



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2946 / 2-81

15/6-81

P7-81-140

В.З.Майдигов, В.Нойберт, Н.К.Скобелев,
Н.Т.Суровицкая

СПЕКТРОМЕТР ТЯЖЕЛЫХ ПРОДУКТОВ
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Направлено в "Nuclear Instruments and Methods"

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из важнейших задач физики тяжелых ионов связана с изучением тех физических процессов, которые в конечном итоге могут привести к образованию новых тяжелых и сверхтяжелых ядер¹. В связи с этим изучение взаимодействия сложных ядер при малых прицельных параметрах и последующего их слияния продолжает оставаться в центре внимания физиков.

Значительные трудности выделения отдельных каналов ядерных реакций с тяжелыми ионами привели к необходимости создания довольно сложных систем регистрации продуктов реакций, производящих их отбор по нескольким параметрам^{2,3}. Среди существующих систем регистрации только две системы⁴⁻⁶ позволяют проводить идентификацию и анализ тяжелых продуктов реакций с $A > 100$ и $Z > 50$ и могут работать при малых углах реакций вблизи 0° , т.е. в направлении движения первичного пучка ионов.

Для идентификации тяжелых продуктов реакций на пучках многозарядных ионов в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ создана система регистрации с высокой избирательной способностью.

В работе рассмотрены принцип действия и конструкция этой системы, а также приведены результаты испытаний ее работы на пучке тяжелых ионов циклотрона У-300.

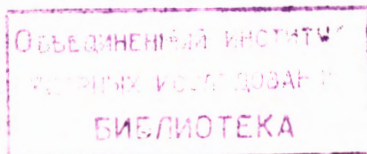
2. ПРИНЦИП РАБОТЫ

Основным узлом системы является широкодиапазонный магнитный спектрограф со ступенчатыми полюсами^{7,8}, позволивший проводить анализ заряженных частиц с энергетическим разрешением $\Delta E/E \sim 5 \cdot 10^{-4}$ в широком диапазоне импульсов ($P_{\max}/P_{\min} = 2,6$) с угловым захватом до 5 мср.

На рис. 1 графически представлено многообразие заряженных частиц с различными зарядами состояниями, которые могут падать на фокальную плоскость магнитного спектрографа, производящего анализ частиц по их магнитной жесткости:

$$Z\rho_u = \frac{A}{q} v \sim \frac{\sqrt{AE}}{q},$$

где Z - индукция в зазоре магнитного спектрографа, ρ_u - радиус кривизны траектории движения частицы в магнитном поле, A - массовое число частицы, E , v и q - ее энергия, скорость и ионный заряд.



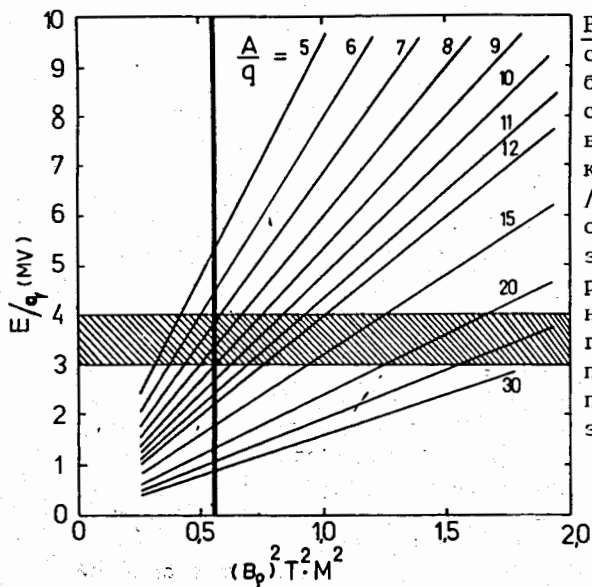


Рис.1. Графическое представление принципа работы комбинированного спектрометра. Выбором величин $B\rho_\mu$ /вертикальная линия/ и $F\rho_\mu$ /горизонтальная полоса/ ограничиваются диапазоны E/q и A/q регистрируемых частиц. Дальнейший анализ по энергии и времени пролета проводится в области перекрытия этих диапазонов.

В данном месте на фокальной плоскости магнитного спектрографа, обозначенном вертикальной линией на рис.1, могут присутствовать частицы с различными значениями E/q и A/q , соответствующие данному значению магнитной жесткости $B\rho_\mu$.

Выделение интересующих нас продуктов можно получать путем их дополнительного разделения в электрическом поле. Анализ заряженных частиц в поперечном электростатическом поле происходит в соответствии с их электрической жесткостью:

$$F\rho_\mu = \frac{A}{q} v^2 \sim \frac{E}{q},$$

где F - напряженность электрического поля, ρ_μ - радиус кривизны траектории движения частицы.

Выбор напряженности электрического поля в плоском конденсаторе существенно ограничивает диапазон E/q частиц, попадающих на фокальную плоскость /горизонтальная полоса на рис.1/.

Таким образом, комбинация действия электрического и магнитного полей на продукты ядерных реакций приводит к их пространственному разделению по массе, энергии и ионному заряду с фокусировкой частиц определенного интервала скоростей.

Пространственное разделение частиц значительно снижает требования, предъявляемые к детекторам продуктов реакций, установленным на фокальной плоскости спектрографа, как по величине допустимых загрузок, так и по разрешающей способности. Для однозначной идентификации тяжелых продуктов реакций, связанной с множественностью возможных ионных зарядовых состояний атомов

отдачи, целесообразно введение измерения их времени пролета и энергии.

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

3.1. Ионно-оптические устройства

На рис.2 представлена схема экспериментальной установки спектрометра тяжелых продуктов ядерных реакций, установленного на пучке тяжелых ионов под углом 0° циклотрона У-300 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Электростатический конденсатор установлен перед входом в магнитный спектрограф и производит первичное отделение продуктов ядерных реакций, образованных в мишени, от пучка ускоренных ионов, прошедших через мишень.

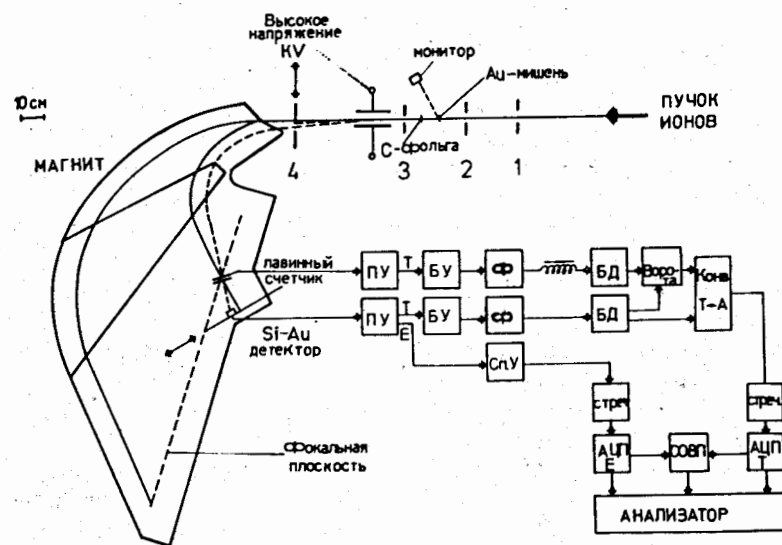


Рис.2. Схема экспериментальной установки спектрометра ядер отдачи под углом 0° . 1, 2 - фиксированные вертикальные коллимационные щели размерами $1,5 \times 10 \text{ мм}^2$, 3 - коллиматор размером $2,5 \times 15 \text{ мм}^2$, 4 - коллимационная щель, перемещаемая в горизонтальной плоскости, размером $5 \times 25 \text{ мм}$. На блок-схеме электроники приняты сокращения: ПУ - зарядово-чувствительный предусилитель, БУ - быстрый линейный усилитель; СЛУ - спектрометрический усилитель; Ф - формирователь; БД - быстрый дискриминатор; стреч - линейный расширитель /стретчер/; Конв Т-А - преобразователь время-амплитуда.

Благодаря пространственному отделению тяжелых продуктов от пучка ионов в электрическом поле конденсатора основная часть пучка не попадает на вход в магнитный спектрограф, что значительно снижает фоновые загрузки на его выходе.

Конденсатор состоит из двух полированных медных пластин длиной 150 мм с зазором 6-12 мм. Высокое напряжение от 0 до 40 кВ может подаваться на пластины конденсатора любой полярности, что позволяет менять величину и направление дисперсии частиц.

Плоскости дисперсии магнитного спектрографа и конденсатора совпадают. Конденсатор размещен таким образом, что его центр совпадает с геометрическим положением источника магнитного спектрографа, а величина отклонения продуктов ядерных реакций в конденсаторе /до 3°/ не превышает величины углового захвата магнитного спектрографа. Таким образом, разделение продуктов ядерных реакций происходит без заметного ухудшения ионно-оптических свойств спектрографа.

Система танталовых коллиматоров обеспечивает ограничение линейных и угловых размеров пучка до и после мишени. За мишенью устанавливается перезарядная углеродная пленка толщиной ~40 мкг/см² для восстановления эффективного равновесного распределения ионных зарядов выбитых атомов отдачи и продуктов ядерных реакций /9/.

3.2. Времяпролетная методика

Несмотря на то, что длина пути пролета частиц от мишени до фокальной плоскости составляет около 3 м, использование всей длины траектории частиц в спектрометре в качестве пролетной базы для регистрации тяжелых продуктов ядерных реакций может быть затруднено по ряду причин.

Основная из них состоит в том, что время пролета тяжелых продуктов реакций на большой длине пролетной базы может оказаться больше периода следования сгустков пучка ускорителя. Это приводит к неоднозначности определения скорости этих продуктов. Поэтому в качестве пролетной базы был выбран прямолинейный участок траектории частиц длиной ~25 см в районе фокальной плоскости спектрографа /рис.2/.

Из известных типов тонких трансмиссионных временных детекторов /тонкие сцинтилляционные фольги с ФЗУ /10/, углеродные фольги с микроканальными пластинами /11/, тонкие лавинные детекторы /12/ и др./ в наших условиях наиболее удобными оказались лавинные детекторы. Они достаточно просты по конструкции и могут быть изготовлены относительно больших размеров. Преимуществом лавинных детекторов является также их слабая чувстви-

тельность к рассеянным магнитным полям, что и определило наш выбор.

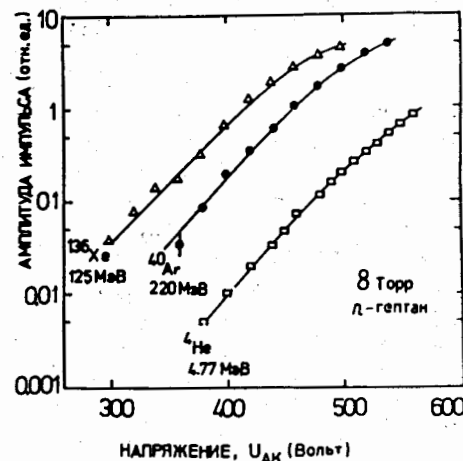


Рис.3. Кривые газового усиления для α -частиц, ^{40}Ar и ^{136}Xe в лавинном счетчике с зазором 2 мм и эффективной площадью ~2 см².

Отметим также, что лавинные детекторы можно использовать в качестве ΔE -детекторов с варьируемой рабочей толщиной, определяемой давлением газа в счетчике. Такие детекторы с дискриминацией частиц по удельным потерям уже применялись для регистрации осколков деления /13/, а также идентификации тяжелых ядер отдачи Xe и Au /14/.

Плоскопараллельный лавинный детектор, конструкция которого описана в работе /14/, установлен в фокальной плоскости магнитного спектрографа перпендикулярно траектории частиц. Эффективная площадь детектора составляла ~2 см², полная толщина при давлении паров л-гептана ~15 Торр не превышала 300 мкг/см².

Исследование характеристик лавинного детектора проводилось с помощью α -источника ^{226}Ra и ионов Ar и Xe.

На рис.3 представлены кривые газового усиления лавинного детектора. При постоянном напряжении отношение амплитуд сигналов от различных частиц определяется соответствующим отношением потерь энергии в зазоре детектора. При повышении напряжения пропорциональная зависимость нарушается из-за сильно возрастающего пространственного заряда. В экспериментах напряжение на детекторе выбиралось из соображений получения максимальной эффективности регистрации тяжелых частиц.

В конце пролетной базы был установлен полупроводниковый поверхностно-барьерный либо имплантированный кремниевый детектор, с которого снимались энергетический и временной сигналы. Чувствительная поверхность полупроводникового детектора составляла ~0,8 см², удельное сопротивление - около 300 Ом.см. Так как отклонение частиц электростатическим полем приводило к небольшому отклонению их траекторий на выходе спектрометра, то кремниевый детектор мог перемещаться с помощью юстировочного устройства на отклоненную траекторию, как показано на рис.2.

3.3. Электроника

Блок-схема используемой электроники показана на рис.2. Сигналы от обоих детекторов усиливаются зарядово-чувствительными предусилителями, имеющими энергетический и быстрый временной выходы. Длительность фронта нарастания временного сигнала предусилителя составляет около 5 нс. Затем временные сигналы усиливаются быстрыми усилителями до величины, необходимой для надежной работы формирователей. Импульсы от лавинного детектора задерживаются на время, большее времени пролета интересующими нас ядрами выбранной базы, и используются как стоп-сигналы для время-амплитудного преобразователя. Сигналы от полупроводникового детектора запускают преобразователь. Они являются также логическими сигналами для управления время-амплитудным преобразователем.

Совпадения временного сигнала преобразователя с энергетическим сигналом полупроводникового детектора обеспечиваются стретчерами. Оба аналоговых сигнала преобразуются в цифровой код и поступают на амплитудный анализатор, работающий в двумерном режиме /64x64 канала/.

4. ЭКСПЕРИМЕНТ

4.1. Тестовые измерения

Проверка работы всех узлов спектрометра, энергетические и временные калибровки проводились с помощью α -источника ^{226}Ra и пучка ионов ^{132}Xe с энергией 120 МэВ. Это позволило определить необходимые режимы работы электростатического конденсатора, магнитного спектрографа, детекторов и трактов электроники, а также провести оценку амплитудного дефекта Si-детектора. Для аппроксимации массовой зависимости амплитудного дефекта использовалось соотношение типа

$$E = (a + a'A)K + b + b'A,$$

где a, b, a', b' - коэффициенты, определяемые калибровкой с помощью α -частиц и ионов Хе соответственно, K - амплитуда импульсов, A - массовое число. Для кремниевого имплантированного литием детектора величины коэффициентов a' и b' для ионов Хе оказались:

$$a' = 1,6 \cdot 10^{-4} \quad \text{и} \quad b' = 2,4 \cdot 10^{-2},$$

что находится в хорошем согласии с данными работы /15/.

Типичный временной спектр, полученный с ускоренными ионами ^{132}Xe после разделения в магнитном анализаторе, показан на рис.4. Экспериментально определенная полуширина временного

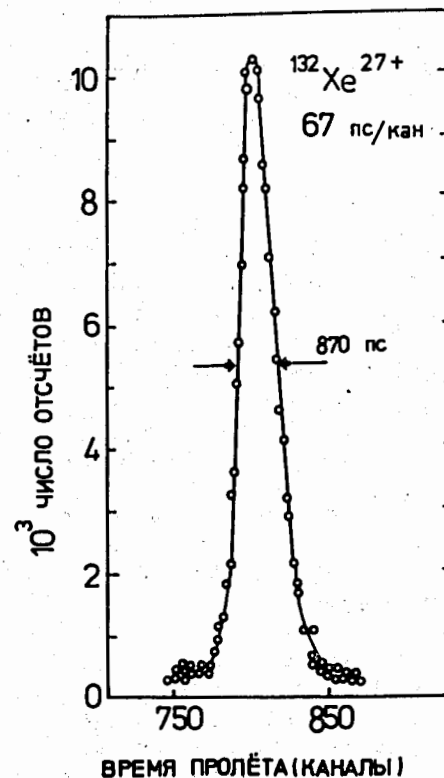


Рис.4. Временной спектр разделенных по импульсу ионов ^{132}Xe . Лавинный детектор /давление п-гептана - 9 Торр и $U_{AK} = 420 \text{ В}$ / установлен на расстоянии 27,7 см от кремниевого детектора / $\rho \leq 1 \text{ кОм.см}$ /.

спектра оказалась равной 870 пс. За вычетом вкладов, связанных с конечным временным разбросом регистрируемых ионов /около 300 пс/ за счет дисперсии спектрометра, а также разбросом за счет толщины лавинного детектора /около 100 пс/, окончательное временное разрешение этой методики составило 800 пс.

Проверка избирательности спектрометра проводилась с помощью реакции упругого рассеяния ядер ^{197}Au из золотой мишени ионами ^{40}Ar с энергией 175 МэВ под углом $0^\circ \pm 0,5^\circ$. Эта реакция позволяла промоделировать более жесткие условия отделения тяжелых ядер отдачи от

рассеянных ионов пучка по сравнению с испарительными реакциями. Сепарация в электрическом и магнитном полях подавляла основную интенсивность рассеянных частиц пучка /в нашем случае $\sim 10^7$ раз/ высоких энергий. При этом довольно серьезной остается проблема подавления фона в его низкоэнергетической части, близкой в регистрируемым ядрам отдачи по электрической и магнитной жесткостям. Заметное уменьшение этой части фона достигнуто путем уменьшения кинематического разброса ионов под малыми углами за счет выбора материалов поглотителей и коллиматоров с массовыми числами больше A налетающего иона.

В наших экспериментах поглотителями служили никелевые фольги толщиной 3,5 мг/см², коллиматоры толщиной 300 мкм были изготовлены из тантала. Толщина золотой мишени составляла 1,9 мг/см².

Мониторирование пучка осуществлялось по регистрации упруго рассеянных под углом $60^\circ / \theta_{ц.м.} = 70,1^\circ /$ ионов Ar на золотой мишени. В соответствии с расчетами с использованием оптической

модели $^{16}/$ сечение рассеяния Ag под этим углом можно рассматривать как чисто резерфордское.

Установленные величины электрического и магнитного полей спектрометра соответствуют расчетным значениям электрической и магнитной жесткостей ядер ^{197}Au с энергией 98 МэВ и равновесным зарядом $27+3$.

4.2. Результаты эксперимента и выводы

На двумерном спектре /рис.5/, полученном при настройке спектрометра, четко отделяется область ядер отдачи ^{197}Au от низкоэнергетического "хвоста" ионов ^{40}Ar с различными зарядовыми состояниями и продуктов взаимодействия ионов Ar с ядрами никеля и углерода. Низкоэнергетический хвост ионов аргона использовался также для дополнительной калибровки кремниевое детектора по энергии. Указанные на рис.5 значения энергии различных зарядовых состояний ионов Ar определялись исходя из заданной магнитной жесткости с учетом потерь энергии в материале лавинного детектора. Расчеты этих потерь проводились на основе данных по тормозной способности Ar и Au в водороде и углероде /17,18/, составляющих формвар ($C_{4,7} H_{7,52}$) и п-гептан ($C_7 H_{16}$), а также в золоте.

Значительный энергетический разброс ядер отдачи ^{197}Au , обусловленный страгглингом первичного пучка ионов в никелевом поглотителе и ядер золота в самом материале мишени и объеме счетчика, приводит к тому, что на выбранное место в фокальной плоскости спектрометра приходят ядра с соответствующими данному $V_{рл}$ энергиями от 85 до 115 МэВ и с зарядовыми состояниями от 25^+ до 29^+ . На вставке рис.5 представлено положение ядер ^{197}Au с учетом ионизационного дефекта в кремниевом детекторе при регистрации этих ядер. Отметим, что спектр дан без учета поправок на фон случайных совпадений.

Эффективность регистрации определялась входным телесным углом спектрометра, ограниченным коллиматором до $2,5 \cdot 10^{-4}$ ср, и размерами детекторов в фокальной плоскости. Вследствие малых размеров детекторов времяпролетной системы эффективность ее составляла около 2% от ионно-оптического изображения ядер отдачи золота.

За 5 часов облучения золота ионами ^{40}Ar интегральным потоком 10^{14} частиц зарегистрировано около 40 событий, соответствующих упруго выбитым под углом 0° ядрам отдачи ^{197}Au в присутствии $\sim 2 \cdot 10^4$ низкоэнергетических ионов ^{40}Ar и продуктов взаимодействия Ar с никелем из поглотителей. Для оценки возможного вклада в интересующую нас область выбитых из коллиматоров ядер Ta и вклада случайных совпадений был проведен конт-

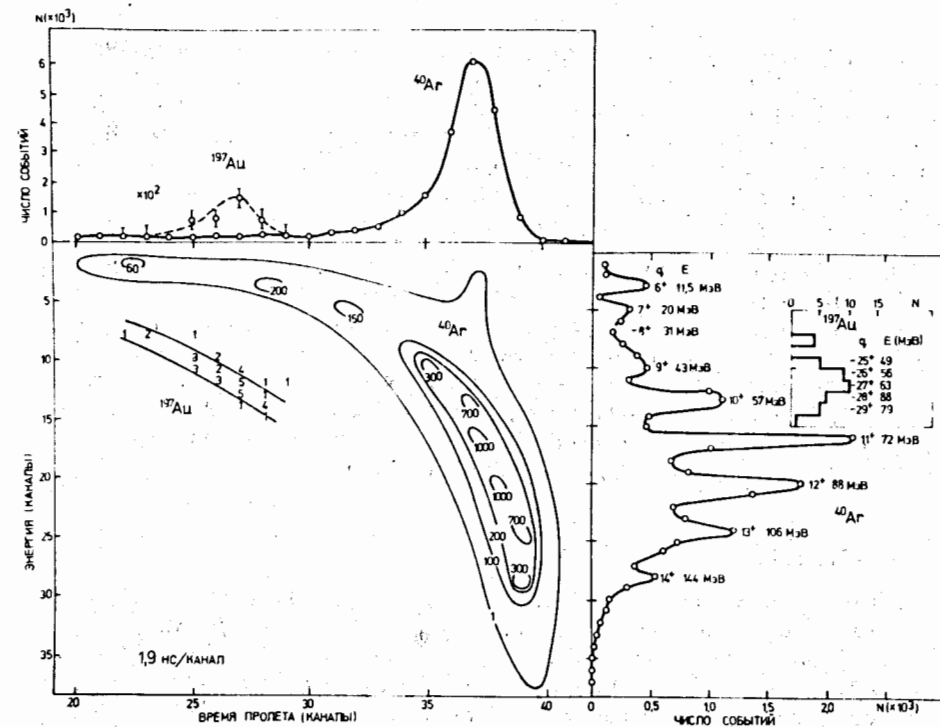


Рис.5. Двумерный спектр разделенных ядер отдачи золота и рассеянных ионов. Сплошные линии выделяют ожидаемую по оценкам область ядер отдачи золота. Проекция: а/ вертикальная ось - распределение ионов Ar с определенными значениями E и $q_{эф}$. На вставке - соответствующее распределение ядер отдачи золота; б/ горизонтальная ось - распределение ^{197}Au и ^{40}Ar по времени пролета. /Режим работы спектрометра: $HV=17,5$ кВ, $V_{рл} = 0,75$ Т.м., $P_{п-гептана}=7$ Торр, $\rho_{Sr-Au} \sim 300$ Ом.см., $l_{прол.}=23,7$ см./

рольный эксперимент при тех же условиях, но без мишени из Au . Было зарегистрировано в предполагаемой области ядер отдачи золота лишь одно событие на интегральный поток ионов аргона $2 \cdot 10^{16}$ частиц.

Если суммарную избирательность оценивать как отношение зарегистрированных полезных событий N_{Au} к интегральному потоку налетающих ионов N_{Ar} , то можно утверждать, что рассмотренная система позволяет надежно регистрировать тяжелые продукты ядерных реакций под углом 0° при потоке ионов, превышающем эффект в $10^{12}-10^{13}$ раз.

Полученная высокая избирательность спектрометра позволяет надеяться на его применение в экспериментах по регистрации продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами в широкой области масс ядер, в том числе и тяжелых изотопов трансурановых и сверхтяжелых элементов. Для повышения эффективности регистрации этих продуктов необходимо увеличить размеры детекторов в фокальной плоскости анализатора.

В заключение авторы выражают благодарность академику АН СССР Г.Н.Флерову и академику АН УССР О.Ф.Немецу за предоставленную возможность постановки работы, профессору Ю.Ц.Оганесяну за постоянное внимание к работе и полезные замечания. Авторы благодарят У.Бауман, Д.Вальцога, В.И.Вакатова, Ю.В.Гофмана, Р.Купчака, В.В.Носокина, Г.В.Рубленко и И.И.Штона за помощь на разных этапах работы, а также службу эксплуатации У-300 за обеспечение надежной работы ускорителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Flerov G.N. In: Future Directions on Studies of Nuclei far from Stability. I.M.Hamilton et al. (Eds.), North Holland, Amsterdam, 1980, p.339.
2. Armbruster P. GSI-Bericht M-3-76, Darmstadt, 1976.
3. Volkov V.V. Nucl.Instr. and Meth., 1979, 162, p.623.
4. Münzenberg G. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1979, 161, p.65.
5. Enge H.A. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1971, 97, p.449.
6. Tsoupas N. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1978, 148, p.93.
7. Basargin Yu.G. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1975, 126, p.413.
8. Майдигов В.З. и др. ПТЭ, 1979, №4, с.68.
9. Скобелев Н.К. и др. ЯФ, 1979, 29, с.615.
10. Brooks F.D. Nucl.Instr. and Meth., 1979, 162, p.477.
11. Wiza J.L. Nucl.Instr. and Meth., 1979, 162, p.587.
12. Stelzer H. Nucl.Instr. and Meth., 1976, 133, p.409.
13. Eyal Y., Stelzer H. Nucl.Instr. and Meth., 1978, 155, p.157.
14. Вальцог Д. и др. ПТЭ, 1979, №6, с.36.
15. Зодан Х. и др. ОИЯИ, P7-10671, Дубна, 1977.
16. Wiebicke H.J., Iwe H. Annual Report ZfK-295, Rossendorf, 1976, p.159.
17. Northcliffe L.C., Schilling R.F. Nucl. Data Tables, 1970, A7, p.233.
18. Hubert F. et al. Annales de Physique, 1980, 5, p.63.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 февраля 1981 года.