) passing through one MCP described above is $\sim 90 \mu\text{m}$, that leads⁷⁷ to a mean value of ionization losses estimated for Si of 34 keV, which may result in $\sim 10^4$ pairs produced along the track in a single MCP. It's clear that only the fraction of channel surface created electrons may work. The same argumentation may be valid for δ -electrons also. Nevertheless an MCP seems to be a good target-converter for MIPs, playing additionally the role of electron multiplier. The only thing remains to be done — it is not to lose the weak electron signal corresponding to the deep regions of MCP, e.i. one has to make an extra amplification by using a second MCP (or to use the MCP with higher gain).

Results of the efficiency measurements together with the MCP self-noise are shown in the Table. The measurements were done for two threshold levels in the MCP's CFD (they are marked by arrows in fig.2). The results of the table are averaged on two series of measurements done with pure proton beam and with a 50/50 mixture of pions and protons having 800 MeV/c. It was justified by the absence (within the limits of accuracy of the present experiment) of any significant amplitude spectra dependence on the type of the detected particles.

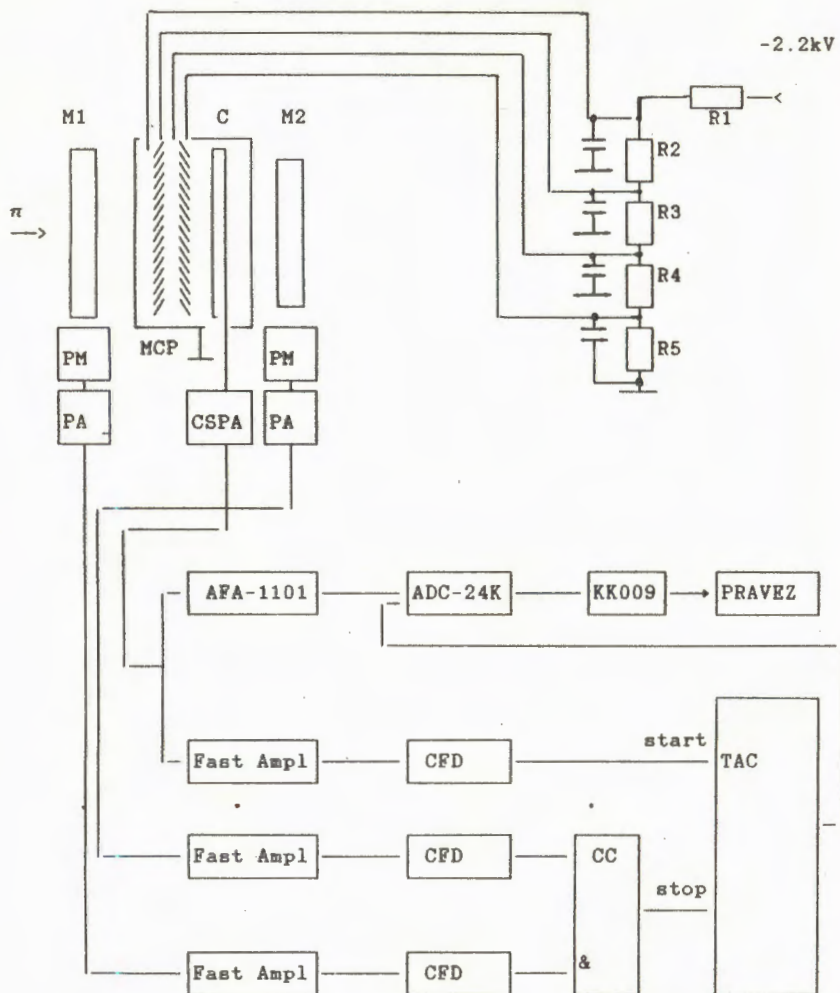


Fig.1. General layout of the experiment with the MCP detector. MCP — a tandem of microchannel plates; R1 — R5 — high voltage divider; C — strips; M1, M2 — plastic scintillators; PM — photomultiplier; PA — preamplifier; CSPA — charge sensitive PA; AFA — analog filter amplifier; CFD — constant fraction discriminator; CC — coincidences scheme; TAC — time to amplitude converter; ADC — analog-digital converter; (delays and counters are not shown).

The dependence of the efficiency on the CFD threshold is quite obvious from fig.2. Thus we can conclude that i) the saturation MCP's effect is not exhausted and it is possible to increase the bump

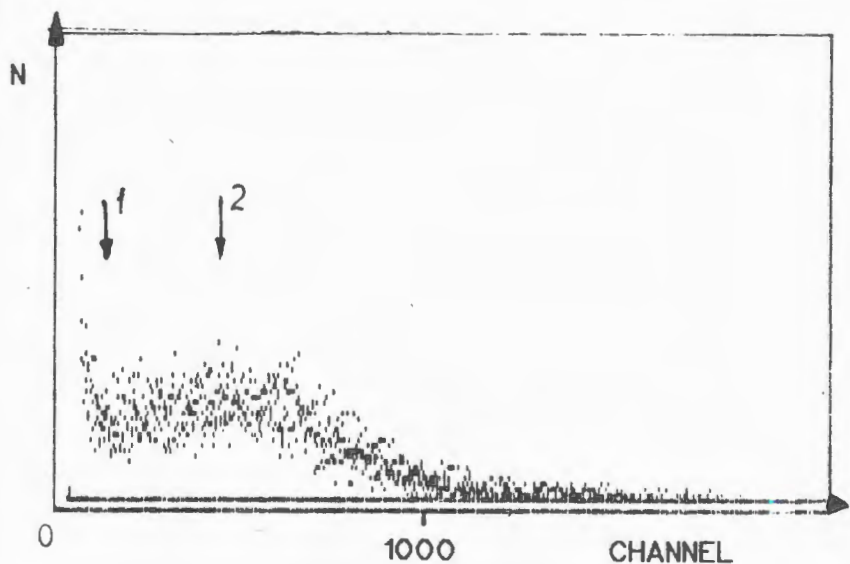


Fig.2. Amplitude spectrum of signals from MCP detector obtained for 800 MeV/c pions. Arrows correspond to the threshold levels in MCP strip channel (1 — channel No.70, 2 — ch.No.520).

Table. The efficiency of the MCP's tandem for the detection of 800 MeV/c pions and protons

CFD threshold (ADC channel No)	Efficiency, %	MCP's self-noise, $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
520	45 ± 5	0.390 ± 0.004
70	80 ± 10	0.684 ± 0.007

intensity (fig.2) by more careful high voltage tuning, because the exponential soft part of the MCP's amplitude spectrum corresponds to the useful events (not to the electronics background), ii) additional CFD threshold adjustment may be done without the deterioration of signal/noise ratio. The last argument is based on the close similarity of the MCP self-noise amplitude spectrum to that of detected particles.

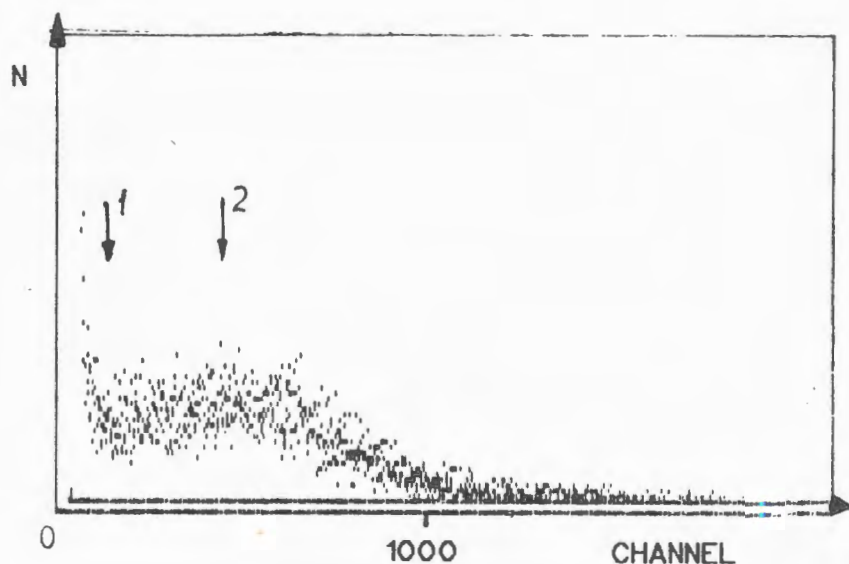


Fig.2. Amplitude spectrum of signals from MCP detector obtained for 800 MeV/c pions. Arrows correspond to the threshold levels in MCP strip channel (1 — channel No.70, 2 — ch.No.520).

Table. The efficiency of the MCP's tandem for the detection of 800 MeV/c pions and protons

CFD threshold (ADC channel No)	Efficiency, %	MCP's self-noise, $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
520	45 ± 5	0.390 ± 0.004
70	80 ± 10	0.684 ± 0.007

intensity (fig.2) by more careful high voltage tuning, because the exponential soft part of the MCP's amplitude spectrum corresponds to the useful events (not to the electronics background), ii) additional CFD threshold adjustment may be done without the deterioration of signal/noise ratio. The last argument is based on the close similarity of the MCP self-noise amplitude spectrum to that of detected particles.

The accuracy of the efficiency measurements in the run was determined by the accuracy of geometry overlap estimation for MCPs and plastic scintillators.

4. Proposals for a new type vertex detector

The concept is to use MCPs for the detection of high energy particles playing a double role of a very effective target-converter and electron multiplier. This provides i) the possibility of using lesser amounts of matter and to minimize a multiple scattering as compared to silicon strip detectors, ii) placing the detector close to the target in the vacuum beam pipe, iii) using all other benefits of MCP as a detector (f.e. good behavior in high magnetic fields^{8/}).

The best vertex detectors can provide up to $2\text{ }\mu\text{m}$ spatial resolution but at the price of a great number of strips or pixels together with sophisticated electronics used for the signals readout (see, f.e.^{10, 11/}). More essential is the fact that the usually applied method of charge dissection for two dimensional readout (see, f.e.^{110/}) is good for precise coordinate measurements but it takes additional time and is not suitable for fast triggering application.

For a number of physical studies planned for the investigations^{9/} at the universal 4π -spectrometer AMPIR a vertex detector is needed capable to provide both timing and at least one coordinate measurements directly, so it could be used in the first trigger.

The first promising results obtained for the efficiency of MCPs for the detection of high energy pions and protons and the advantage of using an independent coordinate sensitive readout anode allow us to propose a new readout unit based on a combination of a flat delay line and usual set of strips situated inside. Figure 3 shows the example of a possible setup.

This proposal combines the following advantages: i) the usual set of strips provides the precise time signal and one coordinate measurement in a usual way, this information may be sufficient for the first trigger, ii) the use of a flat continuous delay line directly as a readout anode gives a possibility of considerable simplification of the second coordinate measurements.

We have tested the described coordinate sensitive unit for Z-coordinate resolution using a Po^{210} α -source and a special mask. We used a flat $30\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ delay line ($\tau = 300\text{ ns}$) made of $50\text{ }\mu\text{m}$ wire. Longitudinal strips of $0.8\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ were situated inside the delay line. We used the same electronics as in the previous run (fig.1).

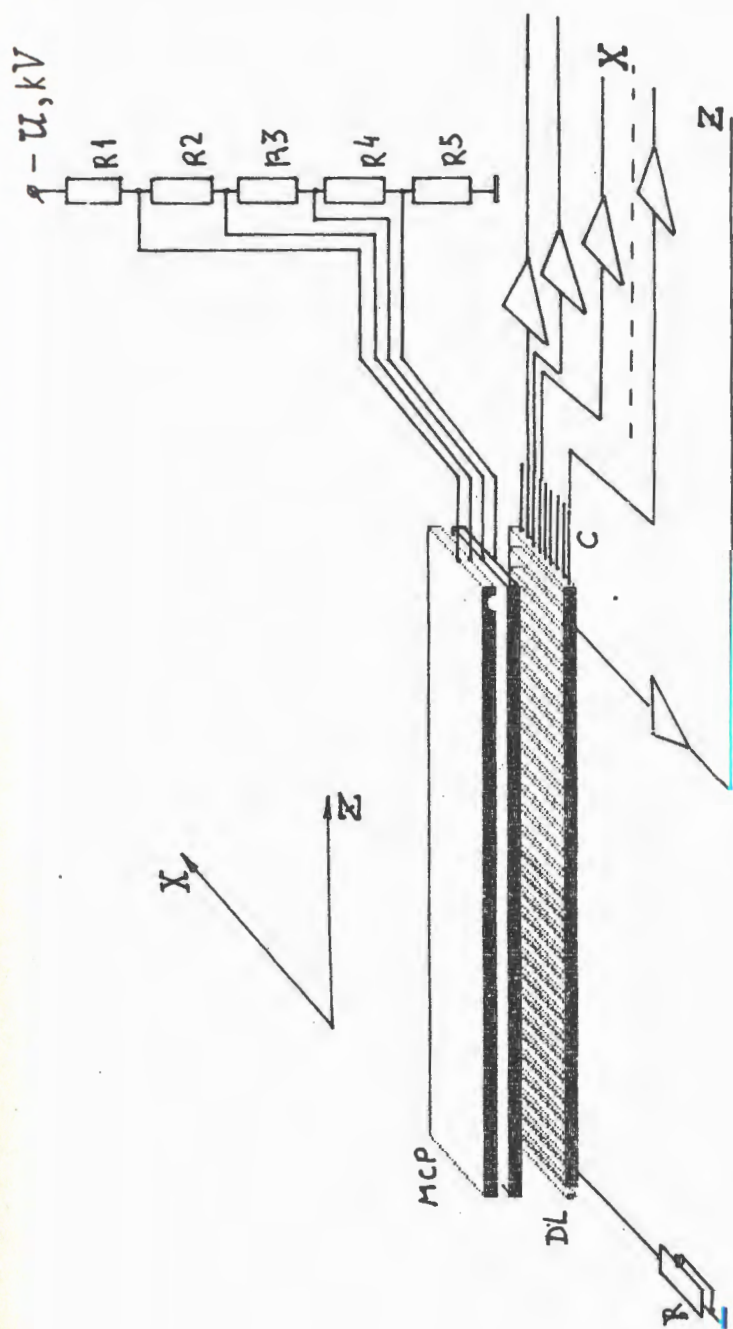


Fig. 3. General idea of a new type coordinate MCP detector module. MCP — microchannel plates; DL — flat delay line; C — longitudinal strips situated inside the DL.

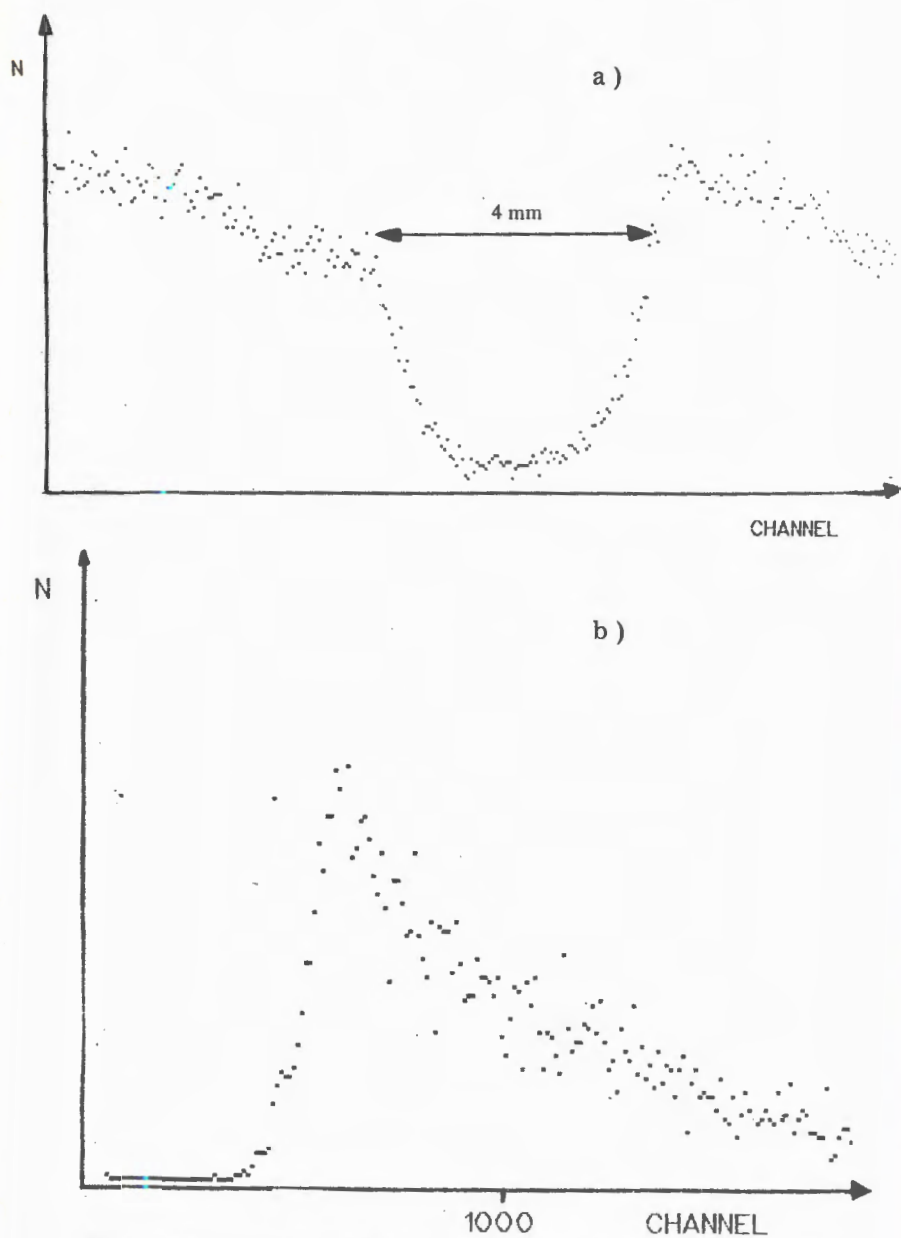


Fig.4. a) The part of the time spectrum giving the information about spatial (Z-axis) resolution ($\sigma = 500 \mu\text{m}$). b) The edge of the time spectrum measured with better time resolution (time scale 0.05 ns/channel , spatial resolution $\sigma = 150 \mu\text{m}$).

The measurements of a spatial resolution along Z-axis were done with the mask that shadowed the center of the plate. In order to diminish the spatial uncertainty connected with mask and detector misalignment and with the finite α -source dimensions we have placed the thin ($100\text{ }\mu\text{m}$) mask directly on the MCP's surface. Besides we used the induced start signals from only one strip. Thus we evaluate this uncertainty to be less than $10\text{ }\mu\text{m}$ and the whole spatial accuracy is derived mainly by the time measurements resolution.

Figure 4 shows the results of spatial resolution measurements done with two values of time resolution obtained in a different runs. We did not make any exhaustive efforts with the standard equipment used in this test (f.e., self-rise time for the charge sensitive preamplifiers was 20 ns). Thus the obtained results ($\sigma_Z = 150\text{ }\mu\text{m}$ and $500\text{ }\mu\text{m}$ — fig.4a,b) are the illustration of the idea. The inhomogeneity of the time spectrum in the vicinity of the mask and the background below the mask (see fig.4) may be connected with some additional surface electron noise produced by the mask and by electrons from the mask edge knocked by α -particles.

5. Conclusions

The first measurements of the efficiency of the registration of high energy charged pions and protons by a tandem of microchannel plates gave the result of $(80\pm 10)\%$ that allows us to make the proposals for a new type of a vertex detector that includes MCP advantages as a detector and is capable of precise time and two space coordinates determination.

The authors are thankful to V.V.Krasnov, O.O.Patarakin and L.B.Golovanov for their support of the work, to M.V.Aprelev for the preamplifiers and to all the JINR colleagues who helped us in this work.

References

1. Ainbund M.R., Polenov B.V. — "Secondary-Electron Multipliers of Open Type and Their Application", Moscow, Energoizdat, 1981.
2. Valiev F.F., Sergeev V.O. — Nuclear Spectroscopy and Nucl. Structure, Thes. Reports on 34th Conference, 1984, p.516.
3. Bogdanov D.D. et al. — JINR Preprint P13-90-356, Dubna, 1990.
4. Rodin A.M. et al. — JINR Preprint P13-88-581, Dubna, 1988.

5. Keller H. et al. — NIM, 1987, A258, No.2, p.221.
6. Andreev A.N. et al. — Nuclear Spectroscopy and Nucl. Structure, Thes. Reports on 41st Conference, 1991, p.421.
7. Particle Properties Data Booklet, CERN, 1990.
8. Morenzoni E. et al. — NIM, 1988, A263, No.2-3, p.397;
Smith H.D. et al. — IEEE Nucl. Sci., 1986, 33, p.2985.
9. Krasnov V.A. et al. — Preprint FUB-HEP/90-27, Freie Univ. Berlin, 1990.
10. Barabash L.S. et al. — JINR Preprint P13-89-445, Dubna, 1989.
11. Skubic P. et al. — Preprint SLAC-PUB-5384, 1990.

Received on September 10, 1991.

РАСТЯЖКА ПУЧКА (МЕДЛЕННЫЙ ВЫВОД) В ФАЗОТРОНЕ ОИЯИ МЕТОДОМ ФАЗОВОГО СМЕЩЕНИЯ

Л.М.Онищенко, Н.Г.Шакун, П.Т.Шишлянников

Впервые для растяжки пучка в фазотроне использован метод фазового смещения. Полученный результат стимулирует продолжение исследований.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Beam Stretching in the JINR Phasotron by Phase Displacement

L.M.Onishchenko, N.G.Shakun, P.T.Shishlyannikov

This is a first time when phase displacement is used for the beam stretching in a phasotron. The experimental results encourage the continuation of investigations.

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

В фазотроне ОИЯИ^{1/} ускоренный пучок имеет импульсную структуру — импульсы тока длительностью 30÷40 мкс следуют с интервалом 4 мс.

Для улучшения временной структуры пучка используется так называемая растяжка пучка за счет доускорения с помощью С-электрода^{2/}. Доускорение пучка осуществляется синхроциклотронным способом — остановленный пучок захватывается в сепаратрису С-электрода и медленно ускоряется до выводного радиуса. За счет этого удается растянуть пучок во времени на 85% периода, т.е. до 3,2 мс (из 4 мс). Временная программа частоты напряжения на С-электроде показана на рис.1, а зависимость интенсивности растянутого пучка от времени — на рис.2. При этом эффективность захвата пучка, т.е. отношение интенсивности растянутого пучка к интенсивности нерастянутого, составляет ~75%. Увеличения эффективности можно было бы добиться за счет увеличения амплитуды напряжения на С-электроде, однако мощность в.ч. генератора не позволяет этого сделать. К тому же потребовалось бы значительное ее увеличение, т.к. площадь сепаратрисы пропорциональна квадратному корню из амплитуды напряжения.

Механизм фазового смещения^{3/} может в этом отношении представлять собой неплохую альтернативу обычному методу синхроцикло-

t, мксек	0050	0450	0850	1250	1650	2050	2450	2850	3050	3250
f_c , кгц	14564	558	555	552	549	545	542	538	532	525
$-\frac{df}{dt}$, мгц/сек		15	7,5	7,5	7,5	10	7,5	10	30	35

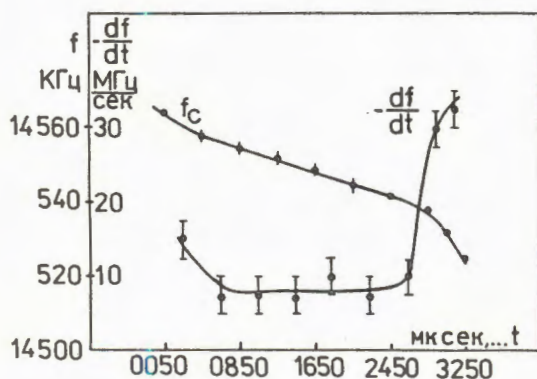
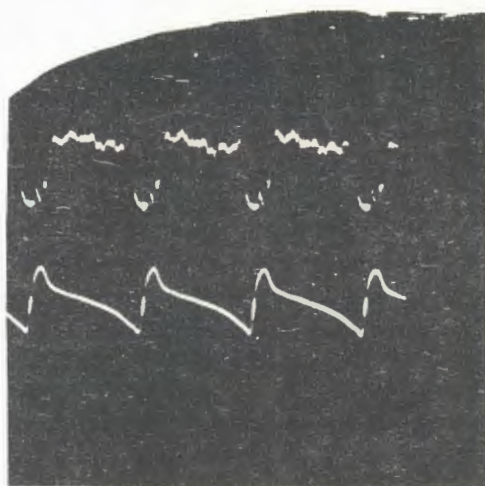


Рис. 1. Зависимость частоты (f) и ее производной df/dt на С-электроде от времени. Режим синхроциклотронного доускорения.

Рис. 2. Растянутый пучок — верхний луч, частотная программа — нижний луч. Режим синхроциклотронного доускорения.



тронного доускорения¹⁴. Суть метода состоит в следующем. Представим себе накопленный пучок, частицы которого равномерно распределены по фазам в интервале 2π (рис.3а). Представим теперь, что частота напряжения на С-электродe медленно изменяется так, что равновесная энергия перемещается в сторону меньших значений. После того как

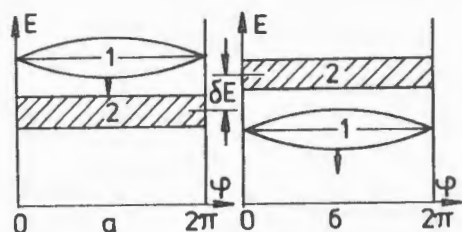


Рис. 3. Иллюстрация к режиму фазового смещения. 1 — область устойчивости; 2 — пучок на фазовой плоскости; δE — смещение пучка на энергии, вызванное прохождением сепаратрисы.

$t, \text{мксек}$	0050	0450	0850	1250	1650	2050	2450	2850	3250
$f_c, \text{КГц}$	14528	532	536	540	544	549	553	558	565
$\frac{df}{dt}, \text{МГц/сек}$		10	10	10	10	12,5	10	12,5	17,5

Рис. 4. Зависимость частоты (f) и ее производной df/dt на С-электроде от времени. Режим фазового смещения.

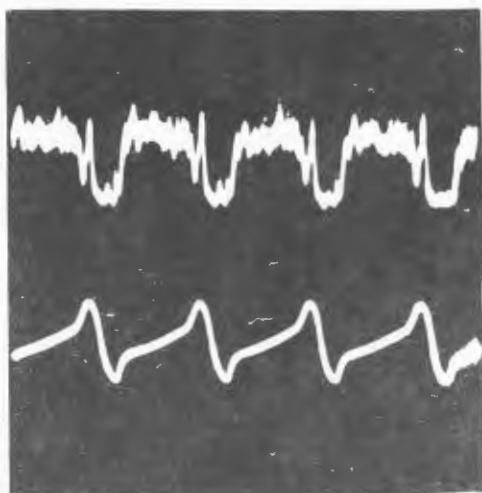
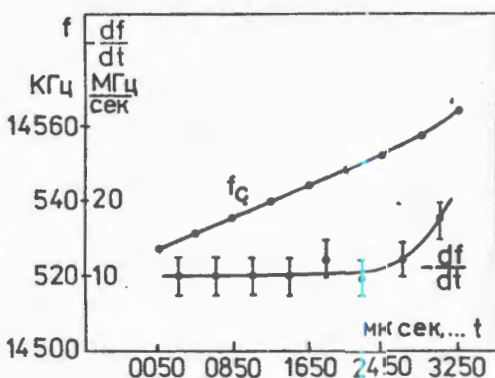


Рис. 5. Растянутый пучок — верхний луч частотная программа — нижний луч. Режим фазового смещения.

сепаратриса пройдет "сквозь пучок", средняя энергия частиц должна увеличиваться (рис.3б), поскольку сепаратриса как бы вытесняет их в сторону больших энергий. Исходя из теоремы Лиувилля это смещение будет равно $S/2\pi$, где S — площадь, охватываемая сепаратрисой.

Количественные оценки эффективности этого способа требуют численных расчетов. Однако, с учетом того, что реализация механизма фазового смещения не требует практически ничего, кроме перестройки частотной программы С-электрода, было признано целесообразным провести экспериментальное исследование.

Частотная программа первого эксперимента по растяжке пучка методом фазового смещения показана на рис.4, а интенсивность растянутого пучка — на рис.5.

Оказалось, что интенсивность растянутого пучка (2 мкА) во всяком случае не меньше той, которая была при "обычной" растяжке (1,8 мкА). В то же время обнаружилась ее меньшая критичность к уменьшению амплитуды напряжения на С-электроде.

Предполагается в дальнейшем провести более тщательное исследование этого режима растяжки. Однако уже сейчас растянутый таким образом пучок может быть использован в физических исследованиях.

Литература

1. Василенко А.Т. и др. — В сб.: Труды 10 Всесоюзного совещания по ускорителям. ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, т.2, с.228.
2. Глазов А.А. и др. — ОИЯИ, Р9-87-171, Дубна, 1987.
3. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. — Теория циклических ускорителей. М.: Физматгиз, 1962, с.316.
4. Онищенко Л.М. — ОИЯИ, Р9-7836, Дубна, 1974.

Рукопись поступила 10 сентября 1991 года.