

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 187

P1-87-509

В.В.Авдейчиков*, А.И.Богданов*, В.А.Будилов,
Е.А.Ганза*, Н.Л.Горшкова, К.Д.Денисенко*,
И.К.Жидков, А.Котус, О.В.Ложкин*, Ю.А.Мурин*,
В.А.Никитин, П.В.Номоконов, М.Трайкова

ОБРАЗОВАНИЕ ФРАГМЕНТОВ С ЗАРЯДАМИ 5-12
В РЕАКЦИИ $p + Au$
ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 2,6 - 7,5 ГэВ

* Радиевый институт им. В.Г.Хлопина АН СССР, Ленинград

ВВЕДЕНИЕ

Исследование фрагментов промежуточной массы при взаимодействии частиц и ядер высокой энергии с тяжелыми ядрами-мишенями связано с проблемой установления уравнения состояния ядерного вещества при температурах и плотностях, отличных от нормальных^{/1/}. Поиск критических явлений в столкновениях тяжелых ионов при высоких энергиях мотивируется возможностью возникновения состояний ядерной материи в виде пионного конденсата, изомеров плотности и кварк-глюонной плазмы. Однако и при незначительном возбуждении ядра возможно возникновение критических явлений, а именно фазового перехода первого рода типа "газ - жидкость"^{/2/}, который может возникнуть в процессе расширения нагретой области, сформировавшейся в ядерном столкновении. Фрагменты испускаются, когда образовавшаяся в результате реакции система оказывается вблизи своей критической точки, которая характеризуется флуктуациями плотности, охватывающими весь объем системы. При этом вклады поверхностной энергии и поверхностной энтропии в свободную энергию ядерной капли сокращаются^{/3/} и система распадается под действием кулоновского отталкивания.

Согласно модели^{/3/} фазового перехода "газ - жидкость" и ее обобщениям на случай ядерной материи^{/4/} должна наблюдаться степенная зависимость вероятности /сечения/ образования фрагментов от величин их массы A_F или заряда Z_F :

$$\sigma(Z_F) \sim Z_F^{-r} . \quad /1/$$

Величина параметра r лежит в пределах $2 \div 3$ ^{/3/}. К настоящему времени проведен анализ данных всех известных экспериментов, в которых изучались выходы фрагментов промежуточной массы $10 \leq A_F \leq A_T/3$, где A_T - массовое число ядра-мишени. При этом действительно подтверждена зависимость типа /1/ /см., например,^{/5/} /. В ряде работ^{/6/} истолкование зависимости /1/ как проявления фазового перехода "газ - жидкость" подвергается критике. Ясно, что подобный механизм, если и существует, не может претендовать на роль единственного способа образования фрагментов промежуточной массы. Модели, основанные на термодинамических подходах, подвергаются критике^{/7,8/}, т.к. в си-

стеме с ограниченным числом частиц может не достигаться равновесие, а фазовые переходы сглажены.

Механизм распада возбужденного состояния на последней стадии расширения неизвестен^{/9/}. В настоящее время появились и совершенствуются различные теоретические подходы к проблеме образования фрагментов промежуточной массы: статистические модели мультифрагментации^{/10/}, ядерной решетки^{/11/}, модели механической нестабильности^{/6,12/}, и ядерной аккреции^{/13/}, модель статистической эмиссии фрагментов^{/14/}, асимметричное деление тяжелых ядер^{/15/}.

Согласно^{/16/} поиск нового механизма фрагментации, отличного от таких традиционных механизмов, как испарение и деление^{/14,15/}, может основываться на анализе значений параметра τ , характеризующего дисперсию массового /зарядового/ распределения фрагментов для разных реакций. Важно получить зависимость τ от энергии E_p налетающей частицы или от других параметров взаимодействия /например, от множественности вторичных частиц/. Достижение функцией $\tau(E_p)$ минимального значения может свидетельствовать о получении оптимальных условий для развития фазового перехода. Как следствие этого будет наблюдаться наиболее широкое массовое /зарядовое/ распределение фрагментов. Наличие минимума в зависимости параметра τ от температуры системы подтверждается также расчетами, выполненными в рамках модели перколяции^{/17/}. Первый анализ зависимости показателя τ от характеристик реакции /энергии налетающей частицы, температуры, характеризующей спектры испускаемых фрагментов/, проведенный в работах^{/9,16/}, не дал убедительных свидетельств в пользу существования фазовых переходов первого рода в ядерном веществе, т.к. были объединены слишком разнородные данные, полученные на разных пучках и мишенях. Не существует также метода однозначного определения температуры ядерных состояний.

Мы измеряли дифференциальное сечение реакции $p + Au \rightarrow A_F + X$ / $z_F = 5 \div 12$ / в интервале энергии пучка протонов $E_p = 2,6 \div 7,5$ ГэВ, вычислили функцию $\tau(E_p)$, а также другие характеристики этой реакции.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводились на внутреннем пучке синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ при шести энергиях ускоренных протонов E_p : 2,55, 3,36, 4,18, 5,02, 5,85 и 7,51 ГэВ. Использовались мишени из Au толщиной от 0,3 до 0,6 мкм. Фрагменты регистрировались под углом 88° в л.с. телескопами, составленными из трех полупро-

водниковых детекторов / $(\Delta E-E)$ -методика с антисовпадением/. Характерная толщина первого детектора составляет $6 \div 10$ мкм, что совместно с использованием тонкой мишени позволяет регистрировать фрагменты, начиная с энергии около 1 МэВ/нуклон, и получить хорошее разделение фрагментов по заряду.

Общая схема отбора и записи информации описана в^{/19/}. Абсолютное мониторирование числа протонов, прошедших через мишень, осуществляется путем использования двухслойной мишени, состоящей из Au и дейтерированного полиэтилена $(CD_2)_n$, и регистрации ядер дейтерия от упругого (p-d)-рассеяния^{/20/}, сечение которого известно. Ошибка этого метода мониторирования оценивается в 20%.

Экспериментальные данные обработаны по методике^{/21/}. Особое внимание уделено анализу поправок на ионизационные потери энергии фрагментами в мишени, вычисление поправок описано в^{/22/}. Расчеты и эксперимент показывают необходимость использования мишеней толщиной менее 0,6 мкм. В этом случае можно пренебречь поправками даже в низкоэнергетической части спектра магния /они составляют не более 3% в области энергий $25 \div 40$ МэВ/.

Идентификация фрагментов производится в диапазоне их кинетической энергии $E = 1,2 \div 10$ МэВ/нуклон. Энергетическое разрешение составляет $2 \div 3\%$. На рис.1 показано характерное зарядовое распределение фрагментов, полученное с помощью телескопа с $(\Delta E-E)$ -детекторами толщиной 6 и 45 мкм.

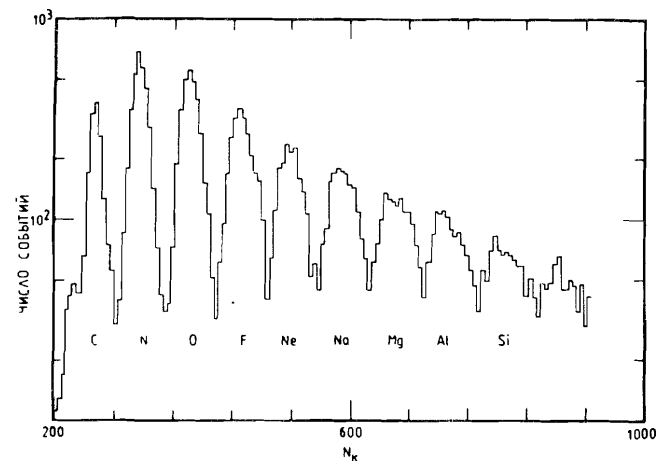


Рис.1. Спектр ядер-фрагментов с $z = 6 \div 14$, полученный с помощью $(\Delta E-E)$ -детекторов толщиной 6 и 45 мкм при энергии протонов $E = 4,18$ ГэВ.

Вклад ядер В и С, образующихся из мониторинговой пленки $(CD_2)_n$, в спектры бора и углерода из Al -мишени, оценивается в отдельном эксперименте и составляет в сумме 5%.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В эксперименте измерены инклюзивные дифференциальные сечения $d^2\sigma/dE d\Omega$. Они показаны на рис. 2. Спектры описываются квазимаксвелловской зависимостью^{/23/}, соответствующей размытому кулоновскому барьеру kV фрагмента в ядре мишени:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = N_0 \left(\frac{E}{E'} \right)^{1/2} \frac{1}{2\Delta} \int_{\langle k \rangle - \Delta}^{\langle k \rangle + \Delta} \frac{\nu(\nu E' - kB)^{1/2}}{\chi(\pi T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\nu E' - kB}{T}\right) dk, \quad /2/$$

где

$$\nu = \frac{A_T}{A_T - A_F}, \quad B = \frac{e^2 z_F (z_T - z_F)}{r_0 (A_F^{1/3} + (A_T - A_F)^{1/3})}$$

Здесь $z_{T(F)}$, $A_{T(F)}$ - соответственно заряд и масса ядер мишени /фрагмента/, B - номинальный кулоновский барьер, Δ - его раз-

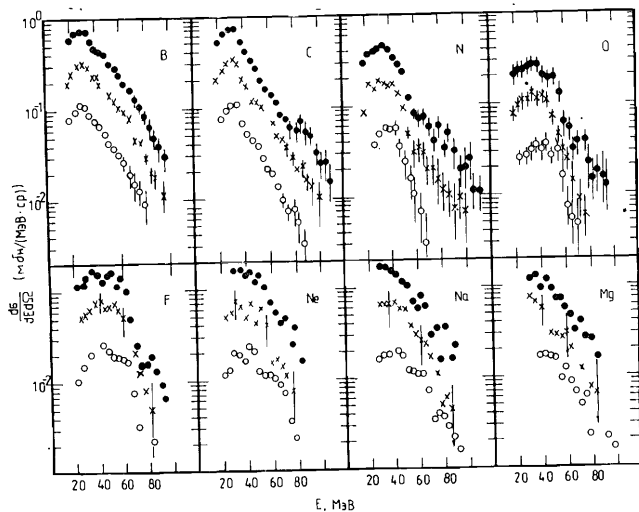


Рис. 2. Дифференциальные энергетические спектры фрагментов для трех значений энергии налетающих протонов: (o) $E = 2,55$ ГэВ, сечения разделены на 2; (x) $E = 4,18$ ГэВ; (•) $E = 7,51$ ГэВ, сечения умножены на 2.

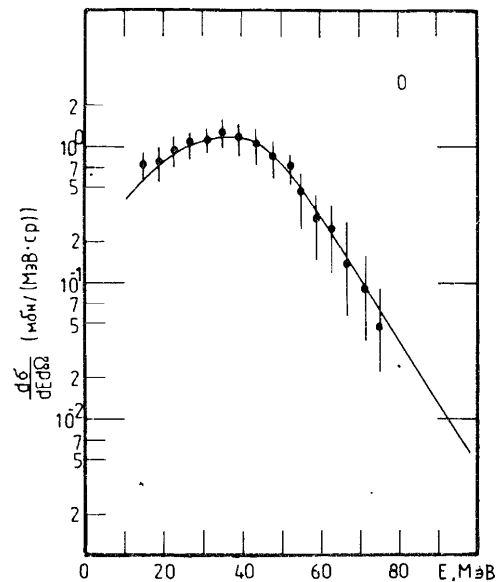


Рис. 3. Дифференциальный энергетический спектр ядер кислорода, $E = 4,18$ ГэВ; сплошной линией нанесен фит по формуле /2/.

мытие, k - переменная размытия, $\langle k \rangle$ - эффективный кулоновский барьер, T - эффективная температура. Из сравнения формулы /2/ с экспериментальными спектрами находятся значения параметров T , $\langle k \rangle$, Δ . В табл. 1 приведены полученные значения параметров. Для иллюстрации на рис. 3 приведен спектр ядра-фрагмента кислорода при $E = 4,18$ ГэВ и его аппроксимация формулой /2/.

Обратим внимание на следующие особенности в поведении параметров. Эффективная температура T растет с ростом энергии пучка. При фиксированной энергии пучка T падает при изменении z_F от 5 до 8, а затем насыщается. Параметр $\langle k \rangle$, определяющий эффективную кулоновскую энергию $\langle k \rangle B$, уменьшается при переходе к большим зарядам фрагментов. С ростом энергии пучка параметр $\langle k \rangle$ уменьшается, т.е. максимум спектра смещается в сторону низких энергий. Параметр Δ характеризует ширину пика в области максимума. При переходе от меньших z_F к большим Δ слабо растет, т.е. спектр становится более плоским в области максимума. Параметр имеет смысл скорости источника фрагментов. Он был положен равным нулю, т.к. при $\theta \approx 90^\circ$ скорость источника входит в формулу /2/ в квадрате и согласно^{/23/} близка к нулю.

Вопрос о физической обоснованности формулы /2/ мы оставляем в стороне. Отметим лишь, что она общепринята и хорошо описывает данные. Полученными значениями параметров удобно пользоваться для анализа формы спектров и сравнения результатов нашего эксперимента с результатами других экспериментов.

Наши данные находятся в хорошем согласии с данными^{/23/}, полученными при близких энергиях протонов на Ag и U мишенях.

В табл. 2 приведены сечения выходов фрагментов $d\sigma/d\Omega$, полученные интегрированием функции /2/ по энергии в диапазоне от 0 до 150 МэВ. Ошибка в $d\sigma/d\Omega$ определяется ошибками параметров функции /2/. На рис. 4 изображен спектр Mg при $E_p = 3,36$ ГэВ и его описание формулой /2/. Это пример спектра

Таблица 1

Значения параметров T , $\langle k \rangle$, Δ при аппроксимации спектров фрагментов формулой /2/

Фрагмент	E , ГэВ	2,55	3,36	4,18	5,02	5,85	7,51
B	T	15,0	15,9	16,0	16,4	18,6	15,5
	$\langle k \rangle$	0,41	0,38	0,44	0,36	0,35	0,41
	Δ	0,09	0,10	0,14	0,07	0,10	0,11
C	T	13,3	14,1	15,0	15,0	16,1	14,5
	$\langle k \rangle$	0,41	0,39	0,38	0,41	0,38	0,36
	Δ	0,08	0,11	0,10	0,10	0,06	0,10
N	T	8,9	8,6	14,0	12,1	13,0	14,0
	$\langle k \rangle$	0,45	0,45	0,37	0,44	0,38	0,37
	Δ	0,21	0,24	0,14	0,14	0,23	0,16
O	T	9,7	9,3	13,3	11,0	10,0	12,9
	$\langle k \rangle$	0,41	0,40	0,34	0,32	0,31	0,32
	Δ	0,26	0,27	0,21	0,30	0,29	0,26
F	T	10,0	10,5	12,1	10,0	8,0	13,0
	$\langle k \rangle$	0,47	0,42	0,46	0,45	0,50	0,35
	Δ	0,29	0,30	0,15	0,30	0,32	0,30
Ne	T	10,0	9,9	10,2	11,0	14,0	14,0
	$\langle k \rangle$	0,40	0,39	0,30	0,32	0,31	0,32
	Δ	0,29	0,30	0,28	0,30	0,29	0,30
Na	T	11,0	10,7	13,6	13,6	14,0	14,8
	$\langle k \rangle$	0,35	0,31	0,27	0,27	0,27	0,25
	Δ	0,29	0,26	0,22	0,26	0,25	0,20
Mg	T	12,4	13,3	13,3	13,3	14,1	15,5
	$\langle k \rangle$	0,27	0,25	0,25	0,25	0,26	0,27
	Δ	0,27	0,25	0,25	0,25	0,25	0,20

Таблица 2

Сечения образования фрагментов под углом 88° в реакции $p + Au$, в мб/ср

Энергия протонов, ГэВ	2,55	3,36	4,18	5,02	5,85	7,51
B	$7,2 \pm 0,4$	$11,1 \pm 0,9$	$11,8 \pm 0,9$	$10,8 \pm 0,6$	$12,7 \pm 0,6$	$12,5 \pm 0,7$
C	$6,0 \pm 0,4$	$10,1 \pm 0,8$	$11,6 \pm 1,4$	$9,2 \pm 0,6$	$10,8 \pm 0,5$	$11,6 \pm 1,0$
N	$3,1 \pm 0,4$	$6,0 \pm 0,9$	$6,3 \pm 0,6$	$4,8 \pm 0,4$	$7,6 \pm 0,4$	$7,5 \pm 0,6$
O	$2,3 \pm 0,2$	$4,1 \pm 0,5$	$4,7 \pm 0,5$	$4,6 \pm 0,4$	$5,1 \pm 0,3$	$5,3 \pm 0,5$
F	$1,8 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,4$	$2,8 \pm 0,4$	$3,6 \pm 0,3$	$3,6 \pm 0,3$	$3,6 \pm 0,4$
Ne	$1,8 \pm 0,2$	$2,8 \pm 0,5$	$2,7 \pm 0,4$	$3,2 \pm 0,6$	$3,6 \pm 0,3$	$3,7 \pm 1,2$
Na	$1,5 \pm 0,2$	$2,8 \pm 0,7$	$2,8 \pm 0,6$	$2,8 \pm 0,8$	$3,2 \pm 0,9$	$3,3 \pm 0,9$
Mg	$1,5 \pm 0,2$	$2,8 \pm 1,3$	$2,8 \pm 1,0$	$2,7 \pm 1,1$	$2,8 \pm 1,2$	$2,6 \pm 0,7$

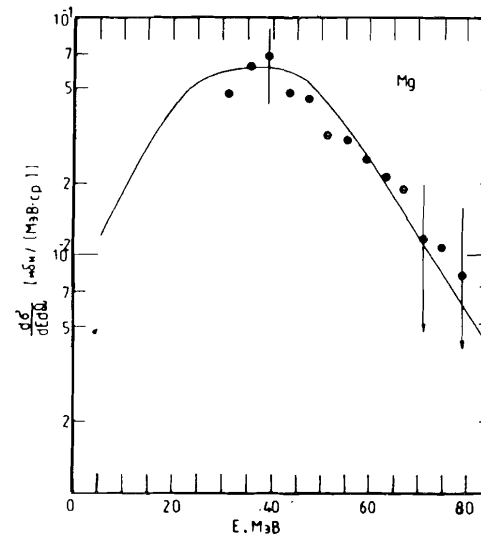


Рис.4. Дифференциальный энергетический спектр ядер магния, $E = 3,36$ ГэВ; сплошной линией нанесен фит по формуле /2/.

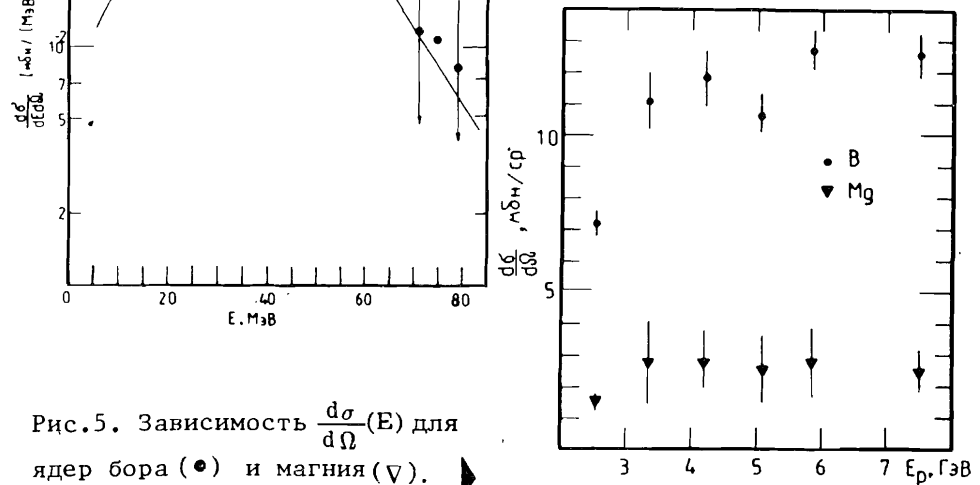


Рис.5. Зависимость $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E)$ для ядер бора (●) и магния (▽).

в данном эксперименте, описание которого формулой /2/ содержит наибольшую неопределенность.

С увеличением энергии протонов сечения растут. На рис.5 изображена зависимость $d\sigma/d\Omega$ от энергии протонов для бора и магния /самых легких и самых тяжелых фрагментов в изученном диапазоне Z_F /. На рис.6 приведена зависимость $d\sigma/d\Omega$ от Z_F для нескольких значений E_p . Видно, что формула /1/ хорошо описывает результаты /сплошные линии/. Функция $\tau(E_p)$ слабо спадает

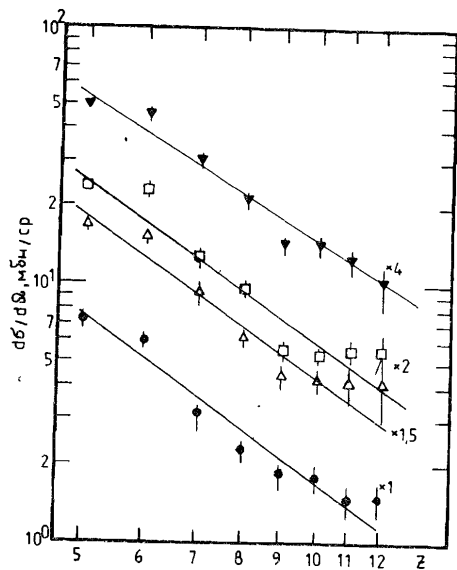
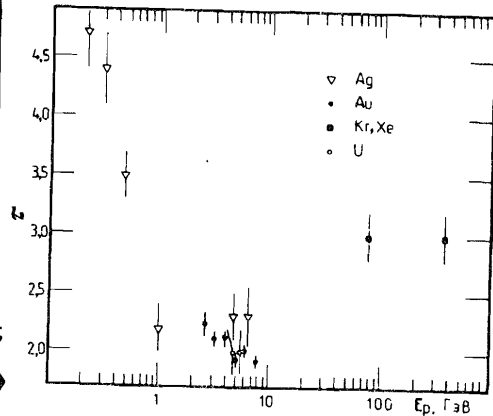


Рис.6. Зависимость $\frac{d\sigma}{d\Omega}(z)$ для четырех энергий: (●) $E=2,65$ ГэВ; (▲) $E=3,36$ ГэВ, сечение умножено на 1,5; (□) $E=4,18$ ГэВ, сечение умножено на 2; (▽) $E=7,51$ ГэВ, сечение умножено на 4.

Рис.7. Зависимость τ от энергии пучка протонов: (●) данные этого эксперимента; (▽) данные /18, 24-26/, $P+Ag$; (□) данные /4/ $p+Kr, Xe$; (○) данные /23/ $p+U$.



с ростом энергии и может быть представлена в виде

$$\tau = (2,24 \pm 0,01) - (0,0453 \pm 0,0004) E_p.$$

/3/

Локальный минимум в $\tau(E_p)$ в исследованном диапазоне энергии протонов отсутствует. На рис.7 полученные значения τ показаны совместно с результатами экспериментов /4, 18, 23, 24, 25, 26/. Сопоставление всех данных указывает на возможное существование минимума в $\tau(E_p)$ -зависимости в области $E_p \geq 8$ ГэВ.

Авторы благодарны за помощь в работе Г.Г.Безногих, Т.Ф.Грабовской, А.П.Ларичевой и В.С.Оплавину.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тонеев В.Д. и др. - ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.1093.
2. Hüfner J. - Phys.Rev., 1985, v.125, p.129.

3. Fisher M.E. - Physics (N.Y.), 1967, 3, p.255.
4. Finn J.E. et al. - Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.1321; Hirsh A.S. et al. - Phys.Rev., 1984, C29, p.508.
5. Machner H. - Phys.Rev., 1985, C31, p.1271.
6. Boal D.H. - Phys.Rev., 1984, C30, p.119. Aichel J., Hüfner J., Ibarra R. - Phys.Rev., 1984, C30, p.107.
7. Curtin M.W., Toki H., Scott D.K. - MSUCL-426, 1983.
8. Jaqaman H.R., Mekjian A.Z., Zamick L. - Phys.Rev., 1984, C29, p.2067; Goodman A.L., Kapusta J.I., Mekjian A.Z. - Phys.Rev., 1984, C30, p.851.
9. Panagiotou A.D. et al. - Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.496.
10. Bondorf J.P. et al. - Nucl.Phys., 1985, A443, p.321; Nucl.Phys., 1985, A444, p.460; Gross D.H.E. et al. - Z.Phys., 1982, A309, p.41; Gross D.H.E. Zhang Yiao-Ze. - Phys.Rev.Lett., 1986, 56, p.1544.
11. Bauer W. et al. - Phys.Lett., 1985, B150, p.53.
12. Cugnon J. - Phys.Lett., 1984, B135, p.374.
13. Boal D.H., Goodman A.L. - Phys.Rev., 1986, C33, p.1690.
14. Friedman W.A., Lynch W.G. - Phys.Rev., 1983, C28, p.16.
15. Moretto L.G. - Nucl.Phys., 1975, A247, p.211.
16. Panagiotou A.D. et al. MSUCL-433, 1983.
17. Biro T.S. et al. - Nucl.Phys., 1986, A459, p.692.
18. Андроненко Л.Н., Вольнин Е.Н., Котов А.А. Труды симпозиума "Нуклон-нуклонные и адронные взаимодействия при промежуточных энергиях", ЛИЯФ, Л., 1984, с.469.
19. Абашидзе Л.И. и др. ОИЯИ, 1-83-185, Дубна, 1983.
20. Мурин Ю.А. и др. Препринт РИ-135, Л., 1980.
21. Горшкова Н.Л., Денисенко К.Г., Мурин Ю.А. ОИЯИ, Р10-87-Дубна, 1987.
22. Горшкова Н.Л., Денисенко К.Г., Мурин Ю.А. ОИЯИ, Р10-86-381, Дубна, 1986.
23. Poskanzer A.M., Butler G.W., Hyde E.K. - Phys.Rev., 1973, C3, p.882; Westfall G.D. et al. - Phys.Rev., 1978, C17, p.1368.
24. Green R.E.L., Korteling R.G. - Phys.Rev., 1980, C22, p.1594.
25. Green R.E.L., Korteling R.G., Jackson K.P. - Phys.Rev., 1984, C29, p.1806.
26. Ложкин О.В., Перфилов Н.А. - ЖЭТФ, 1956, 31, с.913.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июля 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	4 р.50 к. 13 р.50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Авдейчиков В.В. и др.

P1-87-509

Образование фрагментов с зарядами 5-12 в реакции $p + Au$ при энергии протонов 2,6-7,5 ГэВ

Измерены абсолютные дифференциальные сечения образования фрагментов с зарядами $z_F = 5-12$ под углом $\theta = 88^\circ$ /в лаб. системе/ при взаимодействии с ядрами золота протонов с энергиями $E_p: 2,55, 3,36, 4,18, 5,02, 5,85$ и $7,51$ ГэВ. Энергия фрагментов 1,2-10 МэВ/нуклон. Зависимость показателя степени r аппроксимации $\sigma(z_F) \sim z_F^{-r}$ в диапазоне 2,6-7,5 ГэВ дается выражением $r(E_p) = 2,24 - 0,45 E_p$. В этом диапазоне энергий протонов отсутствуют локальные минимумы в $r(E_p)$ -зависимости, которые могли бы говорить об образовании фрагментов в результате конденсации при фазовом переходе "газ - жидкость".

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Avdejchikov V.V. et al.

P1-87-509

Formation of 5-12 Charge Fragments in the $p + Au$ Reaction at 2.6-7.5 GeV Proton Energy

Inclusive differential cross section for the formation of fragments with charges $z_F = 5-12$ at the laboratory angle of 88° in collisions of protons with gold at the kinetic energies E_p of 2.55, 3.36, 4.18, 5.02, 5.85 and 7.51 GeV are presented. Fragment energy range is 1.2-10 MeV/nucleon. The dependence of r from the approximation $\sigma(z_F) \sim z_F^{-r}$ in proton energy range 2.6-7.5 GeV is given by $r(E_p) = 2.24 - 0.045 E_p$. In this proton energy range $r(E_p)$ does not reveal any features characteristic of the fragment formation through the condensation in the "gas - liquid" phase transition.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987