

539.1
с 56

МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Ю. Ц. Оганесян, А. И. Базь, В. И. Манько,
Ю. А. Быковский

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ФИЗИКИ
ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

МОСКВА 1978

539.1
С-56

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

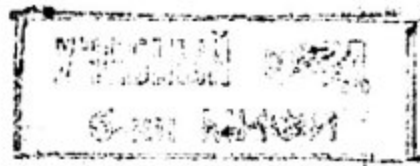
Ю. Ц. Оганесян, **А. И. Базь**, В. И. Манько, Ю. А. Быковский

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ФИЗИКИ
ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Конспект лекций

(Ответственный редактор Н. Г. Волков)

Утверждено Советом института в качестве
учебного пособия



МОСКВА 1978

5702

Ю. Ц. Оганесян, **А. И. Базь**, В. И. Манько, Ю. А. Быковский.
Современное состояние физики деления атомных ядер. Отв. ред.
Н. Г. Волков. М., Изд. МИФИ, 1978, 88 с.

Конспект лекций посвящен вопросам экспериментальных исследований с использованием тяжелых ионов. Рассматриваются вопросы поиска нейтронных ядер и ударных волн в ядерном веществе, синтеза сверхтяжелых элементов, а также вопросы получения тяжелых ионов.

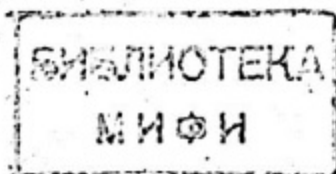
Лекция "Динамика соударений ядер с энергиями в несколько сотен МэВ/нуклонов" подготовлена А. И. Базем и посвящена исследованию процесса сжатия ядерного вещества.

Лекция "Синтез сверхтяжелых элементов" подготовлена Ю. Ц. Оганесяном.

Лекция "Экспериментальные поиски ядерных ударных волн" подготовлена В. И. Манько.

Лекция "Лазерные ионные источники" подготовлена Ю. А. Быковским.

Рисунков 35 , таблиц нет , список литературы 18 названий.



СИНТЕЗ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В В Е Д Е Н И Е

Известно, что планета наша состоит из 92 химических элементов: от самого легкого — водорода, до наиболее тяжелого урана^{*)}. Весь окружающий нас мир состоит из предметов, представляющих собой химические соединения этих элементов, свойства которых определяются Периодическим законом Д.И. Менделеева, открытым более 100 лет тому назад.

Естественно, что возникают вопросы о том, какие законы природы определяют число элементов и их свойства, какова история и пути их образования во Вселенной и, наконец, нет ли или не может ли быть других элементов, возможно, с совершенно необычными свойствами, о которых человечеству пока еще ничего не известно.

На некоторые из этих вопросов мы имеем исчерпывающие ответы, другие — представляют собой одну из фундаментальных проблем современной науки, охватывающей различные области астрономии, ядерной физики, геохимии и др.

Строго говоря, заключение о том, что окружающий нас мир состоит из 92 химических элементов, относится лишь к Земле, возраст которой составляет около 5 миллиардов лет. Все другие элементы, время жизни которых меньше этой астрономической величины, в Земле присутствовать не могут в сколь-либо заметных количествах. Разумеется, подобное утверждение совсем не означает, что их нет на других планетах. Проверить это, к сожалению, чрезвычайно трудно, т.к. "соседи" наши: Луна, Марс и даже Венера являются, фактически, ровесниками Земли, а молодые и яркие звезды, где процесс нуклеосинтеза (образование элементов) идет в настоящее время, расположены от нас на расстоянии в сотни тысяч световых лет.

*) За исключением технеция и прометия, не существующих в стабильном состоянии, и элементов от полония до актиния, которые рождаются и погибают в процессе радиоактивного распада урана и тория.

Вместе с тем, в наш атомный век, в условиях современной физической лаборатории можно искусственным способом синтезировать элементы, не существующие в природных условиях, а некоторые из них, например, плутоний, накапливать промышленным способом в количествах, исчисляемых многими сотнями тонн. К настоящему времени, спустя 23 года после открытия плутония, синтезированы еще 14 трансурановых элементов, самый тяжелый из которых имеет атомный номер 107.

Изучение физических и химических свойств этих элементов представляет чрезвычайный интерес.

Экспериментально установлено, что с ростом атомного номера элемента резко сокращается его время жизни. Действительно, если период полураспада урана составляет около 10^9 лет, то у 94-го элемента — плутония эта величина уменьшается в 400.000 раз, а для элемента 104 — курчатовия составляет всего десятую долю секунды. Предполагая подобную закономерность в области больших атомных номеров, можно прийти к заключению о том, что время жизни элементов с $Z = 112$ или 116 окажется менее 10^{-22} с! За столь короткое время ядро, как сложная система, состоящая из протонов и нейтронов, не успеет образоваться. Поэтому в данном масштабе времени это понятие просто теряет свой физический смысл. По существу данное обстоятельство определяет предел стабильности ядерной материи. Последний самый тяжелый и сверхкороткоживущий элемент, определяющий этот предел, получил в 40-х годах название "космий".

Чем же обусловлено столь резкое уменьшение времени жизни трансурановых элементов? Чтобы ответить на этот вопрос, обратим внимание на радиоактивные свойства тяжелых ядер.

СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ И ПРЕДЕЛ СТАБИЛЬНОСТИ АТОМНЫХ ЯДЕР

Известно, что уран нестабилен относительно α -распада. Вероятность этого процесса определяется его периодом полураспада, равным для изотопа ^{238}U около 10^9 лет. Для более тяжелого ядра — плутония — ^{239}Pu α -распад оказывается значительно более вероятным, его период полураспада составляет 25.000 лет, а для фермия — ^{257}Fm ($Z = 100$) всего 100 дней.

Однако, как это не парадоксально, предел стабильности атомных ядер определяется не альфа-распадом, а их спонтанным делением (см. рис. 1).

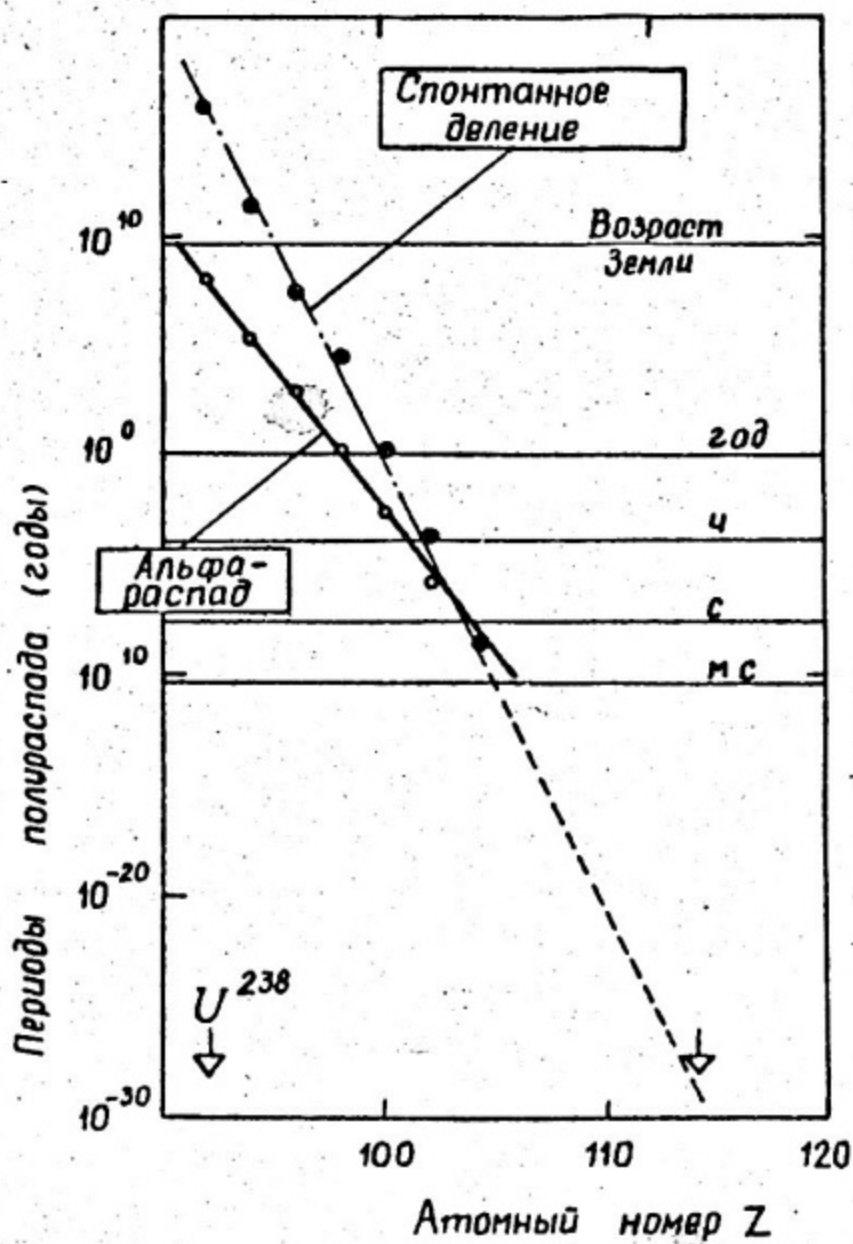


Рис. 1. Изменение периода полураспада с ростом атомного номера ядра.

Спонтанное или самопроизвольное деление ядра урана-238 на два осколка примерно равной массы было открыто еще в 1940 г. К. А. Петржаком и Г. Н. Флеровым, как вторая возможность распада этого ядра, вероятность которого по отношению к основному процессу — испусканию альфа-частицы — составляет всего 10^{-7} .

Вместе с тем, с ростом атомного номера вероятность спонтанного деления резко увеличивается: при переходе от 92-го к 104-му элементу она возрасла более чем в 10^{24} раз, вследствие чего четные изотопы курчатовия уже целиком испытывают спонтанное деление.

Обусловлено это тем, что процесс деления является энергетически очень выгодным, хотя и требует для извлечения этой выгоды преодоления некоторого потенциального барьера, получившего название барьера деления (рис. 2).

В ядерных реакторах это достигается тем, что в ядро урана вносится дополнительная энергия около 7,0 МэВ путем захвата теплового нейтрона; в результате ядро способно "перевалить" через вершину барьера деления, после чего оно уже неминуемо разделится на 2 осколка. (Заметим, что это приведет к выделению энергии около 180 мегаэлектронвольт). При спонтанном делении вершина барьера может быть достигнута лишь за счет "внутренних ресурсов" ядра, которые весьма ограничены. Самопроизвольный распад ядра на два осколка может произойти лишь путем перекачки энергии одночастичного движения нуклонов в ядре в энергию коллективного движения, приводящего к изменению формы (деформации) ядра как целого.

Вероятность подобной флуктуации существенным образом зависит от величины энергии и поэтому вероятность спонтанного деления сильно зависит от высоты и формы барьера деления. Так, например, у тория, высота барьера которого всего на 1 Мэгаэлектронвольт выше, чем у урана, спонтанное деление вообще не наблюдается (его период полураспада более 10^{23} лет!), в то время как для трансурановых элементов вероятность спонтанного деления наоборот резко возрастает.

Теперь легко понять, сколь важную роль играет барьер деления в определении стабильности тяжелых элементов. Известно, что после опытов Э. Ферми (1934 г.) по облучению естественного урана нейтронами, а затем серии радиохимических экспериментов О. Гана и Ф. Штрассмана (1939 г.) возникла парадоксальная картина, когда в качестве продуктов ядерной реакции урана и нейтрона наблюдалось образование очень легких ядер — изотопов бария ($Z = 56$) и лантана ($Z = 57$).

Объяснение этому явлению, согласно истории, было впервые дано Л. Мейтнер и О. Фришем на основе "ядерной жидкой капли".

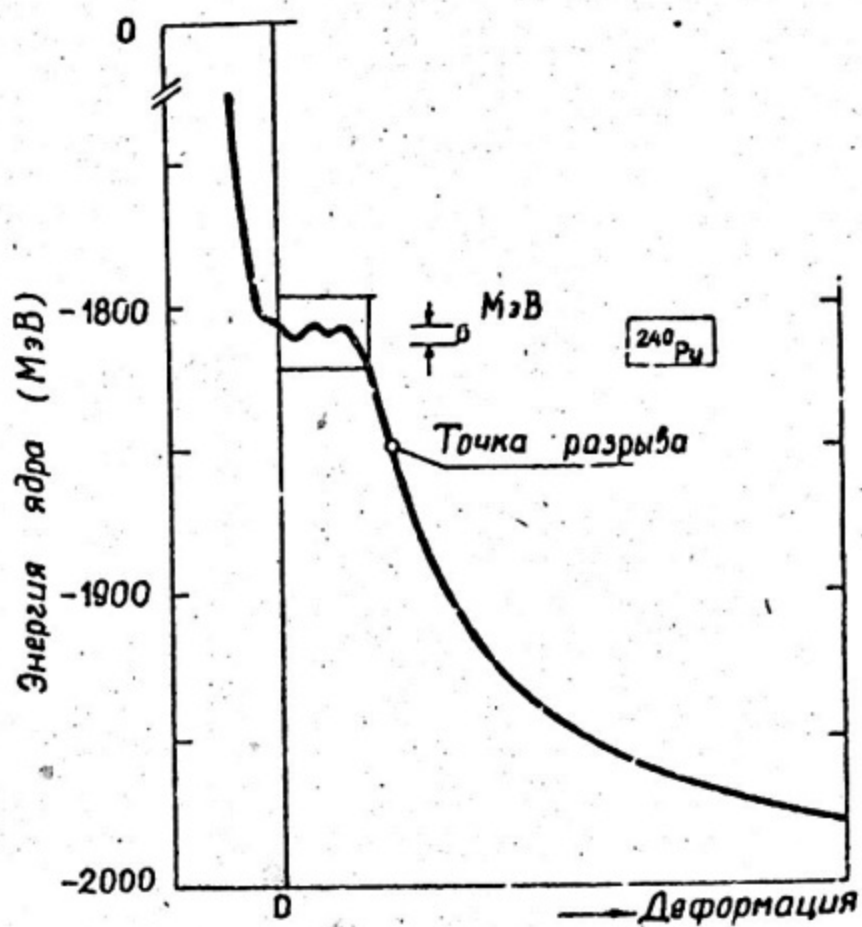


Рис. 2. Зависимость полной энергии ядра от деформации.

Согласно гипотезе Л. Мейтнер деление ядра напоминает процесс разделения капли заряженной жидкости, возникающий вследствие конкуренции сил кулоновского расталкивания (капля заряжена) и сил сцепления, которые в данном случае являются силами поверхностного натяжения капли^{*)}. Впоследствии эти представления получили более строгое количественное описание в теории Я. Френкеля, а затем Н. Бора и Дж. Уилера, которая вошла в историю физики как капельная модель деления атомных ядер.

В данной модели критическая форма ядра, соответствующая вершине барьера деления, следует непосредственно из решения статической задачи, в которой рассчитывается потенциальная энергия деформированной заряженной капли. Для тяжелых ядер дальнедействующие силы кулоновского расталкивания сравнимы по величине с короткодействующими силами ядерного притяжения, напоминающими по своему действию силы поверхностного натяжения.

На вершине барьера эти силы уравновешены. Поэтому вероятность деления (или вероятность достижения критической деформации) будет зависеть от соотношения кулоновской и поверхностной энергий ядра:

$$\chi = \frac{E_c}{2E_s} \quad (1)$$

где $E_c = 3Z^2 e^2 / 5R_0$ — кулоновская энергия сферического ядра с радиусом R_0 и $E_s = 4\pi R_0^2 \cdot \sigma$ — поверхностная энергия этого ядра с коэффициентом поверхностного натяжения σ .

Принимая во внимание, что $R_0 = r_0 A^{1/3}$, можно представить:

$$\chi = \frac{E_c}{2E_s} = \frac{3e^2/5r_0}{4\pi r_0^2 \cdot \sigma} \cdot \frac{Z^2}{A} = 0.01995 \frac{Z^2}{A} \dots, (2)$$

где Z , A — заряд и масса делящегося ядра.

Представленные на рис. 3 расчетные зависимости потенциальной энергии ядра от его деформации указывают на значительное уменьшение барьеров деления с ростом параметра Z^2/A . При этом вершина барьера деления смещается в сторону меньших деформаций.

Можно представить, что при некотором критическом значении параметра Z^2/A барьер деления будет равен нулю, т.е. сфериче-

^{*)} Читатель наблюдал неоднократно изменения формы капли воды, когда она отрывается от "носика" крана. Процесс этот очень похож на деление с той лишь разницей, что капля не заряжена, а причиной ее падения является преобладание сил тяготения над силами поверхностного натяжения.

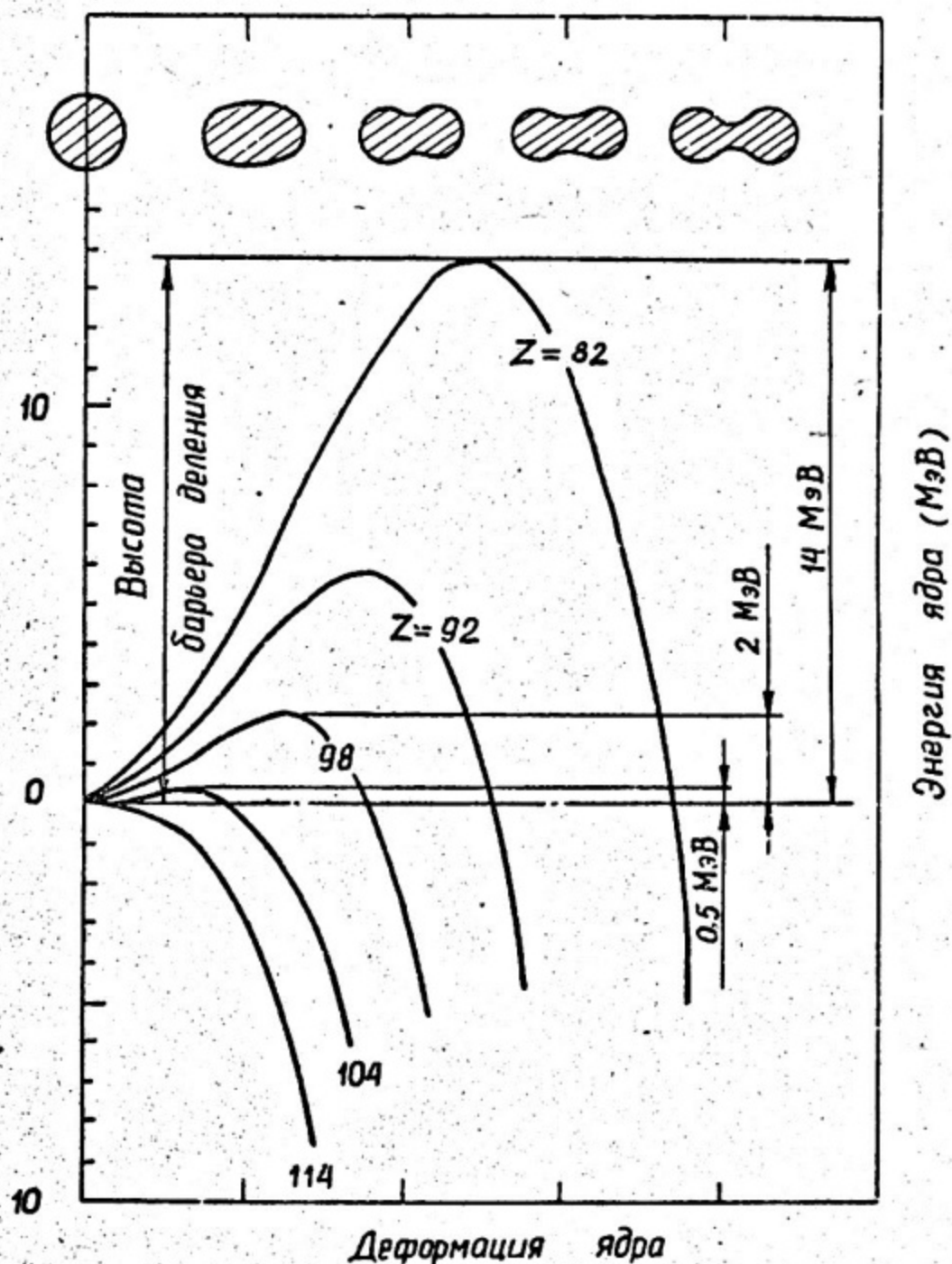


Рис. 3. а) Форма барьеров деления ядер, рассчитанных по модели жидкой капли. (В верхней части рисунка иллюстративно показаны конфигурации ядра в процессе его деформации),

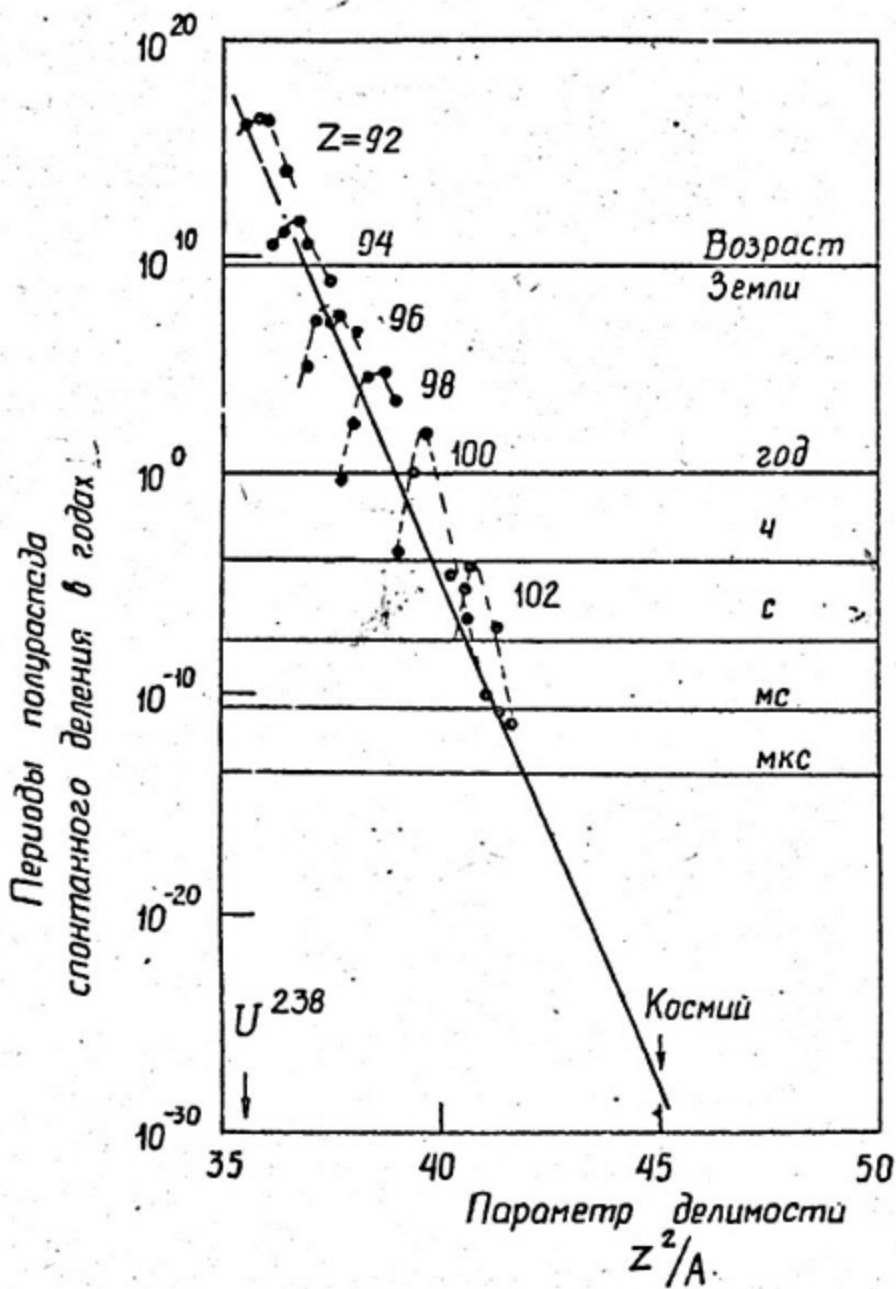


Рис. 3. б) Зависимость периода спонтанного деления от Z^2/A (модель жидкой капли).

ская форма ядра уже будет нестабильна к делению на два осколка. Этому случаю будет соответствовать некий критический параметр делимости $(Z^2/A)_{\text{крит.}}$, определяемый из условия $X = 1$ численно равный

$$(Z^2/A)_{\text{крит.}} = \frac{1}{0.01995} = 50.12. \quad (3)$$

В последующем, из анализа экспериментальных данных по делению тяжелых ядер было найдено, что $(Z^2/A)_{\text{крит.}} = 46 \pm 1$.

Таким образом, ядро с данным отношением протонов и нейтронов в модели жидкой капли абсолютно нестабильно к делению на два осколка; его период полураспада сравним с временем движения от вершины барьера до точки разрыва и составляет всего, по оценкам, $10^{-21} - 10^{-20}$ с. Принимая во внимание, что период полураспада урана по спонтанному делению составляет 10^{16} лет ($Z^2/A = 35.6$), можно построить зависимость периодов спонтанного деления ядер от параметра делимости Z^2/A . Для всех промежуточных значений от урана до "космий" периоды полураспада ядер будут определяться выражением:

$$T_{\text{сд.}} = 10^{-29} \exp \{ Z^2/A - 46 \} \quad \text{в годах, ...} \quad (4)$$

где Z^2/A = параметр делимости данного ядра.

К 1960 году удалось синтезировать целое семейство новых трансурановых элементов вплоть до фермия (элемента с атомным номером 100). У большинства изотопов новых элементов было обнаружено спонтанное деление с периодами полураспада, близкими к тем, которые можно было ожидать из приведенной выше формулы.

Это обстоятельство явилось бы блестящим подтверждением теории, если бы не "америциевая аномалия", с которой столкнулись физики в 1962 году в попытках синтезировать элемент с атомным номером 104.

При облучении мишени из изотопа ^{242}Pu ускоренными ионами ^{22}Ne в продуктах ядерной реакции были обнаружены ядра, испытывающие спонтанное деление с периодом полураспада около 0,014 с. В этом не было бы ничего исключительного, если бы в последующих экспериментах не было доказано, что наблюдаемый распад принадлежит известному ядру - америцию-242, период полураспада которого был установлен еще в 1953 году и составляет более чем 10^{14} лет. Таким образом, данное ядро испытывает спонтанное деление с двумя периодами полураспада, которые отличаются друг от друга более чем 10^{23} раз!

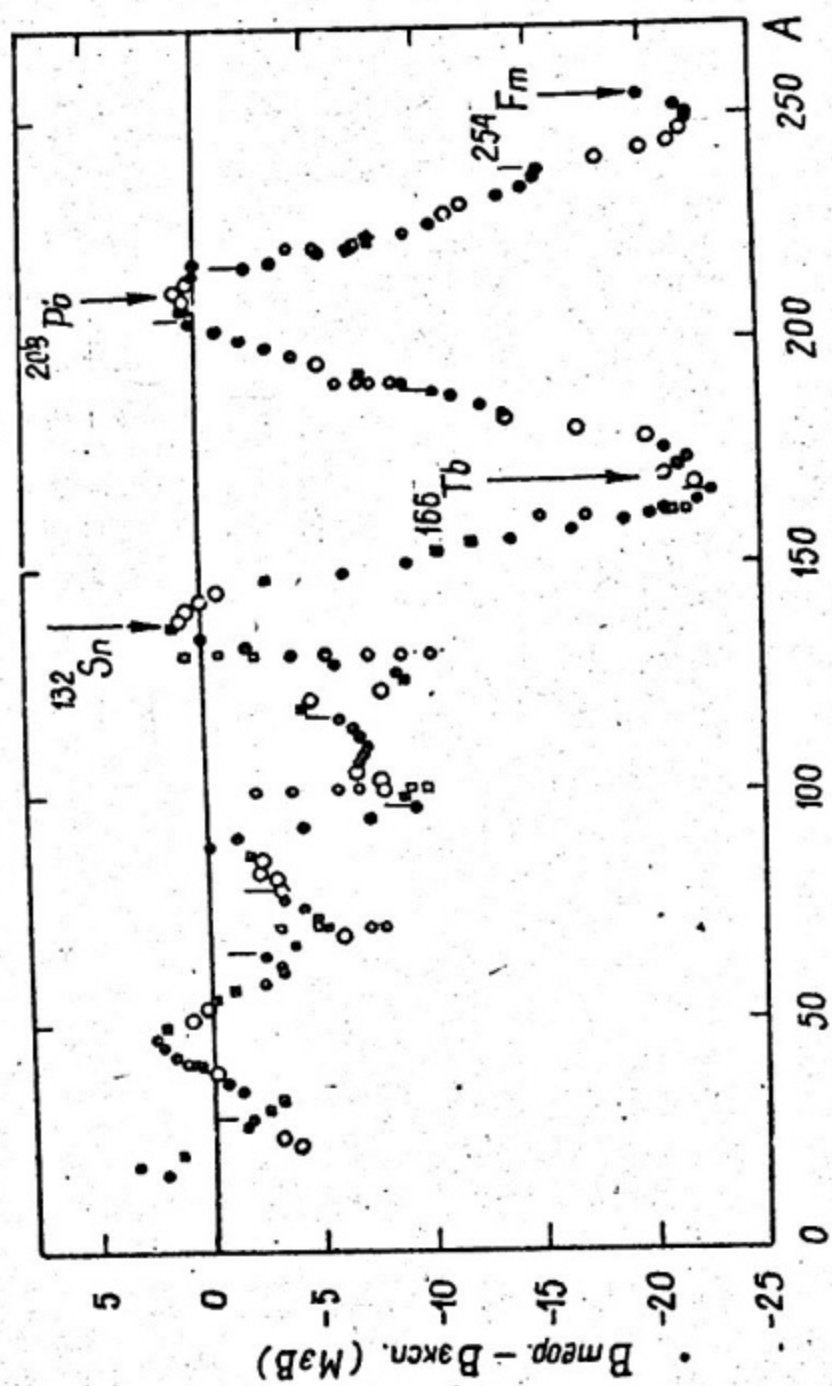


Рис. 4. Зависимость полной энергии ядра от массы. Данные представлены в виде разницы масс между расчетом (без учета структуры) и экспериментом.

Здесь возникает легкий парадокс. Если ядро америция-242 делится самопроизвольно, то период его полураспада исчисляется 10^{14} лет. Если это же ядро испытывает вынужденное деление (т.е. его энергия уже превышает барьер деления), то деление происходит мгновенно за время менее 10^{-17} с.

Наблюдаемый период полураспада америция-242 в 10^{23} раз меньше периода спонтанного деления, но в 10^{15} раз больше периода вынужденного (надбарьерного) деления.

Разрешить этот парадокс можно было лишь предположив, что у данного ядра имеется не одно, а, по крайней мере, два устойчивых состояния: одно — основное — более устойчивое (10^{14} лет) и второе — "необычное" — менее устойчивое (0,014 с).

В 1962 г. это было гипотезой. Более детальная физическая картина проявилась позднее, когда экспериментально было доказано, что подобное явление имеет место еще у 39 ядер — изотопов трансурановых элементов с $92 \leq Z \leq 97$ и были разработаны теоретические основы расчета структуры атомных ядер при больших деформациях.

Суть явления заключается в следующем.

Известно, что полная энергия ядра пропорциональна его массе. Однако, уже давно было обнаружено исключение из этого правила. Вблизи определенного числа протонов: 2, 8, 20, 50, 82 и нейтронов: 2, 8, 20, 50, 82, 126 энергии ядер существенно отличаются от плавной зависимости. Эти числа получили название магических. Наибольшее отклонение испытывают так называемые "дважды магические" ядра, состоящие из магического числа протонов и нейтронов. Их немного: гелий (2 протона, 2 нейтрона), кислород (8 протонов и 8 нейтронов), кальций (20 и 20) и, наконец, свинец (82 протона и 126 нейтронов) (рис. 4). Эффект магичности ядер аналогичен замкнутым оболочкам в электронной структуре атома, которая в конечном итоге и определяет химическую устойчивость элементов УШ-й группы таблицы Менделеева, получивших название благородных газов.

Возможно поэтому в ядерной физике также, как и в атомной принято объяснять структуру ядра на языке оболочек, хотя они (оболочки) имеют здесь более условное понятие.

Теория, описывающая эти оболочки, дает не только точные значения энергии (или массы) атомных ядер, но и объясняет тот экспериментально установленный факт, что магические ядра являются, как правило, сферическими, в то время как другие ядра, удаленные от магических чисел, представляют собой слегка вытянутый эллипсоид.

Вместе с тем, до последнего времени предполагалось, что уже при незначительных деформациях эта структура (оболочки) целиком

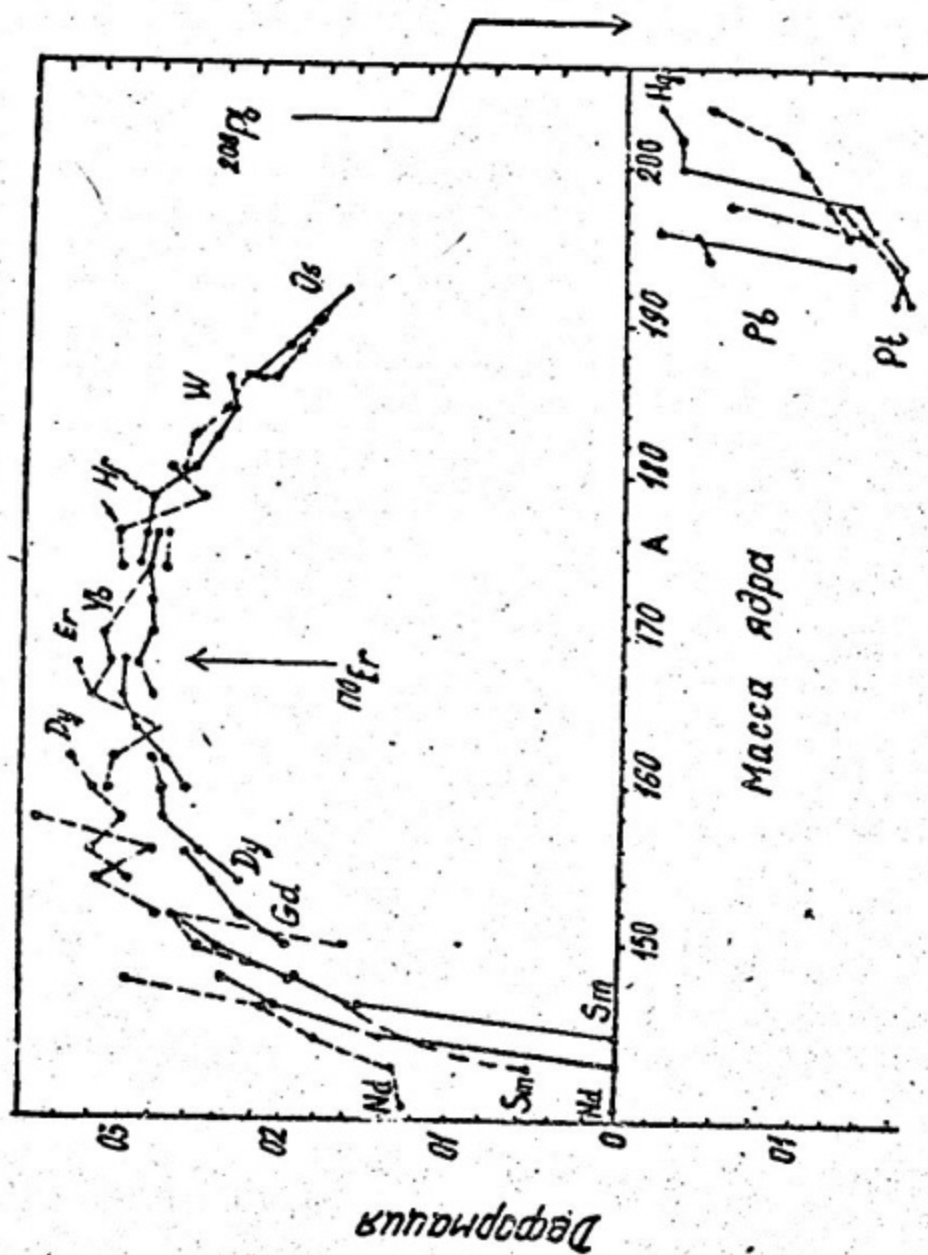


Рис. 5. Экспериментальные (открытые кружки) и теоретические (черные точки) значения равновесных деформаций ядер в интервале масс от 140 до 210.

разрушается и форма ядер — даже магических — будет напоминать форму капли заряженной жидкости, у которой нет никакой внутренней структуры. Может быть, однако, и другая — противоположная точка зрения.

ЭФФЕКТ ОБОЛОЧЕК ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ЯДЕР

С позиций квантовой механики структурный эффект в ядрах является следствием энергетического распределения протонов и нейтронов. Заданной структуре соответствуют строго однозначные энергетические состояния каждой частицы (нуклона), из которых состоит ядро. Вместе с тем все нуклоны ядра находятся в движении. Если скорость, с которой происходит деформация ядра, будет значительно медленнее скорости движения нуклонов внутри ядра (что реально имеет место при делении), то последние "успевают" перераспределиться по энергии, т.о., что образуют новую структуру, адекватную форме ядра в данный момент времени. Иными словами — ядерные оболочки не исчезают, а видоизменяются.

Поскольку речь идет о тяжелых ядрах, энергия которых составляет 1500–2000 МэВ, а оболочечные поправки к этой энергии — всего несколько МэВ, то полная энергия ядра может быть представлена в виде суммы:

$$\mathcal{E}_{tot} = \mathcal{E}_{LD} + \Delta \mathcal{E}, \quad (5)$$

где основная часть — \mathcal{E}_{LD} — плавно изменяется с ростом деформации и может быть рассчитана в рамках феноменологической капельной модели, в то время как $\Delta \mathcal{E}$ — представляет осциллирующую часть энергии, меняющуюся от ядра к ядру при изменении формы. Данный метод расчета, предложенный впервые в работах В.М.Струтинского, теперь широко используется для расчетов потенциальной энергии деформированных ядер. В частности, как следует из рис. 5, расчеты, проведенные этим методом, хорошо описывают известные экспериментальные значения деформации (или квадрупольных моментов) ядер в основном состоянии, а также практически все известные данные по барьерам деления тяжелых элементов (рис. 6).

Поскольку для достаточно тяжелых ядер барьер деления, рассчитанный по модели жидкой капли, сравним по величине с амплитудой оболочечной поправки — $\Delta \mathcal{E}$, то и полная энергия ядра с ростом деформации может также испытывать сильные вариации. Поэтому барьер деления может иметь сложную структуру, допускающую возможность не только одного, а нескольких устойчивых состояний ядра при различных его деформациях (рис. 7).

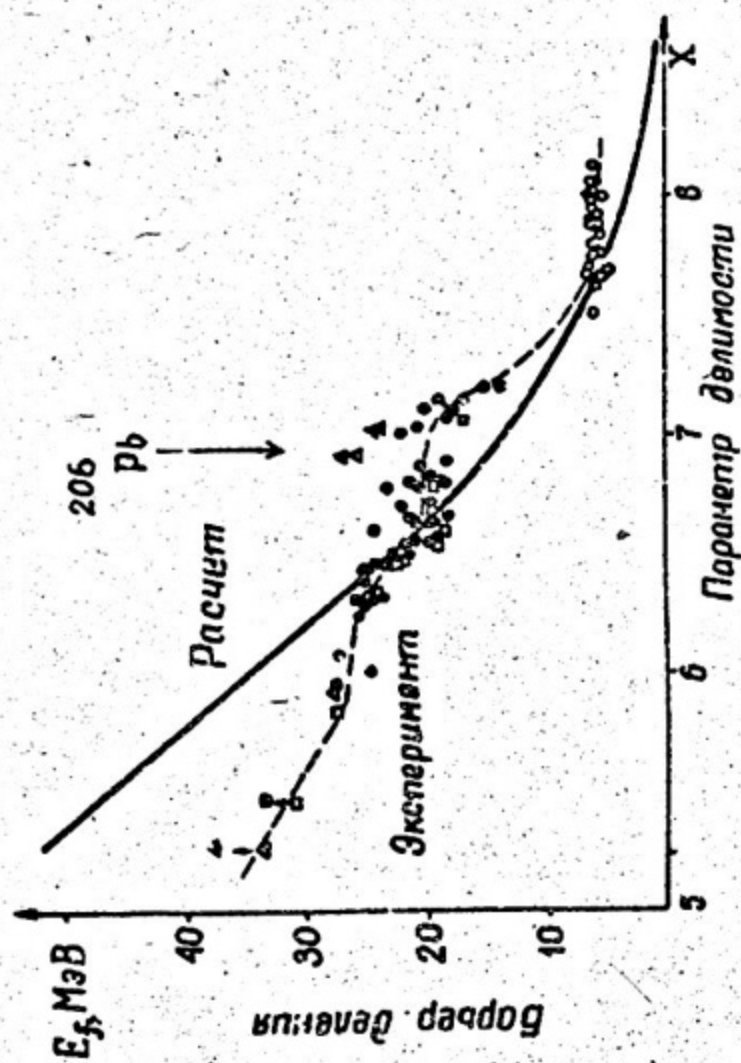


Рис. 6. Высоты барьеров деления ядер. Пунктирная кривая проведена через экспериментальные точки. Сплошная кривая — расчет по модели жидкой капли.

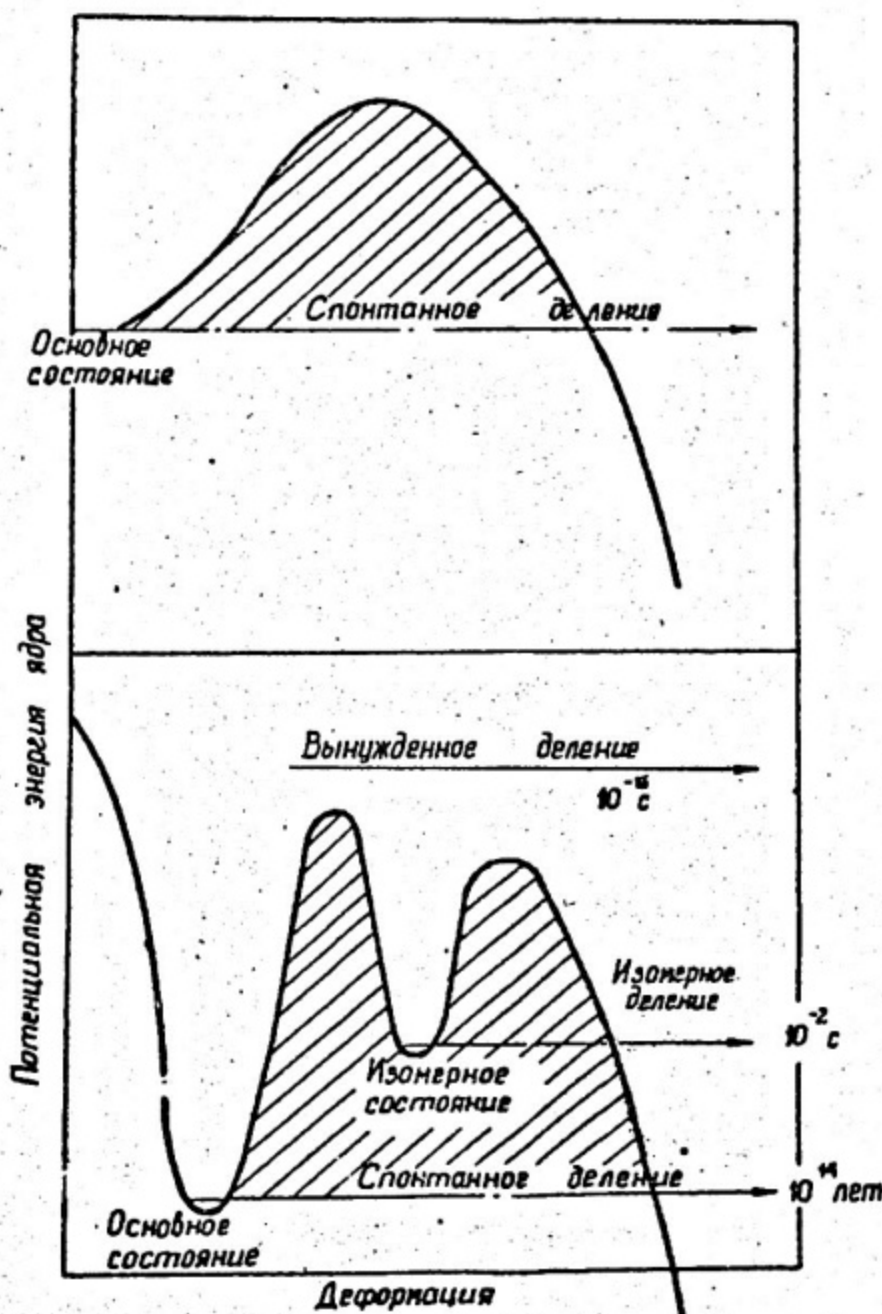


Рис. 7. Форма барьера деления ядра ^{242}Am . Верхний рисунок - расчет по модели жидкой капли, нижний - с учетом структурных эффектов, возникающих в процессе деформации ядра.

Теперь вспомним о том, что стабильность тяжелых ядер существенным образом зависит от формы барьера деления.

Особой точкой является "космий". Если раньше предполагалось, что для ядер, у которых отношение Z^2/A более 46, барьер деления равен нулю, то теперь это предположение необходимо пересмотреть.

Структурные эффекты максимальны для магических чисел, и вопрос теперь заключается в том, где находится следующее за свинцом-208 дважды магическое ядро? Из закономерности магических чисел следует, что это ядро будет состоять из 126 протонов и 184 нейтронов. Более детальный расчет уточняет число протонов - 114, оставляя неизменным число нейтронов - 184.

ОСТРОВ СТАБИЛЬНОСТИ В ОБЛАСТИ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Параметр делимости данного ядра равен $Z^2/A = 43.6$, и в модели жидкой капли ему соответствует барьер деления менее 0.1 мегаэлектронвольта и время жизни 10^{-15} с! Теперь же расчет с учетом внутренней структуры ядер приводит к удивительным результатам: барьер деления 114-го элемента с массой 298 (число нейтронов 184) по данным различных авторов составляет от 8 до 12 мегаэлектронвольт! (Напомним, для урана-238 эта величина всего лишь 6,5 мегаэлектронвольт).

Естественно, что такое ядро должно быть чрезвычайно устойчивым, и вместо 10^{-15} с его время жизни может исчисляться миллиардами лет!

Если принять во внимание, что подобный эффект имеет место и для соседних ядер, расположенных вокруг дважды магического ядра, то, по существу, теоретически предсказывается существование острова стабильности в области сверхтяжелых элементов (рис. 8). Высота "магической вершины" этого острова будет определяться периодом полураспада ядра с $Z = 114$ и $N = 184$, и если он сравним с возрастом Земли, то вполне возможно, что сверхтяжелые ядра, образовавшиеся в момент зарождения нашей планеты, сохранились до наших дней.

Поэтому во многих лабораториях мира различными методами ведется поиск сверхтяжелых элементов в природе, включая не только земные образцы, но и космические объекты (метеориты). В ряде случаев экспериментальные установки выносятся за пределы атмосферы (с помощью спутников или воздушных шаров) с целью зарегистрировать тяжелые ядра первичного космического излучения, сре-

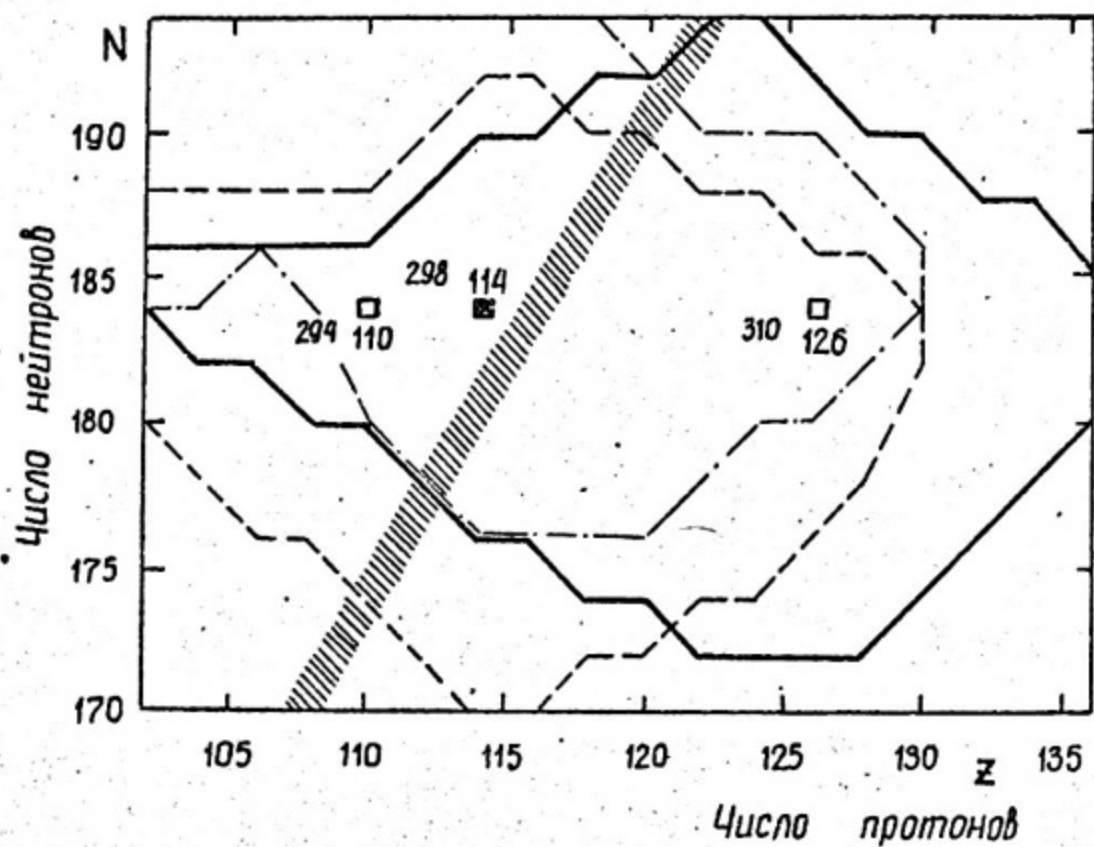


Рис. 8. Области стабильности сверхтяжелых ядер по отношению к спонтанному делению. Границы области проходят через четно-четные ядра с высотой барьера деления ~ 5 МэВ. Сплошная, пунктирная и штрих-пунктирная линии — результаты расчетов с различными схемами уровней. Заштрихованная область — долина β -стабильности.

ди которых могут быть и сверхтяжелые. Эти исследования приводили иногда к сенсационным сообщениям об обнаружении сверхтяжелых элементов в космосе, в минералах Мадагаскара, об открытии новой частицы — монополя Дирака и т.д. К сожалению, последующие опыты опровергали предыдущие, заставляя авторов совершенствовать эксперимент, повышать чувствительность и избирательность своих методик.

Вместе с тем, современная наука располагает чрезвычайно чувствительными методами обнаружения сверхтяжелых элементов. Так, например, установка, созданная в Дубне, способна зарегистрировать спонтанное деление сверхтяжелых элементов, если их концентрация в исходном образце составляет всего 10^{-15} грамма (грамм в предположении, что их период полураспада равен 10^8 лет! *). Столь высокая чувствительность достигается за счет регистрации события одновременного испускания нескольких нейтронов при делении сверхтяжелого ядра.

В такой постановке опыта вес исходного образца может составлять несколько десятков килограмм, а эффективность регистрации нейтронов до 40–50%. Помещенная в шахте, на глубине 1000 м водного эквивалента, для исключения актов деления под действием космических лучей, данная установка имеет практически нулевой фон.

Число объектов исследования очень велико и поэтому эксперименты по поиску сверхтяжелых элементов находятся скорее в начальной стадии и еще далеки до своего завершения.

Здесь, однако, есть определенные ограничения, обусловленные свойствами сверхтяжелых ядер. Как указывалось выше, учет структурных эффектов приводит к тому, что время жизни ядра с $Z = 114$ и $N = 184$ вместо 10^{-15} с может возрасти до 10^9 лет, т.е. более чем в 10^{31} раз! Эта громадная величина предсказывается теорией с некоторой погрешностью, что не меняет существа дела, но может оказаться критичной при выборе того или иного метода обнаружения новых элементов.

Так, например, если время жизни сверхтяжелых ядер окажется 10^6 лет вместо 10^9 лет, то за время существования Земли их концентрация уменьшится в 2^{5000} раз и эта величина уже не может быть скомпенсирована никаким повышением чувствительности экспериментальной методики. Поэтому возникает вопрос об искусственном синтезе сверхтяжелых элементов подобно тому, как это имеет место с элементами, тяжелее урана.

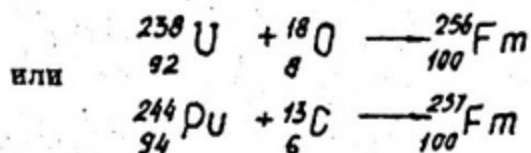
* Заметим, что средняя концентрация урана или золота в земной коре примерно в 100 миллионов раз выше этой величины.

Между тем в этой проблеме есть также свои трудности, которые читателю станут понятны при знакомстве с самыми общими вопросами искусственного синтеза трансурановых элементов.

ИСКУССТВЕННЫЙ СИНТЕЗ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Все заурановые элементы вплоть до фермия ($Z = 100$) были получены с помощью мощных потоков нейтронов, создаваемых в стационарных ядерных реакторах или термоядерных взрывах. Суть данного метода заключается в том, что исходное ядро захватывает последовательно большое число нейтронов, что приводит к увеличению его массы, и затем часть нейтронов превращается в протоны, что, в свою очередь, увеличивает атомный номер образовавшегося ядра. Так, например, для того, чтобы в термоядерном взрыве получить изотоп — фермий-257, необходимо, чтобы исходное ядро уран-235 захватило 22 нейтрона и образовался бы тяжелый изотоп уран-257, который затем будет переходить в нептуний-257, плутоний-257 и т.д., пока его атомный номер не возрастет до $Z = 100$ (рис. 9). Однако после захвата каждого нейтрона в ядро вносится дополнительная энергия, вследствие чего резко возрастает вероятность вынужденного деления ядра. В дальнейшем процессе могут участвовать лишь оставшиеся неразделившиеся ядра и вновь повторяется аналогичная ситуация после захвата следующего нейтрона. В нашем примере получения фермия-257 таких ступеней — 22 и поэтому вероятность деления, как конкурирующего процесса, должна быть в грубом приближении возведена в 22-ую степень. Именно эта конкуренция и является ограничением данного метода синтеза тяжелых ядер; все попытки продвинуться в область элементов тяжелее фермия оказались безуспешными.

Вместе с тем, этот же элемент — фермий может быть получен принципиально другим способом — в ядерных реакциях типа:



когда в ядро-мишень вносится сразу несколько протонов и нейтронов.

Для осуществления реакций этого типа необходимо преодолеть силы электростатического отталкивания (ядра урана и кислорода

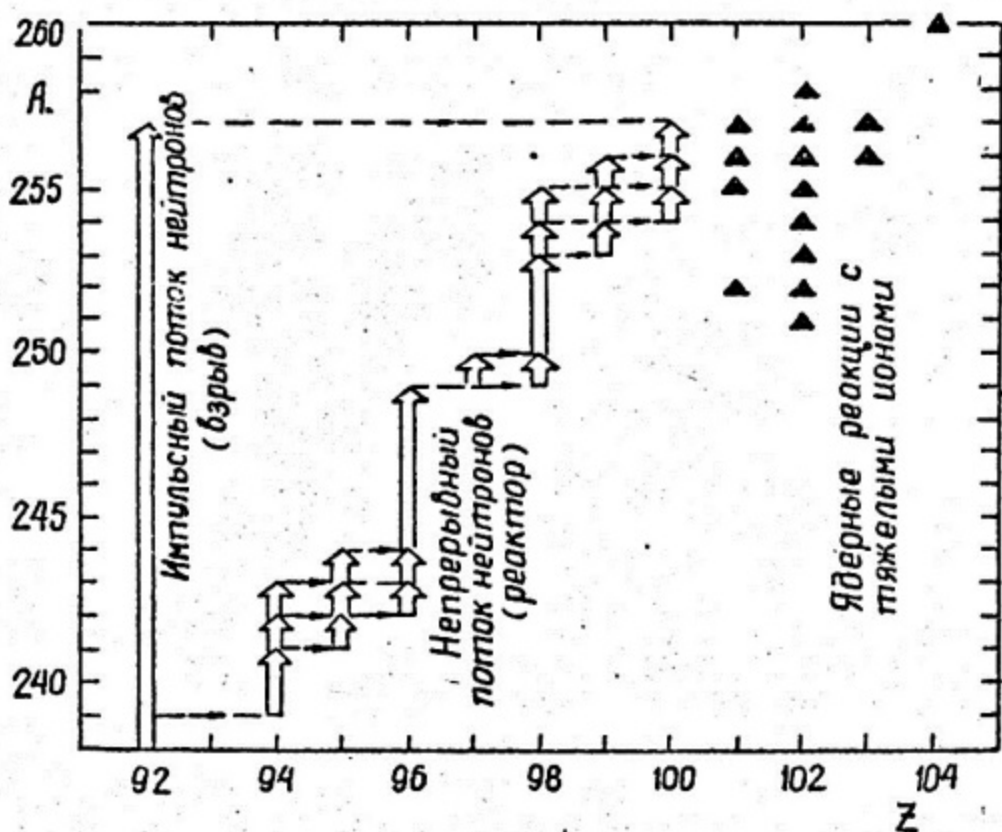


Рис. 9. Иллюстрация к различным методам синтеза тяжелых элементов.

Вертикальными стрелками показан процесс последовательного захвата нейтронов, горизонтальными β -распад. Черные треугольники - продукты ядерных реакций с тяжелыми ионами.

заряжены положительно), для чего ядрам кислорода или углерода должна быть сообщена скорость около 1/10 скорости света.

Уже первые эксперименты на пучках тяжелых ионов показали, что столкновение взаимодействующих ядер с большой вероятностью приводит к их полному слиянию с образованием нового более тяжелого составного ядра. Однако в результате этого превращения составное ядро обладает некоторой избыточной энергией в несколько десятков МэВ и поэтому нестабильно относительно испускания нуклонов.

Рассматривая случай, когда из составного ядра вылетают нейтроны (что представляется наиболее вероятным, т.к. для нейтронов в отличие от заряженных частиц отсутствует кулоновский барьер), можно представить сечение образования конечного ядра в основном состоянии выражением:

$$\sigma_{xn}(E^*) = \sigma_c(E^*) P_{xn} \cdot \sum_{i=1}^X \frac{\Gamma_{ni}}{\Gamma_{ni} + \Gamma_{fi}} \quad (6)$$

где $\sigma_c(E^*)$ - сечение образования составного ядра с энергией E^* ,
 P_{xn} - вероятность канала испускания X нейтронов,
 Γ_{ni}/Γ_{fi} - отношение ширины (вероятностей) испускания нейтрона и деления на i -ой ступени каскада.

Для тяжелых ядер, где, как будет следовать из дальнейшего, $\Gamma_n \ll \Gamma_f$ соотношение (6) может быть представлено в виде:

$$\sigma_{xn}(E^*) = \sigma_c(E^*) P_{xn} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)^{X(E)} \quad (7)$$

где $X(E^*)$ - число испущенных нейтронов, которое непосредственно связано с энергией возбуждения составного ядра E^* .

В свою очередь, энергия возбуждения составного ядра не может быть меньше некоторой минимальной величины, определяемой кулоновским барьером и величиной Q - реакции слияния

$$E_{min}^* = B_c + Q,$$

где

$$B_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})},$$

$$Q = \Delta M = M_{CN} - [M_I + M_T].$$

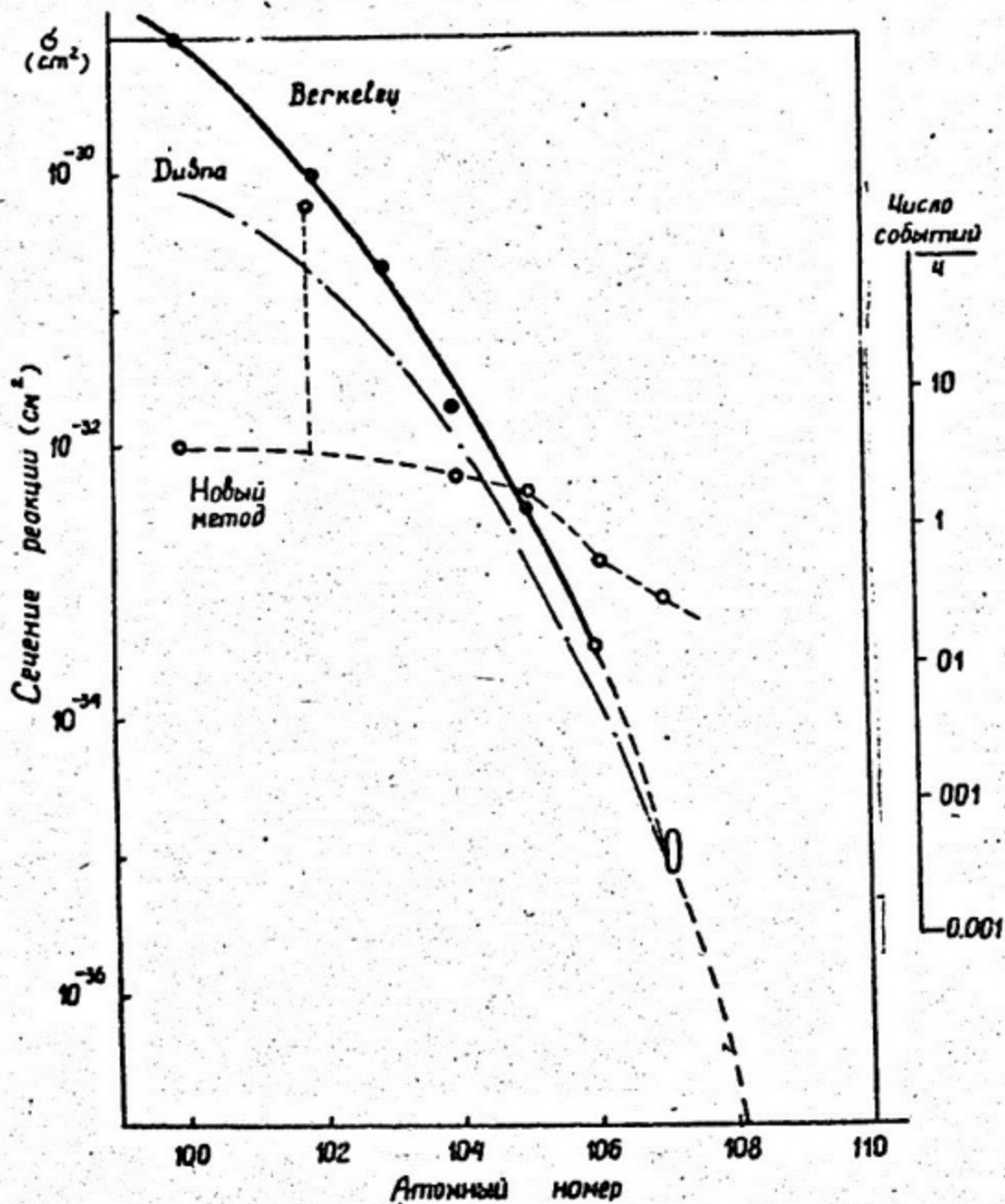


Рис. 10. Сечения образования трансформированных элементов в ядерных реакциях с ионами $A_1 \leq 22$ (сплошная и штрих-пунктирная кривые) и $A_1 \geq 40$ (пунктирная кривая). Высок точки $Z = 102$ соответствует реакции $^{208}\text{Pb} + ^{43}\text{Ca}$.

Если образовавшееся ядро тяжелее фермия, то в 99 случаях из 100 оно будет делиться на два осколка и лишь в 1 случае испустит нейтрон, который унесет часть внутренней энергии. К сожалению, запасенная энергия столь велика, что унести ее полностью можно испусканием 4 или 5 нейтронов. Тогда вероятность "выживания" новых ядер составит $(1/100)^4$ или $\bar{5}$, т.е. $10^{-8} - 10^{-10}$. Поэтому для обнаружения нового элемента необходимо применять исключительно чувствительные методы регистрации (рис. 10).

Тем не менее после запуска в Дубне мощного ускорителя тяжелых ионов $U - 300$ этим методом впервые были синтезированы элементы с атомными номерами от 102 до 107. Таким образом, из четырнадцати шагов от фермия к вершине острова стабильности было сделано 7 - пройдена половина пути.

Новые элементы оказались значительно более долгоживущими, чем это ожидалось из зависимости, представленной на рис. 1. Так, например, изотоп 107 элемента с массой 261 ($Z^2/A = 43.9$) имеет период спонтанного деления около 0,01 с, что примерно в 10^{12} раз выше теоретических предсказаний, следующих из модели жидкой капли. Наоборот, наблюдаемая большая разница в периодах спонтанного деления 107-го элемента находит объяснение в рамках современной теории деления, учитывающей структурные эффекты; в этом аспекте экспериментальные результаты укрепляют теоретические предсказания о повышении стабильности сверхтяжелых элементов.

Перейдем теперь к вопросам синтеза сверхтяжелых элементов.

Пользуясь таблицей изотопов, можно легко показать, что не существует комбинаций, где в результате слияния ядер мишени и бомбардирующего иона образовывалось бы дважды магические ядра с $Z = 114$ и $N = 184$. Поэтому мы всегда будем находиться на "отрогах" острова стабильности, где время жизни ядер будет существенно меньшим, чем на "вершине". Это не является серьезным препятствием, т.к. современные методы ядерной физики позволяют исследовать свойства ядер за время вплоть до 10^{-9} с!

Более проблематичным является вопрос о применимости (а, следовательно, эффективности) традиционного метода синтеза тяжелых элементов к сверхтяжелым.

Наличие барьера деления у сверхтяжелых ядер, как отмечалось ранее, обусловлено целиком их внутренней структурой. С ростом внутренней энергии (или температуры) ядра структурные эффекты быстро исчезают, что, в свою очередь, приводит к исчезновению барьера деления. Вследствие этого обстоятельства вероятность деления резко повышается и у возбужденного ядра практически не остается шансов перейти в основное состояние путем испускания нейтронов.

Почти во всех экспериментальных работах, проведенных до 1974 года в различных лабораториях США, ФРГ, Франции, Англии и в Дубне, нацеленных на синтез сверхтяжелых ядер, отсутствие эффекта объясняется тем, что вероятность образования сверхтяжелых в основном состоянии была столь мала, что они не могли быть обнаружены регистрирующей аппаратурой.

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ СИНТЕЗА СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В 1973 году мы обратили внимание на новую возможность получения в ядерной реакции слабо возбужденных — почти "холодных" ядер, которые с большой вероятностью переходят в основное состояние.

В отличие от традиционного метода синтеза трансурановых элементов, когда в качестве мишени предпочтительно использовать наиболее тяжелые ядра — изотопы плутония, кюрия, калифорния (они сами уже являются искусственными элементами), и наиболее легкие "снаряды" — ионы углерода, азота, кислорода, в нашем случае мишенью был выбран свинец, который бомбардировался ионами тяжелее аргона.

Если выбрать кинетическую энергию ионов равной или близкой к энергии, необходимой для преодоления сил кулоновского отталкивания ион-мишень, то в результате "мягкой посадки", затем слияния, энергия возбуждения образовавшегося составного ядра будет минимальной. В свою очередь величина E_{min}^* зависит от структуры взаимодействующих ядер. Это хорошо видно на рис. 11, где представлены значения E_{min}^* для различных комбинаций мишень + ион, приводящих в результате полного слияния к одному и тому же составному ядру; в данном случае ${}^{258}\text{Ku}$. Несмотря на то, что с ростом масса бомбардирующего иона увеличивается кулоновский барьер реакции V_c , тем не менее, начиная с некоторого значения $A_I > 25$ величина $E_{min}^* = V_c + Q$ начинает уменьшаться, достигая минимального значения при $A_I \sim 50$. Это значение соответствует ядру мишени — ${}^{208}\text{Pb}$ и бомбардирующему иону — ${}^{50}\text{Ti}$, т.е. ситуации, когда взаимодействующие ядра являются магическими (или близкими к ним), а образующееся ядро ${}^{258}\text{Ku}$ — деформированным. В этих условиях величина $B_{пл}$ оказывается максимальной.

Именно этим способом в ядерных реакциях при бомбардировке изотопов свинца ионами хрома-54 и марганца-55 были синтезированы 106 и 107 элементы таблицы Менделеева.

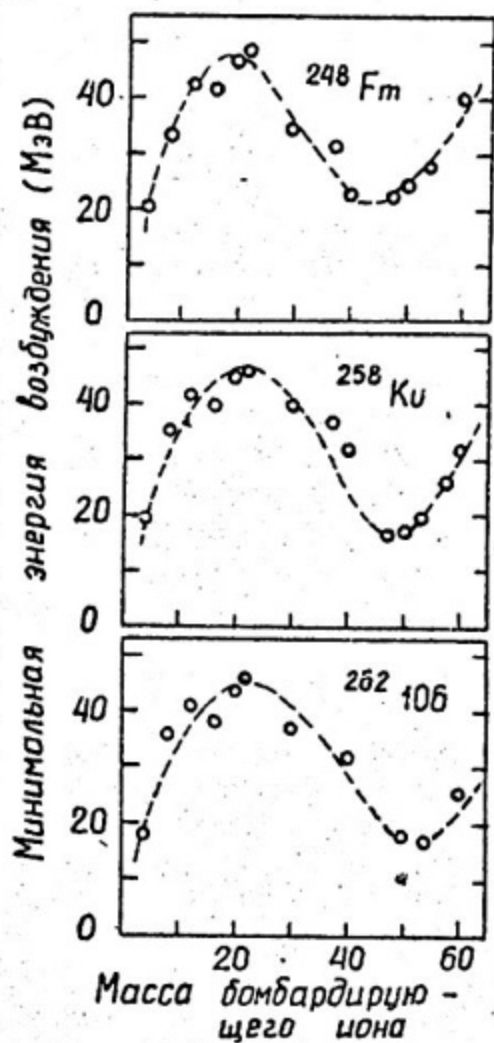


Рис. 11. Зависимость минимальной энергии возбуждения составных ядер: ^{248}Fm , ^{258}Ku и $^{262}\text{106}$, образующихся в реакциях с ионами различной массы.

Исключительные возможности с этой точки зрения имеют ядерные реакции с ионами кальция-48. Структура его такова, что 20 протонов и 20 нейтронов образуют "дважды магическое" образование - кальций-40, сверх которого имеется еще 8 лишних нейтронов.

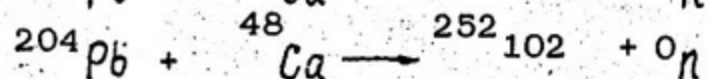
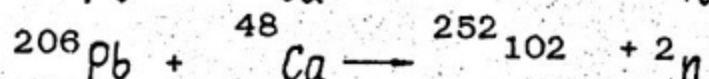
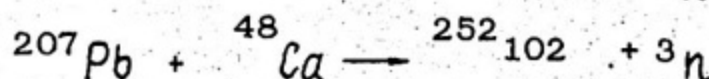
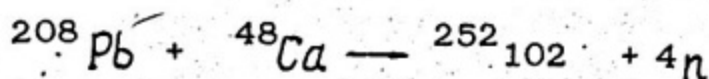
Перестройка этой системы в новую, соответствующую составному ядру, требует значительных энергетических затрат, вследствие чего после слияния конечное ядро остается с малой внутренней энергией. С другой стороны, избыток нейтронов в кальции-48 позволяет максимально приблизиться к "дважды магическому" ядру с $Z = 114$ и $N = 184$, если в качестве мишеней использовать уже изотопы искусственных элементов такие, как плутоний-244 или кюрий-248.

Несмотря на столь очевидные достоинства, ионы кальция-48 до последнего времени нигде не ускорялись. Причина этого состоит в том, что содержание кальция-48 в естественной смеси изотопов кальция очень мало (0,18%), а выделение его - задача весьма сложная и дорогостоящая. Мировые запасы кальция-48 составляют, по-видимому, всего несколько десятков грамм. Кроме того, кальций, как химический элемент, не имеет подходящих газообразных соединений, что исключает его использование в ионных источниках обычного типа с рабочим веществом в виде газа.

Однако, в результате длительной работы нам все-таки удалось создать источник, работающий на "твердом топливе", и получить ионы 7-кратно ионизованного ^{48}Ca , ускоренные до энергии 255 МэВ с интенсивностью $\sim 10^{12}$ ионов.

Первые опыты с пучком ионов ^{48}Ca имели целью проверить экспериментально их исключительные достоинства для целей синтеза, о которых говорилось выше.

В качестве модельного эксперимента были выбраны реакции:



приводящие к образованию одного и того же конечного ядра $^{252}_{102}$, свойства которого хорошо известны: в 30% случаев оно испытывает спонтанное деление с $T_{1/2} \sim 2$ с. В этих реакциях $E_{min}^* \approx 17-18$ МэВ и поэтому можно было бы ожидать, что канал с испарением малого числа нейтронов будет иметь сравнительно большую вероятность.

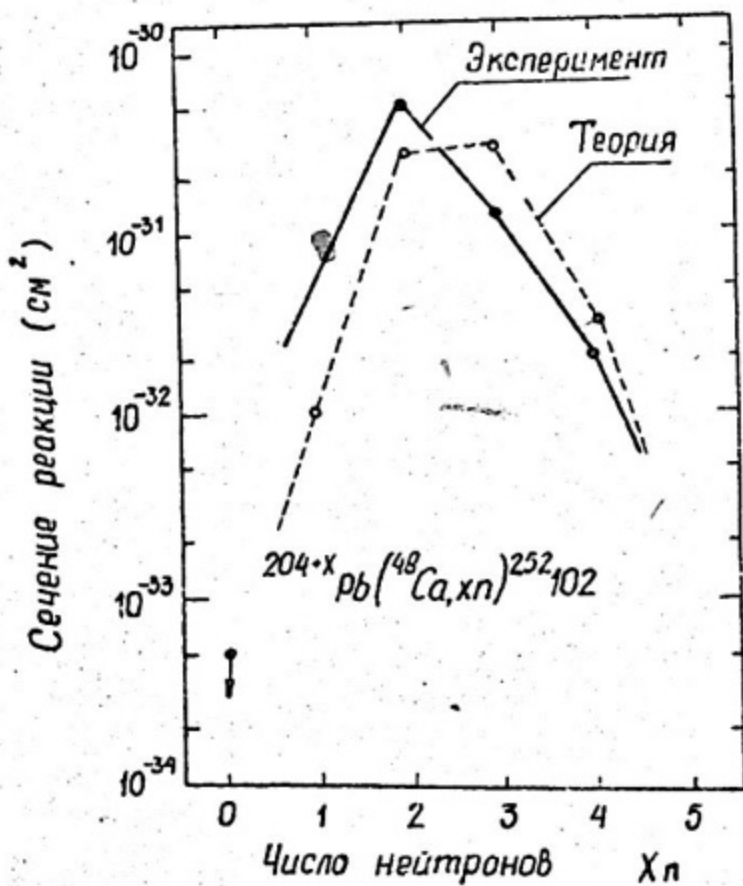


Рис. 12. Сечение образования изотопа ${}^{252}_{102}$, полученного в реакциях слияния ${}^{48}\text{Ca}$ и изотопов свинца с последующим испарением из составного ядра 0, 2, 3, 4 нейтронов.

Экспериментальные данные представлены на рис. 12.

Наиболее важный результат этих опытов — установление того факта, что при использовании ионов ^{48}Ca абсолютные сечения реакций синтеза 102 элемента сравнительно велики, причем наибольшее значение имеет сечение реакции с вылетом 2 нейтронов:
 $\sim 10^{-30}$ см².

В практике синтеза тяжелых элементов это громадный эффект, т.к. обычно приходится иметь дело с сечениями $\sim 10^{-34}$ — 10^{-33} см². Теперь этот метод можно было использовать для синтеза более далеких элементов. Поэтому в последующих экспериментах использовались уже более тяжелые мишени — изотопы тория, протактиния, урана, плутония, америция, кюрия, которые при бомбардировке их ионами кальция-48 должны были приводить к образованию сверхтяжелых ядер с атомными номерами от 110 до 116 и числом нейтронов от 166 до 178.

Предполагалось, что время жизни синтезируемых элементов достаточно велико для того, чтобы проводить эксперимент последовательно в три этапа:

- 1) накопление новых элементов в течение длительной бомбардировки мишеней пучком кальция-48;
- 2) радиохимическое выделение новых элементов из всей совокупности продуктов ядерных реакций;
- 3) определение их времени жизни и типа радиоактивного распада.

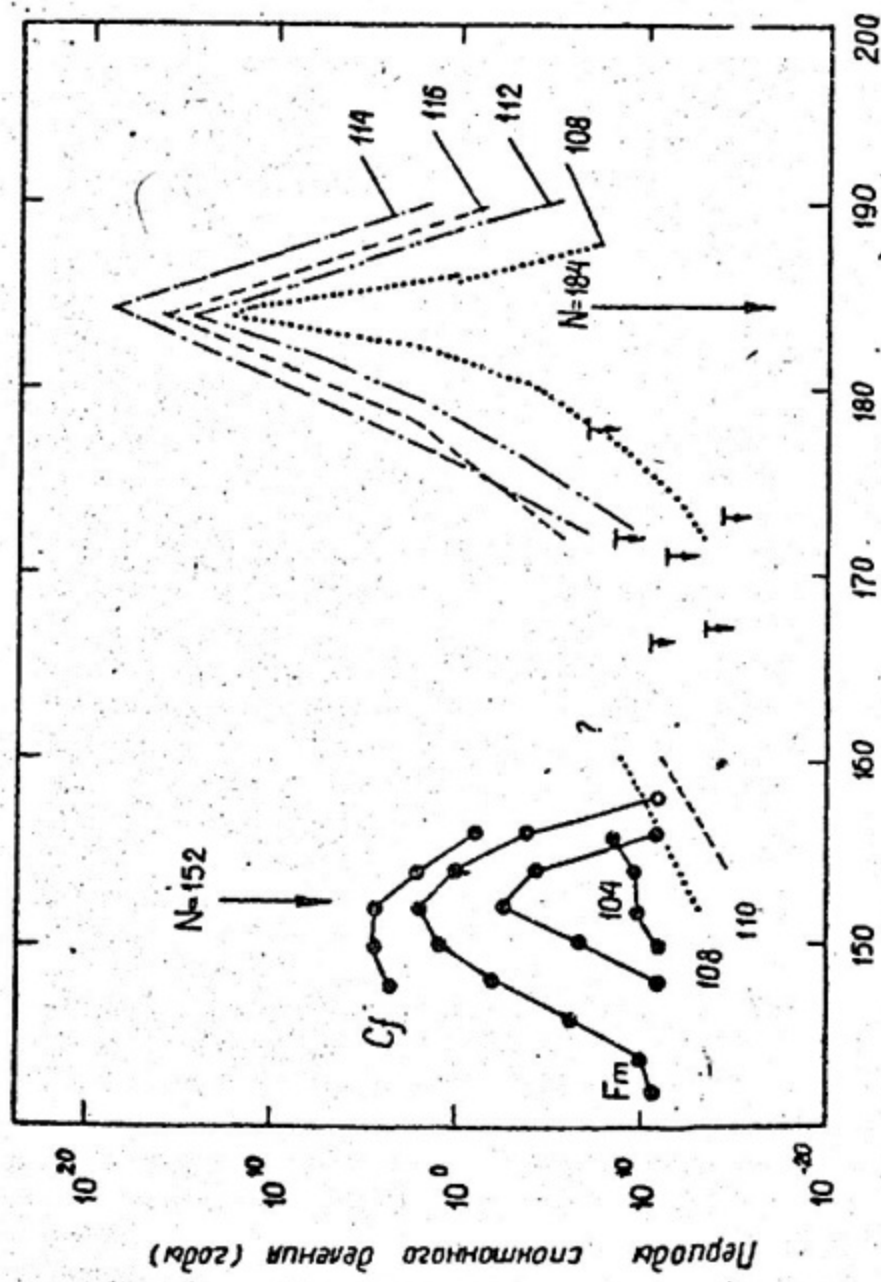
На каждом из трех этапов использовались различные экспериментальные устройства, эффективность которых близка к 100%. Поэтому, если бы в этих опытах образовался бы сверхтяжелый элемент с периодом полураспада более нескольких часов даже в количестве в 100 тысяч раз меньшем, чем 102 элемент, то он мог быть надежно зарегистрирован.

Вместе с тем, в длительных облучениях мишеней ионами кальция-48 не было обнаружено радиоактивного распада, который предположительно можно было бы отнести к сверхтяжелым элементам.

Что это означает?

Отсутствие радиоактивного распада свидетельствует о том, что сверхтяжелые либо чрезвычайно стабильны (редко распадаются), либо, наоборот, столь нестабильны, что мы не успеваем их зарегистрировать.

Поскольку исследовалась широкая область ядер, в том числе, изотопы достаточно далеко удаленные от магических чисел $Z = 114$ и $N = 184$, трудно предполагать, что все они являются чрезвычайно стабильными. Скорее наоборот, вполне допустимо, что их периоды полураспада малы, что требует в дальнейших опытах повышения экспрессности экспериментальных устройств. Тогда из подобного



Число нейтронов

Рис. 13. Периоды спонтанного деления тяжелых и сверхтяжелых элементов. Линии представляют расчетные значения, выполненные в определенных предположениях о проникаемости барьера деления, точки со стрелкой - верхние границы периодов полураспада, полученные в опытах с ионами ^{24}Ca .

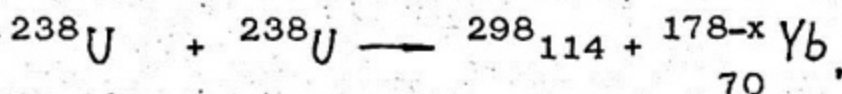
объяснения следует, что незначительное удаление от дважды магического ядра (всего на 8-10 атомных единиц) приводит к уменьшению времени жизни ядер более, чем в $10^9 - 10^{12}$ раз. Иными словами, "склоны пика стабильности" могут быть настолько крутыми, что ядра в этой области будут испытывать спонтанное деление с весьма короткими периодами полураспада. Поэтому следующие опыты нуждаются в дальнейшем повышении быстродействия регистрирующей аппаратуры (рис. 13).

Что может дать реакция $U + U$?

Следует указать, однако, еще на одну возможность получения сверхтяжелых элементов, которая, возможно, приведет к образованию дважды магического ядра с $Z = 114$ и $N = 184$.

Известно, что при делении урана его осколки обладают большим избытком нейтронов.

Но для того, чтобы сверхтяжелый элемент получить в качестве осколка, необходимо, чтобы деление испытало сверхсверхтяжелое ядро. В принципе, этого можно достигнуть лишь в ядерных реакциях, где в качестве мишени используются уран или трансурановые элементы, а бомбардирующими ионами являются элементы торой половины таблицы Менделеева, такие как ксенон-136 или уран-238:



где x - число нейтронов, которое при этом вылетит.

В отличие от реакции слияния, когда атомный номер, массовое число и энергия составного ядра однозначно определены, реакция деления, наоборот, характеризуется очень широкими распределениями по заряду, массе и энергии осколков. Именно, благодаря этому обстоятельству, можно надеяться на образование изотопа с $Z = 114$, $N = 184$ и малой внутренней энергией.

Здесь следует отметить, однако, что при столкновении двух ядер урана механизм их взаимодействия может существенным образом отличаться от того, что имеет место для реакций с ионами ${}^{40}\text{Ar}$ или ${}^{48}\text{Ca}$.

Уже из данных по облучению урана ионами ${}^{84}\text{Kr}$ и ${}^{136}\text{Xe}$ следует значительное уменьшение сечения реакции слияния по отношению к полному (геометрическому) сечению ядерного взаимодействия. И, несмотря на то, что в данном методе синтеза, строго говоря, сам факт образования составного ядра не является принципиальным (важно лишь, чтобы распад составной системы приводил бы к тем же самым продуктам, которые ожидаются при делении тя-

желого суперядра), пока не ясно, насколько увеличится вероятность этого процесса при переходе от ионов ^{136}Xe к ионам ^{238}U .

Тяжелый осколок, образующийся в результате деления (или квазиделения), будет иметь широкий спектр энергии возбуждения, форма которого существенным образом будет определять вероятность перехода этого ядра в основное состояние.

Сказанное выше будет приводить к уменьшению вероятности образования сверхтяжелых элементов. Однако это обстоятельство уже относится к вопросу технического, связанному с чувствительностью экспериментальной методики. Последняя определяется, в основном, возможностями ускорительной техники.

Поэтому в настоящее время во многих лабораториях мира ведется сооружение ускорителей тяжелых ионов второго поколения.

В Объединенном институте ядерных исследований сооружается мощный циклотрон У-400 с диаметром полюсов электромагнита 400 см, который позволит в ближайшем будущем получить пучки ионов от неона-20 до ксенона-136 с интенсивностью и энергией значительно превосходящей существующие установки подобного типа. Это значительно расширит возможности экспериментальных исследований по синтезу тяжелых и сверхтяжелых элементов.

ДИНАМИКА СОУДАРЕНИЙ ЯДЕР С ЭНЕРГИЯМИ НЕСКОЛЬКО СОТЕН МЭВ/НУКЛОН

В В Е Д Е Н И Е

Изучение взаимодействия сложных ядер с энергиями свыше 50–100 МэВ/нуклон является совершенно новой областью ядерной физики. Она вызывает особый интерес в связи с предсказаниями [1, 2] о возникновении ударных волн в ядерном веществе при столкновении ядер со скоростями, превышающими "скорость звука" в ядерной материи. В результате возникновения ударной волны в столкнувшихся ядрах может возникнуть область сжатия, в которой плотность ядерного вещества в несколько раз превышает нормальную. Поэтому изучение ядерных реакций с тяжелыми ионами больших энергий открывает, по крайней мере, в принципе путь к исследованию возможности существования сверхплотного состояния ядерного вещества [3].

Теоретическое исследование столкновений быстрых ядер до сих пор проводилось в рамках гидродинамического подхода [1, 2], в котором рассматривается соударение двух капель ядерного вещества. Не вдаваясь здесь в обсуждение его достоинств и недостатков, отметим лишь, что обоснованность применения гидродинамики к конечным ядерным системам далеко не является очевидной. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен ниже.

В настоящей работе, в которой приняли участие С. П. Киселев, А. А. Оглоблин, Ю. Е. Покровский и Л. В. Чулков, мы использовали микроскопический подход к описанию столкновений ядер. В нем соударение ядер рассматривается как каскад последовательных парных столкновений нуклонов, из которых состоят ядра. О первых результатах расчетов, использующих наиболее простой вариант каскадной модели, сообщено в работах [4, 5]. Аналогичные результаты были независимо получены и в работах [6, 7], в которых также применялась каскадная модель в простейшем виде.

Первые работы по каскадной модели показали, что при столкновении быстрых ядер действительно возникает слой ядерного вещества с повышенной плотностью. Однако в силу ограниченно-

сти модели они были не в состоянии описать образование фрагментов при разлете образовавшейся ядерной системы. Между тем, первые же эксперименты [8, 9] продемонстрировали важность этого явления.

В настоящей лекции рассмотрены физические основы каскадной модели и обсуждены основные результаты, полученные с ее простейшими вариантами. Далее в модель вводится взаимодействие между нуклонами, позволяющее учесть образование сложных частиц на стадии разлета. Наконец, рассматривается переход к гидродинамической модели и обсуждаются пределы ее применимости. Конкретные расчеты проводились при энергиях несколько сотен МэВ/нуклон без учета образования пионов.

1. Физические основы каскадной модели

Было опробовано несколько вариантов каскадных моделей, из которых мы сейчас кратко и схематично опишем две основные.

Модель 1. Каждое ядро имеет вид сферы радиуса $R_A = r_0 A^{1/3}$ заполненной нуклонами. Исходное расположение \vec{r}_i нуклонов внутри сферы в начальный момент времени $t=0$ задается случайным образом с ограничением $|\vec{r}_i - \vec{r}_j| \geq a_0 \approx 1,8\varphi$. Затем каждому нуклону задается какое-либо значение спин-изоспиновых переменных и импульса \vec{P}_i , определяемое случайной выборкой трех его компонент $P_i^{(\beta)}$ при двух дополнительных условиях:

а) для тождественных нуклонов должны выполняться неравенства

$$|\vec{r}_i - \vec{r}_j|_{\min} = |\vec{P}_i - \vec{P}_j| \geq \Delta \hbar \quad \Delta \geq 1, \quad (1)$$

где $|\vec{r}_i - \vec{r}_j|_{\min}$ - минимальное сближение по координате между нуклонами при их свободном движении с импульсами \vec{P}_i и \vec{P}_j ;

б) максимальная величина импульса ограничена условием

$$E_F = 30 \text{ МэВ}.$$

Хотя нуклонам приписаны импульсы, они движутся со скоростью центра масс ядра вплоть до момента первого столкновения. Первое столкновение разыгрывается только либо с нуклоном того же самого ядра, но уже 'испытанным' хотя бы одно столкновение. Рассеяние происходит при сближении двух нуклонов на расстояние, меньше чем $\sqrt{6(E_{ij})/\pi}$, где $\sigma(E_{ij})$ - экспериментальное сечение рассеяния NN при энергии E_{ij} ; определяемой импульсами нуклонов \vec{P}_i и \vec{P}_j и относительной скоростью сталкивающихся ядер. После первого рассеяния нуклоны движутся со скоростями, определяемыми их начальными импульсами \vec{P}_i и \vec{P}_j , скоростью сталкивающихся ядер и углом рассеяния, который выби-

рается случайным образом с весом $G(\mathcal{N})$ (экспериментальное дифференциальное сечение $N \cdot N$ - рассеяния), при этом углы рассеяния, приводящие к нарушению принципа Паули (1), исключаются. При движении нуклонов они сближаются с другими нуклонами, снова происходит рассеяние. Развивается каскадный процесс. Тройные, четверные и т.д. рассеяния из рассмотрения исключаются. Если на расстоянии, меньшем чем $\sqrt{G/\pi}$ от данного нуклона, находится несколько других нуклонов, то считается, что рассеяние происходит на ближайшем из них в момент их наибольшего сближения.

Основной недостаток этой модели заключается в том, что нет сил притяжения между нуклонами, полная энергия положительна, и поэтому после столкновения ядер с достаточно малым прицельным параметром происходит полный развал всей системы на нуклоны. Фрагментацию в такой модели получить невозможно. Кроме того, учет только парных рассеяний эквивалентен тому, что ядро рассматривается как газ нуклонов, а не жидкость.

Модель II. В этой модели вводится потенциальное взаимодействие между нуклонами, которое является отталкивающим на малых расстояниях и притягивающим - на средних.

В описываемой модели между любыми двумя нуклонами i и j вводился потенциал $V_{ij}(r_{ij})$, который выбирался в форме двух парабол, сшитых вместе с их производимыми в точке общего минимума (см. рис. 8). Параметрами потенциала являются V_c, V_p, R_c, R_p и R_i , смысл которых ясен из рисунка. Кроме парного потенциала вводился четырехчастичный потенциал $-W(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4)$, действующий между любой четверкой нуклонов с различными спин-изоспиновыми индексами ("4-частиц"). Этот потенциал выбирался в виде отрезка параболы (см. рис. 9), т.е.

$$W = W_0 [1 - (\rho - G)^2 / l^2] \quad \text{при } G - l \leq \rho \leq G + l,$$

$$W = 0 \quad \text{при } \rho < G - l; \rho > G + l,$$

здесь $\rho = \frac{1}{4} \left[\sum_{i,j=1}^4 (r_i - r_j)^2 \right]^{1/2}$.

Параметры этих потенциалов подбирались из условий, чтобы энергия ядра A была бы близка к $A \cdot 10$ МэВ, а его радиус к $R_0 A^{1/3}$, и чтобы в течение характерных ядерных времен $\sim 10^{-22}$ с это ядро вело бы себя как относительно устойчивое образование.

Абсолютной устойчивости, конечно, не удается достигнуть, т.е. даже при отрицательной полной энергии некоторое число частиц в первые моменты эволюции испаряются - уходят за пределы

радиуса ядра. Доля таких частиц, как правило, относительно невелика (за время $3 \cdot 10^{-22}$ уходит $\sim 10\%$ частиц); она сильно зависит от исходного распределения нуклонов по координатам и импульсам. Исходное расположение нуклонов и их импульсы задаются таким же способом, как и в первой модели. В отличие от последней, однако, нуклоны не "замораживаются", а предполагаются движущимися с самого начала в соответствии с заданными начальными условиями (\vec{r}_i и \vec{p}_i в момент $t = 0$). Движение нуклонов рассчитывается путем решения уравнений Ньютона. При сближении нуклонов на расстояние, меньшее чем $\sqrt{6/\pi}$ происходит их рассеяние, так же, как и в модели 1. Таким образом, изменение траектории и энергии нуклонов в Модели II происходит при парных столкновениях как и в предыдущей модели, и кроме того, благодаря суммарным потенциальным взаимодействиям нуклонов. Таким образом, Модель II в некоторой степени моделирует "жидкостные" свойства ядерного вещества.

Сгустки нуклонов, в частности ядра, в этой модели являются относительно устойчивыми, их время жизни может достигать (в зависимости от импульсного распределения нуклонов при $t = 0$) $(3 + 5) \cdot 10^{-22}$ сек, что сравнимо или превышает время столкновения ядер. Благодаря этому обстоятельству среди продуктов столкновения в расчете возникают не только нуклоны, но и их относительно устойчивые сгустки - ядра разных масс. Модель II поэтому может описывать процесс фрагментации.

В следующих параграфах будут описаны основные результаты, полученные в этих моделях: величина сжатия ядерного вещества при столкновении ядер разных масс, поведение системы в момент столкновения и в конце процесса - при разлете продуктов реакции. Основное внимание в расчетах уделялось динамике самого процесса соударения в зависимости от масс сталкивающихся ядер.

2. Основные результаты, полученные в Модели 1

Модель 1 позволяет достаточно хорошо описать первую стадию процесса соударения ядер (развитие каскада нуклонов, образование зон сжатия ядерного вещества и т.п.). Расчеты проводились только для лобовых соударений.

Прежде всего исследовался вопрос о зависимости максимальной величины сжатия ядерного вещества и общего количества нуклонов, находящихся в зоне максимального сжатия, от атомных номеров A_1 и A_2 сталкивающихся ядер. Были проведены расчеты для систем α -частица ($E = 500$ МэВ/нуклон) плюс ядро Ca^{40} , $\text{C}^{12} + \text{C}^{12}$, $\text{Ca}^{40} + \text{Ca}^{40}$ и $\text{U}^{238} + \text{U}^{238}$ (во всех последних случаях энергия составляла 250 МэВ/нуклон в системе центра масс).

На рис. 1 и 2 приведены "моментальные фотографии" процесса соударения в последовательные моменты времени для столкновений $\alpha + \text{Ca}^{40}$ и $U^{238} + U^{238}$ соответственно. Видно, что с увеличением масс сталкивающихся ядер увеличивается и величина сжатия и размеры сжатой зоны.

Надо заметить, что определение величины сжатия, т.е. локальной плотности нуклонов даже для системы из 500 нуклонов, как в случае столкновения $U+U$, является неоднозначной процедурой. Приходится производить усреднение по малым объемам, содержащим лишь несколько нуклонов, и величина плотности оказывается зависящей от алгоритма ее вычисления. Чем больше объем усреднения, тем меньше средняя плотность. Картины, демонстрируемые на рис. 1, 2 получены с усреднением по относительно малым объемам; центры этих объемов при использовавшейся системе подсчета локальной плотности преимущественно располагались в местах сгущения нуклонов. При другой процедуре вычисления плотности "на глаз" выбирается довольно большая область, содержащая значительное количество нуклонов, и усреднение производится по всей этой области. Величины сжатия при таком способе ее подсчета оказываются естественно меньшей, чем в предыдущем случае.

В случае легких ядер сильному сжатию препятствует малый размер этих ядер, благодаря чему нуклоны быстро покидают "объем соударения". С увеличением A сталкивающихся ядер, роль этого фактора уменьшается и для столкновения $U+U$ величина сжатия достигает 3 в области, содержащей ~ 25 нуклонов.

Динамика соударения сильно зависит также от масс сталкивающихся ядер. В случае столкновения легких ядер, таких как $\text{C}^{12} + \text{C}^{12}$ они оказываются в значительной мере прозрачными друг для друга; в результате столкновения в с.п.и. при энергии каждого ядра 125 МэВ/нуклон образуются два потока нуклонов, движущихся в тех же направлениях, в которых двигались ядра, и имеющих среднюю энергию 125 МэВ/нуклон (см. рис. 3). При столкновениях легких ядер с ядром Ca^{40} эффект "прозрачности" еще частично сохраняется. При столкновениях с более тяжелыми ядрами эффект "прозрачности" практически исчезает. Довольно четко эффект "прозрачности" виден на рис. 1, где налетающая на Ca^{40} α -частица фактически пробивает насквозь ядро-мишень. Из проведенных расчетов следует, что эффект "прозрачности" практически исчезает, когда общее число нуклонов $A_1 + A_2$ в сталкивающихся ядрах $\geq 80-100$.

Для проверки роли принципа Паули на динамику столкновения проводились расчеты, в которых он учитывался или не учитывался при развитии каскада. Оказалось, что при энергиях ядер

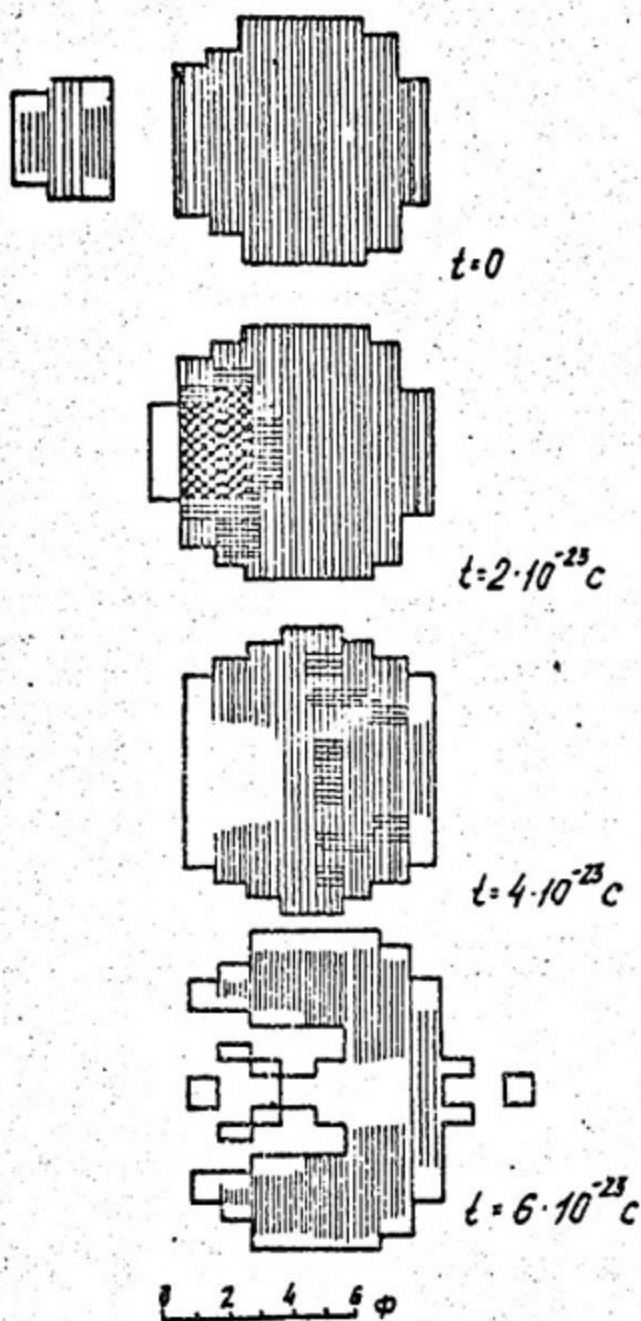


Рис. 1. Распределение плотности нуклонов в различные моменты времени для столкновения α -частицы ($E_\alpha = 500 \text{ МэВ/нуклон}$) с ядром Ca^{40} . $\rho/\rho_0 = 1,8 + 2,4$; $\#\rho/\rho_0 = 1,4 + 1,8$; $\rho/\rho_0 = 0,8 + 1,4$; $\square\rho/\rho_0 = 0,4 + 0,8$.

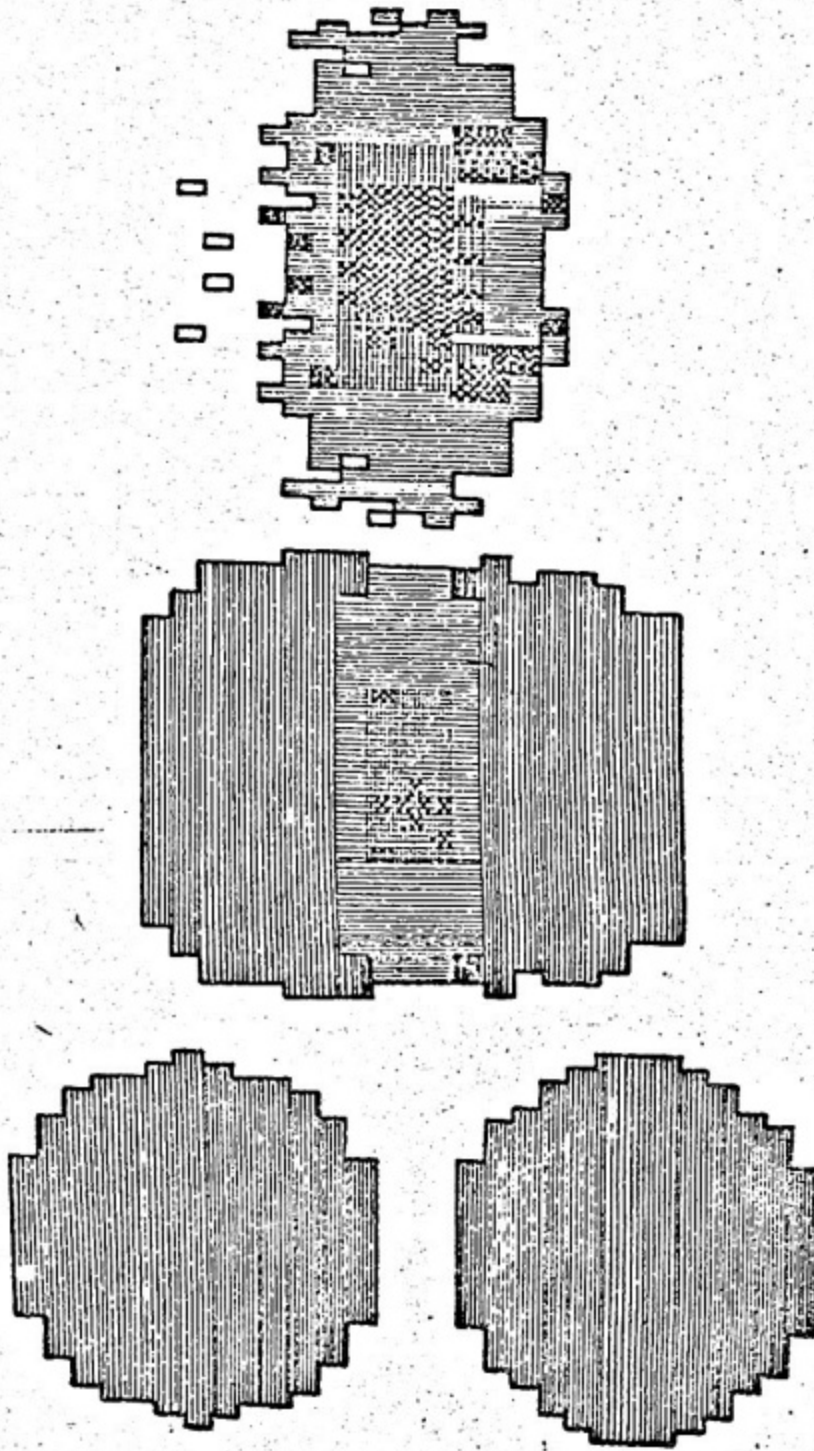


Рис. 2. Распределение плотности нуклонов в различные моменты времени для столкновения двух ядер U^{238} ($E_U = 125$ МэВ/нуклон)

$$\rho/\rho_0 \approx 3 \text{ (штрихи)}, \rho/\rho_0 \approx 2,5 \text{ (штрихи)}, \rho/\rho_0 \approx 1,5 \text{ (штрихи)}, \rho/\rho_0 \approx 10 \text{ (штрихи)}$$

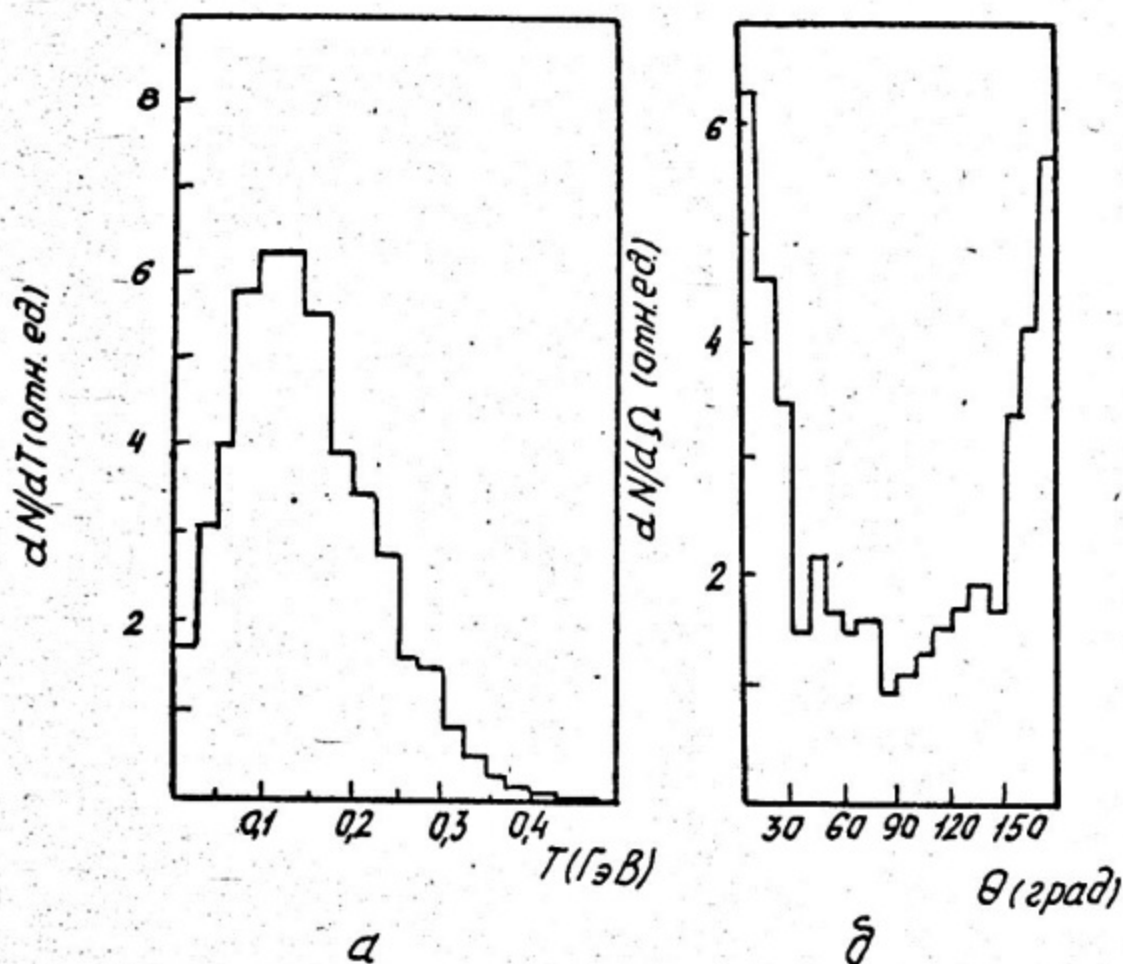


Рис. 3. Распределение нуклонов, вылетающих после столкновения двух ядер C^{12} в системе их общего центра инерции ($E_c = 125$ МэВ/нуклон) a - энергетические, b -угловые.

≥ 100 МэВ/нуклон принцип Паули практически не влияет на динамику каскадного процесса.

3. Основные результаты, полученные в Модели П

Физически ясно, что на динамику развития каскадного процесса при соударении быстрых ядер относительно слабый межнуклонный потенциал окажет лишь слабое влияние и это было подтверждено контрольными расчетами. Поэтому в расчетах Модели П основное внимание было обращено лишь на заключительную стадию реакции — разлет продуктов реакции, их массовое распределение.

Для изучения процесса фрагментации нами были рассчитаны соударения ядер C^{12} с Ce^{37} и Ag^{107} с энергией 250 МэВ/нуклон в лабораторной системе. Считалось, что фрагмент с определенными N и Z образовался, если на конечной стадии реакции на фоне низкой нуклонной плотности ($\rho/\rho_0 < 1$) сформировалась область с $\rho/\rho_0 \approx 1$, содержащая N нейтронов и Z протонов. На рис. 4 показаны выходы фрагментов с разными Z , усредненные по нескольким проигрышам соударения для случая $C+Ce$ и по прицельному параметру с весом vdb . Видно, что выход фрагментов с ростом Z экспоненциально падает. Однако, если отбирать фрагменты, соответствующие большим прицельным параметрам, то относительная роль больших Z возрастает. По-видимому, этот факт может быть использован для отбора центральных соударений вместо обычно используемого метода отбора по числу лучей в звезде.

4. Связь с гидродинамикой. Роль геометрических факторов и конечности числа нуклонов

В первых работах, посвященных исследованию физики соударения быстрых ядер рассмотрение велось на основе гидродинамического подхода, в котором ядерное вещество рассматривалось как жидкость с заданным уравнением состояния. При этом предполагалось, что при столкновении двух капель ядерной жидкости (ядер) возникают классические ударные волны с резкими фронтами. Исходя из этой посылки оценивались величины сжатия, возникающая в зоне сжатия температура, угловые распределения нуклонов.

Предположение о резком фронте с самого начала представляется сомнительным. Во-первых, из классической гидродинамики известно, что ширина фронта ударной волны составляет несколько (1-10) длин свободного пробега частиц газа. В случае ядер $\ell \approx 1-2\phi$, а радиусы самых тяжелых ядер не превышают 10ϕ . Во-вторых, даже при чисто гидродинамическом рассмотрении, но с

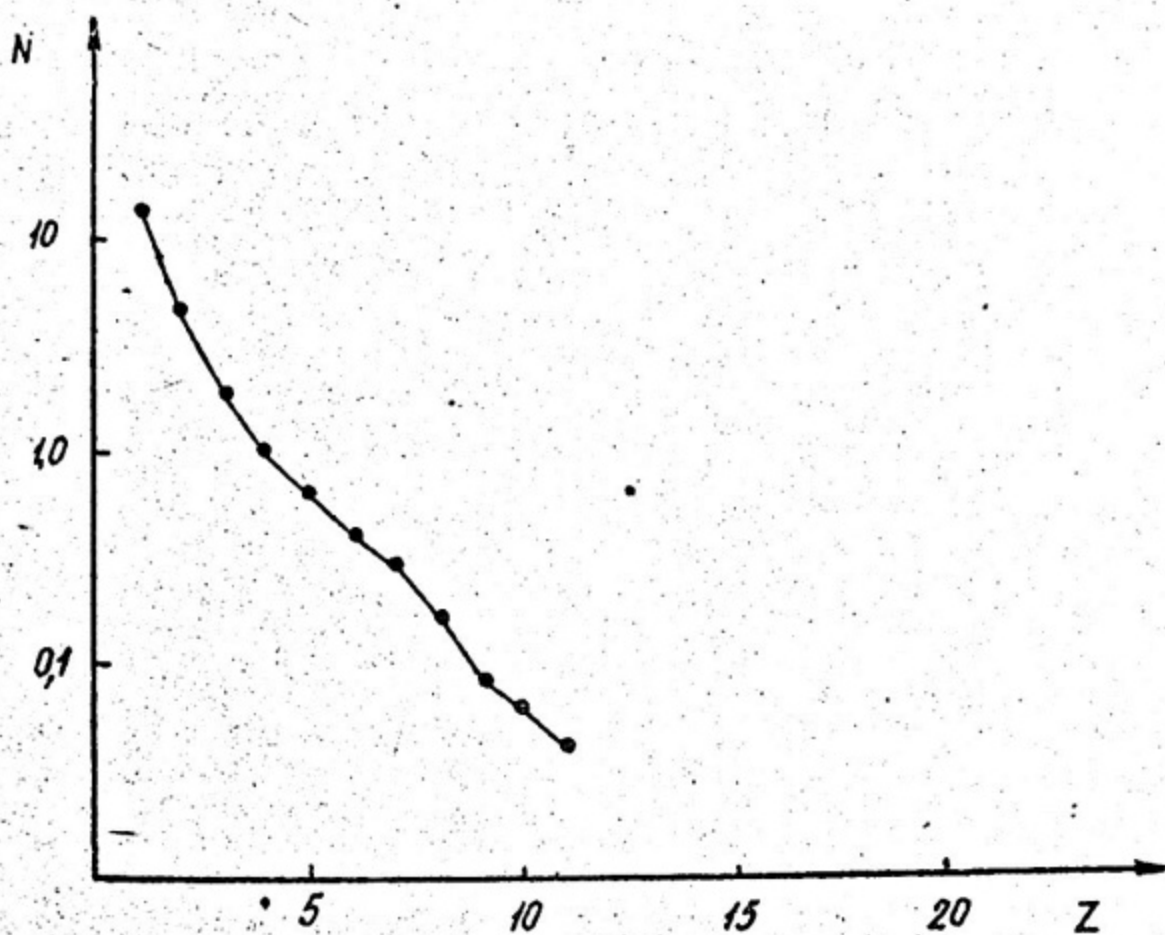


Рис. 4. Выход фрагментов с зарядом, превышающим Z при столкновении C_{12} с U_{37} . Приведены результаты, усредненные по различным значениям прицельного параметра.

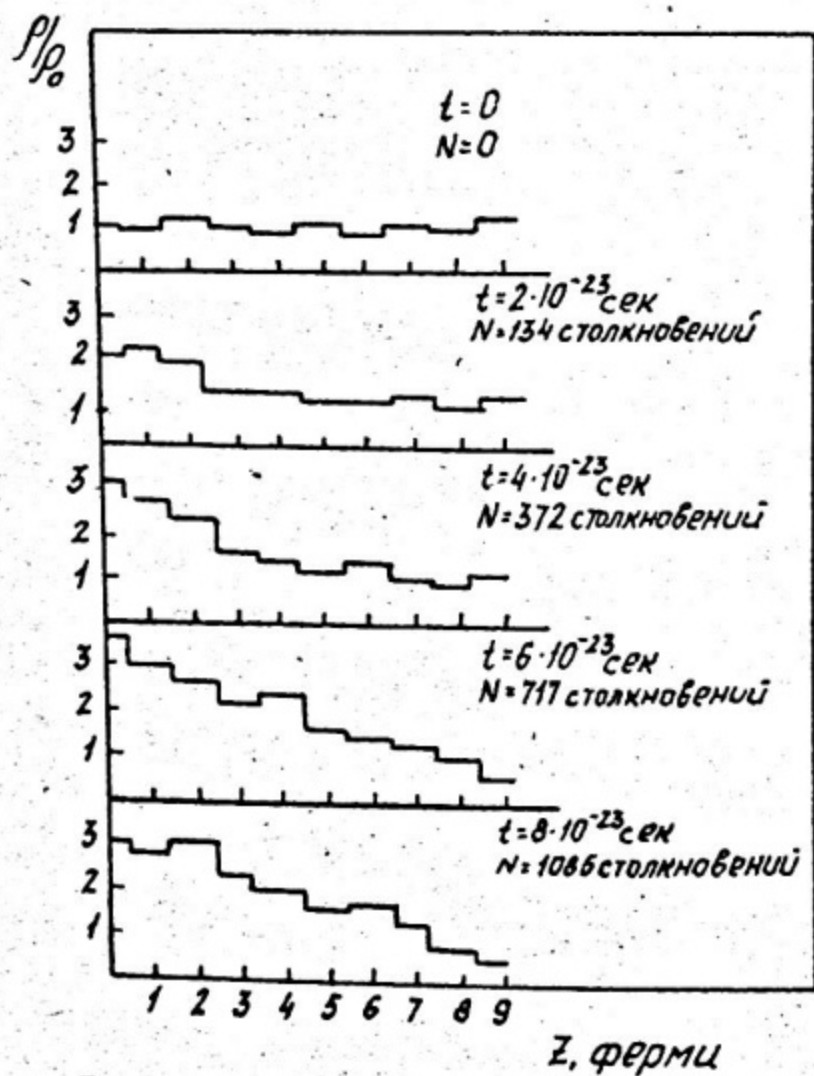


Рис. 5. Распределение плотности нуклонов при столкновении двух облаков газа нуклонов в трубке ($E = 250$ МэВ/нуклон).

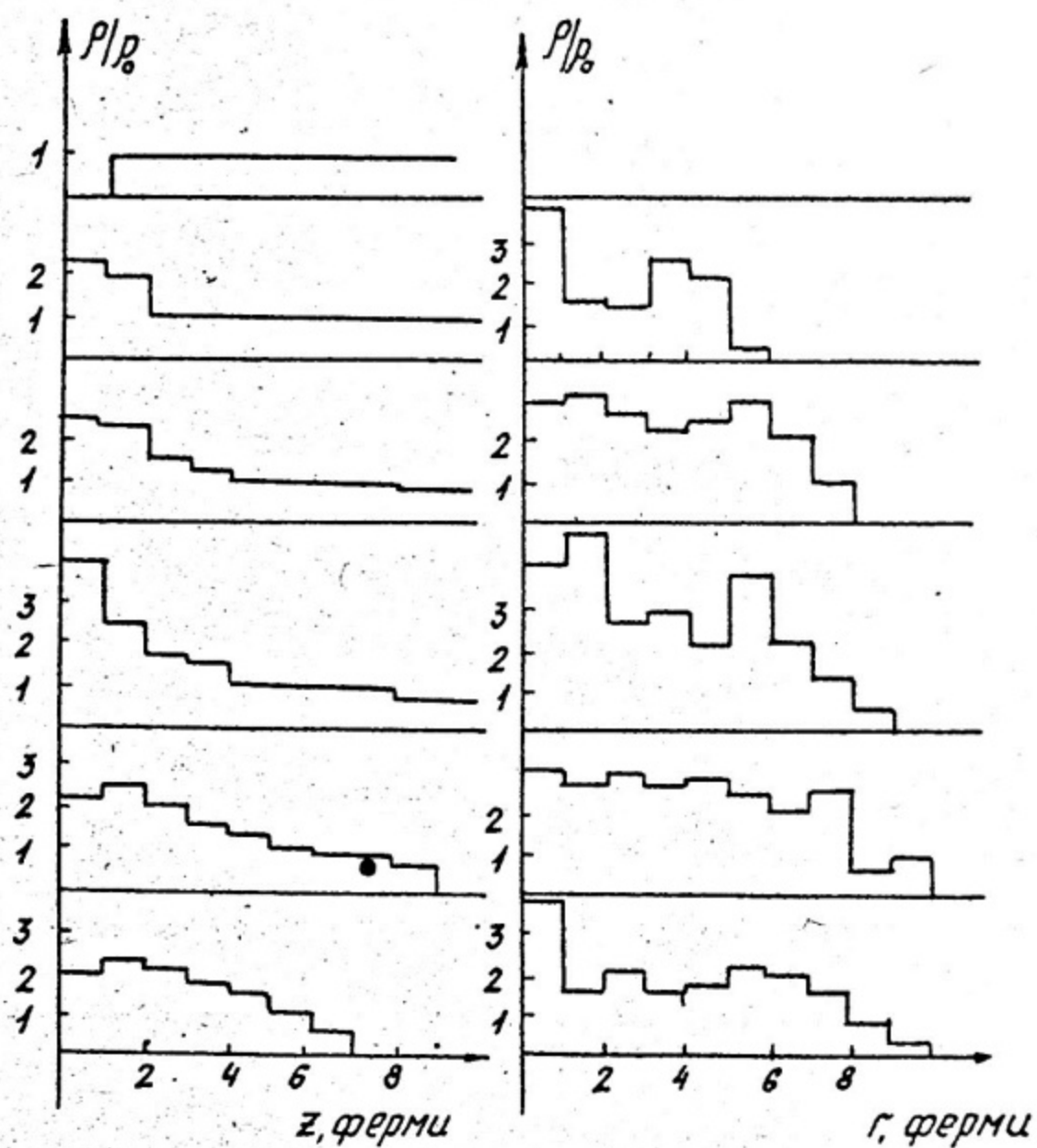


Рис. 6. Профили распределения плотности нуклонов при столкновении двух ядер U^{238} ($E_{\gamma} = 125$ МэВ/нуклон).

учетом вязкости, фронт ударной волны размывается. Применительно к столкновению ядер этот вопрос рассматривался в [5].

Нами были специально проведены расчеты в каскадной модели П, в которых исследовались профили зон уплотнения. Чтобы уменьшить роль геометрических факторов был проведен расчет столкновения двух цилиндрических сгустков нуклонов движущихся навстречу друг другу в "ударной трубе" диаметром 8σ с условием зеркального отражения нуклонов от стенок трубы. Такая постановка эквивалентна рассмотрению столкновения двух плоских слоев ядерного вещества. В каждом сгустке содержалось 47 протонов и 60 нейтронов ("ядро" Ag^{107}). Плотность нуклонов соответствовала ядерной. На переносную скорость нуклонов, соответствующую энергии 250 МэВ/нуклон накладывалось распределение по импульсам, соответствующее распределению Ферми. Взаимодействие нуклонов между собой учитывалось так, как это было описано в модели П.

Результаты расчета, распределения плотности нуклонов в трубке в различные моменты времени, представлены на рис. 5, из которого видно, что ширина фронта волны уплотнения составляет 4-5 ферми, что соответствует примерно трем длинам свободного пробега нуклонов в ядерном веществе. Максимальное уплотнение ρ/ρ_0 в зоне сжатия близко к трем. Характерно, что аналогичные результаты были получены при столкновении двух ядер U^{238} . На рис. 6 для этого случая приведены распределения плотности нуклонов по оси столкновения и перпендикулярно в ней в различные моменты времени. Расчеты проведены при энергии ядер U^{238} 125 МэВ/нуклон, в рамках модели 1.

Практическое совпадение результатов расчета профилей нуклонной плотности в "ударной трубе" и при столкновении двух сферических тяжелых ядер указывает на то, что в случае центральных столкновений тяжелых ядер конечность их размеров играет уже незначительную роль. Ширина фронта волны уплотнения оказывается меньше, чем размеры сталкивающихся ядер. Поэтому для вычисления величины уплотнения, температуры, давления можно пользоваться гидродинамическими методами.

Тем не менее конкретные наблюдаемые характеристики взаимодействия - угловые и энергетические распределения получаются различными в гидродинамической и каскадной моделях. Для иллюстрации на рис. 7 приведены угловые распределения нуклонов, вычисленные для столкновения ядер C^{12} и Ag^{107} по каскадной модели и по гидродинамической [10]. Кроме того, из-за больших математических трудностей при гидродинамическом методе пока не удается получить массовых распределений продуктов реакции (на языке гидродинамики - разбрызгивание двух сталкивающихся капель).

	P, ФЕРМИ									P, ФЕРМИ								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	1	2	3	4	5	6	7	8	9
9				1	1		1						1	1		1		
8			1	1	1	2	1	1	1			1	1	2	2	2	1	1
7		1	1	2	3	2	2	1	1	1	1	2	2	2	2	1	1	1
6		1	2	1	2	3	2	2	1	1	2	2	2	2	2	2	1	1
5		2	4	3	2	2	2	1	3	2	3	2	2	2	2	1	3	1
4	1	3	4	2	3	2	3	4	2	1	3	3	2	3	2	3	2	2
3	3	1	1	2	5	3	4	1	2	3	2	1	1	4	2	4	2	2
2		2	2	3	3	2	4	3	1	2	2	3	3	1	2	3	2	2
1		2	4	5					2	1	1	3	4	4	1	3		2
1		2	4	5					2	1	1	3	4	4	1	3		2
2		2	2	3	3	2	4	3	1	2	2	3	3	1	2	3	2	2
3	3	1	1	2	5	3	4	1	2	3	2	1	1	4	2	4	2	2
4	1	3	4	2	3	2	3	4	2	1	3	3	2	3	2	3	2	2
5		2	4	3	2	2	2	1	3	2	3	2	2	2	2	1	3	1
6		1	2	1	2	3	2	2	1	1	2	2	2	2	2	2	1	1
7		1	1	2	3	2	2	1	1	1	1	2	2	2	2	1	1	1
8			1	1	1	2	1	1	1		1	1	2	2	2	1	1	1
9				1	1	1	1	1				1	1	1	2	1	1	1
				1	1		1						1		1			

Рис. 7. Распределение плотности при столкновении двух ядер U^{235} ($E_{\gamma} = 125$ МэВ/нуклон) в момент времени $T = 6 \cdot 10^{-23}$ сек после начала столкновения. Приведены результаты двух различных независимых просчетов. Каждая цифра указывает величину уплотнения, округленную до ближайшего целого и вычисленную в зоне расположения цифры.

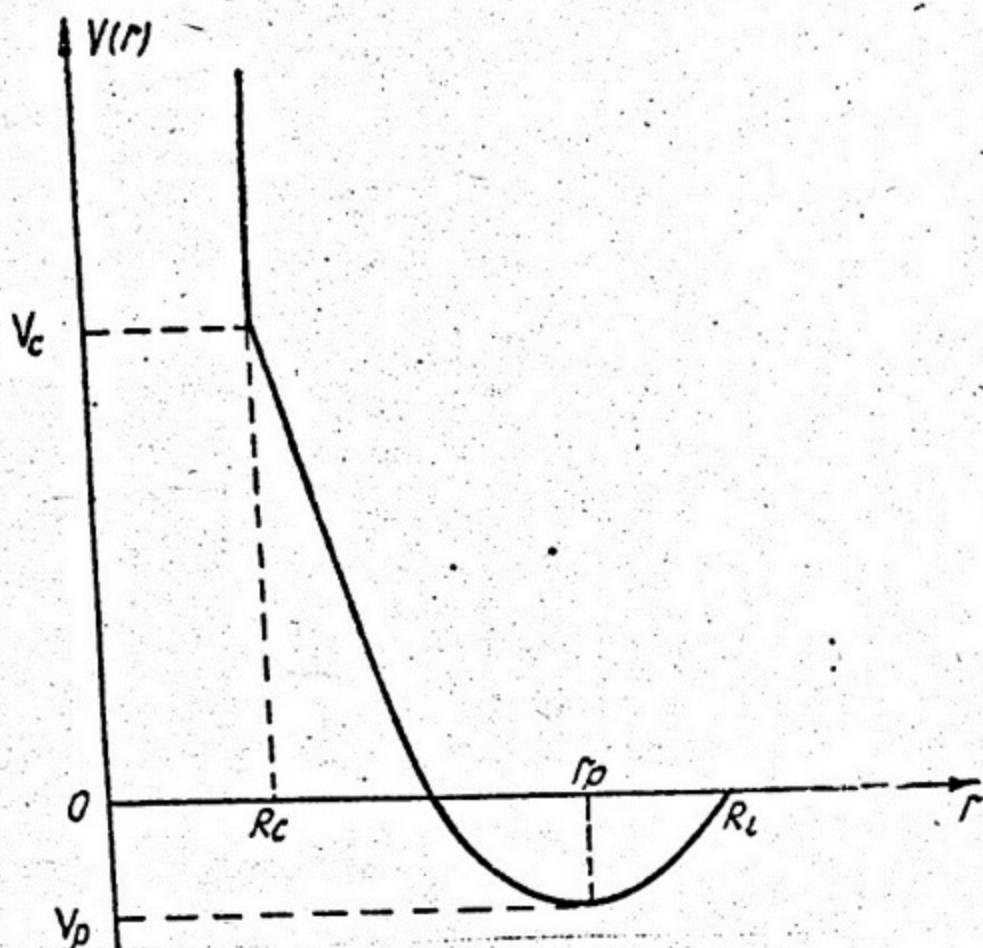


Рис. 8. Радиальная зависимость двухчастичного потенциала.

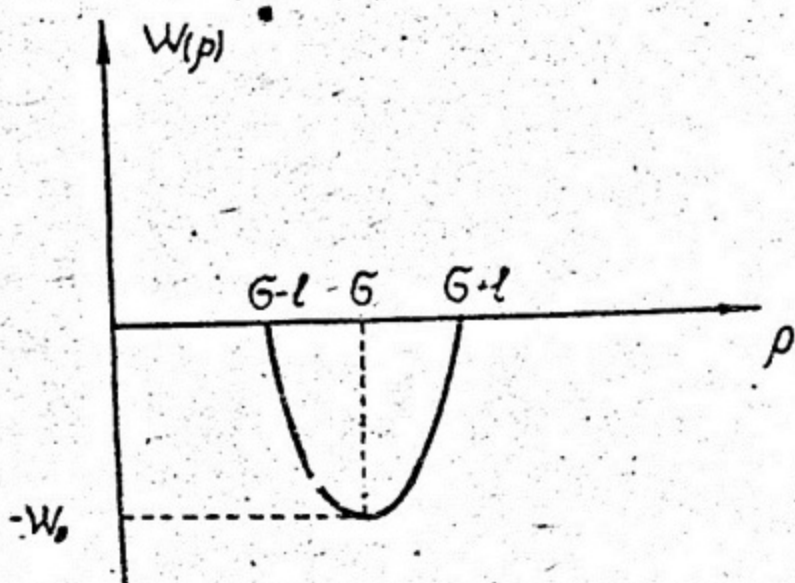


Рис. 9. Радиальная зависимость четырехчастичного потенциала.

Есть еще одно важное обстоятельство, отличающее гидродинамическое рассмотрение соударений ядер от газодинамического — каскадного. Оно связано с тем, что в столкновении принимает участие не слишком большое количество нуклонов. Поэтому должны быть велики флуктуации. И действительно, флуктуации различных величин оказываются значительными даже в случае столкновения тяжелых ядер с общим числом нуклонов ~ 500 . На рис. 7 приведены распределения плотности для соударения $U+U$ в некий момент времени, полученные при проигрыве двух случаев, отличающихся друг от друга лишь начальным распределением нуклонов в ядрах в момент $t = 0$. Эти распределения определялись заданием двух различных последовательностей псевдослучайных чисел. При сравнении видно, что обнаруживаются значительные флуктуации плотности в объемах, включающих ~ 10 нуклонов. При этом в отдельных областях локальная плотность ρ более чем в пять раз превышает ρ_0 . Это обстоятельство может оказаться весьма существенным, ибо благодаря флуктуациям в редких случаях могут возникать большие области сильного сжатия, превышающего предельные значения $(\rho/\rho_0)_{max}$, получаемые в гидродинамических подходах.

ВЫВОДЫ

Предложена каскадная модель столкновений сложных ядер друг с другом, в которой точно учитывается потенциальная часть взаимодействия между нуклонами. Проведены расчеты для ряда конкретных случаев и показано, что в образующихся ядерных системах возникают области повышенной плотности, превышающей нормальную в несколько раз. Вычислены наблюдаемые характеристики процессов — энергетические и угловые распределения и выход фрагментов с различными Z . Прослежен переход к гидродинамической модели по параметру размера ядра.

Список литературы

1. W. Sheld, H. Müller, W. Greifez, *Phys. Rev. Lett.* 32, 741 (1974).
2. C. Wong, T. Welton, *Phys. Lett* 49B, 243 (1974).
3. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ, 61, 2209 (1971).
4. А. И. Базь, С. М. Киселев, А. А. Оглоблин, Ю. Е. Покровский, Л. В. Чулков, препринт ИАЗ-2660 (1976).
5. A. I. Baz et al *Europ. Conf. on Nucl. Phys with Heavy Ions Caen. 6-10 September 1976 Post d-l cont. p. 11.*

6. J. Bondorf et al *Zeit. für Phys.* A279, 385 (1976).
 7. K.K. Gudima, V.D. Toneev. Preprint JINR E4-9765 (1976).
 8. H.G. Baumgardt et al *Z. für Phys.* A279, 359 (1975).
 9. A.M. Poskanzer et al *Phys. Rev. Lett.* 35, 905 (1975).
 10. A. Amsden et al *Phys. Rev. Lett.* 35, 905 (1975).
-

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПОИСКИ ЯДЕРНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

В В Е Д Е Н И Е

Картина образования ударной волны при столкновении атомных ядер основана на аналогии с обычной гидродинамикой. Хорошо известно, что при сверхзвуковом движении тела через макроскопическую среду в последней возникает скачок плотности, фронт которого имеет форму поверхности кругового конуса с осью вдоль направления движения тела (так называемый конус Маха). Угол раствора конуса θ определяется соотношением между скоростью фронта ударной волны U_w и скоростью тела U по формуле:

$$\sin \theta = \frac{U_w}{U}. \quad (1)$$

Очевидно, что ударная волна образуется в том случае, если скорость источника превышает скорость фронта. Последняя зависит от величины скачка плотности, а минимальное ее значение равно скорости обычного звука U_s (соответствующего случаю малого уплотнения). Следовательно, искать эффекты, связанные с ударной волной, имеет смысл только тогда, когда относительная скорость сталкивающихся ядер существенно превышает скорость ядерного звука. Эта последняя величина может быть вычислена, если известна сжимаемость ядерного вещества, по формуле

$$U_s = \sqrt{\frac{K}{m}}, \quad (2)$$

где K — сжимаемость, а m — масса нуклона.

Напомним, что сжимаемость по определению есть

$$K = \rho^2 \left. \frac{\partial^2 W}{\partial \rho^2} \right|_{\rho = \rho_0}, \quad (3)$$

где W — энергия сжатия, приходящаяся на один нуклон, ρ — плотность, а ρ_0 — равновесная плотность ядерного вещества.

Для величины сжимаемости существует несколько теоретических оценок [1, 2], выполненных с использованием различных модельных подходов, которые неплохо согласуются друг с другом, отличаясь не более чем в полтора раза. Они дают значения K от ~ 20 МэВ до 35 МэВ. Исходя из них, для скорости звука получаются значения от 0,14 с до 0,19 с, где c — скорость света.

Оценим теперь энергию, соответствующую "звуковому барьеру". Положим, что в момент соударения, т.е. после того как преодолен кулоновский барьер, относительная скорость сталкивающихся ядер равно большому из приведенных выше значений скорости звука. Тогда в случае столкновения ядра ^{16}O с ядром ^{238}U энергия налетающей частицы в лабораторной системе, соответствующая "звуковому барьеру", составляет около 360 МэВ (или 23 МэВ/нуклон). Итак, диапазон сверхзвуковых столкновений атомных ядер начинается с энергий около 20–30 МэВ/нуклон. Естественно ожидать, что эффекты, связанные с ударной волной, начинают играть существенную роль тогда, когда энергия столкновения значительно превышает "звуковой барьер". Таким образом, их следует искать при энергиях налетающих частиц в несколько десятков и даже сотен МэВ/нуклон.

Схема развития ударной волны при сверхзвуковом столкновении легкого ядра с тяжелым изображена на рис. 1. Влетая в тяжелое ядро и двигаясь в нем со сверхзвуковой скоростью, налетающая частица сжимает находящееся перед ней ядерное вещество, и в результате в нем начинает распространяться коническая ударная волна, нормаль к поверхности которой образует угол $\varphi = \frac{v}{c} = \theta$ с направлением налетающей частицы. Конечно, в действительности эта простая идеальная картина будет искажаться — в частности, из-за конечных размеров сталкивающихся ядер и торможения налетающей частицы при ее движении через ядро-мишень. Все это будет приводить к тому, что фронт волны образует более сложную поверхность, схематически изображенную на рис. 2, нормали к которой разбросаны в некотором интервале углов вблизи φ . Все-таки можно надеяться, что если размеры настоящей частицы существенно меньше размеров ядра-мишени, а ее скорость достаточно велика, то разброс углов наклона нормалей будет небольшим. Тогда можно пытаться обнаружить ударную волну по углу распространения ее фронта (так называемому углу Маха). В первой теоретической работе Глассголда, Хекротта и Уотсона [3], в которой было высказано предположение о возможности образования ударной волны при прохождении быстрого нуклона через ядро, предлагалась идентифицировать ее по преимущественному испусканию продуктов ее распада-нуклонов и более тяжелых фрагментов — под углом Маха, поскольку все частицы в ударной волне

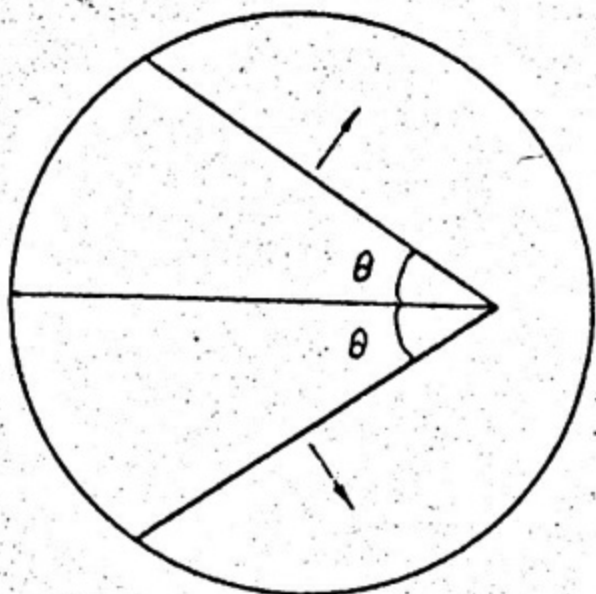


Рис. 1. Схема развития ядерной ударной волны при столкновении легкого ядра с тяжелым.

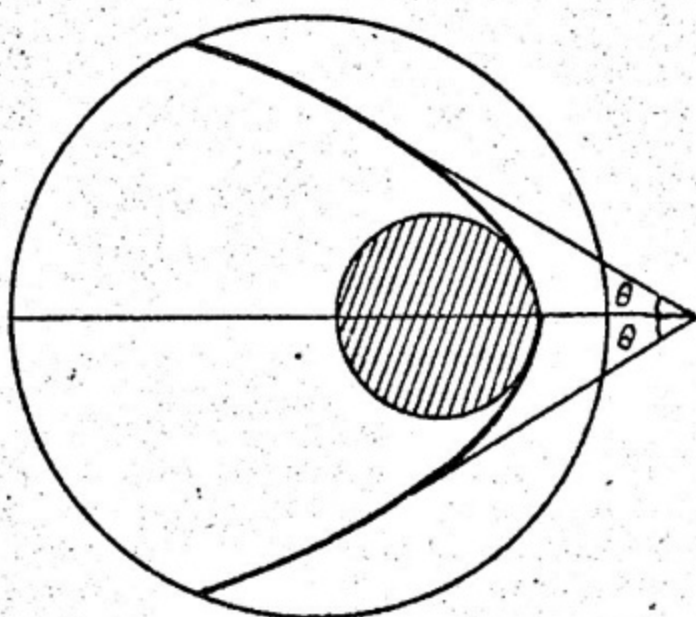


Рис. 2. Схематическое изображение фронта ударной волны для реальных условий соударения.

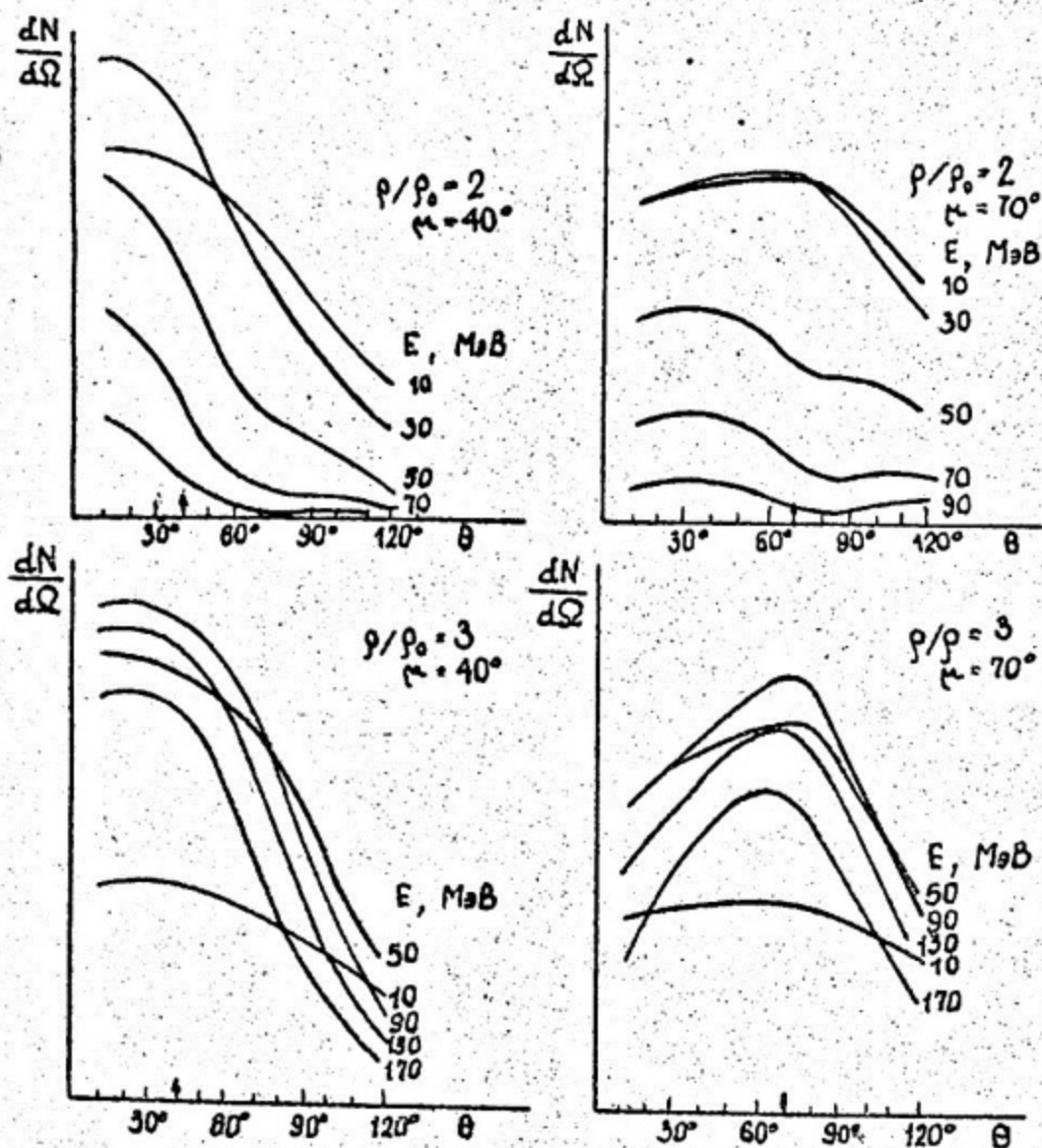


Рис. 3. Угловые распределения нуклонов, вылетающих из ударной волны, при учете их хаотического движения.

обладают общей скоростью направленного движения вдоль нормали к фронту. Этот угол должен быть связан со скоростью налетающей частицы соотношением (1). Таким образом следовало искать острые пики в угловых распределениях продуктов реакции. Ширина этих пиков определяется импульсным распределением хаотического (фермиевского и теплового) движения нуклонов. Как показывали расчеты, выполненные в этой и последующих работах [4], размытие пиков, связанных с ударной волной, за счет этого движения должно быть невелико. Однако, недавно было установлено [5], что во всех этих расчетах использовались неправильные выражения для скорости направленного движения, что делало ее больше средней хаотической скорости. На самом деле, наоборот, средняя хаотическая скорость всегда оказывается больше скорости направленного движения, что приводит к сильному размытию угловых распределений. Для примера на рис. 3 приведены угловые распределения испускаемых нуклонов, рассчитанные с учетом хаотического движения. В основу всех предпринятых до сих пор попыток обнаружить в эксперименте образование ударной волны при столкновениях быстрых ядер [4, 6-8] по-прежнему положена методика ее идентификации по угловому распределению, предложенная еще в первой теоретической работе [3], направленная на поиски резких максимумов в выходе продуктов реакции под углом Маха. В следующих разделах описаны методики этих экспериментов и приведены их результаты.

1. Эксперименты с регистрацией сравнительно тяжелых фрагментов [6]

Один из первых опытов, направленных на поиски эффектов, связанных с ударными волнами, был выполнен в 1975 г. Кроуфордом, Прансом, Стивенсоном и Уилсоном из Лаборатории им. Лоуренса в Беркли (США). Схема эксперимента изображена на рис. 4. Использовался пучок ионов ^{12}C , ускоренных до энергий 25 ГэВ, или 2,1 ГэВ/нуклон. Эти ионы были получены на ускорителе под названием *Bevalac*, представляющем собой комбинацию из старого протонного синхротрона (*Bevatron*), работающего в режиме ускорения тяжелых ионов, и линейного ускорителя тяжелых ионов (*Superhilac*), используемого в качестве инжектора первого. Мишенью служила тонкая золотая фольга. Поскольку интенсивность пучка ионов была очень малой, для регистрации продуктов реакции можно было применять лишь трековые детекторы. Они представляли собой стопки фольг из полимера (лексана). При прохождении через такую фольгу заряженной частицы в ней остается скрытое изображение трека, которое может быть проявлено

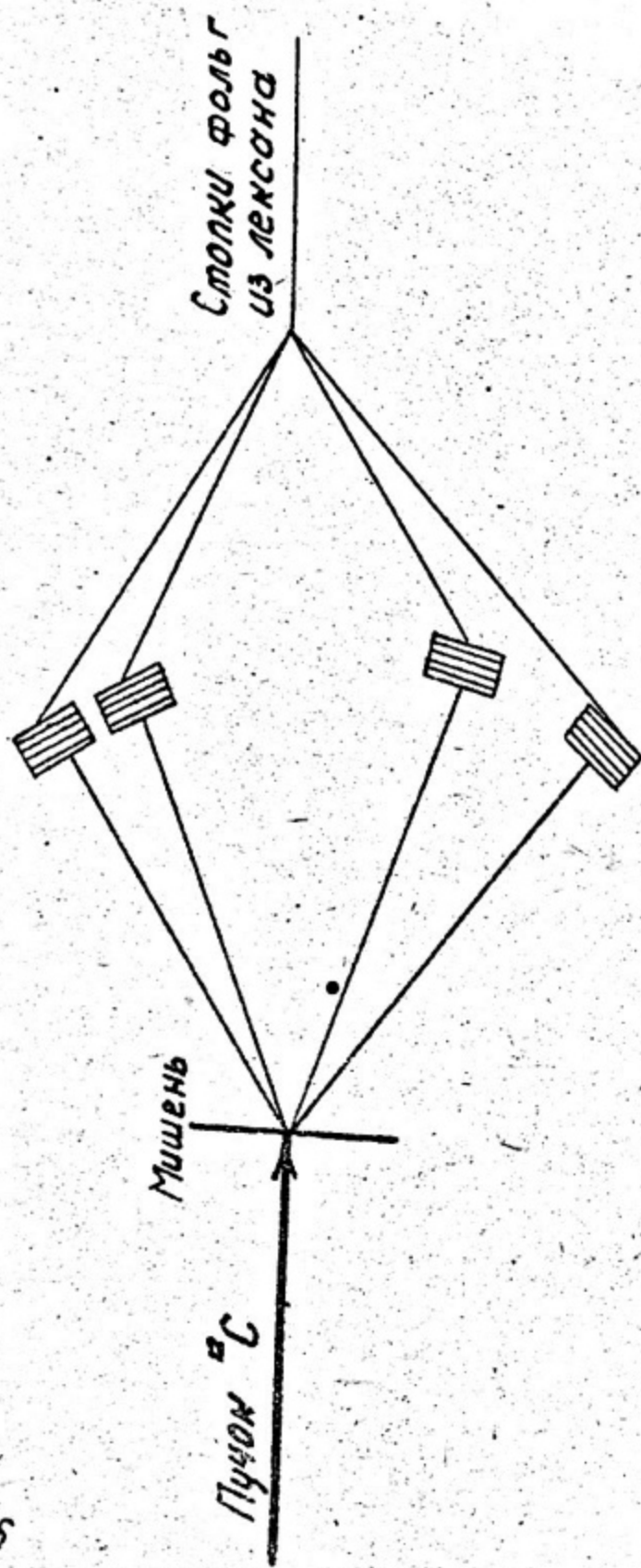


Рис. 4. Схема эксперимента по изучению угловых распределений тяжелых фрагментов, испускаемых при бомбардировке мишени из золота ионами ^{12}C .

в результате специальной обработки. Регистрация частиц происходит, начиная с некоторого порога. С помощью стопок фольг из лексана, для определенных сортов частиц и интервалов энергий можно определять заряд и энергию частицы. Стопки устанавливались под несколькими углами наблюдения. Регистрировались фрагменты с зарядами $5 \leq Z \leq 9$ и энергиями до 75 МэВ/нуклон, что соответствует интервалу скоростей до 0,4 с, по-видимому включающему область характерных коллективных движений ядерного вещества.

В результате этих экспериментов были получены энергетические распределения фрагментов под разными углами и угловые распределения для разных интервалов энергий. Примеры таких распределений представлены на рис. 5. Авторы отмечали две особенности в своих экспериментальных данных. Первая из них — возможное наличие максимума в угловых распределениях фрагментов с энергиями от 10 до 25 МэВ/нуклон под углом около 50° . Вторая — возможное наличие максимума при энергии около 700 МэВ в энергетических спектрах вылетающих ядер углерода, наиболее четко проявляющегося под малыми углами. И первая и вторая особенности могли бы быть связаны с новыми типами коллективного движения в ядерном веществе, обусловленными изменениями плотности последнего. Однако, здесь следует сказать, что метод идентификации регистрируемых фрагментов, использованный в этих экспериментах, представляется недостаточно надежным, статистическая точность была плохой, и поэтому достоверность полученных результатов вызывает большие сомнения. До тех пор, пока не будут проведены новые опыты подобного рода, результаты этого эксперимента не могут рассматриваться в качестве доказательства в пользу существования гидродинамических движений ядерного вещества.

П. Эксперименты с регистрацией легких продуктов реакции

1) Эксперименты западногерманской группы [4]

В конце 1975 г. в печати появились сенсационные данные экспериментов, выполненных группой физиков из ФРГ (Баумгарт, Шотт, Сакамото, Шоппер, Штёкер, Хофман, Шейд и Грайнер). Авторы утверждали, что ими обнаружены ядерные ударные волны.

В этих экспериментах исследовались центральные столкновения ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ с энергиями от сотен МэВ/нуклон до нескольких ГэВ/нуклон с ядрами серебра и хлора. Их методика была очень простой. В качестве мишени и одновременно детектора использовались тонкие монокристаллические слои хло-

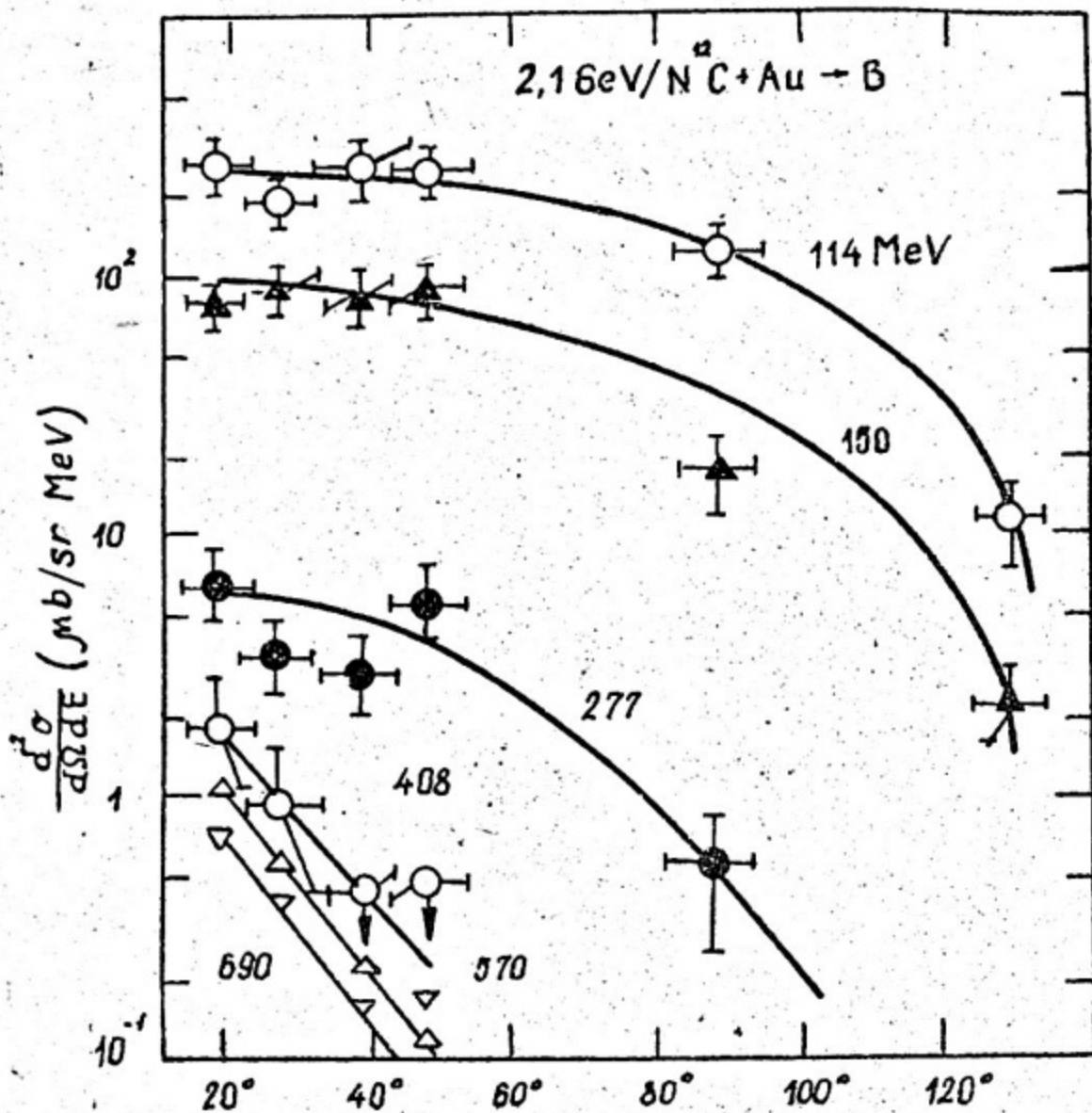


Рис. 5. Угловые распределения ядер бора различных энергий, вылетающих в результате столкновения ядер ^{12}C с энергиями 25 ГэВ с ядрами золота.

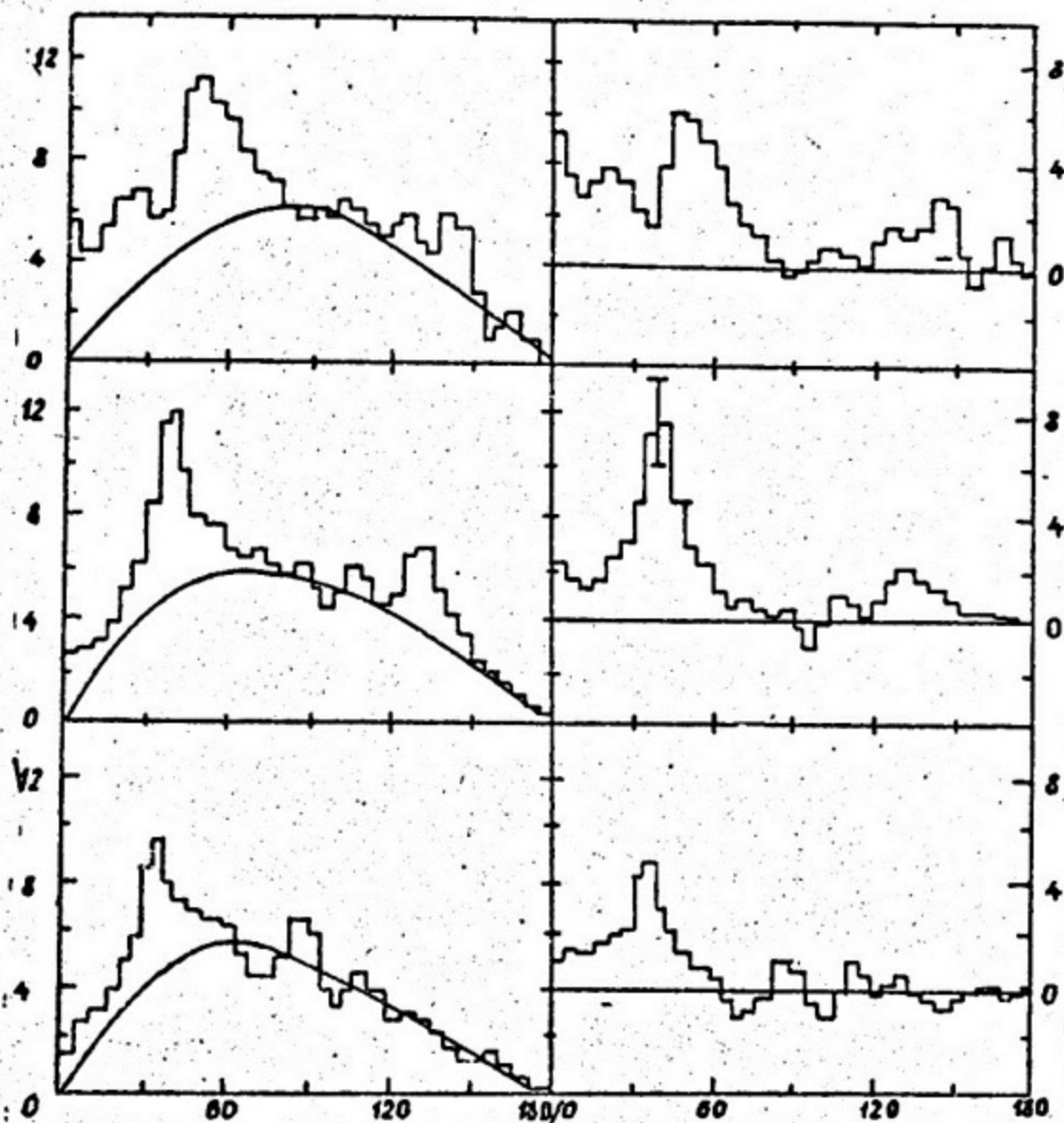


Рис. 6. Угловые распределения вылетающих частиц для центральных столкновений различных налетающих частиц с ядрами хлора и серебра.

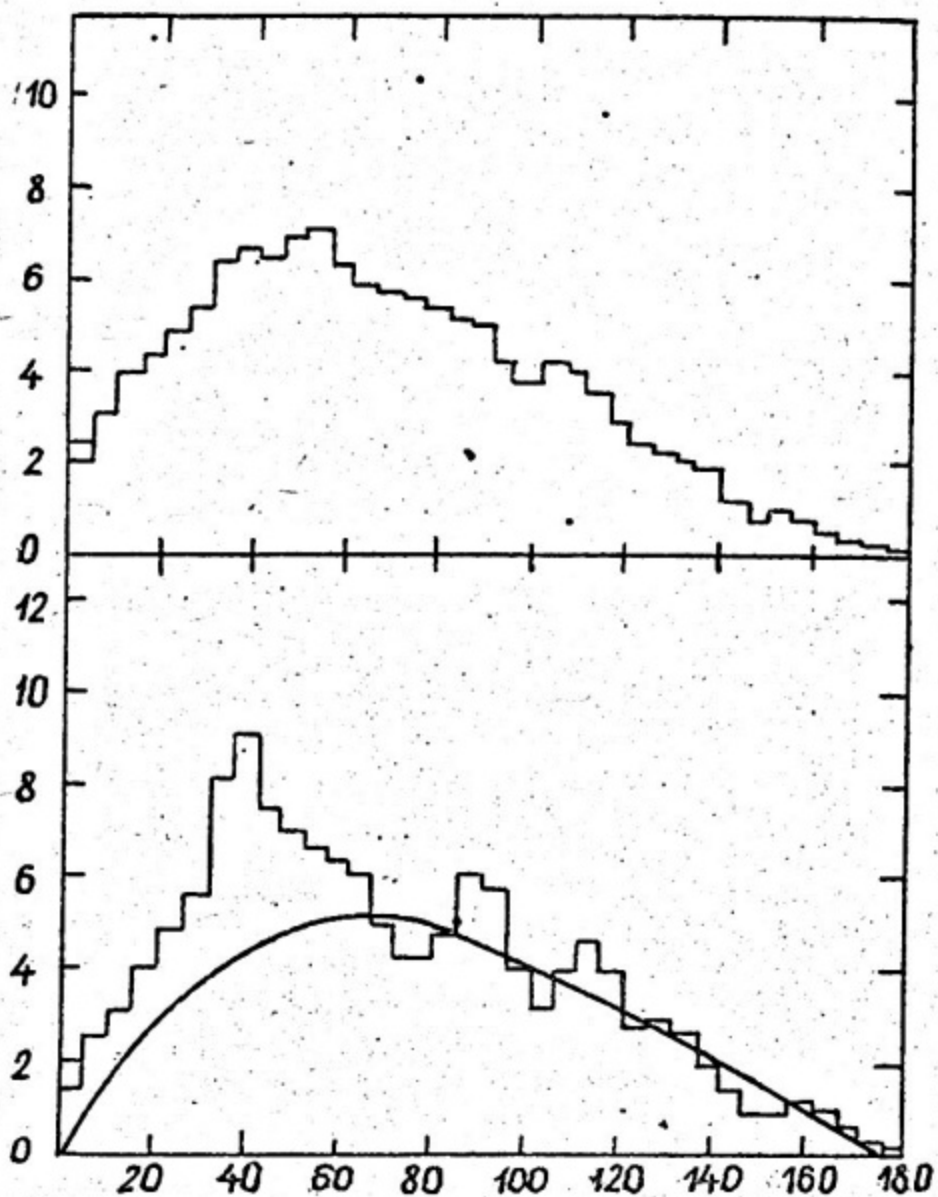


Рис. 7. Зависимость характера угловых распределений вылетающих частиц от критерия отбора звезд.

рида серебра (толщиной около 300 микрон). Треки заряженных частиц делались видимыми после облучения детектора ультрафиолетовым светом. Порог чувствительности был таким, что можно было регистрировать протоны с энергиями до 28 МэВ, π - мезоны с энергиями до 4,4 МэВ, альфа-частицы с энергиями до 200 МэВ/нуклон.

Эти монокристаллы облучались пучками ускоренных ядер больших энергий на том же ускорителе в Беркли (ионы ^{16}O - 0,87 и 2,1 ГэВ/нуклон, ионы ^{12}C - 0,25 ГэВ/нуклон, альфа-частицы - 0,87 ГэВ/нуклон) и на синхрофазотроне в Дубне (альфа-частицы с энергиями 2, 3, 3 и 4 ГэВ/нуклон). Каждый из актов взаимодействия ускоренного иона с ядром в мишени давал звезду с тем или иным числом лучей. Исследовались угловые распределения вылетающих частиц для звезд с малым ($N = 3-6$) и большим числом видимых лучей ($N \geq 13-16$). При том пороге чувствительности, которым обладали детекторы, эти частицы в основном представляли собой альфа-частицы с энергиями до 200 МэВ/нуклон. Естественно, предположить, что звезды с большим числом лучей соответствуют центральным соударениям.

Характерные экспериментальные результаты, полученные западногерманской группой, представлены на рис. 6. Как видно из рисунка, в угловых распределениях видны острые пики (шириной $\sim 15^\circ$), положение которых зависит от скорости налетающих частиц, - они сдвигаются в область больших углов при увеличении последней. Вид углового распределения зависел также от критерия отбора событий - при отборе только большой множественности пики выделялись более четко, как это видно из рис. 7.

Авторы интерпретировали свои данные как доказательство существования ядерных ударных волн. К сожалению, этот вывод представляется пока необоснованным. Прежде всего, статистическая точность опубликованных данных слишком мала, чтобы на их основании можно было делать столь далеко идущие выводы. Далее, в опытах, выполненных другими группами, о которых в этой лекции речь пойдет ниже, не было обнаружено никаких острых пиков в угловых распределениях. И наконец, при внимательном анализе оказывается, что некоторые из экспериментальных результатов, рассматриваемые как аргументы в пользу ядерных ударных волн, в действительности противоречат такой интерпретации.

2) Опыты группы в Беркли [7]

Первые опыты, направленные на поиски ядерных ударных волн, вызвали большой интерес. Почти сразу же были поставлены

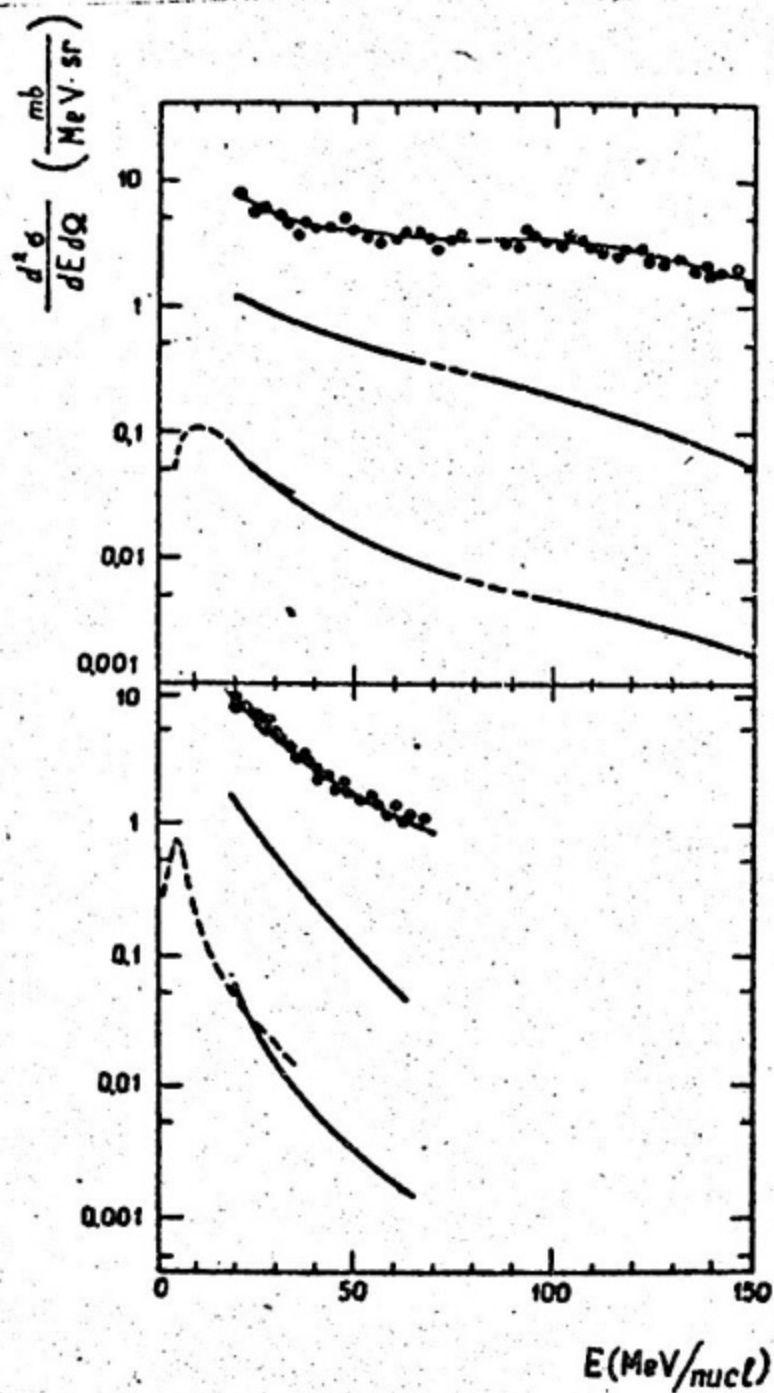


Рис. 8. Энергетические спектры ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, испускаемых при бомбардировке ядер урана протонами, альфа-частицами и ядрами кислорода-16.

$\frac{d\sigma}{d\theta}$ (arbitrary units)

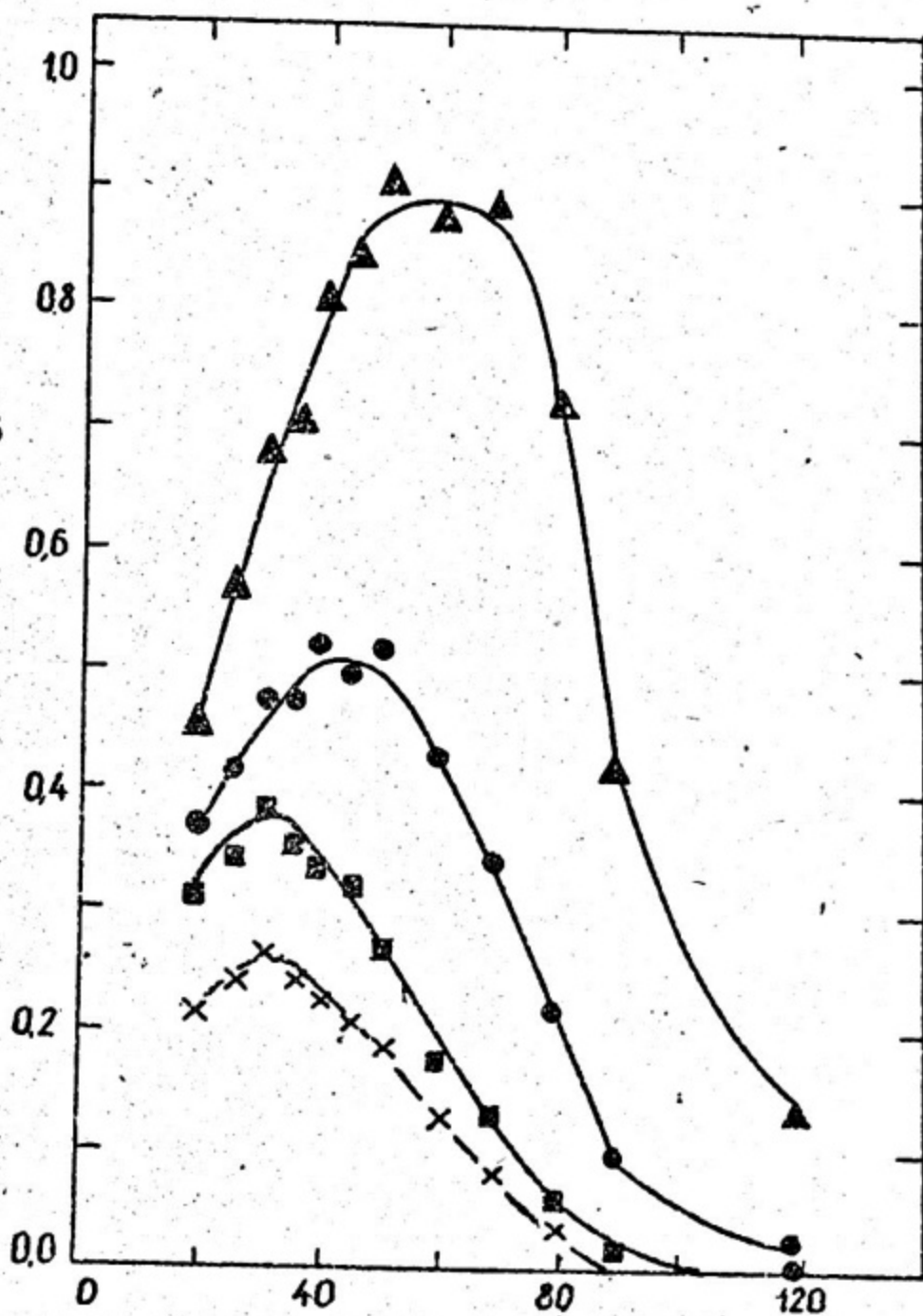


Рис. 9. Дифференциальные сечения на единицу угла, $\frac{d\sigma}{d\theta}$, для ядер ${}^3\text{He}$ в различных диапазонах энергий, испускаемых при взаимодействии ${}^{16}\text{O} + \text{Ag}$ при энергии 1,05 ГэВ/нуклон.

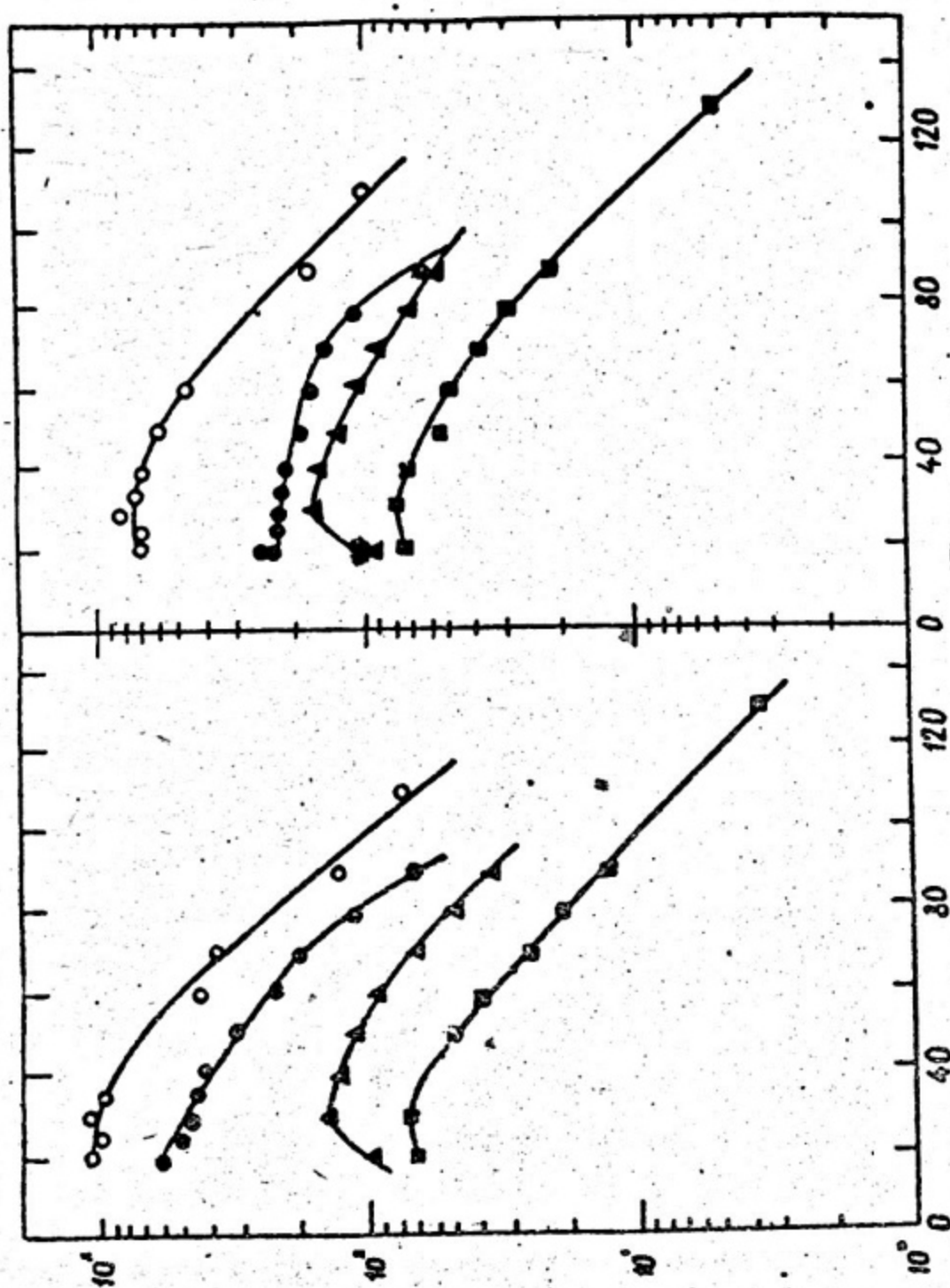


Рис. 10. Угловые распределения ядер ^3He и ^4He , полученные при бомбардировке ядер серебра и урана альфа-частицами и ядрами кислорода-16.

новые эксперименты, имевшие целью проверить полученные данные, особенно приведенные выше данные западногерманской группы. Группа в Беркли (Посканцер, Секстро, Зебельман, Гутброд, Сандовал и Шток) исследовала энергетические спектры и угловые распределения продуктов реакции, испускаемых при бомбардировке тонких (от 200 до 300 мг/см²) мишеней из серебра и урана протонами с энергией 2,7 МэВ, альфа-частицами и ионами кислорода с энергиями 1,05 ГэВ/нуклон. Эта работа была проведена на том же самом ускорителе, но с использованием совершенно иной — радиоэлектронной методики регистрации частиц. Применялся ΔE - E телескоп, в котором ΔE — детектором служил кремниевый детектор толщиной 1 мм, а E — детектором — пластмассовый сцинтиллятор толщиной 5 см. С помощью такого телескопа можно было идентифицировать ядра ^3He с энергиями от 15 до 150 МэВ/нуклон и альфа-частицы с энергиями до 70 МэВ/нуклон. Пример энергетических спектров ядер ^3He и ^4He , наблюдавшихся в этих опытах, представлен на рис. 8. Спектры не обнаруживают никаких видимых особенностей. Следует отметить, что скорость спадания сечения с увеличением энергии не может быть объяснена на основе простой модели испарения из почти ускоящегося конечного ядра, т. к. для этого потребовалось бы предположить слишком высокую температуру (60 МэВ для ^3He и 38 МэВ для ^4He). На рис. 9 и 10 показаны угловые распределения продуктов реакции, полученные группой в Беркли. Не наблюдалось никаких острых пиков. Таким образом эти данные полностью противоречат данным западногерманской группы. Здесь нужно сказать, что в этих опытах не производился отбор событий по степени множественности, поскольку использовался только один телескоп. В принципе возможно, что срок, обусловленный периферическими соударениями, слишком велик и из-за этого все особенности, связанные с центральными соударениями, полностью исчезли. Однако, имеются предварительные сведения, что в опытах с отбором событий по множественности, поставленных этой же группой, тоже не обнаружено никаких острых пиков в угловых распределениях. Подобный же результат был получен и шведской группой, применившей фотоэмульсионную методику, опыты которой рассматриваются в следующем параграфе.

3) Опыты шведской группы [8]

Группа из Лундского университета (Якобссон, Куллберг и Оттерлунд) исследовала взаимодействия ионов ^{16}O с энергиями 0,25 и 2,1 ГэВ/нуклон с ядрами аргона и брома в ядерных эмульсиях. Две стопки эмульсий были облучены на ускорителе в Беркли.

При обеих энергиях в эмульсиях отбирались звезды с большим числом лучей, соответствующих частицам, для которых потери энергии более чем в 1,4 раза превосходят потерю энергии на плато. Предполагалось, что такие события, как правило, представляют собой центральные соударения с ядрами брома и серебра. Изменялись углы для всех частиц с ограниченной потерей энергии $REL > 44$ МэВ/см (что соответствует, например, протонам с энергией меньше 11 МэВ). Угловые распределения этих частиц, полученные для звезд с различной степенью множественности, представлены на рис. 11 и 12.

Авторы попытались также получить угловые распределения одних ядер гелия с промежуточными энергиями, лежащими выше испарительного спектра ($7,5 \leq E \leq 65$ МэВ/нуклон). Как оказалось, эмульсии, облученные при энергии 2 ГэВ/нуклон, позволяли проводить идентификацию частиц. Относительный состав частиц с $REL > 44$ МэВ/см в этом случае представлен в следующей таблице:

Частицы	Энергия	Относительное содержание %
$p+d+t$	≤ 11 МэВ/нуклон	37
He	≤ 65 МэВ/нуклон	54
Ядра с $Z \geq 3$	≤ 65 МэВ/нуклон	≈ 4
$X \pm$	$\leq 1,6$ МэВ	< 1
Ядра отдачи	$\leq 0,5$ МэВ/нуклон	≈ 5

На основании данных таблицы можно найти величину и вид углового распределения фона медленных частиц от испарительной части спектра, равно как и ядер гелия с $7,5 \leq E \leq 6,5$ МэВ/нуклон, при энергии 2 ГэВ/нуклон. Предполагая затем, что средняя скорость ядер отдачи и состав частиц не меняются при изменении энергии налетающих частиц от 0,25 до 2 ГэВ/нуклон, можно вычесть испарительный фон при энергии 0,25 ГэВ/нуклон и получить угловое распределение ядер гелия тех же промежуточных энергий. Угловые распределения ядер гелия промежуточных энергий, полученные при энергиях налетающих частиц 0,25 и 2 ГэВ/нуклон, представлены на рис. 13.

Основные экспериментальные результаты шведской группы можно сформулировать в следующем виде:

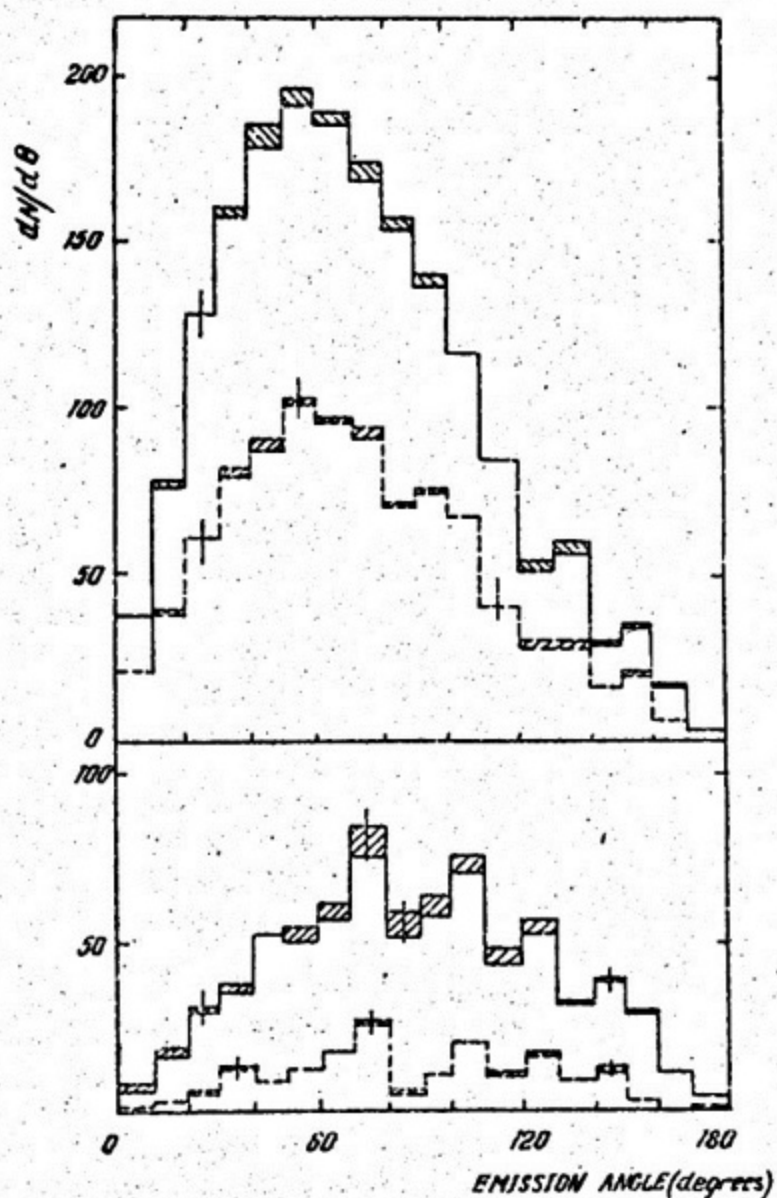


Рис. 11. Угловые распределения $\frac{dN}{d\theta}$ частиц с ограниченной потерей энергии $REL > 44$ МэВ/см, получаемые при бомбардировке $AgVz$ ионами ^{16}O с энергиями 0,25 ГэВ/нуклон (события с $N \geq 12$ и $N \geq 16$) и 2 ГэВ/нуклон (события с $N \geq 12$ и $N \geq 28$). Заштрихованные площади обусловлены частицами с пробегом < 10 мк.

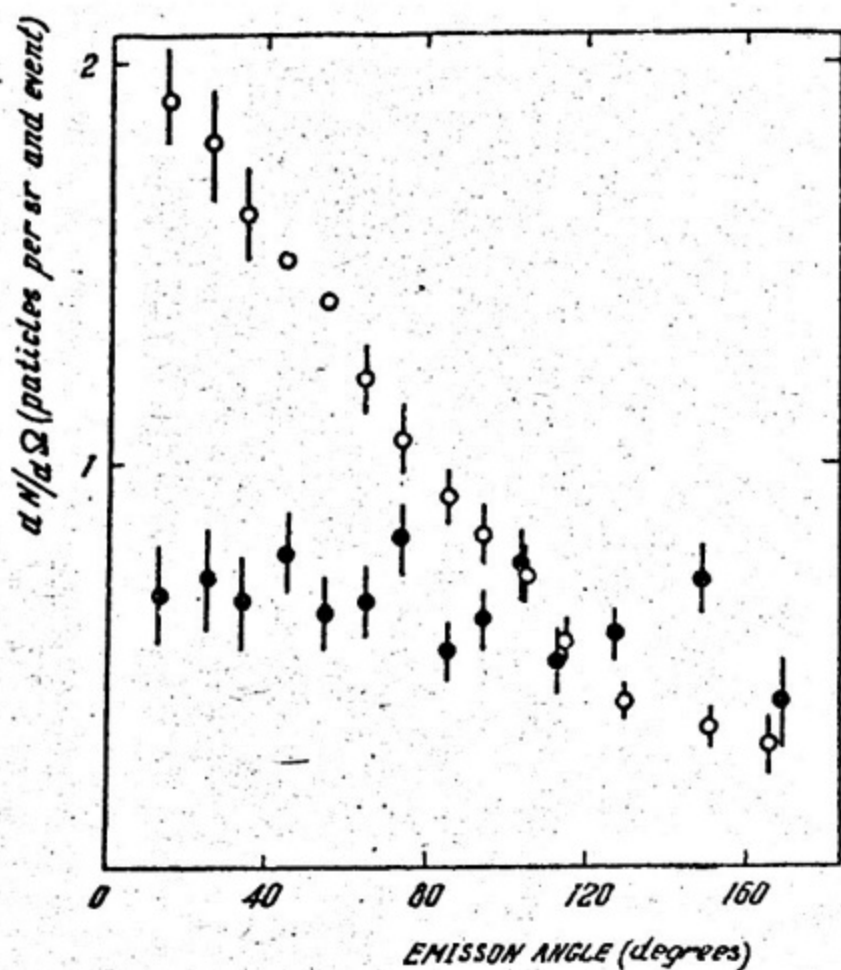


Рис. 12. Угловые распределения всех частиц с $REL > 44$ МэВ/см, за исключением ядер отдачи и фрагментов налетающей частицы, испускаемых в столкновениях с $N \gg 12$ при энергиях 0,2 и 2,0 ГэВ/нуклон.

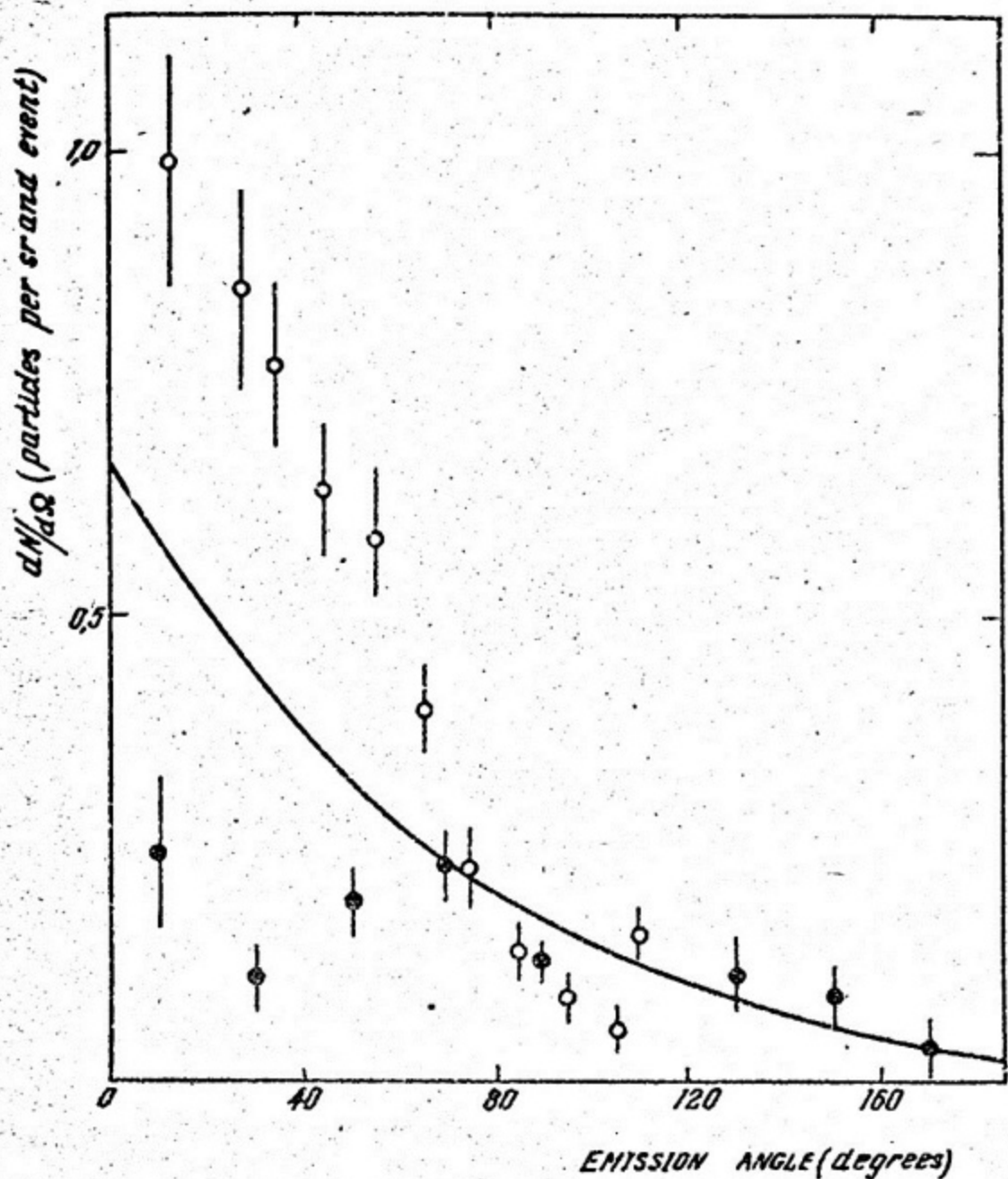


Рис. 13. Угловые распределения ядер гелия промежуточных энергий, испускаемых при бомбардировке $Ag\beta\gamma$ ионами ^{16}O (звезды с $N \approx 12$).

1) для звезд с большой степенью множественности в угловых распределения вылетающих частиц (как для всех частиц с ограниченной потерей энергии $REL \gg 44$ МэВ/см, так и для ядер гелия промежуточных энергий) не обнаружено никаких острых пиков;

2) обнаружено, что характер угловых распределений резко меняется при изменении энергии нелетающих частиц от 0,25 до 2 ГэВ/нуклон — от распределения, имеющего широкий пик под передними углами при 0,25 ГэВ/нуклон, до почти изотропного при 2 ГэВ/нуклон;

3) это различие в основном обусловлено ядрами гелия с энергиями больше 30 МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги, следует сказать, что в настоящее время вопрос о возможности существования ядерных ударных волн попрежнему остается открытым. Пока нет экспериментальных данных, которые бы надежно подтверждали эту возможность, но точно так же нет и данных, которые бы надежно опровергали ее. По-видимому следует считать, что выводы, сделанные западногерманской группой о присутствии острых пиков в угловых распределениях ядер гелия, испускаемых при столкновениях ядер больших энергий, неверны. Скорее всего, даже при отборе событий по степени множественности, особенности такого типа не обнаруживаются, как о том свидетельствуют опыты шведской и, возможно, американской группы. Но с другой стороны, как показывают теоретические расчеты, острых пиков и не должно быть из-за того, что они размываются в результате хаотического движения нуклонов. Очень актуальными сейчас являются поиски каких-то других способов идентификации ядерных ударных волн. Возможно, они будут более четко проявляться в угловых распределениях тяжелых продуктов реакции, поскольку в этом случае хаотические скорости составляющих их нуклонов должны взаимно скомпенсироваться. Может быть, потребуется проводить детальный анализ каждого отдельного столкновения, чтобы выявить общую для всех частиц скорость направленного движения. Возможно, существуют еще какие-то поддающиеся экспериментальному изучению эффекты, непосредственно связанные со степенью сжатия ядерного вещества, которые, следовательно, могут быть использованы для определения последней. В любом случае нет никакого сомнения в том, что ответы на волнующие вопросы о том, можно ли сжать ядерное вещество и какие следствия вызывает это сжатие, будут получены

в результате развития исследований столкновений ядер с энергиями в диапазоне от сотен МэВ/нуклон до нескольких ГэВ/нуклон.

Л и т е р а т у р а

1. Вшескнез К.А., Gammel J.L. *Phys. Rev* (1958), v. 109, p. 1023.
 2. Willets L. *Revs. Mod. Phys.* (1958), v. 30, p. 542.
 3. Glassgold A.E., Heckroffe W., Watson K.M. *Ann. Phys.* (1959), v. 6, p. 1.
 4. Baumgart H.G., Schott J.U., Sakamoto Y., Schopper E., Stöcker H., Hofmann, Scheid W., Gräner W. *Zeitschr. Phys.* (1975), v. A 237, p. 359.
 5. В. Г. Антоенко, В. И. Манько, препринт ИАЭ им. И. В. Курчатова. № 2740 (1976).
 6. Crawford H.J., Prie P.B., Stevenson J., Wilson L.W. *Phys. Rev. Lett* (1975), v. 34, p. 329.
 7. Poskanzer A.M., Sexton R.G., Zebelman A.M., Gutbrod H., Sandoval A., Stock R. *Phys. Rev. Lett.* (1975), v. 35, p. 1701.
 8. Jacobson B., Kullberg R., Olterlund I. *Nucl. Phys.* (1977), v. A 276, p. 523.
-

ЛАЗЕРНЫЕ ИОННЫЕ ИСТОЧНИКИ

Проблемы, выдвигаемые в ядерной физике, в настоящее время, связанные и с проблемой синтеза далеких трансураниевых элементов с зарядом 114 и 126, и с проблемой сверхплотных ядер, требуют дальнейшего развития экспериментальной техники — ускорителей, способных дать интенсивные потоки тяжелых многозарядных ионов, обладающих энергией, превышающей кулоновский барьер.

Поскольку ускорители работают при определенном отношении атомного веса к заряду, то для ускорения более тяжелых ионов необходимо иметь и более высокую зарядность.

С другой стороны, поскольку сечения взаимодействия при ядерных реакциях невелики, требуется получение пучков высоких интенсивностей.

Традиционные способы получения многозарядных ионов связаны либо с дуговым разрядом при небольших давлениях, либо с ионизацией электронным пучком при высоком вакууме, либо с мощным искровым разрядом, либо, наконец, с перезарядкой при прохождении иона с большой энергией через тонкие фольги.

Однако получение ионов с зарядностью ($Z > 10$), большей десяти, представляется весьма трудной для дуговых источников.

В последнее время успешно развиваются работы по получению многозарядных ионов тяжелых элементов с помощью лазеров. Этот способ основан на воздействии на поверхность твердой мишени сфокусированного излучения лазера. При таком воздействии образуется плазменный ступок, обладающий в начальный момент высокой плотностью и температурой, который поглощает основную часть энергии светового импульса.

Плазменный ступок имеет высокую электронную температуру (1–100 эВ), большую степень ионизации и скорость разлета. Так, при энергии светового импульса 20 + 100 джоулей и линейном размере области фокусировки $\sim 10^{-2}$ см, испаряется и нагревается примерно 10^{17} атомов. Таким образом, энергия на один атом составляет несколько десятков килоэлектрон-вольт. В этих условиях можно ожидать появление многозарядных ионов, поскольку, например для Co_{59}^{24} , величина энергии, необходимой для получения такого иона, равна $\sum_{i=1}^{24} I_i = 20 \text{ КэВ}$, где I_i — потенциал ионизации.

Из этого примера видно, что воздействие сфокусированного лазерного излучения на мишень весьма перспективно с точки зрения получения тяжелых многозарядных ионов.

Возможность получения таких ионов заманчива для получения релятивистских энергий, поскольку на синхрофазотроне в ОИЯИ в Дубне ускорены α -частицы и, следовательно, ядра гелия можно ускорить в этом случае до 20 Гэв, а кальция до энергии 200 Гэв.

Проведенные эксперименты показали реальность и перспективность лазерных источников многозарядных ионов.

В дальнейшем рассмотрим особенности и характеристики лазерного источника многозарядных ионов и возможности его использования в качестве инжектора многозарядных ионов для ускорителей различного типа.

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА С ВЕЩЕСТВОМ

Широкий интервал энергии излучения лазеров, малые длительность импульса и расходимость позволят получать плотность потока в очень широком интервале: от 0 до 10^{16} вт/см². Эксперимент показывает, что при плотностях потока $q = 10^6 + 10^8$ вт/см² происходит испарение вещества.

При плотности потока $q > 10^8$ вт/см² происходит интенсивная ионизация испаряемого вещества, при этом основное поглощение энергии лазерного импульса происходит в образовавшейся плазме и сопровождается повышением температуры и увеличением степени ионизации.

В этих условиях при достаточно высокой плотности потока излучения твердый материал у поверхности мишени в течение первых нескольких наносекунд переходит в газообразную фазу, с образованием высокотемпературного, сильно ионизованного облака с высоким давлением. При этих условиях ионизованный плазменный ступок стремительно расширяется в вакуумном объеме.

Электроны высокой плотности экранируют поверхность мишени от лазерного излучения и практически энергия в основном поглощается электронами плазмы, что приводит к дальнейшей ионизации атомов.

Естественно, что степень ионизации плазмы зависит от коэффициента поглощения света, который является функцией плотности электронов и их температуры.

В процессе разлета плазмы происходит резкое уменьшение плотности, в результате чего замедляются процессы рекомбинации. В этом случае время рекомбинации оказывается больше, чем характерное время разлета.

Наблюдается явление "закалки" достигнутой степени ионизации. Тепловая энергия электронов в процессе поглощения энергии светового лазерного импульса достигает значений ~ 100 эВ. Электроны, находящиеся на периферии плазменного сгустка, вырываются из плазменной среды, создавая при этом электрическое поле, которое "вытягивает" ионы из сгустка в соответствии с величиной их заряда.

Эти процессы, во-первых, определяют возможность получения многозарядных ионов, а, во-вторых, возможность сохранения такого состояния с большим зарядом и получения пучков многозарядных ионов.

МАКСИМАЛЬНАЯ КРАТНОСТЬ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ

Экспериментально установлено, что максимальная зарядность ионов растет с увеличением плотности потока излучения лазера. Интересно заметить, что в зарядовом спектре лазерной плазмы присутствуют ионы всех зарядностей от $Z = 1$ до Z_{max} . При плотности потока $q = 10^{13}$ вт/см² получены такие многозарядные ионы, как Aq_{77}^{+16} , Ta_{181}^{+20} , W_{184}^{+19} , Bi_{209}^{+19} .

На мишени из кобальта Co_{59}^{27} при плотности потока $q = 10^{13}$ вт/см² получены ионы с максимальной зарядностью +25.

При тех же плотностях потока лазерного излучения можно получить полную ионизацию, например, атомов алюминия.

В более поздних работах по характерным линиям испускания К-оболочек удалось идентифицировать Cd^{+36} , W^{+40} и др.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ИОНОВ

Энергетический спектр ионов лазерной плазмы изучен с помощью метода времяпролетной масс-спектрометрии. Эти исследования показали, что ионы лазерной плазмы обладают широким энергетическим спектром. Однако энергетические распределения ионов с различной кратностью ионизации заметно отличаются. Характерным является то, что ионы с определенным зарядом занимают до-

вольно широкий энергетический интервал, и имеют максимум при некотором значении энергии. Положение и величина этого максимума зависят от заряда ионов. По мере увеличения заряда происходит смещение энергетического распределения в область больших энергий.

Характерно, что максимальная величина полного энергетического распределения регистрируемых ионов определяется максимальной зарядностью, полученной при данной плотности потока излучения.

С увеличением плотности потока прежде всего изменяется вид спектра в области максимальных энергий, где появляются ионы более высоких зарядностей, обладающими большими значениями энергии. Энергетическое распределение в области малых Z для ионов, зарегистрированных и при меньших значениях плотности потока, изменяется мало.

Интересно отметить, что в энергетических распределениях ионы с зарядностью $Z = 20$ обладают энергией ~ 30 КэВ. Максимальная энергия в случае мишени из алюминия при плотности потока излучения $\sim 3 \cdot 10^{13}$ вт/см², соответствующая ядрам алюминия равна ~ 50 КэВ. Максимум энергетического распределения ядер алюминия расположен при ~ 35 КэВ. Такие особенности энергетических распределений многозарядных ионов связаны с влиянием процессов рекомбинации.

Это влияние легко усмотреть при исследовании изменения энергетических распределений при плотностях потока лазерного излучения, которые соответствуют пороговым значениям для образования ионов малой зарядности.

Если установить такое значение плотности потока, при котором образуются ионы только однозарядные, то в этом случае энергетическое распределение имеет два максимума. Первый максимум при меньшем значении энергии соответствует значению энергии собственно однозарядных ионов, а второй, более высокоэнергетический, является результатом рекомбинации двухзарядных ионов. В этом случае образовавшиеся двухзарядные ионы в процессе "вытягивания" их из плазменного сгустка электронами приобрели более высокую энергию, значение которой могло сохраниться после рекомбинации.

Постепенное, по мере увеличения плотности потока воздействующего на мишень излучения, расширение энергетического спектра, таким образом, можно объяснить рекомбинацией ионов более высокой зарядности.

Можно также предполагать, что энергетическое распределение определяется механизмом гидродинамического разлета лазерной плазмы.

Такие оценки, проведенные в предположении адиабатического разлета, оказываются меньше экспериментальных. По этой причине можно заключить, что ионы ускоряются в процессе разлета не только за счет гидродинамических процессов, но и за счет электростатических полей, образующихся за счет разделения зарядов на краю плазмы.

Эту точку зрения подтверждают результаты экспериментов по исследованию энергетических спектров ионов при воздействии лазерного излучения на сложные мишени, такие, как дейтерид лития и гидрид циркония. В этих экспериментах было получено, что энергетическое распределение атомов, способных ионизоваться только однократно, т.е. водорода и дейтерия, при любых значениях плотности потока имеют только один максимум в энергетическом распределении, т.е. отсутствует вклад от рекомбинации ионов более высоких зарядностей. В то же время энергетическое распределение ионов лития и циркония имеет вид, описанный выше.

Таким образом, эти эксперименты подтверждают правильность модели электростатического разлета плазменного сгустка и рекомбинационный характер энергетического распределения ионов различной зарядности.

Существенно, в заключение, отметить, что полное энергетическое распределение ионов лазерной плазмы занимает широкий интервал. При этом ионы фиксированной зарядности обладают определенным энергетическим интервалом и определенной энергией, величина энергии практически не зависит от плотности потока лазерного излучения. Это обстоятельство является существенным при реализации лазерного источника многозарядных ионов.

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОВ

Важной характеристикой является пространственное распределение разлетающихся ионов лазерной плазмы.

При детальном излучении пространственного разлета ионов различной зарядности выяснилось, что угловой разлет имеет целый ряд особенностей и отличается от изотропного.

Следует, кстати, отметить, что при любых исследованных потоках излучения, независимо от зарядности ионов, их энергии и независимо от угла падения луча лазера на мишень наблюдается симметрия углового распределения относительно нормали к образцу.

Весьма интересным является тот факт, что чем выше зарядность иона и чем выше энергия иона, тем уже по отношению к нормали к поверхности мишени стягиваются угловые распределения и

для ионов максимальной зарядности приобретает вид узкого лепестка. Это означает, что при всяком значении плотности потока излучения, при котором имеется свое значение максимальной зарядности иона, угловое распределение этих ионов максимальной зарядности будет практически одинаковым. Детальное экспериментальное исследование пространственного распределения ионов различных зарядностей в широком интервале значений плотности потока показали, что для ионов с зарядностью, большей шести, пространственное распределение преимущественно сосредоточено в телесном угле 10^{-2} рад.

Таким образом, в этом случае процессы ускорения и рекомбинации в лазерной плазме по сути дела способствуют естественному формированию пучка многозарядных ионов или ядер в пределах достаточно узкого телесного угла, существенно облегчает решение задачи вытягивания ионов, формирования пучка и ввода в ускоритель.

ОЦЕНКА КОЛИЧЕСТВА МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Детально исследованные масс-спектрометрическим методом энергетические и угловые распределения ионов от минимальной до максимальной зарядности позволяют оценить количество ионов различной зарядности, которое можно получить при воздействии сфокусированного лазерного излучения на твердую мишень. Общее количество испаренных из мишени атомов зависит от энергии лазера и при обычных условиях составляет величину $\sim 10^{17}$ атомов за один импульс лазера.

Экспериментальные данные показывают, что при плотности потока излучения $\sim 10^{13}$ вт/см² полное число ионов после разлета плазмы на расстояние порядка одного метра составляет $\sim 10^{15}$.

Отсюда видно, что значительная часть ионов рекомбинирует, если считать, что при воздействии имеет место стопроцентная ионизация.

При тех же значениях плотности потока число ядер углерода оценивается как $\sim 10^{13}$, а число ядер алюминия $\sim 10^{10}$.

Число ионов с двенадцатикратным зарядом можно оценить как 10^{-4} от числа однозарядных ионов, представляющих основную часть регистрируемых частиц.

Естественно, что при увеличении энергии лазера общее число регистрируемых ионов будет возрастать.

ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИОНОВ

1. Лазерный инжектор многозарядных ионов и ядер

Эксперименты по регистрации в лазерной плазме многозарядных ионов и исследования характеристик ионной эмиссии показали, что лазерная плазма является эффективным источником многозарядных ионов и может быть использована для инъекции ионов и ядер в ускорительные установки. —

Принципиальная схема лазерного инжектора была предложена в 1969 г. Достоинства такого инжектора, отражающие физические особенности образования и разлета лазерной плазмы, следующие: возможность получения ионов высокой зарядности вплоть до тяжелых ядер; весьма узкое угловое распределение ионов высших зарядностей и ядер; достаточно большое количество МЗИ и ядер; сравнительная простота устройства в целом.

В любой модификации лазерный инжектор содержит ОКГ, оптическую систему, фокусирующую излучение на мишень, и собственно мишень, размещенную в каком-либо вакуумном объеме.

Впервые лазерный инжектор был создан в 1973 г. и испытан на циклотроне МИФИ. В этих экспериментах лазерная мишень помещалась внутри ускоряющего промежутка между дуантами. Оптическая система располагалась ниже дуантов, чтобы не перекрывать ионный пучок, так что излучение падало на мишень под углом 45° . Регистрация ускоренных ионов производилась дифференциальным коллектором, перемещаемым вдоль радиуса камеры между дуантами.

В результате эксперимента были получены ионы дейтерия и зарегистрирован ускоренный пучок этих ионов вплоть до радиуса 13 см. При этом ток дейтонов составил 15 мка, энергия — 750 КэВ и длительность импульса 1,5 мкс за одну вспышку лазера.

Достоинства ионной эмиссии лазерной плазмы особенно удачно используются для ввода ионов в форанжектор линейного ускорителя и сопряженной с ним кольцевой ускорительной системы.

Для линейного ускорителя, вводящего ионы в синхрофазотрон, необходимы ионные пакеты определенной длительности. Так как ионы лазерной плазмы обладают существенным разбросом по скоростям, то требуемый ионный пакет формируется в процессе естественного расплывания плазменного сгустка по прохождению им некоторого время-пролетного расстояния.

Узкое угловое распределение ионов с Z_{max} позволяет избежать существенных потерь при разлете плазмы. Энергетический разброс ионов, используемый для формирования длительности ионис-

го пакета, не является препятствием для захвата ионов в режим ускорения на линейном ускорителе, так как при ускоряющих напряжениях на форинжекторе $\sim n \cdot 10^2$ кВ относительный энергетический разброс составляет доли процента.

Лазерный инжектор многозарядных ионов в различных конструктивных вариантах был создан совместно с коллективом Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и успешно испытан на форинжекторе, линейном ускорителе и синхрофазотроне ОИЯИ.

В эксперименте на форинжекторе была произведена инжекция и ускорение ионов водорода, углерода и циркония. В эксперименте на линейном ускорителе ЛУ-20 была осуществлена лазерная инжекция ионов и ядер углерода и алюминия.

Особый интерес представляет эксперимент по использованию лазерного инжектора в совокупности со всей ускорительной системой, включая синхрофазотрон.

Реализация проекта инжектора МЗИ и ядер открывает совершенно новые возможности в ускорительной технике и релятивистской ядерной физике, которая чрезвычайно нуждается в надежном инструменте для исследования поведения материи в экстремальных условиях (сверхплотное состояние ядерной материи, ударные волны, кумулятивные эффекты).

В эксперименте использовался твердотельный лазер, обеспечивающий требуемый поток излучения на мишенях из углерода и дегтерированного полиэтилена. Частота срабатывания инжектора была 1 мин^{-1} .

Вывод ускорительной системы в режимы ускорения производится с использованием дейтонов лазерной плазмы. Затем, после замены мишени, в ускорительный графт вводились ядра углерода, образованные в лазерном инжекторе.

Впервые в мире в январе 1976 г. пучок ядер углерода, полученных в лазерном инжекторе, был ускорен до энергии $\sim 50 \text{ ГэВ}$ и выведен из синхрофазотрона на ядерные фотоэмульсии, где зафиксированы следы распада ядер фотоэмульсии (серебра) с вылетом нескольких десятков заряженных частиц. Помимо физического результата, важной является и методика эксперимента, поскольку до сих пор отсутствовал какой-либо опыт работы по получению релятивистских пучков сложных ядер.

2. Лазерная масс-спектрометрия

Практические потребности диктуют необходимость разработки универсальных методов анализа, позволяющих анализировать вещества различной физической природы и обладающих при этом совокупностью высокой концентрационной и абсолютной чувствительности.

Одним из наиболее чувствительных аналитических методов является современная масс-спектрометрия, которая в сочетании с лазерным источником ионов и составляет суть метода лазерного элементного анализа.

Принципиальная возможность разработки лазерного элементного анализа опирается на тот факт, что различие в количестве регистрируемых ионов разного сорта, хорошо заметное при больших плотностях потока, постепенно сглаживается при уменьшении до $10^9 + 10^{10}$ вт/см², когда регистрируются в основном однозарядные ионы; параметры плазмы при этом не зависят от свойств мишени, а ионный состав плазмы соответствует составу исходных материалов, содержащихся в мишени.

Именно на этих важнейших фактах и основывается возможность количественного анализа стехиометрического состава и концентрационных соотношений различных веществ: металлов, диэлектриков, полупроводников, биологических объектов и пр.

Масс-спектрометрический анализ с лазерным отбором и ионизацией пробы развивается в двух направлениях, первое из которых связано с времяпролетной масс-спектрометрией, а второе — с применением масс-спектрометров с двойной фокусировкой. Оба направления требуют применения высокопроизводительных лазерных источников ионов. Накопленный опыт указывает на перспективность развития обоих направлений.

а) Времяпролетная лазерная масс-спектрометрия

В экспериментальном отношении метод реализуется сочетанием лазерного источника ионов (лазер, фокусирующая свет система, мишень) с времяпролетным масс-спектрометром; в качестве энергетического фильтра используется многоэлектродная система, обеспечивающая дисперсию ионов по энергиям.

Метод обеспечивает анализ состава образца (мишени) с концентрационной чувствительностью до $10^{-4}\%$ ат. При этом имеется возможность безэталонного анализа при определении макроконцентрации. Лазерная времяпролетная масс-спектрометрия дает возможность экспрессного определения стехиометрии кристаллов с хорошей точностью.

На времяпролетных лазерных масс-спектрометрах создан метод послойного анализа материалов (разрешение по глубине менее 1 мкм), решается проблема анализа многокомпонентных геологических пород, проблема контроля чистоты поверхности. В последнее время большое внимание уделялось методу газового анализа, анализа газовых примесей в твердых телах; определяются градиенты концентрации, содержание газов в слоистых структурах и тонких пленках.

Основное преимущество метода состоит в экспрессности получения аналитической информации, однако небольшие массовое разрешение ($100 + 200$) и светосила спектрометра в сочетании с лазерным источником ионов в некоторых случаях ограничивают возможности метода.

б) Лазерная масс-спектрометрия с двойной фокусировкой

Наиболее полно положительные свойства лазерного способа отбора и ионизации пробы при анализе вещества проявляются при соединении лазерного источника ионов с масс-спектрометром с двойной фокусировкой. Для того, чтобы рассматриваемый метод мог успешно конкурировать с иными методами по производительности, понадобилось разработать принципиально новый лазерный источник ионов. На основе результатов физических исследований была рассчитана и сконструирована система вытягивания ионов и формирования ионного пучка.

Возможности метода были продемонстрированы на примере исследования сложных неомогенных геологических образований и анализа международного геологического стандарта ZGI - VM. Паспортное содержание примесей ("литературные данные") является усреднением большого числа определений, сделанных различными методами. Значительные расхождения в анализе содержания некоторых элементов объясняются высокой локальностью анализа при неомогенной структуре образца.

В итоге можно указать общие характеристики метода лазерной масс-спектрометрии:

1. Высокая универсальность метода: возможен анализ образцов, содержащих любые материалы, любые элементы периодической системы.

2. Высокая стерильность светого отбора пробы с образца.

3. Высокая локальность (~ 10 мкм) и послойность (меньше мкм) отбора пробы.

4. Малый расход масс (~ 1 мкг) и, следовательно, сохранность образца после анализа.

5. Высокая концентрационная и абсолютная чувствительности (до $10^{-7}\%$ ат и до 10^{-12} г при двойной фокусировке).

6. Максимальная из всех масс-спектрометрических методов адекватность состава ионного пучка элементному составу объекта и, следовательно, высокая правильность аналитических результатов.

Данный метод имеет широкие возможности в таких комплексных областях, как геология и космохимия, медицина и биология, металлургия, материаловедение, рудная промышленность, археология, криминалистика и, видимо, в целом ряде других научных и технических областей.

Выполненные исследования дали возможность разработать промышленный вариант энерго-масс-анализатора лазерного, называемого "ЭМАЛ", серийный выпуск которого производится с 1975 г. на Сумском заводе электронных микроскопов им. 50-летия ВЛКСМ.

В настоящее время ведутся работы по внедрению лазерного источника ионов для масс-спектрометра с двойной фокусировкой, что позволит сделать новый шаг в развитии лазерных методов анализа вещества.

3. Лазерная микрорентгенография

Многочисленные исследования, проведенные рядом экспериментаторов, показали, что горячая лазерная плазма испускает рентгеновское излучение. Большая часть этого излучения лежит в области мягкого рентгеновского излучения с длиной волны $(2 + 50) \text{ \AA}$.

В зависимости от потока лазерного излучения на мишени и типа мишени меняется как суммарная интенсивность рентгеновского излучения, так и его спектральное распределение, однако преобладание мягкого излучения сохраняется в широком диапазоне изменений потока излучения лазера.

Коэффициент преобразования энергии лазерного импульса в энергию мягкого рентгеновского излучения лазерной плазмы составляет от сотых долей до $10 + 20$ процентов в зависимости от потока излучения.

Результаты исследований различных параметров лазерной плазмы позволяют сделать заключение о возможности применения такой плазмы в качестве источника мягкого рентгеновского излучения — МРИ, а исследования энергетического выхода МРИ при умеренных потоках излучения ($10^{11} + 10^{12} \text{ вт/см}^2$) указали на возможность использования сравнительно небольших промышленных лазеров.

Оказалось, что на мишенях из *Cu* и *Pb* при потоке излучения $5 \cdot 10^{11} \text{ вт/см}^2$ коэффициент преобразования составляет около $10^{-2}\%$ (причем основная доля рентгеновских квантов имеет энергию менее $1 + 1,5 \text{ КэВ}$), что вполне достаточно для осуществления рентгенографии различных тонких препаратов.

Как известно, существуют два способа получения снимков тонких объектов в рентгеновских лучах: микрорентгенография и теневая проекционная рентгеновская микроскопия. В микрорентгенографии образец располагается вплотную к регистрирующей пленке, от разрешающей способности которой как раз и зависит пространственное разрешение метода, достигающее единиц микрон.

В способе теневой проекционной рентгеновской микроскопии образец располагается в отдалении от пленки, так, что изображе-

ние получается увеличенным. Здесь пространственное разрешение определяется размером источника рентгеновского излучения. В случае лазерной плазмы этот размер примерно совпадает с размером пятна фокусировки излучения лазера на мишени. На серийной аппаратуре трудно получить пятно фокусировки менее нескольких десятков микрон. Поэтому предпочтительным оказывается метод микро-рентгенографии.

Этим методом были получены снимки тонких срезов (толщина нескольких микрон) различных биологических тканей. Пространственное разрешение составляет несколько микрон. Такие фотографии получаются на специальной рентгеновской пленке за 1-2 импульса лазера.

Выполнение серии анализов и результаты этих анализов позволяют утверждать, что лазерная микро-рентгенография обладает рядом преимуществ перед обычной рентгенографией и электронографией:

1. МРИ лазерной плазмы хорошо поглощается весьма тонкими слоями объектов, в отличие от излучения обычных рентгеновских трубок.

2. По сравнению со специальными рентгеновскими трубками мягкого излучения: лазерная плазма может давать намного большую мощность МРИ (до сотен Мвт и более).

Там, где для получения снимка достаточно нескольких импульсов лазера, экспозиция с помощью рентгеновской трубки длилась бы несколько минут, что весьма существенно для короткоживущих препаратов.

3. Анализируемые препараты не требуют никакой предварительной подготовки, которая при обычных методах, выявляя одни свойства образца, оказывается губительной для других. Таким образом, оказывается возможным (учитывая экспрессность метода) производить анализы препаратов, сохраняющих качества живой ткани.

4. В лазерном источнике МРИ возможно управление спектром за счет смены мишеней, изменения потока излучения лазера и применения фильтров.

5. Лазерный источник МРИ на промышленных лазерах дает возможность работать с субнаносекундным разрешением, что недоступно для других типов источников.

Указанные преимущества лазерного источника МРИ намечают использование такого источника как в физических исследованиях (источник рентгеновских спектров, калибровка спектральных приборов) так и в рентгенографии биологических, медицинских, технических объектов.

Все это дает основание рассматривать лазерную микро-рентгенографию как новый метод исследований.

4. Лазерный генератор нейтронов - ЛГН

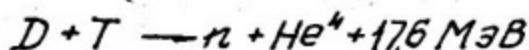
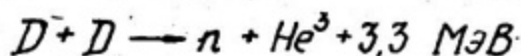
(Генератор нейтронов с лазерным источником ионов)

В силу физических качеств лазерной плазмы, ее применение оказалось полезным даже в такой далекой от квантовой радиофизики области, как нейтронография.

Нейтронные пучки являются удобным инструментом исследований в самых различных областях науки и техники. С их помощью производится эффективное воздействие на разнообразные объекты с целью изучения и изменения свойств и структуры, диагностики структуры и состояния вещества.

Наибольшее распространение среди известных источников нейтронов получили так называемые низковольтные генераторы нейтронов, представляющие собой, как правило, ускоритель прямого действия, в котором ускоренные ионы (≤ 500 КэВ) легких элементов бомбардируют дейтериевую или тритиевую мишень, вызывая ядерные реакции с испусканием нейтронов. Основными элементами такого генератора нейтронов являются источник ионов, система отбора ионов и их ускорения и, наконец, мишень, подвергающаяся бомбардировке ускоренными ионами.

Большой опыт, накопленный нейтронной физикой, показывает, что наиболее эффективными реакциями для получения монохроматических быстрых нейтронов являются реакции дейтерия с дейтерием или тритием:



Первая из этих реакций дает нейтроны с энергией $\sim 2,2$ МэВ, а вторая - с энергией ~ 14 МэВ.

Таким образом, источник ионов в указанной выше конструкции нейтронного генератора, должен производить однозарядные ионы - ионы дейтерия.

Лазерная плазма является интенсивным источником таких ионов. Большое количество требуемых ионов (до $10^{15} + 10^{16}$ при 10^9 Вт/см²) направленность их разлета, простота конструкции эмиттирующей ионы части - все это позволяет использовать лазерный ионный источник в генераторе нейтронов.

Принципиальная схема такого генератора проста. Излучение мощного лазера фокусируется на твердую мишень, содержащую дейтерий. При плотности потока излучения $\sim 10^9$ Вт/см² образуется высокотемпературный плазменный сгусток, содержащий не менее чем 10^{15} ионов D^+ , которые вытягиваются из плазмы и уско-

ряются по направлению к "ионной" мишени, содержащей дейтерий или тритий.

Проведенные исследования и разработка опытных макетов подтвердили возможность создания лазерного генератора нейтронов. Уже при ускорении ионов D^+ до энергии всего лишь 80 КэВ и бомбардировке "ионной" мишени из дейтерированного полиэтилена (C_2D_4) был зарегистрирован выход $\sim 10^5$ н/импульс. Параметры лазера при этом были весьма скромными: энергия в импульсе 1 Дж, длительность импульса ~ 30 нс, поток излучения на лазерной мишени $\sim 10^{10}$ Вт/см².

Очевидны пути оптимизации режимов работы ЛГН. Это использование ускоряющих напряжений до сотен КэВ, применение реакции (D, T), повышающей выход нейтронов в 100 раз; применение лазера с частотой повторения импульсов 100 + 500 Гц. Все эти меры должны привести к получению нейтронных потоков $10^{10} + 10^{11}$ н/с, что превосходит параметры существующих и применяемых на практике малогабаритных генераторов нейтронов.

Имея в виду возможность создания крупных стационарных установок, ясно, что указанные нейтронные потоки не являются предельными.

К несомненным достоинствам лазерного генератора нейтронов следует отнести его радиационную безопасность.

В качестве одного из перспективных применений такого генератора достаточно указать широкую область геологических исследований. Широкое поле для применений представляет, в частности, активационный анализ различных материалов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расширение исследований взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом, разработка новых применений лазерной плазмы и усовершенствование действующих приборов и установок — таким представляется содержание комплекса дальнейших работ в рассмотренной области.

Применение рентгеновской регистрации ионов в соединении с лазерным источником ионов и с масс-спектрометром двойной фокусировки приведет, по-видимому, к созданию одного из самых современных аналитических приборов, выполняющих безэталонный анализ вещества.

Портативные, экономичные лазерные рентгеновские установки безусловно найдут широкое применение при диагностике тонкоплочных структур, тонких биологических объектов — везде, где требуется мягкое рентгеновское излучение большой интенсивности.

Ю. Ц. Оганесян, **А. И. Базь**, В. И. Манько, Ю. А. Быковский

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ФИЗИКИ
ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

(Конспект лекций)

Л-72418

Подписано в печать 22/XI-1978 г.

Формат 60x84 1/16

Объем 5,5 п.л. Уч.-изд.л. 5

Цена 24 коп. -

Тираж 250 экз.

Заказ 2467

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 1