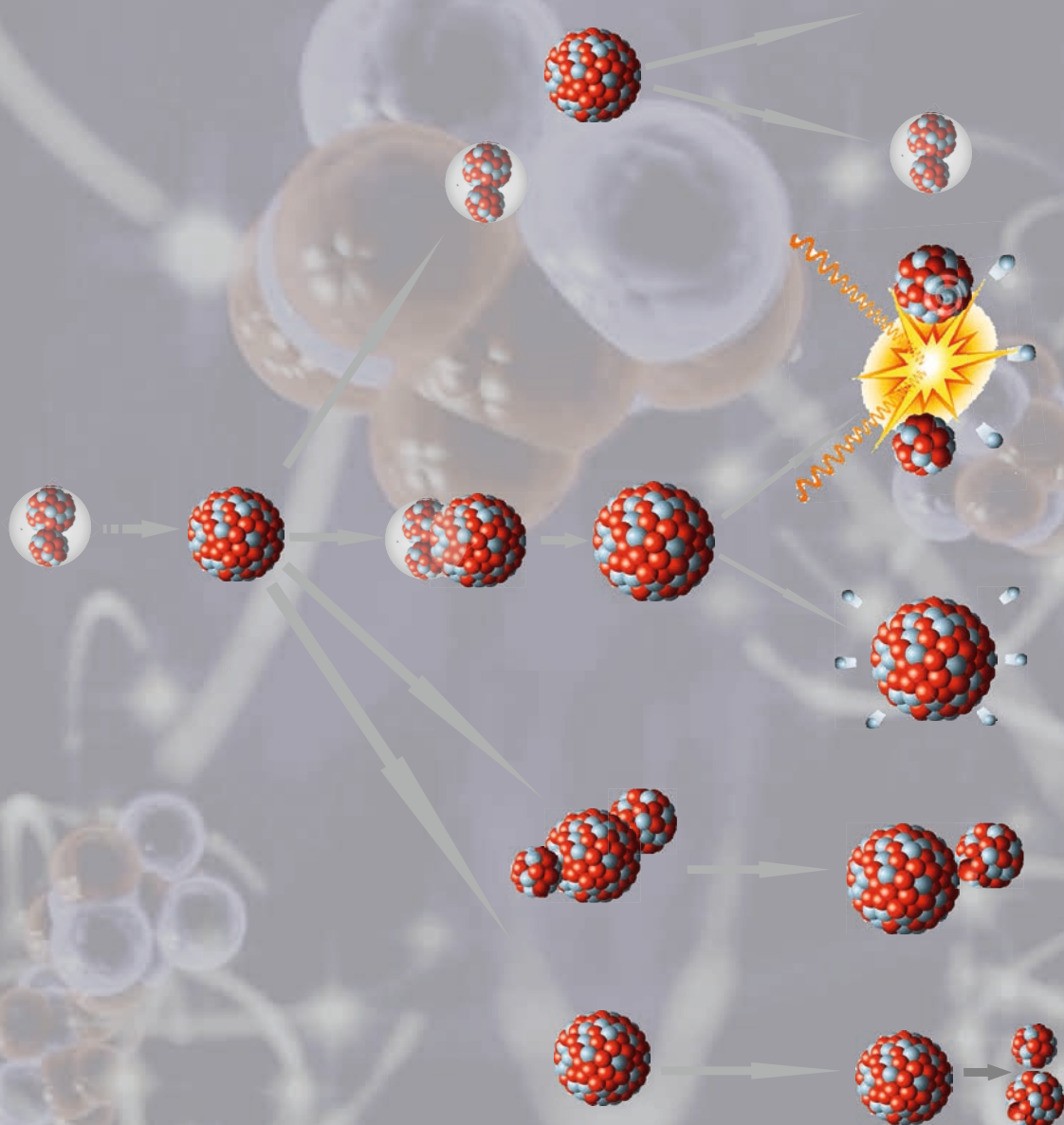


Ю. Ц. ОГАНЕСЯН, Ю. Э. ПЕНИОНЖКЕВИЧ,
В. А. ГРИГОРЬЕВ

ФИЗИКА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ



Учебно-научный центр ОИЯИ



Ю. Ц. Оганесян, Ю. Э. Пенионжкевич,
В. А. Григорьев

Физика тяжелых ионов и ее приложения

Учебное пособие

Дубна
2021

УДК 539.12
ББК 22.383
ОЗ6

Авторы благодарны профессорам С. Н. Дмитриеву, Ю. П. Гангрскому и В. И. Загребаеву за предоставление некоторых материалов и полезные обсуждения.

Оганесян Ю. Ц., Пенионжкевич Ю. Э., Григорьев В. А.

ОЗ6 Физика тяжелых ионов и ее приложения: Учебное пособие. — Дубна: ОИЯИ, 2021. — 363 с.: ил.

ISBN 978-5-9530-0547-0

В основу пособия легли лекции, прочитанные авторами в Национальном исследовательском ядерном университете МИФИ, профессорами которого они являются. В пособии излагаются особенности ядерных реакций с тяжелыми ионами. Обсуждаются классические направления исследований с тяжелыми ионами при энергии до 100 МэВ/нуклон. Дается классификация ускорителей тяжелых ионов и современных методов регистрации продуктов ядерных реакций и излучений. Представлены также избранные вопросы использования тяжелых ионов в смежных областях науки.

Учебное пособие предназначено для студентов старших курсов и аспирантов, специализирующихся в области ядерной физики. Также оно будет полезно специалистам, занимающимся экспериментальной ядерной физикой.

УДК 539.12
ББК 22.383

ISBN 978-5-9530-0547-0

© Объединенный институт
ядерных исследований, 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 1. История развития физики тяжелых ионов	7
Глава 2. Характеристики ядер и радиоактивных излучений	10
2.1. Массовое число	11
2.2. Заряд атомного ядра	12
2.3. Масса и энергия. Единицы измерения	12
Глава 3. Размеры ядра	15
3.1. Основные свойства атомных ядер	17
3.2. Энергия связи и устойчивость ядер	19
3.3. Полуэмпирическая формула для энергии связи и массы. Жидкокапельная модель ядра	24
Глава 4. Модель ядерных оболочек	32
4.1. Закономерности в изменении энергии связи	32
4.2. Ядерные оболочки	33
4.3. Замкнутые оболочки для ядер, удаленных от линии стабильности	37
Глава 5. Радиоактивность	47
5.1. Закон радиоактивного распада	47
5.2. Энергетические свойства ядер	48
5.3. Распад нестабильных ядер	52
5.4. Протонная и двухпротонная радиоактивность	53
5.5. Кластерная радиоактивность	54
5.6. Спонтанное деление ядер и спонтанно делящиеся изомеры	55
Глава 6. Тяжелые ионы и физика экзотических ядер	58
Глава 7. Реакции с тяжелыми ионами	64
7.1. Особенности реакций с тяжелыми ионами	64
7.2. Классификация реакций с тяжелыми ионами	66
7.3. Описание процесса взаимодействия иона с ядром	68
7.4. Методы измерения полного сечения реакции	74
Глава 8. Кулоновское возбуждение ядерных уровней тяжелыми ионами (Классическое рассмотрение)	80
Глава 9. Упругое рассеяние тяжелых ионов на ядрах	85
9.1. Описание процесса рассеяния	85
9.2. Радужное рассеяние	89
9.3. Дифракция Френеля и Фраунгофера	91
Глава 10. Реакции прямого взаимодействия	93
10.1. Реакции передачи малого числа нуклонов	94
10.2. Ядерные реакции глубоконеупругих передач	97
Глава 11. Реакции слияния ядер	105
11.1. Общая характеристика реакций слияния	105
11.2. Особенности сечений реакций слияния	108
11.3. Феноменологическое описание процесса слияния ядер	109
11.4. Расчеты траектории слияния	110

11.5. Ядро-ядерный потенциал	112
11.6. Распад составного ядра	113
11.7. Слияние ядер как метод синтеза сверхтяжелых элементов	115
Глава 12. Деление ядер тяжелыми ионами	124
12.1. Основные представления о процессе деления	124
12.2. Превращения энергии при делении	127
12.3. Свойства осколков деления	128
12.4. Особенности деления ядер тяжелыми ионами	133
12.5. Деление высоковозбужденных ядер	134
12.6. Деление ядер с большим угловым моментом	136
12.7. Спонтанное деление трансурановых элементов	139
Глава 13. Синтез нейтронно-избыточных изотопов легких элементов	144
13.1. Реакции деления	144
13.2. Реакции фрагментации ядра мишени	145
13.3. Реакции фрагментации бомбардирующего иона	145
13.4. Реакции с тяжелыми ионами, сопровождающиеся эмиссией быстрых частиц	149
13.5. Реакции перезарядки	151
13.6. Глубокоупругие реакции передачи, квазиделение	153
13.7. Реакции синтеза тяжелых элементов	155
13.8. Перспективы синтеза сверхтяжелых элементов	160
Глава 14. Современные ускорители заряженных частиц	167
14.1. Классификация и развитие методов ускорения	168
14.2. Циклотроны	172
14.3. Синхротроны	174
14.4. Линейные ускорители	176
14.5. Ускорители со встречными пучками	178
14.6. Ускорение тяжелых ионов	182
14.7. Ускорение радиоактивных ядер	183
Глава 15. Взаимодействие заряженных и нейтральных частиц с веществом	189
15.1. Взаимодействие заряженных частиц с веществом	189
15.1.1. Ионизационные потери	189
15.1.2. Радиационные потери	195
15.2. Взаимодействие гамма-квантов и рентгеновского излучения с веществом	196
15.3. Взаимодействие электронов с веществом и их регистрация	201
15.4. Взаимодействие альфа-частиц и быстрых ионов с веществом и их регистрация	202
15.5. Пробег	203
15.5.1. Связь пробега с энергией и удельная ионизация	204
15.5.2. Вывод формулы, определяющей удельные потери энергии	205
15.5.3. Соотношения пробег–энергия	208
15.5.4. Пробеги тяжелых заряженных частиц	210
15.5.5. Разброс пробегов	213
15.6. Взаимодействие нейтронов с веществом	214

Глава 16. Детекторы для регистрации ядерных излучений	216
16.1. Газовые детекторы.	218
16.1.1. Ионизационная камера	219
16.1.2. Пропорциональный счетчик	223
16.1.3. Пропорциональные камеры	228
16.1.4. Дрейфовая камера	236
16.1.5. Времяпроекционная камера	238
16.1.6. Микроструктурные детекторы	241
16.1.7. Газовые электронные умножители	244
16.1.8. Двухтрековое разрешение газовых детекторов	245
16.1.9. Эффекты радиационного старения в газовых детекторах	247
16.2. Сцинтилляционные детекторы	249
16.3. Кристаллические и полупроводниковые детекторы	259
16.3.1. Поверхностно-барьерные детекторы	262
16.3.2. Диффузионные и имплантированные детекторы	263
16.3.3. Диффузионно-дрейфовые детекторы	264
16.3.4. ППД на основе планарной технологии	264
16.3.5. Детекторы на основе эпитаксиальных слоев	264
16.3.6. Кремниевые микростриповые ППД	264
16.4. Черенковские детекторы	267
16.5. Спектрометры ядерных излучений	268
Глава 17. Методология проведения ядерно-физических экспериментов	273
17.1. Основные характеристики реакций, измеряемые в ядерно-физических экспериментах	273
17.1.1. Функции возбуждения	273
17.1.2. Спектры частиц	273
17.1.3. Спектры ядер отдачи	274
17.2. Основные модели, используемые для анализа данных	275
17.2.1. Оптическая модель	275
17.2.2. Модель составного ядра	275
17.2.3. Механизм прямого взаимодействия	275
17.3. Частные случаи реакций рассеяния	277
17.3.1. Упругое рассеяние	277
17.3.2. Неупругое рассеяние	278
17.4. Методы получения физической информации	278
17.4.1. Online и offline измерения	278
17.4.2. Корреляционный метод измерения характеристик продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами	280
17.4.3. Метод недостающих масс	281
17.4.4. Метод инвариантной массы	284
17.5. Пример постановки физического эксперимента на ускорителе	285
17.6. Связь между лабораторной системой координат и системой центра масс	286

Глава 18. Экзотические ядра и астрофизика	288
18.1. Основные представления об эволюции Вселенной	288
18.2. Нуклеосинтез	292
18.3. Звездный нуклеосинтез	294
18.4. Сверхтяжелые ядра в космосе	295
18.5. Ядерно-физические эксперименты в астрофизике	299
18.6. Ядерные реакции и нуклеосинтез	300
18.7. Нейтрино в макромире	304
18.8. Ядерная экзотика и астрофизика	305
Глава 19. Тяжелые ионы в прикладных исследованиях	307
19.1. Активационный анализ	307
19.2. Получение и использование радиоактивных изотопов в медицине	310
19.3. Ядерные мембраны	313
19.4. Радиационное материаловедение	315
Приложение 1. Физические константы	316
Приложение 2. Периодическая таблица элементов Д. И. Менделеева	317
Приложение 3. Лауреаты Нобелевской премии по физике	319
Список рекомендуемой литературы	362

Глава 1

ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ ФИЗИКИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Физика тяжелых ионов стала в последние годы одним из основных направлений науки об атомном ядре. Тяжелые ионы — это ионы элементов с $Z > 2$ и $A > 4$ (тяжелее гелия). Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами характеризуется коренной перестройкой участвующих в реакции ядерных систем, содержащих сотни нуклонов. Все это приводит к разнообразию каналов реакции — путей, по которым проходят изменения взаимодействующих ядер. При этом может происходить как полное слияние иона с ядром, так и передача от иона к ядру (или наоборот) различного числа нуклонов (от одного до нескольких десятков или целого сгустка ядерной материи). Образующаяся ядерная система может быть неустойчивой и распадаться за очень короткое время ($\sim 10^{-20}$ с), а может достигнуть теплового равновесия и существовать очень большое по ядерным масштабам время. Распад этой системы может быть связан как с эмиссией отдельных нуклонов, так и с развалом ее на две примерно равные части. Таким образом, изучение ядерных реакций с тяжелыми ионами позволяет получать важные данные о коллективном ядерном движении большой амплитуды, которая характеризуется предельно большим изменением ядерной формы, сильным и неоднократным перераспределением энергии между различными степенями свободы системы.

Первые опыты с тяжелыми ионами показали, что в реакциях столкновения двух ядер можно получить составные ядра с очень высокой температурой, которая может достигать значений несколько МэВ, что больше чем 10^{10} К. А при касательном соударении спин ядра может достигать 50, 60 и даже $80 \hbar$, и это ядро может быть сильно деформировано с соотношением осей 3 : 1, и после всего этого такое ядро может еще выживать. Стало ясно, что тяжелые ионы являются прекрасным инструментом для того, чтобы исследовать ядра с такими экстремальными характеристиками, как большая температура, большой угловой момент и сильная деформированность. И тогда по всему миру стали строиться специальные ускорители тяжелых ионов, затем начали создаваться национальные лаборатории для исследований с тяжелыми ионами: в США, Франции, Германии, Италии, Японии. А потом уже стали строиться коллайдеры для ускорения тяжелых ионов: в Брукхейвенской национальной лаборатории (США), в ЦЕРН, в Германии. В ОИЯИ в Дубне тоже создается коллайдер тяжелых ионов NICA. Таким образом это направление — физика тяжелых ионов — стало быстро и эффективно развиваться в мире.

В настоящее время о коллективном движении такого масштаба в ядрах известно очень мало. В особенности мало сведений о динамике крупномас-

штабных изменений формы ядра и, в частности, о связи между коллективным движением многих нуклонов ядра и движением отдельных его частиц. Ядерные реакции, вызываемые легкими частицами, не позволяли исследовать эти процессы, и только с появлением пучков ускоренных тяжелых ионов появились условия для их детального изучения.

При столкновении тяжелых ионов с ядрами в полной мере проявляется столь интересное и важное свойство ядерного вещества, как его вязкость. Это свойство характеризует интенсивность обмена энергией между коллективными степенями свободы, описывающими геометрическую форму ядра в целом, и внутренними степенями свободы, определяющими движение отдельных нуклонов относительно фиксированной формы. Получение данных о величине ядерной вязкости, о ее зависимости от энергии возбуждения, нуклонного состава ядра имеет принципиально важное значение для понимания динамики взаимодействия тяжелых ионов с ядрами, в частности, для решения вопроса о возможности слияния наиболее тяжелых ядер и о величине энергии возбуждения образовавшейся составной системы.

Уникальные свойства тяжелых ионов позволяют получать и исследовать ядра, существенно отличающиеся от известных по нуклонному составу либо находящиеся в необычных состояниях. Исключительное многообразие ядерных реакций с тяжелыми ионами, огромное число возможных комбинаций ион-ядро мишени открывают благоприятные перспективы для получения изотопов известных элементов с большим избытком или недостатком нейтронов, лежащих на границе или даже за границей нуклонной стабильности. Только в реакциях с тяжелыми ионами можно получать ядра с атомным номером на 20–30 единиц больше, чем у самых тяжелых ядер мишени. Поэтому такие реакции являются единственным способом получения новых трансурановых элементов. Известно, что стабильность этих элементов быстро падает с ростом их атомного номера. С точки зрения классических представлений, заложенных Н. Бором и Дж. Уилером, тяжелое ядро с $Z > 110$ становится абсолютно неустойчивым по отношению к спонтанному делению (его время жизни должно составлять всего $\sim 10^{-20}$ с). Однако оболочечная структура ядер может существенно повысить их стабильность. Исследования свойств трансурановых элементов с $Z > 104$ показали, что их времена жизни по отношению к спонтанному делению уменьшаются значительно медленнее, чем это следует из классических представлений. Теоретические расчеты, учитывающие оболочечную структуру ядер, объясняют это и предсказывают существование области стабильных тяжелых ядер вблизи замкнутых оболочек из 114 протонов и 184 нейтронов. Последние эксперименты, проведенные в Дубне, показали, что достигнут остров стабильности сверхтяжелых ядер.

Таким образом, физика тяжелых ионов занимается исследованием ядерной материи в экстремальных состояниях (экзотических ядер) и ядерных превращений, происходящих в экстремальных условиях. Тяжелые ионы позволяют получать ядра с очень высокой энергией возбуждения (горячие ядра), с предельно большим угловым моментом («бешено» вращающиеся ядра), сильнодеформированные ядра (супер- и гипердеформированные, ядра с необычной конфигурацией формы), ядра с аномально высоким числом нейтронов или протонов (нейтронно-избыточные и протонно-избыточные ядра),

сверхтяжелые ядра с числом протонов $Z > 110$. Изучение свойств ядерной материи в экстремальных состояниях дает важную информацию о свойствах микромира и, таким образом, позволяет моделировать различные процессы, происходящие во Вселенной. Реакции с тяжелыми ионами предоставляют уникальную возможность получить ядра вблизи границ стабильности и проникнуть в область химических элементов второй сотни. Ядерные реакции с тяжелыми ионами позволяют изучать коллективные ядерные процессы, характеризующиеся предельно большими изменениями ядерной формы, сильным перераспределением энергии между различными степенями свободы систем.

Вместе с тем использование тяжелых ионов не только создает прочную основу для успешного развития фундаментальных исследований по физике атомного ядра, но и открывает уникальные возможности для решения многих актуальных прикладных задач в различных областях техники, технологии, биологии, медицины. В качестве одного из примеров можно привести радиационное воздействие ускоренных тяжелых ионов на вещество. Высокие удельные потери энергии ионов при их прохождении через вещество вызывают сильную деструкцию материалов при очень слабом уровне наведенной радиоактивности. Это открывает широкие возможности использования тяжелых ионов для моделирования радиационных повреждений, вызываемых быстрыми нейтронами в конструкционных материалах атомных реакторов, а также в будущих термоядерных установках. Число таких примеров можно значительно умножить: это и легирование полупроводниковых материалов, и производство ядерных фильтров, которые можно отнести к нанотехнологиям, и получение радиоактивных изотопов для медицины.

В настоящее время в научных центрах разных стран работают уже несколько десятков ускорителей, на которых получены интенсивные пучки ионов с энергиями до нескольких тысяч МэВ/нуклон. На пучках этих ионов проводится широкий круг исследований, как фундаментальных, так и прикладных. Подводя некоторый итог сказанному, можно отметить, что физика тяжелых ионов — это прежде всего физика экстремальных ядерных состояний и физика ядерных превращений, происходящих в экстремальных условиях. В этом ее своеобразие и основное достоинство.

До описания процессов, происходящих при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами, и характеристик ядер, образующихся в этих процессах, уместно напомнить об основных понятиях, используемых в ядерной физике для описания свойств ядер.

Глава 2

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕР И РАДИОАКТИВНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Все атомные ядра можно разделить на стабильные и нестабильные. Стабильные ядра живут достаточно долго, нестабильные испытывают самопроизвольные превращения.

Основными характеристиками стабильного ядра являются массовое число A , электрический заряд Z , масса M , энергия связи ΔW , радиус R , спин I , магнитный момент μ , квадрупольный электрический момент Q , изотопический спин T , четность волновой функции P .

Радиоактивные ядра дополнительно характеризуются типом радиоактивного превращения (α - или β -распад, спонтанное деление и др.), периодом полураспада $T_{1/2}$, энергией испускаемых частиц и т. п. Экспериментальное определение границы нейтронной стабильности сводится либо к наблюдению ядер, распадающихся путем испускания нейтронов, либо к ненаблюдению ядер даже в резонансном состоянии.

Связанные ядра, живущие достаточно долго относительно времени протекания реакции, в которой они образовались, — это радиоактивные ядра. Время жизни, при котором можно говорить, что ядро является радиоактивным, составляет $t > 10^{-12}$ с. Распад ядер с испусканием нуклонов оказывается относительно медленным в ядерных масштабах времени, но достаточно быстрым по сравнению с радиоактивным распадом. Время жизни этих ядер находится в широких пределах: $10^{-12} > t > 10^{-22}$ с. Ядерные состояния с временем жизни в этом интервале иногда называют квазистационарными. К таким ядрам относятся ${}^7\text{He}$, ${}^9\text{He}$, ${}^{10}\text{He}$, ${}^{10}\text{Li}$, ${}^{13}\text{Be}$ и др. Они проявляются в виде резонансов в сечениях различных процессов. Ширина резонанса Γ (в МэВ) и время жизни t (в секундах) нестабильного ядра связаны соотношением

$$t = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{6,6 \cdot 10^{-22}}{\Gamma}. \quad (2.1)$$

Исходя из предельно возможного времени существования такого ядра, определяемого характерным ядерным временем (которое составляет $t = 10^{-22}$ с), можно получить величину ширины резонанса $\Gamma < 6,6$ МэВ, соответствующую нижней границе времени жизни ядра в квазистационарном состоянии. Однако о резонансе как о реально существующем состоянии ядерной системы можно говорить лишь в том случае, когда $\Gamma < 1$ МэВ. Энергия резонанса отстоит от порога развала этой системы, сопровождающегося эмиссией одного или более нуклонов, на величину, равную энергии распада. Таким образом, наблюдение резонанса позволяет сразу определить две важные характеристики ядра —

энергию распада и время жизни. Когда время жизни образующейся ядерной системы $t < 10^{-22}$ с, считается, что ядро является нестабильным, т. е. его как такового не существует.

Одна из задач ядерной физики — изучение особенностей распада и свойств ядер, как стабильных, так и нестабильных по отношению к эмиссии нуклонов. Любое прогнозирование характеристик сильно нейтронно-избыточных ядер делается путем экстраполяции свойств известных ядер, расположенных в области β -стабильности, в предположении, что эти свойства практически не меняются с увеличением числа нейтронов в ядре. Для области средних и тяжелых ядер эти изменения действительно происходят достаточно плавно.

Однако свойства любой ядерной системы определяются количеством нуклонов, а также взаимодействием только нескольких из них. В результате этого в области легких ядер даже небольшое изменение числа нуклонов может привести к существенному отличию свойств соседних ядер. Таким образом, экстраполяция свойств ядер вблизи линии β -стабильности, как правило, не дает информации о том, что можно ожидать для ядер, удаленных от области стабильности. Поэтому прямые эксперименты по изучению структуры легких ядер на границе нуклонной стабильности имеют большое значение для понимания свойств таких ядер и предсказания свойств более тяжелых ядер.

Атомное ядро может находиться в различных энергетических состояниях. Состояние с наименьшей энергией называется основным, остальные — возбужденными. Основное состояние стабильного ядра стационарно. Возбужденные состояния любого ядра (в том числе стабильного) нестационарны (испытывают γ -переходы и др.).

Перечисленные выше характеристики можно приписать как основному, так и любому возбужденному энергетическому состоянию ядра. Их значения для каждого состояния, вообще говоря, различны (кроме A и Z , которые одинаковы для всех энергетических состояний данного ядра). Если речь идет о характеристиках ядра без указания состояния, то имеется в виду его основное состояние.

В идеале полная информация о ядре должна содержать данные о структуре и характеристиках всех возможных энергетических состояний (уровней) ядра, способах и вероятностях перехода ядра из одного состояния в другое, вероятностях радиоактивного распада ядра, сечениях взаимодействия ядра с другими ядрами и элементарными частицами и др.

2.1. Массовое число

Массовое число A определяется количеством нуклонов (протонов и нейтронов) в ядре. Общее число нуклонов в процессе любой ядерной реакции обычного типа (без образования античастиц) остается неизменным (закон сохранения числа нуклонов). Поэтому суммарное массовое число в подобных ядерных процессах сохраняется. Обобщение этого положения на все частицы и античастицы приводит к закону сохранения барионного заряда.

Массовое число, выраженное в атомных единицах массы (а. е. м.), дает приблизительное (с погрешностью около 0,1–1%) значение массы атомного ядра. За 1 а. е. м. принимается $1/12$ часть массы нейтрального атома угле-

рода ^{12}C . Раньше в качестве атомной единицы массы использовалась кислородная единица массы, равная $1/16$ части массы нейтрального атома изотопа кислорода ^{16}O .

Новая единица очень мало отличается от старой:

$$1 \text{ а. е. м.} = (1,000317917 + 0,000000017) \text{ а. е. м. } (^{16}\text{O}) \text{ г.} \quad (2.2)$$

2.2. Заряд атомного ядра

Заряд атомного ядра Z определяется количеством протонов в ядре (и, следовательно, количеством электронов в атомных оболочках), которое совпадает с порядковым номером элемента в Периодической таблице Менделеева. Заряд определяет химические свойства всех изотопов данного элемента. Наиболее точно заряд ядер был измерен Мозли, который нашел простую связь между частотой характеристического рентгеновского излучения ν и зарядом Z :

$$\sqrt{\nu} = aZ - b. \quad (2.3)$$

Мозли установил, что для данной серии излучения постоянные a и b не зависят от элемента. Кроме того, по методу Мозли определили место некоторых тогда еще не открытых элементов в Периодической системе (Tc, Pm, At и Fg). Эти элементы долго не могли обнаружить, так как все они имеют только радиоактивные изотопы.

Электрический заряд сохраняется во всех видах взаимодействий, рассматриваемых в ядерной физике (сильных, электромагнитных, слабых).

Закон сохранения электрического заряда позволяет находить заряд одного из ядер по балансу заряда в ядерных реакциях или радиоактивных превращениях.

Представление о форме ядра можно получить из рассмотрения другой электрической характеристики ядра — *квадрупольного электрического момента*.

Так как заряд ядра Z численно равен количеству протонов в ядре, а массовое число A — общему количеству нуклонов (протонов и нейтронов вместе), то число $N = A - Z$ определяет количество содержащихся в ядре нейтронов.

Ядра с одинаковым массовым числом A называются изобарами, с одинаковым зарядом Z — изотопами, а с одинаковым числом $N = A - Z$ — изотонами.

2.3. Масса и энергия. Единицы измерения

При изменении энергии какой-либо частицы на величину ΔE ее масса меняется на величину

$$\frac{\Delta L}{\Delta M} = \frac{\Delta E}{cZ}. \quad (2.4)$$

Так, например, если первоначально покоившуюся частицу с массой M_0 (называемой массой покоя), зарядом Z и, следовательно, с энергией M_0c^2 (называемой энергией покоя) привести в движение со скоростью v , то полная энергия E движущейся частицы будет больше ее энергии покоя на величину кинетической энергии T :

$$E = M_0c^2 + T. \quad (2.5)$$

При этом масса частицы возрастает на величину $\Delta M = T/c^2$ и будет равна для движущейся частицы

$$M = M_0 + \frac{T}{c^2}. \quad (2.6)$$

В теории относительности доказывается, что это новое значение массы (так называемая релятивистская масса частицы) просто выражается через массу покоя M_0 и скорость частицы:

$$M = M_0 + \frac{T}{c^2} = M_0\gamma = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (2.7)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, $\beta = v/c$, так что

$$E = M_0c^2 + T = \frac{M_0c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = M_0c^2\gamma = Mc^2. \quad (2.8)$$

Таким образом, связь между массой и энергией частиц (или системы частиц) всегда выражается формулой

$$E = Mc^2, \quad (2.9)$$

где $E = M_0c^2 + T$ — полная энергия, $M = M_0/\sqrt{1 - \beta^2}$ — релятивистская масса,

$$T = E - M_0c^2 = Mc^2 - M_0c^2 = M_0c^2(\gamma - 1). \quad (2.10)$$

Отсюда для релятивистской кинетической энергии получим, что при $\beta \ll 1$ ($v \ll c$) она совпадает с классической формулой (нетрудно показать, что формулой (2.10) следует пользоваться при $T \gg 0,1M_0c^2$. Если $T < 0,1M_0c^2$, то достаточную точность дает формула $T = M_0v^2/2$):

$$E = \sqrt{M_0^2c^4 + p^2c^2}. \quad (2.11)$$

Иногда связь между полной энергией и энергией покоя удобнее выразить не через формулы (2.9) и (2.10), а при помощи соотношения

$$p = Mv = \frac{M_0\beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}} = M_0\beta c,$$

которое легко получается из (2.9), если ввести релятивистский импульс частицы.

Сопоставляя формулы (2.10) и (2.11), получаем связь между кинетической энергией T и импульсом p в релятивистской механике:

$$T \left(2M_0c^2 + T \right) = p^2c^2. \quad (2.12)$$

Эта формула переходит в классическую $T = p^2/2M_0$, если кинетическая энергия частицы мала по сравнению с ее энергией покоя (см. пояснение к формуле (2.10)).

Если рассматриваемая частица сложная, т. е. состоит из нескольких других частиц, то ее энергия покоя должна зависеть от состояния их внутреннего движения. Атомное ядро — сложная система, состоящая из нуклонов. Поэтому его энергия покоя определяется внутренним движением нуклонов. Чем

больше энергия внутреннего движения нуклонов, тем больше энергия покоя ядра E_0 и, следовательно, тем больше его масса покоя: $M_0 = E_0/c^2$.

Основному состоянию ядра соответствует минимальное значение энергии и массы покоя. Избыток W энергии покоя возбужденного состояния E'_0 по сравнению с энергией покоя основного состояния E_0 называется энергией возбуждения ядра: $W = E'_0 - E_0$.

Масса покоя ядра в возбужденном состоянии больше массы ядра в основном состоянии на величину $\Delta M_0 = W/c^2$.

Энергия (масса) покоя ядра не зависит от состояния движения ядра как целого.

В процессах взаимодействия ядер между собой (ядерных реакциях) полная энергия E взаимодействующих частиц сохраняется. Так, например, если в результате ядерного взаимодействия частиц A и B образуются частицы C и D ($A + B \rightarrow C + D$), то должен выполняться следующий энергетический баланс:

$$M_A c^2 + M_B c^2 + T_A + T_B = M_C c^2 + M_D c^2 + T_C + T_D \quad (2.13)$$

или

$$E = E_{01} + T_1 = E_{02} + T_2 = \text{const.} \quad (2.14)$$

Здесь $E_{01} = (M_A + M_B) c^2$ и $T_1 = T_A + T_B$ — энергия покоя и кинетическая энергия частиц, вступающих в реакцию, а $E_{02} = (M_C + M_D) c^2$ и $T_2 = T_C + T_D$ — то же самое для частиц, образующихся в реакции. Величина

$$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1 \quad (2.15)$$

называется энергией реакции. Из соотношения (2.15) видно, что в процессе ядерной реакции происходит преобразование некоторой доли энергии покоя в кинетическую энергию ($Q > 0$) или, наоборот, часть кинетической энергии преобразуется в энергию покоя ($Q < 0$). В обоих случаях масса частиц, участвующих в реакции, изменяется. Поэтому для правильного составления энергетического баланса надо знать энергетическое выражение одной атомной единицы массы: $1 \text{ а.е.м.} = 1,66 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{20} \approx 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг.}$

Часто в ядерной физике используется более удобная единица энергии, называемая электронвольт (эВ). Один электронвольт соответствует энергии, приобретаемой или теряемой частицей с единичным электрическим зарядом (например, электроном или протоном) при прохождении ею разности потенциалов в 1 В. Очевидно, что в системе СГСЭ $1 \text{ эВ} = 4,8 \cdot 10^{-10}/300 = 1,6^{-12} \text{ эрг.}$

Более крупными единицами энергии являются мегаэлектронвольты (МэВ) и гигаэлектронвольты (ГэВ):

$$1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ} = 1,6^{-10} \text{ эрг, } 1 \text{ ГэВ} = 10^3 \text{ МэВ} = 10^9 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ эрг.}$$

Последнюю единицу часто обозначают БэВ ($1 \text{ БэВ} = 10^9 \text{ эВ}$). Полезно запомнить, что одной атомной единице массы соответствует энергия $931,5 \text{ МэВ}$ (точное значение переводного множителя равно $931,481 \pm 0,005 \text{ МэВ}$), а одной массе электрона — $0,511 \text{ МэВ}$. При измерении энергии в мегаэлектронвольтах импульс измеряется в единицах МэВ/с , а масса в МэВ/с^2 . Однако очень часто массу частиц выражают непосредственно в единицах энергии МэВ .

Глава 3

РАЗМЕРЫ ЯДРА

Попытки получить представление о размерах ядра наталкиваются на значительные трудности, потому что ядро представляет собой систему частиц, находящихся в движении и подчиняющихся законам квантовой механики (принцип неопределенности Гейзенберга). Вследствие такой «размытости» поверхности представление о размерах ядра становится неопределенным.

Существует несколько способов, позволяющих произвести оценку размеров ядра. Разные методы оценки приводят к различным результатам, однако порядок величины во всех случаях остается одинаковым. Это свидетельствует о том, что само понятие о размерах ядра является отражением объективного свойства ядра. Остановимся кратко на методах определения размеров ядра.

При определении размера α -радиоактивных ядер исходят из того, что вокруг ядра для α -частицы существует потенциальный барьер определенной формы. Если предположить, что этот потенциальный барьер имеет, например, вид, как на рис. 3.1, то можно вычислить вероятность вылета α -частицы из ядра при условии, что она находится внутри ядра в виде готового образования и обладает энергией E . Вероятность W проникновения α -частицы сквозь потенциальный барьер (туннельный эффект):

$$W = \text{const} \cdot \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R_0} \sqrt{2M(V - E)} dr \right).$$

Более распространенным уравнением определения вероятностей является

$$P = \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R_0} \sqrt{2\mu [V(r) - T_\alpha]} dr \right). \quad (3.1)$$

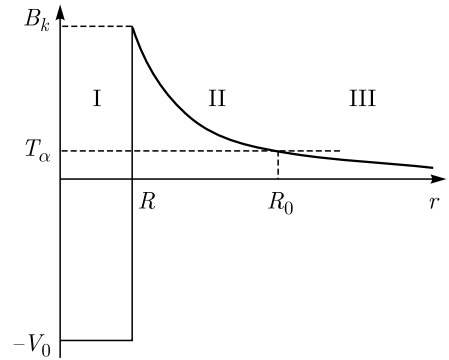


Рис. 3.1. Вероятность прохождения α -частицы с энергией T_α через потенциальный барьер $V(r)$

Считая, что вылетевшая из ядра частица и оставшееся ядро взаимодействуют по закону Кулона, можно по известной энергии E α -частицы определить R_0 — расстояние, при котором кинетическая энергия приближающейся к ядру α -частицы становится равной нулю. Для случая, когда распадающееся ядро обладает зарядом Ze , $R_0 = 2(Z - 2)Ze/E$. Меняя параметр B_k (рис. 3.1), можно добиться совпадения теоретического значения вероятности распада с полученным из эксперимента. Найденный этим способом параметр R принимается за «радиус» ядра. Это некоторый эффективный радиус, дающий лишь приблизительное представление о геометрических размерах ядра. Подобные расчеты показали, что радиусы большинства естественных α -радиоактивных ядер лежат в интервале от $7 \cdot 10^{-15}$ до $9 \cdot 10^{-15}$ м, т. е. 7–9 фемтометров (фм) ($1 \text{ фм} = 10^{-15} \text{ м}$).

Другая возможность оценки размера ядер содержится в данных, полученных из опытов по рассеянию нейтронов ядрами. Этот метод определения размеров применим как к радиоактивным, так и к устойчивым ядрам. Вероятность столкновения нейтронов с ядрами определяется с помощью так называемого интегрального эффективного сечения столкновения σ , равного $2\pi R^2$, где R — радиус ядра. Соотношение $\sigma = 2\pi R^2$ выполняется, собственно говоря, только в том случае, когда длина волны де Бройля налетающего нейтрона мала по сравнению с размерами ядра. На рис. 3.2 показаны найденные таким способом радиусы ядер в функции $A^{1/3}$. Для определения σ были использованы нейтроны, обладавшие энергией до 5 МэВ. Сплошная кривая на этом рисунке описывается уравнением $R = 1,37A^{1/3}$. Аналогичная зависимость R от $A^{1/3}$ была установлена и при более высоких энергиях нейтронов.

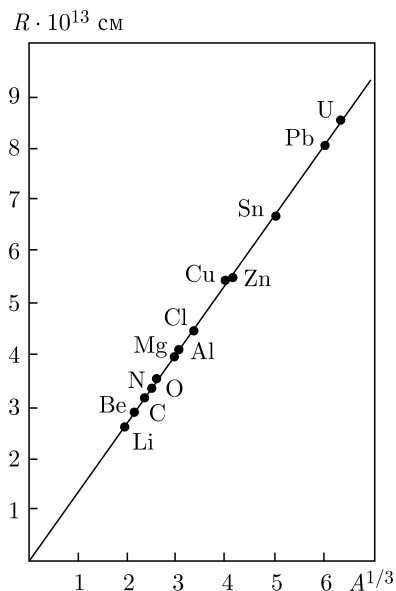


Рис. 3.2. Зависимость радиусов ядер от величины $A^{1/3}$

Остановимся еще на одном методе, применяющемся для определения размеров легких ядер. Среди последних встречаются изобарные пары, в которых число протонов, входящих в состав одного из ядер пары, равно числу нейтронов, входящих в состав другого ядра. Такие ядра известны под названием зеркальных ядер. Зеркальными ядрами являются, например, ${}^1_1\text{H}^3$ – ${}^2_2\text{He}^3$, ${}^3_3\text{Li}^7$ – ${}^4_4\text{Be}^7$, ${}^5_5\text{B}^{11}$ – ${}^6_6\text{C}^{11}$ и т. д. Для зеркальных ядер $N = Z + 1$. Это условие может быть выполнено для $A < 40$.

Энергия связи пары зеркальных ядер различна, причем энергия связи ядер, в составе которых больше протонов, чем нейтронов, по абсолютной величине всегда меньше энергии связи ядер, содержащих больше нейтронов, чем протонов. Например, энергия связи ${}^1_1\text{H}^3$ равна $-8,482$ МэВ, в то время как энергия связи ${}^2_2\text{He}^3$ составляет $-7,718$ МэВ. Предполагая, что ядерные силы,

действующие между нуклонами, не зависят от того, заряжены ли нуклоны (зарядовая независимость ядерных сил), несовпадение энергий связи двух зеркальных ядер можно объяснить кулоновским отталкиванием, существующим между протонами.

Очевидно, что разность энергий связи $E(A, Z) - E(A, Z + 1)$ должна быть равна электростатической энергии $E_{\text{кул}}$ одного протона, находящегося в поле Z остальных (если пренебречь разностью масс нейтрона и протона). Эта энергия зависит от распределения зарядов внутри ядра и его размеров.

3.1. Основные свойства атомных ядер

Следует попутно отметить, что для такой простой модели полная кулоновская энергия $E_{\text{кул}}$ ядра, содержащего Z протонов, пропорциональна числу взаимодействующих пар протонов, т. е. числу сочетаний из Z по два: $Z(Z - 1)/2$. Следовательно,

$$E_{\text{кул}} = \frac{3}{5} \frac{Z(Z - 1)e^2}{R} \frac{1}{4\pi\epsilon_0}. \quad (3.2)$$

По известным из опыта энергиям связи определяют радиусы рассматриваемых зеркальных ядер.

Оказалось, что для радиусов ядер значения R хорошо укладываются в эмпирическую формулу

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (3.3)$$

где

$$r_0 = 1,465 \text{ фм}. \quad (3.4)$$

Однако в ряде работ отмечается, что значение R_0 в (3.4) слишком велико. Впервые к этому выводу пришли Биттер и Фешбах на основании анализа данных по поглощению мюонов и изотопическому смещению. Они считали, что верхний предел r_0 не превышает 1,2 фм. Примерно такое же значение для r_0 было найдено из опытов по рассеянию быстрых электронов ядрами.

Возникли сомнения в применимости использованной примитивной модели (ядро — однородно заряженный шар) и в возможности использовать чисто классический подход для вычисления кулоновской энергии, т. е. в правильности (3.2). Для сферически-симметричных ядер можно учесть неравномерность распределения заряда по объему ядра и квантовые эффекты.

Учет «размытия» ядерной поверхности дает незначительное уменьшение r_0 . Переход к квантовой трактовке с использованием антисимметричной протонной волновой функции (т. е. учет принципа Паули) приводит к появлению обменного члена, который уменьшает кулоновскую энергию $E_{\text{кул}}$ ядра. Это уменьшение допускает наглядное физическое толкование: принцип Паули требует, чтобы протоны находились на некотором расстоянии друг от друга, в результате чего кулоновская энергия уменьшается. Бете показал, что вместо (3.2) может быть получено соотношение

$$E_{\text{кул}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} \left[\frac{3}{5} Z^2 - 0,46 Z^{4/3} \right]. \quad (3.5)$$

Первый член в (3.5) отличается от (3.2) множителем $Z/(Z-1)$, поэтому утверждение о том, что квантово-механическая трактовка приводит к уменьшению $E_{\text{кул}}$, может оказаться несостоятельным.

Распределение электрического заряда в ядре изучалось Р. Хофштадтером и его сотрудниками по рассеянию быстрых электронов на ядрах. Эти исследования позволили не только определить средние размеры области, занятой протонами, но и оценить распределение плотности заряда в ядре. Оказалось, что экспериментальные результаты лучше всего согласуются не с равномерным распределением заряда, а с распределением вида

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-r_0}{a}\right)}. \quad (3.6)$$

Это так называемое фермиевское распределение показано на рис. 3.3. Вид кривой зависит от двух параметров: r_0 и a . Параметр r_0 — расстояние, на котором плотность $\rho(r)$ убывает вдвое, а a характеризует скорость убывания плотности заряда с удалением от центра ядра. Плотность в центре ядра (т. е. в начале координат) $\rho(0) \approx \rho_0$, если $r_0 \gg a$.

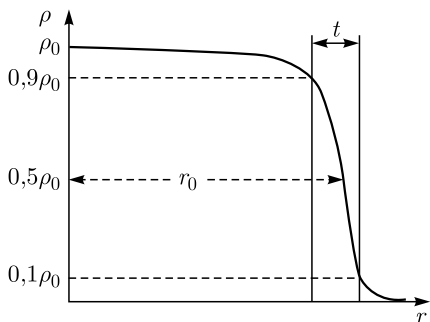


Рис. 3.3. Зависимость плотности ядерной материи от размера ядра

Если обозначить через t расстояние, на котором плотность убывает от $0,9\rho_0$ до $0,1\rho_0$ (для ядер со значениями A от 40 до 208 оно имеет одно и то же значение — примерно 2,4 фм), то оказывается, что толщина t этого поверхностного слоя примерно равна $4,4a$.

В качестве величины, характеризующей размеры ядра, также выбирают среднеквадратичный радиус, определяемый выражением

$$\langle r^2 \rangle = \int r^2 \rho(r) d\tau = 4\pi \int_0^{\infty} \rho(r) r^4 dr. \quad (3.7)$$

Однородное распределение заряда называют эквивалентным (оно приводит к тому же виду рассеяния при малых энергиях), если его среднеквадратичный радиус такой же, как у рассматриваемого ядра с неоднородной плотностью, т. е.

$$\langle r^2 \rangle = 4\pi \int_0^R r^4 dr / \left(\frac{4}{3}\pi R^3 \right) = \frac{3}{5} R^2. \quad (3.8)$$

Оказывается, что для различных ядер эквивалентный радиус R может быть найден из выражения

$$R = 1,07A^{1/3} + 0,7 \text{ фм}, \quad (3.9)$$

откуда $R = 1,35A^{1/3}$ фм для легких и $1,18A^{1/3}$ фм для самых тяжелых ядер.

Плотность нейтронов в ядре, по-видимому, мало отличается от плотности протонов, т. е. может быть задана соотношением, аналогичным (3.6), с незначительно измененными параметрами; поэтому размеры ядра практически с хорошей точностью определяются распределением плотности заряда.

На основании рассмотренных выше методов оценки размеров ядра удалось установить, что радиальный параметр (3.3) $r_0 = 1,25$ фм и

$$R = 1,25A^{1/3} \text{ фм.} \quad (3.10)$$

Выражение (3.9) приводит к важному выводу о том, что объем ядра пропорционален числу частиц в ядре, или, иначе говоря, плотность ядерного вещества постоянна для всех ядер. Оценивая плотность ядерного вещества δ :

$$\delta = \frac{M_{\text{яд}}}{\frac{4}{3}\pi R^3} \approx \frac{M_{\text{Н}}A}{\frac{4}{3}\pi(1,25)^3 A} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3,$$

видим, что она чрезвычайно велика.

3.2. Энергия связи и устойчивость ядер

Определение масс сложных ядер приводит к заключению, что масса сложного ядра не равна сумме масс входящих в его состав протонов и нейтронов, а всегда меньше этой суммы. Поэтому энергия, соответствующая сложному ядру, меньше суммы энергий несвязанных нуклонов, вошедших в его состав, и для разложения ядра на отдельные нуклоны необходимо затратить работу. Эта работа равна величине, известной под названием энергии связи ядра E :

$$E = c^2 \{M - [ZM_{\text{Н}} + (A - Z)M_n]\}, \quad (3.11)$$

где M — масса атома, $M_{\text{Н}}$ — масса атома водорода, M_n — масса нейтрона. Если массы даны в килограммах, то энергия связи будет выражена в джоулях. Обычно энергия связи выражается в МэВ, а масса — в а. е. м. В этом случае энергия связи $E(A, Z)$ будет равна

$$E(A, Z) = 931,478 \{M - [ZM_{\text{Н}} + (A - Z)M_n]\} \text{ МэВ.} \quad (3.12)$$

В формулу (3.11) входит не масса ядра, а масса атома, которая больше массы ядра на величину масс электронов, образующих оболочку атома. Такая замена допустима потому, что в формулах (3.11) и (3.12) фигурирует не масса протона M_p , а масса атома водорода $M_{\text{Н}}$, включающая массу электрона. Подставив в (3.12) значения масс атома водорода и нейтрона, взятые из табл. 3.1, получим:

$$E(A, Z) = 931,478 \{M - [Z \cdot 1,0078252 + (A - Z) \cdot 1,0086652]\} \text{ МэВ.} \quad (3.13)$$

На основании (3.13) может быть найдена энергия связи любого ядра, если известна его масса. Воспользуемся этим соотношением для определения энергии связи ядра тяжелого водорода — дейтрона. Для тяжелого водорода (см. табл. 3.1) $M = 2,0141022$ а. е. м. и, таким образом,

$$E(2, 1) = \varepsilon = 931,478(2,0141022 - 1,0078252 - 1,0086652) \text{ МэВ} = -2,225 \text{ МэВ.}$$

Часто вместо энергии связи пользуются величиной, называемой дефектом массы. Дефект массы Δ представляет собой разность между массой и массовым числом:

$$\Delta = M - A. \quad (3.14)$$

Иногда под дефектом массы понимают массу, соответствующую энергии связи ядра, т.е. $\Delta = E(A, Z)/c^2$. Тогда $\Delta({}_6\text{C}^{12}) = 0$, $\Delta({}_1\text{H}^1) = +0,0078252$ а. е. м., $\Delta({}_0n^1) = +0,0086652$ а. е. м.

Для самых легких ядер дефект массы положителен. Начиная с $Z = 8$ (O), он принимает отрицательные значения вплоть до $Z = 84$ (Po), а затем до конца Периодической системы опять положителен. На рис. 4.1 (гл. 4) будет изображена зависимость дефекта массы от массового числа. Экспериментальные точки располагаются вблизи кривой, описываемой уравнением

$$\Delta = \{0,01(A - 100)^2 - 64\} \cdot 10^{-3} \text{ а. е. м.}$$

Кроме дефекта массы пользуются так называемым упаковочным множителем P , представляющим собой дефект массы, приходящийся на один нуклон:

$$P = \frac{\Delta}{A} = \frac{M - A}{A}. \quad (3.15)$$

Преимущество использования упаковочного множителя по сравнению с дефектом массы заключается в том, что он определяется для различных изотопов приблизительно с одной и той же точностью. Например, с одинаковой точностью определяются упаковочные множители водорода и ртути, в то время как дефект массы ртути определяется с погрешностью, превышающей соответствующую погрешность для водорода примерно в 200 раз. Это связано с тем, что точность экспериментального определения массы ядер и тем самым дефекта массы уменьшается с увеличением массового числа.

Упаковочный множитель в функции массового числа A изображен на рис. 3.4, из которого видно, что он быстро убывает в области малых значений A , проходя через нуль при $A = 16$. Затем он становится отрицательным и принимает минимальное значение при $A \approx 60$, после чего монотонно возрастает, достигая значения около $+0,05$ в конце Периодической системы.

Можно выразить энергию связи ядра через его упаковочный множитель. Учитывая (3.15), получаем:

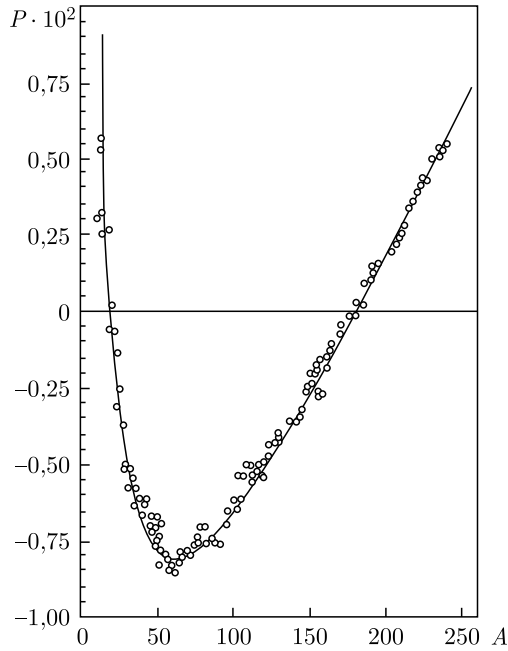
$$E(A, Z) = 931,478 \left\{ P(A, Z) - 0,0086652 + \frac{Z}{A} 0,0008402 \right\} A. \quad (3.16)$$

Отсюда определяется средняя энергия связи E/A , приходящаяся на один нуклон.

В табл. 3.1 приведены значения энергии связи и E/A для наиболее легких ядер.

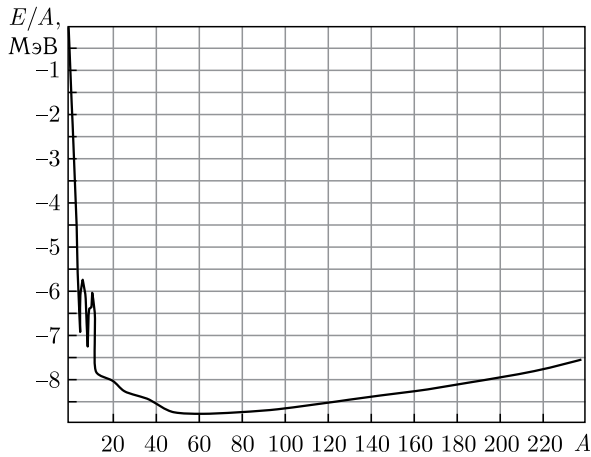
Таблица 3.1

$E, E/A$	Ядро						
	${}_1\text{H}^2$	${}_1\text{H}^3$	${}_2\text{He}^3$	${}_2\text{He}^4$	${}_3\text{Li}^7$	${}_4\text{Be}^9$	${}_6\text{C}^{12}$
E	-2,225	-8,482	-7,718	-28,296	-39,245	-58,163	-92,103
E/A	-1,113	-2,827	-2,573	-7,074	-5,600	-6,463	-7,680

Рис. 3.4. Упаковочный множитель в функции массового числа A

Тот факт, что средняя энергия связи, приходящаяся на нуклон, для изотопов, расположенных в конце Периодической системы, примерно на 1 МэВ меньше, чем для изотопов, расположенных в середине ее, объясняет, как мы увидим позже, выделение энергии (порядка 200 МэВ) при делении тяжелых ядер.

На рис. 3.5 показана зависимость E/A от массового числа A . Видно, что энергия должна выделяться не только в результате деления тяжелых ядер, но и при образовании тяжелых ядер из наиболее легких. Из графика видно,

Рис. 3.5. Зависимость E/A от массового числа A

что для изотопов, попадающих в среднюю часть Периодической системы, $E/A \approx -8,7$ МэВ. При малых значениях A величина E/A стремится к нулю. Для изотопов в конце Периодической системы $E/A \approx -7,6$ МэВ.

Мы можем воспользоваться формулой (3.11) для определения энергии связи нейтрона и протона с ядром. Обозначим эти энергии соответственно через E_n и E_p .

Из формулы (3.16) следует, что

$$E_n = E(A, Z) - E(A - 1, Z) = \\ = 931,478 [P(A, Z)A - P(A - 1, Z)A + P(A - 1, Z) - 0,0086654]. \quad (3.17)$$

Из рис. 3.4 видно, что экспериментальные значения упаковочного множителя P располагаются близко к сплошной кривой, которую будем считать изображением непрерывной дифференцируемой функции массового числа A . Заменяя $P(A, Z) - P(A - 1, Z)$ в выражении (3.17) на dP/dA , имеем:

$$E_n = 931,478P - 8,36 + 931,478A \frac{dP}{dA}. \quad (3.18)$$

Для средних и тяжелых ядер производная $dP/dA > 0$, но по величине она мала. Поэтому можно считать, что E_n определяется в основном двумя первыми членами выражения (3.18). Первый член этого выражения отрицателен при изменении A от 16 до ~ 215 (см. рис. 3.4) и меняется от нескольких десятых долей МэВ до нуля. Для тяжелых элементов ($A > 215$) этот член становится положительным, вследствие чего E_n уменьшается по абсолютной величине с ростом A . Благодаря этому E_n незначительно отличается от энергии связи E/A , приходящейся в среднем на один нуклон (рис. 3.5).

С помощью аналогичных соображений может быть найдена и энергия связи протона E_p :

$$E_p = 931,478P - 7,585 + 931,478A \frac{dP}{dA}. \quad (3.19)$$

Сравнение (3.17) и (3.18) показывает, что энергия связи нейтрона в средних и тяжелых ядрах по абсолютной величине больше энергии связи протона.

Найдем теперь энергию связи α -частицы E_α с ядром, в состав которого она входит. Для этого следует учесть, что образование α -частицы из двух протонов и двух нейтронов сопровождается выделением энергии $E(4, 2)$, значение которой приведено в табл. 3.1. Учитывая, что $E(4, 2) = -28,296$ МэВ, получаем:

$$E_\alpha = 931,478 \cdot 4P - 3,61 + 931,478 \cdot 4A \frac{dP}{dA}, \quad (3.20)$$

если, как и прежде, считать P непрерывной дифференцируемой функцией от A и пренебрегать слабой зависимостью P от атомного номера Z .

Из (3.17), (3.19) и (3.20) следует, что работа, необходимая для отрыва α -частицы от ядра, значительно меньше работы удаления из среднего или тяжелого ядра одного нейтрона или протона. Это означает, что испускание α -частицы средними и тяжелыми ядрами более вероятно, чем испускание протона или нейтрона.

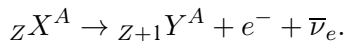
Известно, что среди ядер с массовыми числами больше 209 около ста изотопов обладают α -радиоактивностью. Неустойчивость этих ядер следует из (3.20). Действительно, слагаемые $931,478 \cdot 4P$ и $931,478 \cdot 4A \frac{dP}{dA}$ в (3.19) для тяжелых ядер положительны, причем их сумма уже при $A > 140$ превышает 3,61 МэВ, т. е. $E_\alpha > 0$, и ядра с массовым числом $A > 140$ должны быть неустойчивыми относительно α -распада. Однако из опыта известно, что ядра, массовые числа которых попадают в интервал 140–209, в большинстве случаев устойчивы. Это обусловлено тем, что вокруг них существует потенциальный барьер для α -частиц, подобный схематически изображенному на рис. 3.3, высота которого в тяжелых ядрах достигает 25 МэВ. При такой высоте барьера, для того чтобы можно было обнаружить α -радиоактивность, значение E_α должно быть больше 3 МэВ. При $E_\alpha < 3$ МэВ период полураспада превышает 10^{18} лет. При столь большом периоде полураспада α -радиоактивность трудно обнаружить.

С помощью кривой рис. 3.4 нетрудно подсчитать, что для самых тяжелых ядер $dP/dA \approx 10^{-5}$; для $A = 220$ слагаемое $931,478 \cdot 4A \frac{dP}{dA}$ равно примерно 8 МэВ, т. е. $E_\alpha > 3$ МэВ, и это является причиной заметной α -радиоактивности указанных ядер.

Кроме неустойчивости, приводящей к делению ядра, возможна неустойчивость, сопровождающаяся изменением его заряда. Она связана с превращением протона в нейтрон или нейтрона в протон. В первом случае заряд ядра уменьшается на единицу благодаря испусканию позитрона или захвату электрона из оболочки атома, а во втором случае испускается электрон, что приводит к увеличению заряда ядра на единицу. Процессы, при которых происходит испускание электрона или позитрона, сопровождающиеся изменением заряда ядра (без изменения его массового числа A), известны под названием β -распада. Явление, заключающееся в захвате электрона ядром из оболочки атома, называется E -захватом (а также K -, L - и т. д. захватом в зависимости от оболочки атома, из которой захватывается электрон).

При β -распаде должно происходить испускание нейтрино (или антинейтрино) — незаряженной частицы, масса покоя которой, по-видимому, равна нулю, а спин равен $1/2$. В дальнейшем электрон обозначается символом e^- , позитрон — e^+ , нейтрино — ν_e , а антинейтрино — $\bar{\nu}_e$, где индекс « e » обозначает нейтрино (и антинейтрино), испускаемое при β -распаде.

В результате испускания электрона ядром ${}_Z X^A$ образуется ядро ${}_{Z+1} Y^A$:



Для того чтобы это превращение стало возможным, полная энергия ядра ${}_Z X^A$ должна быть больше энергии, соответствующей сумме масс ядра ${}_{Z+1} Y^A$ и электрона (если считать, что масса покоя нейтрино равна нулю). Обозначив массы ядер ${}_Z X^A$ и ${}_{Z+1} Y^A$ через $M_{\text{яд}}(A, Z)$ и $M_{\text{яд}}(A, Z + 1)$, а массу покоя электрона — через m_0 , можно записать условие неустойчивости ядра ${}_Z X^A$ относительно β -распада:

$$M_{\text{яд}}(A, Z) > M_{\text{яд}}(A, Z + 1) + m_0. \quad (3.21)$$

Последнее неравенство преобразуем так, чтобы в нем вместо масс ядер фигурировали массы атомов $M(A, Z)$ и $M(A, Z + 1)$. Учитывая массу электронной оболочки, получим условие неустойчивости ядра ${}_Z X^A$ в виде

$$M(A, Z) > M(A, Z + 1). \quad (3.22)$$

Таким образом, ядро ${}_Z X^A$ неустойчиво относительно испускания электрона, если масса атома больше массы изобара, расположенного в следующей клетке Периодической системы.

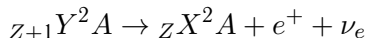
Записывая это условие с помощью энергии связи ядер, имеем из (3.11):

$$E(A, Z) > E(A, Z + 1) + c^2(M_{\text{H}} - M_n),$$

а так как $c^2(M_n - M_{\text{H}}) = 0,782$ МэВ, то

$$E(A, Z) > E(A, Z + 1) - 0,782. \quad (3.23)$$

Позитронный распад ядра ${}_{Z+1} Y^A$



возможен в том случае, если выполняется неравенство

$$M_{\text{яд}}(A, Z + 1) > M_{\text{яд}}(A, Z) + m_0. \quad (3.24)$$

Прибавляя к обеим частям этого неравенства массу электронной оболочки ${}_{Z+1} Y^A$, получаем

$$M(A, Z + 1) > M(A, Z) + 2m_0. \quad (3.25)$$

Для того чтобы был возможен позитронный распад, энергии связи ядер ${}_{Z+1} Y^A$ и ${}_Z X^A$ должны быть связаны условием

$$E(A, Z + 1) > E(A, Z) + 1,804. \quad (3.26)$$

Выясним, наконец, при каких условиях возможен E -захват, в результате которого система, состоящая из ядра ${}_{Z+1} Y^A$ и связанного с ним электрона, превращается в ядро ${}_Z X^A$. E -захват может произойти в том случае, если полная энергия этой системы больше полной энергии ядра ${}_Z X^A$:

$$M_{\text{яд}}(A, Z + 1) + m_0 + y > M_{\text{яд}}(A, Z). \quad (3.27)$$

Здесь y — энергия связи электрона в атоме (в а. е. м.). Прибавив к обеим частям неравенства (3.26) массу электронной оболочки ${}_Z X^A$, получим:

$$M(A, Z + 1) + y > M(A, Z). \quad (3.28)$$

3.3. Полуэмпирическая формула для энергии связи и массы. Жидкокапельная модель ядра

Еще в 1911 г. Э. Резерфорд для объяснения аномального рассеяния α -частиц предположил, что внутри атома имеется ядро шарообразной формы размером $\sim 10^{-12}$ см. Позднее в результате анализа эмпирически обнаруженной связи между временем жизни α -радиоактивных ядер и энергией испускаемых

ими α -частиц удалось оценить радиус этих ядер. Оказалось, что для всех α -радиоактивных ядер

$$R = r_0 A^{1/8}, \quad (3.29)$$

где $r_0 = (1,45 \div 1,5) \cdot 10^{-13}$ см; A — массовое число. Предположим, что закон $R \sim A^{1/8}$ справедлив не только для α -радиоактивных, но и для остальных ядер. Тогда масса любого ядра пропорциональна его объему ($A \sim R^3$) и, следовательно, все ядра имеют одинаковую концентрацию нуклонов (N)

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi(1,5 \cdot 10^{-13})^3 A} \approx 10^{38} \text{ нуклон/см}^3, \quad (3.30)$$

одинаковую плотность

$$\rho = nm_N = 10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \approx 10^{38} \text{ г/см}^3 \quad (3.31)$$

и одинаковое среднее расстояние между нуклонами

$$\delta = \sqrt[3]{V/A} = \sqrt[3]{10^{-38}} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Впоследствии правильность такого предположения была доказана разнообразными методами определения радиусов атомных ядер. То, что плотность ядерного вещества всех ядер постоянна, говорит о его несжимаемости. Это свойство сближает ядерное вещество с жидкостью. О такой аналогии свидетельствует также отмеченная ранее пропорциональность энергии связи ΔW массовому числу A , которую можно сравнить с линейной зависимостью энергии испарения жидкости от ее массы.

Вытекающее из постоянства средней энергии связи $\varepsilon = \frac{\Delta W}{A}$ свойство насыщения ядерных сил углубляет аналогию, так как подобным же свойством обладают химические силы, связывающие молекулы жидкости. Все это позволяет построить капельную модель атомного ядра, по которой ядро представляет собой шарообразную каплю несжимаемой ядерной жидкости. Частицы этой жидкости взаимодействуют только с небольшим числом ближайших частиц.

Капельная модель атомного ядра помогла объяснить многие явления. С ее помощью удалось получить полуэмпирическую формулу для энергии связи и массы ядра, объяснить многие особенности деления тяжелых ядер и некоторые закономерности α -распада.

Посмотрим, каким образом при помощи капельной модели может быть получена формула, выражающая энергию связи и массу ядра через его массовое число A и заряд Z . Выше было показано, что в первом приближении энергия связи ядра пропорциональна массовому числу A . Введем коэффициент пропорциональности α и запишем энергию связи в виде

$$\Delta W = \alpha A.$$

В такой записи предполагается, что все A нуклонов ядра равноценны. На самом деле это неверно, так как поверхностные нуклоны ядерной «капли» находятся в особом положении, потому что они притягиваются только с одной (внутренней) стороны. В связи с этим энергия связи ядра будет меньше αA

на величину, пропорциональную площади поверхности капли, т.е. $\sim A^{2/3}$ (поверхностное натяжение):

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3},$$

где β — коэффициент пропорциональности. Далее, надо учесть кулоновское расталкивание протонов, которое должно быть пропорционально Z^2 (кулоновские силы не обладают насыщением, и каждый из Z протонов взаимодействует со всеми остальными $(Z - 1)$ так, что $Z(Z - 1) < Z^2$) и обратно пропорционально $\sim A^{1/3}$. Оно также уменьшает энергию связи:

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}},$$

где γ — также коэффициент пропорциональности.

Наконец, формула должна отражать наблюдающуюся в природе тенденцию к симметрии в строении атомных ядер. Эта симметрия в явном виде выступает в легких ядрах, которые, как правило, состоят примерно из одинакового числа протонов и нейтронов.

Это означает, что ядра с $Z = N$ обладают наибольшей устойчивостью и, следовательно, имеют наибольшую энергию связи.

Отклонение от равенства ($Z \neq N$) в любую сторону ведет к уменьшению энергии связи и должно быть учтено в формуле членом вида $\varepsilon \frac{(A/2 - Z)^2}{A}$ (ε — коэффициент пропорциональности) со знаком минус.

Член $\varepsilon \frac{(A/2 - Z)^2}{A}$ полуэмпирической формулы не может быть объяснен с помощью капельной модели. Он появляется из-за того, что нейтрон и протон имеют спин $1/2$ и подчиняются принципу Паули. Как известно из атомной физики, принцип Паули запрещает взаимодействие между тождественными частицами со спином $1/2$ в некоторых состояниях. Благодаря этому среднее взаимодействие между двумя различными нуклонами больше, чем между двумя тождественными. Значит, при данном A образование системы из равного числа протонов и нейтронов ($Z = N$) энергетически выгоднее, чем из разного ($Z \neq N$).

С учетом эффекта симметрии формула для энергии связи выглядит следующим образом:

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(A/2 - Z)^2}{A}. \quad (3.32)$$

Так как масса атома связана с энергией связи соотношением

$$\Delta W = ZM({}_1\text{H}^1) + (A - Z)m_n - M_{\text{ат}}(A, Z),$$

то формула (3.31) позволяет производить и вычисление массы атомов:

$$M_{\text{ат}}(A, Z) = ZM({}_1\text{H}^1) + (A - Z)m_n - \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(A/2 - Z)^2}{A}. \quad (3.33)$$

Коэффициенты α , β , γ и ε были найдены при сопоставлении с известными (из сравнения измеренных значений масс атомов) энергиями связи. При этом коэффициент γ может быть найден непосредственным подсчетом электростатической энергии взаимного отталкивания Z протонов ядра. Подсчет, сделанный в предположении равномерного распределения заряда внутри сферы радиусом R , дает

$$\gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R}, \quad (3.34)$$

откуда по известному R может быть найден коэффициент γ :

$$\gamma = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0}.$$

Коэффициент ε может быть определен из соотношения, связывающего A и Z для стабильных ядер, имеющих при данном A наименьшую массу. Это соотношение получается, если продифференцировать выражение (3.32) по Z при постоянном A и приравнять производную нулю: $\left(\frac{dM}{dZ}\right)_A = 0$.

При таком дифференцировании коэффициенты α и β исключаются и коэффициент ε выражается через A и Z стабильного ядра и γ . Для контроля ε может быть найден по нескольким стабильным ядрам. Коэффициенты α и β находятся непосредственным сопоставлением с известными массами атомов.

В результате были найдены следующие значения коэффициентов:

$$\begin{aligned} \alpha &= 0,01507 \text{ а. е. м.} = 14 \text{ МэВ;} \\ \beta &= 0,014 \text{ а. е. м.} = 13,03 \text{ МэВ;} \\ \gamma &= 0,000627 \text{ а. е. м.} = 0,584 \text{ МэВ;} \\ \varepsilon &= 0,083 \text{ а. е. м.} = 77,28 \text{ МэВ.} \end{aligned} \quad (3.35)$$

Очевидно, что формула (3.33) будет давать массу ядра, если в первом слагаемом произвести замену $M({}_1\text{H}^1)$ на m_p .

В настоящее время в результате более точных измерений масс и радиусов ядер коэффициенты полуэмпирической формулы несколько изменились. Однако так как точность формулы (3.33) с коэффициентами (3.35) достаточно высока для решения очень широкого круга задач, мы сочли возможным сохранить их здесь. Более точные значения коэффициентов полуэмпирической формулы таковы: $\alpha = 15,75 \text{ МэВ}$; $\beta = 17,8 \text{ МэВ}$; $\gamma = 0,71 \text{ МэВ}$; $\varepsilon = 94,8 \text{ МэВ}$.

Формула (3.33) с коэффициентами (3.35) хорошо передает значения масс всех атомов с нечетным A . При этом достаточно точные значения масс (до второго знака после запятой) получаются не только для стабильных, но и для радиоактивных ядер. Однако для ядер с четным значением A формула (3.33) дает неправильные значения масс.

Выше уже отмечалось, что наиболее устойчивыми являются ядра с четным Z и четным $N = A - Z$. Более детальное рассмотрение этого вопроса показывает, что все ядра по их устойчивости можно разделить на три группы. В первую группу входят наиболее устойчивые четно-четные ядра, во вторую — менее устойчивые четно-нечетные и нечетно-четные ядра (с нечетным

массовым числом A) и, наконец, в третью — нечетно-нечетные ядра, которые, как правило, нестабильны (известны только четыре стабильных ядра такого типа: ${}^1_1\text{H}^2$, ${}^3_3\text{Li}^6$, ${}^5_5\text{B}^{10}$ и ${}^7_7\text{N}^{14}$). В связи с этим масса атомных ядер с данным четным массовым числом $A = 2n$ при последовательном изменении заряда ядер Z на единицу (переводящем ядро из первой группы в третью, и наоборот) меняется не плавно, а скачкообразно. Такой характер изменения массы ядер с изменением Z не предусмотрен формулой (3.35), поэтому для четно-четных ядер она дает завышенное значение массы, а для нечетно-нечетных — заниженное. Чтобы формула правильно передавала значения масс всех ядер, в нее надо ввести еще одно добавочное слагаемое:

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{для четно-четных ядер,} \\ 0 & \text{для нечетных } A, \\ -|\delta| & \text{для нечетно-нечетных ядер.} \end{cases}$$

Сопоставление с известными значениями масс четно-четных ядер дает для δ величину

$$|\delta| = 0,036A^{-3/4} \text{ а. е. м.} = 33,5A^{-3/4} \text{ МэВ.}$$

Формулы с δ -членом дают одинаково хорошие значения энергий связи (и масс) для ядер как с нечетным A , так и с четным A :

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta, \quad (3.36)$$

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \varepsilon \frac{(A/2 - Z)^2}{A} - \delta, \quad (3.37)$$

$$M_{\text{ат}}(A, Z) = ZM({}_1\text{H}^1) + (A - Z)m_n - \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta.$$

Объяснить существование δ -члена в рамках развитой здесь капельной модели ядра нельзя. Его появление в формуле связано с существованием у нуклонов спинов, от взаимной ориентации которых несколько зависит интенсивность ядерного взаимодействия и, следовательно, значение энергии связи и массы ядра.

Используя формулу (3.36) с известными коэффициентами, можно легко найти условие, связывающее A и Z для всех стабильных ядер. Действительно, формула (3.36) при постоянном A дает зависимость массы ядра от его заряда. Эта зависимость имеет параболический характер (рис. 3.6). Как уже указывалось, наиболее устойчивое ядро имеет наименьшую массу, и, следовательно, соответствующее ему Z_0 может быть найдено методом определения минимума кривой. Дифференцируя выражение (3.36) по Z при постоянном A и приравнявая производную нулю, получим формулу

$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}, \quad (3.38)$$

позволяющую по известному A вычислять Z_0 для стабильного изобара. Сравнение расчетов по этой формуле с опытом показывает, что она дает

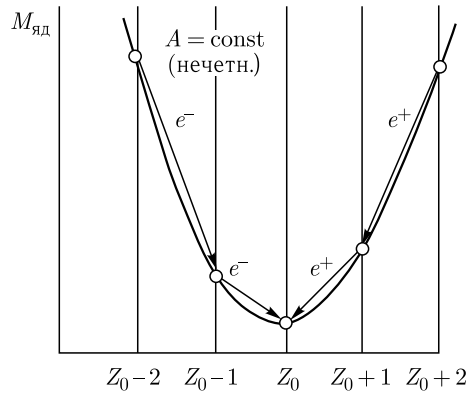


Рис. 3.6. Зависимость массы ядра от его заряда

достаточно точные значения Z_0 , которые отличаются от истинных не больше чем на $A, Z = \pm 1$.

Если A нечетно и $\delta = 0$, то функция $M(Z)$ однозначна и, вообще говоря, каждому значению A соответствует только одно определенное Z_0 , соответствующее устойчивому изобару. Ядро-изобар $Z = Z_0 + 1$, расположенное на правой ветви параболы, имеет большее значение массы и должно путем p^+ -перехода превращаться в устойчивый изобар с $Z = Z_0$. Соответственно, ядро-изобар с $Z = Z_0 - 1$, расположенное на левой ветви параболы, также имеет большее значение массы и превращается в ядро с $Z = Z_0$, испуская электрон. Аналогичным образом обстоит дело с ядрами-изобарами $(A, Z_0 + 2)$ и $(A, Z_0 - 2)$, которые могут превращаться соответственно в ядра $(A, Z_0 + 1)$ и $(A, Z_0 - 1)$ и т. д.

Для четного массового числа A функция $M(Z)$ двузначна, так как член δ имеет разное значение для четно-четных и нечетно-нечетных ядер. Благодаря этому зависимость $M(Z)$ при постоянном четном A описывается двумя параболой, расположенными одна над другой (рис. 3.7, а). Нижняя парабола соответствует более устойчивым ядрам с четным Z , а верхняя — менее устойчивым с нечетным Z .

Из рис. 3.7, а видно, что из-за отличия соседних ядер, расположенных на одной и той же параболе, на две единицы по Z для четно-четных ядер возможно существование нескольких (до трех) устойчивых изобаров. Это связано с энергетической невозможностью перехода ядра с зарядом $Z_0 + 2$ (или $Z_0 - 2$) в ядро с зарядом $Z_0 + 1$ (или $Z_0 - 1$) и невозможностью (или очень малой вероятностью) двойного β -распада с прямым переходом из $Z_0 + 2$ ($Z_0 - 2$) в Z_0 . Наоборот, благодаря тому, что для каждого ядра, расположенного на верхней параболе, имеется ядро с меньшей массой, отличающееся по заряду на $+1$, на нижней параболе все нечетно-нечетные ядра должны быть нестабильными. Исключения составляют только отмеченные выше четыре ядра: ${}^1_1\text{H}^2$, ${}^3_3\text{Li}^6$, ${}^5_5\text{B}^{10}$ и ${}^7_7\text{N}^{14}$. Это связано с тем, что в данном случае ядра-изобары распределены на параболах в соответствии с рис. 3.7, б. Очевидно, что в этом случае четно-четные изобары должны быть неустойчивыми. Примером могут служить четно-четные ядра ${}^6_6\text{C}^{14}$ и ${}^8_8\text{O}^{14}$.

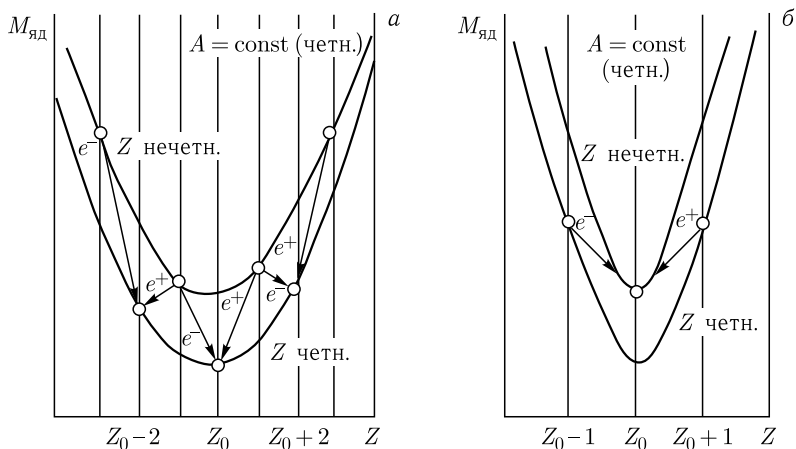


Рис. 3.7. Зависимость массы ядра от заряда: а) для четно-четных (верхняя парабола) и нечетно-нечетных (нижняя) ядер; б) для ядер-изобаров

Отмеченная периодичность в изменении свойств атомных ядер в зависимости от числа содержащихся в них нуклонов напоминает периодическое изменение свойств атомов в зависимости от числа содержащихся в них электронов. Подобно магическим ядрам, атомы, содержащие определенное число электронов (2, 10, 18, 36, 54, 86), являются особо устойчивыми (инертные газы).

Как известно, современная модель атома строится в предположении о независимом движении электронов в центральном потенциале. Поэтому можно предполагать, что отмеченную выше периодичность в свойствах ядер также удастся объяснить с помощью модели независимых частиц, хотя сама идея использования этой модели для описания ядра, состоящего из сильно-взаимодействующих нуклонов, на первый взгляд представляется спорной.

В настоящее время еще нет законченной теории, которая объясняла бы все свойства атомного ядра и отвечала бы на все вопросы относительно структуры и свойств атомного ядра. Например, на такие:

1) Какие ядра стабильны, какие радиоактивны? Каковы виды радиоактивности, период полураспада, форма спектра, угловое распределение вылетающих частиц для радиоактивных ядер?

2) Чему равны радиус, масса, энергия связи, спин, магнитный момент, четность, квадрупольный электрический момент и другие характеристики любого ядра?

3) Как распределены энергетические состояния в атомном ядре? Чему равны соответствующие им значения энергии, спина, магнитного момента, четности и т. д.?

4) Чему равны вероятности переходов из возбужденных состояний в низшие состояния для разных механизмов этих переходов и в зависимости от параметров уровней?

5) Как меняются сечения взаимодействия различных частиц с разными ядрами в функции энергии?

Сейчас ответы на эти вопросы могут быть получены при помощи различных моделей атомного ядра, каждая из которых построена при вполне определенных упрощающих предположениях относительно свойств ядра и объясняет лишь некоторые из них.

Одной из таких моделей является рассмотренная выше капельная модель ядра, построенная в предположении сильного взаимодействия нуклонов между собой. Капельная модель дает приблизительно правильное представление об изменении массы ядра в зависимости от числа содержащихся в нем нуклонов, позволяет получить энергетические условия α -распада, дает возможность достаточно подробно проанализировать процесс деления тяжелых ядер. На основе капельной модели можно получить правильное качественное представление об общей структуре распределения уровней в ядре.

Вместе с тем эта модель не дает количественного представления о возбужденных состояниях ядра. Попытка согласовать частоту поверхностных волн жидкой капли из ядерного вещества с положением уровней ядра не привела к успеху. Не вполне благополучно обстоит дело и с описанием энергии основного состояния ядра. Нельзя построить полуэмпирическую формулу для энергии связи и массы ядра, опираясь только на капельную модель. Оказалось, что для правильного описания зависимости массы ядра от заряда Z и массового числа A недостаточно четырехчленной формулы, построенной по принципу аналогии между ядерным веществом и каплей жидкости, а требуется введение пятого члена (δ -члена), имеющего разный вид в зависимости от четности или нечетности числа нуклонов, содержащихся в ядре. Введение δ -члена в полуэмпирическую формулу — это отступление от капельной модели. Опыт показывает, что масса (и энергия связи) ядра меняется с изменением A и Z не плавно, как это должно бы следовать из капельной модели, а зависит от четности числа Z и A . Четно-четные ядра наиболее устойчивы, нечетно-нечетные наименее устойчивы.

Другие закономерности в изменении свойств атомных ядер в зависимости от числа содержащихся в них нуклонов обнаруживаются при детальном рассмотрении энергии связи, спина, магнитного и электрического квадрупольного моментов ядер, распространенности изотопов в природе, особенностей α - и β -распадов и других характеристик. При этом оказалось, что перечисленные свойства изменяются таким образом, что из всей совокупности атомных ядер должны быть выделены ядра, содержащие 2, 8, 20, 50, 82 или 126 (магические числа) нейтронов или протонов. Опыт показывает, что ядра с такими количествами нейтронов или протонов особенно устойчивы.

Глава 4

МОДЕЛЬ ЯДЕРНЫХ ОБОЛОЧЕК

В гл.3 отмечалось, что ядра, содержащие магическое число нуклонов (2, 8, 20, 50, 82, 126), имеют аномально большую энергию связи (т.е. особо устойчивы) и нулевой электрический квадрупольный момент (т.е. сферически-симметричны). Эта своеобразная периодичность в свойствах ядер, сходная с периодическим изменением свойств атомов, позволяет предположить, что подобно атому атомные ядра имеют оболочечную структуру.

Соответствующая модель атомного ядра называется оболочечной моделью или моделью ядерных оболочек.

Прежде чем перейти к описанию модели ядерных оболочек, напомним и систематизируем факты, подчеркивающие особые свойства ядер с магическим числом нуклонов, а также пополним их некоторыми другими эмпирическими данными подобного же характера.

4.1. Закономерности в изменении энергии связи

О наличии особо устойчивых ядер можно судить по величине энергии связи. Устойчивые ядра обладают наибольшей энергией связи. Присоединяемые к ним дополнительные нуклоны должны связываться с ядром слабее (энергия присоединения нуклона мала).

Рассмотрим ряд ядер ${}^1_1\text{H}^1$, ${}^1_1\text{H}^2$, ${}^2_2\text{He}^3$, ${}^2_2\text{He}^4$, каждое из которых получается из предыдущего присоединением к нему одного нуклона. Значения энергии присоединения этого нуклона к трем первым ядрам соответственно равны 2,2; 5,5 и 20,6 МэВ, т.е. быстро возрастают по мере приближения к последнему ядру.

Однако если аналогичное построение продолжить, присоединив к ядру ${}^2_2\text{He}^4$ еще один нуклон (протон или нейтрон), то оказывается, что (в обоих случаях) его энергия присоединения будет отрицательна и соответствующее ядро-продукт (${}^3_3\text{Li}^5$ или ${}^2_2\text{He}^5$) неустойчиво. Таким образом, ядро ${}^2_2\text{He}^4$, содержащее два протона и два нейтрона, т.е. дважды магическое ядро, является особенно устойчивым. Этот вывод подтверждается также тем, что ядра ${}^2_2\text{He}^4$ (в виде α -частиц) испускаются при радиоактивном распаде.

4.2. Ядерные оболочки

Если считать, что Z и N меняются непрерывно, то энергетическая поверхность будет гладкой и на ней будут отсутствовать изломы и разрывы. В действительности дело обстоит иначе. Энергетическая поверхность претерпевает резкие изломы в некоторых участках.

На рис. 4.1 приведена зависимость величины дефекта массы Δ от массового числа A для ядер с четными A . Экспериментальные точки на этом графике соответствуют только тем изобарам, которые обладают максимальным дефектом массы. Иначе говоря, при построении этой кривой были взяты изотопы, располагающиеся вблизи дна «долины» энергетической поверхности.

На рис. 4.1 отчетливо видны изломы в области массовых чисел 40 (${}_{20}\text{Ca}^{40}$ — 20 протонов и 20 нейтронов) и 54 (${}_{26}\text{Fe}^{54}$ — 26 протонов и 28 нейтронов). Аналогичные изломы претерпевает энергетическая поверхность в тех участках, которые соответствуют ядрам, содержащим 50 и 82 протона, а также 50, 82, 126 и 152 нейтрона. Эти ядра наиболее устойчивы.

Впервые на значительную устойчивость ядер, содержащих 20, 50 и 82 протона и нейтрона, было указано в 1951 г. Среди легких ядер наиболее устойчивыми являются ядра ${}_{2}\text{He}^4$ и ${}_{8}\text{O}^{16}$. Таким образом, числа 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 и 152 имеют особое значение в проблеме устойчивости ядер (их иногда называют магическими). Ряд фактов подтверждает, что при этих числах нуклонов происходят какие-то преобразования в структуре ядра. Рассмотрим некоторые из них.

Построим диаграмму, на которой по оси абсцисс откладывается атомный номер Z , а по оси ординат $Y = N - Z$ — так называемое изотопическое число, показывающее, на сколько число нейтронов в ядре больше числа протонов. Такая диаграмма приведена на рис. 4.2. На ней темными кружками изображены четно-четные ядра, а светлыми — четно-нечетные и нечетно-четные. При построении диаграммы был выбран наиболее устойчивый изотоп для каждого Z , причем критерием служила наибольшая относительная распространенность, под которой понимается процентное содержание того или иного изотопа в естественной их смеси.

Как видно из рис. 4.2, зависимость Y от Z изображается ступенчатой кривой, причем концу каждой ступени соответствуют наиболее устойчивые ядра, а началу — наименее устойчивые. Места изломов приходятся как раз на ядра с числами нейтронов 20, 28, 50 и 82. Не обнаруженные в природе элементы 43 и 61 (технеций и прометий) на этой диаграмме занимают места, непосредственно следующие за ядрами, в составе которых имеются 50

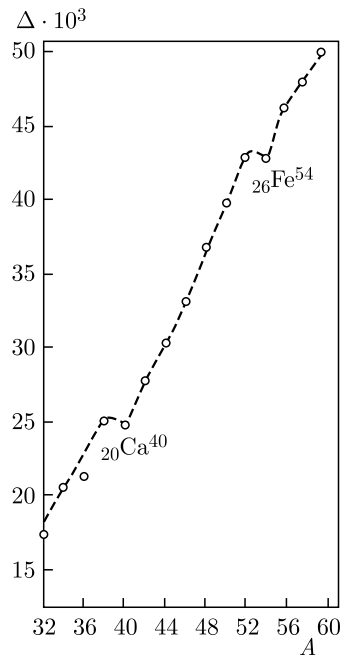


Рис. 4.1. Зависимость величины дефекта массы Δ от массового числа A для ядер с четными A

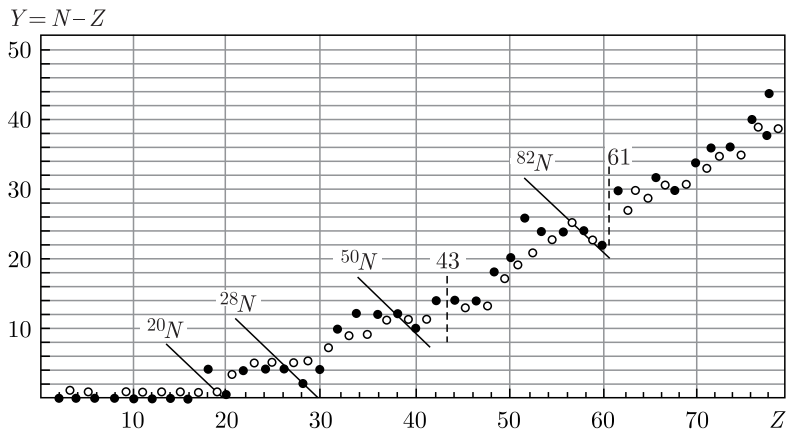


Рис. 4.2. Диаграмма зависимости атомного номера Z от $Y = N - Z$ (так называемого изотопического числа, показывающего, на сколько число нейтронов в ядре больше числа протонов)

и 82 нейтрона. Создается впечатление, что ядра, содержащие 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126 нуклонов, наиболее устойчивы по той причине, что при этих числах нуклонов в ядрах образуются замкнутые оболочки, подобно тому как образуются замкнутые электронные оболочки в атомах инертных газов.

Значительная устойчивость ядер, в состав которых входит указанное число протонов или нейтронов, подтверждается данными о распространенности различных изотопов в природе, которые приведены на рис. 4.3. График показывает, что наиболее распространенными и, можно думать, наиболее устойчивыми являются ядра ${}^2\text{He}^4$ ($2p, 2n$), ${}^8\text{O}^{16}$ ($8p, 8n$), ${}^{20}\text{Ca}^{40}$ ($20p, 20n$), ${}^{28}\text{Ni}^{60}$ ($28p, 32n$), ${}^{38}\text{Sr}^{88}$ ($38p, 50n$), ${}^{40}\text{Zr}^{90}$ ($40p, 50n$), ${}^{50}\text{Sn}^{120}$ ($50p, 70n$), ${}^{56}\text{Ba}^{138}$ ($56p, 82n$), ${}^{58}\text{Ce}^{140}$ ($58p, 82n$), ${}^{82}\text{Pb}^{207}$ ($82p, 126n$). Этот график, составленный на основе данных, полученных при анализе состава земной коры, метеоритов, солнечной атмосферы и атмосферы планет, красноречиво свидетельствует об

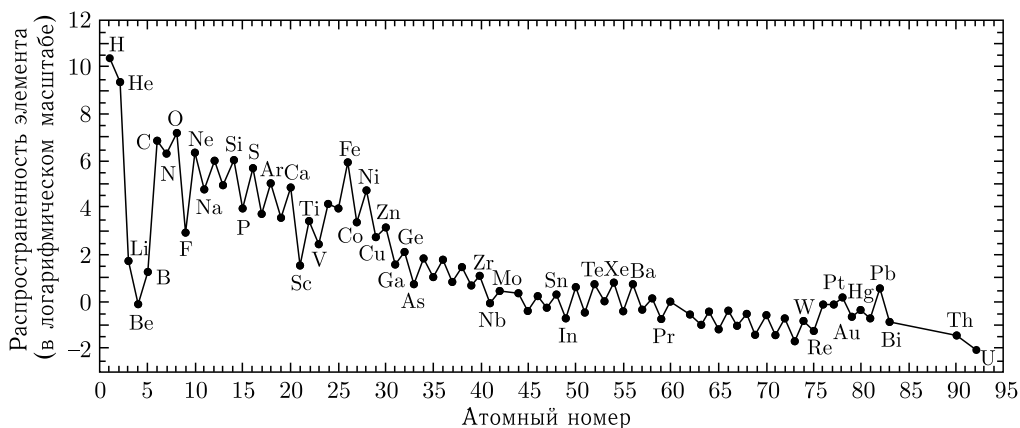


Рис. 4.3. Распространенность различных изотопов в природе

относительно большой распространенности изотопов, содержащих в своем составе 2, 8, 20 и т. д. протонов или нейтронов.

Значительная устойчивость ядра ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ иллюстрируется, кроме того, следующими фактами. Кальций имеет шесть устойчивых изотопов: ${}_{20}\text{Ca}^{40}$, ${}_{20}\text{Ca}^{42}$, ${}_{20}\text{Ca}^{43}$, ${}_{20}\text{Ca}^{44}$, ${}_{20}\text{Ca}^{46}$, ${}_{20}\text{Ca}^{48}$. Такого числа устойчивых изотопов не имеет ни один из близлежащих элементов. Разность массовых чисел самого легкого и самого тяжелого изотопов равна 8, в то время как для всех соседних ядер эта разность не превышает 4. Относительная распространенность ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ равна 96,92%. Наконец, в природе отсутствуют ядра, содержащие 19 и 21 нейтрон. Все это говорит о значительной устойчивости ядра, состоящего из 20 протонов и 20 нейтронов.

Устойчивость ядер, в состав которых входит 50 протонов, кроме значительной распространенности в природе, подтверждается тем, что олово, ядра которого содержат 50 протонов, имеет наибольшее из всех элементов Периодической системы число устойчивых изотопов — 10, причем разность масс крайних изотопов достигает 12 единиц. Об устойчивости ядра, содержащего 50 нейтронов, свидетельствует также то, что относительная распространенность изотопов с четным атомным номером (в случае, если $Z > 30$) не превосходит 60%.

Исключением является ${}_{38}\text{Sr}^{88}$, содержащий 50 нейтронов. Его относительная распространенность равна 82,74%. Кроме того, оказывается, что среди элементов, расположенных в средней части Периодической системы, наименее распространены более легкие изотопы, т. е. изотопы с минимальным числом нейтронов. Относительная распространенность последних, как правило, не превышает 2%. Исключение и в этом случае составляют наиболее легкие изотопы, содержащие 50 нейтронов. Действительно, распространенность изотопа ${}_{40}\text{Zr}^{90}$ составляет 51,46%, распространенность ${}_{42}\text{Mo}^{92}$ — 15,84%.

Устойчивость ядер, содержащих 82 нейтрона, подтверждается аналогичными фактами. Относительная распространенность превосходит 35% только у изотопов, содержащих 82 нейтрона: например, относительная распространенность ${}_{56}\text{Ba}^{138}$ равна 71,66%, а относительная распространенность ${}_{58}\text{Ce}^{140}$ — 88,49%. Обращает на себя внимание и то, что из всех изотопов Nd только для ${}_{60}\text{Nd}^{142}$, наиболее легкого, содержащего 82 нейтрона, относительная распространенность достигает заметной величины (27,13%).

На рис. 4.4 приведено отношение Q/eR^2 (Q — квадрупольный момент, а R — радиус ядра в единицах ферми) для ядер, содержащих нечетные числа протонов или нейтронов. Стрелками указаны числа нуклонов, соответствующие наиболее устойчивым ядрам. Отчетливо видно, что для ядер с числом нуклонов 2, 8, 20 и т. д. квадрупольные моменты близки к нулю. Это свидетельствует о том, что эти ядра симметричны. Вновь можно прийти к мысли, что магическим числам соответствуют замкнутые оболочки нуклонов в ядре.

Рис. 4.4 говорит еще об одной закономерности. Квадрупольные моменты средних и тяжелых ядер меняют знак, когда число нуклонов проходит через значения, равные магическим числам, причем ядра, в которых не хватает одного-двух нуклонов для заполнения оболочки, обладают положительными квадрупольными моментами (вытянуты вдоль спиновой оси), ядра же,

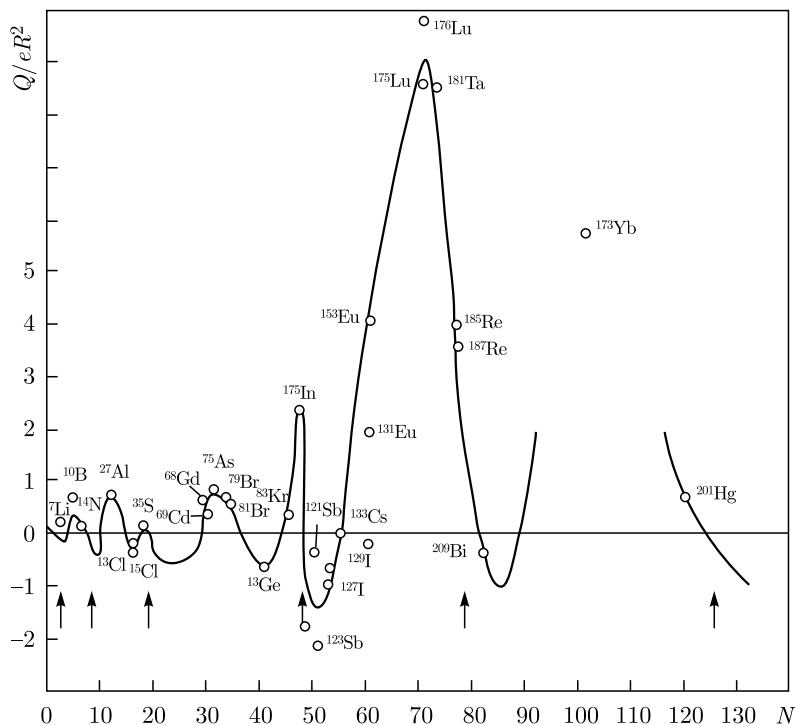


Рис. 4.4. Зависимость квадрупольных моментов ядер от числа нуклонов

в которых имеется один избыточный нуклон по сравнению с магическим числом, обладают отрицательными квадрупольными моментами (сплюснуты вдоль спиновой оси). Отсюда непосредственно следует, что при переходе числа нуклонов через магическое число распределение зарядов и, возможно, форма ядра изменяются.

Вышеизложенные факты позволяют сделать вывод о том, что в ядрах существуют замкнутые оболочки (более подробно об этом см. п. 4.3). Представление о существовании таких оболочек находится в противоречии с представлением о ядре как о жидкой капле. Предположение о том, что ядро подобно капле жидкости, подтверждается рядом закономерностей, наблюдающихся при ядерных реакциях и, в частности, при делении ядер. Капельная модель ядра, по-видимому, оправдывается в случаях возбужденных состояний ядер. Применение ее к невозбужденным ядрам не приводит к удовлетворительным результатам. В частности, с ее помощью нельзя объяснить упомянутые изломы энергетической поверхности и существование магических чисел.

Отклонение расчетных значений A от экспериментальных показано на рис. 4.5.

Наконец, следует отметить, что поверхности, на которых размещены четно-четные и нечетно-нечетные ядра, расположены несимметрично относительно поверхности, вдоль которой размещены ядра с нечетными A . Анализ экспериментальных данных показал, что вполне удовлетворительное совпаде-

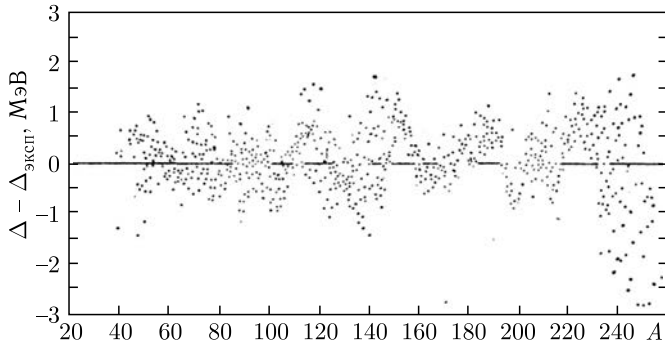


Рис. 4.5. Разница между расчетными и экспериментальными значениями масс ядер
ние расчетных и опытных данных получается, если положить

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} -14,78A^{-0,54} & \text{для четных } A, Z, \\ +7,25A^{-0,45} & \text{для четных } A, \text{ нечетных } Z. \end{cases} \quad (4.1)$$

Существенным недостатком формулы (4.1) является ее чисто эмпирический характер; однако и в таком виде эта формула нашла широкое применение при исследовании свойств короткоживущих ядер.

4.3. Замкнутые оболочки для ядер, удаленных от линии стабильности

В макроскопическом описании в рамках модели жидкой капли связанная система, состоящая из A нуклонов, характеризуется энергией связи B . Значение энергии связи является предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований. В общем случае для ядер, близких к линии стабильности, она описывается формулой, получившей название формулы Бете–Вайцзекера:

$$B(N, Z) = a_\nu A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \pm \delta A^{-1/2}, \quad (4.2)$$

где $a_\nu = 15,79$ МэВ, $a_s = 18,34$ МэВ, $a_c = 0,71$ МэВ, $a_a = 22,21$ МэВ и $\delta = 12$ МэВ для четных A (для нечетных A этот параметр равен нулю).

На рис. 4.6 схематично представлена энергия связи ядер в зависимости от числа нуклонов: $B \sim a_\nu A$, что определяется несжимаемостью ядерной материи и разделением ядерных сил. Однако необходимо заметить, что несколько поверхностных нуклонов могут привести к дополнительному взаимодействию с кором ядра, что может повлиять на уменьшение энергии связи ядра. Этот поверхностный эффект играет существенную роль для легких ядер, удаленных от линии стабильности.

С другой стороны, кулоновское расталкивание вносит большой вклад в энергию связи для тяжелых ядер. Стабильность тяжелых ядер также повышается с увеличением числа нейтронов по сравнению с числом протонов (условие асимметрии масс). Более того, в ядрах с четным числом нуклонов

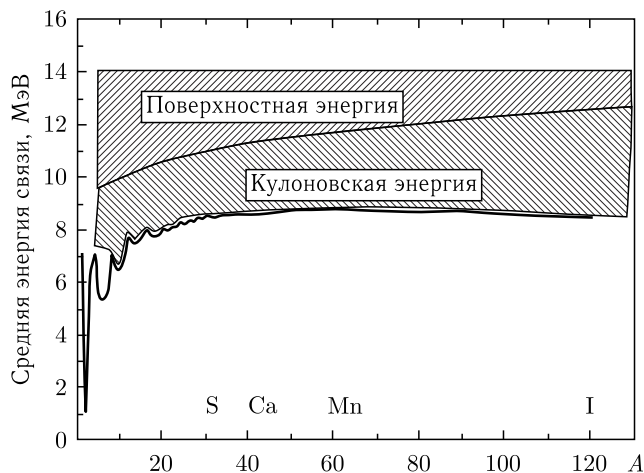


Рис. 4.6. Зависимость средней энергии связи ядер (B) от среднего числа нуклонов (A)

из-за действия принципа Паули может взаимодействовать только пара нуклонов с одним и тем же угловым моментом. Этот эффект стабилизируют ядра с четным числом нуклонов по отношению к ядрам с нечетным A . Эта простая качественная интерпретация показывает сильную чувствительность энергии связи ядер, а следовательно, их стабильность, к поверхностным эффектам: «skin»-эффектам, кулоновскому расталкиванию, гало и т. п. Однако в действительности зависимость энергии связи от A носит более сложный характер, особенно вблизи магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

При микроскопическом описании энергии связи с использованием модели независимых частиц, в отличие от модели жидкой капли, предполагается, что каждый нуклон расположен в некоем среднем поле $V(r)$, образованном другими нуклонами. Ядерный потенциал $V(r)$ в этом случае аппроксимируется гармоническим осциллятором вида

$$V(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 + Dl^2 + Cl \cdot S, \quad (4.3)$$

где l — оператор орбитального углового момента, S — спиновый оператор. Второй член этого выражения связывает угловой момент с гармоническим осциллятором: константа D является отрицательным параметром, определяющим изменение энергии уровня $Dh^2l(l+1)$. Два первых коэффициента в формуле (4.2) описывают энергию связи, но не воспроизводят влияние оболочек. Учет влияния оболочек осуществляется добавлением третьего коэффициента, учитывающего «спин-орбитальное» взаимодействие и позволяющего учесть в микроскопическом подходе нерегулярности в потенциале, связанные с проявлением оболочек. Известно, что ядра, имеющие магическое число нейтронов или протонов, равное оболочечным числам, являются магическими ядрами, имеющими сферическую форму и повышенную стабильность. В этой модели спин и четность ядер определяют их устойчивость, а энергетические

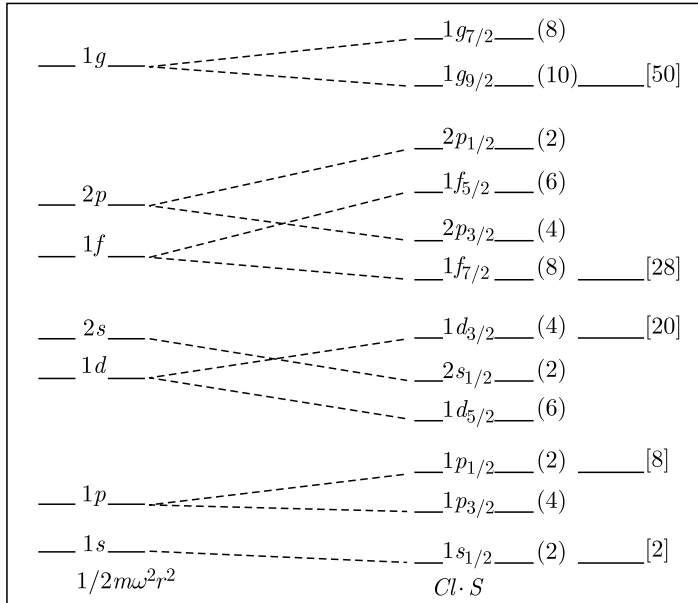


Рис. 4.7. Схема уровней и магические оболочки в рамках оболочечной модели

уровни в ядре заполняются в соответствии с правилами заполнения оболочек и подоболочек (рис. 4.7).

Чтобы совместить два подхода — «макроскопический» и «микроскопический», Бор и Моттelson создали модель так называемых «коллективных оболочек», в которой энергия возбужденного состояния ядра определяется как

$$E_j = \left(\frac{\hbar^2}{2J} \right) j(j+1), \quad (4.4)$$

где j — спин ядра, равный для четно-четных ядер $0, 2, 4, \dots$, и J — момент инерции ядра. Это выражение описывает индивидуальное движение нуклонов в ядре, которые слабо взаимодействуют друг с другом, а также коллективное движение нуклонов в ядре.

Таким образом, магические или дважды магические ядра являются более стабильными, чем соседние ядра.

Влияние оболочек в ядрах, удаленных от линии стабильности, исследуется путем систематических измерений зависимости энергии отделения последних нейтронов (S_n, S_{2n}) или энергии первого возбужденного состояния (2^+) от числа нейтронов.

Энергия отделения двух последних нейтронов, S_{2n} , определяет энергию связи ядра и записывается в следующем виде:

$$S_{2n}(A, Z) = [\Delta M(A-2, Z) - \Delta M(A, Z) + 2\Delta M_n] \cdot c^2, \quad (4.5)$$

где $\Delta M(A, Z)$ — избыток масс для ядра ${}_Z X^A$, ΔM_n — избыток массы нейтрона, равный $8,071$ МэВ.

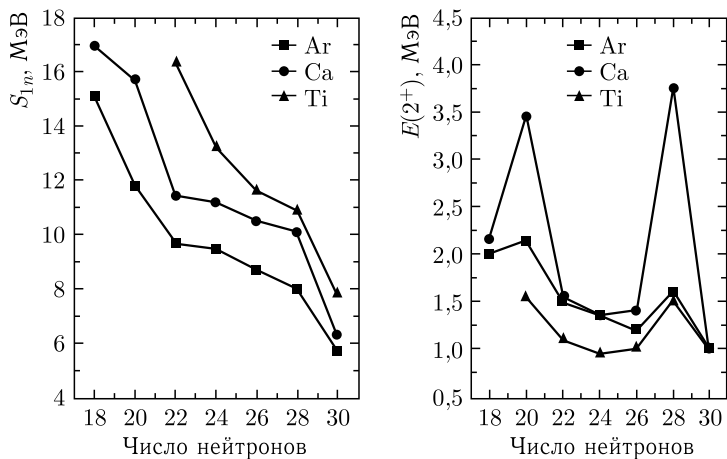


Рис. 4.8. Зависимость энергии отделения нейтрона (слева) и энергии 2^+ -уровня (справа) от числа нейтронов для изотопов аргона, кальция и титана

Зависимость энергии связи от числа нейтронов описывается относительно плавной кривой, которая меняет свой ход вблизи замкнутых оболочек, так как энергия связи нейтрона максимальна для магических ядер.

На рис. 4.8 представлены зависимости энергии отделения одного нейтрона и энергии 2^+ -уровня от числа нейтронов в ядрах. Эти зависимости показывают проявление оболочек $N = 20$ и $N = 28$ для изотопов Ar, Ca и Ti. Между тем измеренные значения энергии 2^+ -уровня для ядер ^{32}Mg ($E(2^+) = 885,5(7)$ кэВ, $E(4^+) = 1430(3)$ кэВ) и ^{44}S ($E(2^+) = 1297(18)$ кэВ), являющихся магическими ядрами, показали, что они сильно деформированы. Кроме того, обнаружение в ядре ^{43}S изомерного состояния с энергией перехода $E = 319$ кэВ и периодом полураспада $T_{1/2} = (488 \pm 48)$ нс показало, что в этом ядре могут сосуществовать две формы — сферическая и деформированная, что было впервые предсказано Ю.С. Лютостанским для ^{31}Na и впоследствии подтверждено расчетами.

На рис. 4.9 показана экспериментальная зависимость энергии связи двух последних нейтронов (S_{2n}) от числа нейтронов для разных изотопов от Ne до Ca. Видно, что на энергию связи изотопов Ca, K и Ag влияют замкнутые оболочки $N = 28$. Однако для изотопов Mg, S, P, Si, Cl увеличение энергии связи наблюдается в районе чисел $N = 22$ и $N = 26$. Особенно наглядно проявляется исчезновение оболочки с $N = 28$ и появление новой с $N = 26$ для изотопов Cl. Измеренные экспериментально энергии связи двух нейтронов (S_{2n}) для изотопов ^{41}Si , ^{43}P и ^{44}S (табл. 4.1) существенно ниже экстраполированных значений из таблиц масс.

Этот факт также свидетельствует об ослаблении известных замкнутых оболочек в этой области ядер. Для изотопов Cl, S и P наблюдается повышение энергии связи нейтронов вблизи чисел $N = 20$ и $N = 26$ по сравнению с изотопами Ca, Na и Ar. Это объясняется деформацией, которая образует более связанную конфигурацию ядер.

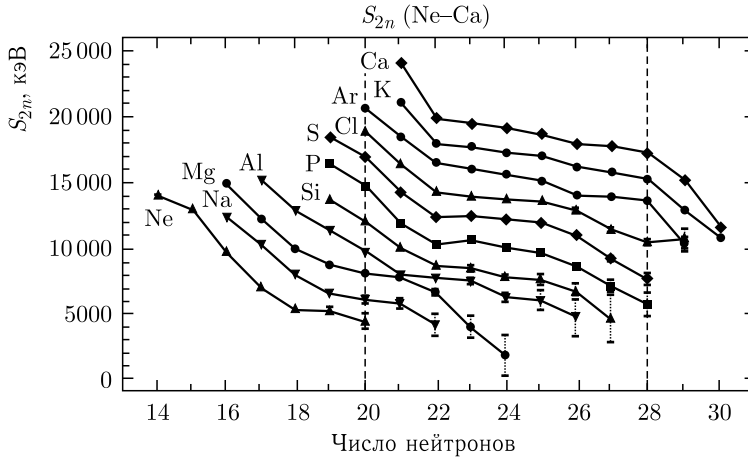


Рис. 4.9. Зависимость энергии связи двух последних нейтронов для нейтронно-избыточных ядер от неона до кальция в районе замкнутых оболочек $N = 20$ и $N = 28$

Таблица 4.1. Экспериментальные и экстраполированные энергии связи двух нейтронов (S_{2n}) для ядер ^{41}Si , ^{43}P , ^{44}S

Ядро	S_{2n}^{exp} , кэВ	S_{2n}^{extr} , кэВ
^{41}Si	4510	6450
^{43}P	5680	8220
^{44}S	7610	9780

Таким образом, вблизи чисел нейтронов $N = 22$ и $N = 26$ для сильно нейтронно-избыточных ядер возникают новые области деформации, которые и определяют их стабильность.

Были измерены эффективные сечения взаимодействия ядер ^{22}N , ^{23}O , ^{24}F . Из сравнения этих сечений с сечениями взаимодействия для других ядер был сделан вывод о существовании новой оболочки с $N = 16$. Информация о существовании новых замкнутых оболочек была получена также из экспериментов по измерению масс ядер. В этом случае, сравнивая экспериментально измеренный избыток масс с расчетами по макроскопической модели жидкой капли (FRLDM — Finite Range Liquid Drop Model), можно уточнить значение оболочечной поправки в зависимости от числа нейтронов в ядре.

На рис. 4.10 и 4.11 представлены такие зависимости для изотопов Ca, S и P, расположенных между оболочками $N = 20$ и $N = 28$. В представленной зависимости микроскопической энергии для изотопов Ca наблюдается два минимума в районе $N = 20$ и $N = 28$. Между этими двумя магическими числами изменение микроскопической энергии связано с заполнением оболочки $f_{7/2}$. Для изотопов S и P излом этой зависимости наблюдается для $N = 26$. На этом основании был сделан вывод о появлении новой оболочки с $N = 26$. Разность энергии между экспериментальным и экстраполированным значениями масс для изотопов ^{43}P и ^{44}S составила 2,15 и 1,76 МэВ соответ-

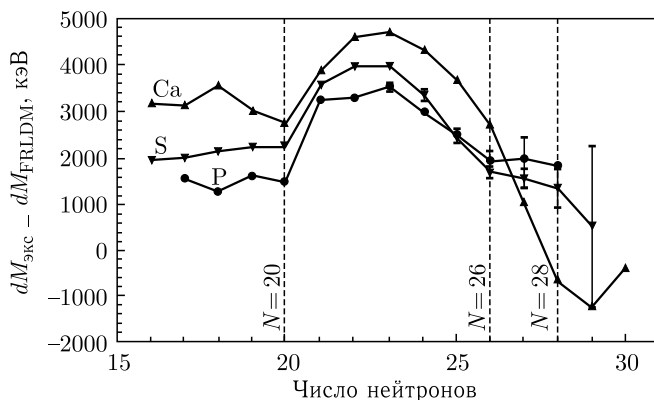


Рис. 4.10. Изменение микроскопической энергии для изотопов кальция, серы, фосфора вблизи $N = 20$ и $N = 28$

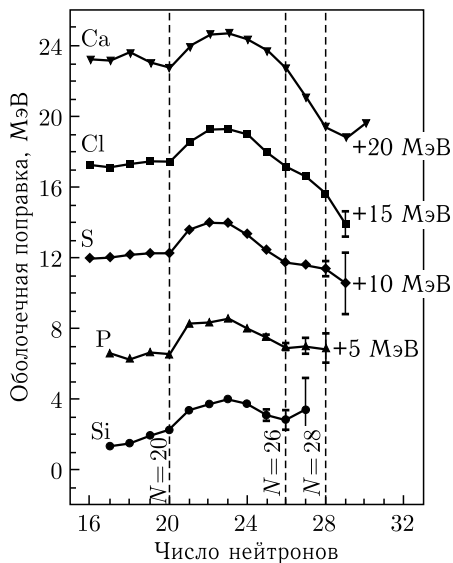


Рис. 4.11. Изменение оболочечной поправки к микроскопической энергии для $Z = 20$ и $Z \leq 17$ вблизи оболочек $N = 20$ и $N = 28$

ственно. Рис. 4.10 демонстрирует такое же поведение оболочечной поправки для изотопов S и P вблизи $N = 26$.

Ранее была предпринята попытка теоретической интерпретации появления новых оболочек для нейтронно-избыточных ядер. С этой целью использовалась монте-карловская оболочечная модель (MCSM). Для таких описаний эта модель имеет ряд преимуществ. Во-первых, возможность включения множества одночастичных состояний позволяет описывать большие возбуждения в ядрах. Таким образом, можно рассчитать сферические и растр-состояния, деформационные ротационные полосы, а также недеформированные состояния, используя один и тот же гамильтониан. Во-вторых, появляется возможность использования большого числа валентных частиц. Эта особенность позволяет описывать целый ряд ядер вдоль оси изоспина, когда увеличивается число нукло-

лонов. Наиболее эффективно это описание используется для переходов из сферической конфигурации в деформированное состояние. В таком подходе изменение формы, а также возможное сосуществование различных форм деформации в одном и том же ядре рассматриваются как следствие влияния валентных нуклонов. Для объяснения такого сосуществования двух форм в ядрах вводятся эффективные одночастичные энергии (ESPEs), которые соответствуют одночастичным орбитам. Было показано, что разность энергии между орбиталями $0d_{3/2}$ и $1s_{1/2}$ для изотопов кислорода с числом нейтро-

нов $N = 16$ имеет максимум и составляет 6 МэВ. Это достаточно большое значение, сравнимое с расстоянием между оболочками sd и pf в ядре Ca. С ростом Z , начиная от кислорода, это значение уменьшается и достигает своего минимума для Mg и Al. Такое поведение одночастичных уровней объясняется влиянием нейтронной оболочки $0d_{3/2}$ с изменением числа протонов, что можно наблюдать на примере ядер ^{30}Si и ^{24}O , которые имеют одинаковое $N = 16$. Ядро ^{30}Si имеет 6 валентных протонов в пространстве sd над оболочкой-кором из $Z = 8$ и является стабильным ядром, в то время как ^{24}O не имеет валентных протонов. Для ядра ^{30}Si уровни $0d_{3/2}$ и $1s_{3/2}$ расположены достаточно близко друг к другу, а для ^{24}O уровень $0d_{3/2}$ расположен высоко и близко к группе оболочек pf , вследствие чего разница между $0d_{3/2}$ и $1s_{3/2}$ составляет ~ 6 МэВ. Для стабильного ядра ^{34}Si это значение меньше из-за большой разницы в энергиях (4 МэВ) между $0d_{3/2}$ и pf оболочками и объясняется сильным взаимодействием между протон-нейтронными орбиталями (валентные протоны добавляются только на $0d_{5/2}$, для Z от 8 до 14). Из-за сильного взаимодействия между протонами на $0d_{5/2}$ и нейтронами на $0d_{3/2}$ орбиталях большее число протонов, добавленных на $0d_{5/2}$, приводит к более связанному состоянию для нейтронов на орбитали $0d_{3/2}$. Поэтому уровень $0d_{3/2}$ расположен ниже в ядре ^{34}Si по сравнению с ^{24}O . Это и обуславливает магичность оболочки $N = 16$.

Похожие тенденции имеют место и для других ядер, что приводит к новым магическим числам $N = 6, 16$ и 34 для нейтронно-избыточных ядер вместо $N = 8, 20$ и 40 для ядер, близких к линии стабильности. Например, для легких нейтронно-избыточных ядер, так называемых p -оболочечных ядер, вместо магического числа $N = 8$ появляется число $N = 6$. Как следствие, ядро ^8He является достаточно хорошо связанным, а изотопы $^{9,10}\text{He}$ — несвязанными. Такая же ситуация имеет место для связанного магического ядра ^{24}O и несвязанных $^{25,26,27,28}\text{O}$. С точки зрения проявления новых оболочек интерес представляют нейтронно-избыточные ядра с $Z > 8$. Как установлено экспериментально, граница нейтронной стабильности достигается для изотопов фтора, неона и натрия при гораздо большем соотношении нейтронов и протонов $(N - Z)/Z$, чем для изотопов кислорода (последний связанный изотоп ^{24}O). Удивительным является тот факт, что добавление одного протона к ядру ^{24}O позволяет удерживать в ядре фтора еще 6 дополнительных нейтронов (^{31}F имеет 22 нейтрона, а ядро ^{24}O — 16 нейтронов). Экспериментально показано, что дважды магическое ядро ^{28}O ($N = 20$) является несвязанным. Все это еще раз свидетельствует об изменении магических чисел 8, 20, 40 для ядер, удаленных от долины стабильности.

Для ^{31}Na были получены аномальные значения массы и периода полураспада. Ядро ^{31}Na , находящееся далеко от долины стабильности, оказалось более связанным, чем ожидалось. Такая же ситуация была обнаружена и для изотопов магния ($^{31,32,33}\text{Mg}$).

Для объяснения свойств ядер в этой области было высказано предположение о нарушении привычного порядка заселения нейтронами уровней. Показано, что нейтроны не заселяются на низколежащие орбитали sd , обра-

зую свободное дырочное состояние, а переходят на более высоко расположенные pf орбитали, образуя заполненное состояние. Это приводит к тому, что ядро становится деформированными. Такое состояние получило название «intruder» («внедренное»), а область ядер, где проявляются подобные эффекты, — «область инверсии».

Такой подход позволил описать характеристики ядра ^{31}Na , полученные экспериментально. В рамках обычной модели оболочек с USD взаимодействием (SM USD) для основного состояния ^{31}Na получается значение спина $5/2^+$, если принять конфигурацию $0p0h$. Использование модели MCSM позволяет получить правильное значение спина $3/2^+$ для основного состояния, измеренного экспериментально. Это достигается использованием существенно большего модельного пространства в модели MCSM по сравнению с SM USD. Было показано, что учет $2p2h$ -конфигурации позволяет воспроизвести экспериментальные значения основного и первого возбужденного состояний ядра ^{31}Na : первое возбужденное состояние имеет спин $5/2^+$ и уровень 310 кэВ.

Одним из вопросов является принадлежность нейтронно-избыточных изотопов фтора к этой области инверсии. Главная трудность в описании свойств изотопов фтора заключается во влиянии малого числа протонов на процесс заполнения нейтронных оболочек, что приводит к аномальному заселению нейтронов из sd в pf оболочки. Была сделана попытка описания свойств большой группы изотопов (F, Ne, Mg и Si) в рамках модели MCSM.

На рис. 4.12 представлено сравнение экспериментальных значений энергий связи (S_{2n}) с расчетными в зависимости от Z для изотопов $N = 20$. Как видно, $0p0h$ конфигурация плохо описывает ход экспериментальной зависимости и только учет $2p2h$ и даже $4p4h$ конфигураций позволяет добиться согласия с экспериментом.

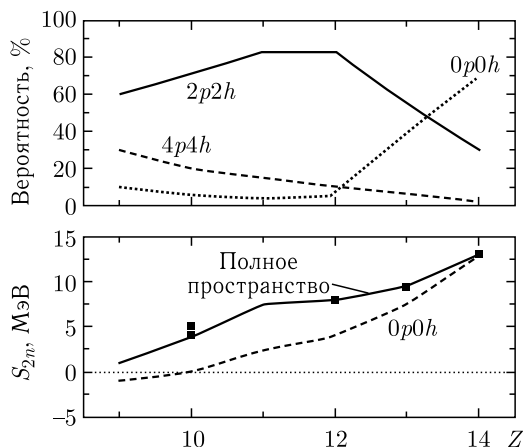


Рис. 4.12. Внизу: зависимость энергии отделения двух нейтронов для изотопов с $N = 20$, квадраты — экспериментальные значения. Вверху: результаты вычисления вероятностей заселения «частично-дырочных» состояний. Сплошная и пунктирная кривые соответствуют результатам вычисления вероятности заселения «частично-дырочных» состояний в этих изотопах в полном и $0p0h$ пространствах

Обращает на себя внимание тот факт, что вклад последних двух конфигураций уменьшается с ростом Z . Это указывает на уменьшение величины деформации для ^{44}Si , а ядро ^{29}F имеет максимальную деформацию для изотопов с $N = 20$ (магическое значение числа нейтронов).

Между тем свойства изотопов ^{29}F и $^{26,28}\text{O}$ трудно описать только в рамках модели MСSM, которая не смогла объяснить несвязанность $^{26,28}\text{O}$ и связанное состояние ^{29}F . Добавление одного протона к ядру кислорода делает возможным заселение нейтронов на $0d_{3/2}$ орбитали. Это приводит к тому, что нейтронно-избыточные изотопы фтора с $N > 16$ становятся связанными, хотя энергия связи имеет небольшое значение. Если сравнить ядра ^{27}F и ^{29}F , то первое из них имеет одну валентную «дырку», а второе не имеет «дырочного» состояния. В этом случае увеличивается энергия связи и появляется некоторая валентная, незанятая конфигурация. Есть предположение, что ядро ^{29}F должно быть несвязанным в $0p0h$ конфигурации. Таким образом, для нейтронной оболочки $N = 20$ маловероятно получить несвязанное состояние $^{26,28}\text{O}$ и связанное состояние ^{29}F . Последнее ядро становится связанным только благодаря смешиванию $2p2h$ и даже $4p4h$ состояний, а значит, является достаточно деформированным ядром. То же самое можно сказать о других $N = 20$ изотопах ^{30}Ne и ^{32}Mg : они также должны быть сильно деформированными.

Как следует из вышесказанного, в расчетах энергий связи ядер может появиться некоторое увеличение их энергии связи за счет эффектов деформации. Смешивание оболочечных конфигураций влечет за собой смешивание форм, т.е. для одного и того же ядра можно наблюдать различные формы — деформированные и сферические (сосуществование двух форм).

На рис. 4.13 представлены результаты расчетов форм потенциальной энергии для изотопов ^{28}Ne , ^{32}Mg и ^{34}Si в зависимости от деформации. Наличие локальных минимумов для деформаций, отличных от сферических, указывает на так называемое сосуществование форм, а возможно, и на существование изомеров формы. Таким образом, для этих ядер можно сформулировать определение области инверсии как области, где для основного состояния ядра $2p2h$ конфигурация имеет больший вклад по сравнению с $0p0h$.

Величина смешивания $0p0h$ и $2p2h$ конфигураций показана на рис. 4.14, где представлена зависимость среднего числа нейтронов на pf оболочке от числа нейтронов в ядре. Видно, что

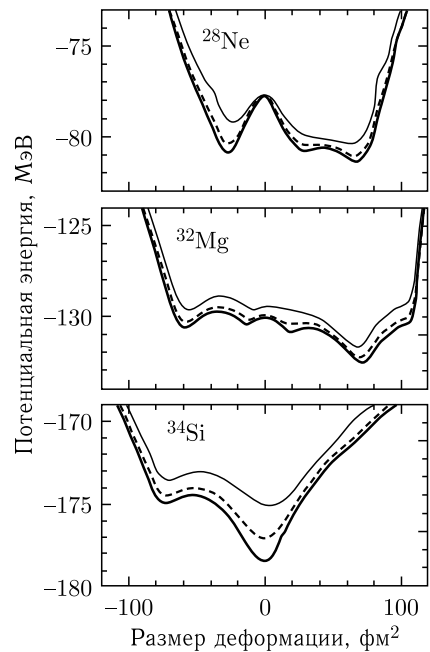


Рис. 4.13. Потенциальная энергия ядер ^{28}Ne , ^{32}Mg и ^{34}Si в зависимости от размера деформации

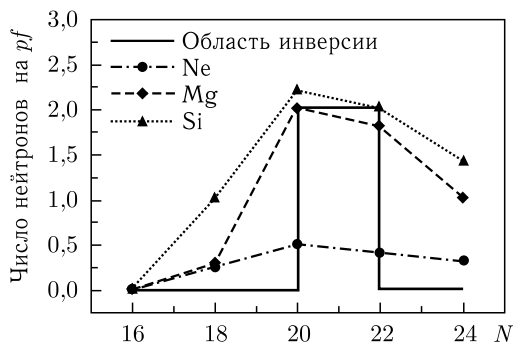


Рис. 4.14. Зависимость среднего числа нейтронов на pf оболочке в зависимости от числа нейтронов в ядре

ядро ^{32}Mg можно рассматривать как чисто $2p2h$ конфигурацию. Кроме того, в представленной зависимости наблюдается максимум для $N = 20$. Максимальный вклад конфигурации $2p2h$ наблюдается для $N = 20$, и это влияние сохраняется вплоть до $N = 24$. Для $N = 16$ вклад «intruders» конфигураций незначителен из-за того, что в этом случае все ограничивается орбиталью $1s_{1/2}$, которая достаточно удалена от pf .

Таким образом, для области ядер $N = 20$ и $N = 28$ проявляются новые свойства, приводящие к сосуществованию разных форм деформации, нарушению правил заполнения оболочек, сильной деформации вблизи оболочечных чисел, изменению значения магических чисел. Все это делает эту область ядер чрезвычайно интересной для экспериментальных исследований и тестирования теоретических моделей. Получение новой информации о структуре этих ядер позволяет более однозначно экстраполировать теоретические и экспериментальные данные в область более тяжелых ядер.

Глава 5

РАДИОАКТИВНОСТЬ

В этой главе приводятся общие представления об устойчивости ядер по отношению к радиоактивному распаду. Описываются некоторые новые типы радиоактивного распада: протонная и кластерная радиоактивности, спонтанное деление, исследования которых в последнее время позволяют получить важную информацию о свойствах ядерной материи.

Нобелевская премия 1903 г. по физике была присуждена «профессору Антуану Анри Беккерелю за открытие самопроизвольной радиоактивности, профессору Пьеру Кюри и Марии Склодовской-Кюри за их работы, относящиеся к излучению, открытому Анри Беккерелем». Первым в мире сообщением о существовании радиоактивности был доклад Анри Беккереля на заседании Парижской академии наук 24 февраля 1896 г., в котором он описал результаты своих опытов по обнаружению засветки фотоэмульсии в результате контакта с бисульфатом урана. Позднее им же было обнаружено свойство излучения урановой соли вызывать ионизацию. После этих сообщений Мария и Пьер Кюри нашли еще один элемент, обладающий способностью испускать лучи, — торий, точнее, его соединения. В соединениях урана и тория они обнаружили аномальную радиоактивность, гораздо сильнее той, которую можно было ожидать. После дополнительных химических экспериментов в 1898 г. они пришли к выводу, что в результате распада тория и урана образуются новые химические элементы — радий и полоний.

За более чем сто лет со времени открытия радиоактивности произошли существенные изменения в представлениях о строении и свойствах ядерной материи и, соответственно, радиоактивном распаде ядер. Были обнаружены новые виды радиоактивного распада: двойной β -распад, распады из изомерных состояний ядер, протонный и двухпротонный распад, и, наконец, недавно был обнаружен новый вид радиоактивности — кластерный распад ядер. Этим новым видам радиоактивности и посвящается эта глава. Однако для дальнейшего понимания обсуждаемой проблемы вначале будут изложены основные принципы, связанные с радиоактивным распадом.

5.1. Закон радиоактивного распада

Основной характеристикой распада ядер является вероятность их распада. Если в момент t существует число радиоактивных ядер N , то число распадающихся ядер dN за временной интервал dt будет пропорционально N в соответствии с зависимостью

$$\lambda = \frac{dN(dt)}{N}, \quad (5.1)$$

в которой λ является некоей постоянной величиной, называемой *константой радиоактивного распада*. Правая часть (5.1) определяет вероятность распада ядра в единицу времени. Эта вероятность является постоянной, определяющей время жизни каждого ядра. Интегрирование выражения (5.1) ведет к экспоненциальному закону радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (5.2)$$

где N_0 — число начальных ядер в момент $t = 0$.

Период полураспада $T_{1/2}$ определяет время, необходимое для распада половины начальных ядер. Поэтому, заменяя $N = N_0/2$ в выражении (5.2), получаем

$$T_{1/2} = 0,693/\lambda. \quad (5.3)$$

Для большого числа распадающихся ядер можно определить величину среднего времени жизни, которое определяется суммой времен жизни всех ядер, деленной на начальное число радиоактивных ядер. За время t остается число ядер, определяемое выражением (5.2), и за временной интервал t и $t + dt$ распадается ядер $-dN(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$. За время t суммарная продолжительность жизни ядер составляет $t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$.

Интегрируя по всем временам t , можно получить полную продолжительность жизни ядер:

$$\int_0^{\infty} t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt.$$

И тогда среднее время жизни

$$\tau = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt = \int_0^{\infty} t \lambda e^{-\lambda t} dt. \quad (5.4)$$

Преобразуя этот интеграл, получаем

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (5.5)$$

Таким образом, среднее время жизни — величина, обратная постоянной распада. Период полураспада ядра в этом случае определяется соотношением

$$T_{1/2} = 0,693\tau. \quad (5.6)$$

Единицей радиоактивности является кюри (Ки), она соответствует $3,7 \cdot 10^{10}$ распадам в секунду. В системе СИ единица активности — беккерель (Бк), 1 Бк равен одному ядерному превращению за 1 секунду, или 0,027 нанокюри (1 нКи = $1 \cdot 10^{-9}$ Ки = 37 ядерных распадов в секунду).

5.2. Энергетические свойства ядер

Прежде чем говорить о разных типах радиоактивного распада, необходимо рассмотреть такие характеристики ядер, как их энергия связи, поверхностная энергия, ядерные оболочки, которые в основном и определяют характеристики распада.

Объем ядра и полная энергия связи ядер пропорциональны числу нуклонов в ядре. Это свидетельствует о слабой сжимаемости ядерного вещества и насыщенном характере ядерных сил, т.е. означает, что нуклон, находящийся в ядре, взаимодействует лишь с небольшим числом других нуклонов. Таким образом, ядро можно сравнить с каплей несжимаемой жидкости и использовать эту аналогию при рассмотрении вопроса об энергии связи ядра. На основе жидкокапельной модели с помощью полуэмпирических расчетов были получены очень полезные выражения, связывающие полную энергию связи (или массу) с нуклонным составом ядра (т.е. с Z и A). Одно из таких соотношений хорошо описывает экспериментально измеренные энергии связи ядер и обычно используется при их расчетах:

$$E_{\text{св}} = 14,0A - 13,1A^{2/3} - 0,585Z(Z - 1)A^{-1/3} - 18,1(A - 2Z)^2A^{-1} + \delta A^{-1}. \quad (5.7)$$

В этом выражении $E_{\text{св}}$ — полная энергия связи (в МэВ), т.е. энергия, необходимая для расщепления ядра на отдельные нуклоны. Первый член отражает тот факт, что полная энергия связи пропорциональна числу нуклонов A . Это свидетельствует о том, что ядерные силы имеют короткий радиус действия и насыщенный характер. Однако на нуклоны, расположенные на поверхности ядра, такие силы не действуют, и поэтому следует учитывать уменьшение энергии связи, пропорциональное площади поверхности ядра. Этот учет производится с помощью второго (отрицательного) члена, пропорционального объему ядра, т.е. $A^{2/3}$. Кулоновские силы отталкивания являются дальнедействующими и проявляются между всеми протонами в ядре, т.е. каждый из Z протонов взаимодействует с остальными $(Z - 1)$ протонами, что приводит к уменьшению энергии связи. Это обстоятельство учитывается третьим членом. А так как среднее расстояние между протонами пропорционально радиусу ядра, то в третий член вводится еще коэффициент $A^{-1/3}$. Кулоновский член приобретает тем большее значение, чем больше протонов содержит ядро. Поэтому при $Z > 20$ все стабильные ядра содержат больше нейтронов, чем протонов (см. рис. 5.1).

Таким образом, выражение для энергии связи должно содержать отрицательный член, величина которого возрастает при увеличении разности $|N - Z| = |A - 2Z|$, а поскольку эффект уменьшения энергии связи наблюдается в одинаковой степени как при избытке нейтронов, так и при избытке протонов, то четвертый член (член симметрии) записывается в виде $(A - 2Z)^2$. Множитель A^{-1} означает, что вклад в энергию связи, вызванный образованием нейтронно-протонных пар, линейно зависит от вероятности нахождения такой пары в данном объеме, а эта вероятность обратно пропорциональна объему ядра. И, наконец, последний, пятый член в выражении (5.7) отражает тот экспериментальный факт, что энергия связи ядра при данном A зависит от того, будут Z и N четными или нечетными. Наиболее стабильными оказываются четно-четные ядра (Z и N — четные). Параметр δ называется коэффициентом спаривания. Средняя энергия связи ϵ , приходящаяся на один нуклон, для всех элементов, за исключением нескольких наиболее легких, почти одинакова. На рис. 5.1 показана зависимость средней энергии связи нуклонов в ядре от массового числа A . В области легких элементов значение

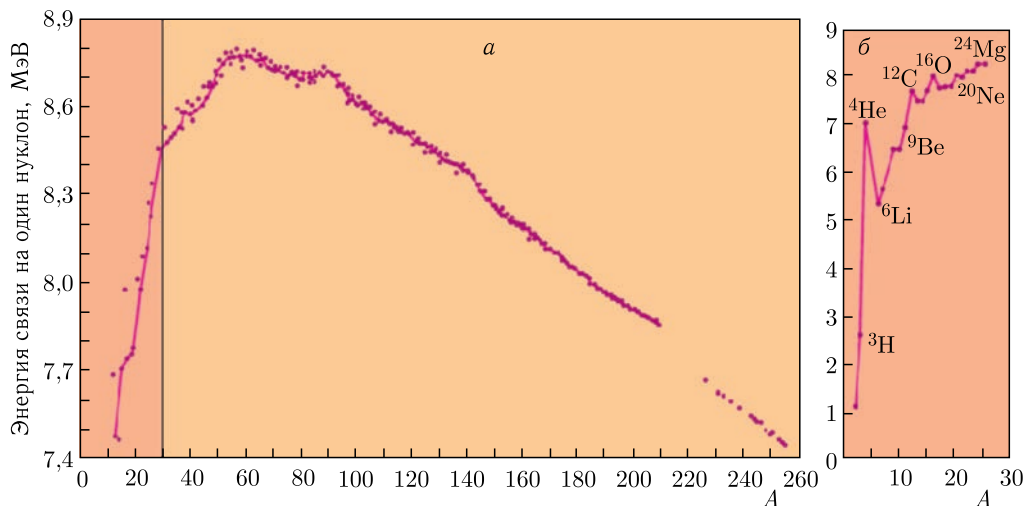


Рис. 5.1. Зависимость энергии связи ядер на один нуклон от массового числа A для области $15 \leq A \leq 255$ (а) и $2 \leq A \leq 30$ (б)

ε для четных A заметно больше среднего значения ε для соседних нечетных A . Такая же закономерность наблюдается для больших массовых чисел. Среди наиболее легких ядер наблюдается нерегулярное изменение энергии связи на один нуклон. В частности, энергии связи таких ядер, как ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$, очень высоки (рис. 5.1). Это обстоятельство имеет важное значение, особенно при рассмотрении астрофизических аспектов образования элементов и солнечной энергии.

Существуют также такие понятия, как «дефект массы» и «коэффициент упаковки». Дефект массы Δ представляет собой разность между массой атома M и его массовым числом A ($\Delta = M - A$). Коэффициентом упаковки f называется отношение дефекта массы к массовому числу ($f = \Delta/A$). Зависимость f от A является обратной зависимости ε от A . Хотя среднее значение энергии связи в расчете на один нуклон является медленно меняющейся функцией массового числа, энергия связи, вносимая при присоединении к ядру одного дополнительного протона или нейтрона, может существенно изменяться при переходе от одного ядра к другому. Например, энергии связи дополнительного нейтрона в ядрах ${}^{44}\text{Ca}$, ${}^{45}\text{Ca}$, ${}^{46}\text{Ca}$, ${}^{47}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$ равны соответственно 11,13, 7,36, 10,31, 6,46, 9,23 МэВ. Видно, что здесь очень четко проявляется эффект, связанный с четностью или нечетностью массового числа. В некоторых случаях целесообразно рассматривать энергию связи в ядре целой группы нуклонов, например α -частицы или более сложного ядра. Энергию связи α -частицы (${}^4\text{He}$ с массовым числом 4,00260) в ${}^{235}\text{U}$ (массовое число 235,04393) можно вычислить, зная массы этих ядер и массу ядра ${}^{231}\text{Th}$ (231,03635). Она оказывается равной $231,03635 + 4,00260 - 235,04393 = -0,00498$ а. е. м., или 4,64 МэВ. Отрицательная энергия связи означает, что ядро ${}^{235}\text{U}$ термодинамически неустойчиво по отношению к распаду на ${}^{231}\text{Th}$ и ${}^4\text{He}$. Энергия связи α -частиц отрицательна для всех «стабильных» ядер с $A \geq 140$.

Энергии связи ядер можно представить в виде функции A и Z с помощью некоторой трехмерной поверхности, являющейся геометрическим выражением уравнения (5.7). В этом случае рассматривают не энергию связи $E_{св}$, а массу ядра M , связанную с $E_{св}$ соотношением

$$M = ZM_H + (A - Z)M_n - E_{св}, \quad (5.8)$$

где M_H и M_n — соответственно массы атома водорода (938,77 МэВ) и нейтрона (939,55 МэВ). Из уравнений (5.7) и (5.8) легко получить полуэмпирическое выражение для массы ядер

$$M = 925,55A - 0,78Z + 13,1A^{2/3} + 0,585Z(Z - 1)A^{-1/3} + 18,1(A - 2Z)^2A^{-1} - \delta A^{-1}. \quad (5.9)$$

Это выражение представляет собой квадратичное уравнение относительно Z , и его можно записать в более общем виде следующим образом:

$$M = c - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \frac{a_a}{A}(A - 2Z)^2 + \frac{\delta}{A}. \quad (5.10)$$

Таким образом, при определенном A коэффициенты a и c являются постоянными и при данном значении δ уравнение (5.10) есть уравнение параболы. Сечение поверхности при любом нечетном A ($\delta = 0$) дает одну параболу, тогда как сечение при любом четном A ($\delta \pm 1$) дает две параболы, сдвинутые друг относительно друга на оси энергии на $2\delta/A$, но в остальном совершенно идентичные. Массовые (или энергетические) параболы используют при систематике процессов β -распада, а также для наглядного представления

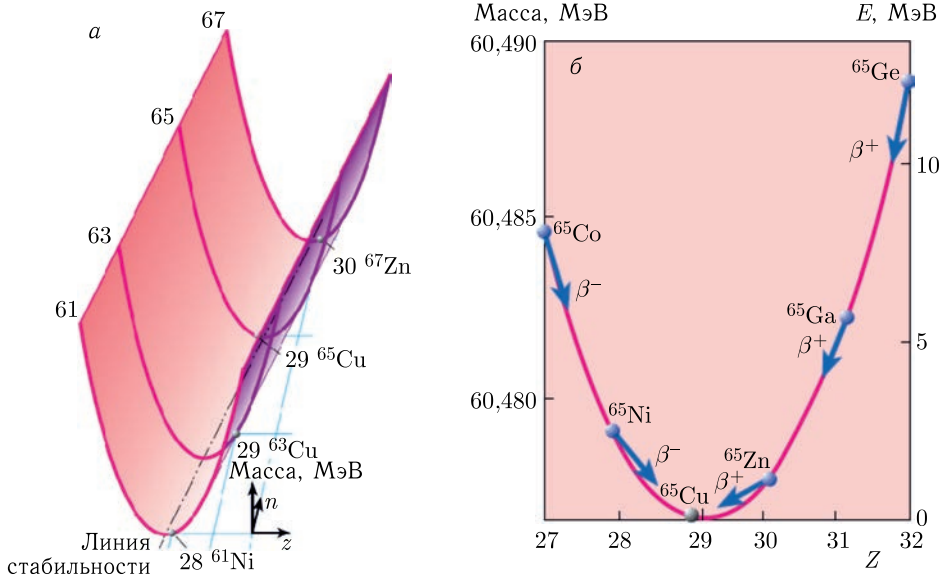


Рис. 5.2. а) Парабола стабильности для средних ядер. Трехмерное представление долины стабильности для ядер $28 \leq A \leq 30$. б) Парабола стабильности для ядер с $A = 65$. Стабильное ядро ${}^{65}\text{Cu}$

стабильности ядер. На рис. 5.2 представлены результаты расчетов по уравнению (5.10) параболы для ядер с $28 \leq Z \leq 30$ и $A = 65$.

Во всех этих случаях мы рассматривали ядро как статистический ансамбль нейтронов и протонов. Такая модель, согласно которой ядро уподобляется жидкой капле, хорошо объясняет многие свойства ядер. Однако определенные экспериментальные данные по характеристикам распада ядер указывают на существование в ядре некоторой структуры, аналогичной электронным оболочкам в атоме. Было установлено также, что 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126 являются магическими числами и определяют замкнутые оболочки в ядрах. Такие ядра оказываются более стабильными по отношению к различным видам радиоактивного распада. Хорошо известен тот факт, что все три природных радиоактивных семейства (урана, тория и актиния) заканчиваются стабильными изотопами свинца ($Z = 82$). Наиболее тяжелые стабильные нуклиды ^{208}Pb и ^{209}Bi содержат по 126 нейтронов. Теоретически было предсказано существование магического сверхтяжелого ядра ^{298}Fl .

5.3. Распад нестабильных ядер

При рассмотрении вопроса об энергиях связи ядер было получено уравнение устойчивости ядра по отношению к радиоактивному распаду: ядро оказывается энергетически устойчивым по отношению к определенному виду распада, если его масса меньше суммы масс продуктов, образующихся при ядерном превращении. При этом учитываются свойства ядерной энергии: объемной энергии, поверхностного и кулоновского членов, а также членов, учитывающих влияние симметрии и энергии образования пар нуклонов. Однако при рассмотрении любой энергетически неустойчивой системы необходимо принимать во внимание также скорости протекания различных процессов, так как термодинамически неустойчивая система во многих случаях может рассматриваться как вполне стабильная. Примером этого могут служить ядра с $A > 140$, называемые стабильными. Таким образом, весьма важной характеристикой радиоактивного распада является скорость распада, или период полураспада. Поэтому при рассмотрении характеристик радиоактивного распада ядер необходимо учитывать влияние различных факторов на скорость радиоактивного распада. К таким факторам, кроме энергетической неустойчивости ядер, рассмотренной выше, относится целый ряд других свойств ядер, а также составляющих их нуклонов. Большую роль в радиоактивных превращениях ядер играют проницаемость потенциального барьера ядра, механизм формирования α -частиц и кластеров из нуклонов, сверхтекучие свойства ядер и др. Таким образом, при рассмотрении характеристик распада каждого ядра приходится учитывать его энергетические и квантово-механические свойства, что является достаточно сложной математической задачей.

Как хорошо известно из ядерной физики, основными типами распадов являются α -распад, β -распад и γ -распад. Не обсуждая особенности и характеристики этих хорошо известных типов радиоактивного распада, рассмотрим здесь другие типы распадов, исследованию которых в последнее время посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ.

5.4. Протонная и двухпротонная радиоактивность

Открывшиеся возможности получения протонно-избыточных ядер привели к экспериментальному обнаружению двух новых видов распада: протонной и двухпротонной радиоактивности. До определенного времени считалось, что в широком интервале массовых чисел для изотопов, устойчивых по отношению к β -распаду, испускание протона, в отличие от α -распада, энергетически невыгодно. Доказательством тому служил тот простой факт, что четыре нуклона в свободной α -частице связаны значительно сильнее, чем в любом тяжелом ядре. Для испускания же ядром протона требуется энергия порядка нескольких МэВ, соответствующая его энергии связи в дочернем ядре. Между тем при очень сильном продвижении от стабильных изотопов в сторону протонно-избыточных ядер становятся способными испускать протоны, в основном за счет увеличивающегося вклада кулоновского члена и члена, учитывающего влияние симметрии в уравнении энергии связи ядра (5.7). Однако для ядер, сильно удаленных от области β -стабильности, энергии β -распада должны быть велики, и поэтому периоды их полураспада для процесса испускания позитрона или захвата электрона оказываются малыми. Таким образом, испускание протонов может быть обнаружено только в том случае, если период полураспада этого процесса также относительно невелик ($T_{1/2} \ll 1$ с). Это является причиной того, что для легких ядер ($Z < 20$) вследствие большой скорости протонного распада наблюдение протонной радиоактивности маловероятно. При более высоких Z , для которых диапазон измеримых периодов полураспада соответствует более широкому интервалу энергий распада, ядра, способные испускать протон, должны быть расположены достаточно далеко от области стабильности ядер, синтез которых до последнего времени являлся проблематичным. Однако успехи в области ускорительной техники и физических методик позволили существенно продвинуться в область суперпротонно-избыточных ядер и впервые наблюдать протонные излучатели, такие как $^{165,166,167}\text{Ir}$, ^{171}Au , ^{185}Bi (ядра, имеющие на 16–18 нейтронов меньше, чем стабильные ядра).

Возможность существования нового типа радиоактивного распада — двухпротонного распада — была предсказана В. И. Гольданским. Этот процесс должен наблюдаться для протонно-избыточных легких ядер ($Z \leq 50$) с четным Z . Такие ядра, будучи едва устойчивыми к испусканию одного протона, могут оказаться нестабильными к испусканию сразу двух или большего числа протонов ввиду того, что за счет спаривания нуклонов (последний член в выражении (5.7)) энергия связи последнего (четного) протона в ядре Z^A может быть положительной в отличие от энергии связи последнего (нечетного) протона в ядре $(Z - 1)^{A-1}$. Используя обычное выражение для вероятности проникновения сквозь потенциальный барьер, можно оценить значения периодов полураспада, которые, как оказалось, должны меняться в более широких пределах, чем при испускании одного протона. В настоящее время в нескольких экспериментах, проведенных на ускорителях тяжелых ионов, было получено подтверждение существования двухпротонной радиоактивности.

5.5. Кластерная радиоактивность

В 1984 г. учеными Оксфордской лаборатории в Великобритании был обнаружен радиоактивный распад ^{223}Ra с вылетом ядер ^{14}C . В настоящее время радиоактивный распад с вылетом частиц, промежуточных по массе между α -частицами и осколками деления (^{14}C , ^{24}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si), найден более чем у 10 нуклидов от радия до плутония. Этот вид радиоактивного распада получил название кластерной радиоактивности. Открытие нового вида радиоактивности поставило вопрос о месте этого явления в общей картине радиоактивного распада.

При теоретическом описании этого типа распада проводилась аналогия с двумя другими известными видами радиоактивности с испусканием составных частиц: спонтанным делением и α -распадом. Исследование основных особенностей деления ядер однозначно приводит к заключению о сильной перестройке ядра в процессе его развала на пару фрагментов сравнимой массы. Эксперимент показывает, что два осколка деления имеют среднюю кинетическую энергию разлета, намного меньше энергии кулоновского взаимодействия этих осколков в точке касания. При этом энерговыход процесса Q_f оказывается достаточным, чтобы при некотором значении деформации осколков процесс их разлета являлся надбарьерным, т. е. ядро имеет шанс разделиться на пару деформированных осколков, если перед развалом оно оказывается сильно вытянутым. В этом подходе расчеты вероятностей кластерного распада осуществляются по одной из моделей, описывающих спонтанное деление

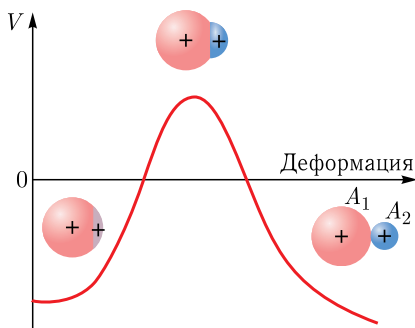


Рис. 5.3. Качественное представление эмиссии кластера в результате деформации ядра и преодоления им потенциального барьера V

ядер и учитывающих при этом оболочечные эффекты (испускаемые кластеры представляют собой оболочечные ядра), энергию, деформацию и жесткость ядра. Образование кластера в этом случае происходит по схеме, показанной на рис. 5.3.

Вероятность распада в единицу времени считается пропорциональной произведению вероятности перехода системы из начального состояния в контактную точку и проницаемости внешнего барьера. В подобного рода расчетах, основанных на модели спонтанного деления, осуществлялся подбор 12 параметров, однако предсказания этого теоретического подхода оказались ограниченными и требовали корректировки модели при усложнении структуры кластера и родительского ядра.

Другой, более простой подход к описанию кластерного распада, предложенный еще в 1928 г. Дж. Гамовым для описания α -распада, основан на простой модели распадающегося ядра. В этой модели точечный бесструктурный кластер с частотой $\nu_{\text{кл}}$ колеблется в потенциальной яме радиусом

$$R_h = r_0 \left(A_{\text{кл}}^{1/3} + A_f^{1/3} \right), \quad (5.11)$$

«отгороженный» от внешней области кулоновским барьером. Период полураспада выражается в виде

$$T_{1/2}^{\text{кл}} = \ln \frac{2}{2\nu_{\text{кл}}} P_L^{\text{кл}}, \quad (5.12)$$

где проникаемость барьера для кластера с угловым моментом L и энергией распада Q определяется по формуле

$$P_L = \exp(-K_L). \quad (5.13)$$

В табл. 5.1 собраны результаты теоретических работ, рассматривающих кластерный распад по моделям деления и α -распада, а также представлены экспериментальные значения логарифмов периода кластерного полураспада.

Таблица 5.1. Расчетные и экспериментальные значения $\lg(T_{1/2}^{\text{кл}})$ (в секундах)

Вид распада	Расчет		Эксперимент
	По модели деления	По модели α -распада	
$^{223}\text{Ra}(^{14}\text{C})$	12,2	11,8	$11,0 \pm 0,06$
$^{230}\text{Th}(^{24}\text{Ne})$	24,8	25,6	$24,6 \pm 0,07$
$^{231}\text{Pa}(^{24}\text{Ne})$	23,4	23,1	$23,4 \pm 0,08$
$^{238}\text{Pu}(^{28}\text{Mg})$	25,8	26,0	$25,7 \pm 0,25$
$^{238}\text{Pu}(^{32}\text{Si})$	25,7	25,9	$25,3 \pm 0,16$

Видно, что оба теоретических подхода неплохо описывают экспериментальные данные. Эксперименты по изучению кластерной радиоактивности должны быть чрезвычайно чувствительны, так как вероятность такого распада очень мала по сравнению с делением и α -распадом ($\lambda_{\text{кл}}/\lambda_{\alpha} \leq 10^{-16}$). Экспериментальное обнаружение кластерной радиоактивности дало существенно новый импульс развитию наших представлений о механизмах перестройки ядра в процессе радиоактивного распада.

5.6. Спонтанное деление ядер и спонтанно делящиеся изомеры

Спонтанное деление ядер — это процесс туннельного прохождения ядер через барьер деления. Этот вид радиоактивного распада был обнаружен в 1940 г. российскими учеными К. А. Петржаком и Г. Н. Флеровым, изучавшими деление урана. Динамика этого процесса в какой-то степени похожа на описанную выше динамику кластерного распада. Минимум потенциальной энергии соответствует основному состоянию ядра (см. рис. 5.4), в котором ядро испытывает лишь нулевые колебания. Энергия ядер зависит от жесткости системы. Внесение в атомное ядро энергии извне, например при поглощении ядром той или иной частицы, вызывает изменение характера движения нуклонов, составляющих его. При энергии, равной нескольким МэВ, движение нуклонов может стать упорядоченным и возникнут колебания ядерного

вещества. Если энергия колебания достаточно велика, атомное ядро может перейти в состояние неустойчивого равновесия и возможен необратимый процесс разрыва ядра на два осколка. С определенной вероятностью такой же процесс может возникнуть у тяжелых ядер самопроизвольно без внесения извне энергии возбуждения, и произойдет спонтанное деление.

Исследование спонтанного деления ядер тесно связано с работами по синтезу новых трансурановых элементов. Это объясняется тем, что по мере продвижения в область элементов с большими Z все более возрастает роль спонтанного деления. Например, для изотопа ^{238}U период спонтанного деления равен 10^{16} лет, а период α -распада составляет всего $4,5 \cdot 10^9$ лет. Это значит, что на 10^6 α -распадов приходится всего лишь одно спонтанное деление. Для изотопов элементов с большими атомными номерами происходит уменьшение периодов полураспада для спонтанного деления и α -распада. Однако периоды спонтанного деления уменьшаются быстрее, и для некоторых изотопов элементов с $Z \geq 100$ спонтанное деление становится уже доминирующим каналом распада. Диапазон периодов спонтанного деления очень велик. Так, для изотопа ^{232}Th установлена лишь нижняя граница периода спонтанного деления, равная 10^{22} лет, а для изотопа ^{258}Fm период спонтанного деления равен всего лишь 0,38 мс. Вероятность туннельного проникновения через барьер деления P_{SF} приближенно пропорциональна:

$$P_{\text{SF}} \approx \exp \left[- \int \sqrt{V(\delta)M} d\delta \right], \quad (5.14)$$

где V — потенциальная энергия ядра; δ — параметр деформации; M — массовый коэффициент, учитывающий инерциальные свойства ядра при колебательном движении. Вопрос о вычислении массового коэффициента и его изменении во время перехода к положению неустойчивого равновесия очень сложен, равно как и вопрос об изменении потенциальной энергии.

В 1962 г. в Дубне группой С. М. Поликанова был обнаружен эффект спонтанного деления с минимально коротким периодом полураспада, не предсказанный теорией. Это явление было затем интерпретировано как изомерия формы в области делящихся ядер. Объяснение природы спонтанно делящихся изомеров появилось после теоретических работ В. М. Струтинского, в которых предложен метод учета оболочечных эффектов при больших деформациях атомных ядер. Применение данного метода к тяжелым ядрам привело к выводу о том, что барьер деления имеет более сложную форму, чем предполагалось ранее на основе других моделей ядра, например жидкокапельной.

На рис. 5.4 представлен ряд примеров расчетов потенциальной энергии, включающих оболочечные поправки. Из этих расчетов следует, что для ядер с $Z \geq 88$ минимальная энергия (или основное состояние ядра) соответствует форме вытянутого эллипсоида вращения с параметрами деформации $\beta \approx 0,25$. Кроме того, на барьере деления при значении $\beta \approx 0,6$ появляется второй достаточно глубокий минимум. С этим минимумом и связано появление спонтанно делящихся изомеров. Они интерпретируются как нижние состояния во втором минимуме на барьере деления. Повышенная вероятность спонтанного деления таких состояний объясняется тем, что при их делении преодолевается лишь часть барьера (его второй горб). В то же время барьер, разделяющий

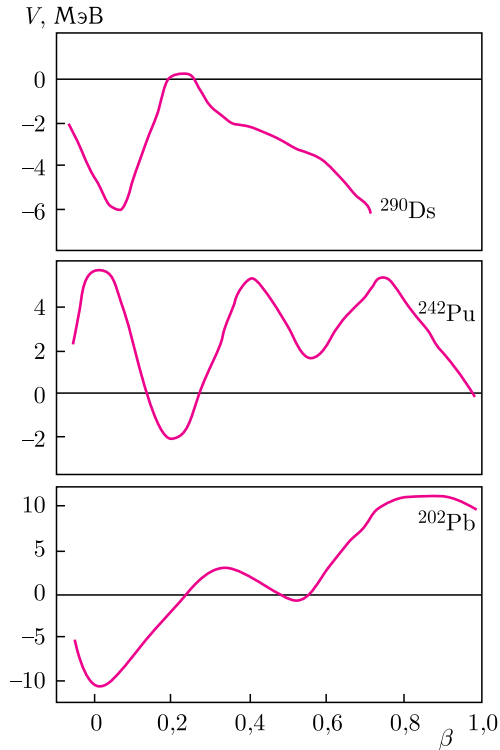


Рис. 5.4. Зависимость потенциальной энергии V с учетом оболочечной поправки от параметра деформации β для ряда ядер. Отсчет энергии ведется от значения потенциальной энергии в модели жидкой капли

первый и второй минимумы, обуславливает запрет для α - и γ -переходов в основное состояние. В настоящее время известны 34 спонтанно делящихся изомера элементов от урана до берклия.

ТЯЖЕЛЫЕ ИОНЫ И ФИЗИКА ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР

Фундаментальной проблемой ядерной физики является получение и изучение свойств ядер, находящихся в экстремальном состоянии, — экзотических ядер. Это ядра, имеющие большой угловой момент («бешено» вращающиеся ядра), высокую энергию возбуждения («горячие» ядра), сильнодеформированные ядра (супер- и гипердеформированные, ядра с необычной конфигурацией формы), ядра с аномально высоким числом нейтронов или протонов (нейтронно-избыточные и протонно-избыточные ядра), сверхтяжелые ядра с числом протонов $Z > 110$. Изучение свойств ядерной материи в экстремальных состояниях дает важную информацию о свойствах микромира и таким образом позволяет моделировать различные процессы, происходящие во Вселенной.

На рис. 6.1 схематично показаны три фазы ядерной материи. Первое состояние — симметричная ядерная материя. Оно определяется свойствами стабильных ядер: их энергией (E), плотностью распределения нейтронов (N) и протонов (Z), массой (m) и др. Второе состояние — это чисто нейтронная материя, аналогом которой могут быть нейтронные звезды. Оно достигается увеличением нейтронного избытка в ядрах ($Z/(N + Z)$), которые искусствен-

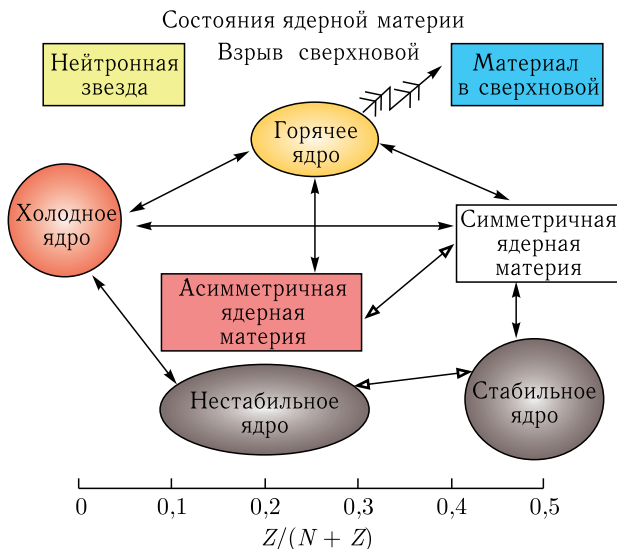


Рис. 6.1. Схематическое представление состояний ядерной материи в зависимости от соотношения числа протонов (Z) к общему числу нуклонов ($N + Z$) в ядре

но синтезируются в лабораторных условиях на мощных ускорителях. И, наконец, третье состояние — материя, соответствующая состоянию вещества в сверхновых космических образованиях, характеризующаяся чрезвычайно высокой плотностью ($\sim 10^{12}$ г/см³) и температурой ($\sim 10^9$ К). Это состояние материи также синтезируется искусственно в ядерных реакциях с ускоренными до высоких энергий ядрами (несколько гигаэлектронвольт на нуклон).

Таким образом, получая и изучая экзотические состояния ядер, мы продвигаемся в понимании не только фундаментальных свойств самого ядра, но и окружающей нас Вселенной.

Однако искусственный синтез экзотических ядер является чрезвычайно сложной задачей, требующей нетрадиционных методов решения. В частности, в последнее время она эффективно решается с использованием ускорителей тяжелых ионов с энергиями от десятков мегаэлектронвольт (МэВ) до сотен гигаэлектронвольт (ГэВ) (в таких единицах выражается энергия пучков ускорителей — $1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}$). Ускорители тяжелых ионов — циклические (циклотроны), линейные (тандемы), кольцевые (синхротроны) — ускоряют ядра не полностью ионизированных атомов, т. е. имеющих положительный заряд, используя для этого различные методы: высокочастотный (циклотроны), электростатический (тандемы, линейные ускорители), комбинации высокочастотного и магнитного (циклотроны, синхротроны). Для того чтобы началась ядерная реакция, энергия ускоренного ядра должна превышать кулоновскую энергию отталкивания двух положительно заряженных ядер, которая обычно составляет несколько десятков МэВ. При энергиях выше кулоновского барьера открываются различные каналы реакции, вероятность которых зависит от энергии ядра-снаряда, от свойств самих взаимодействующих ядер, а также от расстояния, на котором они сталкиваются (радиуса взаимодействия).

В ядро, как и в любое другое вещество, нельзя закачать любую энергию. При определенной энергии также наступает фазовый переход жидкость–газ. И при определенной критической температуре ядро превращается в плазму — это четвертое состояние вещества. В космических масштабах это приводит к взрыву звезд. В ядрах к этому состоянию пытаются приблизиться, используя ускорители тяжелых ионов высоких энергий. Вопрос о значении максимальной критической температуры ядра является одним из фундаментальных вопросов ядерной физики. Кроме реакций слияния могут протекать и другие процессы: реакции передачи нуклонов, развала бомбардирующего ядра с захватом части его ядром мишени и др., которые успешно используются физиками-экспериментаторами для получения и изучения различных экзотических состояний ядерной материи. С увеличением энергии бомбардирующего ядра при ее определенном пороговом значении (~ 30 МэВ/нуклон) ядра начинают фрагментировать, т. е. раскалываться на множество более легких ядерных систем в широком диапазоне масс, зарядов, температур. И вот здесь основной задачей экспериментаторов является выделение ядра в определенном состоянии на фоне во много раз большего числа других ядер. Для этого используются различные детекторы частиц, позволяющие измерять с высоким разрешением заряд, массу, импульс, координату вылета ядра, а также определять его температуру, угловой момент и время жизни, которое часто достигает 10^{-20} – 10^{-21} с. Такие детекторы, как правило, регистрируют

ядра, основываясь на принципе измерения степени ионизации вещества детектора, которая находится в прямой зависимости от массы и заряда ядра. Из них создают сложные спектрометры, состоящие из нескольких сотен детекторов, расположенных вокруг мишени и перекрывающих практически все углы (4 π -геометрия). Об этом будет сказано ниже.

Один из таких спектрометров — установка ФОБОС, которая использовалась в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований в Дубне на пучке ускорителя тяжелых ионов для изучения процессов образования экзотических ядер в реакциях фрагментации. Оказалось, что в реакциях фрагментации могут образовываться в больших количествах ядра как сильно нейтронно-избыточные, так и сильно нейтронно-дефицитные. Избыток и дефицит нейтронов в конечных ядрах зависит от соотношения нейтронов и протонов в бомбардирующем ядре. В первых совместных экспериментах, проведенных учеными из Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ и Национальной лаборатории GANIL (Франция), был использован пучок редкого изотопа ^{48}Ca , содержащегося в природе в ничтожных количествах и полученного в российских институтах на специальных электромагнитных разделительных установках. Это самый нейтронно-обогащенный изотоп (20 протонов и 28 нейтронов) из содержащихся в природе. В этих экспериментах было получено более 30 новых нейтронно-избыточных изотопов, расположенных у самой границы ядерной стабильности: ^{18}B , ^{22}C , ^{23}N , ^{24}O и др. На рис. 6.2 представлена ($N-Z$)-диаграмма изотопов. Видно, что для легких элементов границы ядерной стабильности практически достигнуты и за нею начинается море нестабильных ядер, хотя и среди них появляются относительные островки стабильности, которые и пытаются обнаружить физики.

Здесь уместно напомнить основные положения ядерной физики о стабильности ядер. Ядерные силы чрезвычайно сильны, но действуют только на коротком расстоянии. Стабильность ядер определяется балансом притягивающих ядерных сил между нуклонами: нейтронами (n) и протонами (p) — и отталкивающих кулоновских сил, которые действуют между заряженными протонами. Таким образом, в ядре осуществляются разного типа взаимодействия: $n-p$, $n-n$, $p-p$. Наиболее сильными являются $n-p$ -взаимодействия. Поэтому наиболее стабильны ядра с близким числом нейтронов и протонов, так как в них осуществляется максимальное число $n-p$ -взаимодействий. Чистые $n-n$ -системы являются нестабильными (за исключением нейтронных звезд, где стабилизирующими силами являются гравитационные силы). Также нестабильны системы, состоящие из малого числа протонов и большого числа нейтронов, и наоборот. Это наглядно иллюстрирует карта ядер, представленная на рис. 6.2. Стабильные ядра, существующие в природе, на ней обозначены черными квадратами. Всего их 273 ядра. Из рисунка видно, что для ядер с массой больше 40 ($N = Z = 20$) кулоновские силы сдвигают линию стабильности в сторону нейтронно-избыточных ядер (больших N). Кулоновские силы также ограничивают область существования тяжелых ядер, для которых короткодействующие ядерные силы не могут компенсировать кулоновские силы отталкивания, и тяжелые ядра с числом протонов $Z > 90$ распадаются (спонтанное деление) с образованием двух более стабильных кусков — осколков деления. Этим же объясняется и то, что ядра тяжелее урана ($Z > 92$)

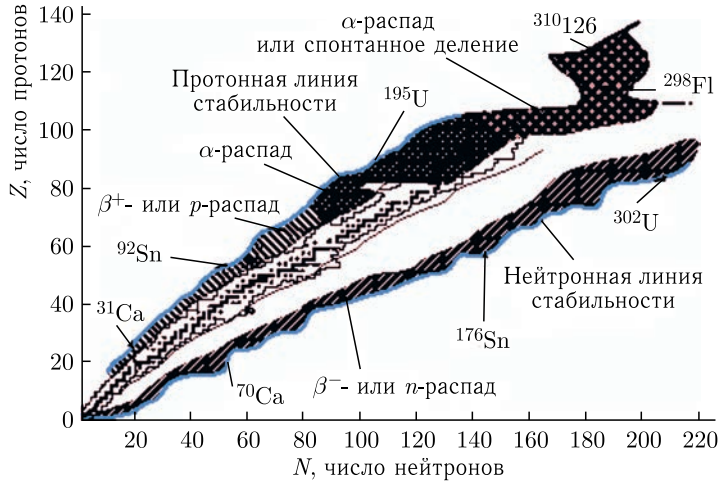


Рис. 6.2. Нейтронно-протонная карта изотопов. Черные квадраты — ядра стабильные или долгоживущие. Ломаной сплошной кривой представлена область известных ядер, испытывающих электронный распад (β^- и β^+ -распады). Двумя сплошными линиями вблизи области β^- -распада показаны границы известных в настоящее время ядер. Внешние сплошные кривые ограничивают предполагаемую область стабильных ядер. За этими линиями начинается «море» нестабильности. Нижняя линия определяет нейтронную границу стабильности (n -распад), верхняя — протонную (β -распад). Штрихпунктирной линией ограничена ожидаемая область стабильности сверхтяжелых ядер. На границе области стабильности обозначены последние стабильные, еще не синтезированные изотопы

в природе пока не обнаружены. На рис. 6.2 также показаны рассчитанные теоретиками в определенных предположениях о свойствах ядер нейтронная и протонная линии стабильности. Они означают, что ядра, перегруженные нейтронами (нейтронно-избыточные) или протонами (протонно-избыточные), расположенные за линией стабильности, являются несвязанными ядрами (нет баланса между кулоновскими и ядерными силами) и распадаются за время 10^{-22} с и менее. Определение положения линии стабильности является само по себе важной и достаточно сложной задачей, которая зависит от многих параметров, определяющих свойства ядер. Радиоактивные ядра, находящиеся между линиями стабильности, а их около 7000, могут быть синтезированы только искусственно в лабораторных условиях, и число еще неизвестных ядер составляет около 4000 (незатемненная область на карте изотопов). Таким образом, физикам предстоит еще достаточно работы, чтобы приблизиться к линии стабильности, особенно в области средних и тяжелых масс ядер. Что касается ядер легчайших элементов (изотопов водорода, гелия, лития, бериллия), то здесь граница стабильности уже достигнута, т. е. синтезированы все ядра, в которых энергия связи нуклона положительная (энергия связи — это некоторая величина, характеризующая стабильность ядер: для стабильных ядер она положительная, для нестабильных — отрицательная). Между тем даже несвязанные ядра (с отрицательной энергией связи) могут существовать в виде ядерных систем, в которых взаимодействие нуклонов

приводит к появлению некоторых ядерных состояний, хотя и чрезвычайно короткоживущих ($\sim 10^{-21}$ с), проявляющихся в виде резонансов. Исследование таких резонансных состояний несвязанных ядерных систем дает важнейшую информацию о возможности дальнейшего продвижения к островкам стабильности, которые, как предполагают теоретики, существуют в «море» нестабильности. Первый такой островок может существовать для чисто нейтронных ядер с числом нейтронов, начиная с 20. Однако в настоящее время экспериментально в лабораторных условиях синтезировать такие нейтронные ядра практически невозможно. Пока удалось исследовать стабильность динейтрона ($2n$), тринейтрона ($3n$), тетранейтрона ($4n$). Они оказались несвязанными, однако для динейтрона был обнаружен резонанс, на основе чего был сделан вывод о том, что эта система почти связанная (очень маленькая отрицательная энергия связи, около 70 кэВ). Поиски резонансов в системе из четырех нейтронов ведутся уже несколько лет, но пока безуспешно.

Интригующая ситуация существует со свойствами сверхтяжелых изотопов водорода и гелия. Сначала была обнаружена так называемая «гелиевая аномалия», когда стабильность ядер с увеличением числа нейтронов при приближении к линии стабильности не уменьшалась, а даже увеличивалась (ядро ^8He оказалось более стабильным, чем ядро ^6He). Такую же зависимость обнаружили и для несвязанных изотопов гелия: ^5He , ^7He , ^9He , ^{10}He . В системе ^{10}He (два протона и восемь нейтронов) был обнаружен резонанс, который свидетельствовал, что это ядро не связано всего лишь на 1 МэВ. Впоследствии такая аномалия наблюдалась и для тяжелых несвязанных изотопов водорода (^6H оказался более стабильным, чем ^4H), проявляющихся также в виде резонансных состояний. Эти закономерности в поведении энергии связи тяжелых изотопов легчайших элементов позволили более оптимистически взглянуть на проблему существования острова стабильности легких элементов. Исследование свойств этих ядер, сильно обогащенных нейтронами, позволило обнаружить еще одно интересное явление — существование так называемых «нейтронных гало», которое проявляется у слабосвязанных ядер, находящихся у границы стабильности, таких как ^8He , ^{11}Li , ^{14}Be , ^{17}B . В этих ядрах было экспериментально обнаружено высокое значение нуклонного радиуса. Так, оказалось, что у ^{11}Li два слабосвязанных нейтрона находятся на большом удалении от основного острова, представляющего собой ядро ^9Li . Радиусы ядер обычно выражают в фемтометрах (фм) ($1 \text{ фм} = 10^{-15} \text{ м}$). Так вот, у ядра ^{11}Li радиус оказался равным 12 фм (у ^9Li он равен 2,5 фм). Такая необычная структура этих ядер проявляется самым разным образом, в частности, сильно увеличивается вероятность протекания ядерных реакций, которая пропорциональна радиусу взаимодействующих ядер. Эта особенность ядер с гало сыграла немаловажную роль для развития нового направления ядерной физики — физики с пучками ускоренных экзотических ядер.

Для исследования свойств экзотических ядер во многих случаях встает задача получения их пучков, ускоренных до энергий выше кулоновского барьера взаимодействия. Это необходимо для протекания соответствующей ядерной реакции между экзотическим ядром и ядром мишени. Тогда, измеряя

в эксперименте продукты таких реакций, можно делать выводы о свойствах самих взаимодействующих ядер.

Физики-экспериментаторы давно обратили внимание на то, что при бомбардировке ядрами, ускоренными до энергий более чем 30 МэВ/нуклон (выше порога фрагментации ядра), образуется довольно большое количество новых ядер, летящих под «передними» углами (в том же направлении, что и первоначальные бомбардирующие ядра) и с энергиями, близкими к энергии бомбардирующего ядра. Таким образом, отпадает проблема последующего ускорения этих ядер, если научиться каким-то способом выделять из всего диапазона образующихся ядер моноизотопный пучок, т. е. произвести селекцию продуктов ядерных реакций по массе (A) и заряду (Z), а потом сформировать из выделенных продуктов пучок с необходимыми для его дальнейшего исследования параметрами (диаметром, расходимостью, энергией и др.).

Эта проблема была решена с использованием магнитных фрагмент-сепараторов. Несколько следующих друг за другом магнитных систем позволяют провести многократную селекцию продуктов с одинаковым соотношением импульса (P) к заряду (q). В результате использования фрагмент-сепаратора, расположенного после производящей экзотические ядра мишени, появилась возможность получения пучков короткоживущих ядер, расположенных у границ стабильности, с временами жизни по несколько сотен микросекунд (10^{-6} с). Более подробно о способах получения пучков радиоактивных ядер будет рассказано в следующих главах.

Еще одна задача, стоящая перед экспериментаторами после получения пучков экзотических ядер, — их использование для изучения свойств этих ядер. Здесь нужно отметить, что интенсивность пучка таких ядер относительно мала. Она на 5–6 порядков меньше интенсивности первичного пучка ядер, их производящего. В лучшем случае эта интенсивность составляет 10^6 ядер в секунду (при интенсивности первичного пучка 10^{12}). Все это требует от экспериментаторов чрезвычайно чувствительных методик. С этой целью используются высокоэффективные прецизионные спектрометры, такие как спектрометры полного телесного угла. С помощью таких спектрометров физики могут исследовать уже вторичные реакции взаимодействия экзотических ядер с ядрами мишени.

В реакциях с радиоактивными пучками получают информацию о новых видах радиоактивного распада. Как известно, все радиоактивные ядра испускают электроны (β^- -распад), позитроны (β^+ -распад), протоны, α -частицы (α -распад) или гамма-лучи (γ -распад), переходя в основное нерадиоактивное состояние. Использование пучков экзотических ядер, сильно удаленных от линии стабильности, позволило обнаружить новый вид радиоактивного распада — кластерный распад, сопровождающийся вылетом тяжелых частиц, таких как углерод, магний, а также более тяжелых фрагментов. У ядер, сильно обогащенных нейтронами, таких как ^{11}Li , ^{17}B , наблюдается распад с вылетом двух, трех и даже четырех нейтронов. Такие экзотические распады активно исследуются с точки зрения возможности существования систем из связанных двух, трех и четырех нейтронов. Для протонно-обогащенных ядер наблюдается распад с вылетом нескольких протонов и более тяжелых заряженных частиц.

Глава 7

РЕАКЦИИ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

7.1. Особенности реакций с тяжелыми ионами

Характер взаимодействия между сложными ядрами определяется теми же силами — ядерными и электромагнитными, которые действуют в обычных ядерных реакциях с легкими частицами. Однако большой электрический заряд и масса тяжелого иона обуславливают ряд особенностей как в механизме реакции, так и в свойствах образующихся ядер.

1. Большой электрический заряд тяжелого иона приводит к значительной энергии кулоновского отталкивания иона с ядром. Эта энергия определяется выражением

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2}{R_1 + R_2 + \rho}, \quad (7.1)$$

где Z_1 и Z_2 — заряды иона и ядра; R_1 и R_2 — их радиусы; ρ — расстояние между их поверхностями. При контакте иона с ядром ($\rho = 0$) кулоновская энергия отталкивания составляет, например, в реакции $^{109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$ 105 МэВ, а в реакции $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ — 700 МэВ. Эти значения сравнимы с энергиями ионов, используемыми в исследованиях ядерных реакций и свойств образующихся в них ядер. Поэтому электромагнитные силы оказывают существенное влияние на траекторию движения иона вблизи ядра и на вероятности различных путей их взаимодействия — слияние, обмен нуклонами, рассеяние.

2. При слиянии с ядром достаточно тяжелого иона, движущегося с относительно малой скоростью (0,1–0,2 от скорости света), образующееся составное ядро может иметь очень высокую энергию возбуждения. Например, в реакции $^{109}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ при энергии ионов Ar 600 МэВ (15 МэВ/нуклон) эта энергия составляет 500 МэВ (или 3,7 МэВ на 1 нуклон составного ядра), а в реакции $^{197}\text{Au} + ^{86}\text{Kr}$ при энергии ионов ^{86}Kr 860 МэВ (10 МэВ/нуклон) энергия возбуждения 700 МэВ. Ядра с такой большой энергией возбуждения трудно получить в реакциях с легкими частицами. В этом случае при энергии легких частиц, например протонов, 500–1000 МэВ преимущественно протекают реакции выбивания отдельных нуклонов из ядра, образования π -мезонов или фрагментации ядра, и оставшееся ядро имеет значительно меньшую энергию возбуждения.

3. При краевых соударениях иона с ядром последнее получает большой угловой момент. Поэтому образующаяся ядерная система будет характеризоваться высокой центробежной энергией, определяемой выражением

$$V_l = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2}, \quad (7.2)$$

где μ — приведенная масса системы: $\mu = \frac{mM}{m+M}$ (m, M — соответственно массы иона и ядра); R — радиус ядерной системы; l — угловой момент в единицах \hbar . Величина l определяется отношением параметра столкновений b (кратчайшего расстояния от центра ядра до прямой, соответствующей неискаженной траектории иона) к длине волны: $l = b/\lambda$.

В случае таких тяжелых ионов, как ^{86}Kr или ^{40}Ar с энергиями около 10 МэВ/нуклон, значения l при касательных соударениях ($b \sim R$) могут достигать 100–150 \hbar , а величины центробежной энергии $V_{\text{ц}}$ — более 100 МэВ. Такая большая центробежная энергия оказывает, естественно, существенное влияние на процесс взаимодействия тяжелого иона с ядром и приводит к разрыву ядерной системы при максимальных значениях l .

4. Длина волны частицы с массой m и скоростью v определяется выражением

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (7.3)$$

Для ионов с массовым числом A и энергией E (в МэВ/нуклон) это выражение имеет вид

$$\lambda \text{ (фм)} = \frac{4,55}{A\sqrt{E}}. \quad (7.4)$$

Из (7.4) следует, что длина волны для иона ^{86}Kr с $E = 15$ МэВ/нуклон составляет 0,014 фм, а для ^{136}Xe с $E = 10$ МэВ/нуклон $\lambda = 0,011$ фм. Эти значения λ во много раз меньше радиусов указанных ионов (последние составляют соответственно 5,3 и 6,1 фм), а также ядер, с которыми эти ионы взаимодействуют (например, для ^{238}U $\lambda \approx 7,4$ фм). Эти значения λ значительно меньше и толщины поверхностного слоя ядра (1,5–2,0 фм), и разницы длин большой и малой полуосей у деформированных ядер (1,0–1,5 фм), и амплитуды нулевых колебаний ядерной поверхности (1–2 фм).

Малые значения длины волны иона по сравнению с указанными ядерными параметрами позволяют пользоваться представлениями классической механики при описании столкновения тяжелого иона с ядром (можно, например, рассматривать движение иона по классической траектории под действием электромагнитных и ядерных сил). Критерием применимости классических представлений о движении иона в поле ядра обычно служит безразмерный параметр, представляющий собой отношение наименьшего расстояния между ионом и ядром a при их лобовом столкновении к длине волны иона:

$$\eta = \frac{a}{\lambda} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}. \quad (7.5)$$

Классические представления применимы при $\eta > 1$.

В классическом подходе вводится также понятие параметра столкновения b («impact parameter»), соответствующего определенному угловому моменту $l = \rho_\infty/h$, где $\rho_\infty = mnb$ — асимптотический начальный относительный момент движения ядра. В этом представлении вводится также понятие касательного параметра столкновения («grazing impact parameter») b_{gr} , соответствующего касательной траектории, при которой начинается ядерное взаимодействие частицы и ядра мишени. Соответственно, вводится радиус взаимодействия R , который определяет расстояние наибольшего сближения между центрами ядер при касательной (grazing) траектории. Для касательных взаимодействий ($b \approx b_{gr}$) ядерное взаимодействие между ядрами частицы и мишени мало.

Рассмотренные выше особенности взаимодействий сложных ядер усложняют, но вместе с тем и разнообразят реакции с тяжелыми ионами. В ряде случаев они приводят к принципиально новым эффектам по сравнению с реакциями с легкими бомбардирующими частицами: к фрагментации тяжелого иона в поле ядра мишени, глубоконеупругим передачам нуклонов при столкновении. Реакции с тяжелыми ионами являются наиболее эффективным способом получения ядер, удаленных от линии стабильности (с избытком протонов или нейтронов), с большим значением углового момента.

7.2. Классификация реакций с тяжелыми ионами

Классификация реакций тяжелых ионов с ядрами основана на их параметре столкновения b , рассмотренном выше. В зависимости от величины этого параметра различают три типа реакций: дальние, касательные и близкие (лобовые) (рис. 7.1).

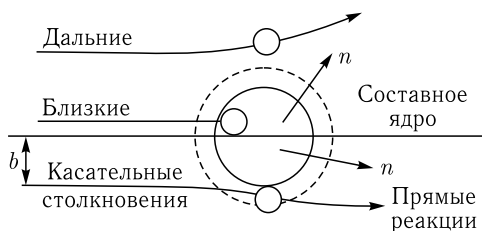


Рис. 7.1. Схематическое представление дальних, касательных и близких (лобовых) взаимодействий тяжелых ионов с ядрами в классическом приближении

1. При дальних столкновениях ($b > R$) поверхности ядер не соприкасаются и между ядрами действуют лишь электромагнитные силы. В этом случае из-за взаимодействия электрических мультипольных моментов ядра (в основном электрического квадрупольного момента) с переменным электромагнитным полем, возникающим при прохождении быстрого тяжелого иона вблизи мишени, происходит возбуждение ядерных уровней. С наибольшей вероятностью возбуждаются уровни, связанные с коллективным движением (вращением ядра или колебанием его поверхности).

2. При касательных столкновениях ($b \sim R$) поверхности ядер частично перекрываются и в действие вступают ядерные силы, определяющие характер

реакции. В этом случае может происходить упругое и неупругое рассеяние тяжелого иона на ядре мишени, передача одного или нескольких нуклонов от иона к ядру или обратно, обмен нуклонами, развал налетающего иона на фрагменты и нуклоны. Соотношение между вероятностями этих процессов зависит от энергии иона, а также от структуры обоих ядер (энергии связи внешних нуклонов, соотношения чисел протонов и нейтронов в ядре, параметров деформации).

3. При лобовых столкновениях ($b \sim 0$) или близких к ним ($b < R$) происходит слияние ядер и образование составного ядра. Энергия возбуждения составного ядра складывается из кинетической энергии налетающего иона и энергии реакции, определяемой из соотношения масс иона m , ядра-мишени M и составного ядра M_0 :

$$E = E_{\text{ион}} \frac{M}{m + M} + (m + M - M_0)c^2. \quad (7.6)$$

Угловой момент составного ядра заключен в диапазоне от 0 до l_{max} , в котором еще не происходит развала ядерной системы под действием кулоновских и центробежных сил.

Как уже отмечалось выше, составное ядро может характеризоваться большими значениями энергии возбуждения и углового момента, и это определяет многообразие путей его распада: эмиссии нейтронов, протонов, α -частиц, γ -квантов, а также деления. Последний процесс становится существенным для тяжелых составных ядер. Большое разнообразие реакций с тяжелыми ионами представлено на рис. 7.2.

Ядерные реакции. Классификация

По энергии столкновения:

1. Низкие энергии (от 0 до 150 МэВ/нуклон)
2. Промежуточные энергии (от 150 до 1000 МэВ/нуклон)
3. Высокие энергии (от 1000 МэВ/нуклон до 10 ГэВ/нуклон)
4. Сверхвысокие энергии (ЛHC) (несколько ТэВ/нуклон)

При низких энергиях: по каналам (механизмам) ядерных реакций

1. Упругое рассеяние
2. Квазиупругое рассеяние и малонуклонные передачи
3. Глубоконеупругое рассеяние
4. Реакции слияния
5. Процессы фрагментации
6. Деление ядер

С выделением или поглощением энергии:

1. Экзотермические:

$${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n + 14 \text{ МэВ}$$

$$n + {}^{235}\text{U} \rightarrow {}^{132}\text{Sn} + {}^{102}\text{Mo} + 2n + 190 \text{ МэВ}$$
2. Эндотермические:

$${}^2\text{H} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow p + n + {}^{208}\text{Pb} - 2,2 \text{ МэВ}$$

$${}^{48}\text{Ca} + {}^{248}\text{Cm} \rightarrow {}^{293}\text{Lv} + 3n - 160 \text{ МэВ}$$

Рис. 7.2. Классификация ядерных реакций с тяжелыми ионами в зависимости от энергии

Ядерные реакции с участием тяжелых ионов используются для самых разнообразных целей. С их помощью изучаются свойства самих ядер, получаются и исследуются экзотические состояния ядер (сильно возбужденные, быстро вращающиеся и т. п.) и ядра на границе ядерной стабильности (протонно- и нейтронно-избыточные), синтезируются сверхтяжелые ядра (в том числе новые химические элементы), изучаются механизмы ядерных реакций и т. д. В зависимости от преследуемой цели выбирается подходящая энергия столкновений.

С этой точки зрения классификация ядерных реакций может быть произведена в зависимости от энергии бомбардирующей частицы (см. рис. 7.2). Энергию столкновения ядер можно условно разделить на «низкую» (от 0 до 150 МэВ/нуклон, т. е. до порога рождения самых легких мезонов), «промежуточную» (от 150 до 1000 МэВ/нуклон, т. е. до порога рождения барионов), «высокую» (от 1 до 100 ГэВ/нуклон) и «сверхвысокую» (несколько ТэВ/нуклон). Это деление является весьма условным. Нас будут интересовать низкие энергии столкновения, при которых рождение новых частиц крайне маловероятно и число нуклонов сохраняется.

Между тем и в низкоэнергетических столкновениях тяжелых ионов наблюдается большое количество самых разнообразных ядерных процессов: упругое рассеяние сталкивающихся частиц, квазиупругое рассеяние и малонуклонные передачи, глубоконеупругое рассеяние, реакции слияния, процессы фрагментации и процессы деления.

Кроме того, реакции могут сопровождаться выделением энергии (экзотермические реакции), например: ${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n + 14 \text{ МэВ}$, $n + {}^{235}\text{U} \rightarrow {}^{132}\text{Sn} + {}^{102}\text{Mo} + 2n + 190 \text{ МэВ}$, или поглощением энергии (эндотермические реакции), например: ${}^2\text{H} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow p + n + {}^{208}\text{Pb} - 2,2 \text{ МэВ}$, ${}^{48}\text{Ca} + {}^{248}\text{Cm} \rightarrow {}^{293}\text{Lv} + 3n - 160 \text{ МэВ}$.

Механизм реакции существенно зависит и от структуры взаимодействующих ядер. Здесь большую роль играет энергия связи нейтронов, которые усиливают процессы взаимодействия, и нейтронные гало в ядрах, которые увеличивают вероятность подбарьерных реакций.

7.3. Описание процесса взаимодействия иона с ядром

Частица с массой M (в а. е. м.) и кинетической энергией E (в МэВ) имеет скорость $1,4 \cdot 10^7 (E/M)^{1/2}$ м/с.

Типичная кинетическая энергия нуклона в ядре около 30 МэВ, что соответствует скорости $7,6 \cdot 10^7$ м/с. Длина орбиты нуклона в атоме S_n составляет $3 \cdot 10^{-14}$ м. Один оборот на орбите нуклон осуществляет за время $4 \cdot 10^{-22}$ с или меньше. Поэтому единицей характерного времени ядерного взаимодействия принято считать время движения нуклона в ядре, равное 10^{-22} с.

Взаимодействие двух ядер характеризуется временем взаимодействия $T_{вз}$, в течение которого два сталкивающихся ядра находятся в пределах радиуса взаимодействия R . Время взаимодействия для лобовых, или близких («close»), столкновений (малые R) гораздо больше, чем для прямых процессов. Поэтому в таких реакциях могут образовываться ядра в состоя-

нии полного равновесия — так называемые компаунд-ядра. Время жизни компаунд-ядер много больше времени пролета бомбардирующего иона через область взаимодействия, определяемую радиусом R . Сильно возбужденное компаунд-ядро может распадаться, испуская γ -кванты, легкие частицы или делясь на два осколка. Конечный продукт реакции полного слияния после испарения легких частиц называется ядром-остатком («evaporation residues»).

Был обнаружен новый тип реакций при взаимодействии тяжелых ядер — так называемые диссипативные реакции (реакции глубоконеупругих передач), промежуточные между прямыми и приводящими к образованию компаунд-ядра. Эти реакции характеризуются:

- 1) сильно анизотропным угловым распределением продуктов и, соответственно, коротким временем взаимодействия (10^{-22} – 10^{-21} с);
- 2) сильной диссипацией относительной кинетической энергии и углового момента;
- 3) передачей значительной массы между ядрами бомбардирующей частицы и мишени.

При определенных условиях наблюдается переход прямых процессов в диссипативные.

Вероятность протекания той или иной ядерной реакции характеризуется сечением реакции, а сумма вероятностей всех каналов реакции — так называемым полным сечением реакции. Полное сечение для обычной двухчастичной реакции $A(a, b)B$ определяется числом образующихся в результате ядерного взаимодействия частиц — продуктов реакции N , интенсивностью бомбардирующего пучка (числом падающих частиц в единицу времени на единицу поверхности) I_0 , а также числом провзаимодействующих ядер мишени d :

$$\sigma = N/I_0d. \quad (7.7)$$

Единицей сечения в ядерной физике является барн (б): $1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2 = 100 \text{ фм}^2$). В эксперименте обычно измеряется число частиц, испускаемых в единицу времени в часть полного телесного угла $d'\Omega$, определяемую полярными углами (θ, φ) по отношению к падающему пучку. Оно пропорционально величине $d'\Omega/d\omega$, называемой дифференциальным сечением реакции.

Полное сечение реакции определяется из дифференциального интегрированием во всем диапазоне углов от 0 до 4π :

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (7.8)$$

Если учесть, что $d'\Omega = \sin\theta d\theta$, то

$$\sigma = \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi (d\sigma/d'\Omega). \quad (7.9)$$

Качественная картина взаимодействия тяжелых ионов с ядрами показана на рис. 7.1 и 7.3. На рис. 7.4 представлена угловая зависимость сечения упругого рассеяния. В данном случае полное сечение близко к сечению Резерфордского рассеяния при траекториях, соответствующих прохождению

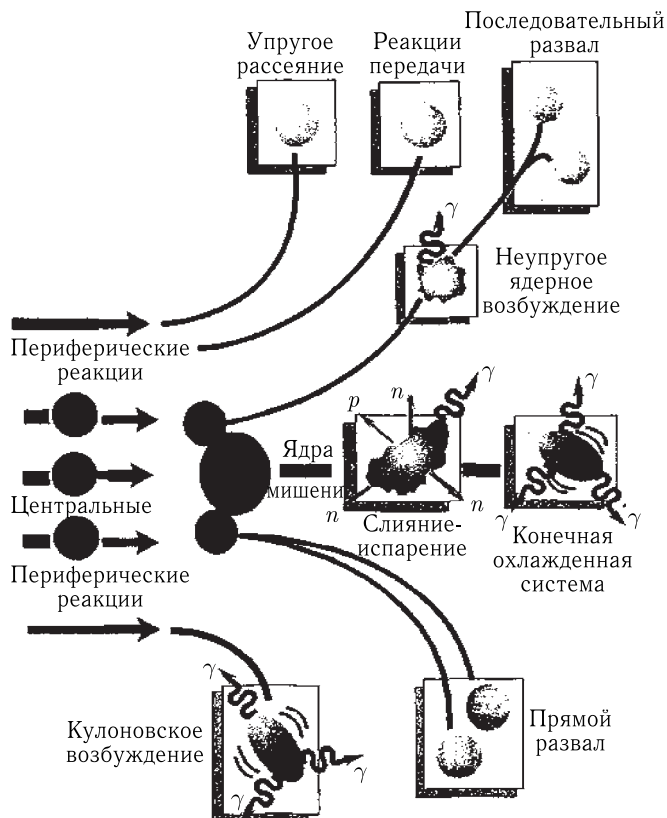


Рис. 7.3. Схематическое представление различных реакций с тяжелыми ионами в зависимости от параметра столкновения

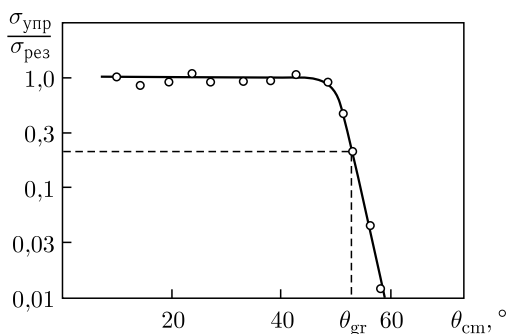


Рис. 7.4. Отношение сечений упругого рассеяния к резерфордскому в зависимости от угла рассеяния

ядра вне области ядерного взаимодействия. Предельный угол рассеяния, определяемый касательной траекторией, соответствует углу касания («grazing» углу). В соответствии с дифракционной теорией он определяется как угол, соответствующий 1/4 от сечения упругого рассеяния.

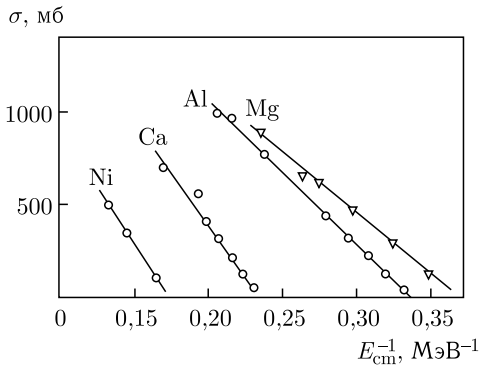


Рис. 7.5. Зависимость сечения образования составного ядра от величины, обратной энергии бомбардирующего иона в системе центра масс

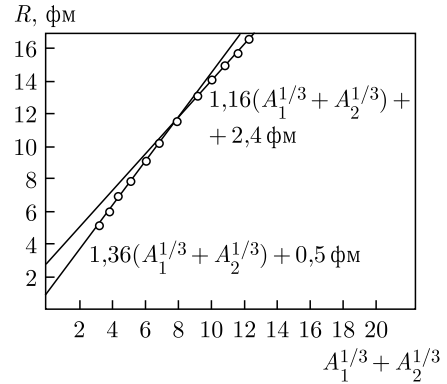


Рис. 7.6. Зависимость радиуса взаимодействия двух ядер, полученного из полного сечения реакции, от $A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$

Таким образом, мы определили касательный параметр столкновения как некий критический прицельный параметр, при котором начинается ядерное взаимодействие и падает сечение упругого рассеяния с уменьшением b . Тогда полное сечение реакции можно записать как

$$\sigma_R = \pi b_{\text{gr}}^2 = \pi R^2 [l - V(R)/E_{\text{cm}}]. \quad (7.10)$$

Здесь E_{cm} — энергия иона в системе центра масс; $V(R)$ — энергетический потенциал при определенном радиусе взаимодействия, который определяет так называемый барьер взаимодействия (рис. 7.5). Это выражение может быть получено с учетом сохранения углового момента и энергии при движении частицы по касательной траектории. Расчеты по формуле (7.10) хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Она позволяет определить из сравнения с экспериментальными данными барьер и радиус взаимодействия. Когда ядерное взаимодействие между двумя ядрами мало, барьер $V(R)$ определяется только кулоновскими силами:

$$V(R) \cong V_{\text{кул}}(R) = Z_1 Z_2 e^2 / R. \quad (7.11)$$

Значение радиуса взаимодействия R как функции $A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$ показано на рис. 7.6, где для сравнения представлены значения R , определенные из опытов по упругому рассеянию. Радиус взаимодействия оказывается значительно большим расстояния $R_0 \approx 1,2(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ (фм) для двух соприкасающихся сферических ядер в жидкокапельной модели. В этом случае только хвосты распределения нуклонов, которые составляют обычно 1/10 от центральной плотности ядер, накладываются на радиус взаимодействия.

Экспериментальное значение R может быть фитировано выражением

$$R = [1,16(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 0,5] \text{ фм} \quad (7.12)$$

для столкновения легких ядер, а для тяжелых ядер

$$R = [1,36(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2,4] \text{ фм.} \quad (7.13)$$

Значения радиусов взаимодействия R и барьеров взаимодействия, определенные из (7.9), (7.11), представлены на рис. 7.6 и 7.7.

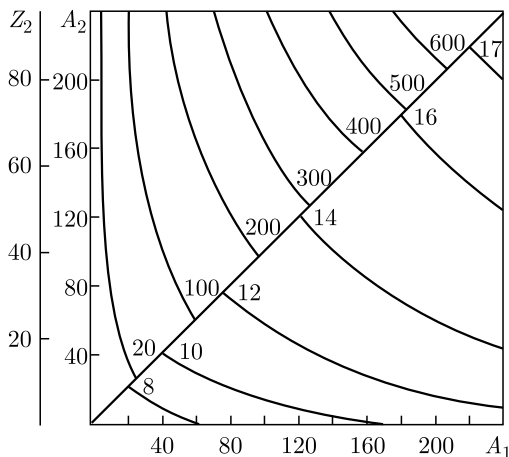


Рис. 7.7. Барьер взаимодействия $V(R)$ в МэВ (верхняя часть квадрата) и радиус взаимодействия (R) в фм (нижняя часть квадрата) для реакций между двумя ядрами с массовыми числами A_1 и A_2 и зарядами Z , равными $0,5A_i(1 - 0,006A_i^{2/3})$

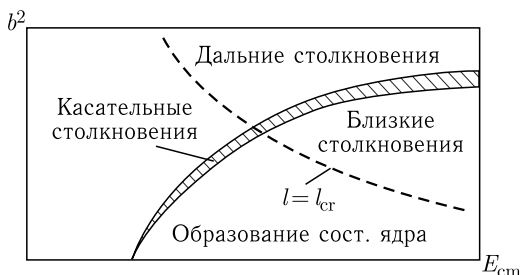
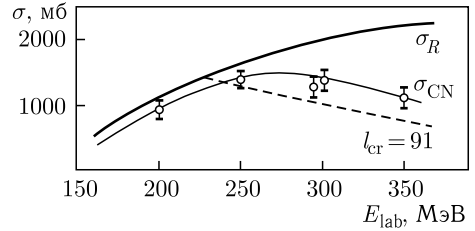


Рис. 7.8. Классификация ядерных реакций в зависимости от прицельного параметра b и энергии бомбардирующей частицы в с. ц. м. Ограничение образования составного ядра объясняется критическим значением углового момента l_{cr}

Как уже обсуждалось выше, при фиксированном значении энергии бомбардирующей частицы E_{cm} может одновременно протекать три типа реакций, соответствующих разному значению прицельного параметра b : дальние столкновения ($b > b_{gr}$), касательные ($b \sim b_{gr}$) и лобовые (или близкие) ($b < b_{gr}$). Это может быть наглядно изображено в виде диаграммы зависимости b^2 от E_{cm} , представленной на рис. 7.8, где показаны все три типа взаимодействий. Согласно выражению (7.10) полное сечение реакции пропорционально b_{gr}^2 . В таком представлении сегмент, соответствующий касательным столкновениям, отражает поведение полного сечения реакции как функции от E_{cm} . Подоб-

Рис. 7.9. Зависимость полного сечения реакции (σ_R) и сечения образования составного ядра (σ_{CN}) в реакции $^{109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ag}$ от энергии иона



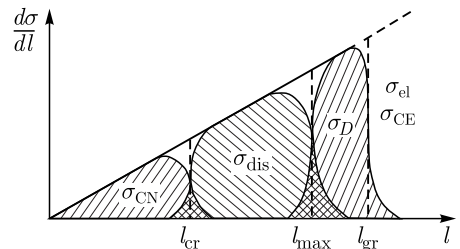
ная зависимость полного сечения σ_R для реакции $^{40}\text{Ag} + ^{109}\text{Ag}$ показана на рис. 7.9. Для малых энергий бомбардирующей частицы сечение реакции с образованием компаунд-ядра σ_{CN} близко к полному сечению реакции. Разница между σ_R и σ_{CN} объясняется вкладом в полное сечение прямых реакций. При больших энергиях $E_{\text{lab}} > 250$ МэВ эта разница увеличивается, что объясняется значительной ролью прямых реакций при таких энергиях. В этой области энергий диссипативные процессы вносят преобладающий вклад в полное сечение реакции. При таких взаимодействиях ограничение по σ_{CN} может быть определено критическим значением l_{cr} углового момента. Поскольку $l \sim bE_{\text{CN}}^{1/2} \sim E_{\text{lab}}^{1/2}$, то фиксированному критическому значению углового момента l_{cr} в плоскости $b_1 = f(E_{\text{lab}})$ или $b_2 = f(E_{\text{cm}})$ соответствует гипербола. Для столкновения очень тяжелых ядер сечение реакции образования компаунд-ядер чрезвычайно мало. В этом случае полное сечение реакции практически соответствует сечению σ_{dis} диссипативных процессов. Соотношение сечений реакций в зависимости от прицельного параметра b принято также представлять для разных значений углового момента, полагая, что $l = kb$:

$$d\sigma/dl = k^{-1}d\sigma/db = 2\pi k^{-2}l,$$

где k — некое асимптотическое волновое число. Зависимость $d\sigma/dl$ как функции l показана на рис. 7.10. Область, ограниченная сплошной и штриховой линиями, при l_{gr} соответствует сечению реакции. Значениям $l > l_{\text{gr}}$ соответствует область реакции упругого рассеяния и кулоновского возбуждения. Области $l < l_{\text{gr}}$ соответствуют сечения реакции образования компаунд-ядра (σ_{CN}), диссипативных взаимодействий (σ_{dis}) и прямых реакций (σ_D). Области, соответствующие этим реакциям, перекрываются таким образом, что вблизи l_{cr} и l_{max} могут проходить одновременно два разных процесса.

Такие классические представления основных характеристик ядерных реакций с тяжелыми ионами являются довольно упрощенными, так как не учитывают всех особенностей взаимодействия двух сложных ядер. Между

Рис. 7.10. Схематическое представление полного сечения реакции, включающего в себя сечения образования составного ядра (σ_{CN}), диссипативных процессов (σ_{dis}) и прямых реакций (σ_D), в зависимости от углового момента (l), σ_{el} и σ_{CE} — сечение упругого рассеяния и кулоновского возбуждения



тем для качественного представления реакций с тяжелыми ионами, а также некоторых количественных оценок их характеристик эти представления оказываются чрезвычайно удобными и широко используются.

7.4. Методы измерения полного сечения реакции

Полное сечение ядерных реакций является важной измеряемой физической величиной, которая дает информацию о взаимодействии атомных ядер и особенностях их структуры. Изучение полных сечений реакций (ПСР) представляет собой своеобразный тест для различных модельных подходов, используемых для получения ядерно-спектроскопической информации. Получаемая при этом информация связана с такими важными вопросами ядерной физики, как соотношение коллективных эффектов и индивидуальных нуклон-нуклонных взаимодействий. С помощью теоретических методов анализа экспериментальных ПСР получают данные о структурных характеристиках ядер (распределение плотности материи, среднеквадратичные радиусы и др.).

Полные сечения реакций под действием заряженных частиц с энергией меньше 100 МэВ относятся к числу наименее исследованных параметров ядерных реакций. В теории столкновений ПСР определяют как

$$\sigma_R = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{el}}, \quad (7.14)$$

где σ_{tot} — полное сечение взаимодействия; σ_{el} — интегральное сечение упругого рассеяния.

В качестве другого определения σ_R можно использовать следующее: ПСР есть сумма сечений каналов реакций σ_i (интегральных парциальных сечений):

$$\sigma_R = \sum_i \sigma_i. \quad (7.15)$$

Для бесспиновых частиц теория столкновений дает следующее выражение для ПСР:

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |S_l|^2), \quad (7.16)$$

где l — угловой момент относительного движения взаимодействующих частиц; k — волновое число; S_l — диагональный элемент матрицы рассеяния.

Величины $|S_l|^2$ могут быть вычислены с использованием таких современных методов ее параметризации, как оптическая модель, фазовый анализ. При строгом подходе соотношение (7.16) определяет сечение поглощения σ_a , включающее, кроме σ_R , интегральное сечение упругого рассеяния с образованием составного ядра σ_{CE} :

$$\sigma_a = \sigma_R + \sigma_{\text{CE}}. \quad (7.17)$$

При энергиях налетающих заряженных частиц выше кулоновского барьера величиной σ_{CE} можно пренебречь и считать $\sigma_a \approx \sigma_R$.

В заключение краткого рассмотрения методов теоретического анализа ПСР подчеркнем, что по оптической теореме величина полного сечения взаимодействия связана с мнимой частью амплитуды упругого рассеяния вперед:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi}{k} \text{Im} f(\theta = 0^\circ), \quad (7.18)$$

где $f(\theta = 0^\circ)$ — амплитуда упругого рассеяния на угол $\theta = 0^\circ$; k — волновое число относительного движения. Неопределенность кулоновской амплитуды рассеяния на угол 0° не позволяет использовать формулу (7.18) для вычисления σ_R по формуле (7.14), поскольку ПСР в этом случае определяются разностью двух бесконечно больших величин. Возможность обобщения оптической теоремы на случай рассеяния заряженных частиц является предметом постоянного интереса, так как привлекательна сама возможность определения ПСР из экспериментальных данных по упругому рассеянию, без прямого измерения σ_R , которое сложно экспериментально осуществить.

Отметим, что применяемые в настоящее время методы параметризации (оптическая модель, параметризованный фазовый анализ) обладают одним общим недостатком: оба они в той или иной степени неоднозначны. Поэтому вычисленные на основании данных по упругому рассеянию ПСР имеют очень большой разброс значений (до 30–40%). Такая точность явно неудовлетворительна, поэтому ПСР необходимо определять экспериментально.

Экспериментальные способы прямого измерения полных сечений реакций можно разделить на три метода: а) суммирования; б) ядер отдачи; в) ослабления пучка (трансмиссионный метод).

Метод суммирования, основанный на соотношении (7.15), был впервые применен для взаимодействия α -частиц низких энергий со средними и тяжелыми ядрами. Интегральные сечения σ_i можно получить интегрированием дифференциальных сечений или определить методом наведенной активности. Область применения данного метода ограничена достаточно низкими энергиями налетающих частиц, т.е. случаями, когда число открытых каналов реакций невелико. По мере увеличения энергии налетающих частиц число открытых каналов растет, что затрудняет чисто эксклюзивный подход к исследованию взаимодействия ядер, каковым является метод суммирования парциальных сечений. Метод можно упростить, если измерять сечения вылета определенных продуктов реакций независимо от способа их образования, т.е. в частично инклюзивном подходе. Основная трудность этого метода — необходимость абсолютных измерений большого числа парциальных сечений. Величины ПСР, измеренные методом суммирования, имеют погрешности не меньше 10%.

В *методе ядер отдачи* измеряется общее количество ядер отдачи и вычитается из него доля, соответствующая упругому взаимодействию; в результате получают полное число всех неупругих столкновений, которые определяют сумму (7.15). Метод применим в тех случаях, когда исследуемые ядра являются рабочим телом детектора, в частности к пластическим сцинтилляторам. В этих измерениях форма энергетического спектра является асимметричной, и выделить низкоэнергетическую часть без дополнительных измерений невозможно. Из анализа теоретических и экспериментальных спектров находится

низкоэнергетический «хвост», по которому оценивается сечение поглощения. В этом методе погрешность определения ПСР составляет около 10%.

Данный метод применим к любым скинтилляторам, в частности к газовым и жидким, содержащим инертные газы. Было показано, что инертные газы имеют большой световой выход и меньшие времена высвечивания в жидком состоянии. Метод ядер отдачи при применении к полупроводниковым детекторам излучений ввиду больших погрешностей не был экспериментально реализован.

Метод ослабления пучка является наиболее точным и универсальным способом измерения ПСР. Этим методом измеряется относительное убывание потока налетающих частиц (при взаимодействии с ядрами мишени) в расчете на единичную поверхностную плотность ядер-мишеней. Сечение ослабления в случае тонкой мишени для заряженных частиц определяется так:

$$\sigma_a \approx \sigma_R \approx \frac{1}{nx} \frac{I_0 - I}{I}, \quad (7.19)$$

где n — число ядер в единице объема мишени; x — толщина мишени; I_0 и I — интенсивности налетающего и ослабленного мишенью пучка соответственно. Для толстой мишени необходимо учитывать потерю начального потока частиц по мере прохождения его через мишень. Таким образом, для определения σ_R необходимо измерить две из трех величин: I_0 , I или ослабление ($I_0 - I$). При измерении σ_R методом ослабления пучка возможны три схемы эксперимента. В двух из них используется принцип непосредственного измерения ослабления пучка ($I_0 - I$). На этом принципе основана работа γ -метода и метода интегрирования заряда.

В *методе интегрирования заряда* с использованием цилиндров Фарадея сечение ослабления пропорционально заряду, внесенному в мишень налетающими частицами в результате ядерных реакций. Впервые метод был применен для измерения ПСР под действием протонов и α -частиц при энергиях, меньших 28 МэВ. С учетом фоновых факторов, поправок на упругое рассеяние и на вылет заряженных частиц в выходную (θ_2) и входную (θ_1) апертуры реакционной камеры величина ПСР определялась как

$$\sigma_R = \frac{1}{nx} \frac{(q - q_\Phi)}{Q} - \sigma_{el} + 2\pi \sum_q \left(\int_0^{\theta_1} + \int_{\pi - \theta_2}^{\pi} \right) K \times \sigma_{pq}(\theta) \times \sin \theta \times d\theta, \quad (7.20)$$

где σ_{el} — интегральное сечение упругого рассеяния в интервале углов (θ_1 , θ_2); $\sigma_{pq}(\theta)$ — проинтегрированное по энергии дифференциальное сечение выхода заряженных частиц с зарядом q на угол θ ; q_Φ — заряд, обусловленный фоновыми компонентами. Преимуществом данной схемы перед другими реализациями метода интегрирования заряда является отсутствие препятствий (детекторов) на пути пучка до мишени, необходимых для отбора событий реакций в γ -методе и методе совпадений-антисовпадений. К недостаткам метода относится ограничение на применение мишеней из таких элементов, которые обладают хорошей проводимостью. Ввиду сложности корректного учета зарядового состояния налетающих ионов до и после взаимодействия

с ядром-мишенью этот метод трудно использовать для измерения σ_R в реакциях с тяжелыми ионами. Для практического осуществления данного метода и достижения большей точности измерения ПСР необходимо уменьшить фоновый заряд $q_{\text{ф}}$ до минимума ввиду очень малой величины определяемого эффекта. Так, для тонких (~ 10 мг/см²) мишеней отношение измеряемых токов составляет $q/Q \sim 10^{-4}$. Погрешность метода интегрирования заряда с использованием цилиндров Фарадея составляет 3–5 %.

В основе γ -метода (или 4π - γ -метода) использовано предположение о том, что всякая ядерная реакция налетающей частицы с ядром-мишенью сопровождается испусканием по меньшей мере одного γ -кванта. Число таких событий и будет определять ослабление пучка. Данный метод применяется в области энергий, начиная с околорбарьерных и до нескольких десятков МэВ/нуклон. Ряд недостатков присущ γ -методу. К примеру, не регистрируются переходы в основное состояние остаточного ядра с испусканием частицы, отличной от γ -кванта. Геометрия эксперимента должна быть близкой к 4π , а на практике охватываемый детекторами телесный угол составляет $\sim 90\%$ от 4π . Вероятность регистрации хотя бы одного γ -кванта из испускаемых в реакции зависит от множественности, так как эффективность регистрации детекторов меньше 100%. Это приводит к тому, что с ростом энергии налетающих частиц и множественности γ -квантов измеряемое ослабление будет расти быстрее σ_R . Систематической ошибкой метода является вклад сечения кулоновского возбуждения. Применяется γ -метод в основном для измерения σ_R под действием тяжелых ионов, его погрешность оценивается в 5–10 %.

Другая схема реализации метода ослабления пучка при измерениях ПСР осуществляется с помощью *техники совпадений-антисовпадений*. Типичная схема реализации метода показана на рис. 7.11. Тонкие детекторы 1 и 2, включенные на совпадения, выделяют частицы пучка, летящие по оси пучка. Кольцевые детекторы 3 и 4, включенные в антисовпадения с двумя первыми, являются активными коллиматорами и служат для запрета счета частиц, движущихся под углом к оси пучка или испытавших рассеяние в детекторах 1 и 2. Событие в детекторах 1, 2, 3, 4 воспринимается как попадание частицы пучка на мишень 5, число их и есть I_0 . После прохождения мишени большая часть налетающих частиц и продуктов реакций попадает в стоповый

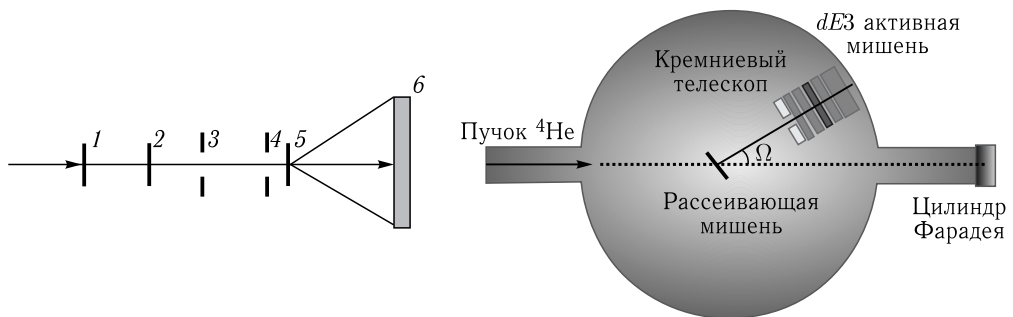


Рис. 7.11. Схема реализации метода ослабления пучка с использованием техники совпадений-антисовпадений

детектор b , охватывающий телесный угол Ω_0 . Детектор полного поглощения определяет число частиц I , упруго рассеянных или не испытавших ядерного взаимодействия с ядром-мишенью.

Рассматриваемая схема метода ослабления пучка применяется в широкой области энергий и для различных типов налетающих частиц: от протонов до тяжелых ионов. При постановке экспериментов на циклотроне в методе совпадений-антисовпадений возникают трудности, связанные с импульсным характером пучка и необходимостью учета случайных совпадений. Число случайных совпадений зависит от временной структуры импульсов пучка, которая может изменяться для разных экспозиций. Для снижения влияния этих факторов необходимо иметь стабильные пучки относительно невысокой интенсивности. В случае тяжелых ионов возникает также необходимость надежной идентификации образующихся в мишени частиц.

С техникой совпадений-антисовпадений сходна *методика измерения ПСР с помощью многослойных кремниевых детекторов*. Метод ослабления в этом случае основывается на использовании многослойного кремниевого телескопа. Этот метод дает возможность плавно менять энергию исследуемых частиц без использования поглотителей. Эксперимент в такой постановке проводится на кремниевой мишени, являющейся рабочим телом детектора. Энергия пучка измеряется с помощью времяпролетной методики, которая позволяет получить точность определения энергии ионов не хуже 150 кэВ при ширине энергетического распределения 290–500 кэВ, что важно для измерения функций возбуждения полных сечений реакций. Изменение энергии пучка в этом случае осуществляется путем рассеяния исследуемых ядер на разные углы. Изменение угла также дает возможность регулировать интенсивность рассеянных ядер, попадающих на детекторы, чтобы избежать эффекта наложения импульсов.

Большой интерес к измерениям экспериментальных значений дифференциальных и полных сечений реакций с легкими ядрами в области низких энергий возник в связи с появлением пучков радиоактивных ядер (${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^{11}\text{Li}$ и др.) и проявлением их необычных свойств при взаимодействии со стабильными ядрами. В частности, при взаимодействии ядер ${}^6\text{He}$ со стабильными ядрами было обнаружено существенное увеличение сечения слияния-деления глубоко под барьером. Этот факт объясняется влиянием «нейтронной шубы» в ядре ${}^6\text{He}$ на процесс взаимодействия. В таких экспериментах желательно сравнение экспериментальных результатов по сечениям взаимодействия экзотических ядер с их стабильными аналогами.

Для примера на рис. 7.12 показаны экспериментальные значения ПСР для реакций ${}^4\text{He} + {}^{28}\text{Si}$, ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^{6,7,9}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$.

Как видно из рис. 7.12, наблюдается существенное расхождение между рассчитанными в рамках феноменологической оптической модели (при оптимальном описании) и экспериментальными ПСР. Качественно в области низких энергий ПСР пропорциональны размерам ядер только в ограниченном диапазоне массовых чисел, который расширяется с увеличением энергии налетающих частиц. Зависимость ПСР при низких энергиях определяется соотношением между кулоновским барьером и энергией частицы. С дальней-

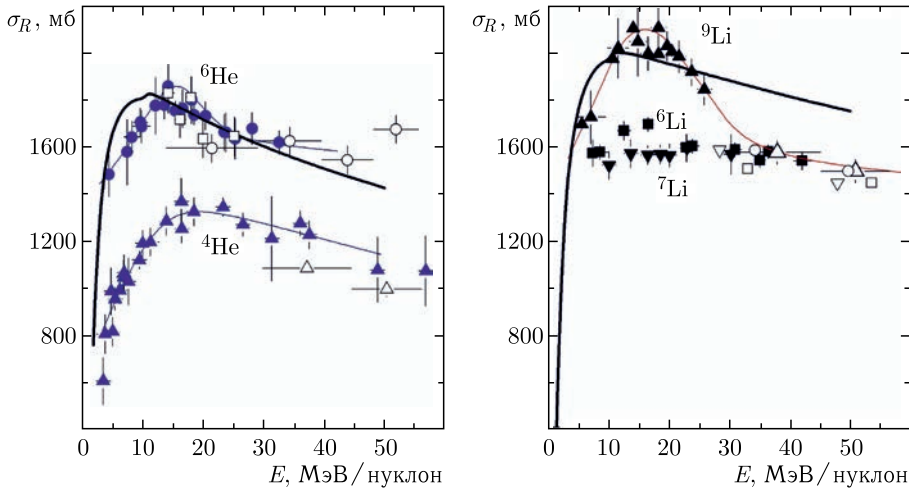


Рис. 7.12. Энергетические зависимости полных сечений реакций ${}^4\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ (слева) и ${}^{6,7,9}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ (справа). Сплошные кривые — результаты расчетов по оптической модели

шим увеличением энергии уменьшается длина волны частицы и возрастает роль нуклон-нуклонных столкновений (сечения взаимодействия которых уменьшаются с увеличением энергии), что приводит к уменьшению ПСР с увеличением энергии. В области низких энергий для ПСР используется следующая параметризация:

$$\sigma_R = \pi R_{\text{in}}^2 (1 - B_c/E_\alpha), \quad (7.21)$$

где R_{in} — радиус взаимодействия.

В случае ${}^4\text{He}$ -частицы $R_{\text{in}} = r_0(A_t^{1/3} + A_\alpha^{1/3})$, здесь A_t — масса ядра-мишени, A_α — масса α -частицы, r_0 — радиус ядра.

С увеличением энергии частиц при $E \gg B_c$ ПСР достигают геометрического предела эффективного сечения. После достижения геометрического предела при дальнейшем увеличении энергии значения ПСР уменьшаются.

Глава 8

КУЛОНОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ (Классическое рассмотрение)

Кулоновское возбуждение ядерных уровней относится к тому типу ядерных реакций, которые обусловлены дальними столкновениями и в которых проявляются только электромагнитные взаимодействия тяжелого иона с ядром. Такие взаимодействия происходят либо при больших параметрах столкновений ($b > R$), либо при кинетической энергии иона, меньшей высоты кулоновского барьера ядра ($E < V_{\text{кул}}$), где

$$V_{\text{кул}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2}. \quad (8.1)$$

В последнем случае даже при малом параметре столкновения наименьшее расстояние между центрами ядра и иона будет превышать сумму их радиусов ($a > R_1 + R_2$). Расстояние наибольшего сближения определяется соотношением между кинетической энергией иона и высотой кулоновского барьера: $a = (R_1 + R_2)E/V_{\text{кул}}$.

Как уже отмечалось выше, малая длина волны иона ($\lambda \ll \alpha$) позволяет считать, что движение иона в кулоновском поле ядра подчиняется законам классической механики. В этих условиях движение налетающей частицы в кулоновском поле ядра можно охарактеризовать безразмерной величиной ξ , которая определяется соотношением

$$\xi = \frac{a\Delta E}{\hbar v} = \frac{Z_1 Z_2 e^2 \Delta E}{\hbar v 2E}, \quad (8.2)$$

где v — скорость налетающей частицы.

Параметр ξ определяет эффективную величину взаимодействия налетающей частицы с ядром. Для частиц, вызывающих возбуждение ядерных уровней, необходимо, чтобы $\xi \ll 1$. Это означает, что столкновение можно описывать, приближенно считая, что частица движется по классической траектории. При этом потери энергии частицы при неупругих столкновениях должны быть малы по сравнению с их начальной энергией, и поэтому влиянием возбуждения на движение частицы можно пренебречь.

При таком рассмотрении возбуждение ядра является результатом действия на него зависящего от времени электромагнитного поля налетающей частицы. В большинстве случаев действие этого поля мало и может быть рассмотрено в первом приближении квантово-механической теории возмущений. Это означает, что вероятность возбуждения может быть выражена через те же самые ядерные матричные элементы, которые определяют радиационные

переходы между различными состояниями ядра. В этом особенность и привлекательность использования кулоновского возбуждения в изучении ядер, так как получение новых данных из различных экспериментов не требует привлечения каких-либо новых модельных представлений о ядерной структуре по сравнению с тем, что уже использовалось при описании ядерных уровней. Доказательством этого служат практически одинаковые значения матричных элементов переходов, полученные и из сечений кулоновского возбуждения, и из времен жизни ядерных уровней.

При таком классическом описании траектории движения налетающего иона в кулоновском поле ядра угол отклонения иона выражается как

$$\operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{m v^2 b} = \frac{V_{\text{кул}}(R_1 + R_2)}{2Eb}, \quad (8.3)$$

а сечение рассеяния на этот угол

$$d\sigma_R = \alpha^2 \sin^{-4}(\vartheta/2) d\Omega. \quad (8.4)$$

Сечение кулоновского возбуждения выражается через сечение рассеяния:

$$d\sigma_{\text{кул}} = P d\sigma_R, \quad (8.5)$$

где P — вероятность возбуждения ядерного уровня с энергией ΔE и спином I_j из основного состояния ядра со спином I_i . Эта вероятность возбуждения может быть выражена через амплитуду перехода ядра из начального состояния в конечное b_{ij} :

$$P = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i M_j} |b_{ij}|^2, \quad (8.6)$$

где M_i и M_j — магнитные квантовые числа начального и конечного состояний. Если вероятность столкновения при отдельном столкновении мала ($P \ll 1$), то в первом порядке теории возмущений

$$b_{ij} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \langle f/H(t)/i \rangle e^{i\omega t} dt, \quad (8.7)$$

где $H(t)$ — энергия взаимодействия; ω — частота, связанная с энергией возбужденного уровня ΔE :

$$\omega = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{E_j - E_i}{\hbar}. \quad (8.8)$$

Если основным взаимодействием является кулоновское и его потенциал можно разложить по мультипольным моментам ядра $\mu(E\gamma)$, то сечение возбуждения, связанное с каждым из этих моментов, при рассеянии частицы на угол ϑ имеет вид

$$d\sigma_{E\lambda} = \left(\frac{Z_1 e}{\hbar v} \right) a^{-2\lambda+2} B(E\lambda, I_i \rightarrow I_j) df_{E\lambda}(\vartheta\xi), \quad (8.9)$$

где $B(E\lambda I_i \rightarrow I_j)$ — приведенная вероятность радиационного перехода из основного состояния в возбужденное:

$$B(E\lambda I_i \rightarrow I_j) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_i \| m(E\lambda) \| I_j \rangle|^2; \quad (8.10)$$

$f_{E\lambda}(\vartheta\xi)$ — функция кулоновского возбуждения, которая выражается через орбитальные интегралы и шаровые функции.

Из выражений (8.9) и (8.10) видно, что измерения сечений кулоновского возбуждения позволяют определить значения электрических мультипольных моментов, из которых можно получить целый ряд важных сведений о структуре ядра, и в первую очередь о распределении электрического заряда в ядре. Исследования кулоновского возбуждения показали, что в атомных ядрах преобладающим мультипольным моментом является электрический квадрупольный момент, который определяет степень отклонения заряда ядра от сферической симметрии:

$$Q_2 = \frac{1}{e} \int \rho(r) (3\bar{Z}^2 - r^2) dV, \quad (8.11)$$

где $\rho(r)$ — распределение плотности электрического заряда в ядре; \bar{Z} — значение координаты по выделенной оси OZ .

К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по кулоновскому возбуждению ядерных уровней. Например, измерены сечения электрического квадрупольного кулоновского возбуждения первых уровней с квантовыми характеристиками 2^+ для всех стабильных четно-четных ядер, откуда определены значения $E(2^+)$ и $B(E2)$. В ряде ядер (с $A = 150-190$, $A > 230$) наблюдаются необычайно большие квадрупольные моменты, которые означают, что форма этих ядер заметно отличается от идеальной сферы. Ряд других свойств таких ядер, например спектр возбужденных состояний, позволяет предположить, что их форму можно представить в виде вытянутого или сплюснутого эллипсоида с отношением большой и малой полуосей $a/b = 1,2-1,3$. Для таких ядер их электрический квадрупольный момент может быть выражен через разность длин его большой (a) и малой (b) полуосей:

$$Q = ZR^2 \frac{a-b}{\sqrt[3]{ab^2}} \quad (8.12)$$

или через параметр квадрупольной деформации β :

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR^2 \beta (1 + 0,158\beta). \quad (8.13)$$

Спектр уровней такого ядра соответствует его вращению относительно оси, перпендикулярной оси симметрии (рис. 8.1, *a*). Если ядро четно-четное, то вращательный спектр энергий можно представить в виде

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \quad (8.14)$$

где J — момент инерции ядра.

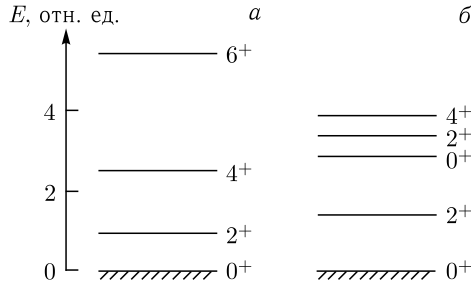


Рис. 8.1. Спектры коллективных возбуждений: а) вращательные, б) колебательные

В других областях ядер (между ядрами с замкнутыми оболочками протонов или нейтронов и деформированными) наблюдался другой спектр возбужденных состояний — эквидистантное расположение уровней (рис. 8.1, б). При этом первое возбужденное состояние имеет спин 2^+ , а второе расщеплено на три компоненты со спинами 0^+ , 2^+ , 4^+ . Такой спектр возбужденных уровней соответствует гармоническим квадрупольным колебаниям ядерной поверхности относительно равновесной сферической формы. Полученные из кулоновского возбуждения значения энергии уровня и приведенной вероятности перехода на этот уровень позволяют определить амплитуду этих колебаний. Среднеквадратичная величина этой амплитуды определяется выражением

$$\langle \beta^2 \rangle^{1/2} = \frac{4\pi}{3ZR^2} \sqrt{B(E_2, 0 \rightarrow 2^+)}. \quad (8.15)$$

Проведенные исследования кулоновского возбуждения таких ядер показали, что значения $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ могут достигать 0,20–0,25, что близко к параметрам статической квадрупольной деформации ядер, характеризующихся вращательным спектром энергий уровней и имеющих форму вытянутого эллипсоида.

За более чем пятидесятилетнюю историю исследования кулоновского возбуждения с его помощью была получена обширная и во многих случаях уникальная информация о структуре атомных ядер. В первую очередь она относится к их коллективным свойствам, в которых участвует значительная часть входящих в их состав нуклонов. Эти свойства в значительной степени определяют и форму атомных ядер, и спектр их возбужденных состояний.

На основании опытов по кулоновскому возбуждению было установлено, что ядра с $A = 20$ – 27 , $A = 150$ – 180 и $A > 220$ являются не сферическими, а деформированными, т.е. имеют форму вытянутого эллипсоида с отношением большой и малой полуосей около 1,3. Небольшая область ядер с $A = 180$ – 190 (изотопы Pt и Hg) соответствует сплюснутому эллипсоиду приблизительно с тем же эксцентриситетом. Такая форма ядер в значительной степени определяет и спектр их возбужденных состояний (появление ротационных полос), и значения их электромагнитных моментов (аномально большие электрические квадрупольные моменты), и сечения взаимодействия с различными бомбардирующими частицами (например, расщепление гигантского дипольного резонанса в сечении фотопоглощения).

Ядра, лежащие вне указанных областей, рассматриваются как сферические, хотя их форма может отличаться от идеальной сферы (они имеют хотя и сравнительно небольшие, но вполне заметные электрические квадрупольные моменты). Одной из особенностей таких ядер является сравнительно малая жесткость по отношению к квадрупольным колебаниям ядерной поверхности. Это приводит к появлению в таких ядрах спектров колебательных уровней с достаточно большой амплитудой колебаний, что оказывает заметное влияние и на остальные ядерные уровни, и на целый ряд других ядерных характеристик.

Наряду с квадрупольными в ядрах проявляются и колебания более высоких порядков. В первую очередь это октупольные колебания, в которых ядро принимает грушевидную форму. В ряде ядер, например с $A > 210$, жесткость по отношению к таким колебаниям ниже, чем к квадрупольным, и они могут оказывать заметное влияние на свойства ядер. Это проявляется в первую очередь в заметном уменьшении энергий уровней 3^- и в увеличении приведенных вероятностей электрических октупольных переходов $B(E3)$.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА ЯДРАХ

9.1. Описание процесса рассеяния

Упругое рассеяние относится к классу реакций, которые происходят при краевых соударениях иона с ядром. При изучении упругого рассеяния получают важную физическую информацию о микроскопических и макроскопических характеристиках двух взаимодействующих ядер.

Упругое рассеяние с участием тяжелых ионов определяется двумя основными факторами: сильным кулоновским отталкиванием и большой вероятностью выхода из упругого канала для всех траекторий, при которых происходит контакт сталкивающихся ядер. В этом случае использование классических траекторий упрощает понимание и интерпретацию экспериментальных данных.

Количественные характеристики процесса упругого рассеяния определяются потенциалом взаимодействия бомбардирующего иона с ядром. Вследствие короткодействующего характера ядерных сил форма этого потенциала должна быть близка к форме распределения ядерной материи, т. е. он должен быть постоянным внутри ядра и быстро спадающим на его поверхности. Этот потенциал является комплексным, состоящим из действительной и мнимой частей:

$$V(r) = v(r) + i\omega(r). \quad (9.1)$$

Такой потенциал получил название оптического, так как в нем многочастичные ядерные взаимодействия заменены на двухчастичные по аналогии с электромагнитным взаимодействием, описывающим распространение света в поглощающей и преломляющей среде. Действительная часть потенциала представляется в виде

$$v(r) = -V_0 f(X_V), \quad (9.2)$$

где V_0 — глубина потенциала; $f(X_V)$ — функция Вудса–Саксона:

$$f(X_V) = [1 + \exp X_V]^{-1}, \quad (9.3)$$

где

$$X_V = \frac{r - R_V}{a_V},$$

здесь R_V — значение r , при котором $v(r) = 1/2$; a_V — параметр диффузности. Вид функции Вудса–Саксона представлен на рис. 9.1.

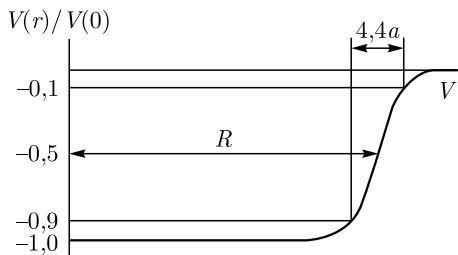


Рис. 9.1. Распределение ядерного вещества (потенциал Вудса-Саксона)

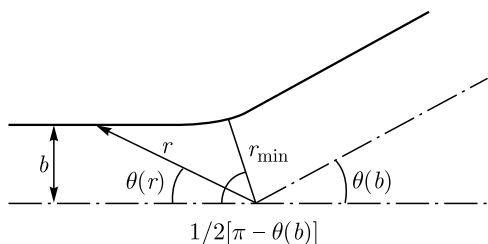


Рис. 9.2. Траектория частицы при рассеянии в центральном поле

Если взаимодействующие частицы заряжены, то в действительной части потенциала учитывается электростатическое отталкивание, описываемое выражениями

$$v_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2 (3Z - r^2/R_C^2)}{2R_C} \quad (9.4)$$

при $r \leq R_C$,

$$v_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (9.5)$$

при $r > R_C$, где R_C — радиус однородно заряженной сферы, в виде которой представляется ядро.

Рассмотрим рассеяние частицы (с массой m и энергией E) действительным потенциалом $v(r)$ в нерелятивистском приближении. Проблема рассеяния сводится к взаимодействию двух ядер (массой m_1 и m_2) с приведенной массой $m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ и энергией в системе центра масс $E_{\text{cm}} = E$. Введя сферические координаты r и θ для описания траектории частицы (рис. 9.2) и определяя угловой момент $L = mr^2 \dot{\theta}(b)$, можно получить из закона сохранения энергии выражение

$$E - v(r) = \frac{L^2}{2mr^2} + \frac{1}{2} m \dot{r}^2. \quad (9.6)$$

Интегрированием от расстояния наибольшего сближения до бесконечности можно получить угол отклонения как функцию от b («deflection function»):

$$\theta(b) = \pi - 2 \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{V[r(\omega)]}{E} - \omega^2 \right)^{1/2} d\omega, \quad (9.7)$$

где переменная $\omega = b/r$. Расстояние наибольшего сближения b может быть получено из закона сохранения энергии и углового момента. Поскольку значение интеграла в выражении (9.7) для угла отклонения всегда положительно, угол отклонения может измениться от $-\infty$ до π . Угол рассеяния θ , изменяющийся от 0 до π , связан с углом отклонения соотношением

$$\theta + 2\pi n = \pm \theta(b), \quad (9.8)$$

здесь $n \geq 0$.

В случае кулоновского потенциала $V(r) = a/r = (Z_1 Z_2 e^2/r)$ для двух ядер из (9.7) можно получить функцию кулоновского отклонения:

$$\theta_C(b) = 2\arctan(\alpha/2Eb), \quad (9.9)$$

которая представлена на рис.9.3. Угол отклонения монотонно увеличивается от 0 до π с уменьшением прицельного параметра от ∞ до 0. Для $b = Z_1 Z_2 e^2/2E$ угол рассеяния составляет 90° . Если заменить точечный заряд распределенным в пространстве зарядом, то функция отклонения примет другую форму, также представленную на рис.9.3. Функция отклонения при этом стремится к нулю при $b \rightarrow 0$ и энергии E , большей значения центрального потенциала V_0 . В этом случае налетающая частица с прицельным параметром $b = 0$ проходит прямо через центр ядра. Для $E < V_0$ функция отклонения приближается к π для $b \rightarrow 0$, поскольку энергии бомбардирующей частицы недостаточно для преодоления центробежного барьера.

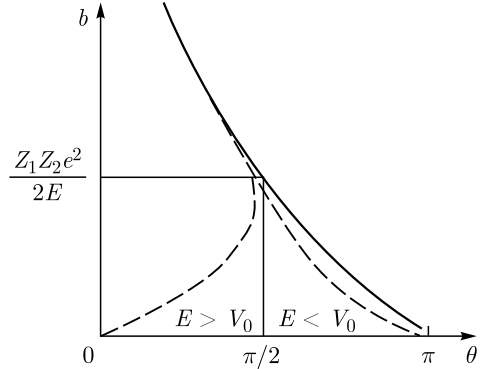


Рис. 9.3. Функция отклонения для рассеяния точечного заряда $Z_1 e$ в кулоновском потенциале $Z_1 Z_2 e^2/r$ ядром с зарядом $Z_2 e$. Штриховая линия соответствует функции для ядра конечных размеров

Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ определяется числом отклоненных частиц в единицу времени в полном телесном угле ($d\Omega$) по отношению к потоку бомбардирующих частиц (N):

$$d\sigma = (d\sigma/d\Omega) \sin\theta d\theta d\varphi = N(b)dbd\varphi/N, \quad (9.10)$$

где θ и φ — полярный и азимутальный углы рассеяния, соответственно. Поскольку $d\sigma$ связано с абсолютным значением $db = (db/d\theta)d\theta$ для сферически-симметричного потенциала, классическое полное сечение упругого рассеяния может быть записано в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} = \frac{b}{\sin\theta} \left|\frac{db}{d\theta}\right|. \quad (9.11)$$

Подставляя в это выражение функцию кулоновского отклонения, можно получить для сечения Резерфордского рассеяния выражение

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \frac{1}{4}(\alpha/2E)^2 \left[\frac{1}{\sin|\theta_2|}\right]^4. \quad (9.12)$$

Поскольку для больших прицельных параметров b_n , соответствующих разным углам рассеяния θ , можно записать выражение для классического сечения, то, суммируя выражение (9.12) по разным каналам функции отклонения, получим:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{кл} = \sum_m \frac{b_n}{\sin\theta} \left|\frac{db}{d\theta}\right|_{b=b_n}. \quad (9.13)$$

Это выражение можно использовать также для диссипативных столкновений тяжелых ионов в классическом приближении.

В рамках этого приближения рассматривается классическая траектория частицы в кулоновском поле ядра (рис. 9.2). В этом случае расстояние наибольшего сближения двух ядер связано с углом рассеяния соотношением

$$d = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E} (1 + \cos \theta/2), \quad (9.14)$$

где E — энергия бомбардирующего иона в системе центра масс. При значениях d , равных сумме ядерных радиусов двух взаимодействующих ядер, в канале упругого рассеяния наблюдается излом в сечении из-за влияния ядерного поглощения. Этому значению расстояния наибольшего сближения соответствует некоторый угол $\theta_{кр}$, при котором наблюдается отклонение отношения сечения упругого рассеяния к резерфордскому сечению $(d\sigma/d\Omega)_{el} / (d\sigma/d\Omega)_R$ от единицы (рис. 9.4). Это соотношение можно выразить следующей зависимостью:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R \cong 1 - \exp\left(-\frac{[d(\theta) - d_0](A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{\Delta}\right), \quad (9.15)$$

где $d = a/(A_1^{1/3} A_2^{1/3})$ и Δ — параметр, характеризующий диффузность ядер. На рис. 9.4 показана зависимость $(d\sigma/d\Omega)_{el} / (d\sigma/d\Omega)_R$ от параметра $d(\theta)$ для нескольких реакций. Эти кривые можно описать эмпирической зависимостью

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = 1 - P_{\text{absorb}}(d), \quad (9.16)$$

где

$$P_{\text{absorb}} = \begin{cases} 0 & \text{для } d > d_0, \\ 1 - \exp\left(-\frac{d - d_0}{\Delta}\right) & \text{для } d < d_0. \end{cases}$$

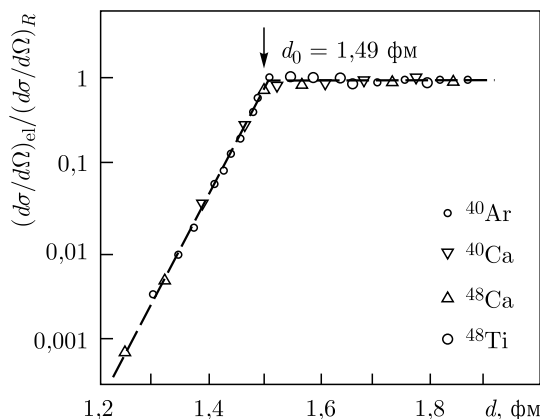


Рис. 9.4. Зависимость отношения сечения упругого рассеяния ядер ^{40}Ar , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{48}Ti на ядрах ^{208}Pb к резерфордскому от параметра наибольшего сближения двух ядер (d)

С учетом того, что $R = r_0 A^{1/3}$ и $d = a / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, можно получить универсальную зависимость отношений сечений от параметра d . В этом случае все указанные на рис. 9.4 реакции характеризуются одинаковым значением радиуса взаимодействия и диффузности, а все экспериментальные точки ложатся на одни линии. Поэтому такой подход к описанию упругого рассеяния ядер эффективнее качественного сравнения параметров двух взаимодействующих ядер.

С кулоновским потенциалом расталкивания складывается и тяжелоионный потенциал взаимодействия между ядрами, образуя некий ядерный потенциал с притягивающей и отталкивающей частью (рис. 9.5). Притягивающая часть потенциала объясняется силами притяжения между нуклонами в разных ядрах. Отталкивающая часть возникает из-за повышения плотности в частично перекрывающихся поверхностях взаимодействующих ядер. При этом предполагают также, что ядерная плотность не меняется в течение взаимодействия (приближение замороженной плотности — frozen-density approximation). В результате действия отталкивающих и притягивающих сил получается функция отклонения, в принципе, похожая на ту, что имеет место при атомных столкновениях.

Для большого прицельного параметра d функция отклонения совпадает с кулоновской функцией отклонения (рис. 9.3). Для малых значений d траектория частицы проходит через притягивающую часть потенциала и приходит в область отрицательных углов отклонения. Для выходного потенциала в этом случае угол отклонения может быть большим или даже отрицательным. Для малого значения d траектория определяется в основном отталкивающей частью потенциала, и для $d \rightarrow 0$ функция отклонения приближается к π (чисто кулоновское рассеяние).

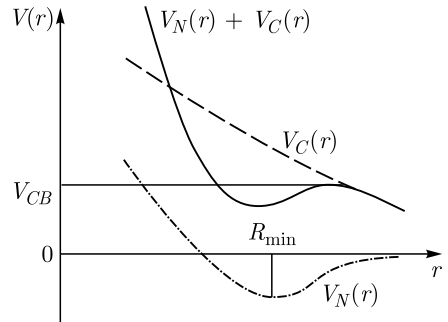


Рис. 9.5. Качественное представление тяжелоионного потенциала $V(r)$ с кулоновской расталкивающей компонентой $V_C(r)$ и ядерной притягивающей компонентой $V_N(r)$; $V_{CB}(r)$ — кулоновский барьер

9.2. Радужное рассеяние

Одним из интересных эффектов, наблюдаемых при упругом рассеянии тяжелых ионов, является радужное рассеяние. Оно возникает в том случае, когда притягивающий ядерный потенциал действует как собирающая линза и отклоняет рассеиваемые ионы на отрицательные углы. Этот процесс можно рассматривать как ядерный аналог известного из оптики радужного рассеяния. Он вызывается дальнедействующей компонентой ядерных сил.

При квазиклассическом рассмотрении радужное рассеяние возникает как результат интерференции волн от обеих ветвей функции отклонения $\theta(b)$,

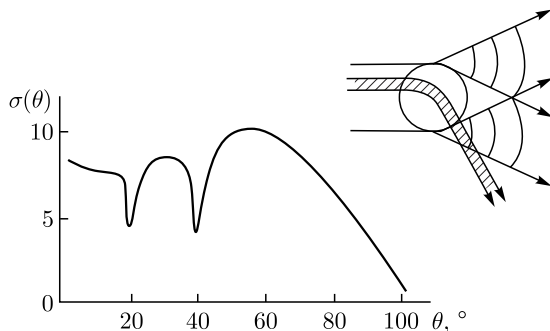


Рис. 9.6. Схематическое представление радужного рассеяния (справа) и угловая зависимость сечений упругого рассеяния

а сечение его представляет собой ряд чередующихся максимумов (рис. 9.6), описываемых функцией Эйри:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = Ai^2(x), \quad (9.17)$$

где A — нормирующий множитель, а x — коэффициент функции Эйри:

$$x = \frac{\theta - \theta_{NR}}{q^{1/3}}, \quad (9.18)$$

где θ_{NR} — угол радужного рассеяния; q — параметр преломления. В угловом распределении упругого рассеяния первый (главный) максимум расположен несколько ближе этого угла (рис. 9.6). Как видно из рис. 9.7, угол радужного рассеяния разделяет области «света» (осцилляции Эйри) и «тени» (экспоненциальное затухание). Значение этого угла зависит от параметров поля преломления и начальной энергии иона. В случае указанного выше потенциала Вудса–Саксона, определяемого выражением (9.3),

$$\theta_{NR} = 0,56 \frac{v_0}{E} \left(\frac{R}{a} \right)^{1/2}, \quad (9.19)$$

где E — энергия иона; v_0 , R и a — соответственно глубина, радиус и диффузность действительной части потенциала. Из этого выражения видно, что радужный максимум смещается в область малых углов с ростом энергии иона.

Очевидно, радужная траектория иона соответствует глубокому проникновению сталкивающихся ядер друг в друга. При этом расстояние наибольшего сближения иона с ядром соответствует точке поворота:

$$r_0 = b(1 - v(r)/E)^{-1}. \quad (9.20)$$

При радужном рассеянии значительная часть траектории иона проходит внутри ядра, поэтому сильное влияние на него оказывает поглощение. Это поглощение замыкает радужные осцилляции, но слабо влияет на экспоненциальный спад в область тени.

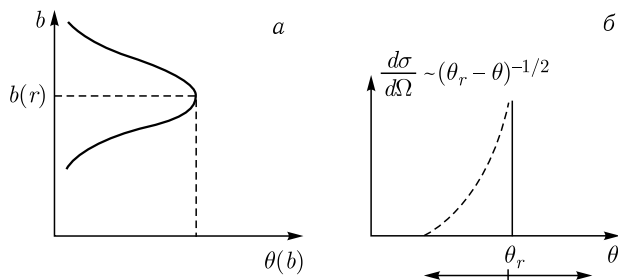


Рис. 9.7. Угловая зависимость сечения радужного рассеяния (а) и полного сечения реакций (б)

Ядерная радуга проявляется в той или иной форме в упругом рассеянии легких ионов на всех мишенях, а в случае ионов тяжелее Li — на мишенях с $A \leq 20$ при энергиях более 10 МэВ/нуклон. Она наблюдается также в ряде других реакций, близких к упругому рассеянию (неупругое рассеяние, реакции перезарядки или однонуклонных передач, которые рассматриваются ниже).

9.3. Дифракция Френеля и Фраунгофера

Высота кулоновского барьера взаимодействия двух ядер, как уже отмечалось выше, определяется выражением

$$V_{\text{кул}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}, \quad (9.21)$$

где $R = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$; A_1 — масса ядра частицы; A_2 — масса ядра мишени.

Для взаимодействия относительно легких ядер величина кулоновского барьера мала по сравнению с энергией падающих ионов (в случае реакции $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ $V_{\text{кул}} \approx 10$ МэВ). Поэтому в угловом распределении упругого рассеяния будет наблюдаться дифракция Фраунгофера, которая, как известно, в оптике возникает, когда расстояние от источника света до экрана бесконечно велико по сравнению с размером отверстия, на котором происходит дифракция (рис. 9.8). Наблюдения в упругом рассеянии тяжелых ионов дифракций Фраунгофера могут использоваться для определения радиуса взаимодействия. В этом случае мы можем воспользоваться тем, что два соседних максимума в случае дифракции Фраунгофера разделены угловым интервалом, определяемым соотношением $\Delta(qR) \approx \pi$, которое можно переписать в виде

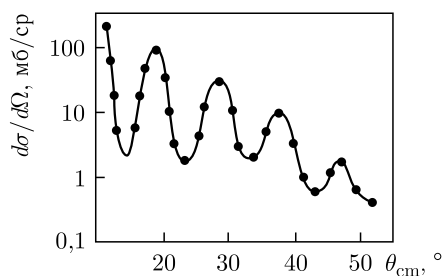


Рис. 9.8. Угловая зависимость сечения упругого рассеяния $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, по форме напоминающая кривую дифракции Фраунгофера

$$\Delta(\sin \theta_{\text{cm}}/2) \approx \pi \lambda / 2R. \quad (9.22)$$

Это выражение вытекает из следующего выражения для импульса, передаваемого при упругом рассеянии:

$$g = [2p \sin \theta_{\text{cm}}/2] / \hbar = [2 \sin \theta_{\text{cm}}/2] / \lambda. \quad (9.23)$$

В случае реакции $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ с энергией в с.ц.м. 78 МэВ два первых максимума на рис. 9.8 расположены при $\theta_{\text{cm}} = 19^\circ$ и $\theta_{\text{cm}} = 24^\circ$. Зная, что здесь $\lambda = \hbar / \sqrt{2\mu E_{\text{cm}}} \approx 0,2$ фм, из соотношения (9.22) получаем $R \approx 7$ фм. Такой порядок величины хорошо согласуется с выражением, полученным в результате точного анализа упругого рассеяния тяжелых ионов:

$$R = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + \Delta, \quad (9.24)$$

где $r_0 \approx 1,36$ фм, $\Delta \approx 0,5$ фм. Такое значение параметра r_0 типично для суммы радиусов двух ядер, связанных сильным взаимодействием. Параметр Δ характеризует диффузность поверхности.

В случае взаимодействия более тяжелых ядер кулоновские эффекты приводят к тому, что параллельно падающий пучок заряженных частиц расходится в кулоновском поле, прежде чем достигнуть поверхности ядра. В оптических терминах, кулоновское поле играет роль рассеивающей линзы, фокус которой расположен перед ядерным полем на расстоянии тем меньшем, чем меньше отношение E_{cm}/V . С точки зрения сильного взаимодействия это выглядит так, как будто на ядро падает пучок, являющийся изображением первичного пучка в кулоновской линзе. Расстояние от мишенного изображения до поверхности тем меньше, чем ближе отношение E_{cm}/V к единице. Таким образом, мы имеем дело с дифракцией Френеля, которая, как известно в оптике, наблюдается тогда, когда источник света находится на конечном расстоянии от предмета, на котором происходит дифракция. В этом случае для определения радиуса ядра из эксперимента, в котором проявляются эффекты кулоновского и ядерного взаимодействия, определяют критический предельный параметр b_{cr} , соответствующий критическому углу θ_{cr} , при котором $\sigma/\sigma_R = 1/4$. Например, для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ при $E_{\text{cm}} = 78$ МэВ критический угол составляет около 37° .

В экспериментах с тяжелыми ионами при фиксированном угле в достаточно широком интервале энергий для сравнительно легких взаимодействующих систем на функциях возбуждения были обнаружены широкие структуры, первоначально интерпретированные как резонансы и названные тогда «квази-молекулярными состояниями». Объяснение этих структур состояло в том, что при условии равновесия притягивающего ядерного потенциала и отталкивающих кулоновского $Z_1 Z_2 e^2/r$ и центробежного $\hbar^2 l(l+1)(2\mu R^2)^{-1}$ потенциалов падающий ион и ядро-мишень могут образовывать метастабильное состояние. Однако в настоящее время это явление объясняется интерференцией волн, соответствующих двум уходящим под одинаковыми углами траекториям скользящего столкновения, охватывающим ядро-мишень с противоположных сторон. В случае симметричных систем типа $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ при такой интерпретации широкая структура должна наблюдаться всякий раз, когда угловой момент, вычисленный для этой траектории, принимает четное значение.

Глава 10

РЕАКЦИИ ПРЯМОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Реакции прямого взаимодействия — это реакции, которые протекают при касательных столкновениях ядер мишени и бомбардирующей частицы за времена, на несколько порядков меньшие, чем время установления статистического равновесия, например, в случае образования составного ядра.

Характерным примером прямой реакции является (d, p) -реакция, которая может протекать при энергиях, гораздо меньших высоты кулоновского барьера, и с относительно высоким сечением. Эта аномалия была в свое время объяснена Р.Оппенгеймером и М.Филлипсом как результат поляризации дейтрона в кулоновском поле ядра. Они предположили, что при сближении с ядром «нейтронная часть» дейтрона поворачивается к ядру, а «протонная часть» отталкивается кулоновскими силами. Из-за относительно большого расстояния между нуклонами в дейтроне (несколько фемтометров) протон еще не доходит до кулоновского барьера, когда нейтрон достигает поверхности ядра. Поскольку энергия связи дейтрона составляет всего 2,23 МэВ, действие ядерных сил на нейтрон приводит к развалу дейтрона, причем протон остается снаружи потенциального барьера. Аналогичный механизм, по-видимому, имеет место и в случае реакции $({}^3\text{He}, p)$ при малых энергиях. Интересная особенность процесса Оппенгеймера–Филлипса состоит в таком разбросе энергий образующихся протонов, который включает и значение, превышающее энергию протона в падающем дейтроне. При энергиях более 100 МэВ доминирующим процессом становится стриппинг, когда либо протон, либо нейтрон отрывается при столкновении с ядром, а другой нуклон продолжает двигаться почти в первоначальном направлении, унося собственную долю импульса бомбардирующего иона. Такой развал бомбардирующего ядра на поверхности ядра-мишени (стриппинг) наблюдался и для более сложных, чем дейтрон, ядер. Прямой реакцией является также обратная стриппингу реакция, в процессе которой из ядра-мишени выбивается нуклон. Эти реакции носят название «pick-up» реакции. Простейшим случаем pick-up реакции является прохождение бомбардирующего протона через поверхностный слой ядра-мишени, когда локальное взаимодействие протона с нейтроном может привести к образованию дейтрона. Например, реакция ${}^{17}\text{O} + p \rightarrow {}^{16}\text{O} + d$ является инверсией реакции стриппинга ${}^{16}\text{O} + d \rightarrow {}^{17}\text{O} + p$. Такого типа реакции используются в экспериментах для получения информации о структуре взаимодействующих ядер.

10.1. Реакции передачи малого числа нуклонов

Реакции передачи одного или нескольких нуклонов относятся к так называемым поверхностным реакциям, т.е. процессам, разыгрывающимся при классическом рассмотрении в поверхностном слое ядра. Характеристики таких реакций в настоящее время наиболее хорошо изучены. Функции возбуждения таких реакций вблизи кулоновского барьера имеют более пологий ход, чем функции возбуждения реакций, протекающих через составное ядро. Выше кулоновского барьера сечение поднимается лишь до 10–20 мб. Все это позволяет предположить, что передача одного нуклона происходит на довольно больших расстояниях ($r_0 \approx 2$ фм при энергиях вблизи кулоновского барьера), когда сталкивающиеся ядра едва касаются друг друга. Обнаружено, что в некоторых реакциях передачи одного нуклона типа (^{14}N , ^{13}N) при энергиях выше кулоновского барьера на несколько миллионов электронвольт конечные ядра образуются, главным образом, в основном состоянии. При энергии ниже кулоновского барьера конечные ядра образуются преимущественно в возбужденном состоянии. Объясняется это тем, что волновая функция ядра в возбужденном состоянии распространяется на большее расстояние от центра. Снижение энергий бомбардирующих ионов увеличивает вероятность переходов в возбужденные состояния, так как при этом взаимодействие происходит на значительных расстояниях. Попытка объяснения передачи нуклона при подбарьерных энергиях была сделана Брайтом в рамках теории «туннельной передачи». Основным препятствием в проверке этой теории является проведение экспериментов при энергиях ниже кулоновского барьера. Однако измеренные угловые распределения продуктов реакций передачи подтверждают справедливость этой теории в широком интервале энергии и даже при энергиях, превышающих кулоновский барьер.

Полное сечение реакции передачи нейтрона, согласно туннельной теории, определяется выражением

$$\sigma = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\hbar}{mv} \right)^2 \left(\frac{1}{\alpha \bar{\alpha} \lambda_1 \lambda_2} \right) \left[\frac{R_1 R_2}{(1 + \alpha R_1)(1 + \alpha \bar{\alpha} R_2)} \right] + \exp \frac{\sqrt{2} m}{\hbar} (R_1 + R_2) \left[E_n^{1/2} \left(1 - \frac{E_B}{E} \right) + \bar{E}_n^{1/2} \left(1 - \frac{\bar{E}_B}{E} \right) \right], \quad (10.1)$$

где R_1 и R_2 — радиусы взаимодействующих ядер; E_n — энергия связи нейтрона; $\alpha = (2mE_n/\hbar)^{1/2}$; m — масса нейтрона; $E_B = Z_1 Z_2 e^2 / (R_1 + R_2)$ — энергия кулоновского барьера; E — энергия бомбардирующего ядра в системе центра масс, черточкой отмечены величины, относящиеся к конечной системе. Таким образом, выражение для сечения содержит кинематические факторы и величины A_1 и A_2 , представляющие собой приведенные нейтронные ширины соответствующих ядер. Зависимость сечения от энергии определяется главным образом экспоненциальным множителем.

Теория «туннельной передачи» одного нуклона позволяет получать информацию:

а) о плотности нуклонов на поверхности ядра-эмиттера,

б) о вероятности проникновения нуклонной волны через отрицательную область кинетической энергии двух ядер,

в) о плотности ядер на поверхности ядра-рецептора.

На рис. 10.1 показано измеренное в опыте угловое распределение для реакции $^{14}\text{N}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{15}\text{N}$ при энергии 12 МэВ (в с. ц. м.), а также теоретическая кривая, рассчитанная по теории «туннельной передачи».

При использовании этой теории для описания реакций передачи одного нуклона при взаимодействии тяжелых ионов большой энергии необходимо иметь в виду следующее.

1. Вероятность передачи нейтрона убывает с увеличением расстояния между двумя ядрами. В результате возможность перекрытия волновых функций уменьшается. Рассеяние на малые углы, соответствующие удаленным траекториям, может вносить вклад в передачу.

2. Напротив, в случае, когда траектория рассеяния проходит через ядро, начиная с некоторого расстояния наибольшего сближения, частицы поглощаются ядром, и передачи нет, поскольку два ядра с большой вероятностью сливаются. Большой угол рассеяния в этом случае соответствует малому прицельному параметру и вносит небольшой вклад в передачу.

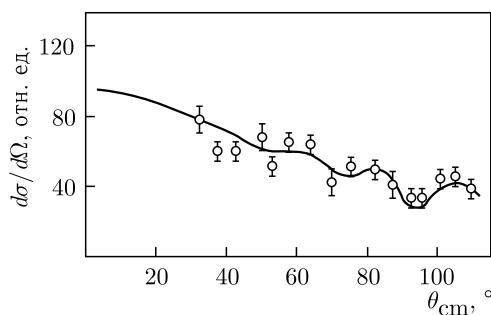


Рис. 10.1. Угловое распределение реакции передачи одного нуклона в реакции $^{14}\text{N}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{15}\text{N}$ при энергии 12 МэВ. Сплошная кривая получена в модели туннельной передачи

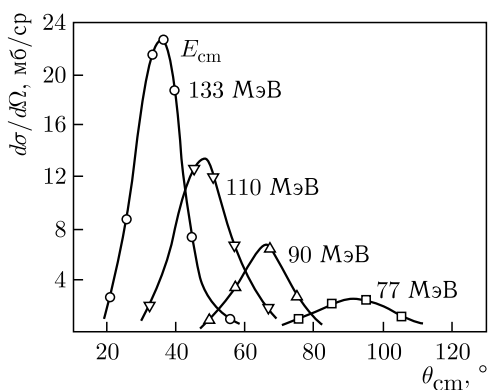


Рис. 10.2. Угловое распределение ядра ^{13}N , образованного в реакции передачи одного нейтрона ядру ^{197}Au при разных энергиях

Между этими двумя экстремальными случаями максимум эффективного дифференциального сечения передачи соответствует определенному углу рассеяния. Расстояние наибольшего сближения оптимально при значении, равном радиусу ядра мишени, что соответствует «касательной» траектории. На рис. 10.2 показано угловое распределение ядра ^{13}N , получающегося в результате передачи одного нейтрона бомбардирующей частицей ^{14}N ядру ^{197}Au . Можно видеть, как с увеличением энергии иона максимум распределения смещается в сторону меньших углов. Определяя угол, для которого наблюдается максимум, можно вычислить значение d_{eff} (расстояние наибольшего сближения), для которого передача наиболее вероятна и которое получается

одинаковым при всех энергиях. Для приведенных данных было получено $d_{\text{eff}} = (12,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-13}$ см, которое соответствует $r_0 = (1,50 \pm 0,06)$ фм, если предположить, что $d_{\text{eff}} = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$.

При энергиях выше кулоновского барьера наблюдаются реакции передачи нескольких нуклонов от бомбардирующей частицы ядру мишени и наоборот. При энергиях, превышающих кулоновский барьер на несколько десятков миллионов электронвольт, начинает происходить передача двух нуклонов, обменная передача нуклонов и другие сложные реакции передачи. Угловое распределение продуктов реакций передачи нескольких нуклонов сильно вытянуто вперед (рис. 10.3). Их можно описать на основе простых классических представлений, предположив, что передача нуклонов происходит в поверхностной области ядра и что бомбардирующее ядро движется через эту область по орбите, соответствующей процессу упругого рассеяния. Классическая функция рассеяния $\theta(l)$ в этом случае для потенциала Саксона вычисляется в квазиклассическом приближении. Амплитуда рассеяния вычисляется обычным образом с использованием сдвигов фаз из $\theta(l) = 2d\eta/(dl)$ в узкой области l :

$$f(\theta) = \frac{1}{2} i K \sum_{l-\Delta}^{l+\Delta} (2l+1) [\exp(2i\eta_{l-1})] P_l(\cos \theta). \quad (10.2)$$

Хорошее согласие с экспериментальными данными получается для $l = 76$ и величины $\Delta = 2$. Заметим, что $l = 76$ соответствует радиусу взаимодействия 9,8 фм или $r_0 = 1,31$ фм. Это означает, что взаимодействующие ядра проходят через области с достаточно высокой плотностью и все же остаются на орбитах, соответствующих упругому рассеянию.

Вместе с тем форма энергетических спектров реакций передачи нескольких нуклонов (рис. 10.4) свидетельствует о слабой диссипации кинетической энергии в скользящих столкновениях: средняя энергия на нуклон в продуктах реакций передачи составляет 80–90% энергии на нуклон в налетающем

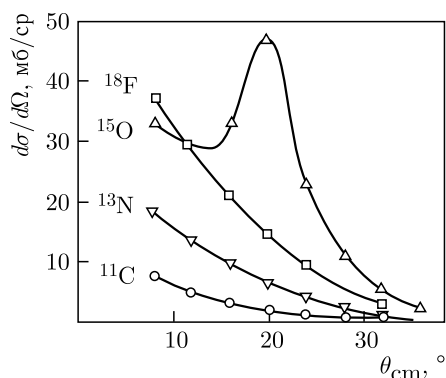


Рис. 10.3. Угловые распределения продуктов реакции $^{16}\text{O} + \text{Rh}$ при энергии ^{16}O 160 МэВ

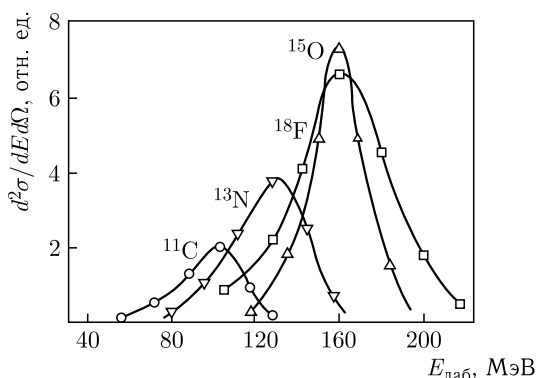


Рис. 10.4. Энергетические спектры продуктов реакции передачи: ^{18}F , ^{15}O , ^{13}N , ^{11}C из реакции $\text{Rh} + ^{16}\text{O}$ (168 МэВ); $\theta_{\text{лаб}} - 18,1^\circ$

ядре. Теоретический анализ данных по характеристикам продуктов реакций передач нескольких нуклонов показал, что они с хорошей точностью описываются в рамках модели квазиупругих поверхностных реакций. Между тем дальнейшие экспериментальные исследования процессов передачи нуклонов в столкновениях двух сложных ядер показали, что эти процессы могут не только протекать в форме квазиупругого процесса, но и сопровождаться значительными потерями кинетической энергии. Это так называемые глубоконеупругие передачи нуклонов.

10.2. Ядерные реакции глубоконеупругих передач

Этот класс реакций впервые был обнаружен в Дубне в конце 1960-х гг. при изучении энергетических спектров легких продуктов реакций. Наиболее характерная особенность глубоконеупругих передач — образование низкоэнергетических продуктов реакций, что свидетельствует о сильной диссипации кинетической энергии во время столкновений двух сложных ядер. Как правило, этот тип реакций доминирует при взаимодействии тяжелых ионов с массой $A > 30$ с ядрами мишени. Как уже отмечалось ранее, в реакциях передачи с тяжелыми ионами выделяют угол касательного столкновения θ_{gr} , вблизи которого лежат максимумы выходов реакций передачи небольшого числа нуклонов. Например, для реакции $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ (390 МэВ) $\theta_{gr} = 33^\circ$. В окрестностях этого угла энергетические спектры продуктов имеют резкие максимумы (рис. 10.5). Энергии в максимумах различных продуктов малонуклонных передач при θ_{gr} близки, что означает, что вблизи угла касательного столкновения основной вклад в сечения реакций срыва и подхвата небольшого числа нуклонов дает квазиупругий процесс. С увеличением угла вылета интенсивность высокоэнергетической части спектра быстро падает, и при самых больших углах преобладает низкоэнергетическая (глубоконеупругая) часть спектра. При уменьшении углов вылета вклад высокоэнергетической части также снижается, и на малых углах в спектре остаются лишь низкоэнергетические продукты реакций. С ростом числа переданных в реакции нуклонов соотношение между квазиупругим и глубоконеупругим процессами меняется. В энергетических спектрах продуктов реакции передачи, приведенных на рис. 10.5, проявляется тенденция к симметризации формы спектров и уменьшению их ширины при больших углах. Вклад в сечение образования продукта от высокоэнергетической части спектра уменьшается с удалением по Z и A от исходного ядра, и энергетические спектры приобретают практически симметричную форму. Ширина их уменьшается, а энергия в максимуме выхода монотонно возрастает с уменьшением угла вылета. При этом максимумы энергетических распределений соответствуют выходным кулоновским барьерам образующихся продуктов реакции. Это означает, что подавляющую часть кинетической энергии продукты многонуклонных передач получают за счет кулоновских сил, скорость же относительного движения сопряженных ядер-фрагментов в момент разрыва связи между ними мала. Таким образом, многонуклонные передачи реализуются в столкновениях, в которых происходит полная диссипация кинетической энергии, т.е. в глубоконеупругих столкновениях.

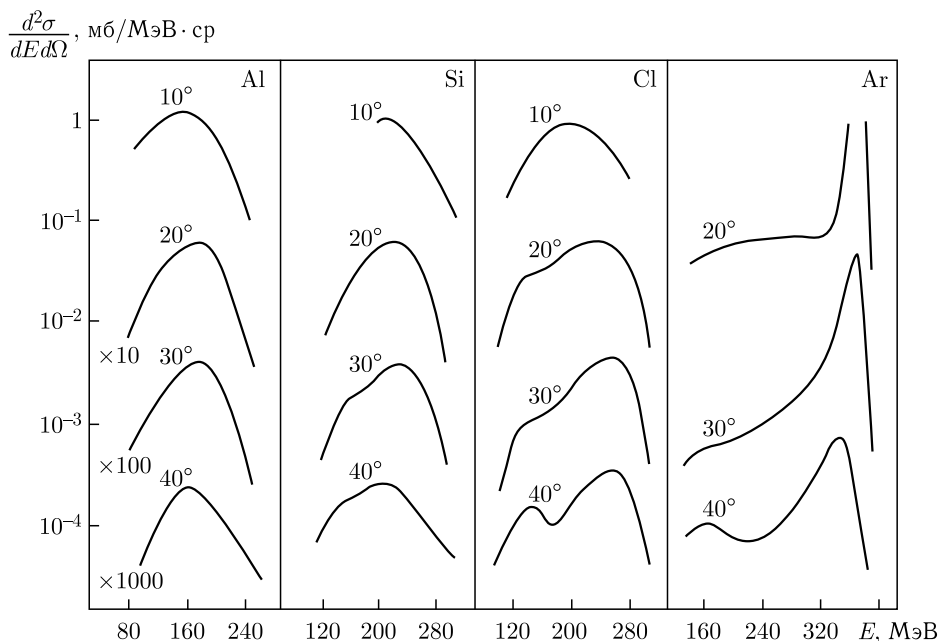


Рис. 10.5. Энергетические спектры продуктов реакции $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ при различных углах

Характерные особенности энергетических спектров глубоконеупругих передач — близость наиболее вероятной энергии к выходному кулоновскому барьеру и ее независимость от энергии бомбардирующих ионов — можно наблюдать и при распаде составного ядра, например, при его делении. Поэтому важной характеристикой реакций глубоконеупругих передач, позволяющей выделить их из других реакций, является форма угловых распределений образующихся продуктов, которая зависит от числа переданных нуклонов. При передаче небольшого числа нуклонов в угловом распределении имеется максимум в районе угла касательного столкновения (рис. 10.6). Этот максимум всегда присутствует в реакциях передачи, протекающих как квазиупругий процесс, и является их характерным признаком. С увеличением числа переданных нуклонов ширина максимума возрастает, а сам он смещается в сторону меньших углов. Угловые распределения многонуклонных передач характеризуются монотонным ростом сечения с уменьшением угла вылета. Имеется также тенденция к уменьшению анизотропии при увеличении числа переданных нуклонов. Многонуклонные передачи реализуются преимущественно в глубоконеупругих столкновениях, поэтому форму угловых распределений многонуклонных передач можно рассматривать и как характеристику угловых распределений глубоконеупругих передач. Форма угловых распределений глубоконеупругих передач зависит от кинетической энергии бомбардирующей частицы. С увеличением энергии бомбардирующей частицы максимум в угловом распределении смещается в сторону меньших углов, следуя за изменением угла касательного столкновения. При большой энергии

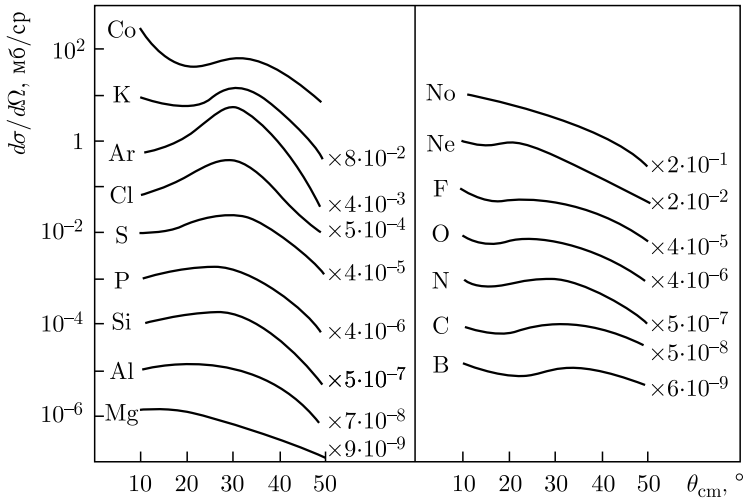


Рис. 10.6. Зависимость дифференциальных сечений образования легких элементов $d\sigma/d\Omega$ в реакции $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ (388 МэВ) от угла вылета

угловое распределение становится асимметричным, заметный вклад в сечение реакции дают продукты, вылетевшие под малыми углами в окрестностях 0° .

Для систематизации угловых распределений продуктов глубоконеупругих передач вводится параметр η , который учитывает влияние на форму угловых распределений зарядов ядер и кинетической энергии: $\eta' = Z_1 Z_2 e^2 / (\hbar v)$. В этом соотношении Z_1 и Z_2 — заряды налетающего ядра и ядра мишени, v — скорость относительного движения в момент контакта между ядрами. Согласно этой систематике при значении параметра $\eta < 150\text{--}200$ угловое распределение характеризуется ростом сечения при угле 0° , при $\eta > 200$ угловое распределение имеет максимум в районе угла касательного столкновения $\theta_{\text{гр}}$.

Наиболее наглядным способом представления зависимости сечения от угла вылета и кинетической энергии продуктов реакции передачи является трехмерная диаграмма, на которой по оси абсцисс отложен угол вылета легкого фрагмента в с. ц. м., а по оси ординат — полная кинетическая энергия обоих фрагментов. Сечения образования продуктов реакций изображаются в виде контурной диаграммы, на которой замкнутые линии соединяют точки с одинаковым сечением (диаграмма Вильчинского). На рис. 10.7 представлена эта диаграмма для реакции $^{232}\text{Th}(^{40}\text{Ar}, \text{K})$. Физический смысл наблюдаемых на рис. 10.7 особенностей контурной диаграммы раскрывает рис. 10.8. Наибольшее сечение соответствует квазиупругим передачам с вылетом ядер К вблизи угла касательного столкновения ($\theta_{\text{гр}} = 33^\circ$). Уменьшение сечения в районе 0° сопровождается понижением полной кинетической энергии продуктов реакции. Эта особенность сечения отражает нарастающее с уменьшением углового момента столкновения влияние ядерного взаимодействия, которое, с одной стороны, вызывает отклонение траектории в сторону меньших углов, а с другой — возрастающую диссипацию кинетической энергии.

В районе критического углового момента $l_{\text{кр}}$ происходит диссипация кинетической энергии, формируется двойная ядерная система, которая пово-

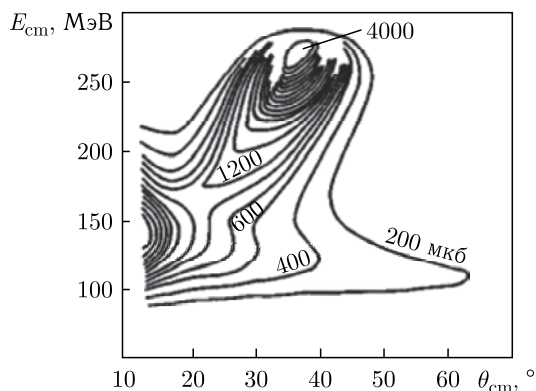
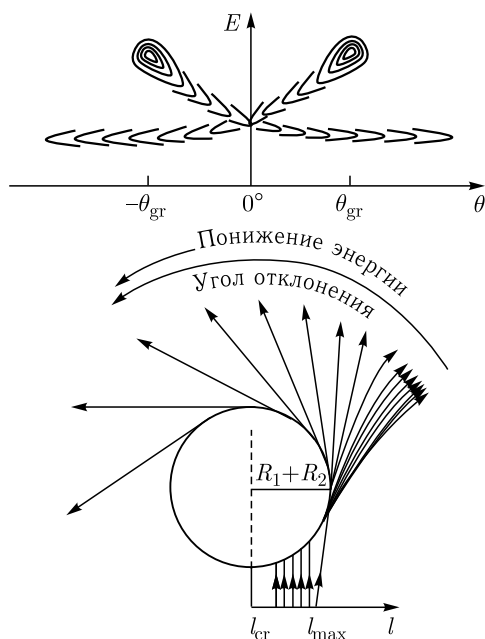
Рис. 10.7. Диаграмма Вильчинского для реакции $^{232}\text{Th}(^{40}\text{Ar}, \text{K})$ 

Рис. 10.8. Интерпретация контурной диаграммы, представленной на рис. 10.7

рачивается с вылетом легкого фрагмента в область отрицательных углов. Некоторое уменьшение кинетической энергии с увеличением угла вылета для низкоэнергетической части диаграммы отражает нарастающую с углом поворота деформацию двойной ядерной системы.

Большая дисперсия продуктов реакций по Z и A — одна из характерных особенностей глубоконеупругих передач. На рис. 10.9 показано сечение образования различных продуктов реакций передачи. Зависимость сечения образования различных изотопов одного и того же элемента от массы изотопа (или от числа переданных нейтронов) для каждой реакции имеет вид симмет-

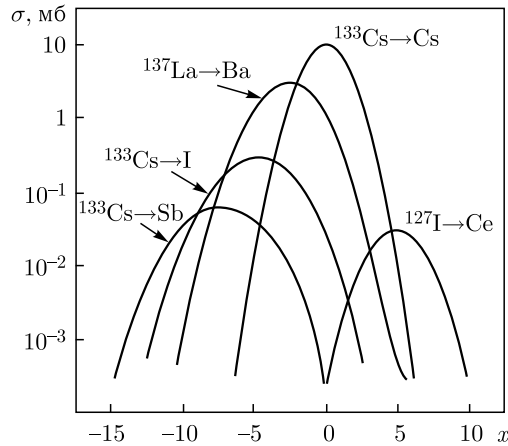


Рис. 10.9. Изотопные распределения, полученные в реакциях многонуклонных передач (типы реакций указаны на кривой), для области масс ядер $120 < A < 145$. Кривые, проведенные через экспериментальные точки, представляют собой распределения Гаусса

ричной кривой с максимумом, описывающейся гауссовским распределением типа

$$P(x) \cong \exp \left[-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma_x^2} \right], \quad (10.3)$$

где \bar{x} — число нейтронов в ядре, образующемся с максимальным выходом при заданном числе протонов; $2\sigma_x^2$ — параметр ширины распределения. Такие представления оказываются весьма удобными, так как форма распределения характеризуется двумя параметрами. Из рис. 10.9 видно, что с ростом числа передаваемых протонов сечение реакции быстро уменьшается и изменяется ширина изотопных распределений. С учетом статистического характера изотропных распределений продуктов реакций многонуклонных передач была предложена систематика сечений образования изотопов, получившая название Q_{gg} -систематики. Эта систематика сечений образования изотопов в реакции $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$ (137 МэВ) приведена на рис. 10.10. В таком представлении сечений образования по оси абсцисс откладывается разность масс начальных и конечных продуктов, выраженная в энергетических единицах: $Q_{gg} = (M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)$. Таким образом, Q_{gg} — это энергия, которую необходимо затратить на получение данного изотопа в качестве продукта реакции передачи при условии, что конечные ядра-продукты окажутся в основных (ground) состояниях. При этом предполагается, что передача нуклонов протекает как двухтельный процесс. По оси ординат в логарифмическом масштабе откладываются дифференциальные сечения образования изотопов. Более точное описание сечений образования изотопов основывается на учете тепловой энергии возбуждения и поправок на спаривание нуклонов $\delta(p)$ и $\delta(n)$. В результате обмена нуклонами между ядрами тепловая энергия принимает новое значение U_f , которое можно записать в виде

$$U_f = U_i + Q_{gg} + \Delta E_C + \Delta E_{\text{rot}} - \delta(p) - \delta(n), \quad (10.4)$$

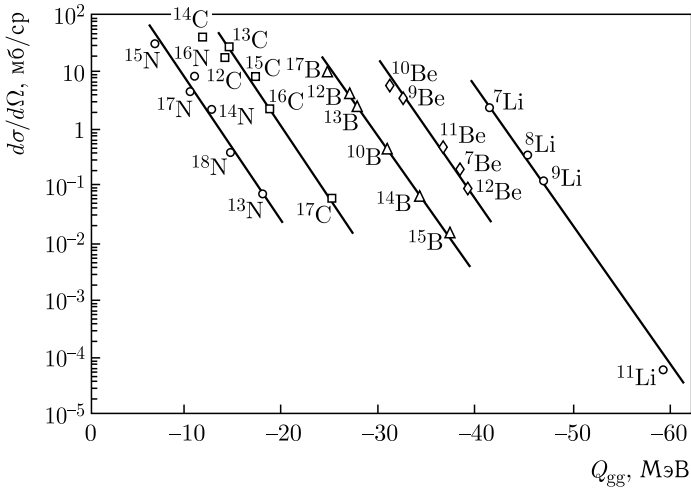


Рис. 10.10. Q_{gg} -систематика сечений образования изотопов Li–N в реакции $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$ (137 МэВ); $\theta_{\text{лс}} = 40^\circ$

где U_i — энергия теплового возбуждения исходной двойной ядерной системы до начала передачи нуклонов; ΔE_C — изменение кулоновской энергии системы, обусловленное передачей протонов; ΔE_{rot} — изменение вращательной энергии системы, связанное с изменением ее момента инерции при перераспределении нуклонов между ядрами. Сумма трех членов $Q_{gg} + \Delta E_C + \Delta E_{\text{rot}}$ есть не что иное, как изменение потенциальной энергии двойной ядерной системы, связанное с передачей нуклонов, $\delta(p)$ и $\delta(n)$ — поправки на спаривание нуклонов при их передаче из ядра-донора в ядро-акцептор. Предполагается также, что главным фактором, определяющим сечение образования ядер в глубоконеупругих передачах, является тепловая энергия двойной ядерной системы: $\sigma \sim \exp(U_f/\tau)$, где τ — температура двойной ядерной системы. Поскольку U_f при фиксированной энергии бомбардирующей частицы имеет постоянное значение, то выражение для сечения определенного канала реакций глубоконеупругих передач приобретает следующий вид:

$$\sigma \cong \exp[(Q_{gg} + \Delta E_C + \Delta E_{\text{rot}} - \delta(p) - \delta(n))/\tau]. \quad (10.5)$$

На тяжелых ядрах-мишенях главный вклад в изменение тепловой энергии U_i вносят члены Q_{gg} и ΔE_C . Поэтому в первом приближении для сечения образования изотопов можно оставить лишь главные члены:

$$\sigma \cong \exp[(Q_{gg} + \Delta E_C)/\tau]. \quad (10.6)$$

Таким образом, наклон линий элементов в Q_{gg} -систематике характеризует температуру двойной ядерной системы.

Необходимо отметить, что такая зависимость сечений образования отдельных изотопов продуктов реакций многонуклонной передачи соответствует представлению о таком процессе, который состоит из образования и распада двойной ядерной системы. При энергии столкновения двух сложных ядер в несколько мегаэлектронвольт на нуклон время от момента соприкосновения

ядер и до момента достижения точки поворота траектории составляет примерно 10^{-22} с. За такой короткий интервал времени ядра не смогут существенно изменить свою структуру. В результате интенсивного ядерного трения и действия отталкивающих сил на малых радиусах возникает ядерная система из двух взаимодействующих ядер — двойная ядерная система. Поверхности ядер, образующих двойную ядерную систему, перекрываются, тогда как скорость их относительного движения мала. Угловой момент двойной ядерной системы совпадает с угловым моментом столкновения $l\hbar$, а момент инерции — с его твердотельным значением благодаря значительному возбуждению системы. Энергия теплового возбуждения системы равна:

$$V = E_0 - V(R) - E_{\text{rot}}, \quad (10.7)$$

где $V(R)$ — потенциальная энергия системы в точке наибольшего сближения ядер.

В формировании двойной ядерной системы существенную роль играет оболочечная структура ядер. Именно она обеспечивает ядрам сохранение их индивидуальности, несмотря на интенсивное взаимодействие.

Таким образом, формирование двойной ядерной системы при столкновении двух сложных ядер является результатом действия трех факторов: отталкивающих сил между ядрами при их глубоком проникновении друг в друга; большой вязкости ядерной материи, проявляющейся при относительном движении ядер с сильным перекрытием их поверхностей; оболочечной структуры ядер, обеспечивающей устойчивость состояний сильно связанных нуклонных оболочек. При теоретическом описании эволюции двойной ядерной системы учитываются все эти три фактора. Например, один из теоретических подходов, описывающих эволюцию двойной ядерной системы, учитывает потенциальную энергию системы как функцию Z и A образующих ее ядер и углового момента системы $l\hbar$. С учетом различных приближений, принятых в этих расчетах, потенциальная энергия системы имеет вид

$$V(Z, l) = M_1 + M_2 + Z_1 Z_2 e^2 / R + \hbar^2 l(l + 1) 2J, \quad (10.8)$$

где M_1 , Z_1 и M_2 , Z_2 — массы и заряды фрагментов; J — момент инерции двойной ядерной системы.

Результаты расчетов $V(Z, l)$ для разнообразных комбинаций ядра-мишени и тяжелого иона при различных угловых моментах приведены на рис. 10.11. По оси ординат отложена потенциальная энергия $V(Z, l)$, по оси абсцисс — атомный номер одного из фрагментов. Он изменяется от нуля до $Z_1 + Z_2$. Оба этих крайних значения соответствуют слиянию ядер, средняя точка — образованию в выходном канале реакции двух одинаковых по заряду и массе фрагментов. За нуль принято значение потенциальной энергии, отвечающее начальной конфигурации двойной ядерной системы. Стрелками указана исходная зарядовая асимметрия. Представленные данные демонстрируют сильное влияние углового момента столкновения на форму потенциальной энергии системы. Для не слишком тяжелых ионов (^{22}Ne , ^{40}Ar) угловой момент может вызвать даже изменение направления эволюции системы. При небольших значениях l система эволюционирует в сторону возросшей зарядовой асимметрии, когда отлетающее ядро отдает свои нуклоны тяжелому ядру-мишени.

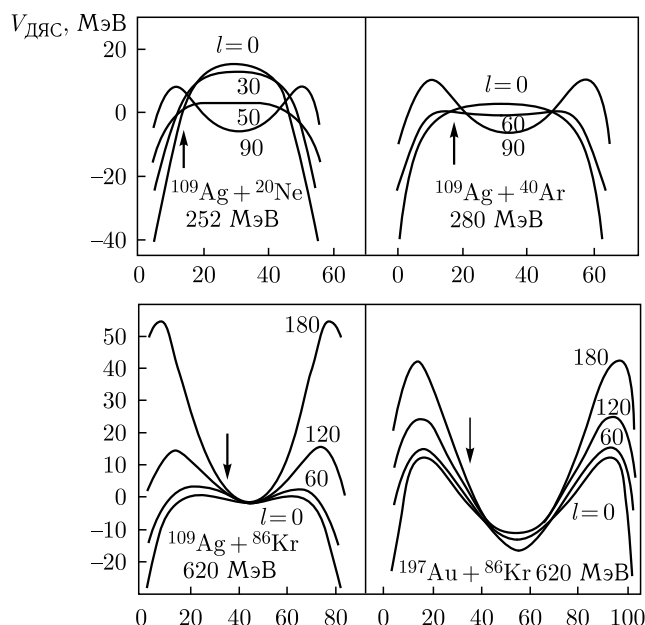


Рис. 10.11. Потенциальная энергия двойной ядерной системы для различных комбинаций ядра-мишени и тяжелого иона в зависимости от атомного номера одного из фрагментов и углового момента столкновения; отметке 0 соответствует потенциальная энергия исходной системы; стрелка указывает Z налетающего ядра

При больших угловых моментах, напротив, нуклоны передаются в противоположном направлении, и система стремится принять симметричную по Z и A форму. При облучении ^{197}Ag ионами криптона в случае лобовых столкновений с $l=0$ двойная ядерная система будет эволюционировать в направлении симметричной конфигурации. Вероятность слияния таких ядер мала.

Реакции глубоконеупругих передач являются одним из интереснейших процессов взаимодействия двух сложных ядер, механизм которого привлекает внимание как экспериментаторов, так и теоретиков. Эти процессы используются для получения новых ядер, удаленных от линии стабильности, а также ядер с высоким угловым моментом и температурой.

РЕАКЦИИ СЛИЯНИЯ ЯДЕР**11.1. Общая характеристика реакций слияния**

От всех прочих процессов, протекающих под действием пучка бомбардирующих тяжелых ионов, реакции слияния отличаются тем, что в них имеет место образование составного (компаунд) ядра, распад которого происходит независимо от способа его образования. Понятие компаунд-ядра было введено в 1936 г. Н. Бором для объяснения реакции захвата нейтронов ядрами. Изучение резонансного характера поперечного сечения таких реакций блестяще подтвердило гипотезу Н. Бора. Образование и распад компаунд-ядер наблюдались и в реакциях с заряженными частицами: протонами и α -частицами.

Реакции слияния тяжелых ионов и ядер мишени представляют собой один из вероятных каналов взаимодействия в диапазоне энергии, который простирается от $E_{\text{lab}} \sim V_C \sim 2\text{--}5$ МэВ/нуклон до $E_{\text{lab}} \sim E_F \sim 30$ МэВ/нуклон, где V_C и E_F — соответственно высота кулоновского барьера и энергия Ферми в ядре. Большая масса тяжелых ионов позволяет получать компаунд-ядра с большой величиной энергии возбуждения и углового момента. Принципиальная особенность тяжелых ионов, отличающая их от легких заряженных частиц и нейтронов, заключается в том, что при слиянии сложных ядер в отличие от легких частиц, сливающихся с ядром за короткое время порядка $\sim 10^{-22}$ с (ядерное время), этот процесс длится зачастую значительный отрезок времени: $10^{-21}\text{--}10^{-20}$ с. Легкой частице достаточно преодолеть кулоновский (и центробежный) барьер, чтобы произошло слияние с ядром мишени. С увеличением массы бомбардирующих ионов форма промежуточной системы, образующейся при контакте сталкивающихся ядер, будет все больше отличаться от формы компаунд-ядра (рис. 11.1). Переход от входного состояния к конечному (компаунд-ядру) может осуществляться различными путями. При сближении ядер, а также на начальном участке этого перехода может иметь место их возбуждение, передача нейтронов, образование шейки и т. д. Эти процессы существенно изменяют условия слияния, в частности, некоторые из них могут понизить барьер слияния. Проявление различных процессов при взаимодействии сложных ядер называют связью каналов реакции. Учет связи каналов дает возможность адекватного подхода к описанию реакции слияния сложных ядер как процесса, протекающего в многомерном пространстве (см. рис. 11.1).

При увеличении массы сталкивающихся ядер может наступить ситуация, когда и при полном перекрытии диффузных поверхностных слоев баланс

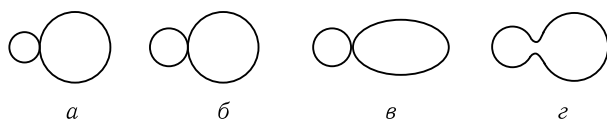


Рис. 11.1. Конфигурации систем, образующихся при столкновениях различных ядер. Показаны системы с ядром мишени с $A = 125$ и бомбардирующей частицей протоном (a) и бомбардирующей частицей ядром с $A = 25$ ($b, в, г$): $a, б$) сталкивающиеся ядра сохраняют сферическую форму; $в$) при контакте ядер возбуждена вибрационная мода колебаний ядра мишени; $г$) при контакте образуется шейка

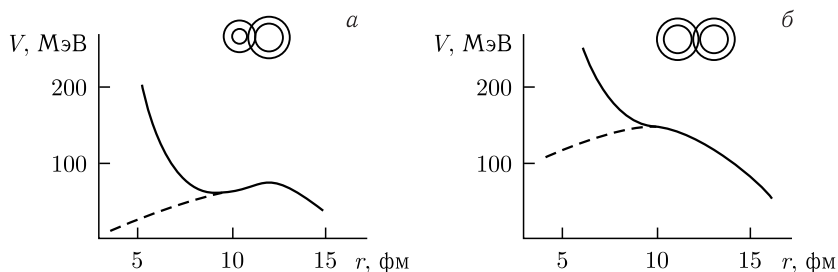


Рис. 11.2. Ядро-ядерный потенциал (сплошная линия), представленный в зависимости от межцентрового расстояния сталкивающихся ядер с $A_1 = 25, A_2 = 125$ (a) и $A_1 = 100, A_2 = 125$ ($б$)

сил кулоновского и центробежного отталкивания и ядерного притяжения окажется не в пользу последнего. Примеры форм ядро-ядерного потенциала взаимодействия тяжелого иона с ядром при двух соотношениях масс ($A_1 = 25, A_2 = 125$ и $A_1 = 100, A_2 = 125$, где A_1 и A_2 — массовые числа иона и ядра) показаны на рис. 11.2.

Такой вид зависимости потенциала получается при центральном соударении (угловой момент $l = 0$) и в приближении «замороженной» формы ядер, исключающей изменения других степеней свободы системы. Минимум потенциальной энергии наблюдается за счет насыщения сил ядерного притяжения при полном перекрытии диффузных слоев двух ядер. Дальнейшее уменьшение межцентрового расстояния при «замороженной» форме приводит к появлению зоны с удвоенной ядерной плотностью, что вызывает резкий рост потенциальной энергии. Эта часть кривой отвечает области, где неприменимо предположение о «замороженной» форме ядер. Включение других степеней свободы (образование шейки, соединяющей ядра, переход нуклонов между двумя частями системы, изменяющий асимметрию) приводит к иному ходу потенциальной энергии. Эта зависимость условно показана на рис. 11.2 штриховой кривой.

При сравнимых значениях масс иона и ядра минимум для сплошной кривой отсутствует из-за преобладания кулоновской силы над ядерным притяжением. Слияние ядер возможно с учетом включения других степеней свободы системы. Однако, в отличие от случая рис. 11.2, a , слияние не происходит автоматически после достижения точки контакта ядер. Достижение барьера слияния (см. штриховую линию) возможно лишь при условии встречного

коллективного движения двух половин системы, сопряженного с большими потерями на трение. Это требует затрат дополнительной энергии.

При такой форме потенциала образовавшаяся двойная ядерная система не может автоматически перейти в компаунд-ядро. Для слияния необходимо, чтобы энергия столкновения превысила кулоновский барьер. В этом случае ядра могут продолжить сближение, в область перекрытия будет вовлечено большее число нуклонов, что увеличит ядерное взаимодействие и таким образом изменит баланс сил в его пользу. Другими словами, это означает, что кулоновский барьер расположен на расстоянии, меньшем суммы радиусов ядер. Часть энергии коллективного движения будет израсходована, за счет ядерного трения, на возбуждение внутренних степеней свободы ядерного вещества. Поэтому минимальная энергия столкновения, которая необходима, чтобы слияние имело место, оказывается больше кулоновского барьера. Добавку, обусловленную трением, называют динамическим барьером. Действие этого дополнительного барьера приводит к резкому уменьшению поперечного сечения реакции слияния в области тяжелых компаунд-ядер. Вместо образования компаунд-ядра столкновение заканчивается глубоконеупругим взаимодействием или быстрым делением. При постоянной величине заряда компаунд-ядра $Z_{CN} = Z_1 + Z_2$, равной сумме ядерных зарядов тяжелого иона (Z_1) и мишени (Z_2), максимум силы кулоновского отталкивания имеет место при $Z_1 \approx Z_2$. Поэтому раньше всего динамический барьер начинает действовать при симметричных соударениях при $Z_{CN} \approx 90$.

Указанные особенности реакций слияния показывают, что изучение этого процесса может быть (и, действительно, является) очень информативным для определения параметров ядерного потенциала и получения новых сведений о динамике этого процесса (связь каналов реакции, ядерное трение). Однако этим не исчерпываются причины актуальности изучения реакций слияния ядер. Богатую информацию дает изучение процесса девозбуждения высоковозбужденного компаунд-ядра, которое образуется в реакции слияния. Большой интерес представляет изучение энергетической и спиновой зависимости плотности ядерных уровней, получение сведений о предельной температуре ядра, сопряженной с фазовым переходом ядерного вещества (сосуществование фаз жидкость–пар). Изучение конкуренции канала деления компаунд-ядра с другими каналами распада (испускание нейтронов, заряженных частиц и γ -квантов) позволяет получать сведения о барьерах деления ядер, далеких от долины β -стабильности. При распаде компаунд-ядер удается получать метастабильные состояния холодных быстро вращающихся ядер, отвечающие аномальным деформациям. Так были открыты супердеформированные ядра с необычно большим отношением большой и малой осей 2:1. Наконец, реакции слияния представляют источник получения и исследования разнообразных экзотических ядер: ядер, далеких от линии β -стабильности, испытывающих новые виды радиоактивного распада (протонный или двухпротонный распад, запаздывающее деление, эмиссия тяжелых кластеров), новых ядерных изомеров, новых трансурановых нуклидов. С применением реакций слияния на пучках тяжелых ионов с различными атомными номерами ($Z = 6 \div 26$) за последние 30 лет были открыты новые химические элементы с порядковыми номерами $Z = 102 \div 118$.

11.2. Особенности сечений реакций слияния

Сечения реакций слияния (σ_{fus}) различаются по своей энергетической зависимости в двух диапазонах энергии бомбардирующих ионов. В первом диапазоне энергии, простирающемся от кулоновского барьера до некоторой величины, поперечное сечение слияния изменяется подобно полному сечению реакции (σ_R). В то же время при более высокой энергии вероятность слияния уменьшается по мере ее роста, составляя все более убывающую часть полного сечения ядерного взаимодействия ($\sigma_{\text{fus}} < \sigma_R$). Такое поведение σ_{fus} проиллюстрировано на рис. 11.3 данными о реакции $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ (диапазоны 1 и 2), для которой σ_{fus} практически совпадает с σ_R во всем диапазоне 1 и резко отклоняется в диапазоне 2. Абсолютная величина поперечного сечения слияния может быть большой при некоторых условиях. Так, для относительно легких ядерных систем (рис. 11.3) σ_{fus} может достигать значения 1 б. Отношение $\sigma_{\text{fus}}/\sigma_R$ резко уменьшается с ростом произведения зарядов взаимодействующих ядер $Z_1 Z_2$ (рис. 11.4).

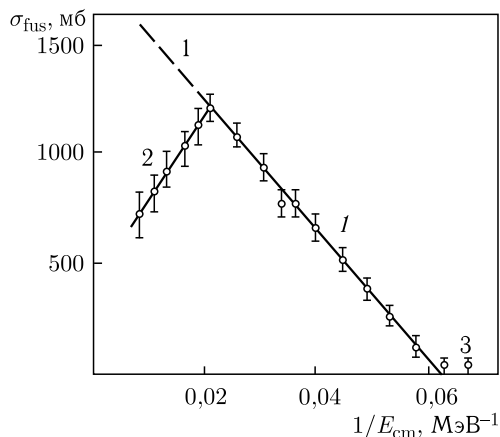


Рис. 11.3. Экспериментальная (точки) и теоретические (сплошная и штриховая линии) зависимости сечения реакции слияния $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ от величины, обратной кинетической энергии иона

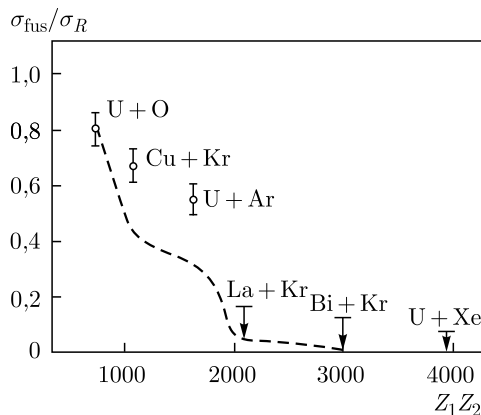


Рис. 11.4. Зависимость отношения сечения слияния к полному от произведения зарядов взаимодействующих ядер. Штриховая линия — расчет с учетом ядерного трения

Качественно можно представить, что вероятность слияния ядер определяется действием консервативных и диссипативных сил. По мере сближения сначала проявляется кулоновское отталкивание ядер, а затем включается ядерное притяжение. С началом перекрытия диффузных ядерных поверхностей вступают в действие различные периферийные реакции: неупругие возбуждения и одночастичные передачи. Затем, при еще более тесном контакте, происходит все более интенсивный процесс обмена нуклонами и переход энергии коллективного движения двух первоначальных ядерных кластеров в энергию хаотического движения нуклонов, т.е. в энергию возбуждения. В классическом приближении этот процесс описывают действием диссипативных сил трения. Если потеря коллективного движения становится достаточно

большой, взаимодействующие ядра оказываются в минимуме ядро-ядерного потенциала и удерживаются в контакте достаточно длительное время, чтобы они могли утратить свою индивидуальную структуру и образовать единую систему, т. е. компаунд-ядро. Описанная картина проиллюстрирована на рис. 11.4. С ростом произведения $Z_1 Z_2$ растет и кулоновский потенциал, что ведет к уменьшению минимума, в котором могут быть удержаны взаимодействующие ядра. Это уменьшает длительность времени контакта и, следовательно, вероятность образования компаунд-ядра.

11.3. Феноменологическое описание процесса слияния ядер

Энергетическая зависимость σ_{fus} , показанная на рис. 11.3 (диапазон 1), обычно имеет место для не очень тяжелых бомбардирующих ионов ($Z_1 < 20$). Для ее объяснения может быть использовано упрощенное представление о сталкивающихся ядрах как о двух сферических телах, не изменяющих своей формы с уменьшением межцентрового расстояния r . Переменная r является единственной, следовательно, задача сводится к одномерному рассмотрению. Такое упрощение задачи заимствовано из теории рассеяния нуклонов на ядрах, согласно которой

$$\sigma_{\text{fus}} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)T_l. \quad (11.1)$$

Здесь λ — длина волны де Бройля; l — угловой момент; T_l — коэффициент трансмиссии, т. е. вероятность прохождения потенциального барьера для парциальной волны с угловым моментом l . Эффективный потенциал взаимодействия для l -й парциальной волны, представляющий собой сумму ядерного V_N , кулоновского V_C и центробежного потенциалов:

$$V_{\text{eff}} = V_N + V_C + \frac{\hbar l(l+1)}{2\mu r}, \quad (11.2)$$

показан на рис. 11.5 для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ (здесь μ — приведенная масса, r — расстояние между центрами ядер). Из вида этого потенциала следует простейшее предположение

$$T_l = \begin{cases} 1, & l \leq l_0 \\ 0, & l > l_0 \end{cases}. \quad (11.3)$$

Здесь l_0 — значение углового момента, которому соответствует высота барьера, равная энергии столкновения. Из (11.1) и (11.3) следует:

$$\sigma_{\text{fus}} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)T_l = \pi\lambda^2 (l_0+1)^2. \quad (11.4)$$

Обозначив через R_B межцентровое расстояние ядер на барьере для парциальной волны с $l=0$, получим классическое выражение

$$l^2 = \frac{2\mu R_B^2}{\hbar^2} [E_{\text{cm}} - V(R_B)], \quad (11.5)$$

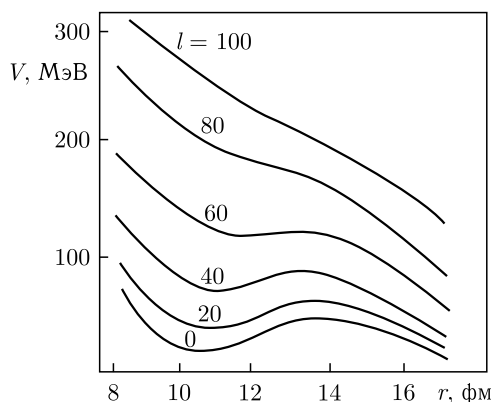


Рис. 11.5. Ядро-ядерный потенциал системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ при различных значениях углового момента l

из которого следует простая формула:

$$\sigma_{\text{fus}} = \pi R_B^2 \left[1 - \frac{V(R_B)}{E_{\text{cm}}} \right]. \quad (11.6)$$

Формуле (11.6) отвечает функция возбуждения реакции слияния, которая представляет собой прямую линию. Примеры функций в этих координатах были представлены для различных реакций на рис. 11.3.

Выражение (11.6) широко применялось для интерпретации экспериментальных результатов. Как следует из рис. 11.3, из подобных данных удастся получить высоту барьера ($1/E_{\text{cm}} = 1/V(R_B)$) в месте пересечения с осью абсцисс прямой, проведенной через экспериментальные точки, и величину R_B (точка пересечения этой прямой с осью ординат дает величину πR_B^2). Полученные таким способом значения барьера и радиуса взаимодействия представлены на рис. 7.7.

11.4. Расчеты траектории слияния

Представленное рассмотрение реакции слияния, очевидно, основано на сильной идеализации этого процесса. Нельзя говорить об отсутствии изменения формы сталкивающихся ядер при условии, что конечный результат столкновения известен: в выходном канале мы имеем дело с компаунд-ядром. По мере сближения двух ядер из-за дальнедействующего хвоста ядерных сил сначала начинают проявляться неупругие возбуждения и передача нуклонов. Затем образуется шейка, соединяющая части двойной ядерной системы. Индивидуальность двух сталкивающихся ядер, соединенных шейкой, сохраняется в процессе сближения их центров тяжести. Это движение, проходящее под действием сил ядерного притяжения и трения, можно описать вплоть до момента полного перекрытия диффузных слоев двух ядер, т. е. до минимума потенциальной ямы, показанной на рис. 11.2, а. Уравнение движения в форме

Лагранжа–Рэлея, учитывающей действие сил трения, записывается в следующем виде:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = \frac{\partial F}{\partial q_i}. \quad (11.7)$$

Здесь L — функция Лагранжа:

$$L = \frac{1}{2}\mu r^2 + \frac{1}{2}\mu r^2 \dot{\theta}^2 + \frac{1}{5}M_1 R_1^2 \dot{\theta}_1^2 + \frac{1}{5}M_2 R_2^2 \dot{\theta}_2^2 - V(r), \quad (11.8)$$

зависящая от четырех координат: q (обобщенных координат), r (межцентрового расстояния ядер) и углов поворота системы в целом (θ) и каждого из сталкивающихся ядер (θ_1 и θ_2). В выражении для лагранжиана (11.8) $V(r)$ — ядро-ядерный потенциал, μ — приведенная масса ядер, M_1 и M_2 , R_1 и R_2 — их массы и радиусы. Составляющие лагранжиан члены со второго по четвертый представляют энергию вращения системы в целом и двух ее частей. При такой записи энергии вращения предполагается, что ядро вращается как твердое тело и что момент инерции равен моменту инерции твердого тела.

Наличие трения приводит к диссипации энергии коллективного движения (изменению координаты r) и углового момента (коллективному вращению, связанному с изменением координат θ , θ_1 и θ_2). Этот процесс описывается функцией диссипации Рэлея

$$F = F(r) \left(r^2 + \frac{1}{2}u_t^2 \right), \quad (11.9)$$

где $F(r)$ — формфактор; u_t — относительная тангенциальная скорость ядер.

Уравнению (11.7) эквивалентна система четырех дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \mu r &= \mu r \dot{\theta}^2 - \frac{\partial V}{\partial r} 2F(r) \dot{r}, \\ \dot{l} &= -F(r) u_t r, \\ \dot{L}_1 &= F(r) \frac{\partial u_t}{\partial \dot{\theta}_1} u_t, \\ \dot{L}_2 &= F(r) \frac{\partial u_t}{\partial \dot{\theta}_2} u_t. \end{aligned} \quad (11.10)$$

Здесь l — угловой момент системы; L_1 и L_2 — угловые моменты сталкивающихся ядер.

Задавая выражения для $V(r)$ и $F(r)$, различные авторы решали систему уравнений (11.10) и находили максимальное значение углового момента $l_{\text{кр}}$, при котором система сталкивающихся ядер оказывалась захваченной в потенциальной яме (рис. 11.2, а). Сечение слияния записывается в виде

$$\sigma_{\text{fus}} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l P_l, \quad (11.11)$$

где, по сравнению с (11.1), добавлен множитель P_l — вероятность захвата.

11.5. Ядро-ядерный потенциал

Потенциал ядро-ядерного взаимодействия

$$V(r) = V_N(r) + V_C(r) \quad (11.12)$$

представляет собой сумму ядерного и кулоновского потенциалов. Были предложены различные варианты ядерного потенциала $V_N(r)$, однако за последние 15 лет различными авторами чаще всего использовался контактный потенциал (proximity potential) Блоцкого–Рандрупа–Святецкого–Цанга. Сила, действующая между двумя ядрами:

$$F(s) = -\frac{\partial V_p(s)}{\partial s} = 2\pi R\eta(s). \quad (11.13)$$

Здесь $V_p = V_N$ — контактный ядерный потенциал; $R = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$ — средний радиус; R_1 и R_2 — радиусы иона и ядра; $\eta(s)$ — потенциал взаимодействия между двумя противоположными участками ядерной поверхности единичной площади, который зависит от расстояния между участками поверхности взаимодействующих ядер. В выражение (11.13) входит потенциал $\eta(s)$, соответствующий расстоянию s , равному кратчайшему расстоянию между поверхностями ядер.

Ценность выражения (11.13) определяется тем, что функция $F(s)$ может быть получена на основании известных свойств ядерной поверхности: степени ее диффузности и коэффициента поверхностного натяжения γ . Толщина диффузного ядерного поверхностного слоя составляет $b \sim 1$ фм. При $s > 2,5$ фм $\eta(s) = 0$. При меньших значениях s $\eta(s) < 0$ и имеет минимум при $s = 0$: $\eta(0) = -2\gamma$.

При $s = 0$ два встречных поверхностных слоя ядер перекрывают друг друга, образуя область ядерного вещества с приблизительно постоянной плотностью, близкой по величине к плотности вещества в центральной области ядра. Переход к отрицательным значениям s означал бы перекрытие части вещества ядер, ведущее к удвоению плотности, так как предполагается, что форма ядер заморожена. Поэтому при $s < 0$ функция $\eta(s)$ должна возрасти с уменьшением s , быстро пройдя через ноль и далее стремясь к бесконечности.

Авторами теории ядерного контактного потенциала была вычислена универсальная контактная функция:

$$\Phi(\zeta) \equiv \eta(\zeta b) / 2\gamma, \quad (11.14)$$

которая следует из $\eta(s)$ при замене переменной s на $\zeta = s/b$. Расчет был проведен с использованием модели Томаса–Ферми с применением феноменологического потенциала парного взаимодействия нуклонов:

$$V_{12} = -C \frac{e^{-r_{12}/a}}{r_{12}/a} (1 - P_{12}^2 / P_k^2). \quad (11.15)$$

Здесь r_{12} — межнуклонное расстояние; P_{12} — импульс нуклонов в системе их центра масс; a — параметр расстояния взаимодействия Юкавы; P_k — критическая величина импульса, отвечающая переходу к отталкиванию; C — параметр силы взаимодействия.

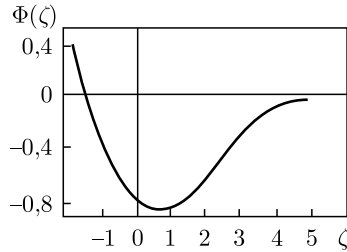


Рис. 11.6. Безразмерная функция контактной силы ядро-ядерного взаимодействия

Безразмерная функция контактной силы ядро-ядерного взаимодействия $\Phi(\zeta)$ показана на рис. 11.6. Она соответствует известной форме межнуклонного взаимодействия: отталкивание на малых расстояниях, стремление к нулю на больших и максимальное значение при $\zeta \sim 1$.

11.6. Распад составного ядра

Вторым этапом реакций, протекающих через образование составного ядра, является распад этого ядра. Сильное взаимодействие между нуклонами приводит к тому, что энергия возбуждения, которую внес тяжелый ион в ядро (она складывается из его кинетической энергии и энергии реакции, определяемой балансом масс участвующих в реакции частиц), быстро распределяется между всеми нуклонами в ядре. В результате этого каждый из нуклонов в ядре будет иметь энергию, которая меньше энергии связи нуклона. Поэтому ни один из нуклонов не сможет вылететь из ядра до тех пор, пока на каком-либо из них снова не сконцентрируется достаточная энергия. Эта энергия должна превосходить энергию связи, а для заряженных частиц — еще и кулоновский барьер. Другие возможные варианты распада составного ядра — испускание γ -кванта или деление (в случае тяжелых ядер) — тоже реализуются сравнительно медленно. Этим и объясняется довольно большое время существования составной системы, причем это время настолько велико, что система как бы «забывает» способ своего образования. По порядку величины это время значительно больше характерного ядерного времени, которое необходимо нуклону, чтобы пересечь ядро ($\sim 10^{-21}$ с).

Вероятность распада составного ядра:

$$\omega = \frac{1}{\tau} = \Gamma/\hbar, \quad (11.16)$$

где τ — время жизни составного ядра; Γ — энергетическая ширина уровня при данной энергии возбуждения.

Эту вероятность распада можно представить в виде суммы парциальных вероятностей, каждая из которых характеризует один из путей распада:

$$\omega = \sum W_i = \sum \frac{\Gamma_i}{\hbar}. \quad (11.17)$$

Парциальная ширина уровня по отношению к испусканию из ядра нейтрона или заряженной частицы (протона, α -частицы), проинтегрированная по всему спектру их кинетических энергий, описывается выражением

$$\Gamma_i = \hbar \int_{E_0}^{E-B_i} W_i(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (11.18)$$

$$W_i(\varepsilon) d\varepsilon = \sigma(E, \varepsilon) g m \varepsilon \left(\frac{1}{\pi^2 \hbar^2} \right) \frac{\rho(E - B_i - \varepsilon)}{\rho(E)} d\varepsilon, \quad (11.19)$$

где E — энергия возбуждения первоначального составного ядра; B_i — энергия связи нуклона или α -частицы в нем; ε — кинетическая энергия вылетевшей из ядра частицы; $\sigma(E, \varepsilon)$ — сечение обратной реакции, т. е. реакции образования первоначального составного ядра при взаимодействии вылетевшей частицы с кинетической энергией ε с ядром-остатком; m — масса вылетевшей частицы; g — статистический вес спиновых состояний; $\rho(E)$ — плотность уровней составного ядра с энергией возбуждения E ; $\rho(E - B_i - \varepsilon)$ — плотность уровней остаточного ядра, образующегося после испускания частицы.

Из выражений (11.18) и (11.19) видно, что парциальная ширина существенно зависит от отношения плотностей уровней в возбужденном ядре до и после испускания из него частицы, уносящей энергию возбуждения. Поэтому для описания парциальных ширин используют определенные модельные представления о зависимости плотности уровней ядра от его энергии возбуждения. Обычно применяют либо модель ферми-газа, где эта зависимость имеет вид

$$\rho(E) = \text{const} \cdot \exp \left[2(aE)^{1/2} \right], \quad (11.20)$$

либо модель с постоянной температурой:

$$\rho(E) = \text{const} \cdot \exp(E/T), \quad (11.21)$$

где E — энергия возбуждения; a — параметр плотности уровней (обычно принимают $a = A/10$; A — массовое число ядра); T — температура ядра.

Нижний предел интегрирования в выражении (11.18) E_0 определяется той минимальной энергией, при которой сечение взаимодействия частицы с остаточным ядром имеет заметную величину. Очевидно, что в случае нейтронов $E_0 = 0$, а в случае заряженных частиц она определяется кулоновским барьером. При испускании из тяжелых ядер протонов $E_0 \approx 7 \div 10$ МэВ, а для α -частиц $E_0 \approx 15 \div 20$ МэВ. Поэтому в тяжелых ядрах парциальные ширины для испускания заряженных частиц заметно меньше, чем для испускания нейтрона, т. е. $\Gamma_{p,\alpha} \ll \Gamma_n$.

Однако в сильно нейтронно-дефицитных ядрах энергии связи протона или α -частицы заметно меньше, чем для нейтрона, т. е. $B_{p,\alpha} \ll B_n$.

В результате этого увеличивается верхний предел интегрирования в выражении (11.18), и парциальные ширины для испускания заряженных частиц оказываются такими же или даже большими, чем для нейтронов.

При большой энергии возбуждения составного ядра происходит последовательная эмиссия нескольких частиц. Вероятность того, что ядро с началь-

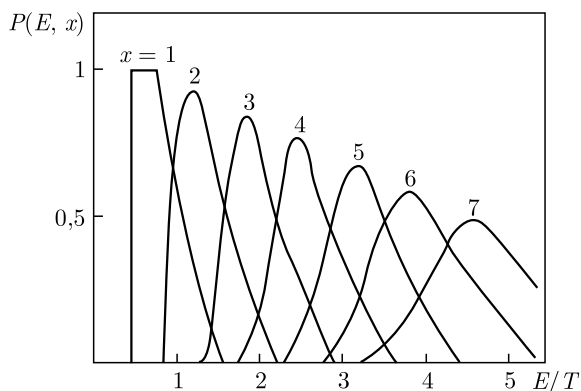


Рис. 11.7. Зависимость вероятности испускания из ядра x нейтронов от энергии возбуждения, отнесенной к температуре ядра

ной энергией возбуждения E может испустить x нейтронов, определяется выражением

$$P(E, x) = I(\Delta_x, 2x - 1) - I(\Delta_{x+1}, 2x - 1), \quad (11.22)$$

где $I(z, n)$ — неполная гамма-функция:

$$I(z, n) = \frac{1}{n!} \int_0^z y^n E^{-y} dy, \quad (11.23)$$

$$\Delta_x = \frac{E - \sum_{i=1}^x R_i}{T}. \quad (11.24)$$

Первый член в выражении (11.22) представляет собой вероятность того, что по крайней мере x нейтронов будут испущены составным ядром, а второй — вероятность испарения по крайней мере $x + 1$ нейтронов. Разность этих членов определяет вероятность того, что из ядра испустится ровно x нейтронов. На рис. 11.7 представлена зависимость $P(E, x)$ от энергии возбуждения, отнесенной к температуре ядра (E/T). Видны четкие максимумы для испускания каждого числа нейтронов. Каждая энергия возбуждения составного ядра характеризуется испусканием определенного числа нейтронов или заряженных частиц. В случае тяжелых ионов достигаются энергии возбуждения много выше 100 МэВ. При этом из составного ядра может испускаться до 15–20 нейтронов и заряженных частиц.

11.7. Слияние ядер как метод синтеза сверхтяжелых элементов

Первые же опыты с тяжелыми ионами показали, что в реакциях столкновения двух ядер можно получить составные ядра с очень высокой температурой, которая может достигать значений несколько МэВ, что больше чем 10^{10} К. А при касательном соударении спин ядра может достигать 50, 60 и даже $80 \hbar$, это ядро может быть сильно деформировано с соотношением

осей 3:1, и после всего этого такое ядро может еще выживать. Стало ясно, что тяжелые ионы являются прекрасным инструментом, чтобы исследовать ядра с экстремальными характеристиками: большой температурой, большим угловым моментом и сильнодеформированными.

И тогда по всему миру стали строиться специальные ускорители тяжелых ионов, потом начали создаваться национальные лаборатории для исследований с тяжелыми ионами: в США, Франции, Германии, Италии, Японии. А потом уже стали строиться коллайдеры для ускорения тяжелых ионов: в Брукхейвене (США), в ЦЕРН, в Германии. В Дубне тоже создается коллайдер тяжелых ионов NICA. Таким образом, это направление — физика тяжелых ионов — стало быстро и эффективно развиваться в мире.

Остановимся на реакциях с тяжелыми ионами, которые, в принципе, могли бы вести к образованию новых тяжелых и, соответственно, новых сверхтяжелых элементов. Одна из самых популярных реакций — это реакция полного слияния, когда ядро-мишень бомбардируется налетающим ионом, который имеет достаточную энергию для преодоления кулоновского барьера, в результате ядро-мишень поглотит и образуется новое ядро, которое будет иметь массу, равную сумме масс взаимодействующих ядер. Поскольку вся энергия иона гасится (поглощается) ядром-мишенью, то образовавшееся ядро будет двигаться по направлению пучка ионов. Поэтому можно точно рассчитать его энергию отдачи. Такие реакции, как уже отмечалось выше, происходят при лобовых столкновениях, при которых прицельный параметр равен нулю. Но если даже прицельный параметр не равен нулю, все равно два ядра с определенной вероятностью сольются и составное ядро будет вращаться, поскольку в него будет внесен большой угловой момент. Однако его энергия отдачи будет такой же, как и при полной передаче кинетической энергии налетающего иона, которая переходит во внутренние степени свободы ядра-мишени.

Если произошло не полное поглощение налетающего иона, а только частичное, то одна часть отлетела в одну сторону, другая — в другую. Кинематику такого процесса можно рассчитать через массы фрагментов и углы их вылета. Такие реакции называют неполным слиянием, даже если они происходят при лобовом столкновении, а при касательном взаимодействии вся эта кинематика будет еще зависеть от угловых моментов, приобретенных фрагментами в процессе взаимодействия ядер иона и мишени.

Нильс Бор при описании реакций с образованием составного ядра разбил этот процесс на две стадии. Первая стадия: налетающая частица поглощается ядром-мишенью за очень короткое время. Для легких частиц он оценил его в 10^{-21} с. Добавим, что для тяжелых ионов это время больше — порядка 10^{-19} с. В результате образуется новое ядро, которое имеет небольшую энергию возбуждения на один нуклон. Она существенно меньше энергии связи нейтронов в этом ядре: $E_x/A \ll E_n$. Поэтому приходится долго ждать, пока на отдельном нейтроне возбужденного ядра случайным образом в результате флуктуации сконцентрируется энергия, достаточная для того, чтобы нейтрон покинул ядро. А это может произойти при соблюдении условия $E_x/A \geq E_n$. Время такого ожидания порядка 10^{-19} или даже 10^{-16} с. За это время составное ядро полностью «забывает» о пути своего образования: кто облучал, чем

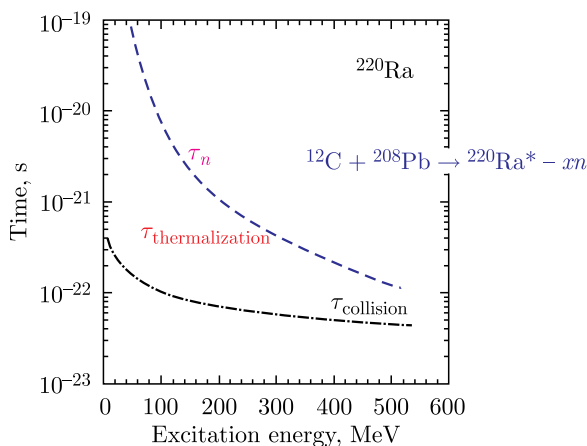


Рис. 11.8. Зависимость времени испускания нейтронов от энергии возбуждения составного ядра

облучали. Это так называемое составное ядро. Оно нагрето и при охлаждении начинает испускать (испарять) нейтроны, затем гамма-лучи.

На рис. 11.8 показано, как это выглядит по времени. Время столкновения порядка $5 \cdot 10^{-23}$ – 10^{-22} с, а время испускания нейтрона — на 4 порядка больше.

Термализация ядра происходит достаточно быстро, спектр испарительных нейтронов описывается распределением Больцмана:

$$w(e) = e/T^2 \exp(-e/T),$$

где e — энергия нейтронов, T — температура ядра. На рис. 11.9 показаны эти распределения для температуры 1, 2 и 3 МэВ. Температура может быть

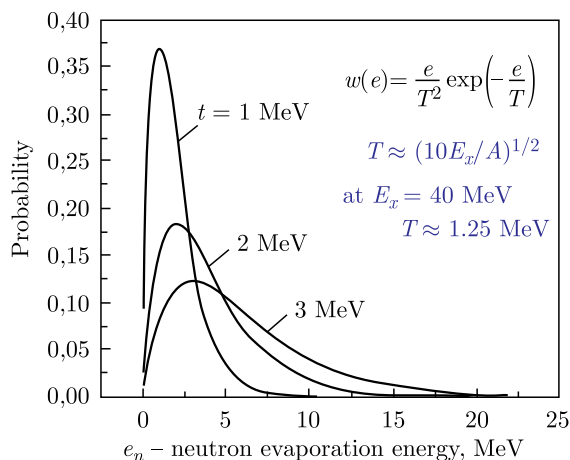


Рис. 11.9. Энергетические спектры испарительных нейтронов из составного ядра

вычислена по простой формуле

$$T \approx (10E_x/A)^{1/2}.$$

При энергии возбуждения $E_x = 40$ МэВ температура будет порядка 1,25 МэВ.

А теперь определим вероятность испарения нейтронов согласно статистической теории распада возбужденного ядра. Отметим, что основными каналами распада тяжелых ядер будут каналы испускания нейтронов и канал деления, которые конкурируют между собой (рис. 11.10).

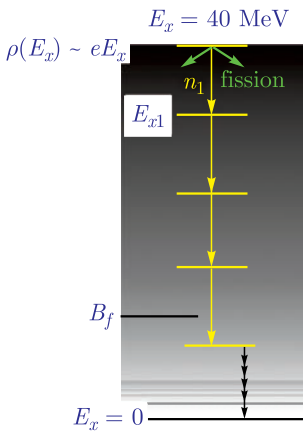


Рис. 11.10. Схема распада возбужденного составного ядра

Вначале ядро находится в основном состоянии, по мере его термализации (возбуждения) заселяются все более высокие уровни сначала в области дискретного спектра, а потом с ростом энергии возбуждения начинают заселяться уровни сплошного спектра, когда ширина уровня начинает превышать расстояние между уровнями. Плотность уровней растет согласно соотношению $\rho(E_x) \sim eE_x$.

Если мы хотим описать испускание нейтронов ядром, которое находится в возбужденном состоянии, то, согласно статистической теории распада ядра, мы должны использовать отношение плотности уровней в начальном состоянии для материнского ядра до испускания нейтронов к плотности уровней конечного состояния, которое соответствует дочернему ядру после испускания нейтрона. Но

тяжелое ядро может также поделиться, находясь в этом возбужденном состоянии. Для тяжелых ядер это два основных конкурирующих процесса. Но за деление ядра уже отвечает барьер деления, который играет ту же роль, что и энергия связи нейтрона в ядре (это примерно 7 МэВ). На каждой ступени этого каскада ядро теряет энергию, равную сумме энергии связи нейтрона и кинетической энергии самого нейтрона (примерно 1,5 МэВ). Таким образом, после первой стадии испускания нейтрона энергия возбуждения становится равной $E_x = 40 - 7 - 1,5 = 31,5$ МэВ. Это продолжается до тех пор, пока энергия возбуждения ядра не станет меньше энергии связи нейтронов.

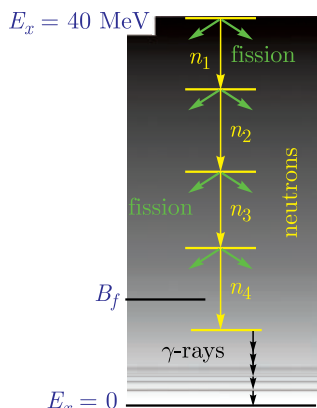
Тогда для обеих этих вероятностей запишем:

$$\Gamma_n = \frac{\rho(E_x)}{\rho(E_x - B_n)},$$

$$\Gamma_f = \frac{\rho(E_x)}{\rho(E_x - B_f)}.$$

Отношение этих вероятностей $\Gamma_n/\Gamma_f \sim \exp[(B_f - B_n)/T]$ дает нам вероятность испускания нейтронов.

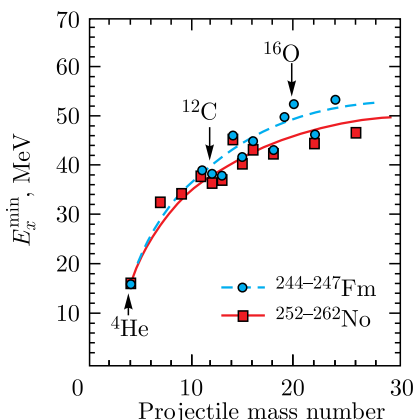
И после последовательного испускания нейтронов остается холодное остаточное ядро, которое в этом процессе выжило относительно деления на каждой ступени испарительного каскада, как показано на рис. 11.11, слева.



The cross section of evaporation residues is:

$$\sigma_{xn} = \sigma_{CN} (\Gamma_n / \Gamma_f)^x \approx \sigma_{CN} (1/100)^4$$

x — number of evaporation neutrons



$$(E_x)^{\min} = B_C - [M_{CN} - (M_1 + M_2)]$$

$$(E_x)^{\min} = B_C - Q$$

Рис. 11.11. Зависимость энергии возбуждения составного ядра от массы бомбардирующей частицы

Поперечное сечение такого процесса, измеряемое в эксперименте, будет:

$$\sigma_{xn} = \sigma_{CN} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)^x \approx \sigma_{CN} \left(\frac{1}{100} \right)^4.$$

Сечение образования ядра в основном состоянии после испарения x нейтронов равно сечению процесса образования компаунд-ядра, умноженному на отношение вероятностей испускания нейтрона и деления в степени x . Это отношение примерно равно 0,01. Если число испарительных нейтронов (ступеней испарительного каскада) равно 4, то это означает, что из 100 миллионов первоначальных ядер выжило в результате деления в процессе охлаждения только одно ядро. Большая энергия возбуждения приводит к большему числу испарительных нейтронов, а значит, к малому числу выживших ядер, образовавшихся в процессе слияния. Это говорит о большой трудности, с которой экспериментаторы, занимающиеся синтезом новых сверхтяжелых элементов, сталкиваются в своей работе. Необходимо уменьшить число ступеней в испарительном каскаде. Стали получать одно и то же составное ядро разными способами: брать легкую частицу, но тяжелую мишень, брать более тяжелую частицу, но легче ядро-мишень и так далее. Иначе говоря, получать одно и то же составное ядро, но при разном соотношении масс взаимодействующих ядер. Это показано на рис. 11.11, справа. Видно, что, если получать одно и то же составное ядро, с ростом массы налетающей частицы энергия возбуждения растет. Это объясняется тем, что растет кулоновская энергия, и потому необходимо наращивать энергию иона, чтобы он смог преодолеть этот барьер. И тогда с ростом энергии возбуждения число выживших в испарительном каскаде ядер будет драматически уменьшаться.

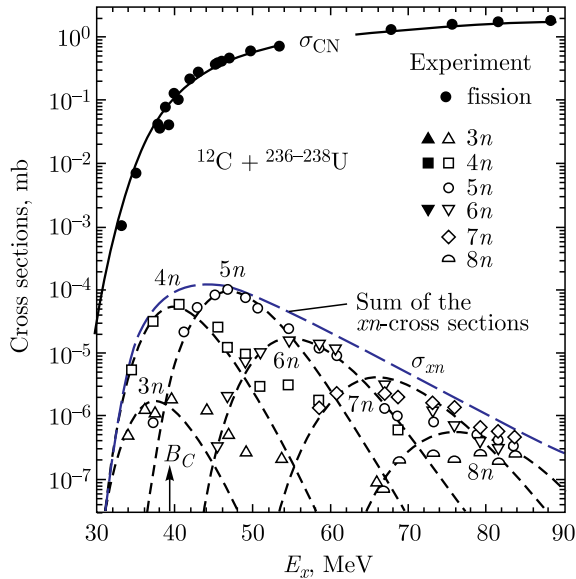


Рис. 11.12. Функция возбуждения для реакции $^{12}\text{C} + ^{236-238}\text{U}$

Происходить это будет примерно так, как показано на рис. 11.12 для реакции облучения ядер урана углеродом. Видно, что с ростом энергии возбуждения растет число испарительных нейтронов, а сечение выхода продуктов реакции сильно падает. Рост сечения при переходе от трех до четырех испущенных нейтронов объясняется тем, что максимум реакции с испусканием трех нейтронов находится ниже кулоновского барьера, показанного стрелкой.

Ситуация оказалась сложной. Чтобы синтезировать более тяжелый элемент, надо увеличивать заряд, а значит, и массу налетающей частицы. Если продвигаться таким образом от углерода к кислороду и далее к сере, увеличивается кулоновский барьер, а значит, увеличивается и минимальная энергия возбуждения в этих реакциях. Для получения ядра с зарядом 110 (Ds) это было сделано в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ — использовалась реакция $^{244}\text{Pu} + ^{34}\text{S}$. Сечение этой реакции оказалось равным 0,5 пб (рис. 11.13). И это уже было на пределе чувствительности экспериментальных методик. Таким образом, методом, который получил название «горячее слияние» (hot fusion), дошли до элемента с атомным номером 110. А путь к острову стабильности, который был предсказан теорией при $Z = 114$, предстоит еще долгий.

На рис. 11.11, справа показано, как увеличение массы снаряда приводит к росту энергии возбуждения составного ядра, что, в свою очередь, приводит к резкому росту вероятности деления в испарительном каскаде вследствие роста числа ступеней в испарительном каскаде. Происходит падение выживаемости образовавшихся в реакции слияния ядер в процессе их охлаждения. Минимальная энергия возбуждения в реакции слияния с тяжелыми ионами

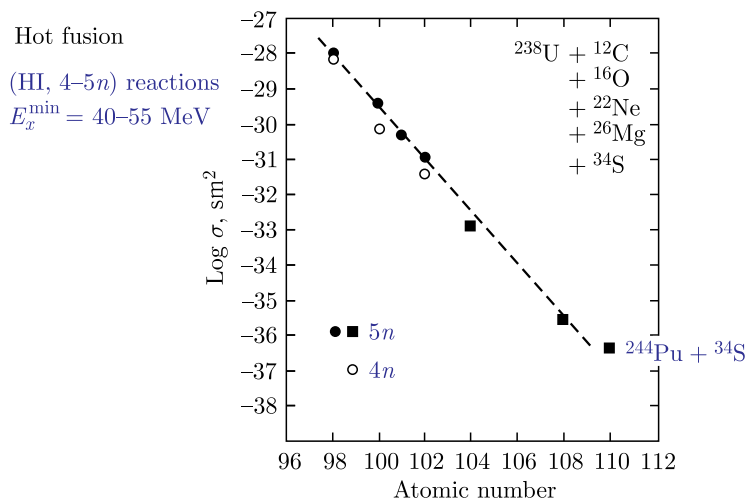


Рис. 11.13. Зависимость сечения образования конечных ядер после испарения четырех и пяти нейтронов для разных бомбардирующих ядер

состоит из входного кулоновского барьера и результата внутренней перестройки ядра и вычисляется по формуле

$$E_x^{\min} = B_C - [M_{\text{CN}} - (M_1 + M_2)] = B_C - Q,$$

где M_1 и M_2 — массы ядра-мишени и иона, M_{CN} — масса составного ядра, а Q — энергия реакции, которая определяется перестройкой ядер.

Кулоновский барьер вычисляется по формуле

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

где Z — порядковый номер ядра в таблице Менделеева, а A — его массовое число, e — заряд электрона, r_0 — радиус действия ядерных сил.

Всегда считалось, что чем тяжелее налетающее ядро, тем хуже, поскольку растет кулоновский барьер. Если продолжить увеличивать массу тяжелого иона (рис. 11.11, справа), то увидим, что, начиная с кислорода и далее, энергия возбуждения начнет падать. Происходит это потому, что рост величины Q реакции начинает опережать рост кулоновского барьера. Если взять, к примеру, в качестве налетающего иона ^{40}Ag , то энергия возбуждения упадет на 20 МэВ по сравнению с реакцией на кислороде, а если возьмем дважды магический ^{48}Ca , то энергия возбуждения упадет до 20 МэВ, как у реакции с гелием, что на 30 МэВ меньше, чем минимальная энергия возбуждения на кислороде. Но всегда считалось, что с ростом симметрии в ядерной реакции не будет происходить слияния, поскольку рост кулоновского барьера будет этому препятствовать. Ядро-мишень не сможет поглотить такое массивное налетающее ядро.

На рис. 11.14 представлены функции возбуждения с образованием составного ядра фермия в реакции $^{16}\text{O} + ^{233}\text{U}$ с испусканием четырех и пяти нейтронов (слева) и в реакции $^{40}\text{Ag} + ^{208}\text{Pb}$ (справа). Эффект на ^{40}Ag оказался на 5 порядков выше, чем ожидалось. Причем реакция шла с испусканием

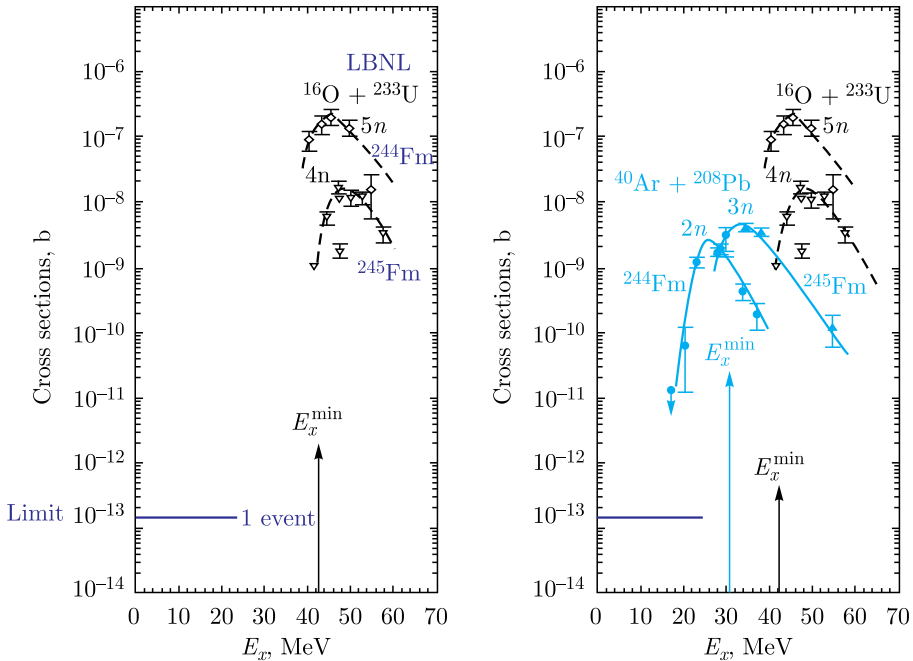


Рис. 11.14. Функции возбуждения реакций слияния $O + U$ и $Ar + Pb$ с испарением нейтронов

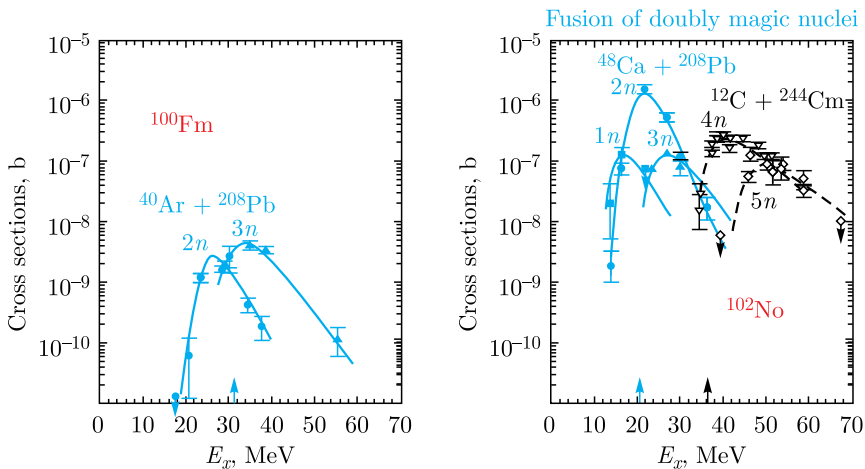


Рис. 11.15. Функции возбуждения с образованием составного ядра ^{100}Fm (слева) и ^{102}No (справа) в реакциях холодного слияния с ядрами ^{40}Ar и ^{48}Ca и реакции горячего слияния с ядром ^{12}C (справа)

малого числа нейтронов: двух или трех. Таким образом, на уменьшении числа испарительных нейтронов выиграно в сечении около 6 порядков. Так было показано, что такие массивные ядра сливаются. Этот метод, получивший название «холодное слияние», в дальнейшем с успехом использовался для синтеза новых элементов.

На рис. 11.15 показаны функции возбуждения в реакциях с ядрами ^{40}Ar и ^{48}Ca (холодный синтез) и реакции с ^{12}C (горячий синтез). Видно, что реакции с кальцием дают еще два порядка выигрыша по сечениям. Получается, что сечения значительно больше, чем они получались с легкими частицами. Происходит это из-за того, что и кальций, и свинец — дважды магические ядра, а составное ядро No — деформированное. Эта перестройка двух сферических исходных ядер в деформированное составное ядро позволяет на барьере слияния получать энергию возбуждения всего 20 МэВ вместо 40 МэВ в реакции с аргоном. На этих 20 МэВ выигрывается 8 порядков.

Таким образом, при переходе к более тяжелым ионам, ^{48}Ca и даже ^{70}Zn , минимальная энергия возбуждения опускается почти до 17 МэВ. Это дало возможность продвинуться значительно вперед по Z синтезируемых ядер.

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

12.1. Основные представления о процессе деления

Деление возбужденных ядер на два примерно равных по массе осколка является одним из путей их распада, характерным для широкого круга ядер. В наиболее тяжелых ядрах (с $Z > 92$) этот способ распада является преобладающим, и он может происходить и без энергии возбуждения (спонтанное деление). При большой энергии возбуждения деление испытывают практически все ядра, естественно, с различной вероятностью.

Деление является сложным ядерным процессом, который связан с сильным изменением формы ядра (от сферической до гантелеобразной (рис. 12.1)), с коренной перестройкой нуклонных конфигураций, с неоднократным перераспределением энергии возбуждения ядра между различными видами (колебательной, тепловой и др.). В настоящее время еще нет последовательной теории, которая позволяла бы с единой точки зрения описать все стороны процесса деления. Вместо этого обычно используют модельные представле-

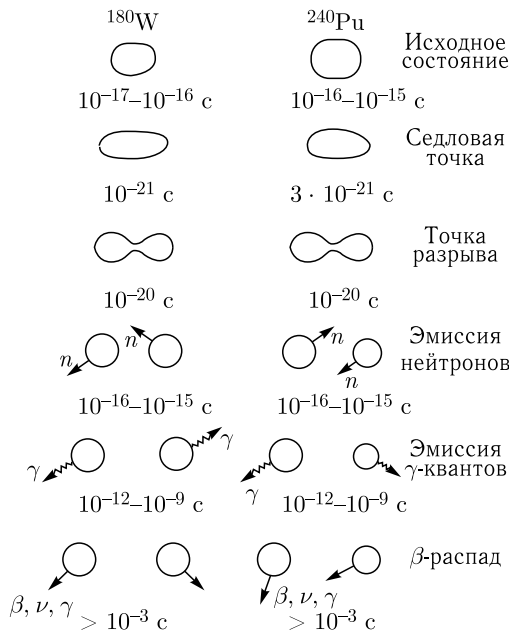


Рис. 12.1. Изменение формы ядра при делении

ния, когда для описания выбирается какое-либо макроскопическое явление, имеющее общие черты с изучаемым. В случае деления ядер в качестве такого явления выбран разрыв заряженной капли несжимаемой жидкости под действием электрических сил отталкивания. В этой модели (модель жидкой капли) трансформация энергии ядра при нарушении его формы связана с изменением двух его параметров: энергии поверхностного натяжения

$$E_{\text{п}} = 4\pi\Omega R^2 \quad (12.1)$$

и энергии кулоновского расталкивания входящих в состав ядра протонов

$$E_C = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R}, \quad (12.2)$$

где Ze — заряд делящегося ядра; R — его радиус; Ω — коэффициент поверхностного натяжения.

Основываясь на этих представлениях, Н. Бор и Дж. Уиллер и независимо от них советский ученый Я. И. Френкель провели количественный расчет процесса деления, который позволил понять основные черты этого явления. Предполагалось, что при растяжении ядра его форму можно представить в виде последовательного набора вытянутых эллипсоидов, характеризующихся параметром деформации β , который определяется соотношением между большой a и малой b полуосями эллипсоида:

$$\beta = \frac{2}{3} \frac{a - b}{\sqrt[3]{ab^2}}. \quad (12.3)$$

При таком представлении процесса деления зависимость поверхностной и кулоновской энергий ядра от этого параметра можно представить в виде

$$E_C = g_{\text{п}} A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5} \beta^2 + \dots \right), \quad (12.4)$$

$$E_{\text{п}} = g_C \frac{Z^2 e^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{5} \beta^2 + \dots \right), \quad (12.5)$$

где $g_{\text{п}}$ и g_C — константы поверхностного натяжения и кулоновского расталкивания.

Из выражений (12.4) и (12.5) видно, что с увеличением деформации ядра поверхностная энергия растет, а кулоновская падает, т. е. кулоновские силы стремятся изменить форму ядра, а поверхностные — сохранить ее. Соотношение между этими видами энергии и определяет зависимость полной энергии ядра ($E_{\text{п}} + E_C$) от деформации. Если $E_{\text{п}} > 1/2 E_C$, то полная энергия ядра растет с ростом деформации и, как всякая система, ядро стремится к минимуму полной энергии, т. е. к возвращению в исходное состояние.

Однако, начиная с некоторого значения параметра деформации ($\beta = 0,6-0,9$ в зависимости от заряда ядра), уменьшение кулоновской энергии преобладает над увеличением поверхностной и полная энергия начинает падать. В этом случае минимум энергии, к которому стремится система, соответствует двум отдельным осколкам. Таким образом, зависимость полной энергии ядра от параметра деформации (или от расстояния между центрами

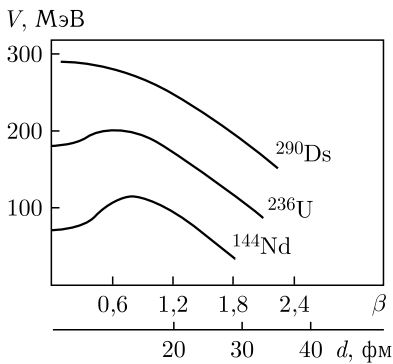


Рис. 12.2. Зависимость потенциальной энергии ядра V от параметра деформации β или расстояния между осколками d . Расчет по модели жидкой капли

формирующихся осколков) имеет вид кривой с максимумом. Примеры таких зависимостей для ряда ядер, рассчитанные на основе модели жидкой капли, представлены на рис. 12.2. Характерной особенностью их является наличие потенциального барьера (барьера деления), препятствующего мгновенному делению ядер. При малых деформациях ядро возвращается в исходное состояние, а начиная с некоторой (седловой) точки — продолжает изменять свою форму, пока не произойдет разрыв на два осколка. Седловая точка достигается либо при внесении в ядро необходимой энергии возбуждения (не меньшей, чем высота барьера деления), либо в результате туннельного перехода под барьером (это имеет место в случае спонтанного деления ядер).

Условие $E_{\text{п}} = 1/2E_C$, при котором ядро имеет потенциальный барьер, соответствует для принятых в модели жидкой капли параметров $g_{\text{п}} = 13$ МэВ и $g_C = 0,53$ МэВ определенному соотношению между его значениями Z и A , или значению параметра делимости

$$Z^2/A < 49. \quad (12.6)$$

В противном случае ($Z^2/A > 49$) барьер деления отсутствует и ядро делится мгновенно (за время, соответствующее периоду колебаний $\tau \sim 10^{-20}$ с).

Рассмотренный выше процесс деления является в достаточной степени идеализированным. В нем не учитывается оболочечная структура ядра, т. е. различные квантовые состояния отдельных нуклонов, которые, естественно, меняются при трансформации формы ядра. Поэтому увеличение деформации ядра приводит к изменению состояний отдельных нуклонов в ядре, и это отражается на поведении полной энергии ядра. Точный расчет этих изменений представляет собой сложную задачу, и для ее решения В. М. Струтинским был разработан метод оболочечной поправки. В этом методе потенциальная энергия деформации представляется в виде суммы двух членов:

$$E = E_{\text{жк}} + \Delta E, \quad (12.7)$$

где $E_{\text{жк}}$ — потенциальная энергия, вычисленная по модели жидкой капли, Δ — оболочечная поправка. Значение оболочечной поправки определяется как разность между суммой одночастичных энергий для реального и однородного распределений всех нуклонов в ядре. При этом в случае реального распределения суммирование производится в интервале энергий 2–3 МэВ около поверхности Ферми, а в случае однородного распределения — в более широком диапазоне (около 10 МэВ, что соответствует расстоянию между соседними оболочками в одночастичном спектре). Оболочечная поправка слабо зависит от формы выбранного потенциала. Например, близкие результаты получены при использовании потенциалов прямоугольной ямы и гармонического

осциллятора. При таком рассмотрении реальный барьер деления включает капельную и оболочечную составляющие. Оболочечная поправка является осциллирующей функцией деформации, и добавка ее к капельной энергии заметно трансформирует форму потенциальной поверхности (примеры представлены на рис. 12.3).

Наиболее важным следствием учета оболочечной поправки является появление на барьере деления при значении $\beta \sim 0,6$ достаточно глубокого минимума с целой системой уровней. Такая сложная (двугорбая) форма барьера деления (рис. 12.3) приводит к определенным особенностям деления ядер, которые уже наблюдались на опыте. К ним относится ряд явлений, в которых резко усиливается вероятность деления: подбарьерные резонансы в сечении деления, спонтанно делящиеся изомеры в области Np–Bk.

Согласно расчетам в ядрах с $Z > 104$ практически весь барьер деления обусловлен оболочечной поправкой. Особенно велика эта поправка в области замкнутых оболочек $Z = 114$ и $N = 184$, где высота барьера деления может достигать 8–10 МэВ, что существенно увеличивает стабильность тяжелых ядер и коренным образом меняет область распространения сверхтяжелых элементов.

Оболочечная поправка зависит от энергии возбуждения делящегося ядра. Она максимальна для основных состояний ядер, падает с ростом энергии возбуждения и практически исчезает при $E = 40\text{--}50$ МэВ. Поэтому при высоких энергиях возбуждения барьер деления определяется капельной составляющей потенциальной энергии деформации. Эта составляющая также уменьшается с ростом энергии возбуждения, что является отражением зависимости ядерной равновесной плотности и поверхностного натяжения от температуры.

12.2. Превращения энергии при делении

Деление ядер с $A > 100$ является типичным экзотермическим процессом, при котором выделяется энергия. Причина этого в том, что энергия связи ядра, приходящаяся на один нуклон, в осколках выше, чем в делящемся ядре. К этому необходимо еще добавить энергию, вносимую в ядро частицей, вызывающей деление. В процессе изменения формы ядра от исходного состояния к седловой точке происходит уменьшение тепловой энергии и рост энергии деформации. Далее на пути к точке разрыва происходит превращение потенциальной энергии деформации в различные формы энергии формирующихся осколков (их кинетическую энергию и внутреннюю энергию возбуждения). В конечном счете вся эта энергия уносится в виде различных форм образующимися осколками. Эти формы включают кинетическую энергию осколков, энергии нейтронов и γ -квантов, испускаемых при их девозбуждении, а также

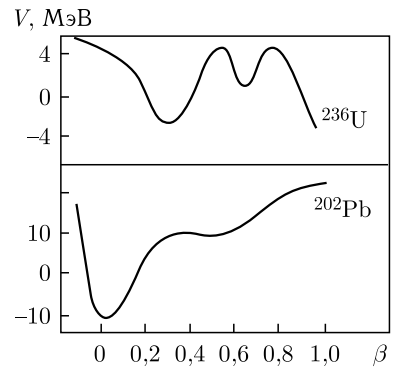


Рис. 12.3. Форма барьера деления с учетом оболочечных эффектов

Таблица 12.1. Соотношение между различными формами энергии, выделяющейся при делении ядер

Реакция деления, энергия частиц	Энергия, МэВ					
	$E_{\text{кин}}$	$E_{\text{возб}}$		$E_{\text{расп}}$		
	f	n	γ	β	γ	ν
^{256}Fm , s. f.	198	32	8	8	10	12
^{252}Cf , s. f.	186	31	7	7	7	10
$^{239}\text{Pu} + n$, тепл.	179	21	7	6	6	9
$^{238}\text{U} + n$, 14,7 МэВ	172	22	7	7	7	10
$^{233}\text{U} + \alpha$, 30 МэВ	176	36	8	3	4	5
$^{226}\text{Ra} + p$, 12 МэВ	159	20	6	5	5	7
$^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$, 175 МэВ	171	90	12	3	4	5
$^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$, 136 МэВ	156	80	12	3	4	5

β - и γ -излучения и нейтрино при их радиоактивном распаде. Соотношение между всеми этими формами энергии зависит от делящегося ядра и свойств вызывающей деление частицы. Данные о соотношении между этими формами энергии для различных реакций деления представлены в табл. 12.1.

Видно, что приведенные в таблице данные о соотношении энергий существенно зависят от делящегося ядра и от энергии бомбардирующих частиц. В случае слабозбужденных ядер (спонтанное деление (s. f.), деление тепловыми нейтронами или другими частицами низких энергий) основная доля выделяющейся энергии (более 70%) приходится на кинетическую энергию осколков, которая растет с ростом Z и A делящегося ядра. С увеличением энергии частиц, вызывающих деление, кинетическая энергия осколков практически не меняется, но растет их энергия возбуждения, а в ней та ее часть, которая связана с испусканием мгновенных нейтронов (увеличивается их число). При этом энергия, уносимая γ -квантами, растет сравнительно мало. В то же время происходит уменьшение энергии, связанное с радиоактивным распадом осколков (эта энергия уносится электронами, нейтрино и γ -квантами). Последнее связано с тем, что испарение нейтронов из возбужденных осколков приближает их к долине β -стабильности и длина цепочки последовательных β -распадов уменьшается.

Большая энергия β -распада осколков в целом ряде случаев может превышать энергию связи нейтрона в дочернем ядре. Это может приводить к эмиссии нейтронов из возбужденного дочернего ядра, образующегося после β -распада (запаздывающие нейтроны). Их доля максимальна ($\sim 5\%$) при делении ядер тепловыми нейтронами.

12.3. Свойства осколков деления

Высокая энергия, выделяющаяся при делении ядер, приводит к большому набору конечных состояний продуктов деления. В результате этого наблюдается широкий спектр массовых чисел осколков. Каждой паре массовых чисел

осколков A_1 и A_2 соответствует набор атомных номеров Z_i и достаточно широкое распределение по кинетической энергии $E_{\text{кин}}$. Форма каждого из этих распределений (массового, зарядового и энергетического) зависит от атомного номера Z , массового числа A и энергии возбуждения $E_{\text{возб}}$ делящегося ядра.

Основной особенностью массовых распределений осколков деления тяжелых ядер ($Z > 88$, $A > 226$) при низких энергиях возбуждения (спонтанном делении, делении тепловыми нейтронами или γ -квантами малых энергий) является их асимметрия: с наибольшей вероятностью происходит разделение ядра на два неравных по массе осколка (рис. 12.1). Отношение массовых чисел осколков в этих максимумах (тяжелые и легкие осколки) меняется от 1,55 (изотопы Th) до 1,8 (изотопы Fm). С ростом Z и A делящегося ядра положение пика тяжелых осколков остается неизменным (в районе $A = 140$), а пик легких осколков сдвигается в сторону больших масс (например, до $A = 118$ для ^{257}Fm). Выход осколков, соответствующих симметричному разделению масс, в сотни раз меньше, чем в максимумах.

С увеличением энергии возбуждения делящегося ядра происходит рост выхода осколков симметричного деления (с массовыми числами 110–125). Выход этих осколков при изменении энергии нейтронов от 0 (тепловые нейтроны) до 15 МэВ растет почти в 100 раз (рис. 12.4). Для осколков, лежащих на крайних склонах пиков, увеличение выхода незначительно, а выход

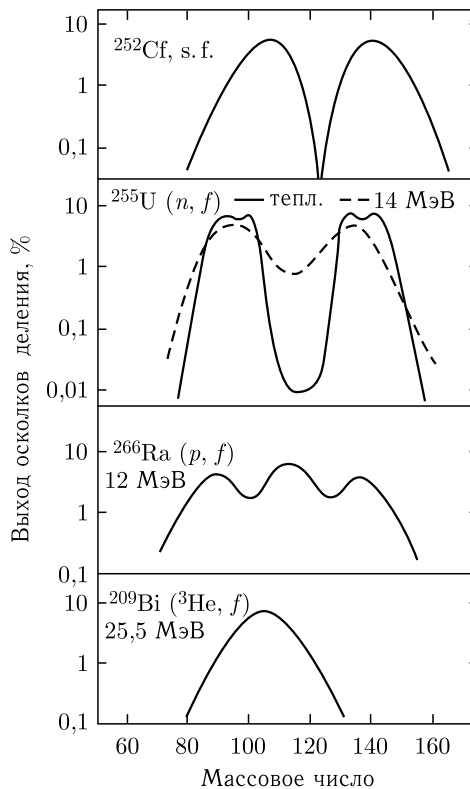


Рис. 12.4. Массовые распределения осколков деления для различных делящихся ядер

осколков в максимумах несколько уменьшается (на 20–30%). Когда энергия возбуждения становится выше 40 МэВ, то провал между асимметричными пиками полностью заполняется, и массовое распределение приобретает вид симметричной гауссовской кривой.

Рассмотренное выше двугорбое массовое распределение осколков характерно для сравнительно узкой области ядер ($Z = 90–100$, $A = 228–250$). На границах этой области наблюдается переход к распределению другого типа, преимущественно симметричному. На примере ядра ^{227}Ac (реакция $^{226}\text{Ra} + p$) можно видеть появление пика симметричного деления, вклад которого быстро

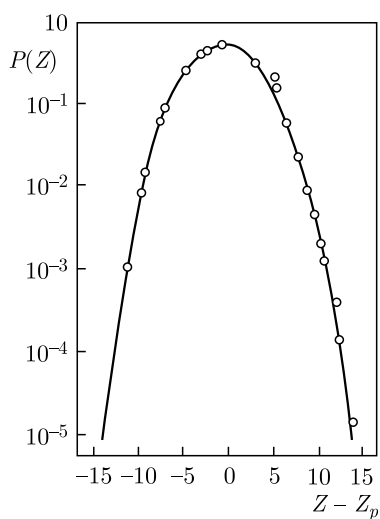


Рис. 12.5. Распределение ядерного заряда осколков относительно его среднего значения

растет с увеличением энергии возбуждения (рис. 12.4). На другой стороне области, в ядрах тяжелее Fm, также происходит переход к симметричному массовому распределению. Деление этих ядер подробно рассматривается в п. 12.6.

В ядрах легче Ra массовое распределение осколков является симметричным и имеет вид гауссовской кривой (рис. 12.4). Полуширина этой кривой составляет при малых энергиях возбуждения 0,06–0,08 от среднего массового числа осколков и растет при увеличении энергии. В изотопах At и Po при малых энергиях возбуждения еще наблюдается слабая компонента асимметричного массового распределения осколков, которая исчезает с ростом энергии или при переходе к более легким ядрам.

Осколку с данным массовым числом соответствуют несколько ядер-изобар (с набором разных Z), выходы которых описываются гауссовским распределением (рис. 12.5)

$$P(Z) = \frac{K}{\sqrt{2}\pi(\sigma_p^2 + 1/12)} \exp\left[-\frac{(Z - Z_p)^2}{2(\sigma_p^2 + 1/12)^2}\right], \quad (12.8)$$

где $Z - Z_p$ — наиболее вероятное зарядовое число; σ_p^2 — дисперсия распределения; K — нормирующий множитель (этот параметр определяет повышенный выход осколков с четными Z и N и пониженный — с нечетными). Вклад отдельно протонов и нейтронов определяется выражением

$$K = \begin{cases} \delta_Z \delta_N, & Z - \text{четное}, N - \text{четное}, \\ \delta_Z / \delta_N, & Z - \text{четное}, N - \text{нечетное}, \\ \delta_Z / \delta_N, & Z - \text{нечетное}, N - \text{четное}, \\ 1 / \delta_Z \delta_N, & Z - \text{нечетное}, N - \text{нечетное}. \end{cases} \quad (12.9)$$

Значения δ_Z и δ_N составляют соответственно 1,05–1,10 и 1,0–1,04 при низких энергиях возбуждения и с их ростом приближаются к единице. Слагаемое $1/12$, добавляемое к значению дисперсии в выражении (12.8), указывает

на дискретное изменение заряда осколка. Значение Z_p в первом приближении определяется в предположении неискаженного зарядового распределения осколков (рис. 12.5). Это означает, что плотность заряда (отношение числа протонов Z к числу нуклонов A) в каждом из осколков такая же, как и в делящемся ядре:

$$Z_l/A_l + v_l = Z_t/A_t + v_t = Z_0/A_0, \quad (12.10)$$

где индексы «л», «т» и «0» относятся к легкому, тяжелому осколкам и к делящемуся ядру, v_l и v_t — среднее число нейтронов из легкого и тяжелого осколков. Тогда средний заряд для данного массового числа осколка A_i определится выражением

$$Z_i = Z_0 \frac{A_i + v_i}{A_0}. \quad (12.11)$$

Однако определяемый этим выражением средний заряд осколка несколько отличается от измеренного в опыте Z_p . Это отличие связано с влиянием на зарядовое распределение таких факторов, как удаление от долины β -стабильности и энергия, выделяющаяся при делении для различных комбинаций Z и A осколков. Для легких осколков $Z_i > Z_p$, а для тяжелых $Z_i < Z_p$, и разность их составляет 0,4–0,5 при низких энергиях возбуждения. С ростом энергии Z_p стремится к Z_i . Значение дисперсии σ_p^2 , усредненное по всему спектру массовых чисел осколков, составляет 0,6 при низких энергиях и достигает 1,0–1,2 при делении частицами высоких энергий.

Осколки деления характеризуются большой кинетической энергией. Основной вклад в нее вносит кулоновское расталкивание осколков уже после момента разделения. Энергия кулоновского расталкивания определяется выражением

$$E_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d}, \quad (12.12)$$

где Z_1 и Z_2 — ядерные заряды осколков; d — расстояние между центрами их зарядов. Из этого выражения видно, что кинетическая энергия осколков определяется асимметрией разделения (значениями Z_1 и Z_2) и расстоянием между ними в момент разрыва, когда значение d минимально. Если считать, что в момент разрыва ядро имеет форму гантели, состоящей из двух сфероидальных осколков со средними значениями радиусов $r = 1,2A^{1/3}$ фм (рис. 12.1), то выражение для расстояния между центрами осколков с массовыми числами A_1 и A_2 можно представить в виде

$$d = 1,2A_1^{1/3}(1 + \beta_1) + 1,2A_2^{1/3}(1 + \beta_2) + \delta, \quad (12.13)$$

где β_1 и β_2 — параметры деформации осколков; δ — длина шейки (ее обычно принимают равной 2 фм). В случае сфероидальной формы осколков параметр деформации определяется выражением (12.3).

Значения параметров деформации осколков, которые в значительной степени определяют их кинетическую энергию, зависят от числа протонов и нейтронов в ядре и в меньшей степени от энергии возбуждения и углового момента.

Сумма кинетических энергий обоих осколков и ее дисперсия — основные энергетические характеристики делящегося ядра. Они важны как для практических расчетов (так как определяют основную долю энергии, выделяющуюся при делении ядер), так и при суждении о механизме процесса деления и для сравнения с выводами различных моделей. Спектры суммарных кинетических энергий, как для выделенной пары осколков, так и усредненные по всему массовому распределению, имеют гауссовскую форму и обнаруживают значительный разброс относительно средних значений (рис. 12.6). Такое распределение энергий объясняется как усреднением по Z и A осколков, так и наличием флуктуации формы ядра в момент разрыва (разбросом расстояний между центрами осколков).

Суммарная кинетическая энергия (ТКЕ), усредненная по Z и A всех осколков, обнаруживает линейную зависимость от параметра $Z^2/A^{1/3}$ (Z и A относятся к делящемуся ядру):

$$\text{ТКЕ} = (0,1065Z^2/A^{1/3} + 20,1) \text{ МэВ}. \quad (12.14)$$

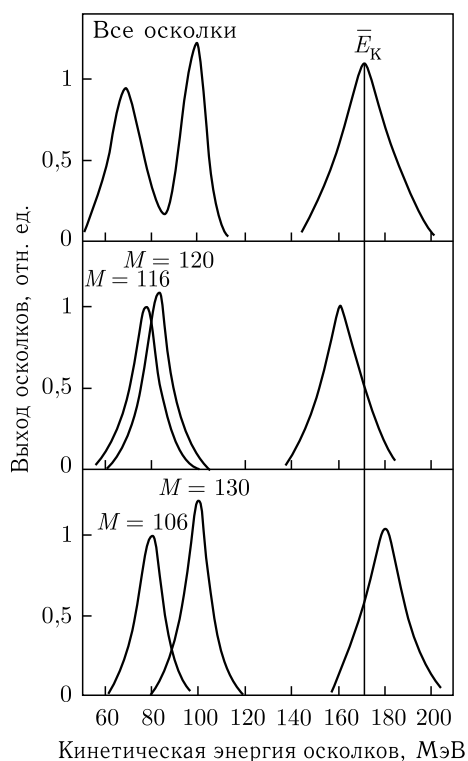


Рис. 12.6. Энергетические спектры осколков деления ядра ^{235}U нейтронами. Слева — энергии отдельных осколков, справа — суммы энергий обоих осколков

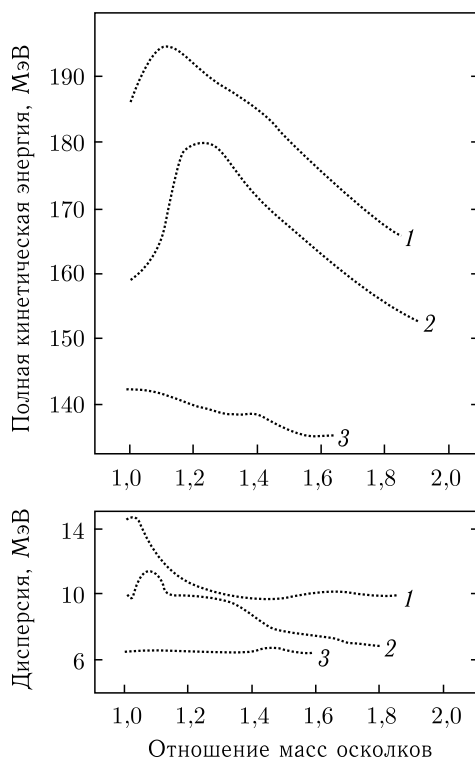


Рис. 12.7. Зависимость полной кинетической энергии осколков и ее дисперсии от отношения их массовых чисел: 1 — Cf , s. f., 2 — $^{235}\text{U}(n, f)$, 3 — $^{197}\text{Au}(^3\text{He}, f)$

Дисперсия суммарных кинетических энергий осколков обнаруживает слабую зависимость от параметра $Z^2/A^{1/3}$ (если исключить влияние энергии возбуждения) в диапазоне $Z = 60-90$. Вне этой области (при меньших и больших Z) наблюдается рост дисперсии.

Сумма кинетических энергий пары осколков зависит от соотношения их массовых чисел (асимметрии массового распределения). Эта зависимость различна для разных областей делящихся ядер (подобно разным формам их массового распределения). Ряд примеров зависимостей ТКЕ и ее дисперсии от отношения массовых чисел осколков представлен на рис. 12.7. Из этого рисунка видно, что в тяжелых ядрах максимальные значения ТКЕ оказываются при значениях массового числа тяжелого осколка $A = 132-134$ (вблизи замкнутой оболочки из 82 нейтронов), а при переходе к симметричному массовому распределению и с ростом асимметрии значения ТКЕ уменьшаются. При делении ядер легче Ra значения ТКЕ максимальны при симметричном массовом распределении.

12.4. Особенности деления ядер тяжелыми ионами

Деление ядер в реакциях, вызываемых тяжелыми ионами, характеризуется рядом особенностей.

1) Высокая энергия возбуждения составного ядра, образующегося при поглощении тяжелого иона. Например, в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{191}\text{Ir}$ при энергии ионов аргона 400 МэВ образуется составное ядро ^{231}Ra с энергией возбуждения 220 МэВ. Так как эта энергия получается в результате поглощения большого числа сравнительно медленных нуклонов, то она практически вся распределяется между всеми нуклонами составного ядра, т. е. переходит в тепловую форму энергии.

Известно, что вероятность деления слабо делящихся ядер быстро растет с увеличением энергии возбуждения. Поэтому в реакциях с тяжелыми ионами можно изучать деление практически всех ядер. Это позволяет проследить, как меняются характеристики деления (вероятность деления, массовые, зарядовые, энергетические распределения) с изменением нуклонного состава делящегося ядра и его энергии возбуждения.

2) Большой момент, вносимый в ядро бомбардирующим тяжелым ионом. При касательных столкновениях величина углового момента может превышать $100\hbar$. С ростом углового момента ядра происходит уменьшение высоты барьера деления и, следовательно, увеличение вероятности деления.

3) В реакциях с тяжелыми ионами образуются ядра трансурановых элементов, а также ядра с аномальным соотношением протонов и нейтронов. Исследование таких ядер представляет большой интерес. Эти ядра могут характеризоваться большой вероятностью спонтанного деления, у них могут проявляться новые черты процесса деления — деление после тройного распада (запаздывающее деление), деление из изомерных состояний необычной природы (спонтанно делящиеся изомеры).

Эти особенности и определяют направления исследований деления ядер, вызываемого тяжелыми ионами: деления высоковозбужденных ядер в широком диапазоне Z и A , деления ядер с большим угловым моментом и спон-

танного деления наиболее тяжелых ядер. Необходимо отметить, что рассмотренные ранее реакции с тяжелыми ионами — слияние и глубококонепругие столкновения — являются в определенной степени обратными по отношению к ядерному делению. Их совместное изучение даст уникальный и незаменимый вклад в понимание крупномасштабной ядерной динамики.

12.5. Деление высоковозбужденных ядер

Основными способами распада средних и тяжелых ядер (если они не настолько нейтронно-дефицитны, что имеют очень малую энергию связи протона) являются эмиссия нейтронов и деление. Поэтому вероятность деления определяется конкуренцией этих способов распада:

$$P = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f} + \left(1 + \frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)^{-1}, \quad (12.15)$$

где Γ_n и Γ_f — приведенные ширины для эмиссии нейтрона и деления. Отношения этих ширин определяются соотношением фазовых объемов конечных ядер или плотностей их уровней. При этом энергия возбуждения, при которой определяется плотность уровней, в случае Γ_n отсчитывается от энергии связи нейтрона, а в случае Γ_f — от вершины барьера деления. Если плотность уровней определяется простым выражением $\rho(E) \cong \exp(2\sqrt{a}E)$, то

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} \cong \frac{\rho(E - B_f)}{\rho(E - B_n)} \cong \exp\left[2\left[\sqrt{a_f}(E - B_f) - \sqrt{a_n}(E - B_n)\right]\right], \quad (12.16)$$

где a_n и a_f — параметры плотности, отвечающие остаточному ядру и делящемуся ядру в седловой точке (при деформации ядра, значительно превышающей равновесную). При высокой энергии возбуждения, когда $E \gg B_f$ и B_n , выражение для Γ_f/Γ_n принимает вид

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \exp\left[2\sqrt{a_n}E\left[\left(\sqrt{\frac{a_f}{a_n}} - 1\right) - \frac{1}{2E}\left(B_f\sqrt{\frac{a_f}{a_n}} - B_n\right)\right]\right]. \quad (12.17)$$

Из этого выражения видно, что наиболее важными параметрами, определяющими вероятность деления, являются отношение a_f/a_n и барьер деления B_f , так как B_n обычно находят из значений масс ядер. Отношение a_f/a_n мало отличается от единицы (оно принимает значения 1,0–1,05 в зависимости от деформации ядра в седловой точке).

При $a_f \sim a_n$

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} \cong \exp\left[\sqrt{\frac{a_n}{E}}(B_n - B_f)\right]. \quad (12.18)$$

Значения барьеров деления, как рассчитанные по капельной модели, так и полученные из экспериментальных данных, представлены на рис. 12.8 для широкого диапазона массовых чисел ядер. Видно, что для ядер легче радия ($Z > 88$ и $A < 226$) барьеры деления выше энергии связи нейтрона. Из выражения (12.18) можно видеть, что для этих ядер $\Gamma_f/\Gamma_n < 1$ и это отношение, а следовательно, и вероятность деления растет с энергией возбуждения.

На рис. 12.9 представлен ряд зависимостей от энергии возбуждения вероятности деления под действием тяжелых ионов. Виден экспоненциальный рост значения P_f , а затем выход на плато. При высоких энергиях возбуждения вероятности, а следовательно, и сечения деления достаточно велики и доступны для измерения. Это позволяет проводить измерения вероятности деления в реакциях с тяжелыми ионами практически для всех ядер. Зависимость вероятности деления от параметра делимости и массового числа делящегося ядра показана на рис. 12.10. Эта зависимость обнаруживает явную корреляцию с высотой барьера деления (рис. 12.8): с ростом B_f значения P_f падают, минимум значений P_f соответствует максимальным барьерам деления.

Сравнительно большие значения сечений реакций деления тяжелыми ионами в широком диапазоне Z и A позволяют проводить для этих ядер измерения массово-энергетических распределений осколков и наблюдать изменения этих распределений с уменьшением параметра делимости $x = Z^2/A$. Как уже отмечалось выше, для ядер легче Ra характерно симметричное массовое распределение осколков (гауссовское распределение со средним разбросом $a \sim 0,1A_{\text{оск}}$). Такое распределение соответствует выводам жидкокапельной модели, описывающей процесс деления. Из этой модели следует, что для ядер с $x < 0,396$ характер массового распределения осколков меняется (точка Бусинаро-Галлоне).

У этих ядер существенно снижается жесткость по отношению к колебаниям, приводящим к асимметричной форме ядра. Вследствие этого со сравнимой вероятностью происходит деление ядер с широким набором масс, и распределение становится очень широким ($a \sim A_{\text{оск}}$). Такое уширение массовых

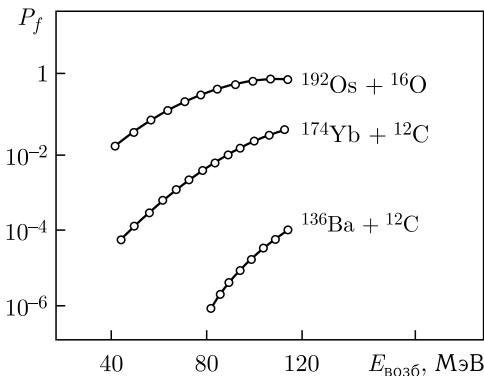


Рис. 12.9. Зависимость вероятности деления ядра от его энергии возбуждения в реакциях с тяжелыми ионами

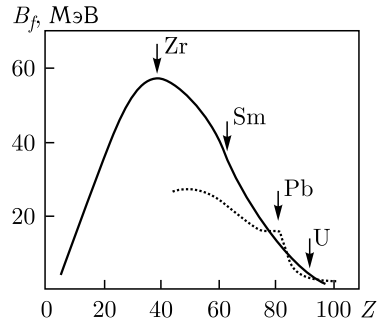


Рис. 12.8. Зависимость высоты барьера деления от атомного номера делящегося ядра. Сплошная линия — расчет по капельной модели, точки — экспериментальные данные

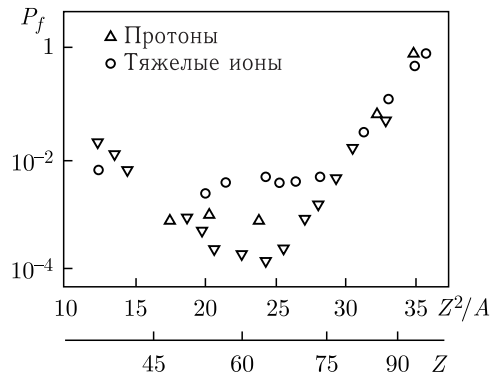


Рис. 12.10. Зависимость вероятности деления от параметра делимости Z^2/A и атомного номера ядра Z

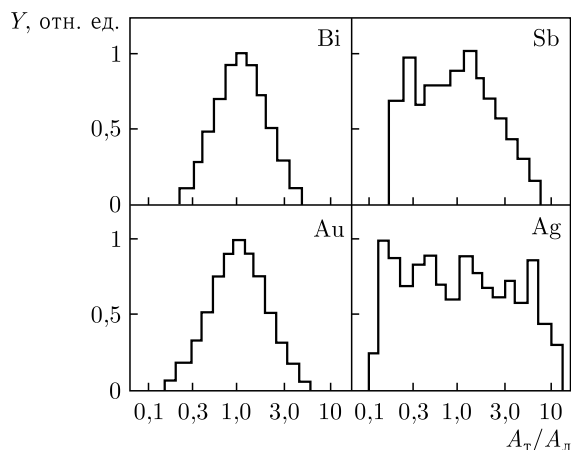


Рис. 12.11. Массовое распределение осколков деления ядер легче Ra. Справа — для ядер в окрестностях точки Бусинаро–Галлоне

распределений действительно наблюдалось при делении ядер в районе Ag ($Z = 47$) (рис. 12.11). Однако сильное влияние на ширину массового распределения оказывает энергия возбуждения делящегося ядра и его угловой момент.

12.6. Деление ядер с большим угловым моментом

Поскольку деление ядер под действием тяжелых ионов связано с большими угловыми моментами, то характеристики этого процесса могут существенно измениться. Эффект углового момента состоит в снижении барьера деления, чего и можно было бы ожидать в результате действия центробежных сил. Барьер деления определяется как разность энергий вращающегося ядра в седловой и равновесной конфигурациях. Если предположить, что эти конфигурации не зависят от углового момента, выражение для барьера деления приобретает следующий вид:

$$B_f(I) = B_f(O) + \frac{\hbar^2}{2J_{\text{седл}}}I(I+1) - \frac{\hbar^2}{2J_{\text{равн}}}I(I+1), \quad (12.19)$$

где I — угловой момент в единицах \hbar ; $J_{\text{седл}}$ и $J_{\text{равн}}$ — моменты инерции седловой и равновесной конфигураций. Поскольку $J_{\text{седл}} > J_{\text{равн}}$, то барьер деления $B_f(I)$ снижается с ростом I . Вращение подобно кулоновскому расталкиванию стремится разорвать ядро, поэтому в модели жидкой капли вводится еще один параметр делимости:

$$Y = \frac{E_{\text{вр}}}{E_{\text{п}}} = 1,9249 \frac{I^2}{A^{7/2}}, \quad (12.20)$$

где $E_{\text{вр}}$ и $E_{\text{п}}$ — вращательная и поверхностная энергии. Равновесные конфигурации вращающейся жидкой капли и ее конфигурации в седловой точке для различных значений параметров x и y показаны на рис. 12.12. При малых угловых моментах ($y < 0,1$) равновесные конфигурации приближенно

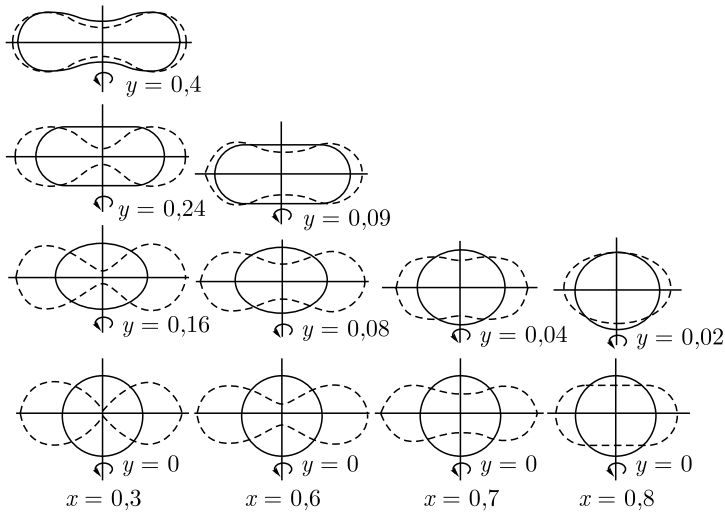


Рис. 12.12. Равновесные конфигурации при делении ядер с большим угловым моментом. Расчеты по модели вращающейся жидкой капли

представляют собой сплюснутые сфероиды. Далее с ростом I они переходят в трехосные эллипсоиды, вращающиеся вокруг наиболее короткой оси, а затем трансформируются в аксиально-симметричные сильно вытянутые эллипсоиды. Заметное изменение конфигурации происходит и в седловой точке: с ростом параметра y увеличивается диаметр шейки и уменьшается максимальное удлинение конфигурации.

Зависимость высоты барьера деления от углового момента представлена на рис. 12.13. Видно быстрое падение значений $B_f(I)$ с ростом I . При некотором значении углового момента (критический момент) барьер деления обращается в нуль. Зависимость от массового числа критического углового момента, а также момента, при котором барьер деления уменьшается до

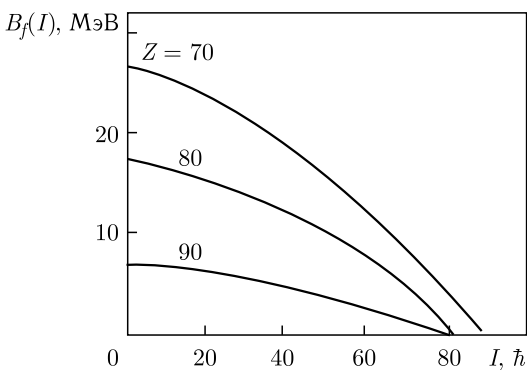


Рис. 12.13. Зависимость высоты барьера деления от величины момента для ядер с различными Z

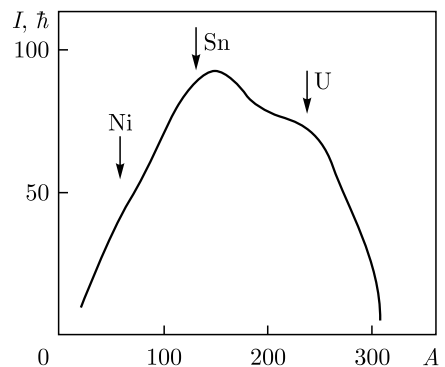
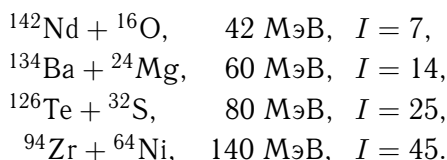


Рис. 12.14. Зависимость момента, при котором барьер деления обращается в нуль, от массового числа делящегося ядра

8 МэВ, показана на рис. 12.14. Наибольшее значение критического момента (или устойчивость по отношению к центробежному разрыву) имеют ядра с $A = 120-150$ и $Z = 50-60$.

Влияние углового момента на вероятность деления наглядно проявляется при сравнении сечений реакций деления с различными ионами, приводящими к одному и тому же составному ядру. В качестве примера сравнивались реакции с ионами от ^{16}O до ^{64}Ni :



Все эти реакции приводят к одному и тому же составному ядру ^{158}Er (их функции возбуждения представлены на рис. 12.15). Однако при одной и той же энергии возбуждения составного ядра его средний угловой момент, определяемый кинетической энергией налетающего иона, будет существенно разным (тем больше, чем тяжелее ион).

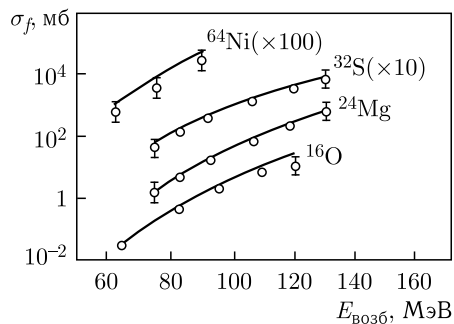


Рис. 12.15. Зависимость сечения деления, вызываемого различными ионами, от энергии возбуждения делящегося ядра

вероятность деления только составного ядра ^{158}Er (в измеренные сечения вносится вклад от деления ядер после эмиссии нейтронов).

Сильное понижение барьера с ростом углового момента оказывает существенное влияние и на процесс слияния тяжелого иона с ядром. Если момент выше критического, то образующаяся ядерная система разваливается, еще не достигнув равновесия. Это явление, называемое «быстрым делением», несет в себе черты как деления, так и неупругого рассеяния. Кинетическая энергия продуктов этой реакции соответствует кулоновскому расталкиванию (как и в делении), но в то же время угловое распределение анизотропно и массовое распределение имеет аномально большую ширину (дрейф нуклонов от более тяжелого ядра к более легкому еще не закончен, т. е. равновесие не достигнуто). Продолжительность этого процесса 10^{-20} с, что сравнимо с периодом вращения образующейся ядерной системы.

Быстрое деление является процессом, промежуточным между обсуждаемыми ранее реакциями глубоконеупругих передач и реакциями слияния, завершающимися образованием составного ядра. В этом процессе промежу-

точная система сохраняет вид двойной ядерной конфигурации на протяжении всего времени взаимодействия. Конечным результатом такого взаимодействия является либо развал системы, либо слияние иона с ядром. Угловое распределение обоих образующихся осколков такого быстрого деления зависит от соотношения их масс. Чем более симметрично распределение по массам и ядерным зарядам, тем симметричнее по отношению к 90° их угловое распределение.

12.7. Спонтанное деление трансурановых элементов

В ядрах тяжелых трансурановых элементов спонтанное деление является одним из наиболее вероятных способов распада. В целом ряде ядер, например, ^{258}Fm , ^{259}Fm , ^{260}Cf , это единственный наблюдаемый вид распада. Массовое и энергетическое распределения осколков деления в этой области ядер при $A < 258$ имеют вид обычной двугорбой кривой (рис. 12.4).

Однако в более тяжелых ядрах с $N > 158$ характер этих распределений меняется. На рис. 12.16 представлено массовое распределение осколков спонтанного деления ядра ^{258}No , а также его спектр полных кинетических энергий. Видно, что массовое распределение является симметричным, к тому же необычно узким (полуширина его составляет всего ~ 10 массовых единиц), в то время как в ядрах легче Th, характеризующихся также симметричным массовым распределением, полуширина значительно больше (не менее 20 единиц).

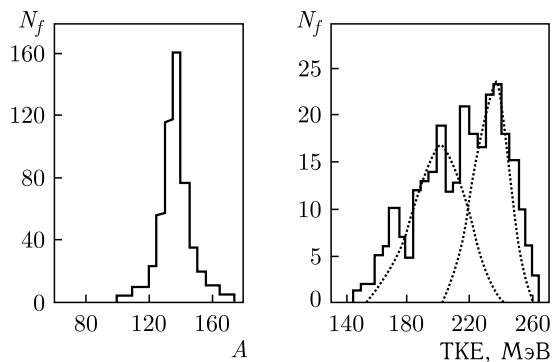


Рис. 12.16. Массовые и энергетические распределения осколков спонтанного деления ^{258}No

Наиболее характерной особенностью распределения полной кинетической энергии осколков является отклонение его от гауссовской формы, характерной для более легких ядер (рис. 12.7). Это распределение можно разложить на два гауссиана: один со средней энергией ~ 200 МэВ, а другой ~ 235 МэВ. Низкоэнергетичный гауссиан соответствует систематике полных кинетических энергий, определяемых линейной зависимостью ТКЕ от Z^2/A (выражение (12.14)). Этот гауссиан преобладает в ядрах ^{259}Md , ^{258}No , ^{260}Lr , а в остальных ядрах оба гауссиана имеют сравнимую вероятность.

Причиной такого необычного массово-энергетического распределения является проявление оболочечной структуры в осколках деления. Симметричное массовое распределение становится энергетически наиболее выгодным, когда каждый из осколков приближается к дважды магическому ядру ^{132}Sn (замкнутые оболочки из 50 протонов и 82 нейтронов). Две компоненты в энергетическом распределении соответствуют существенно разным кулоновским энергиям расталкивания. Это объясняется, по-видимому, разными формами образующихся при разрыве осколков. Высокоэнергетичная компонента связана с компактной сферической формой, а низкоэнергетичная — с сильно деформированной.

На рис. 12.17 представлена схема распада сверхтяжелых ядер. Зеленый цвет обозначает спонтанное деление. Оно появляется в районе элементов 110, 111, 112 и 114, которые находятся в области сферических ядер. Это спонтанное деление достаточно тяжелых ядер. И оно же появляется еще в районе элементов 104, 105 и 106, ядер, находящихся в области деформированных оболочек. Потому мы можем ожидать разные типы спонтанного деления, как мы говорим, разные моды спонтанного деления. Более тяжелые ядра могут испытывать асимметричное спонтанное деление и, возможно, не только. А более легкие ядра могут испытывать симметричное спонтанное деление.

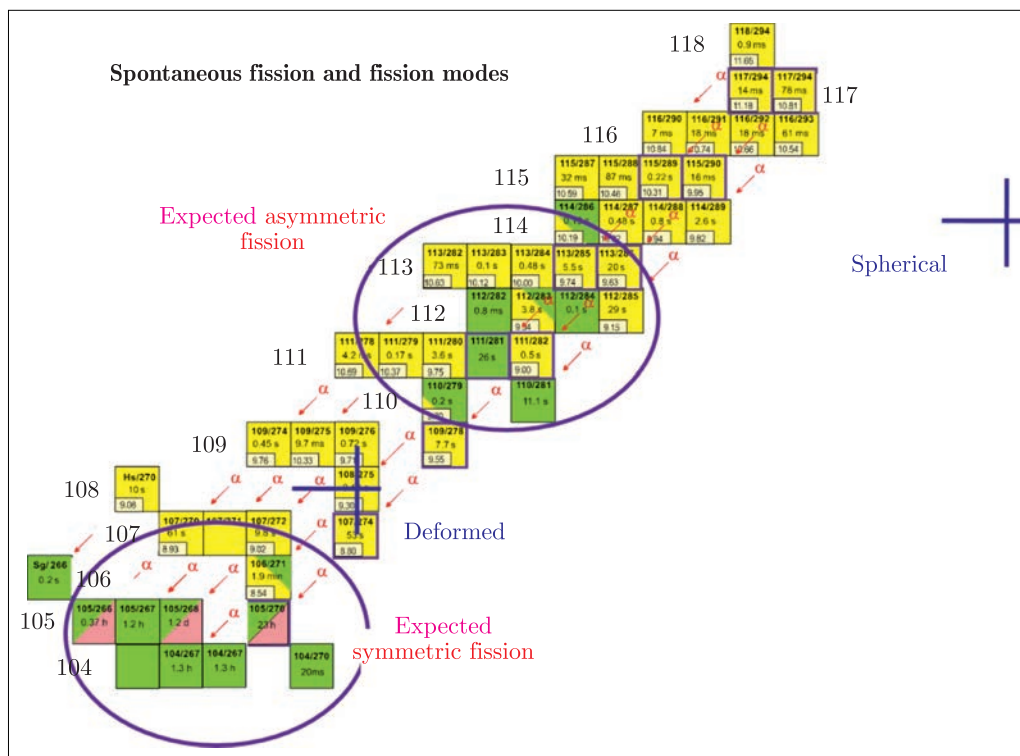


Рис. 12.17. Схема распада сверхтяжелых ядер

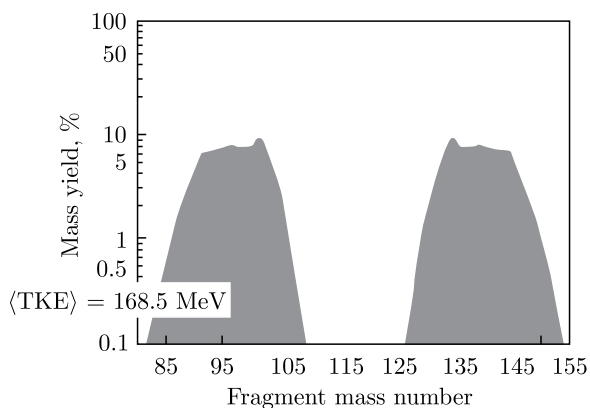


Рис. 12.18. Массовое распределение осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами

Известно, что все актинидные ядра (возьмем, к примеру, уран) при облучении тепловыми нейтронами испытывают спонтанное деление и имеют асимметричное распределение масс осколков деления. На рис.12.18 слева показано распределение масс легких осколков, справа — тяжелых осколков. Кинетическая энергия этих осколков 168,5 МэВ. Асимметричное деление происходит вследствие того, что в осколках проявляется эффект магичности. Если бы делящееся ядро вело себя как жидкая бесструктурная капля, то деление было бы симметричным, а оно для урана асимметрично. Чтобы выявить этот эффект магичности, мы можем проделать очень сложный эксперимент — отбирать только события с самыми большими кинетическими энергиями осколков, чтобы ядра-осколки не были возбуждены, тогда мы получим так называемое холодное деление, когда стоит только ядру выйти за барьер, как оно сразу же поделится. За это, конечно, приходится платить эффективностью. Современные методики позволяют опуститься на 6 порядков вниз.

Пока мы работали на тепловых нейтронах (низкоэнергетическое деление) и двигались от урана к ^{252}Cf , мы видели, что эффект оболочки в ^{132}Sn приводит к тому, что массы тяжелых осколков меняются слабо, а массы легких осколков растут линейно. Когда-то они должны сойтись, и тогда получится полностью симметричное деление — это должно произойти на ^{264}Fm , когда оба осколка будут состоять из 50 протонов и 82 нейтронов. Оба этих числа магические, и мы имеем дважды магические ядра. И, в принципе, распределение масс при делении такого ядра должно представлять собой одну линию, конечно, с точностью до всех эффектов, которые могут размазать эту красивую картинку.

На самом деле оказалось, что уже на ^{258}Fm распределение «соскакивает» в асимметричное деление. Такое происходит и с ^{260}Md , еще не доходя до ^{264}Fm . Но мы имеем возможность уйти дальше от этой точки, где происходит смена мод деления. Это характерно для деления таких тяжелых ядер, как ^{268}Rf и ^{268}Db , т.е. тех элементов, которые должны иметь симметричное деление, как показано на рис.12.19 красным цветом. Мы

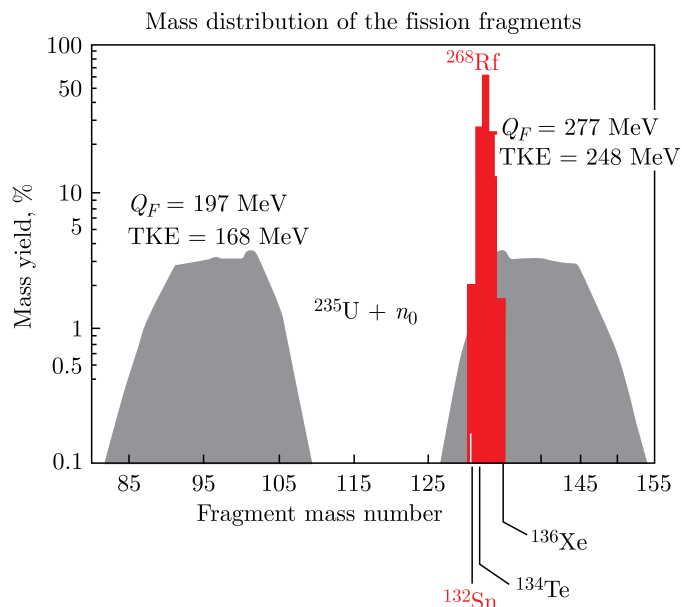


Рис. 12.19. Массовое распределение осколков деления ^{235}U нейтронами для разных значений полных кинетических энергий осколков (ТКЕ)

называем такое деление суперсимметричным делением. Тогда по отношению к асимметричному делению урана деление этих ядер выглядело бы очень экзотично. У такого распределения была бы громадная кинетическая энергия 248 МэВ и еще осталась бы приличная энергия $277 - 248 = 29$ МэВ для вылета нейтронов, которые мы, собственно говоря, и обнаружили в экспериментах, где наблюдается эта большая кинетическая энергия осколков и при этом еще вылет четырех нейтронов.

По мере продвижения к более нейтронно-избыточным ядрам, например к Fm, начиная с массовых чисел фермия 246, 248, 250 и далее, асимметричное деление постепенно переходит к симметричному и становится таковым уже на ^{258}Fm , где осколки содержат по 50 протонов и по 79 нейтронов. Если пойти дальше по массовому числу фермия, то распределение сужается и при массовом числе 264 становится совсем узким. Осколки данного ядра ^{264}Fm имеют по 50 протонов и по 82 нейтрона. Оба этих числа — магические. Но получить такое дважды магическое ядро нет никакой возможности.

Есть другой вариант, связанный со сверхтяжелыми ядрами. Если мы возьмем реакцию $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{291-xn}115$, которая сопровождается вылетом пяти α -частиц, получается ^{268}Db , который испытывает β -захват и переходит в ^{268}Rf , испытывающий спонтанное деление. На рис. 12.20 в красном квадрате показано его рассчитанное массовое распределение. Оно полностью симметричное с узким пиком. Это ядро ^{268}Rf содержит два осколка по 52 протона и два по 82 нейтрона (напомним, что 82 — магическое число). Оно значительно ближе к суперсимметричной комбинации, чем это было на ^{258}Fm . Можно также получить ядро ^{270}Rf , и если бы из такого ядра могла

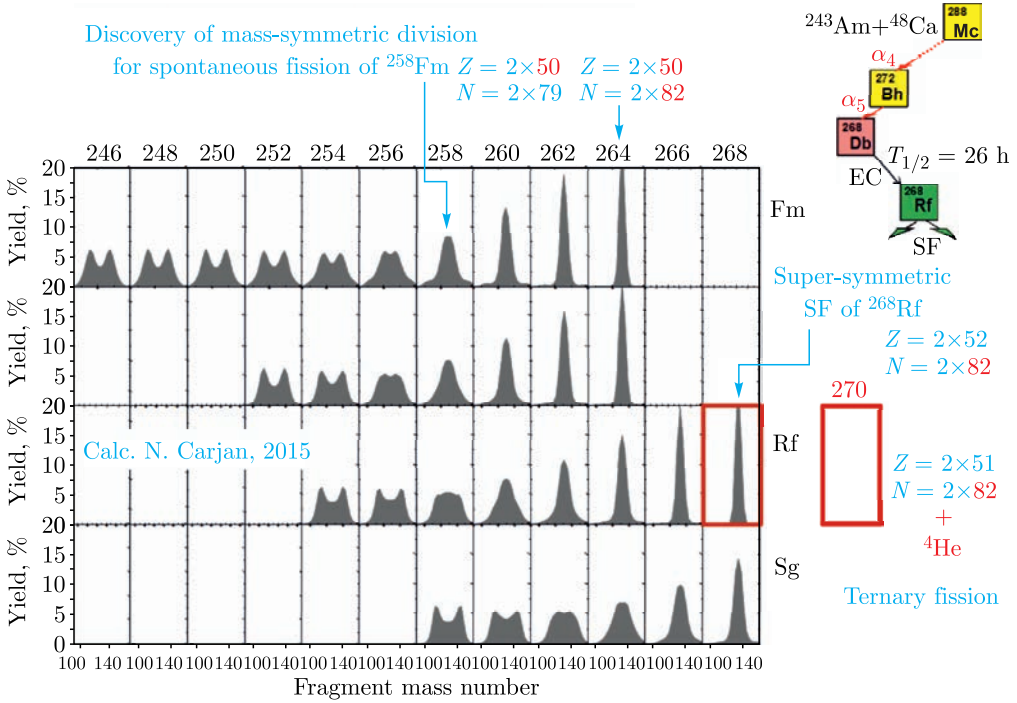


Рис. 12.20. Различные формы массовых распределений осколков деления для разных изотопов Fm, Rf, Sg

бы вылететь α -частица в процессе деления, то мы бы имели тройное деление с числом нейтронов в каждом осколке $N = 82$ и зарядами осколков $Z = 51$. Может оказаться, что для такого ядра вероятность тройного деления будет очень большая, потому что тут получается деление на три магических ядра: два олова ^{132}Sn и ^4He .

СИНТЕЗ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Одной из сложнейших проблем экспериментальной ядерной физики является синтез экзотических ядер у границ нуклонной стабильности. Эти ядра, как правило, на 10 и более нейтронов удалены от стабильных ядер, имеют малое время жизни (менее 1 мс) и слабую энергию связи. Все это определяет особые требования к выбору реакций синтеза таких ядер и метода их транспортировки и регистрации. В основном для синтеза экзотических ядер используются реакции фрагментации бомбардирующего тяжелого иона, прямые реакции типа (p, d) , (d, p) , (d, n) , $(d, {}^3\text{He})$ и др., а также реакции деления и глубоконеупругих передач.

13.1. Реакции деления

Спонтанное деление ядер сопровождается эмиссией легких заряженных частиц, образующихся в момент разрыва тяжелого ядра на два фрагмента. Существует большая вероятность того, что эти легкие заряженные частицы являются нейтронно-избыточными. При спонтанном делении ${}^{252}\text{Cf}$ наблюдались нейтронно-избыточные изотопы водорода, гелия, лития, бериллия и даже более тяжелых элементов. Поиск таких экзотических ядер, как ${}^{10}\text{He}$ и ${}^7\text{H}$, также проводился в осколках спонтанного деления ${}^{252}\text{Cf}$. Однако в этих экспериментах не было обнаружено событий, которые можно было бы приписать ядру ${}^{10}\text{He}$. Верхний предел вероятности деления с испусканием ${}^{10}\text{He}$ по отношению к испусканию ${}^8\text{He}$ составлял $Y({}^{10}\text{He})/Y({}^8\text{He}) < 4 \cdot 10^{-3}$. В то же время наблюдалось несколько событий, соответствующих ядру ${}^{10}\text{He}$. В одном из экспериментов для ${}^7\text{H}$ было определено соотношение $Y({}^7\text{H})/Y({}^3\text{H}) < 10^{-4}$.

Деление под действием тепловых нейтронов было использовано для синтеза экзотических нейтронно-избыточных ядер с $A = 60-160$. Эксперименты по изучению вынужденного деления под действием ионов ${}^{40}\text{Ca}$ и ${}^{48}\text{Ca}$ показали, что сильный нейтронный избыток бомбардирующего иона может привести к синтезу более далеких от линии β -стабильности ядер. Было также показано, что вынужденное деление протонами и тем более тяжелыми ионами ведет к повышению вероятности тройного деления с испусканием легких частиц и ядер. Это является следствием более высокой энергии возбуждения и более высокого углового момента делящегося ядра. Однако высокая энергия возбуждения, передаваемая осколкам, вынуждает их испарять нейтроны и уменьшает тем самым вероятность образования нейтронно-избыточных ядер.

13.2. Реакции фрагментации ядра мишени

Реакции фрагментации ядра мишени являются эффективными для синтеза нейтронно-избыточных ядер, если использовать в качестве бомбардирующей частицы протоны с энергией от нескольких ГэВ и выше и ядра мишени с $Z > 80$. Положение максимума изотопного распределения продуктов зависит от массы ядра мишени. С увеличением отношения N/Z ядра мишени значение N/Z продуктов реакции фрагментации также возрастает.

В течение 1960–1970-х гг. наличие ускорителей протонов высоких энергий позволило использовать эти реакции для синтеза новых ядер. Так, например, в то время были впервые синтезированы ^{11}Li , ^{14}B , ^{15}B , ^{17}C , ^{19}C , ^{19}N , ^{21}O . На основании систематики сечений образования нейтронно-избыточных ядер в реакциях фрагментации ядра мишени можно сделать вывод о том, что вероятность образования ядер с экстремальными значениями избытка нейтронов весьма велика. В последнее время обсуждается еще один метод получения экзотических ядер в реакциях квазиделения, когда два взаимодействующих тяжелых ядра образуют двойную ядерную систему, которая, не достигая равновесной конфигурации, распадается на фрагменты прямо из седловой точки. При этом продукты реакции квазиделения имеют широкую дисперсию по массе и заряду. Не исключено, что эти реакции могут оказаться эффективными при синтезе тяжелых ядер.

С появлением интенсивных пучков тяжелых ионов реакции с ускоренными тяжелыми ионами становятся наиболее эффективным методом получения ядер у границ нуклонной стабильности.

13.3. Реакции фрагментации бомбардирующего иона

Этот тип реакций стал использоваться для синтеза и изучения свойств экзотических ядер с появлением возможности ускорения тяжелых ионов до энергий $E > 40$ МэВ/нуклон.

Ранние эксперименты с применением пучков ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O и ^{20}Ne при энергиях 1–2 ГэВ/нуклон показали, что релятивистские столкновения между сложными ядрами ведут к образованию ядер, далеких от линии стабильности.

Первые работы по синтезу новых ядер были выполнены на пучках ^{40}Ar и ^{48}Ca с энергией ~ 200 МэВ/нуклон, и тогда было синтезировано около 15 новых экзотических ядер от азота до хлора.

Реакции фрагментации обладают свойствами, которые приводят к высокой эффективности синтеза новых экзотических ядер. Это, во-первых, возможность получения продуктов реакций в широком диапазоне A и Z . Во-вторых, скорости продуктов реакций практически совпадают со скоростью налетающего иона, что позволяет использовать их без последующего ускорения и сепарировать от других продуктов реакций с помощью той же магнитной оптики, что и для первичного пучка. В-третьих, из-за большой переносной скорости продукты реакций имеют угловые распределения, сильно направленные вперед, что существенно повышает геометрическую эффективность их сбора. И, наконец, отношение N/Z в продуктах реакций чувствительно к отношению числа нейтронов и протонов в бомбардирующем ионе. Экспериментально

было показано, что выход, например, нейтронно-избыточных изотопов натрия в реакции с ионами ^{48}Ca гораздо выше, чем в реакции с ионами ^{40}Ar . Таким образом, для синтеза нейтронно-избыточных ядер в реакциях фрагментации бомбардирующего иона предпочтительно использовать пучки таких ядер, как ^{36}S , ^{48}Ca , ^{58}Fe и др. То, что изотопные распределения продуктов реакций сильно коррелируют с отношением N/Z в бомбардирующем ионе, подтверждают также расчеты. На пучке ^{48}Ca были синтезированы новые изотопы $^{27,29,31}\text{F}$. На пучке ^{56}Fe (670 МэВ/нуклон) наблюдался самый тяжелый изотоп бора ^{19}B , который был получен в результате «срыва» с бомбардирующего иона 37 нуклонов (21 протона и 16 нейтронов). В совместных экспериментах Дубна–GANIL (Франция) в реакциях фрагментации при промежуточных энергиях ($E > 35$ МэВ/нуклон) пучков ^{40}Ar , ^{48}Ca и ^{86}Kr было получено большое количество нейтронно-избыточных изотопов углерода, азота, фтора, неона, аргона, титана, ванадия, хрома, марганца, железа и кобальта.

В Японии (RIKEN) при энергии пучка ионов ^{50}Ti , равной 80 МэВ/нуклон, были синтезированы два новых нейтронно-избыточных изотопа — ^{31}Ne и ^{37}Mg , а в совместном эксперименте Дубна–RIKEN на пучке ^{48}Ca с энергией 70 МэВ/нуклон впервые наблюдались новые изотопы ^{38}Mg и $^{40,41}\text{Al}$. И, наконец, в реакции фрагментации ^{48}Ca на ускорителе Мичиганского университета был получен последний стабильный изотоп магния — ^{40}Mg . Все эти эксперименты убедительно показали, что использование пучков нейтронно-избыточных ядер позволяет получать новые изотопы в реакциях фрагментации бомбардирующего иона с выходами на несколько порядков выше соответствующих выходов в других реакциях. Такие свойства реакций фрагментации бомбардирующих ионов, как узконаправленное вперед угловое распределение продуктов с импульсом, близким к импульсу пучка, эффективно используются при получении пучков радиоактивных ядер. Таким образом, удается «собирать» образующиеся продукты и формировать из них вторичные пучки радиоактивных ядер. Это новое направление ядерной физики, интенсивно развивающееся в последнее время, дало возможность получать уникальную информацию о структуре экзотических ядер путем измерения таких экспериментальных величин, как сечения реакции, импульсные распределения и корреляции между продуктами развала исследуемых ядер. С использованием пучков радиоактивных ядер были сделаны такие важные открытия, как существование нейтронного гало в ^{11}Li , обнаружение ^{10}He в реакции с пучком ^{11}Li и др. Таким образом, большие перспективы в изучении экзотических ядер открываются благодаря применению вторичных пучков радиоактивных ядер.

В настоящее время реакции фрагментации пучков тяжелых ионов эффективно используются для синтеза новых экзотических ядер во всех крупных физических центрах и являются основой «фабрик» радиоактивных пучков (GANIL (Франция), GSI (Германия), NSCL (США), RIKEN (Япония), DRIBs (Дубна) и др.). Даже в случае меньших сечений образования синтезируемых изотопов по сравнению с другими реакциями при фрагментации их выход может быть значительно выше. Это объясняется высокой энергией первичного пучка и, соответственно, большей толщиной мишени, а также более

узким угловым распределением продуктов реакции вблизи нуля градусов по отношению к первичному пучку, что способствует увеличению трансмиссии продуктов реакций через магнитные сепараторы.

Кратко представим основные характеристики реакций фрагментации и возможности их использования для синтеза ядер вблизи оболочек $N = 20$ и $N = 28$. Обычно в реакциях фрагментации получаются ядра с Z и A меньшими, чем Z и A бомбардирующего тяжелого иона. Между тем, для описания реакций фрагментации могут использоваться статистические методы расчетов. Доказательством статистической природы фрагментации является эффект «памяти» пучка: для более нейтронно-избыточных или нейтронно-дефицитных пучков фрагменты «помнят» избыток нейтронов или протонов пучка. Поэтому для синтеза нейтронно-избыточных легких ядер вблизи оболочек $N = 20$ и $N = 28$ наиболее оптимальными являются пучки редких нейтронно-избыточных изотопов, таких как ^{36}S ($N = 20$) или ^{48}Ca ($N = 28$).

Приведем основные выражения для оценки выходов вторичных частиц, получаемых в реакции фрагментации. Главными факторами, влияющими на выход ядер, являются: выбор первичного пучка, влияние его энергии на выход, а также выбор необходимой толщины мишени в соответствии с характеристиками используемого фрагмент-сепаратора.

Для реакций фрагментации необходим правильный выбор оптимальной толщины мишени. Удельные потери иона (A, Z) при прохождении мишени выражаются формулой

$$\Delta E \sim \frac{AZ^2}{E}. \quad (13.1)$$

Неопределенность в распределении импульса фрагмента после прохождения мишени можно определить, исходя из двух граничных условий: реакция произошла в начале (i) мишени и реакция произошла в конце мишени (f), соответственно:

$$\frac{\Delta p}{p} \sim t \left(\frac{\Delta E_i}{E_i} - \frac{\Delta E_f}{E_f} \right) \sim t \left(Z_i^2 - Z_f^2 \right) / E^2, \quad (13.2)$$

где t — толщина мишени, а $Z_{i,f}$ — заряды фрагментов в различных местах мишени.

При этом предполагается, что скорость фрагмента близка к скорости бомбардирующей частицы. Максимум выхода вторичных продуктов для оптимальной толщины мишени t достигается в том случае, если потери в трансмиссии из-за уширения импульсного распределения будут больше, чем увеличение выхода продуктов за счет толщины мишени.

Выход вторичных фрагментов Y_s пропорционален толщине мишени, угловой и импульсной дисперсии пучка. С учетом приведенных выше зависимостей получаем для выхода фрагментов следующую формулу:

$$Y_s \sim t_{\text{opt}} / (\sigma_\theta \sigma_\varphi \sigma_{\Delta p/p}) \sim E_i^2 E_i^{0,5} E_i^{0,5} E_i^{0,5} = E_i^{7/2}. \quad (13.3)$$

Отсюда видно, что интенсивность вторичного пучка зависит от энергии первичного пучка как $E^{7/2}$. Эта формула применима для значений энергии

первичного пучка до 100 МэВ/нуклон. При больших значениях энергии наблюдается уменьшение выхода фрагментов из-за того, что дисперсия импульсного распределения становится намного меньше импульсного захвата используемых фрагмент-сепараторов.

При выборе A и Z первичного пучка необходимо иметь в виду, что число фрагментов должно быть пропорционально Z . Учитывая энергетические потери $\Delta E/E \sim AZ^2/(\Delta E \cdot E) \sim Z^2$, можно окончательно получить зависимость выхода фрагментов от заряда пучка $\sim 1/Z^3$. Таким образом, очевидно, что для получения максимального выхода фрагментов первичный пучок должен быть как можно легче. Для расчетов выходов продуктов реакций фрагментации необходимо знать сечение образования того или иного изотопа. Была предложена универсальная параметризация сечения реакции фрагментации, соответствующий код получил название ЕРАХ. При параметризации ЕРАХ предполагается, что изотопное распределение описывается аналитической формулой в виде распределения Гаусса с параметрами, которые изменяются плавно как функция масс фрагментов. Разработанный подход не является универсальным. Его можно применять в предположении, что выходы фрагментов не зависят от энергии налетающих снарядов. Этот метод обычно используется для описания фрагментации налетающих ионов средней массы. На основе многочисленных сравнений экспериментальных и расчетных значений выходов фрагментов показано, что код ЕРАХ хорошо описывает реакции для масс бомбардирующих ионов в области $A \sim 40$ и энергий больше 40 МэВ/нуклон.

Зависимость сечения реакции фрагментации от атомного номера пучка определяется квадратичной функцией. Однако лучшее согласие с экспериментом дает экспоненциальная зависимость. На рис. 13.1 представлены сечения образования изотопов ^{28}O в реакции фрагментации нейтронно-избыточных пучков от серы до молибдена (слева) и различных изотопов кальция (справа). В качестве материала мишени был выбран тантал. Сплошной кривой справа на рис. 13.1 представлена аналитическая зависимость

$$\sigma(N_{\text{beam}}, Z_{\text{beam}}) \sim \exp[-0,1763(Z_{\text{beam}} - 8) - 15,08 + 5,749f_{NZ}^2 - 4,65_{NZ}], \quad (13.4)$$

где $f_{NZ} = (N/Z)_{\text{beam}} - 1,25$.

Функция f_{NZ} вводится, чтобы учесть нейтронный избыток в ядрах пучка. Для приближенной оценки сечения можно использовать упрощенное выражение

$$\sigma = \exp(-0,1763Z_{\text{beam}}). \quad (13.5)$$

В настоящее время для расчетов выходов ядер у границ нуклонной стабильности используется программа LISE, которая в большинстве случаев дает удовлетворительное описание экспериментальных результатов. Несмотря на то, что эта оценка интенсивности вторичного пучка довольно грубая, она позволяет сделать вывод о том, что энергия первичного пучка не является основным фактором увеличения выхода нейтронно-избыточных изотопов легких ядер. Этот вывод применим лишь для получения ядер методом фрагментации.

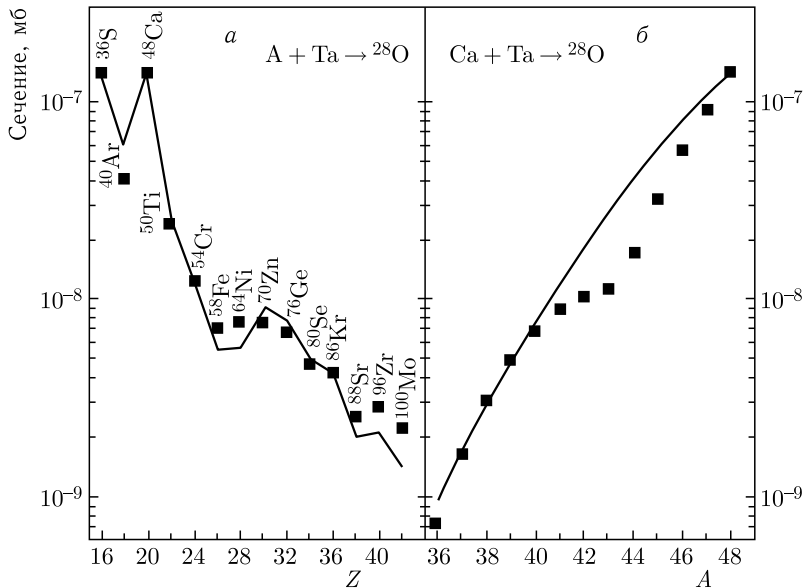


Рис. 13.1. Расчетные значения сечений образования изотопов ^{28}O в реакции фрагментации нейтронно-избыточных пучков ионов от серы до молибдена (A) (а) и в зависимости от массы ускоренных изотопов кальция (б)

Таким образом, для получения нейтронно-избыточных изотопов выгоднее использовать первичный пучок нейтронно-избыточных ядер с атомным номером, наиболее близким к атомному номеру синтезируемого продукта.

13.4. Реакции с тяжелыми ионами, сопровождающиеся эмиссией быстрых частиц

Эти реакции в конце 1970-х и в 1980-х гг. привлекли внимание физиков необычным механизмом образования быстрых частиц. Еще в 1961 г. наблюдались две компоненты в распределении α -частиц, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами. Одна из них — это испарительные α -частицы, другая — высокоэнергетичная компонента, с направленным сильно вперед угловым распределением и с максимальным выходом при энергии, соответствующей скорости бомбардирующего иона.

Дальнейшие эксперименты показали, что в реакциях с ионами тяжелее ^{12}C с заметным сечением идет испускание и более тяжелых заряженных частиц.

Феноменологическая модель, основанная на предположении, что часть налетающего иона передается ядру мишени, а остаток летит вперед, достаточно хорошо воспроизводит сечения образования изотопов с $Z = 1-4$. В то же время другие характеристики процесса нельзя было объяснить в рамках одной модели. Из рис. 13.2 видно, что энергетические спектры разных частиц экспоненциально падают с ростом энергии частиц до момента, когда эта энергия всего на несколько МэВ отличается от максимально возможного

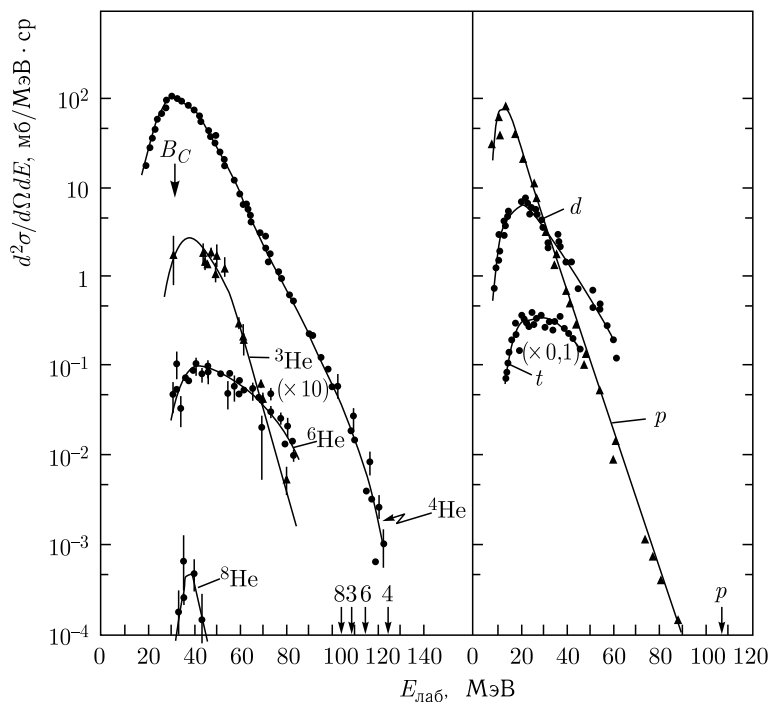


Рис. 13.2. Энергетические спектры изотопов водорода и гелия, измеренные в реакции $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ (178 МэВ) под углом 0° . Стрелка при B_C обозначает выходной кулоновский барьер. Стрелки на оси $E_{\text{лаб}}$ обозначают кинематические пределы для разных частиц

значения, допустимого законами сохранения энергии и импульса в случае двухтельного механизма реакции.

Когда энергия частиц равна энергии на кинематическом пределе, образовавшиеся в выходном канале два ядра находятся в основном состоянии. Разница, наблюдаемая между экспериментальным и расчетным значениями граничной энергии, определяется угловым моментом остаточного тяжелого ядра, который зависит от энергии бомбардирующего иона и от типа испускаемой частицы. Например, в случае эмиссии ядер бериллия их энергия достигает кинематического предела с относительно большим сечением ($\sim 10^{-30} \text{ см}^2/(\text{МэВ} \cdot \text{ср})$). Исходя из наблюдаемого эффекта, можно полагать, что реакции с испусканием быстрых частиц могут быть применены для синтеза экзотических ядер. В этих реакциях была сделана попытка синтезировать такие экзотические ядра, как ^{10}He , ^{14}Be и др.

Поиски ядра ^{10}He были проведены в реакции $^{232}\text{Th} + ^{11}\text{B}$ (89 МэВ), выбранной среди нескольких других из-за того, что выход легких заряженных частиц (особенно изотопа ^8He) в этой реакции оказался намного больше, чем в других. Энергетические спектры гелиевых изотопов, измеренные в этом эксперименте, показаны на рис. 13.3. Экстраполяция сечений образования известных нуклонно-стабильных изотопов гелия дала ожидаемое значение сечения образования ^{10}He в этой реакции $\sim 5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{ср}$ (рис. 13.4).

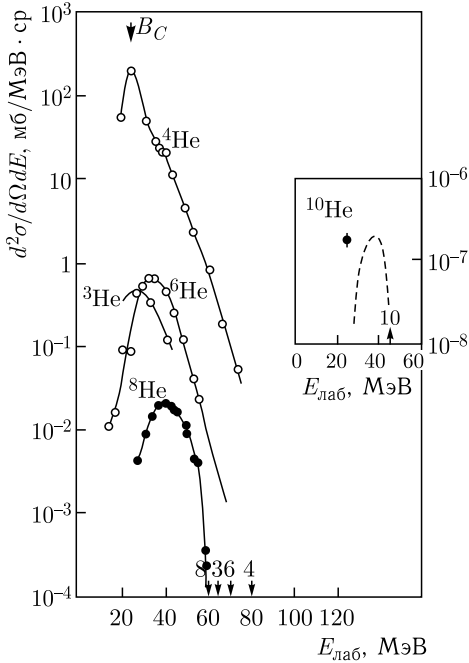


Рис. 13.3. Энергетические спектры изотопов гелия, измеренные в реакции ${}^{232}\text{Th} + {}^{11}\text{B}$ (89 МэВ) под углом 20° . Обозначения те же, что на рис. 13.2. На вставке показана предполагаемая форма энергетического спектра ядра ${}^{10}\text{He}$

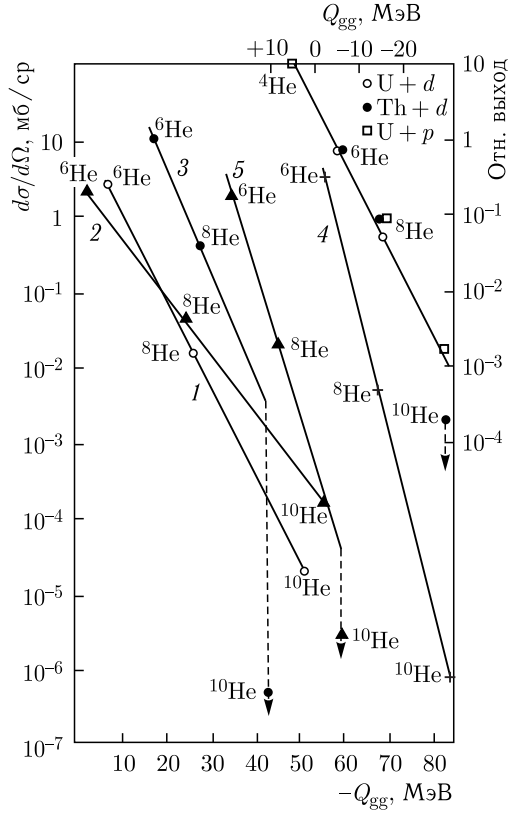


Рис. 13.4. Зависимость выходов гелиевых изотопов от Q -реакции для реакций с дейтронами, протонами и тяжелыми ионами ${}^{15}\text{N}$, ${}^{22}\text{Ne}$, ${}^{10,11}\text{B}$: 1 — $\text{e}^+\text{Ti} + {}^{22}\text{Ne}$ (0°); 2 — $\text{e}^+\text{Ti} + {}^{10}\text{B}$ (20°); 3 — ${}^{232}\text{Th} + {}^{11}\text{B}$ (20°); 4 — ${}^{232}\text{Th} + {}^{22}\text{Ne}$ (0°); 5 — ${}^{232}\text{Th} + {}^{15}\text{N}$ (40°)

Однако полученная в эксперименте верхняя граница образования ${}^{10}\text{He}$ оказалась всего лишь $\sim 5 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2/\text{ср}$. Этот результат может быть объяснен нестабильностью ядра ${}^{10}\text{He}$.

13.5. Реакции перезарядки

В зарядово-обменных реакциях (реакциях перезарядки) идет замена одного или нескольких протонов одним или несколькими нейтронами. Самые простые реакции этого типа — (p, n) или (n, p) . В этом случае, хотя и происходит изменение заряда ядра, его массовое число сохраняется.

Реакции двойной перезарядки, вызванные π -мезонами (π^-, π^+), занимают особое место в поисках экзотических ядер, таких как $4n$, ${}^5\text{H}$, ${}^6\text{H}$, ${}^7\text{H}$, ${}^9\text{He}$. В реакции ${}^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+){}^{11}\text{Li}$ с большой точностью определена масса ${}^{11}\text{Li}$

и наблюдался возбужденный уровень при энергии $E^* = (1,2 \pm 0,1)$ МэВ, что интерпретировалось как обнаружение мягкого дипольного резонанса в этом ядре. Измерение массы ядра ${}^9\text{He}$ в реакции на π -мезонах позволило сделать вывод о том, что ядро ${}^{10}\text{He}$ может оказаться более стабильным, чем предсказывалось разными моделями, и тем самым это явилось стимулирующим фактором для его дальнейшего поиска. Реакции перезарядки идут с большим сечением и при использовании тяжелых ионов. Первые работы с применением двойной перезарядки на тяжелых ионах показали, что сечение реакции растет

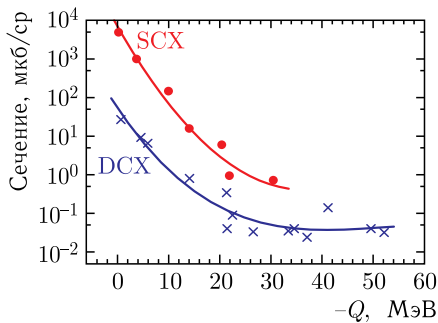


Рис. 13.5. Систематика известных сечений реакций однократной (SCX) и двойной (DCX) перезарядки, полученных на пучках тяжелых ионов, ведущих к образованию конечных ядер в основном состоянии, в зависимости от Q -реакции

с энергией бомбардирующего иона и что угловые распределения направлены вперед. Кроме того, было показано, что в реакциях перезарядки образуются ядра в основном состоянии. На рис. 13.5 представлена систематика известных сечений реакций однократной и двойной перезарядки, ведущих к образованию конечных ядер в основном состоянии. Можно сделать вывод, что эти сечения коррелируют со значением Q -реакции. Экспериментальные точки до значений Q -реакции около -20 МэВ получены при энергиях пучка до 10 – 15 МэВ/нуклон, результаты при более отрицательных значениях Q — при энергиях пучка порядка 25 – 35 МэВ/нуклон. По-видимому, сечение реакции перезарядки, помимо Q -реакции, зависит и от энергии бомбардирующего иона. Такой вывод сделан в работах, в которых изучался вопрос о влиянии энергии бомбардирующего иона на механизм реакции перезарядки: есть ли это прямая перезарядка или последовательный обмен протона(ов) на нейтрон(ы). Механизм такой реакции зависит не только от энергии, но и от того, какие уровни заселяются, т.е. существенное влияние оказывает также структура взаимодействующих ядер. На примере реакций $({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N})$, $({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{B})$, $({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{N})$, $({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{B})$ была показана высокая избирательность реакций перезарядки. Подбирая подходящую комбинацию мишень – бомбардирующий ион, можно добиться заселения разных конечных состояний с большим или меньшим значением сечения.

Например, в реакции $({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N})$ преобладает заселение состояний с $\Delta S = 1$, т.е. с необычной четностью (unnatural parity), тогда как в реакции $({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{N})$, где $\Delta S = 0$, доминируют переходы без переворота спина (non-spin-flip), а в реакции $({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{B})$ имеют место оба типа заселения уровней, однако переходы $\Delta S = 1$ более вероятны (рис. 13.6).

В связи с тем, что сечения реакций перезарядки на тяжелых ионах оказались относительно большими и эти реакции являются оптимальными при заселении отдельных уровней, был сделан вывод о возможности их использования для синтеза ядер вблизи границы нуклонной стабильности. Так, в реакциях ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$ и ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ изучалось ядро ${}^9\text{He}$. Полу-

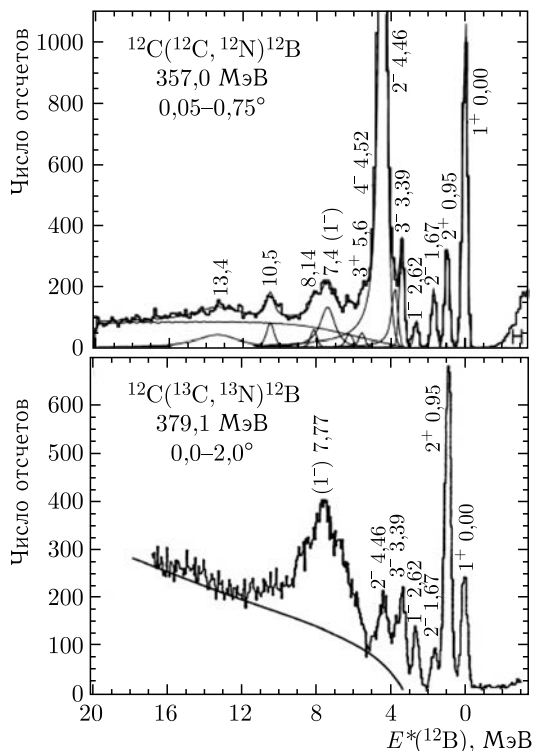


Рис. 13.6. Спектры ^{12}N и ^{13}N , показывающие разные вероятности заселения уровней ^{12}B в реакциях $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{12}\text{B}$ и $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{N})^{12}\text{B}$ на мишени со спином 0^+ , в результате переходов $0^+ \rightarrow 1^+$ и $1/2^+ \rightarrow 1/2^-$ в бомбардирующем ядре. Хорошо видно, что в реакции $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{12}\text{B}$ состояния с аномальной четностью проявляются сильнее по сравнению с их партнерами из мультиплета

ченное сечение образования ^9Ne в основном состоянии составило ~ 40 нб/ср. В реакции ($^{14}\text{C}, ^{14}\text{O}$) на мишени ^{13}C изучалось ядро ^{13}Be , а в реакции $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{Li})$ — ядро ^{11}Li . В реакции двойной перезарядки $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{10}\text{Ne}$ с высокой точностью была определена масса ядра ^{10}Ne и обнаружено два возбужденных уровня. Сечение образования ^{10}Ne в этой реакции составило 140 нб/ср.

Таким образом, реакции перезарядки с тяжелыми ионами являются хорошим инструментом при изучении экзотических ядер. Уместно еще раз отметить, что механизм этих реакций в определенных условиях можно рассматривать как частный случай механизма реакций передачи, о которых пойдет речь ниже.

13.6. Глубоконеупругие реакции передачи, квазиделение

В конце 1960-х гг. использование реакций передачи под действием тяжелых ионов ^{11}B , ^{15}N , ^{18}O , ^{22}Ne и ^{40}Ar позволило синтезировать около 30 новых изотопов углерода, азота, кислорода, фтора, неона, магния, алю-

миния, кремния, фосфора, серы и хлора. Много позже тот же механизм с использованием пучков ^{40}Ar и ^{56}Fe был применен для получения еще более нейтронно-избыточных изотопов элементов с $Z = 14-26$.

Первая информация о том, что при взаимодействии двух сложных ядер может происходить массивная передача нуклонов, сопровождающаяся значительной потерей кинетической энергии, была получена в Дубне еще в конце 1960-х гг. Дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования в этом направлении выявили некоторые закономерности в образовании продуктов реакций глубоконеупругих передач, на основе которых был сделан вывод о том, что они могут являться хорошим методом синтеза новых ядер, в том числе и нейтронно-обогащенных изотопов легких элементов. Очень важно знать, каким образом меняется сечение образования изотопов с их удалением от линии β -стабильности. Был предложен метод описания зависимости сечения образования изотопов от числа нейтронов с помощью так называемой Q_{gg} -систематики. По этой систематике сечения образования изотопов лежат на прямой, наклон которой одинаков для всех изотопов одного элемента, образовавшихся в данной реакции (рис. 13.7). Поэтому Q_{gg} -систематика может быть применена для экстраполяции сечений образования неизвестных изотопов. Однако это делается с точностью, определяемой точностью значений масс, рассчитанных с помощью различных массовых формул, поскольку величина Q_{gg} равна разности масс ядер в начальном и выходном каналах, т. е. $Q_{gg} = (M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)$. Учитывая статистический характер реакций глубоконеупругих передач и делая коррекции на спаривание протонов и нейтронов, сечение образования изотопов можно определить следующим образом:

$$\sigma = \exp [(Q_{gg} + \Delta E_C + \Delta E_{\text{rot}} - \delta(p) - \delta(n)) / T], \quad (13.6)$$

где ΔE_C и ΔE_{rot} — изменения в кулоновской и вращательной энергии системы; $\delta(p)$ и $\delta(n)$ — парные поправки; T — температура двойной ядерной

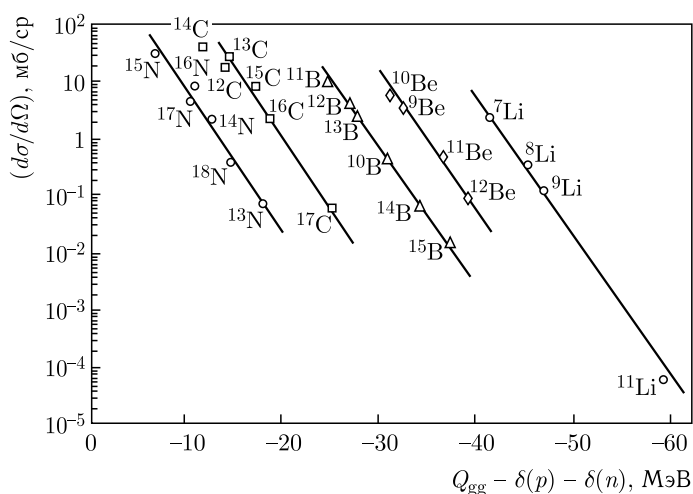


Рис. 13.7. Q_{gg} -систематика сечений образования продуктов реакций передачи при взаимодействии ^{232}Th с ^{16}O (137 МэВ)

системы. Эта зависимость успешно применяется для описания экспериментальных закономерностей в вероятностях образования изотопов в реакциях глубоконеупругих передач.

Однако, когда речь идет о ядрах вблизи границы нейтронной стабильности, ситуация меняется. Так, например, сечения образования ядер ^{10}Li и ^{14}Be оказались много меньше предсказанных по Q_{gg} -систематике, а для ядра ^{10}He была получена лишь верхняя граница его образования — на два порядка ниже ожидаемой. Возможно, такие отклонения от Q_{gg} -систематики связаны с тем, что все вышеуказанные ядра очень слабо связаны.

13.7. Реакции синтеза тяжелых элементов

Многие элементы тяжелее урана были синтезированы в реакциях последовательного захвата нейтронов ядрами изотопа урана ^{235}U в длительных облучениях на мощных ядерных реакторах. Большие периоды полураспада новых нуклидов позволяли отделять их от других побочных продуктов реакции радиохимическими методами с последующим измерением их свойств радиоактивного распада. Эти пионерские работы Г. Сиборга и его коллег, проведенные в 1940–1953 гг. в Национальной лаборатории им. Э. Лоуренса (Беркли, США), привели к открытию восьми искусственных элементов с $Z = 93$ –100. Наиболее тяжелый искусственно синтезированный изотоп — ^{257}Fm ($T_{1/2} \sim 100$ сут). Дальнейшее продвижение в область более тяжелых ядер было практически невозможно из-за исключительно короткого периода полураспада следующего изотопа — ^{258}Fm ($T_{\text{sf}} = 0,3$ мс). Попытки обойти это ограничение в импульсных потоках нейтронов большой мощности, возникающих при ядерном взрыве, не дали желаемых результатов: по-прежнему наиболее тяжелым ядром был ^{257}Fm .

Элементы тяжелее Fm ($Z = 100$) были синтезированы в реакциях с ускоренными тяжелыми ионами, когда в ядро-мишень вносится комплекс протонов и нейтронов. Но этот тип реакции отличается от предыдущего случая. При захвате нейтрона, не обладающего электрическим зарядом, энергия возбуждения нового ядра составляет всего 6–8 МэВ. В отличие от этого, при слиянии ядер мишени даже с легкими ионами, такими как гелий (^4He) или углерод (^{12}C), тяжелые ядра будут нагреты до энергии $E_x = 20$ –40 МэВ. С дальнейшим увеличением атомного номера ядра-снаряда ему необходимо будет сообщать все большую энергию для преодоления электрических сил расталкивания положительно заряженных ядер (кулоновского барьера реакции). Это обстоятельство приводит к росту энергии возбуждения (нагреву) компаунд-ядра, образующегося после слияния двух ядер — снаряда и мишени. Его охлаждение (переход в основное состояние с $E_x = 0$) будет происходить посредством испускания нейтронов и гамма-лучей. Однако нагретое тяжелое ядро лишь в одном случае из ста (1/100) сможет испустить нейтрон. В основном оно будет делиться на два осколка, так как энергия ядра существенно выше высоты его барьера деления. Вероятность выживания нагретого ядра резко падает с увеличением температуры (или энергии E_x) из-за увеличения числа испаряемых нейтронов, с которыми сильно конку-

рирует деление. Для того чтобы охладить ядро, нагретое до энергии около 40 МэВ, необходимо испарить 4 или 5 нейтронов. Каждый раз с испусканием нейтрона будет конкурировать деление, вследствие чего вероятность выживания будет всего $(1/100)^{4-5} = 10^{-8}-10^{-10}$. Ситуация осложняется тем, что с ростом температуры ядра уменьшается стабилизирующий эффект оболочек, следовательно, уменьшается высота барьера деления и делимость ядра резко возрастает. Оба этих фактора приводят к исключительно малой вероятности образования сверхтяжелых нуклидов.

Продвижение в область элементов тяжелее Sg стало возможным после открытия в 1974 г. реакций «холодного слияния». В этих реакциях в качестве мишенного материала используются «магические» ядра стабильных изотопов — ^{208}Pb ($Z = 82$, $N = 126$) или ^{209}Bi ($Z = 83$, $N = 126$), которые бомбардируются ионами тяжелее аргона. В процессе слияния высокая энергия связи нуклонов в «магическом» ядре-мишени приводит к поглощению энергии при перестройке двух взаимодействующих ядер в тяжелое ядро суммарной массы. Эта разница в энергиях «упаковки» нуклонов во взаимодействующих ядрах и в конечном ядре компенсирует в значительной степени энергию, необходимую для преодоления высокого кулоновского барьера реакции. В результате тяжелое ядро имеет энергию возбуждения всего 12–20 МэВ. В какой-то степени подобная реакция подобна процессу «обратного деления». Действительно, если деление ядра урана на два осколка происходит с выделением энергии (она используется в атомных электростанциях), то в обратной реакции, при слиянии осколков, образующееся ядро урана будет почти холодным. Поэтому при синтезе элементов в реакциях холодного слияния тяжелому ядру достаточно испустить всего один или два нейтрона, чтобы перейти в основное состояние.

Реакции холодного слияния массивных ядер были успешно использованы для синтеза шести новых элементов, от 107-го (Bh) до 112-го (Cn), в Центре по изучению тяжелых ионов GSI (Дармштадт, Германия), а также в национальном центре RIKEN (Токио, Япония) для синтеза 110–113-го элементов (от Ds до Nh). Обе группы намерены двигаться дальше, к более тяжелым элементам, используя более тяжелые снаряды.

Однако попытки синтеза все более тяжелых элементов в реакциях холодного слияния связаны с большими трудностями. С увеличением атомного заряда ионов вероятность их слияния с ядрами мишени ^{208}Pb или ^{209}Bi сильно уменьшается из-за возрастания кулоновских сил отталкивания, пропорциональных, как известно, произведению зарядов ядер. От элемента Rf, который может быть получен в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$ ($Z_1 Z_2 = 1804$), к Cn в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{70}\text{Zn}$ ($Z_1 Z_2 = 2460$) вероятность слияния уменьшается более чем в 10^4 раз.

Кроме того, компаунд-ядра, полученные в реакциях холодного слияния, имеют относительно малое число нейтронов. В рассматриваемом выше случае образования Cn конечное ядро с $Z = 112$ имеет только 165 нейтронов, в то время как подъем стабильности ожидается для числа нейтронов $N > 170$ (рис. 13.8). Ядра с большим избытком нейтронов могут быть, в принципе, получены, если в качестве мишеней использовать искусственные элементы:

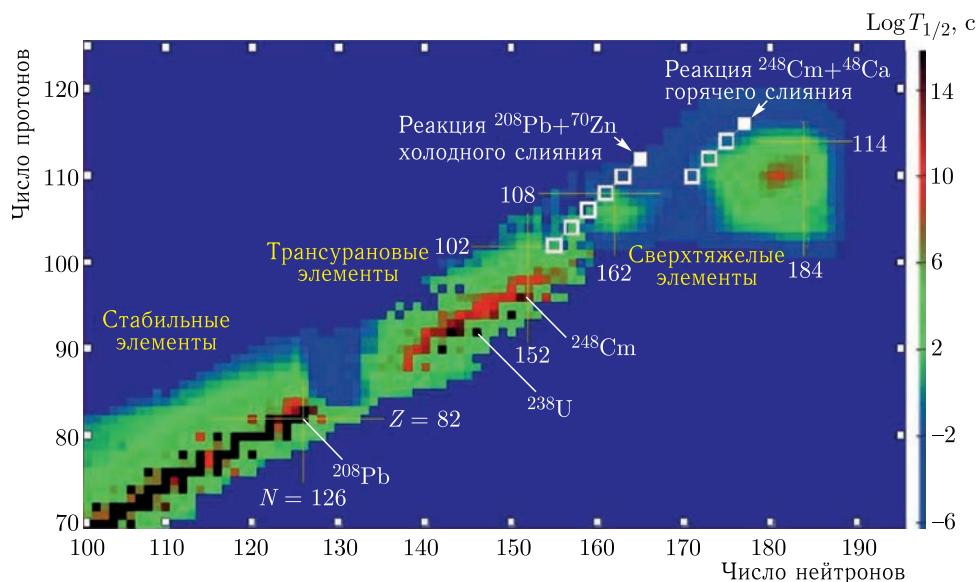
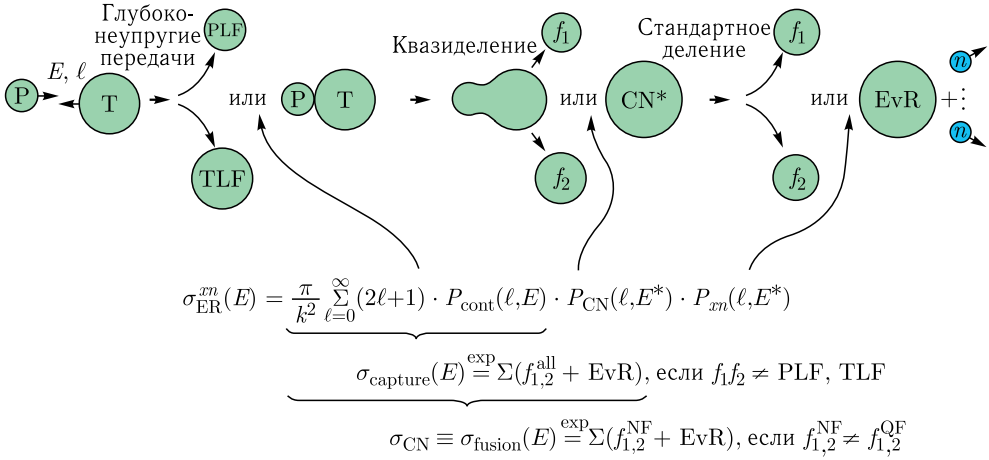


Рис. 13.8. Карта тяжелых нуклидов. Периоды полураспада ядер представлены различным цветом (правая шкала). Черные квадраты — изотопы стабильных элементов, обнаруженных в земной коре ($T_{1/2} \geq 10^9$ лет). Темно-синим цветом выделено «море нестабильности», где ядра живут менее 10^{-6} с. Желтые линии — замкнутые оболочки с указанием магических чисел протонов и нейтронов. «Острова стабильности», следующие за «полуостровом» тория, урана и трансуранических элементов, — предсказания микроскопической теории ядра. Два ядра с $Z = 112$ и 116 , полученные в различных ядерных реакциях, и их последовательный распад показывают, насколько близко можно подойти к «островам стабильности» при искусственном синтезе сверхтяжелых элементов

плутоний ($Z = 94$), америций ($Z = 95$), кюрий ($Z = 96$) или калифорний ($Z = 98$), нарабатываемые в ядерных реакторах, а в качестве снаряда — редкий изотоп кальция — ^{48}Ca .

Можно синтезировать сверхтяжелые элементы вплоть до Og. Для синтеза элементов с $Z > 118$ требуются пучки еще более тяжелых ионов. При слиянии таких тяжелых ядер существенную роль играют процессы квазиделения, значительно уменьшающие вероятность образования составного ядра. Таким образом, весь процесс формирования «холодного» (находящегося в основном состоянии) сверхтяжелого ядра B , которое является конечным продуктом «остывания» возбужденного ядра C , образованного в реакции слияния двух тяжелых ядер: $A1 + A2 \rightarrow B + n, p, \alpha, \gamma$, можно разложить на три стадии, схематически представленные на рис. 13.9.

На первой стадии реакции сталкивающиеся ядра преодолевают кулоновский барьер и приходят в тесный контакт с перекрытием их поверхностей. Этот процесс конкурирует с упругим и квазиупругим рассеянием ядер (включая реакции малонуклонных передач) с образованием двух фрагментов, близких по массе к снаряду и мишени. Эта конкуренция сильно зависит



P_{cont} : вероятность прохождения многомерного потенциального барьера $V_C^B(r, \beta_1, \beta_2, \varphi_1, \varphi_2) - ?$
 P_{CN} : эволюция в пространстве параметров формы (?)
 P_{fm} : статистический распад слабовозбужденного ядра ($\Gamma_n, \Gamma_f, E_n^{\text{sep}}, V_{\text{fis}} - ?$)
 PLF — ядра с массой вблизи массы бомбардирующего ядра
 TLF — ядра с массой вблизи массы ядра-мишени
 EvR — оставшееся составное ядро

Рис. 13.9. Сценарий образования сверхтяжелого ядра в реакции слияния

от энергии сталкивающихся ядер и от прицельного параметра, т. е. орбитального момента относительного движения ядер.

На второй стадии реакции конфигурация двух соприкасающихся ядер должна трансформироваться в конфигурацию относительно сферически-симметричного составного ядра. В ходе этой эволюции тяжелая ядерная система может распасться на два фрагмента, f_1 и f_2 , без образования составного ядра. Этот процесс и называют квазиделением.

Если составное ядро все же образуется, то оно имеет угловой момент l и некоторую энергию возбуждения E^* , определяемую следующим выражением:

$$E_{\text{CN}}^* = E_{\text{cm}} + E_{\text{св}}(Z_{\text{CN}}, A_{\text{CN}}) - E_{\text{св}}(Z_1, A_1) - E_{\text{св}}(Z_2, A_2) = E_{\text{cm}} + Q_{\text{fus}}.$$

При слиянии средних по массе и тяжелых ядер $Q_{\text{fus}} < 0$ и реакция слияния может происходить при энергии столкновения $E_{\text{cm}} > Q_{\text{fus}}$. Это ограничение, как правило, не очень существенно, поскольку в этом случае пороговая энергия оказывается намного ниже высоты кулоновского барьера, где сечение слияния мало из-за низкой проницаемости этого барьера.

Делительные барьеры тяжелых ядер достаточно малы, и основным каналом распада возбужденных состояний этих ядер является деление. Если в конкуренции с делением возбужденному составному ядру удастся испустить несколько легких частиц и γ -квантов, которые унесут энергию возбуждения и угловой момент этого ядра, то в результате образуется так называемый испарительный остаток, т. е. ядро B , находящееся в основном состоянии. Сечение образования испарительного остатка сверхтяжелого ядра определя-

ется выражением, включающим в себя вероятность формирования составного ядра P_{CN} в конкуренции с квазиделением.

Таким образом, два основных фактора делают очень малыми сечения образования сверхтяжелых элементов: малая вероятность образования составного ядра в конкуренции с доминирующим процессом квазиделения (P_{CN}) и малая вероятность выживания возбужденного составного ядра (P_{EvR}^{xn}). Первый фактор зависит от комбинации сталкивающихся ядер, а также от энергии столкновения, а выживаемость составного ядра зависит от его энергии возбуждения и от свойств этого ядра (барьера деления и энергии отделения нейтронов). Вероятность испускания нейтрона, снимающего часть энергии возбуждения составного ядра, определяется отношением ширины Γ_n/Γ_{tot} . Для возбужденных сверхтяжелых ядер основным каналом распада является деление и $\Gamma_{tot} \approx \Gamma_f$. Можно дать грубую оценку вероятности испускания нейтрона в зависимости от величины его энергии отделения E_n^{sep} и от высоты барьера деления B_f :

$$\Gamma_n/\Gamma_f \approx \exp[-(E_n^{sep} - B_f)/T(E^*)].$$

Здесь $T(E^*) = \sqrt{E^*/\alpha}$ — температура составного ядра.

Таким образом, чем меньше барьер деления возбужденного составного ядра и чем больше энергия связи нейтронов в этом ядре, тем меньше вероятность его выживания.

Оценки сечений образования сверхтяжелых элементов в реакциях «горячего» синтеза с пучком ^{48}Ca с использованием тяжелых актинидных мишеней (рис. 13.10) показали, что эти реакции являются оптимальными вплоть до Og.

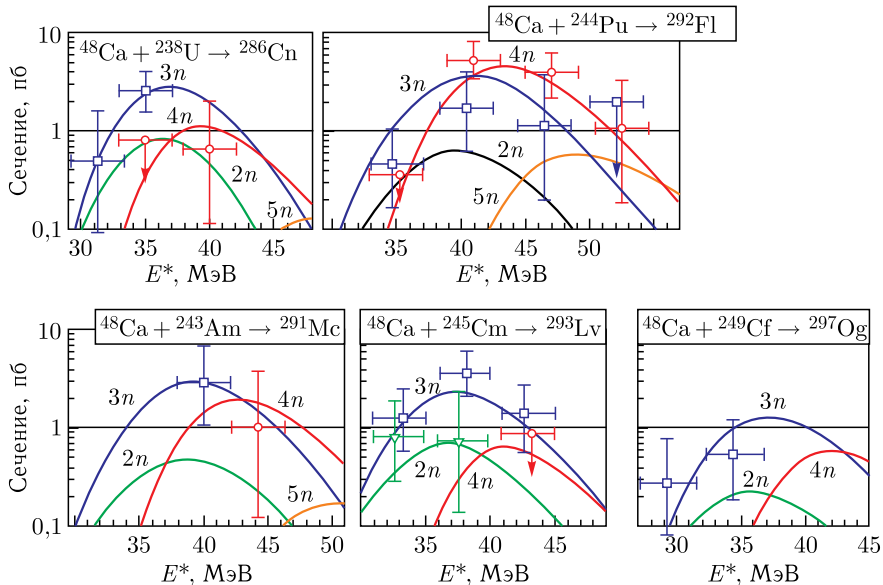


Рис. 13.10. Сечения образования сверхтяжелых ядер в реакциях слияния ^{48}Ca с актинидными мишенями (от урана до калифорния) в испарительных каналах: 2n (треугольники), 3n (квадраты), 4n (кружки) и 5n

Ядро атома ^{48}Ca содержит 20 протонов и 28 нейтронов — оба значения соответствуют замкнутым оболочкам. В реакциях слияния с ядрами ^{48}Ca будет также работать их «магическая» структура (эту роль в реакциях холодного слияния играли магические ядра мишени — ^{208}Pb), в результате чего энергия возбуждения сверхтяжелых ядер будет около 30–35 МэВ. Их переход в основное состояние будет сопровождаться эмиссией трех нейтронов и γ -лучей. Можно ожидать, что при такой энергии возбуждения эффект ядерных оболочек еще присутствует в нагретых сверхтяжелых ядрах, что повышает их выживаемость. Асимметрия масс взаимодействующих ядер ($Z_1 Z_2 \leq 2000$) в этом случае уменьшает их кулоновское отталкивание и тем самым увеличивает вероятность слияния.

Несмотря на эти, казалось бы, очевидные преимущества, все предыдущие попытки синтеза сверхтяжелых элементов в реакциях с ионами ^{48}Ca , принятые в различных лабораториях в 1977–1985 гг., оказались безуспешными.

Однако развитие экспериментальной техники в последние годы и, прежде всего, получение интенсивных пучков ионов ^{48}Ca на ускорителях нового поколения позволили увеличить чувствительность эксперимента почти в 1000 раз. Эти достижения были использованы в новой попытке синтеза сверхтяжелых элементов. Именно в реакциях слияния ускоренных ионов ^{48}Ca в Дубне на рубеже XX–XXI вв. было синтезировано 6 новых элементов, начиная со 113-го (Nh) и заканчивая 118-м (Og), полученным в реакции слияния ^{48}Ca ($Z = 20$) с наиболее тяжелой мишенью ^{249}Cf ($Z = 98$).

13.8. Перспективы синтеза сверхтяжелых элементов

При синтезе Z -четных нуклидов — изотопов элементов 112, 114 и 116 — наблюдаются длинные цепочки распадов, оканчивающиеся спонтанным делением ядер с $Z = 104$ –110, время жизни которых составляет от секунд до часов в зависимости от атомного номера и нейтронного состава ядра. К настоящему времени получены данные о свойствах распада 29 новых ядер с $Z = 104$ –118. Свойства тяжелейших ядер, расположенных в области трансактиноидов, их тип распада, энергии и времена распадов находятся в хорошем согласии с предсказаниями современной теории. Гипотеза о существовании островов стабильности сверхтяжелых ядер, значительно расширяющих мир элементов, кажется, впервые нашла экспериментальное подтверждение.

В настоящее время задача заключается в более детальном изучении ядерной и атомной структуры новых элементов, что весьма проблематично, прежде всего, из-за малого выхода искомым продуктам реакции. Для того чтобы увеличить число атомов сверхтяжелых элементов, необходимо увеличить интенсивность пучка ионов и повысить эффективность физических методик. Модернизация ускорителей тяжелых ионов с использованием всех последних достижений ускорительной техники позволит увеличить интенсивность пучка ионов примерно в 5 раз. Решение второй задачи требует кардинального изменения постановки опытов; оно может быть найдено в создании новой экспериментальной методики, исходя из свойств сверхтяжелых элементов.

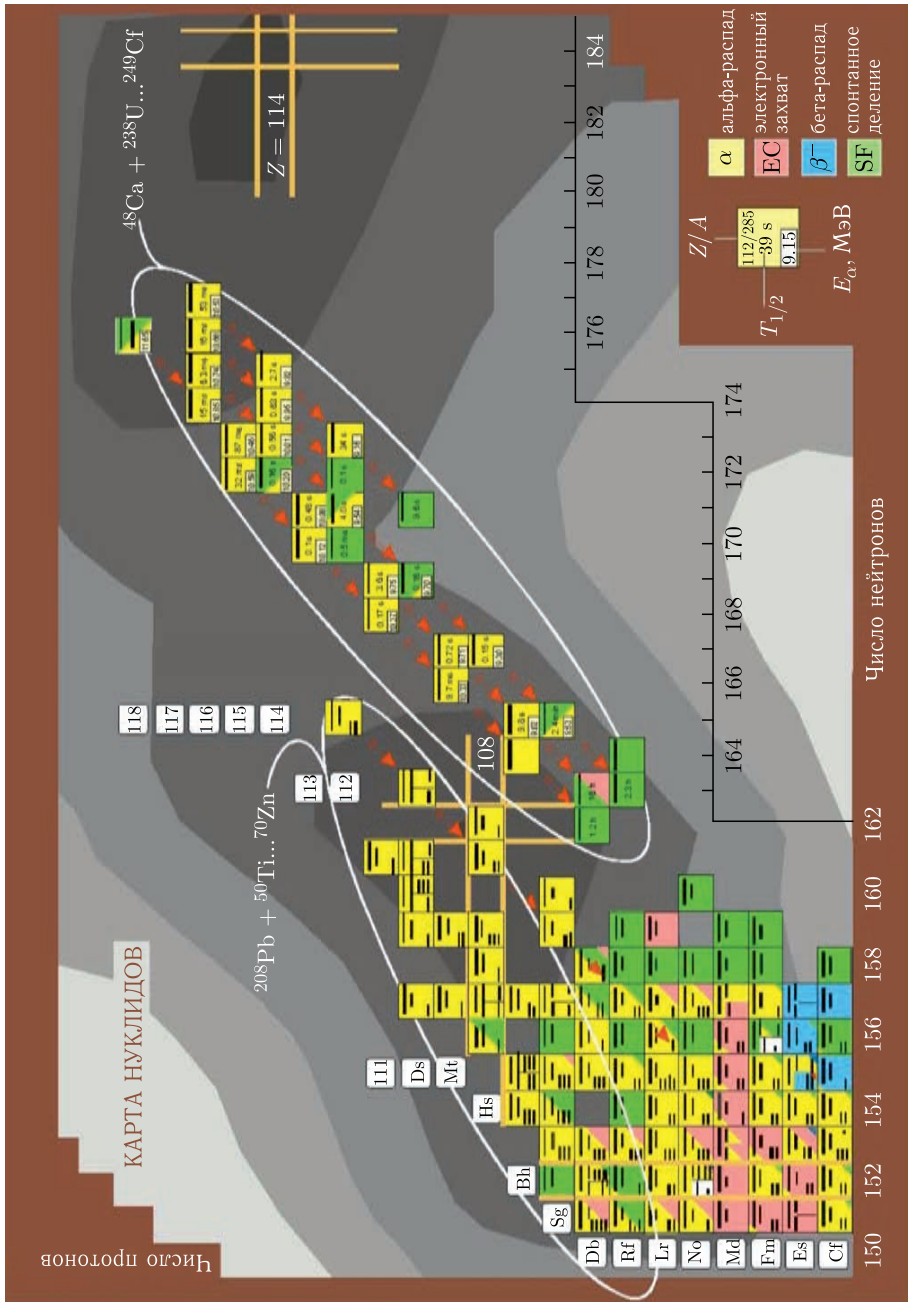


Рис. 13.11. Карта нуклидов тяжелых и сверхтяжелых элементов, получаемых в реакциях холодного синтеза (левый овал) и горячего синтеза (правый овал)

На рис. 13.11 представлена карта нуклидов тяжелых и сверхтяжелых элементов, на которой отражены области по вкладу эффекта ядерных оболочек в энергию связи ядра. В отсутствие ядерной структуры все поле было бы белого цвета. По мере потемнения эффект оболочек растет. Две соседние зоны отличаются всего на 1 МэВ. Этого, однако, достаточно для значительного увеличения стабильности ядер относительно спонтанного деления, в результате чего нуклиды, расположенные вблизи «магических» чисел протонов и нейтронов, испытывают преимущественно α -распад. С другой стороны, в изотопах Ds и Sn увеличение числа нейтронов на 8 атомных единиц приводит к возрастанию периодов α -распада ядер более чем в 10^5 раз.

Для определения свойств сверхтяжелых элементов, в том числе их масс, используется сепаратор MASHA (ЛЯР ОИЯИ, Дубна). Принцип работы сепараторов ядер отдачи (рис. 13.12) основан на отличии кинематических характеристик различного типа реакций. Интересующие нас продукты реакции слияния ядер мишени и бомбардирующего иона вылетают из мишени в переднем направлении, в узком угловом конусе с кинетической энергией около 40 МэВ. Ограничивая траектории движения ядер отдачи с учетом этих параметров, мы практически полностью очищаемся от ядер пучка ионов, подавляем фон побочных продуктов реакции в 10^4 – 10^6 раз и с эффективностью примерно 40% доставляем атомы новых элементов к детектору за время 1 мс. Иными словами, сепарация продуктов реакции происходит «на лету».

На рис. 13.12, вверху приведена схема сепаратора и принцип его действия. Ядра отдачи, вылетающие из мишенного слоя, останавливаются в графитовом сборнике на глубине несколько микрометров. Вследствие высокой температуры сборника они диффундируют в камеру ионного источника, вытягиваются из плазмы, ускоряются электрическим полем и анализируются по массе магнитными полями по ходу движения к детектору. В данной конструкции масса атома может быть определена с точностью $1/3000$. На рис. 13.12, внизу показан общий вид установки.

Между тем для того, чтобы получить высокую селективность установки, важно сохранить углы вылета и энергии ядер отдачи. Из-за этого необходимо использовать мишенные слои толщиной не более 0,3 мкм — примерно втрое меньшей, чем нужно для получения эффективного выхода сверхтяжелого ядра с данной массой, или в 5–6 раз меньшей, если речь идет о синтезе двух соседних по массе изотопов данного элемента.

Дальнейшее продвижение в область $Z > 118$ связано с выбором соответствующей реакции. Как было сказано выше, сечение реакций слияния с актинидными мишенями ионов тяжелее ^{48}Ca катастрофически падает и не дает шансов на получение новых трансурановых ядер.

Наиболее тяжелой мишенью, которую можно использовать для получения сверхтяжелых ядер в реакциях слияния, является калифорний ($Z = 98$, $T_{1/2}(^{249}\text{Cf}) = 351$ год). Если в качестве снаряда использовать ускоренные ионы кальция ($Z = 20$), то можно синтезировать Og. Для синтеза элементов с $Z > 118$ требуются пучки еще более тяжелых ионов. Следовательно, чтобы получить сверхтяжелые элементы с $Z > 118$, необходимо использовать снаряды более тяжелые, чем ^{48}Ca . Вероятность слияния при этом значительно падает. На рис. 13.13 показаны предсказанные сечения образования элементов

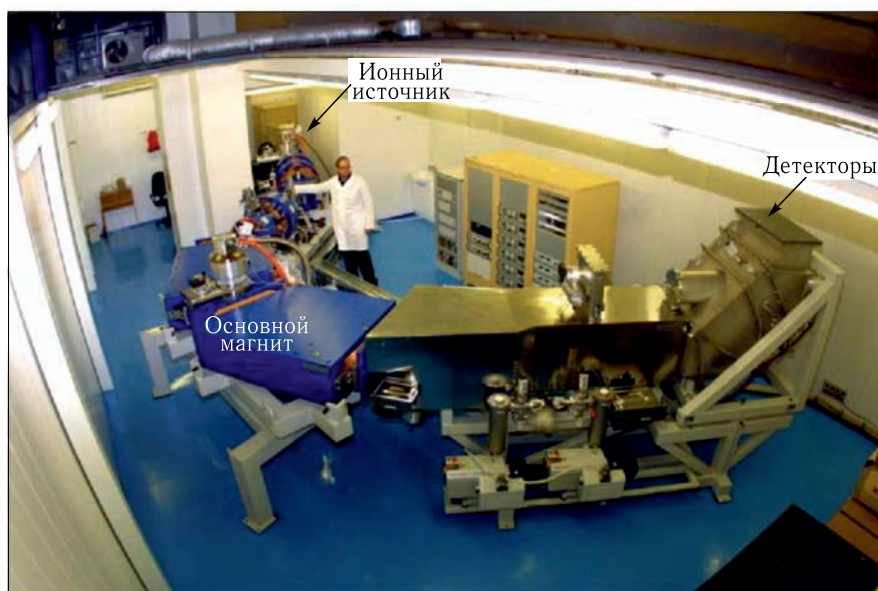
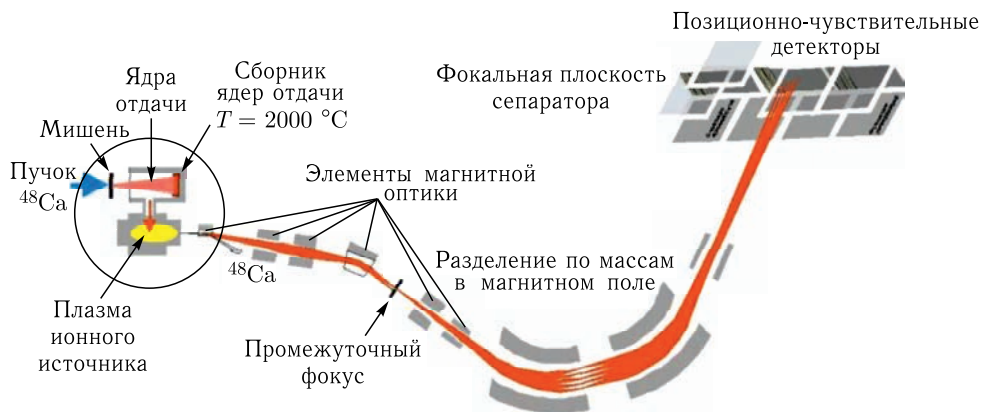


Рис. 13.12. Установка MASHA

119 и 120 в реакциях $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Bk}$, $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$ и $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$ и верхние границы экспериментальных сечений, полученные в GSI (Дармштадт, Германия). К настоящему времени (2019 г.) эти элементы еще не синтезированы, однако соответствующие эксперименты продолжают в Дубне, в GSI и в RIKEN (Япония). Как уже отмечалось выше, из-за увеличивающегося наклона линии стабильности к нейтронной оси (роста отношения N/Z с увеличением A) в реакциях слияния стабильных ядер образуются лишь протонно-избыточные изотопы тяжелых элементов, лежащие слева от линии стабильности.

Использование таких пучков нейтронно-избыточных ядер, как ^{50}Ti , ^{54}Cr , ^{56}Fe и др., может оказаться чуть ли не единственным методом синтеза ядер в области $40 < N < 70$ у границ нуклонной стабильности. В ближайшее время планируется синтезировать элементы 119 и 120 в реакциях слияния

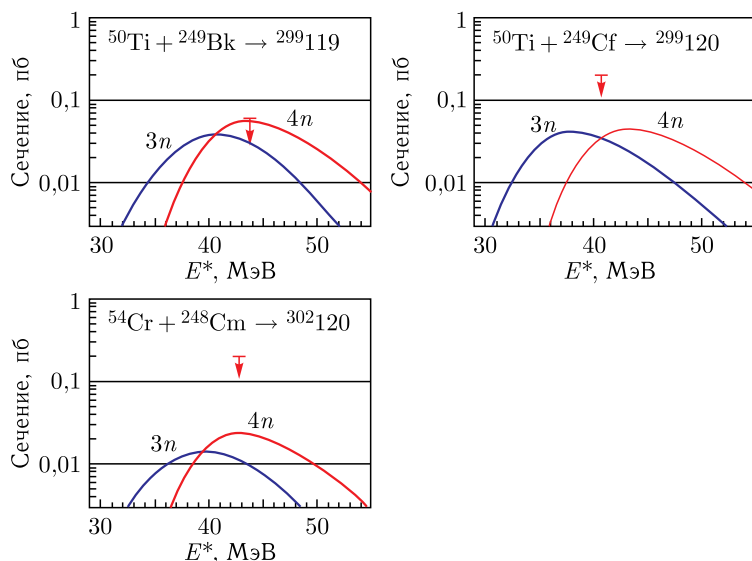


Рис. 13.13. Предсказанные сечения образования сверхтяжелых элементов 119 и 120 в реакциях слияния $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Bk}$, $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$ и $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$. Стрелками показаны верхние границы сечений, достигнутые в GSI

$^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Bk}$, $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$ и $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$. Изотопы этих элементов также будут находиться в области протонно-избыточных ядер, вдали от острова стабильности. Существование этого острова косвенно доказывается увеличением на несколько порядков времени жизни известных изотопов элементов 112 и 113 при их приближении к острову стабильности:

$$T_{1/2}(^{277}112) = 0,7 \text{ мс}, \quad T_{1/2}(^{285}112) = 30 \text{ с},$$

$$T_{1/2}(^{278}113) = 0,24 \text{ мс}, \quad T_{1/2}(^{286}113) = 13 \text{ с}.$$

Гипотетическая возможность попасть на «остров стабильности» с помощью реакций слияния может появиться, если для некоторых изотопов элементов 114 и/или 115 вероятность β^+ -распада окажется соизмеримой с вероятностью их α -распада или спонтанного деления (что предсказывается в некоторых теоретических моделях). Например, в $2n$ -канале реакции слияния $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$ (сечение 0,2 пб) образуется изотоп $^{295}117$, который после α -распада переходит в изотоп $^{291}115$, который, в свою очередь, может испытать три последовательных β^+ -распада с образованием сверхтяжелого ядра $^{291}112$, время жизни которого оценивается в 1000 лет.

В последнее время обсуждаются возможности глубоконеупругих реакций передачи с пучками Kг, Хе и U ($U+U$) для синтеза тяжелых и сверхтяжелых ядер. Была исследована реакция $U+U$ при энергии пучка урана 7,38 МэВ/нуклон (рис. 13.14). Были получены массовые распределения продуктов реакции (квазиделения), из которых следует, что с относительно большой вероятностью образуются продукты намного тяжелее урана. Кроме того, в массовом распределении наблюдается некая структура (бамп в области

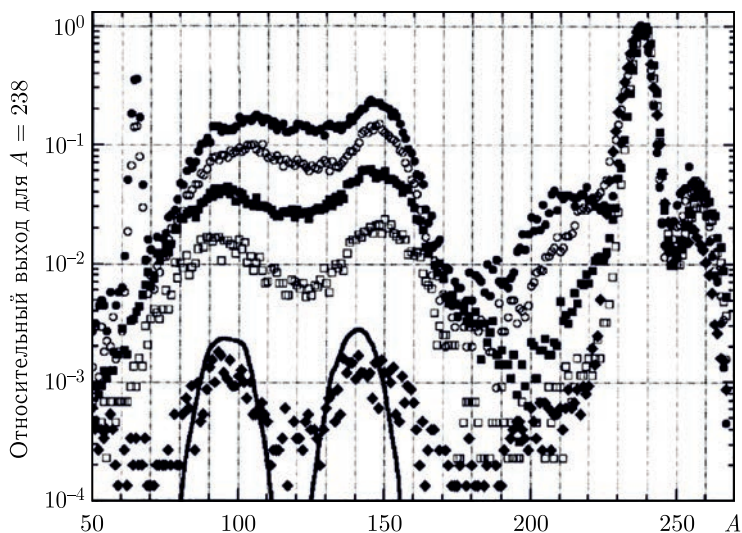


Рис. 13.14. Массовые распределения продуктов реакции $U + U$ при разных энергиях: \blacklozenge — 6,09 МэВ/нуклон, \square — 6,49 МэВ/нуклон, \blacksquare — 6,91 МэВ/нуклон, \circ — 7,10 МэВ/нуклон, \bullet — 7,35 МэВ/нуклон, сплошная линия — U-развал

массы 208), что может свидетельствовать о сохранении при таких взаимодействиях оболочечных эффектов. А следовательно, это может быть одним из методов синтеза ядер вблизи оболочечных чисел, в том числе и сверхтяжелых ядер с числом нейтронов 182.

В настоящее время стало возможным получение и ускорение короткоживущих радиоактивных, в том числе нейтронно-избыточных ядер, которые, в принципе, могли бы быть использованы для синтеза нейтронно-обогащенных изотопов сверхтяжелых элементов, расположенных в центре «острова стабильности».

Например, в реакции слияния ^{44}S ($T_{1/2} = 0,1$ с) + ^{248}Cm можно было бы получить изотопы 112-го элемента, имеющие на шесть нейтронов больше по сравнению с изотопами, получаемыми в реакции слияния стабильных ядер $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$. Однако сечения образования этих изотопов в данной реакции также чрезвычайно малы (порядка 1 пб), и для их получения потребовался бы пучок ионов ^{44}S с такой же интенсивностью, что и пучок ионов ^{48}Ca , т.е. порядка 10^{12} частиц в секунду. К сожалению, столь интенсивные пучки радиоактивных ядер пока не удается получать.

При слиянии таких тяжелых ядер (в отличие от рассмотренных выше реакций слияния более легких ядер) существенную роль играют процессы квазиделения и реакции многонуклонных передач.

Поэтому при низкоэнергетических столкновениях тяжелых ионов они являются, пожалуй, единственным методом получения тяжелых нейтронно-избыточных ядер. Общая закономерность таких реакций состоит в экспоненциальном падении сечения с увеличением переданного заряда и массы. Однако стабилизирующая роль замкнутых протонных и нейтронных оболочек в образующихся в процессах многонуклонных передач фрагментах может зна-

чительно повлиять на увеличение вероятности их образования. Оболочечные эффекты играют еще более заметную роль в процессах квазиделения при низкоэнергетических столкновениях тяжелых ионов, приводя к повышенному выходу ядер с замкнутыми оболочками. Это явление также может быть использовано для получения нейтронно-избыточных ядер, которые не могут быть синтезированы в реакциях слияния. Как было показано выше (рис. 13.14), передача нуклонов от тяжелого бомбардирующего ядра (U) к тяжелому ядру мишени (U , Cm) с образованием в конечном итоге сильносвязанных ядер легче снаряда (в области Pb) или тяжелее мишени (в области сверхтяжелых магических ядер) энергетически выгодна и может приводить к повышенному выходу. Если в случае реакций слияния этот процесс квазиделения играет деструктивную роль, уменьшая вероятность слияния ядер и образования сверхтяжелых элементов, то во втором случае процесс квазиделения может, наоборот, приводить к повышенному выходу нейтронно-избыточных сверхтяжелых ядер.

Из всего сказанного выше можно сделать вывод о важной роли ускорителей тяжелых ионов для эффективного решения задач физики тяжелых ионов (синтез новых ядер, механизм ядерных реакций, структура экзотических ядер, прикладные исследования). Ниже приведена систематика различных методов ускорения заряженных частиц и тяжелых ионов и характеристики соответствующих ускорителей.

Глава 14

СОВРЕМЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Ускорители заряженных частиц используются для увеличения энергии элементарных частиц или ионов, имеющих определенный электрический заряд. К ускорителям элементарных частиц относятся электронные и протонные ускорители. На ионных ускорителях получают пучки дейтронов, тритонов, α -частиц, а также тяжелых ионов вплоть до урана с разным электрическим зарядом. Важной характеристикой ускорителя является энергия, до которой ускоряются частицы и ионы. В соответствии с соотношением Эйнштейна, энергия связана с массой: $E = mc^2$, где c — скорость света, равная 299 792 км/с. В физике ускорителей одни и те же единицы используются для массы частиц, их потенциальной и кинетической энергии. Электронвольт (эВ) в этом случае является фундаментальной единицей массы и энергии. В ускорительной физике используются следующие единицы:

1 килоэлектронвольт — 1 кэВ = 10^3 эВ,

1 мегаэлектронвольт — 1 МэВ = 10^6 эВ = 1000 кэВ,

1 гигаэлектронвольт — 1 ГэВ = 10^9 эВ = 1000 МэВ,

1 тераэлектронвольт — 1 ТэВ = 10^{12} эВ = 1000 ГэВ.

В соответствии с законами квантовой механики длина волны частицы с массой m и скоростью v определяется выражением $\lambda = \frac{h}{mv}$. Для ионов с массовым числом A и энергией E (в МэВ/нуклон) это выражение имеет вид

$$\lambda \text{ (фм)} = \frac{4,55}{A\sqrt{E}} \quad (1 \text{ фм} = 10^{-13} \text{ см}). \quad (14.1)$$

Таким образом, длина волны, соответствующая ускоряемой частице, обратно пропорциональна ее энергии. Поэтому для исследования микрообъектов необходимо иметь энергии частиц, сравнимые с размерами этих объектов. Качественное сравнение линейных размеров микрообъектов и соответствующей энергии протона представлено на рис. 14.1. Из рисунка видно, что для исследования ядер и нуклонов необходимы энергии в диапазоне $1 \text{ МэВ} < E < 1 \text{ ГэВ}$, для исследования кварковой структуры бомбардирующей частицы необходимо ускорение до энергий $1 \text{ ГэВ} - 1 \text{ ТэВ}$ и более. В соответствии с этими задачами и определяется выбор того или иного ускорителя.

Ускорители бывают низких, средних и высоких энергий. Ускорители низких энергий имеют пучки заряженных частиц в диапазоне $10-100 \text{ МэВ}$ и используются в физических экспериментах по изучению реакций упругого рассеяния, с помощью которых исследуется структура ядер, а также реакций

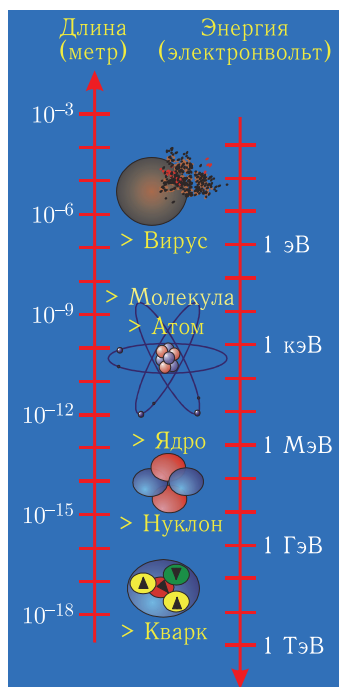


Рис. 14.1. Связь между линейным размером ядерных объектов и энергией протона

вблизи кулоновского барьера взаимодействия. Как правило, такие ускорители основаны на резонансном принципе ускорения и имеют хорошее энергетическое разрешение ($\Delta E/E \leq 10^{-3}$). Ускорители средних энергий имеют пучки с энергией 100–1000 МэВ и используются для изучения нуклон-нуклонных взаимодействий, а также роли обменных π -мезонов в формировании ядерных сил. Ускорители высоких энергий имеют пучки с энергией 1 ГэВ и выше и используются для получения новых частиц и изучения их свойств.

14.1. Классификация и развитие методов ускорения

Первая ядерная реакция была осуществлена с использованием простого электростатического ускорителя Дж. Кокрофтом и Э. Уолтоном в 1932 г. в Кэмбридже. В этом ускорителе протоны ускорялись до энергии 150 кэВ. Через несколько лет после этого американский ученый Р. Ван де Граф создал электростатический генератор, в котором использовался высоковольтный источник (кондуктор) для ускорения частиц. Ускорители такого типа работают во многих ядерно-физических лабораториях.

Развитием электростатических генераторов явился тандем Ван де Графа, схема которого представлена на рис. 14.2. В таких ускорителях происходит перезарядка получаемых в источнике положительно заряженных ионов в отрицательные, которые ускоряются в первой секции тандема. Затем в районе положительно заряженного кондуктора отрицательные ионы перезаряжаются, и происходит второй этап ускорения. В современных тандемах Ван де Графа

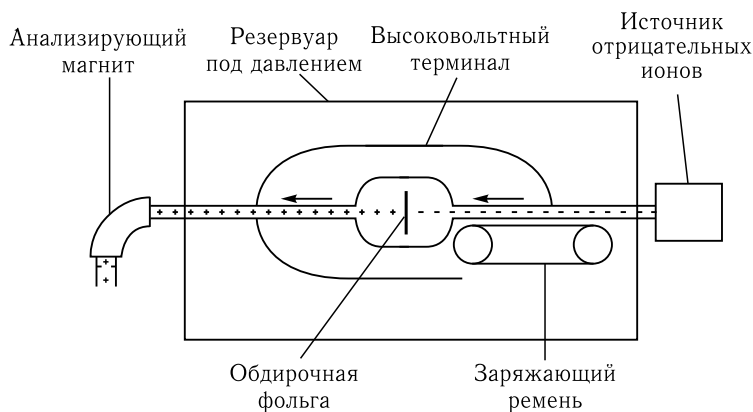


Рис. 14.2. Тандем Ван де Граафа

напряжение на кондукторе достигает 25 МэВ, что позволяет получать пучки ускоренных ионов с энергией до нескольких МэВ/нуклон. Для увеличения этой энергии иногда тандем используется в качестве инжектора для другого постускорителя, что позволяет почти на порядок увеличить энергию.

В табл. 14.1 представлены параметры пучков окриджского тандема (США). Из таблицы видно, что энергии и интенсивности пучков ионов в тандемах невелики. Их преимущество — высокая стабильность и энергетическое разрешение ($\Delta E/E \sim 10^{-4}$), что является определяющим параметром при исследовании структуры ядер.

Таблица 14.1. Параметры пучков окриджского тандема

Ускоряемый ион	Тандем		Тандем + циклотрон	
	Энергия, МэВ	Ток*, нА	Энергия, МэВ	Ток*, нА
${}^9\text{Be}$	17	9	152	2,3
${}^{16}\text{O}$	39	18	404	1,9
${}^{58}\text{Ni}$	142	29	889	6,4

*Ток пучка ионов для однозарядных ионов. Чтобы получить полный ток, надо это значение уменьшить на ионный заряд.

Дальнейшее повышение напряжения на кондукторе тандема, а следовательно, и энергии пучка ионов связано с большими трудностями из-за электрических пробоев. Эти проблемы решаются в линейных высокочастотных ускорителях. В ускорителях этого типа ускоряемая частица проходит по прямой траектории через многочисленные электроды. Ускорение частиц осуществляется в пространстве между электродами. Ускоряемое напряжение подается попеременно на кольцевые электроды с частотой, соответствующей скорости пролета частицей межэлектродного пространства. Линейные ускорители позволяют ускорять заряженные частицы до энергии несколько ГэВ, но при этом они должны быть громадных линейных размеров. Так, длина линейного ускорителя электронов в Стэнфорде (США) на энергию 35 ГэВ — 3200 м.

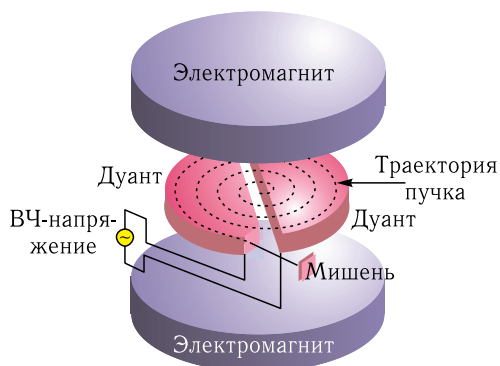


Рис. 14.3. Схема циклического ускорителя. Пучок по спирали движется от ионного источника, расположенного в центре, ускоряясь в каждом промежутке между электродами (дуантами) и затем выводится на мишень

обороту частицы по спирали траектории, что точно синхронизовано с частотой прохождения частицы через ускоряющий промежуток. Диаметры магнитных полюсов современных циклотронов достигают нескольких метров (400-см циклотроны в Дубне), а энергии ускоряемых ионов — нескольких ГэВ. Однако масса ускоряемых частиц растет пропорционально их скорости, что накладывает ограничения на циклотронный метод ускорения при высоких энергиях, особенно для легких частиц — электронов, протонов.

Проблемы получения электронов высоких энергий были решены с помощью бетатронов. В бетатроне тороидальная вакуумная камера расположена между полюсами электромагнита. В отличие от циклотрона, бетатрон не имеет ускоряющих высокочастотных электродов. Магнитное поле в бетатроне выполняет две функции: во-первых, создает для электронов круговое орбитальное движение и, во-вторых, индуцирует потенциал, который имеет тангенциальную направленность к орбите электронов, и ускоряет их. В современных бетатронах электроны ускоряются до энергии 100 МэВ. Они отличаются относительной простотой и компактностью, что делает их незаменимыми в прикладных исследованиях.

Следующим шагом в развитии ускорителей высоких энергий явилось открытие принципа автофазировки, сделанное независимо российским ученым В. И. Векслером и американским Э. Макмилланом. Эта идея нашла воплощение в синхротроне, в котором частицы ускоряются высокочастотным ускоряющим потенциалом в возрастающем магнитном поле (рис. 14.4).

Этот метод ускорения открыл новые перспективы в технике ускорения заряженных частиц и позволил сконструировать два типа ускорителей — электронный синхротрон и протонный синхротрон, который используется также для ускорения тяжелых ионов. Современные протонные синхротроны позволяют получить пучки протонов с энергиями 1000 ГэВ (1 ТэВ). В отличие от циклотронов, магнитное поле в синхротронах формируется только в обла-

Поэтому следующим этапом в развитии ускорителей явилось использование циклических ускорителей — циклотронов. В этих ускорителях, в отличие от линейных, ускоряемые ионы многократно пересекают ускоряющие электроды (дуанты). В ускоряемом пространстве ионы удерживаются перпендикулярным магнитным полем (см. рис. 14.3).

Ускоряемые частицы инжектируются из специального источника в центр вакуумной камеры ускорителя. Стартуя из центра и ускоряясь между дуантами дважды за один оборот, частицы двигаются по спирали, с каждым оборотом наращивая свою энергию. Изменение напряжения на дуантах соответствует полу-

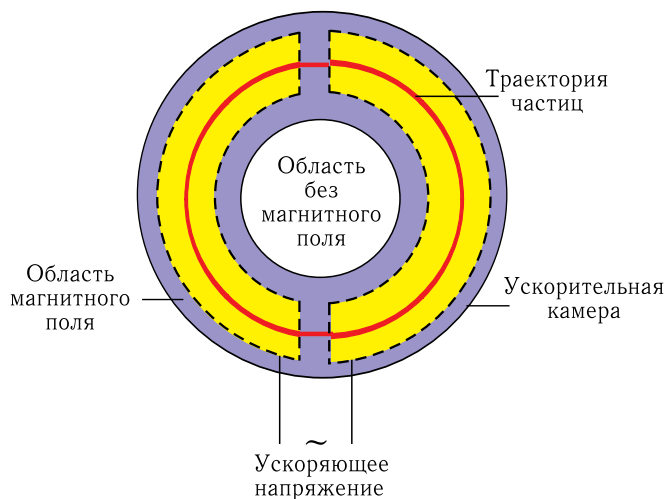


Рис. 14.4. Схема синхротрона

сти кольца, в котором ускоряются частицы. Поэтому электромагниты расставляются вокруг кольца. Диаметр орбит современных синхротронов высоких энергий достигает нескольких сотен метров, тогда как объем магнитного поля меньше, чем у циклотронов. С помощью классических циклотронов в принципе нельзя ускорять электроны. Поэтому в 1945 г. В. И. Векслер предложил новый тип ускорителя электронов — микротрон. В микротроне электроны движутся по кривым магнитного поля с одинаковой тангенциальной направляющей. Ускоряющий высокочастотный электрод имеет изогнутую форму вокруг точки касания тангенциальных орбит.

Дальнейшее совершенствование циклотронных методов ускорения связано с появлением синхроциклотронов и изохронных циклотронов. Синхроциклотрон отличается от классического циклотрона тем, что ускоряющее напряжение подается на электроды не с постоянной частотой — эта частота варьируется в зависимости от длительности цикла ускоряемых частиц. Изохронный циклотрон отличается от классического действием магнитного поля вдоль орбиты ускоряемой частицы. В классическом циклотроне это поле постоянно вдоль орбиты и увеличивается с радиусом ускорения; в изохронном циклотроне, наоборот, движущаяся по орбите частица испытывает действие магнитного поля, которое меняется по азимуту. Синхроциклотрон и релятивистский циклотрон позволяют получить энергии частиц до нескольких сотен МэВ.

Еще одним типом ускорителей являются кольцевые циклотроны (ускорители со встречными пучками). Накопительные кольца имеют несколько иные принципы получения пучков, нежели ускорители. В обычном ускорителе пучок частиц при взаимодействии с фиксированной мишенью расходует часть своей энергии на кинетическую энергию продуктов, тем самым истинная энергия взаимодействия, определяемая скоростью относительного движения частицы и продуктов, будет намного меньше. Метод встречных пучков, используемый в накопительных кольцах, позволяет исключить эти трудности,

используя возможность взаимодействия в накопительных кольцах двух пучков, ускоренных в противоположных направлениях. Этот метод, предложенный впервые в Новосибирске академиком Г. И. Будкером, в настоящее время используется при получении пучков сверхвысоких энергий.

Существующие ускорители (а их в настоящее время насчитывается более 10 тысяч) делятся на две группы — исследовательские ускорители и ускорители для прикладных исследований. К первой группе относятся ускорители для исследований в области ядерной физики и физики элементарных частиц, радиохимии, физики твердого тела и др. Ко второй группе — ускорители для практического использования: облучения природных образцов (активационного анализа), радиотерапии (медицина), производства радиоизотопов, для технологических облучений различных материалов, применяемых в индустрии, радиологии и др. Основными ускорителями, позволяющими получать высокие энергии и интенсивности пучков заряженных частиц, являются циклотроны, синхротроны, линейные ускорители и ускорители на встречных пучках. Эти типы современных ускорителей будут рассмотрены ниже.

14.2. Циклотроны

Идея циклического ускорителя принадлежит Э. Лоуренсу, который создал в 1931 г. 12-см циклотрон в Беркли (США). Особенностью циклических ускорителей является то, что время, за которое частица проходит пол оборота, не зависит от радиуса ускорения, — так, двигаясь по спирали, частица увеличивает радиус, при этом возрастает энергия и, соответственно, скорость частицы. Увеличение длины траектории компенсируется увеличением скорости. Если полупериод ускоряющего напряжения соответствует времени пол оборота частицы, то ускоряющее поле меняется при прохождении частицы через ускоряющий зазор, и частицы с каждым прохождением зазора наращивают свою энергию. Действующие на частицы лоуренсовские силы F при их движении по орбитам приводят к необходимости сообщения частицам центростремительного ускорения, поддерживающего круговое движение частицы по орбите с мгновенным радиусом r . В этом случае

$$F = qvB = \frac{mv^2}{r}, \quad (14.2)$$

где q — заряд частицы; v — ее скорость; B — магнитное поле.

Время, необходимое для пол оборота частицы, можно определить с помощью следующего выражения:

$$t = \frac{\pi r}{v} = \frac{m\pi}{qB}. \quad (14.3)$$

Частота обращения частицы определяется следующим образом:

$$v = \frac{1}{2t} = \frac{qB}{2\pi m}. \quad (14.4)$$

Эту частоту называют циклотронной резонансной частотой для заряженной частицы с массой m . Из выражения (14.3) следует, что v и B связаны

между собой (для данного поля частота может иметь строго определенное резонансное значение). Скорость увеличивается с каждым оборотом частицы по спирали, и максимальная величина скорости, соответствующая максимальному радиусу R , в соответствии с выражением (14.4) определяется как

$$V_{\max} = \frac{qBR}{m}. \quad (14.5)$$

Тогда максимальная кинетическая энергия частицы:

$$T = \frac{1}{2}mV_{\max}^2 = \frac{q^2B^2R^2}{2m}. \quad (14.6)$$

Из выражения (14.5) следует, что для получения достаточно высоких энергий циклотронным методом необходимо строить циклотроны с высоким значением магнитного поля B и большим радиусом. Однако с увеличением энергии ускоряемой частицы до определенной величины начинают играть роль релятивистские эффекты, и значение импульса mv в выражении (14.2) заменяется на γmv , где $\gamma = (1 - v^2/E^2)^{-1/2}$, и, как следует из выражения (14.4), для сохранения резонансных условий с увеличением частоты ν необходимо одновременно увеличить B . В классических циклотронах с фиксированными ν и B релятивистский эффект не компенсируется, что накладывает ограничение на их размеры. Так, для протонов максимальная энергия в классическом циклотроне составляет 40 МэВ, что соответствует $\gamma = 1,04$. Эта проблема решается с помощью системы варьирования частоты — циклотронной высокочастотной модуляции, реализованной в синхроциклотронах. Высокочастотная модуляция соответствует циклотронной частоте, при которой она меняется от максимального до минимального значения за время движения частицы от центра синхроциклотрона до его края.

Альтернативным решением проблемы увеличения энергии в циклотронах является увеличение магнитного поля по радиусу, компенсирующее релятивистское увеличение массы частицы при ее движении по орбите. Однако в этом варианте происходит дефокусировка пучка из-за искривленных магнитно-силовых линий поля. Эта проблема решается специальной искривленной формой ускоряющих секторов, имеющих по радиусу разную толщину. Такие ускорители с азимутальной вариацией поля (АВП) называются АВП-циклотроны. Преимущество их над синхроциклотронами заключается в возможности получения постоянного во времени пучка (не импульсного), а также высоких интенсивностей (порядка 100 мкА). Одним из первых АВП-циклотронов является окриджский (США) изохронный циклотрон (ORIC), построенный в 1961 г. и имеющий пучок протонов с энергией 75 МэВ и интенсивностью 100 мкА. На нем также ускоряются тяжелые ионы вплоть до Кг с энергией до 100 МэВ. Циклотронная частота меняется в зависимости от массы частицы от 22,5 (для протонов) до 3,7 МГц (для $^{84}\text{Kг}$). Специальная форма трех ускоряющих секторов приводит к увеличению поля по радиусу на 8%. К большим АВП-циклотронам следует отнести ускоритель TRIUMF в Ванкувере (Канада) (протоны с энергией 520 МэВ) и циклотрон SIN в Цюрихе (Швейцария) (протоны с энергией 590 МэВ). Важной характери-

стикой циклотронов является способность ускорять тяжелые ядра с массой A и зарядом Z . Эта способность определяется коэффициентом K :

$$K = \frac{AT}{Z^2}. \quad (14.7)$$

Принимая во внимание значение T , из выражения (14.6) можно получить

$$K = \frac{e^2 B^2 R^2}{2m}. \quad (14.8)$$

Таким образом, K зависит только от конструктивных параметров циклотрона (B и R) и соответствует энергии (в МэВ), до которой могут быть ускорены протоны ($A = 1$, $Z = 1$). Тяжелые ионы ускоряются до энергии KZ^2/A . В табл. 14.2 представлены значения K для некоторых циклотронов тяжелых ионов. Между тем величина максимальной энергии тяжелых ионов в циклотронах существенно ограничена конструктивными параметрами. Решение этой проблемы находят в создании тандемов из нескольких циклотронов или из линейного ускорителя и циклотрона. Такие системы из нескольких ускорителей существуют в ряде лабораторий. В Национальной лаборатории GANIL (Франция) используются даже 3 циклотрона (см. табл. 14.2).

Таблица 14.2. Значения коэффициента K для ряда циклотронов тяжелых ионов

Научный центр	Место нахождения	Инжектор	Основной циклотрон
HNIRF	Ок-Ридж, США	25-МэВ тандем	$K = 90$
NSCL	Ист-Лэнсинг, США	$K = 50$	$K = 500$
GANIL	Кан, Франция	$K = 25$	$K = 400 + K = 400$
ОИЯИ	Дубна, Россия	$K = 156$	$K = 250$
CYCLONE	Лувен, Бельгия	—	$K = 110$
	Чок-Ривер, Канада	13-МэВ тандем	$K = 520$

Энергия пучков в таких ускорителях для легких ионов (C, O) составляет несколько сотен МэВ/нуклон, а интенсивность — несколько мкА, для более тяжелых ионов ($A > 150$) — энергия 5–10 МэВ/нуклон и интенсивность несколько десятков нА.

14.3. Синхротроны

Развитие циклотронов или синхроциклотронов для более высоких энергий (более 1 ГэВ) приводит к необходимости создания подобных машин большого радиуса. Однако стоимость таких ускорителей возрастает в кубической степени от их энергии (стоимость создания циклотрона с энергией ~ 560 МэВ составляет 10^8 долларов США). Решают эту проблему ускорители типа синхротронов, в которых магнитное поле и резонансная частота варьируются. Магнитное поле в таких машинах расположено по кольцу, в котором ускоряются частицы (см. рис. 14.3). Ускорение частиц происходит резонансным электрическим полем, создаваемым в ускоряющих зазорах синхротрона. С увеличением энергии резонансная частота также увеличивается.

Одновременно с частотой увеличивается магнитное поле при постоянном радиусе ускорения. (Здесь магнитное поле меняется во времени в отличие от АВП-циклотронов, где оно меняется по радиусу.) Частица с зарядом e движется по окружности радиусом r в магнитном поле B и имеет импульс $p = erB$. Полная релятивистская энергия частицы:

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^2} = \sqrt{e^2 r^2 B^2 c^2 + m^2 c^4}. \quad (14.9)$$

Исходя из основного условия для циклотронов, определяемого выражением (14.4), мы получим:

$$v = \frac{eBc^2}{2\pi\sqrt{e^2 r^2 B^2 c^2 + m^2 c^4}}. \quad (14.10)$$

Для данного r уравнение (14.10) дает соотношение между B и v , необходимое для синхронизации.

Поскольку в синхротронах варьируется частота и магнитное поле, то эти ускорители работают в основном в импульсном режиме, что приводит к проблеме стабильности пучка, пульсирующего во времени и пространстве. Решение проблемы фокусировки пучка в синхротронах происходит в основном переменным фокусирующим градиентом (ПГ) магнитного поля. Магниты помещаются в ускоряющих секторах и имеют форму, позволяющую увеличивать или уменьшать радиальный градиент поля. Эти элементы чередуются, и в результате в центре кольца создается поле с тем же значением, что и в секторе, но в одном уменьшающееся с радиусом, а в другом, наоборот, — увеличивающееся. Изменение поля в зависимости от r довольно сильно: $B \approx r^{+n}$ или $B \approx r^{-n}$ в альтернативном секторе ($n \sim 300$). Первые синхротроны для ускорения электронов, когда $cp \gg mc^2$, имели постоянную орбитальную частоту. Эти машины, построенные в 1950-х гг., имели энергию до нескольких сотен МэВ. Использование ПГ-фокусировки, осуществленное впервые в кэмбриджском электронном ускорителе, позволило получить в конце 1960-х гг. энергию 6 ГэВ при радиусе орбит 36 м. Аналогичная машина DESY (Гамбург, Германия), построенная в 1965 г., дала пучок электронов с энергией 7 ГэВ. Ее дальнейшее развитие с использованием накопительного кольца позволило ускорять электроны до 35 ГэВ.

Первый протонный синхротрон («Космотрон») был создан в Брукхейвене (США) в 1952 г. и ускорял протоны до энергии 2 ГэВ, имея радиус орбиты 10 м. Почти в то же время в Беркли (США) был запущен 18-метровый протонный синхротрон (бэватрон) с энергией протонов 6,4 ГэВ. Эта энергия была выше порога образования антипротона в реакции $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$. Антипротон был открыт в 1956 г. на бэватроне, за что в 1959 г. О. Чемберлен и Э. Сегре получили Нобелевскую премию. В 1960 г. в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) был запущен протонный синхротрон с энергией протонов 28 ГэВ. Почти в то же время в Серпухове (Россия) был запущен 70-ГэВ протонный ПГ-синхротрон. Дальнейшее развитие ускорительной техники, в частности фокусирующих квадрупольных магнитов и высокочастотных систем, позволило создать самые мощные в настоящее время 500-ГэВ протонный синхротрон в Национальной лаборатории им. Э. Ферми (Бата-

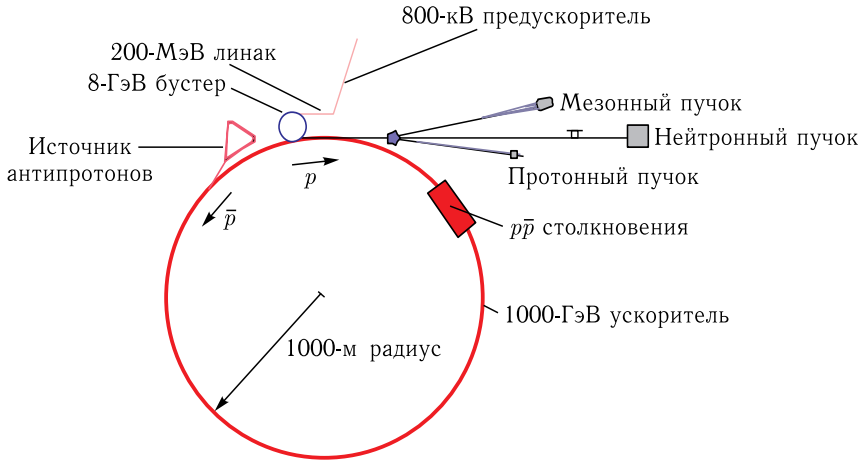


Рис. 14.5. Схема протонного синхротрона Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (Батавия, США)

вия, США) и 400-ГэВ суперпротонный синхротрон (SPS) в ЦЕРН. В Батавии предускорение осуществляется в три этапа (см. рис. 14.5). На первом этапе происходит ускорение протонов до энергии 0,8 МэВ, которые инжектируются в 200-МэВ линейный ускоритель, а затем в 8-ГэВ «бустер» — синхротрон. Радиус самого протонного синхротрона 1000 м. Ускоритель дает импульс протонов длительностью 1 с каждые 12 с. Магнит синхротрона потребляет мощность 36 МВ (такой мощности достаточно для снабжения электроэнергией небольшого города). Дальнейшее развитие ускорителей этого типа путем замены магнитов на сверхпроводящие позволило получать энергию протонов до 1000 ГэВ (1 ТэВ). Обсуждается проект развития этого синхротрона на основе сверхпроводящих магнитов, который позволит получать энергию протонов до 20 ТэВ. Диаметр кольца при этом будет составлять 30 км.

14.4. Линейные ускорители

Линейные ускорители частиц, или, как их еще называют, линаки, относятся к отдельному классу ускорителей с прямолинейной траекторией частиц. Особенностью этих ускорителей является их относительно низкая стоимость по сравнению с магнитами циклотронов, а также отсутствие дефокусирующих эффектов, присущих магнитным системам. Пучок проходит через ряд полых цилиндрических электродов, находящихся под высоковольтным потенциалом с меняющейся полярностью. Частицы ускоряются между электродами. Внутри электродов они находятся вне действия поля и свободно дрейфуют (поэтому электроды получили название «дрейфовых трубок») в течение времени, равного половине периода частоты высокого напряжения. Во время дрейфа частицы в электроде полярность меняется на противоположную, и частица ускоряется в следующем промежутке. Если $t/2$ — полупериод изменения напряжения,

то длина n -й дрейфовой трубки для частицы со скоростью v_n будет

$$L_n = \frac{v_n t}{2}. \quad (14.11)$$

Для нерелятивистского случая частицы с зарядом e после прохождения n ускоряющих промежутков с разницей потенциалов V_0 будут иметь кинетическую энергию

$$T_n = neV_0 = \frac{1}{2}mv_n^2. \quad (14.12)$$

Тогда длина дрейфовой трубки будет

$$L_n = \left(\frac{neV_0}{2m} \right)^{1/2}. \quad (14.13)$$

Длина дрейфовых трубок увеличивается как $n^{1/2}$. Для релятивистского случая, когда $v \approx c$, длина дрейфовых трубок постоянна.

Приведем параметры трех наиболее мощных в настоящее время линейных ускорителей. Первый из них, запущенный в 1972 г. в Лос-Аламосе, является частью Лос-аламосской мезонной фабрики (LAMF) (в настоящее время Лос-аламосский нейтронный источник — LANC). Специальный инжектор производит протоны с энергией 0,75 МэВ и впрыскивает их в линейный ускоритель, имеющий 165 дрейфовых трубок, на которые подается высокое напряжение с частотой 200 МГц, где происходит ускорение протонов до 100 МэВ. Третья ступень ускорителя состоит из ускоряющих электродов, на которые подается частота 800 МГц, что позволяет ускорять протоны до энергии 800 МэВ. Этот ускорительный комплекс обладает рекордной интенсивностью пучка протонов (1 мА). Ускоритель был построен для исследования нуклон-нуклонных взаимодействий при промежуточных энергиях (200–800 МэВ), а также для получения высокоинтенсивных пучков мезонов с целью изучения мезон-нуклонных взаимодействий. В настоящее время этот ускоритель используется как источник высокоэнергетических нейтронов в (p, n) -реакциях.

Другой линейный ускоритель (SLAC) работает в Стэнфорде (США) с 1967 г. На нем ускоряются электроны до энергии 30 ГэВ. Частота ускоряющего напряжения на трубках составляет 2856 МГц, а интенсивность пучка электронов — 30 мкА. На SLAC были открыты J/ψ -мезоны и τ -лептоны. На электронных пучках SLAC с помощью вторичного электромагнитного излучения, создаваемого электронами, исследуются свойства твердых тел. Добавление к линейному ускорителю накопительного кольца (см. п. 14.5) позволило существенно расширить возможности SLAC.

Третий тип линака — линейный ускоритель тяжелых ионов в Беркли (США) (SuperHILAC). В этом ускорителе используется инжектор, на котором получают пучки тяжелых ионов с энергией около 9 МэВ/нуклон вплоть до урана, которые затем инжектируются в линейный ускоритель и из него в синхротрон, где тяжелые ионы ускоряются до энергии 2,5 ГэВ/нуклон. Подобный ускоритель тяжелых ионов функционирует в Дармштадте (ФРГ).

14.5. Ускорители со встречными пучками

Для получения новых экзотических частиц нужны ускорители очень высоких энергий. Пусть в результате реакции $p + p \rightarrow p + p + x$ рождается частица x . Энергетический порог для образования этой частицы в лабораторной системе координат можно записать в следующем виде:

$$T_{\text{пор}} = (-Q) \frac{\text{полная масса начальных (1) и конечных (2) частиц}}{2 \times \text{масса частицы мишени}}. \quad (14.14)$$

Здесь $Q = (m_1 - m_2)c^2$.

Для протон-протонных взаимодействий имеем:

$$T_{\text{пор}} = (m_x c^2) \frac{4m_p + m_x}{2m_p} = m_x c^2 \left(2 + \frac{1}{2} \frac{m_x}{m_p} \right). \quad (14.15)$$

В частности, если частицей x является π^0 -мезон ($m_x c^2 = 135$ МэВ), то $T_{\text{пор}} = 280$ МэВ. В случае $p + \bar{p}$ на рождение антипротона необходима энергия $T_{\text{пор}} = 5,63$ ГэВ. Из уравнения (14.14) следует, что для получения частицы тяжелее, чем взаимодействующие частицы, $T_{\text{пор}}$ увеличивается как $(m_x c^2)^2$. Таким образом, увеличение в 10 раз массы частицы, которую хотят получить, приводит к необходимости увеличения энергии ускоряемой частицы в 100 раз.

Решение этой чрезвычайно трудной задачи находят в создании ускорителей на встречных пучках, в которых два пучка с одинаковой энергией движутся в противоположных направлениях. Пороговая энергия для каждого пучка составляет $(m_x c^2)^2$, поэтому, если мы хотим произвести 90-ГэВ частицы, нам надо сталкивать два пучка с энергией только 45 ГэВ, тогда как в случае фиксированной мишени для рождения этих же самых частиц необходимо иметь энергию пучка 4500 ГэВ. Однако при использовании встречных пучков выход продуктов реакции существенно ниже, чем в случае фиксированной мишени. Это объясняется плотностью взаимодействующих частиц. В случае встречных пучков плотность частиц в импульсе составляет порядка 10^{11} частиц/см², тогда как при фиксированной, например, жидководородной мишени эта плотность может достигать 10^{25} атомов/см². Поэтому в последнее время проблема увеличения выхода продуктов реакции решается с помощью накопительных колец. В этих кольцах пучок может удерживаться на циркулярных орбитах до 1 сут. За это время пучок фиксируется в небольшом пространстве и потом выводится из ускорителя. Выигрыш в выходе продуктов реакции при использовании накопительных колец может составлять 10^4 – 10^6 по сравнению с фиксированной мишенью.

Одним из примеров таких ускорителей был протон-протонный коллайдер в ЦЕРН (ISR). Пучок 28-ГэВ протонов от синхротрона инжектировался в два накопительных кольца, где они двигались по орбитам в противоположных направлениях. Энергия пучков составляла 56 ГэВ в системе центра масс, что соответствует энергии 1700 ГэВ в системе фиксированной мишени.

Большой интерес с точки зрения физики элементарных частиц представляет исследование взаимодействия частиц с античастицами. В связи с этим в ЦЕРН, закрыв в 1989 г. ISR, построили $Spp\bar{S}$ -ускоритель, основанный также на двух кольцах, но ускоряющий протоны и антипротоны с энергией

320 ГэВ. Однако число антипротонов было чрезвычайно мало и его фокусировка была затруднена из-за так называемых случайных столкновений, дефокусирующих пучок. Выход из этой ситуации был найден С. ван дер Мером, который предложил способ стохастического охлаждения. Для этого в кольце непрерывно измеряются размеры антипротонного пучка и сигнал от детектора профиля со скоростью, близкой к скорости света, подается к специальному электромагниту, который в случае необходимости компенсирует эффект дефокусировки. Используя ускоритель $SppS$, экспериментаторы ЦЕРН наблюдали W - и Z -частицы, которые испытывали слабое взаимодействие. За это открытие Карло Руббиа и Симон ван дер Мер в 1984 г. получили Нобелевскую премию по физике.

Тэватрон в Национальной лаборатории им. Э. Ферми (США) является модифицированным вариантом $p\bar{p}$ -коллайдера с энергией 1 ТэВ. Разрабатываются проекты коллайдеров для тяжелых ионов с энергией до 100 ГэВ. Эти ускорители будущего поколения позволят получать ядра в экстремальных состояниях и моделировать условия образования и распада суперновых и нейтронных звезд во Вселенной.

В 2008 г. был запущен Большой адронный коллайдер (сокращенно БАК; Large Hadron Collider, LHC) — ускоритель заряженных частиц на встречных пучках, предназначенный для ускорения протонов и тяжелых ионов (ионов свинца) и изучения продуктов их взаимодействия. Коллайдер построен в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) на границе Швейцарии и Франции недалеко от Женевы. БАК является самой крупной экспериментальной установкой в мире. «Большим» БАК назван из-за своих размеров: длина основного кольца ускорителя составляет 26 659 м, «адронным» — из-за того, что он ускоряет адроны, т. е. частицы, состоящие из кварков, «коллайдером» (от collide — «сталкиваться») — из-за того, что пучки частиц ускоряются в противоположных направлениях и сталкиваются в специальных местах — внутри детекторов элементарных частиц.

Идея проекта Большого адронного коллайдера родилась в 1984 г. и была официально одобрена десятью годами позже. Его строительство началось в 2001 г., а запуск состоялся в 2008 г. В ускорителе сталкиваются протоны с суммарной энергией 14 ТэВ ($14 \cdot 10^{12}$ эВ) в системе центра масс налетающих частиц, а также ядра свинца с энергией 5,5 ГэВ ($5,5 \cdot 10^9$ эВ) на каждую пару сталкивающихся нуклонов. Таким образом, БАК является самым высокоэнергетичным ускорителем элементарных частиц в мире, на порядок превосходя по энергии своих ближайших конкурентов — протон-антипротонный коллайдер тэватрон, который в настоящее время работает в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (США), и релятивистский коллайдер тяжелых ионов RHIC, работающий в Брукхейвенской национальной лаборатории (США). Ускоритель с длиной кольца 26,7 км расположен в туннеле на глубине около ста метров под землей. Для удержания и коррекции протонных пучков используются 1624 сверхпроводящих магнита, общая длина которых превышает 22 км. Магниты работают при температуре 1,9 К (-271 °С).

Скорость частиц в БАК на встречных пучках близка к скорости света в вакууме. Разгон частиц до таких больших скоростей достигается в несколько этапов. На первом этапе низкоэнергетичные линейные ускорители Linac 2

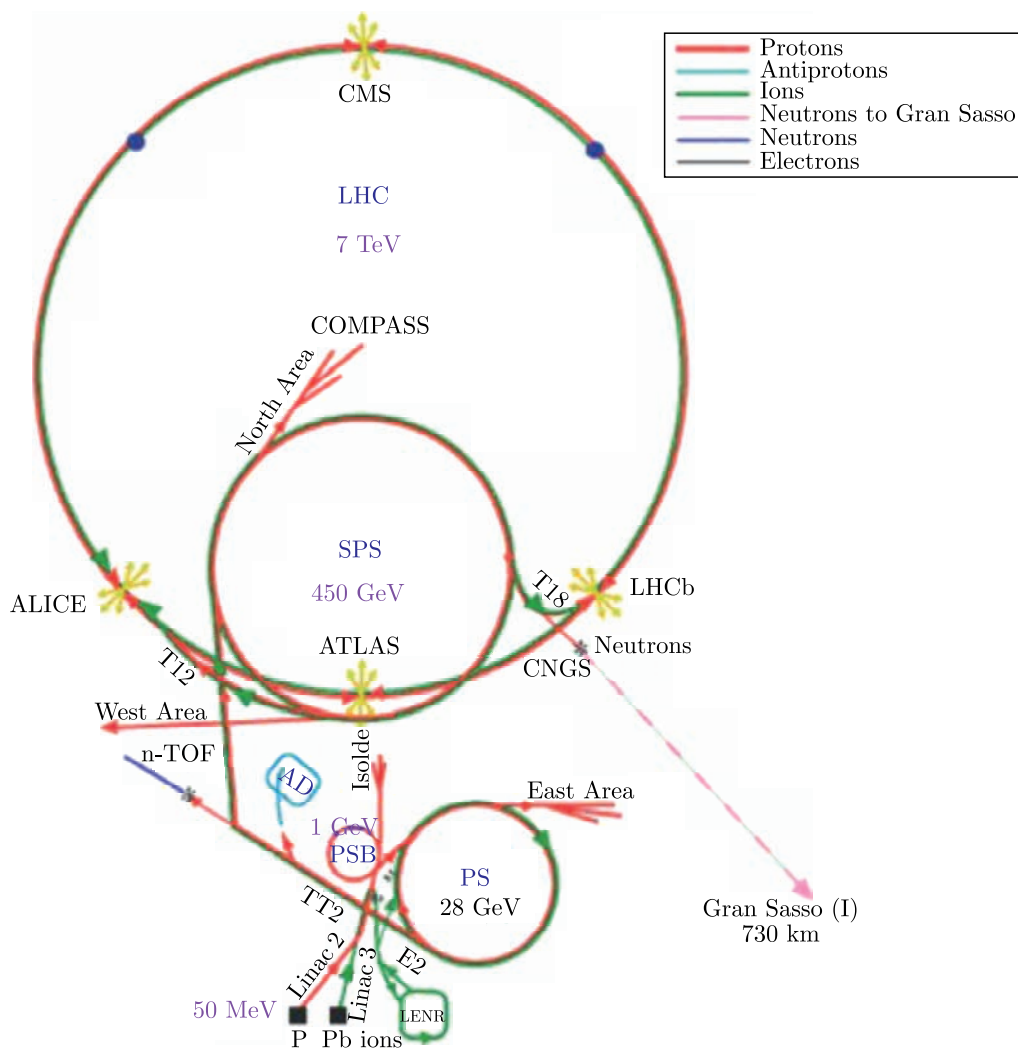


Рис. 14.6. Большой адронный коллайдер

и Linac 3 производят инжекцию протонов и ионов свинца для дальнейшего ускорения. Затем частицы попадают в PS-бустер и далее в сам PS (протонный синхротрон), приобретая энергию 28 ГэВ. После этого ускорение частиц продолжается в SPS (протонном суперсинхротроне), где энергия частиц достигает 450 ГэВ. Затем пучок направляют в главное 26,7-километровое кольцо, и в точках столкновения детекторы фиксируют происходящие события. На БАК работает шесть детекторов (рис. 14.6):

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment),
- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS),
- CMS (Compact Muon Solenoid),
- LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment),

- TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement),
- LHCf (Large Hadron Collider forward).

Детекторы ATLAS и CMS предназначены для поиска бозона Хиггса и «нестандартной физики», в частности темной материи, ALICE — для изучения кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов свинца, LHCb — для исследования физики b -кварков, что позволит лучше понять различия между материей и антиматерией, TOTEM — для изучения несталкивающихся частиц (forward particles), что позволит точнее измерить размер протонов, а также контролировать светимость коллайдера, и, наконец, LHCf — для исследования космических лучей, моделируемых с помощью тех же несталкивающихся частиц.

В Дубне создается коллайдер NICA (англ. Nuclotron-based Ion Collider fAcility) — коллайдер протонов и тяжелых ионов (рис. 14.7) на базе Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина Объединенного института ядерных исследований. Ускорительный комплекс создается для исследования физики частиц в ранее недоступной области параметров и условий эксперимента — получения интенсивных пучков тяжелых ионов и поляризованных ядер с целью поиска смешанной фазы ядерной материи и исследования поляризационных эффектов в области энергий до $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ/нуклон. Одна из основных научных задач проекта NICA — исследование фазовой диаграммы сильно сжатой барионной материи в лабораторных условиях. Подобная материя существует лишь в нейтронных звездах и ядрах сверхновых звезд, в то время как на ранних стадиях существования Вселенной наблюдаемая материя имела исчезающе малую барионную плотность. Для создания материи с высокой плотностью в лабораторных условиях используется столкновение тяжелых ионов, в которых значительная часть энергии пучка расходуется на возникновение новых адронов и возбуж-

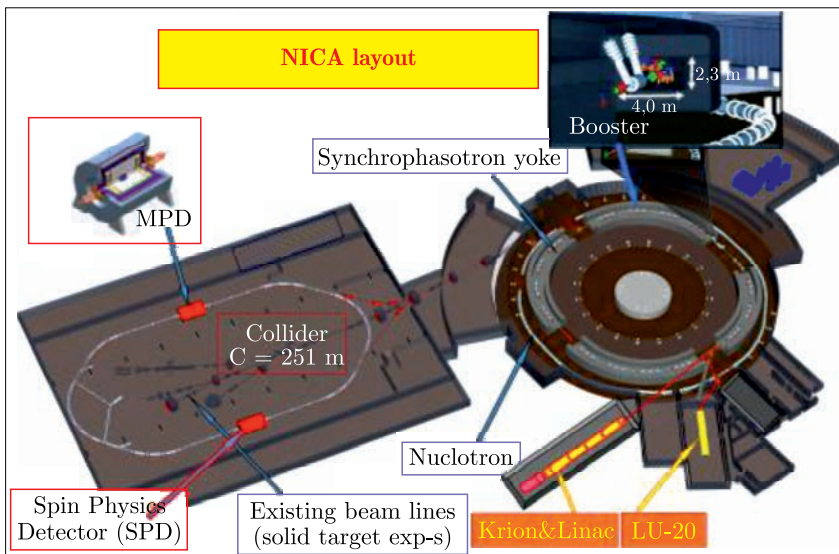


Рис. 14.7. Схематическое представление мегапроекта NICA в Дубне

дение резонансов, свойства которых могут быть заметно модифицированы окружающей горячей и плотной средой. При очень высоких температурах или плотностях эта смесь адронов разбивается на составные части — кварки и глюоны, образуя новое агрегатное состояние материи — кварк-глюонную плазму.

Новый ускорительный комплекс NICA будет обеспечивать пучки различных частиц с широким спектром параметров.

Такие ускорители будущего поколения позволят получать ядра в экстремальных состояниях и моделировать условия образования и распада суперновых и нейтронных звезд во Вселенной.

14.6. Ускорение тяжелых ионов

Уже вскоре после первых работ по ускорению тяжелых ионов стало ясно, что для дальнейшего развития этого перспективного направления необходимо сооружение специальных ускорителей.

Первые попытки ускорения тяжелых ионов были предприняты Л. Альваресом (США) в 1940 г. на циклотроне с диаметром полюсов 37 дюймов (93 см) в Калифорнийском университете (Беркли, США). Ему удалось получить пучки 6-зарядных ионов ^{12}C очень малой интенсивности. Немного позднее (1941–1942 гг.) там же на циклотроне с большим диаметром полюсов (60 дюймов) были получены более интенсивные пучки ионов ^{12}C (до 10^4 частиц в секунду).

Быстрый прогресс в ускорении тяжелых ионов начался в послевоенные годы. Уже в начале 1950-х гг. интенсивные (до 10^{11} частиц в секунду) пучки ионов ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne с энергиями до 10 МэВ/нуклон были получены на циклотронах в Беркли и Ок-Ридже (США), в Бирмингеме (Великобритания), в Стокгольме (Швеция).

В России исследования с тяжелыми ионами были начаты по инициативе И. В. Курчатова в Институте атомной энергии (Москва) группой физиков под руководством Г. Н. Флерова. На 1,5-метровом циклотроне были ускорены ионы углерода, азота и кислорода и проведены успешные эксперименты по исследованию ядерных реакций и синтезу трансурановых элементов. В Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе (Ленинград) были ускорены ионы ^{14}N с энергией до 3 МэВ/нуклон на циклотроне с диаметром полюсов 1 м. На пучке этих ионов был выполнен большой цикл работ по кулоновскому возбуждению ядер.

Параметры пучков ионов (их энергия и интенсивность), которые могут быть достигнуты при их ускорении, в значительной степени определяются их начальным зарядом. Отсюда следуют требования к ионным источникам ускорителей: они должны обеспечивать высокую интенсивность ионов с максимальным зарядом. Большой успех в создании источников многозарядных ионов был достигнут в Институте атомной энергии группой специалистов под руководством Л. А. Арцимовича. Разработанный этой группой мощный дуговой источник с подогревным катодом позволял получать почти полностью лишенные электронов ионы вплоть до неона с интенсивностями до сотен мкА.

В 1960-е гг. сформировались основные направления, по которым шло развитие ускорительной техники тяжелых ионов. Они были связаны с созданием тандем-генераторов, линейных ускорителей и циклотронов. Каждый из этих типов ускорителей имеет свои преимущества и недостатки и, следовательно, свою область применения.

Действие тандем-генераторов основано на прохождении ионом двух ускоряющих промежутков, к которым приложено высокое постоянное напряжение (до 15–30 МВ), и на изменении знака заряда иона между промежутками. Основным преимуществом тандем-генераторов является высокая монохроматичность пучка ионов ($\Delta E/E \sim 10^{-4}$). Однако интенсивность пучка ионов невелика (не превышает 1–2 мкА), а высокая энергия (выше кулоновского барьера) достигается лишь для сравнительно легких ионов.

В линейных ускорителях ионы приобретают энергию при последовательном прохождении большого числа ускоряющих промежутков, к которым приложено переменное электрическое поле. Изменение его синхронизировано с движением ионов так, что в каждом промежутке ион попадает в ускоряющее поле (в резонанс). Обычно в источнике получают ионы с малым зарядом, которые после ускорения до определенной энергии проходят через обдирающую фольгу и увеличивают свой заряд. В результате этого происходит более эффективное ускорение ионов с большим зарядом. Линейные ускорители позволяют получать достаточно интенсивные пучки ионов практически всех элементов Периодической таблицы Менделеева с энергией до 10–20 МэВ/нуклон.

В циклотронах ускорение ионов также носит резонансный характер, но в отличие от линейного ускорителя ионы движутся по спиральной траектории в магнитном поле и многократно проходят один и тот же ускоряющий промежуток. В источнике получают ионы с большим зарядом, который не меняется в процессе ускорения.

Для получения ионов с энергиями в сотни МэВ/нуклон и больше используются ускорители высоких энергий (синхроциклотроны и синхрофазотроны). Примером может служить ускоритель нуклотрон в Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований (Дубна), на котором получены пучки тяжелых ионов с энергией в несколько ГэВ/нуклон.

14.7. Ускорение радиоактивных ядер

На рассмотренных выше установках проводится ускорение стабильных ядер, имеющих в природе. Однако для дальнейшего углубления наших представлений о структуре ядра необходим более широкий набор ускоренных ионов. Например, использование ядер с избытком протонов или нейтронов позволит получить в реакциях с ними еще более нейтронно- или протонно-избыточные ядра, лежащие на границе или даже за границей нуклонной стабильности. Исследование реакций с необычными ядрами является важным источником сведений о таких деталях их структуры, которые нельзя получить при изучении их распада.

Экспериментальные исследования с использованием пучков радиоактивных ядер — новое, интенсивно развивающееся направление физики тяжелых ионов. Исследования в этом направлении расширяются, что объясняется появлением во многих странах мира новых мощных ускорителей тяжелых ионов средних и промежуточных энергий. Это ускорительный комплекс UNILAC–SIS–ESR в Дармштадте (ФРГ), ускорительный комплекс GANIL в Кане (Франция), циклотронный комплекс тяжелых ионов RIKEN (Япония), сверхпроводящий циклотрон в Мичигане (США), циклотронный комплекс тяжелых ионов с накопительным кольцом в Ланьчжоу (Китай), сверхпроводящий циклотрон в Катании (Италия), циклотронный комплекс тяжелых ионов в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ в Дубне (Россия). Новое поколение ускорителей, позволяющее получать высокоэффективные (до 10^{14} частиц в секунду) пучки заряженных частиц от протонов и ядер гелия до ионов урана, дало начало новому этапу исследований ядер с использованием пучков радиоактивных ядер.

Это новое направление ядерной физики уже позволило обнаружить ряд интересных явлений, связанных со свойствами ядер, удаленных от области β -стабильности. Для этого использовались пучки радиоактивных ядер с интенсивностью 10^2 – 10^7 с⁻¹. При такой интенсивности были проведены эксперименты по изучению взаимодействия радиоактивных ядер с веществом мишени. Измерены сечения их взаимодействия, и из их анализа получена информация о нуклонных радиусах ядер. Обнаружен аномально высокий радиус распределения нейтронов («нейтронное гало») в ядре ^{11}Li , ведутся поиски «нейтронных гало» в нейтронно-избыточных ядрах ^6He , ^8He , ^{14}Be и др., а также «протонных гало» (аномально высокого радиуса распределения протонов) в нейтронно-дефицитных ядрах ^8B , ^{17}Ne и др.

На рис. 14.8 представлена «дорожная карта» создания ускорительных комплексов пучков радиоактивных ядер, из которой видно, что многие крупные центры мира будут располагать возможностью получения таких пучков. А в будущем планируется реализовать общеевропейский проект фабрики пучков радиоактивных ядер — EURISOL.

Использование пучков радиоактивных ядер в физических исследованиях сводится к трем задачам: получение самих пучков соответствующей интенсивности, ускорение их до необходимой энергии и регистрация продуктов ядерных реакций с радиоактивными ядрами.

Существуют два основных способа генерации радиоактивных ядер в реакциях с заряженными частицами. Первый способ заключается в использовании пучков тяжелых ионов, ускоренных до энергии более 30 МэВ/нуклон, с последующей бомбардировкой ими мишеней. В этом случае происходит фрагментация бомбардирующих ионов с образованием ядер-продуктов реакции в широком диапазоне зарядов и масс, имеющих узкое, направленное вперед угловое распределение и скорости, сравнимые со скоростью первичного пучка. После выделения по Z и A необходимых ядер с помощью магнитных фрагмент-сепараторов можно использовать полученные пучки радиоактивных ядер без их последующего ускорения. Второй способ предполагает ускорение протонов или тяжелых ионов с энергией от 30 МэВ/нуклон до нескольких ГэВ/нуклон с последующей бомбардировкой толстой мишени, поглощающей

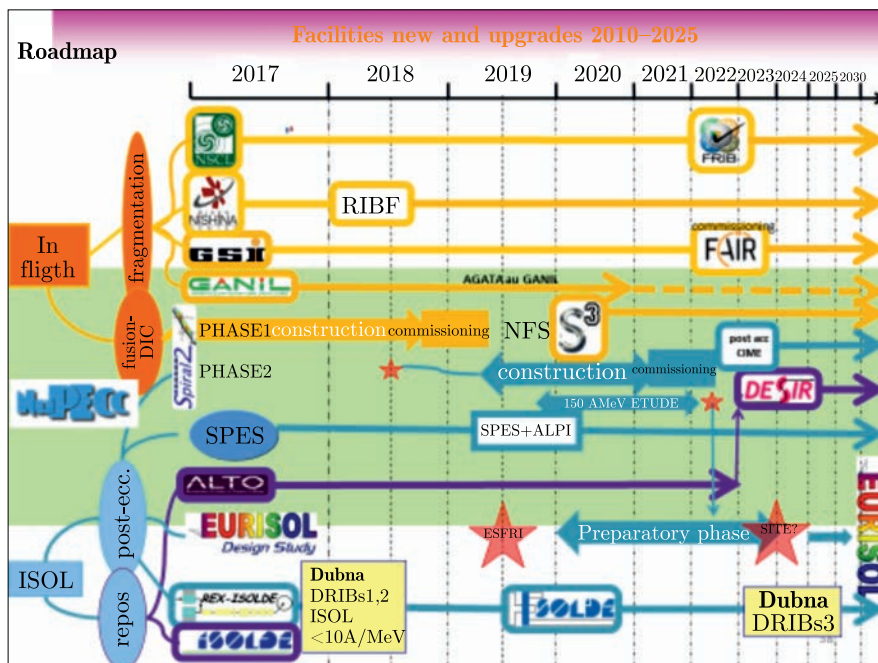


Рис. 14.8. «Дорожная карта» Европейского физического общества (NUPEC) реализации проектов ускорительных комплексов пучков радиоактивных ядер

всю энергию бомбардирующей частицы. В этом случае в результате реакции фрагментации ядер под действием высокоинтенсивных пучков образуются радиоактивные ядра-продукты реакции в широком диапазоне Z и A , которые остаются в веществе мишени. Для дальнейшего использования этих ядер их нужно извлечь из мишени и ускорить до необходимой энергии. Это достигается путем применения специальных масс-сепараторов в комплексе с системой транспорта ионов и последующего ускорения.

Преимущества первого способа — возможность получения пучков короткоживущих ядер с временем жизни до нескольких сотен микросекунд. Однако из-за ограничения толщины мишени (~ 500 мг/см²) выход радиоактивных ядер оказывается не таким высоким, как в случае полного поглощения иона в мишени. Для получения интенсивных пучков радиоактивных ядер с относительно высоким временем жизни ($\geq 0,1$ с) используется, как правило, второй способ. Ограничение на время жизни таких ядер объясняется временем их диффузии из мишени.

Существует также проект получения пучков радиоактивных ядер, источником которых будет высокопоточный ядерный реактор. Облучая потоком тепловых нейтронов в активной зоне такого реактора мишень из ^{235}U , можно получить высокий выход осколков с массой $A = 80-100$.

Другой метод получения интенсивных пучков осколков деления основан на реакциях фотоделения, в которых используется поток гамма-квантов, получаемый на высокопоточных электронных ускорителях с энергией 50 МэВ. В специальном конвертере пучок электронов преобразуется в γ -кванты.

Транспортируя затем радиоактивные ядра до источника многозарядных ионов и ускоряя их на циклотроне при полной эффективности всей системы $\sim 10^{-4}$, можно получить пучки радиоактивных ядер в области осколков деления с интенсивностью до 10^{10} с^{-1} .

Интенсивность вторичных пучков может быть представлена простой зависимостью:

$$I_{\text{втор}} = I_{\text{перв}}(N_A/M)\sigma d\varepsilon_{\text{вых}}\varepsilon_{\text{транспорт}}\varepsilon_{\text{ионизац}}\varepsilon_{\text{ускор}}, \quad (14.16)$$

где σ — полное сечение реакции (см^2); d — толщина мишени ($\text{г}/\text{см}^2$); M — массовое число элемента мишени; N_A — число Авогадро и ε — эффективность соответствующих процессов от выхода ядра из мишени ($\varepsilon_{\text{вых}}$) до вывода из постускорителя ($\varepsilon_{\text{ускор}}$). Поэтому, рассматривая различные методы получения пучков радиоактивных ядер, необходимо учитывать все эти факторы, которые должны приводить к их максимальной интенсивности.

Схематически один из методов получения пучков радиоактивных ядер представлен на рис. 14.9. Первичный пучок тяжелых ионов, полученный в ускорителе, бомбардирует производящую мишень. Продукты реакции, вылетающие из мишени, расположенной в фокусе первого разделяющего дипольного магнита, попадают в фокальную плоскость этого магнита, где потом с помощью щели выделяются определенные ядра в соответствии с их магнитной жесткостью:

$$B\rho = k(A/q)[(1 + v/2m_u)]^{1/2}\sqrt{a^2 + b^2}, \quad (14.17)$$

где B — магнитное поле спектрометра; ρ — радиус кривизны траектории в дипольном магните; q — ионный заряд продукта реакции; m_u — единица атомной массы (931,5 МэВ); $k = (2m_u/c)^{1/2} = 0,1438$; v — скорость продукта.

Вторая часть спектрометра компенсирует дисперсию в первой его части и фокусирует пучок в фокальной плоскости спектрометра. Из выражения (14.17) ясно, что ядра, имеющие одну и ту же скорость (v), разделяются в соответствии с их соотношением A/q . В связи с тем, что разные продукты реакции могут иметь одинаковые соотношения A/q , для их дополнительного разделения используется селекция по разности потерь энергии в специальном поглотителе в сочетании с вторым диполем, а также электростатическое разделение с помощью специального электрического конденсатора. В результате этого на выходе из спектрометра получают пучок ядер, полностью очищенный от первичного пучка (коэффициент очистки составляет $\sim 10^{10}$), с энергией, близкой к энергии бомбардирующего пучка (в случае реакции фрагментации бомбардирующего иона). Интенсивность пучков некоторых радиоактивных ядер в этом способе их получения может достигать $10^7 - 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Другой метод, основанный на использовании магнитного изотопного сепаратора, как уже отмечалось, позволяет получать более интенсивные пучки радиоактивных ядер из-за использования мишеней с максимально возможной толщиной. Таким образом, этот метод, в принципе, превосходит метод фрагментации тяжелых ионов по интенсивности радиоактивного пучка, а также из-за возможности получить пучок с высоким энергетическим разрешением.

Особые требования в этом методе получения пучков радиоактивных ядер предъявляются к мишеням и ионным источникам. Толщина мишени (d) может

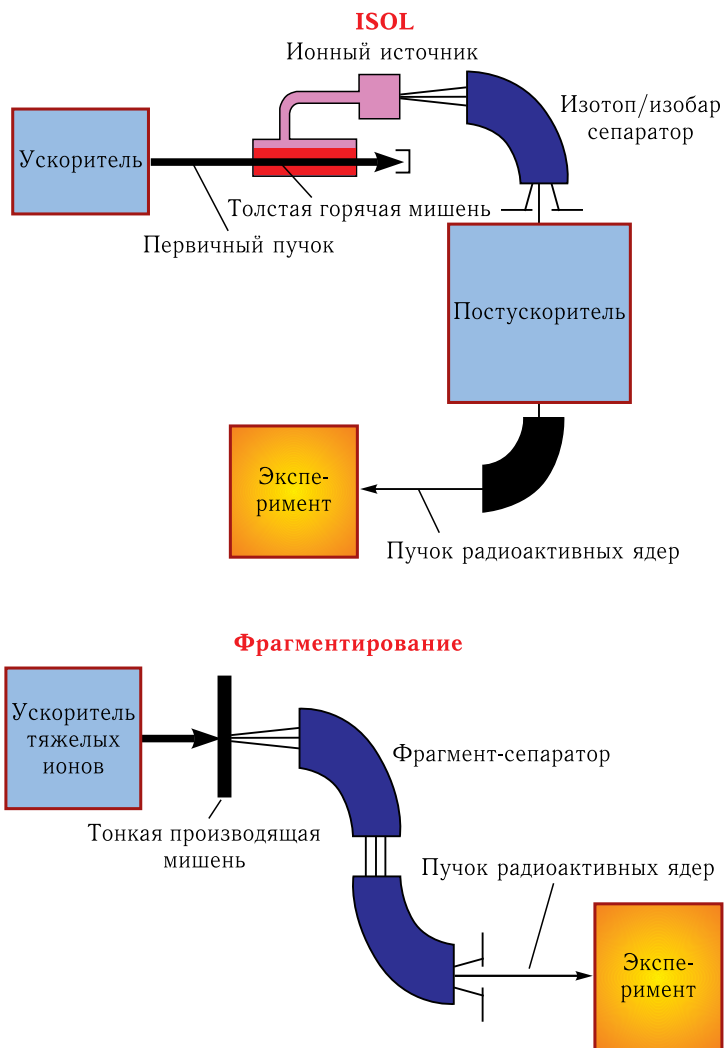


Рис. 14.9. Схематическое изображение двух методов получения пучков радиоактивных ядер

быть достаточно большой, и она должна принимать высокую интенсивность начального пучка. В то же время толщина мишени должна быть такой, чтобы обеспечить довольно быструю диффузию из нее определенных элементов.

Каждый из способов имеет свои достоинства и недостатки и, следовательно, свою область применения. В первом из них при использовании толстой мишени и легких частиц высоких энергий (например, протонов с энергией в сотни МэВ) можно получить пучки ядер с высокой интенсивностью и монохроматичностью. Однако такие параметры пучков достигаются только для сравнительно долгоживущих ядер легкоионизируемых элементов. Второй метод свободен от этих ограничений, но использование тонкой мишени существенно снижает интенсивность пучка получаемых ядер.

Интенсивность пучков некоторых радиоактивных ядер может достигать 10^9 – 10^{11} с⁻¹. Такие пучки физики начали использовать для проведения экспериментальных исследований свойств экзотических ядер.

Пучки ускоренных радиоактивных ядер дают возможность получать и изучать ядра с максимально возможным числом нейтронов (нейтронно-избыточные) или протонов (протонно-избыточные). Это позволяет существенно продвинуться в традиционных направлениях ядерной физики — синтезе новых ядер и изучении их свойств, которые, как показали уже первые эксперименты с пучками радиоактивных ядер, могут значительно отличаться от известных и предсказанных ранее для ядер долины стабильности. Принципиально новая информация может быть получена о механизме ядерных реакций с такими пучками, на который значительное влияние будет оказывать структура взаимодействующих ядер. Пучки радиоактивных ядер эффективно используются для исследований в области астрофизики и прикладных исследований.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ И НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

Все виды ядерных излучений — как корпускулярные, так и электромагнитные — могут быть обнаружены только в результате их взаимодействия с веществом. Если это взаимодействие мало, как, например, в случае нейтрино, то излучение остается незамеченным. Для понимания методов и принципа действия приборов, используемых для обнаружения, измерения и исследования ядерных излучений, необходимо уяснить, каким образом излучение взаимодействует с веществом.

Для понимания процессов регистрации частиц, не требующего привлечения дополнительной литературы, в данной главе описаны основные процессы взаимодействия заряженных и нейтральных частиц с веществом, приводящие к их регистрации в детекторах, которые будут рассмотрены в гл. 16. Под нейтральными частицами обычно подразумевают гамма-кванты и нейтроны. Нейтрино в силу их специфики здесь не рассматриваются.

15.1. Взаимодействие заряженных частиц с веществом

В основе работы любого детектора излучения лежит энергетический процесс — регистрируемая частица должна тем или иным образом передать часть или всю свою энергию рабочему веществу детектора. Эта переданная энергия далее трансформируется в веществе таким образом, чтобы ее выделение можно было зарегистрировать в виде электрического сигнала, в виде световой вспышки, в виде дефекта кристаллической решетки и т. п.

Заряженные и нейтральные частицы взаимодействуют с веществом принципиально по-разному.

Заряженные частицы теряют свою энергию путем электромагнитного взаимодействия с атомами или молекулами среды по трем основным каналам:

- потери на ионизацию и возбуждение атомов или молекул вещества, объединенные в общий канал потерь — ионизационные потери;
- потери на тормозное излучение;
- потери на черенковское излучение.

Все три вида потерь статистически независимы, т. е. происходят независимо друг от друга, и их вклад в суммарные потери определяется скоростью частицы, ее массой и пр., как это будет показано ниже. Потери на черенковское излучение здесь не рассматриваются, так как они дают вклад при больших энергиях заряженных частиц.

15.1.1. Ионизационные потери. При движении заряженной частицы через вещество независимо от его агрегатного состояния (газ, жидкость, твердое тело) кулоновское взаимодействие электрического заряда частицы

с атомами или молекулами вещества приводит к ионизации этих атомов или молекул, или их возбуждению. Для описания этих потерь энергии вводится суммарная характеристика dE/dx — удельные ионизационные потери, которые измеряются в МэВ/см или в МэВ · см²/г. Последняя величина получается путем деления (dE/dx) в МэВ/см на плотность вещества ρ в г/см³ и удобна тем, что, например, для газов она не зависит от давления газа.

Проведем сравнительно простой расчет удельных ионизационных потерь для нерелятивистской частицы с массой, превосходящей массу электрона.

Рассмотрим взаимодействие электрического поля частицы с отдельным электроном среды. Среду полагаем невзаимодействующей и неупорядоченной. Последнее замечание применимо практически к любой среде, поскольку направление движения частицы носит случайный характер, а энергия взаимодействия атомов или молекул в любой среде мала по сравнению с энергией частицы.

Особый случай составляет лишь сфокусированное движение частицы вдоль кристаллической оси кристалла, что может быть достигнуто в специально поставленных экспериментах. Итак, при сформулированных условиях сила взаимодействия между электрическим полем частицы и отдельным электроном атома среды равна

$$F = ze^2/b^2, \quad (15.1)$$

где e — заряд электрона; b — прицельный параметр (минимальное расстояние, на которое частица приближается к атому).

За время взаимодействия, равное по порядку величины $dt = 2b/V$, электрон среды получит (а частица, соответственно, потеряет) импульс, равный $dp = F \cdot dt = 2ze^2/bV$, что соответствует приобретенной электроном (и потерянной частицей) энергии $dE = (dp)^2/2m$, где m — масса электрона.

Таким образом,

$$dE = \frac{2z^2e^4}{b^2mV^2}. \quad (15.2)$$

В кольцевом слое радиусом b , шириной db и толщиной dx содержится электронов $N_e = ZN \cdot 2\pi b \cdot db \cdot dx$, тогда полная передача энергии на кольцевой слой будет равна:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{db} = \frac{4\pi z^2e^4ZN}{mV^2} \cdot \frac{db}{b}. \quad (15.3)$$

Откуда удельные ионизационные потери энергии заряженной частицы на единицу пути dx будут равны:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2e^4}{mV^2}NZ \ln\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\right), \quad (15.4)$$

где N — плотность атомов в единице объема; Z — заряд одного атома (молекулы) среды.

Каков физический смысл пределов b_{\max} и b_{\min} ? При упругом взаимодействии тяжелой частицы с электроном максимально возможная передача энергии от тяжелой частицы к электрону в нерелятивистском случае из кинематических соображений равна $E_{\max} = 2mV^2$, что соответствует минимальному

прицельному параметру b_{\min} . Максимальному прицельному параметру обычно ставят в соответствие некоторую среднюю передачу энергии от частицы к атому, которая носит название «средний ионизационный потенциал». Он примерно равен kZ , где $k \sim 10$ эВ.

Учитывая, что $(dE/dx) \sim (db/b)$, заменим b_{\max}/b_{\min} на E_{\max}/E_{\min} . Таким образом, окончательно формула для удельных ионизационных потерь для нерелятивистских частиц тяжелее электрона выглядит следующим образом:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi^2 e^4 N Z}{mV^2} \ln \frac{2mV^2}{\bar{I}}, \quad (15.5)$$

где \bar{I} — средний ионизационный потенциал (эмпирическая величина, берется из справочников). Следует подчеркнуть, что средний ионизационный потенциал \bar{I} — это эмпирическая подгоночная величина, не имеющая ничего общего с потенциалом ионизации атома $I_{\text{ион}}$, значение которого является конкретной физической величиной, равной энергии, необходимой для удаления валентного электрона атома на бесконечность.

Согласно формуле (15.5), удельные ионизационные потери зависят от заряда и скорости частицы как z^2/V^2 (если пренебречь логарифмической зависимостью), а также от заряда вещества Z и от плотности вещества N .

Особо обращает на себя внимание тот факт, что удельные ионизационные потери не зависят от массы частицы, и, следовательно, все однозарядные частицы, летящие с одинаковой скоростью, будут иметь одинаковые удельные ионизационные потери.

Однако надо иметь в виду, что привычной шкалой по оси абсцисс является не шкала скоростей, а шкала энергий, и частицы равных энергий будут иметь тем большие потери, чем больше их масса.

В релятивистском случае формула для ионизационных потерь выглядит несколько сложнее. В нее добавляются дополнительные члены, приводящие к медленному росту $(dE/dx)_{\text{ион}}$ с увеличением скорости частицы из-за лоренцевского сокращения электрического поля частицы вдоль направления ее движения и вытягивания поля поперек направления движения. С увеличением скорости частицы в области релятивистских скоростей рост замедляется (но не прекращается) из-за экранировки далеко отстоящих от траектории частицы атомов более близко расположенными (эффект плотности), поэтому в более плотных средах рост происходит медленнее, чем в менее плотных.

Для всех частиц и во всех средах значение ионизационных потерь в минимуме (при кинетической энергии, примерно равной массе покоя частицы) мало чем отличается.

Вид полной зависимости $(dE/dx)_{\text{ион}}$ от энергии частицы для частиц разной массы приведен на рис. 15.1.

Здесь важно отметить, что при $V \sim c$ следует различать энергию, потерянную частицей в слое вещества толщиной dx , и энергию, поглощенную в том же слое. Если первая, как отмечено выше, неограниченно растет со скоростью частицы, то вторая выходит на насыщение. Выход на насыщение связан с тем, что энергия, потерянная частицей в слое dx , уносится из этого слоя быстрыми вторичными электронами. Это обстоятельство очень важно,

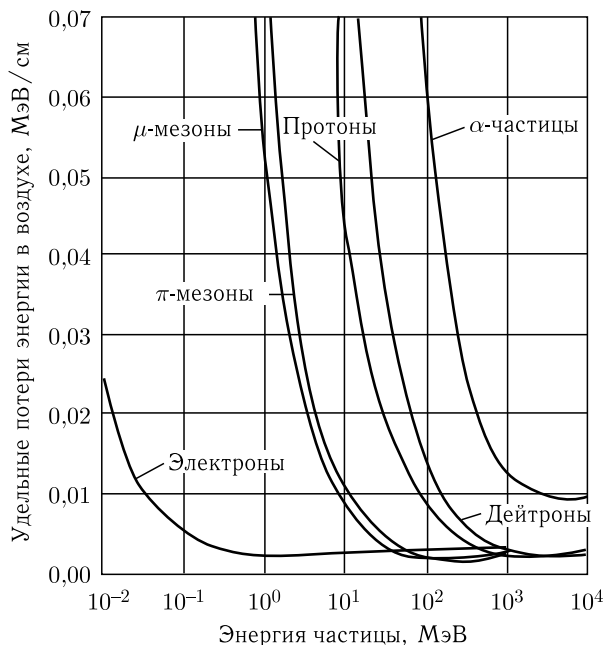


Рис. 15.1. Удельные потери энергии различных частиц в зависимости от их энергии

так как ограничивает возможность измерения скорости частицы по величине удельных ионизационных потерь в релятивистской области сравнительно небольшим диапазоном скоростей.

Вышеизложенные рассуждения не касались удельных ионизационных потерь электронов. Из-за тождественности частиц с электронами дело обстоит несколько сложнее. Действительно, при лобовом соударении налетающий электрон может передать всю свою энергию покоящемуся. Но с точки зрения наблюдателя никакого столкновения как бы и не было! Поэтому при расчетах обычно полагают, что вторичный электрон (электрон отдачи) всегда имеет энергию меньше, чем первичный. Расчеты, проведенные при этих условиях, определяются сложными формулами, численно отличающимися от формул для тяжелых частиц не более чем на 5%. Но и сама формула (15.5) обычно дает точность не более нескольких процентов, так что разница оказывается малосущественной. Гораздо более существенно то, что уже при малых энергиях всего в несколько МэВ для электронов становятся весьма заметными радиационные потери, а при больших энергиях они становятся доминирующими.

Как видно из рис. 15.1, в области энергии частиц порядка массы покоя удельные ионизационные потери имеют широкий минимум, изменяясь менее чем на 10% при изменении энергии частиц на порядок. Частицу с энергией, соответствующей минимуму ионизационных потерь, обычно называют *минимально ионизирующей частицей*, и очень многие измеренные параметры газов, приведенные ниже, относятся как раз к минимально ионизирующим частицам.

Удельные ионизационные потери в первом приближении падают при уменьшении энергии частицы как $1/V^2$. Однако для тяжелых многозарядных частиц при малых энергиях это соотношение нарушается. Особенно этот эффект проявляется для тяжелых осколков деления. Для осколков деления непрерывный захват электронов осколками при их торможении и связанное с этим уменьшение эффективного заряда приводит к уменьшению ионизационных потерь. При торможении многозарядных ионов, эффективный заряд которых не очень велик, может происходить попеременно захват и потеря электронов, отчего удельные ионизационные потери сильно флуктуируют.

Так или иначе, вдоль трека движущейся частицы образуются возбужденные атомы или молекулы, а также положительные ионы вещества (или дырки в твердом теле) и свободные электроны. Свободные электроны имеют широкий диапазон энергий вплоть до максимального значения передаваемой энергии от тяжелой частицы с массой M электрону среды, равной (при $V \sim c$) $E_{\max} = 2mV^2$.

Электроны, обладающие энергией выше потенциала ионизации вещества (для большинства газов порядка 15 эВ) и способные в свою очередь ионизовать вещество, называются δ -электронами.

Таким образом, полная ионизация вещества состоит из двух частей: из первичной ионизации непосредственно на треке частицы и вторичной ионизации на треках δ -электронов. Соотношение первичной и вторичной ионизаций в веществе составляет примерно 1 : 2.

Нетрудно оценить количество δ -электронов на единице пути частицы. Действительно, по формуле (15.2) энергия вторичного электрона равна

$$dE = E_{\delta} = \frac{2z^2 e^4}{b^2 m V^2}.$$

Интегрируя по кольцевому слою $2\pi b \cdot db \cdot dx$ с плотностью электронов NZ , на единицу длины получим:

$$\frac{dN}{dE_{\delta}} = \frac{2\pi NZ z^2 e^4}{mV^2} \left(\frac{1}{E_{\delta}} \right)^2,$$

откуда число δ -электронов с энергией от E_{δ} до $E_{\delta \max}$ на единицу длины равно

$$N_{\delta} = \frac{2\pi NZ z^2 e^4}{mV^2} \cdot \left(\frac{1}{E_{\delta}} - \frac{1}{E_{\delta \max}} \right). \quad (15.6)$$

Так, для протона с энергией 10 МэВ максимальное значение энергии δ -электрона равно 20 кэВ, а число δ -электронов с энергией более 1 кэВ составляет около 5 штук на 1 см пути (в газе при атмосферном давлении).

Пробегом частицы называется длина трека частицы до ее полной остановки. Если пробег частицы укладывается в размер детектора, это означает, что частица полностью потеряла в веществе свою кинетическую энергию. В этом случае, измерив тем или иным способом (о чем речь пойдет ниже) полное количество электронно-ионных пар, образованных частицей, N , и поделив энергию частицы E на N , получим среднюю энергию, идущую на образование одной электронно-ионной пары: $\varepsilon = E/N$.

В результате многочисленных исследований было обнаружено, что для всех веществ значение ε практически не зависит от параметров частицы и, таким образом, является параметром данного вещества. Именно это обстоятельство открывает возможность измерения энергии, потерянной частицей в веществе, так называемым *ионизационным методом*. Измерив количество электронно-ионных пар N (величину ионизационного эффекта) и зная значения ε , которые измерены для практически всех важных веществ, можно определить энергию частицы по простой формуле:

$$E = \varepsilon N. \quad (15.7)$$

Значения ε для некоторых веществ, наиболее часто используемых в качестве рабочих веществ детекторов, приведены в табл. 15.1.

Таблица 15.1

Параметр	Вещество				
	Ag (газ)	CO ₂ (газ)	Si	Ge	C (алмаз)
ε , эВ	26,4	33,0	3,6	2,9	13,6

При грубой оценке значение ε для газов обычно принимают равным 30 эВ. Рассмотрим структуру трека минимально ионизирующей частицы. Принимая, что потери энергии минимально ионизирующей частицы равны $2 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}$, а плотность газа (воздуха) при атмосферном давлении равна примерно 10^{-3} г/см^3 , получим, что на 1 см пути в воздухе при атмосферном давлении частица теряет $2 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ/см}$, или 2 кэВ/см . Считая ε равной 30 эВ, получим для 1 см трека релятивистской частицы примерно 70 электронно-ионных пар. Учитывая неравномерность распределения этих пар вдоль трека, а именно то, что на первичную ионизацию приходится лишь 30% актов ионизации, а остальные 70% — на вторичную ионизацию на треках δ -электронов, нетрудно видеть, что трек релятивистской частицы в газе очень разрежен: на одном сантиметре трека содержится 20–25 *ионизационных кластеров*, в каждом из которых содержится от 1 до 3–4 тесно расположенных электронно-ионных пар.

В прямую противоположность этому трек тяжелой медленной частицы в плотной среде (например, в твердом теле) представляет собой практически непрерывный плазменный шнур со сплошной ионизацией вдоль трека. В случае релятивистских частиц обычно их пробеги существенно превышают размеры детектора. Тогда можно считать, что потери энергии частиц в детекторе пропорциональны удельным ионизационным потерям, что открывает возможность определения скорости частицы (так как удельные ионизационные потери не зависят от массы частицы). Поскольку частица по мере ее прохождения через вещество непрерывно замедляется, а удельные ионизационные потери энергии растут с уменьшением скорости частицы как $1/V^2$, потери энергии частицы резко возрастают в конце пробега (пик Брэгга). На рис. 15.2 приведена зависимость удельной ионизации протонов в воде от пробега (кривая Брэгга). Это свойство кривой Брэгга широко используется в лучевой терапии. Пробеги протонов и более тяжелых ионов подбирают при облучении



Рис. 15.2. Пик Брэгга при прохождении протонов с энергией 62 МэВ через воду

пациента таким образом, чтобы максимальное выделение энергии частиц на конце пробега приходилось на злокачественное образование, а поражающий эффект для здоровой ткани был минимальным.

15.1.2. Радиационные потери. Если частица проходит вблизи ядра атома вещества ($b \ll r_a$), то она в поле ядра испытывает заметное угловое ускорение. В этом случае, согласно законам классической электродинамики, частица должна излучать энергию в виде квантов электромагнитного излучения (тормозное излучение) и, следовательно, терять свою энергию. Величина потерянной энергии пропорциональна квадрату ускорения: $(dE/dx)_{\text{рад}} \sim a^2$.

В свою очередь, величина ускорения, согласно закону Ньютона, обратно пропорциональна массе частицы M , таким образом $(dE/dx)_{\text{рад}} \sim 1/M^2$.

Сечение испускания фотона с энергией E_γ в первом приближении (без учета малых поправок) выглядит следующим образом: $\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = \frac{\sigma_{\text{рад}}}{E_\gamma}$, откуда

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \int_0^{E_{\gamma \text{ max}}} \frac{dE}{dE_\gamma} E_\gamma N dE_\gamma \quad (15.8)$$

при $E_\gamma \gg mc^2$, $E_{\gamma \text{ max}} \approx E_{\text{част}}$, тогда

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = NE\sigma_{\text{рад}}. \quad (15.9)$$

Величина $1/N\sigma_{\text{рад}}$ имеет размерность длины и называется радиационной длиной X_0 . Как показывает теория (и опыт), $\sigma_{\text{рад}}$ не зависит от энергии электронов и является константой при любых энергиях электрона. Поэтому радиационная длина X_0 является константой среды. Тогда из выражения (15.9) получим $(dE/dx)_{\text{рад}} = E/X_0$, откуда следует, что энергия частицы при прохождении вещества толщиной X следует закону $E = E_0 \exp(-X/X_0)$.

Энергия, при которой ионизационные потери равны радиационным, называется *критической энергией*. При энергиях частиц выше критической преобладают радиационные потери. В силу сильной зависимости радиационных

потерь от массы частицы при всех достижимых на современных ускорителях энергиях частиц они малы по сравнению с ионизационными потерями для всех частиц тяжелее электрона. Так, для железа критическая энергия электронов равна всего около 12 МэВ, в то время как для мюонов — уже 500 ГэВ.

15.2. Взаимодействие гамма-квантов и рентгеновского излучения с веществом

Нейтральные частицы не имеют электрического заряда и, следовательно, не могут непосредственно терять свою энергию путем ионизационных потерь. Однако они взаимодействуют с атомами и ядрами вещества с образованием вторичных заряженных частиц, которым передают всю или часть своей кинетической энергии. Эти заряженные частицы, в свою очередь, ионизируют вещество и могут быть зарегистрированы.

Гамма-кванты взаимодействуют с веществом по четырем основным каналам:

- 1) когерентное (рэлеевское) рассеяние;
- 2) фотоэффект;
- 2) комптон-эффект;
- 4) образование электрон-позитронных пар.

Каждый из этих процессов характеризуется сечением взаимодействия, зависящим от энергии гамма-квантов и заряда атомов вещества, с которым взаимодействует гамма-квант.

Полное сечение поглощения фотонов в веществе складывается из когерентного рассеяния, фотоэлектрического эффекта и эффекта образования пар. В табл. 15.2 представлены основные виды взаимодействия фотонов с веществом и коэффициент поглощения, который пропорционален вероятности поглощения. Видно, что для всех видов взаимодействия коэффициент поглощения пропорционален N (числу атомов вещества в 1 см^3), а также атомному номеру вещества Z .

Таблица 15.2

Тип взаимодействия	Коэффициент поглощения	Особенности взаимодействия
Фотоэлектрический эффект	$\tau \approx N^5 E_\gamma^{-3,5}$	Преобладает для низких энергий и тяжелых элементов
Комптоновское рассеяние	$\sigma \approx NZE^{-1}$	Фотон-электронное рассеяние. Преобладает для $E = 0,5\text{--}5 \text{ МэВ}$
Образование пар	$K \approx NZ^2$ $K \approx NZ^2 \ln E_\gamma$	E вблизи 1 МэВ $E \geq 1 \text{ МэВ}$. Преобладает для высоких энергий и тяжелых элементов
Множественное рассеяние	$\sigma_R \approx Z^2$	Когерентное (упругое) рассеяние на атомных электронах
Томсоновское рассеяние	$\sigma \approx Z^4$	Когерентное (упругое) рассеяние на ядрах

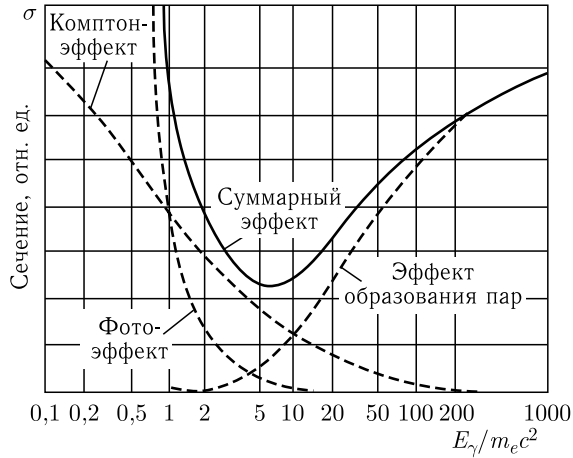


Рис. 15.3. Зависимости сечений взаимодействия гамма-квантов от их энергии

На рис. 15.3 показаны зависимости сечений взаимодействия гамма-квантов от их энергии и соответствующие эффекты, возникающие при взаимодействии. Кривые поглощения фотонов разной энергии зависят от толщины материалов детекторов, используемых в настоящее время для их регистрации (сцинтилляторы на основе $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ -кристаллов (BGO), NaI и пластиков (типа NE), а также кремниевых (Si) и германиевых (Ge) полупроводниковых детекторов).

Когерентное (рэлеевское) рассеяние — это волновой процесс дифракции гамма-квантов на кристаллической решетке, при котором энергия гамма-квантов не изменяется. Следовательно, не возникает и вторичных заряженных частиц. Он не представляет интереса с точки зрения регистрации гамма-квантов, поскольку энергия гамма-кванта не передается среде, но используется для прецизионного измерения энергии гамма-квантов с последующей регистрацией гамма-квантов, отраженных от кристаллической решетки, через фотоэффект, комптон-эффект или рождение электрон-позитронных пар, поскольку энергия отраженных гамма-квантов определяется путем измерения геометрических параметров — постоянной решетки и резонансного угла отражения — по формуле Брэгга:

$$2d \sin \alpha = n\lambda, \quad (15.10)$$

где d — постоянная решетки отражающего кристалла; α — угол резонансного отражения; λ — длина волны гамма-кванта; n — порядок отражения (обычно $n = 1$). Значения d и α могут быть измерены с очень высокой точностью.

Фотоэффект — это взаимодействие гамма-квантов с наиболее связанными электронами атомов среды. При фотоэффекте гамма-квант поглощается полностью, и закон сохранения энергии выглядит следующим образом:

$$h\nu = E_e - E_{св}, \quad (15.11)$$

где $h\nu$ — энергия гамма-кванта; E_e — кинетическая энергия электрона, возникающего благодаря фотоэффекту; $E_{св}$ — энергия связи электрона на

К-, L- или M-оболочке атома. С наибольшей вероятностью при фотоэффекте происходит взаимодействие гамма-квантов с электронами K-оболочки, обладающими максимальной энергией связи.

Сечение взаимодействия гамма-квантов $\sigma_{\text{фото}}$ немонотонно зависит от их энергии, но при энергиях, близких к энергии связи электрона на K-оболочке, имеет вид

$$\sigma_{\text{фото}} = \frac{1}{h\nu^7/2}. \quad (15.12)$$

Сечение фотоэффекта очень сильно зависит от заряда атома вещества:

$$\sigma_{\text{фото}} \sim Z^5. \quad (15.13)$$

Атом, потерявший электрон в результате фотоэффекта, испускает либо характеристическое рентгеновское излучение, либо оже-электрон, и таким образом в веществе выделяется вся энергия первичного гамма-кванта.

Комптон-эффект — это упругое взаимодействие (рассеяние) гамма-квантов с наименее связанными (валентными) электронами атомов. При рассмотрении процесса энергией связи электронов с атомом пренебрегают, полагая электроны свободными. Анализ кинематики процесса проводится в релятивистском приближении, поскольку гамма-квант по определению является релятивистской частицей. Закон сохранения энергии для комптон-эффекта выглядит следующим образом:

$$h\nu = h\nu' + m_e c^2, \quad (15.14)$$

где $h\nu$ — энергия первичного гамма-кванта; $h\nu'$ — энергия рассеянного гамма-кванта. Вводя угол рассеяния (θ) гамма-кванта относительно его первоначального направления, можно получить следующее выражение:

$$h\nu' = h\nu \left[1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \right]. \quad (15.15)$$

Из формулы (15.14) следует, что при обратном рассеянии гамма-кванта его (минимальная) энергия равна

$$h\nu' = h\nu / \left[1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} \right]. \quad (15.16)$$

Из (15.15) следует, что, в отличие от фотоэффекта, при комптон-эффекте гамма-квант не исчезает полностью, меняется лишь его энергия. Следовательно, кинетическая энергия электрона рассеяния, возникшего в результате комптон-эффекта, всегда меньше энергии гамма-кванта и зависит от угла рассеяния. Максимально возможная энергия рассеянного электрона (комптон-электрона) равна

$$E_{e \text{ max}} = \frac{2h\nu}{m_e c^2} / \left(1 - \frac{2h\nu}{m_e c^2} \right). \quad (15.17)$$

Поскольку рассеяние гамма-кванта на тот или иной угол носит случайный характер, энергия рассеянного комптон-электрона не имеет однозначной связи с энергией первичного гамма-кванта $h\nu$ и, следовательно, комптон-эффект

не может быть использован для определения энергии гамма-кванта, если не зафиксирован или не измерен угол рассеяния гамма-кванта θ . Сечение комптон-эффекта зависит от энергии гамма-кванта как

$$\sigma_{\text{комп}} = \frac{1}{h\nu} \quad (15.18)$$

и от заряда атомов вещества как

$$\sigma_{\text{комп}} = Z. \quad (15.19)$$

Образование электрон-позитронных пар. При энергиях гамма-квантов, превышающих пороговое значение, равное двум массам покоя электрона: $h\nu \geq 2m_e c^2$ ($= 1,02$ МэВ), гамма-квант в поле ядра или в поле электрона может родить электрон-позитронную пару. Закон сохранения энергии в этом случае записывается следующим образом:

$$h\nu = 2m_e c^2 + E_{e^+} + E_{e^-}, \quad (15.20)$$

где E_{e^+} и E_{e^-} — кинетические энергии позитрона и электрона соответственно. Из рассмотрения кинематики процесса рождения пар следует, что электрон-позитронная пара не может быть рождена гамма-квантом в вакууме — не выполняются законы сохранения энергии и импульса. Для рождения гамма-квантом электрон-позитронной пары обязательно требуется наличие поля третьего тела — ядра или электрона среды.

При этом при рождении электрон-позитронной пары в поле ядра, поскольку масса ядра более чем на три порядка превышает суммарную массу электрона и позитрона, кинетическая энергия ядра отдачи пренебрежимо мала и энергетический порог рождения электрон-позитронной пары практически равен суммарной массе покоя рожденных частиц $2m_e c^2$.

При рождении электрон-позитронной пары в поле электрона атома энергия гамма-кванта распределяется между тремя частицами равной массы, что приводит к повышению энергетического порога рождения пары до значения около 2 МэВ и понижению сечения рождения по сравнению с сечением рождения в поле ядра примерно на порядок.

Поскольку суммарная кинетическая энергия электрона и позитрона рожденной пары однозначно связана с энергией гамма-кванта, ее родившего, она может быть использована для определения энергии гамма-кванта.

Сечение рождения пар на ядрах и электронах зависит от энергии гамма-квантов сложным образом: начиная от пороговых энергий и до энергий порядка 0,5 ГэВ оно возрастает, а при более высоких энергиях остается постоянным и не зависит от энергии гамма-квантов.

Зависимость сечения рождения пар от заряда атомов вещества Z определяется формулой

$$\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2. \quad (15.21)$$

Все перечисленные выше процессы взаимодействия гамма-квантов с веществом статистически независимы, и полное сечение взаимодействия равно

$$\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{фото}} + \sigma_{\text{компт}} + \sigma_{\text{пар}}. \quad (15.22)$$

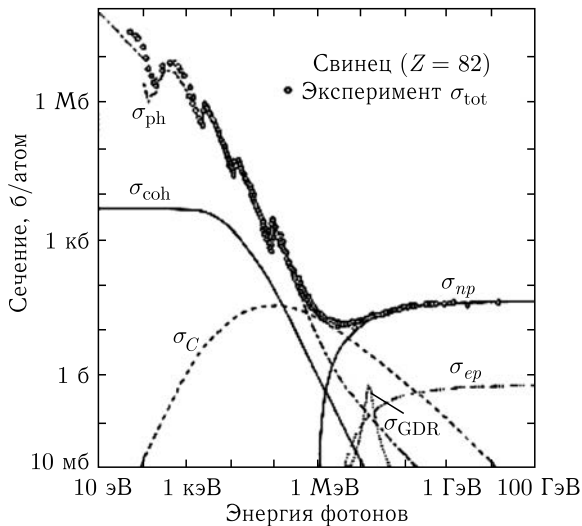


Рис. 15.4. Зависимости сечения взаимодействия фотонов со свинцом ($Z = 82$) от энергии фотона: σ_{ph} — сечение фотоэффекта; σ_{coh} — сечение рэлеевского рассеяния; σ_C — сечение комптоновского рассеяния; σ_{np} — сечение рождения пары в поле ядра; σ_{ep} — сечение образования пар в поле атомных электронов; σ_{GDR} — сечение ядерного фотопоглощения

Зависимости $\sigma_{фото}$, $\sigma_{компт}$, $\sigma_{пар}$ и $\sigma_{полн}$ от энергии гамма-квантов приведены на рис. 15.4. Видно, что при $h\nu \sim 0,5$ МэВ превалирует фотоэффект, а при $h\nu > 5$ МэВ — эффект образования пар.

При прохождении потока гамма-квантов через слой вещества толщиной x поток ослабляется по закону

$$Y = Y_0 e^{-\mu x}, \quad (15.23)$$

где Y_0 — первоначальный поток гамма-квантов; Y — поток гамма-квантов, вышедший из слоя вещества толщиной x ; μ — линейный коэффициент ослабления:

$$\mu = N\sigma_{полн}, \quad (15.24)$$

здесь N — число атомов вещества в единице объема в см^{-3} ; соответственно, $Y_{\text{погл}} = Y_0 - Y$.

Формула (15.23) справедлива только для узкого пучка гамма-квантов.

Величина $Y_{\text{погл}}$ определяет эффективность детектора, так как дает число гамма-квантов, поглощенных в веществе (детектора) толщиной x . Все приведенные выше формулы для удельных ионизационных потерь, тормозного излучения, сечения взаимодействия гамма-квантов с веществом выведены в предположении, что взаимодействие частиц с веществом носит случайный характер, а атомы среды расположены хаотически относительно трека частицы. Такое приближение справедливо и для регулярных кристаллических структур, поскольку трек движущейся частицы расположен случайно относительно атомов кристаллической решетки.

Однако в том случае, если трек сориентирован относительно кристаллической оси или плоскости, т. е. совпадает с направлением этой оси в пределах довольно небольшого угла около 1° , картина взаимодействия меняется кардинальным образом. В этом случае частица движется в регулярном потенциале атомов кристаллической решетки, и анализ ее взаимодействия с атомами решетки требует совершенно иного подхода: при небольшом отклонении траектории частицы от направления кристаллической оси трек частицы фокусируется вдоль оси. Такой эффект называется *эффектом каналирования*.

При каналировании частицы изменяются удельные ионизационные потери, сечение тормозного излучения, сечения рождения пар и ряд других параметров. Так, например, в случае каналирования гамма-квантов в кристалле Si с энергией гамма-квантов 205 ГэВ сечение рождения электрон-позитронных пар возрастает по сравнению со случайным направлением в 15 раз.

Эффект каналирования уже находит практическое применение при фокусировке частиц в ускорителях.

15.3. Взаимодействие электронов с веществом и их регистрация

При взаимодействии электронов с веществом происходят следующие процессы:

- неупругое рассеяние на электронах атомов, которое приводит к их возбуждению и ионизации;
- неупругое рассеяние на атомных ядрах;
- резерфордское рассеяние, т. е. упругое рассеяние на ядрах;
- торможение и образование тормозного излучения;
- позитронная аннигиляция.

Взаимодействие электронов с веществом детектора приводит к их поглощению, рассеянию и появлению вторичного излучения (дельта-излучение, кванты тормозного излучения, аннигиляционные кванты, рентгеновские лучи, оже-электроны и др.). Поскольку механизм поглощения электронов в веществе более сложный, чем в случае фотонов, спектр электронов, прошедших через вещество, имеет широкое распределение без характерных линий, которые появляются в спектрах фотонов (фотопики, аннигиляционный пик). Обычно для регистрации электронов используют полупроводниковые кремниевые детекторы, а для электронной спектрометрии — комбинацию магнитного спектрометра с полупроводниковым детектором. Спектрометр с большим телесным углом позволяет транспортировать электроны от места их рождения (ядерной мишени, бомбардируемой пучком частиц из ускорителя) до детектора и тем самым существенно уменьшить многочисленные фоновые излучения, сопровождающие рождение электронов. Кроме того, магнитный спектрометр позволяет существенно улучшить точность измерения энергии электронов, так как она пропорциональна точности измерения магнитной жесткости спектрометра и радиусу его кривизны ($\Delta B\rho$), а эти величины очень хорошо определены для каждого спектрометра. Необходимо заметить, что сочетание нескольких методов детектирования используется в большинстве случаев при регистрации частиц. На этом принципе работают различные спектрометры, о которых речь пойдет ниже.

15.4. Взаимодействие альфа-частиц и быстрых ионов с веществом и их регистрация

При прохождении через вещество α -частицы и тяжелые ионы теряют энергию, главным образом в результате взаимодействия с электронами. Вследствие этого взаимодействия может произойти или диссоциация молекул, или возбуждение и ионизация атомов и молекул. Проще измерить ионизацию, и поэтому она наиболее часто используется для регистрации тяжелых ионов. Детали процесса ионизации и других явлений, связанных с прохождением частиц через вещество, легче исследовать в газах, чем в жидкостях или твердых телах, хотя во всех случаях процессы, по-видимому, аналогичны. Поскольку тяжелые ионы имеют относительно короткие пробеги и растрачивают всю свою энергию в пределах ионизационной камеры, то несложно определить полную ионизацию, вызываемую одной частицей. При сравнении благородных газов с двух- и многоатомными газами видно, что в первом случае на процесс ионизации затрачивается большая часть энергии α -частицы. В случае двух- и многоатомных газов помимо ионизации возможна диссоциация молекул, на что и затрачивается некоторая часть энергии. Величина средней энергии, необходимой для образования пары ионов, неожиданно слабо зависит от энергии и природы ионизирующих частиц. Так, почти идентичные результаты были получены для ряда газов при использовании протонов с энергией 340 МэВ. В связи с этим энергию α -частиц и других быстрых ионов удобно определять путем измерения обычными электрическими методами полного числа ионов, образующихся в наполненной газом ионизационной камере.

Значительная часть энергии α -частицы, проходящей через вещество, превращается в кинетическую энергию электронов, выбиваемых из атомов и молекул при столкновении последних с α -частицами. Исходя из законов сохранения импульса и энергии легко показать, что если α -частица имеет скорость V , то максимальная скорость, которую она может сообщить электрону, равна примерно $2V$. Таким образом, например, при соударении α -частицы, имеющей энергию 6 МэВ, с электроном последний получает энергию, не превышающую примерно 3 кэВ. Средняя энергия, передаваемая α -частицей электронам при прохождении через вещество, составляет 100–200 эВ. Многие из этих вторичных электронов, называемых δ -лучами, настолько быстры, что способны вызывать ионизацию других атомов. В действительности около 60–80% полной ионизации, вызываемой α -частицами и тяжелыми ионами, обусловлено вторичными ионизационными процессами. Точное соотношение величин первичной и вторичной ионизации определить очень трудно. Когда скорость частицы в результате ионизационных процессов уменьшается настолько, что делается сравнимой со скоростью валентных электронов атомов тормозящей среды, в потерях энергии начинает играть заметную роль новый эффект; более вероятными становятся упругие столкновения α -частиц с атомом как целым (чем ионизация и возбуждение электронных оболочек). Такие ионно-атомные столкновения (так называемые «ядерные» соударения) обуславливают «ядерное торможение», которое приходит на смену «электронному торможению», играющему основную роль при более высоких энергиях. Кроме того, если скорость частицы становится близкой к скорости электрона

в ионе He^+ , то частица начинает захватывать электроны атомов среды и ее средний заряд изменяется. Тяжелый ион, проходя через вещество, в общем теряет те электроны, орбитальная скорость которых меньше скорости иона.

Суммируя, можно сказать, что потери энергии при торможении тяжелого иона в среде определяют три явления:

1) при достаточно высокой скорости ион теряет все электроны; потери энергии по существу целиком обусловлены возбуждением электронных оболочек и ионизацией атомов тормозящей среды;

2) когда скорость иона достигает примерно скорости электрона на одной из атомных оболочек, начинается захват электронов атомов среды; потери энергии по-прежнему происходят в основном по «электронному механизму».

3) когда скорость иона делается сравнимой со скоростью валентных электронов атомов тормозящего вещества, механизм потерь энергии меняется: основное значение приобретают упругие столкновения ионов (даже если они еще сохраняют часть заряда) с атомами среды.

Между областями 2) и 3) не существует резкой границы; имеется промежуточная энергетическая область, в которой тяжелый ион испытывает и упругие, и неупругие соударения с атомами.

Для количественной оценки поглощения заряженных частиц используется величина удельных потерь энергии $S = dE/dx$ — потери энергии на длину пробега частицы. Эта величина выражается в следующих единицах: $\text{кэВ} \cdot \text{мг}^{-1} \cdot \text{см}^2$, $\text{МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ или $\text{МэВ} \cdot \text{мм}^{-1}$. С большой точностью в широком диапазоне энергий измерены удельные потери энергий для протонов. В экспериментальной физике обычно пользуются эмпирическими зависимостями, связывающими потери разных частиц относительно протонов. Так, для дейтронов $S[d(E)] = S[p(E/2)]$, для тритонов — $S[t(E)] = S[p(E/3)]$, для альфа-частиц — $S[{}^4\text{He}(E)] = 4S[p(E/4)]$ и т. д. Для тяжелых ионов эти зависимости более сложные, и для определения удельных потерь используют специальные таблицы.

15.5. Пробег

При каждом соударении с электроном α -частица теряет лишь весьма малую часть своей энергии и заметно не отклоняется, поэтому ее путь является прямолинейным. Поскольку для полной остановки α -частицы с начальной энергией в несколько МэВ требуется очень большое число столкновений (порядка 10^5), то пробеги всех α -частиц с одинаковой начальной энергией практически равны (точнее, различаются в весьма узких пределах). Пробеги α -частиц обычно определяют абсорбционным методом с помощью твердых или газообразных (при переменном давлении) поглотителей; в последнем случае получают более точные результаты. Величины пробегов определяют с точностью примерно до 1 : 5000.

На рис. 15.5 приведена зависимость числа α -частиц от расстояния от источника; по оси ординат представлено число α -частиц, найденных в газовой среде на расстоянии r (ось абсцисс) от источника монохроматических α -частиц. Как видно из рисунка, пробеги всех α -частиц в данной среде не являются в точности одинаковыми — имеется небольшой разброс порядка

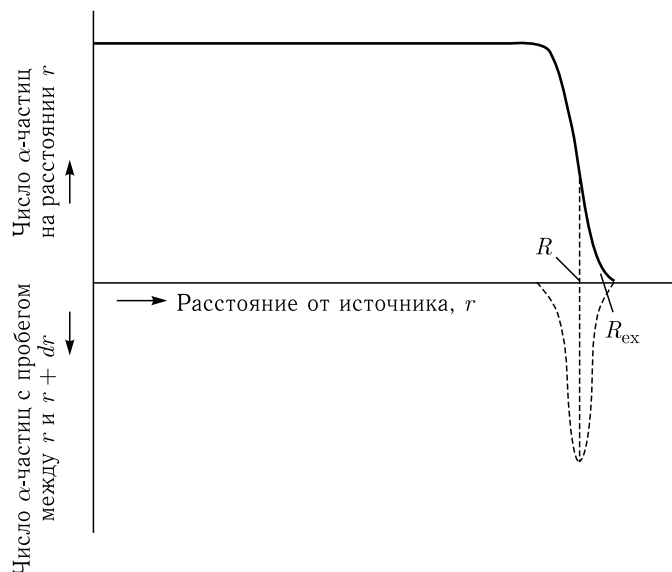


Рис. 15.5. Зависимость числа α -частиц, испускаемых точечным источником, от расстояния от источника (сплошная кривая). Производная этой функции (штриховая кривая) характеризует распределение пробегов

3–4%. Это явление (разброс пробегов α -частиц) обусловлено существованием статистических флуктуаций в числе соударений и в потере энергии при столкновении. Штриховая кривая на рис. 15.5 получена путем дифференцирования сплошной (интегральной) кривой и характеризует распределение пробегов или величину разброса; приближенно можно считать, что эта кривая является гауссовской. Расстояние $r = R$, соответствующее максимуму дифференциальной кривой (и точке перегиба на интегральной кривой), называется средним пробегом (R) α -частиц. Расстояние r , полученное при экстраполяции приближенно прямолинейной части интегральной кривой до оси абсцисс, называется экстраполированным пробегом R_{ex} . Наибольший наблюдаемый пробег называется максимальным (или истинным) пробегом R_{max} . Средний пробег в настоящее время используется большей частью при составлении таблиц пробегов и в соотношениях пробег–энергия. Экстраполированные пробеги легче определяются экспериментально и часто приводятся в старой литературе. При обычных энергиях α -частиц различие между средним и экстраполированным пробегами составляет 1,1%.

15.5.1. Связь пробега с энергией и удельная ионизация. Для того чтобы количественно выразить зависимость пробега тяжелого иона (с массой большей, чем масса электрона) от его энергии, следует ввести понятие удельной ионизации. Удельная ионизация (удельные потери энергии) dE/dx характеризует скорость, с которой заряженная частица теряет энергию, проходя через вещество. Если вещество задано, то величина dE/dx зависит от энергии, заряда и массы иона. Характер этой зависимости можно уяснить из рис. 15.6, на котором представлена классическая кривая Брэгга, характеризующая за-

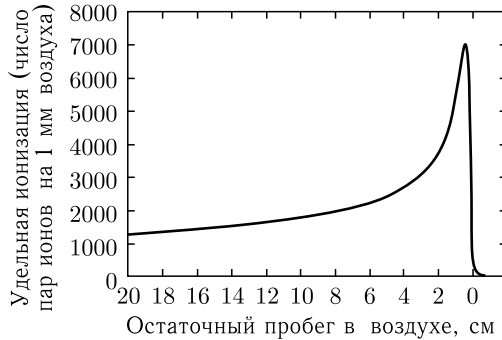


Рис. 15.6. Кривая Брэгга для пробега монохроматических α -частиц в воздухе

зависимость удельной ионизации от расстояния до конца пробега α -частицы. Почему зависимость dE/dx от E имеет такой характер, нетрудно понять из следующих качественных соображений. Взаимодействие между заряженной частицей и атомными оболочками почти полностью можно описать в рамках кулоновского взаимодействия электрона с положительным точечным зарядом. Если при прохождении через среду заряд иона уменьшается в результате захвата электронов, то должны уменьшаться и кулоновское взаимодействие, и скорость потери энергии. Это обстоятельство, а также изменение механизма потерь энергии (увеличение роли упругих соударений) и обуславливают спад кривой от максимума в сторону низких энергий. Грубо говоря, тяжелый ион способен захватывать электроны, орбитальная скорость которых сравнима со скоростью иона. В действительности вблизи конца пробега ион многократно захватывает и теряет электроны. В случае α -частиц область флуктуации заряда находится в пределах нескольких последних миллиметров пробега.

Спад брэгговской кривой от максимума в сторону больших энергий связан с уменьшением «времени взаимодействия» между заряженной частицей и атомным электроном. Если ион имеет скорость V , то время, в течение которого он находится на данном расстоянии от атома, пропорционально $1/V$. Следовательно, импульс, получаемый атомным электроном в результате взаимодействия с ионом, также пропорционален $1/V$, а сообщаемая ему энергия $E_e \sim 1/V^2$. Поскольку энергия, получаемая электроном, равна энергии, теряемой ионом, то скорость потери энергии заряженной частицы должна быть пропорциональна $1/V^2$, т. е. $1/E$.

15.5.2. Вывод формулы, определяющей удельные потери энергии.

Используем только что рассмотренную простую модель (передачу импульса при кулоновском взаимодействии) как основу для вывода формулы, количественно определяющей зависимость dE/dx от различных параметров. При выводе будем пользоваться классическими методами, поскольку основные результаты оказываются такими же, как и при квантово-механическом рассмотрении.

На рис. 15.7 схематически представлена модель, положенная в основу вычислений. Надо прежде всего найти величину импульса, передаваемого электрону (заряд e , масса m) тяжелым ионом (заряд ze , масса M), движу-

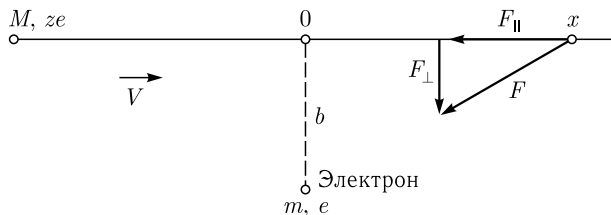


Рис. 15.7. Схема взаимодействия иона (масса M , заряд ze , скорость V , прицельный параметр b) с электроном (масса m , заряд e)

щимся со скоростью V по прямолинейной траектории, кратчайшее расстояние от которой до электрона равно b (прицельный параметр). Предположение, что ион при столкновении не отклоняется от прямолинейной траектории, вполне обоснованно, поскольку масса электрона m пренебрежимо мала по сравнению с массой иона M . Электрон рассматривается как свободная и вначале неподвижная частица; это справедливо до тех пор, пока скорость иона существенно превышает скорость электрона, т. е. если $(m/M)E \gg I$, где I — приближенно ионизационный потенциал атома среды.

Поместим начало координат в точку наибольшего сближения электрона и иона. Если ион находится в точке x , то силу взаимодействия его с электроном F можно разложить на две составляющие, направленные вдоль (F_{\parallel}) и перпендикулярно (F_{\perp}) траектории:

$$F_{\perp}(x) = \frac{ze^2}{(x^2 + b^2)} \frac{b}{(x^2 + b^2)^{1/2}}, \quad (15.25a)$$

$$F_{\parallel}(x) = \frac{ze^2}{(x^2 + b^2)} \frac{x}{(x^2 + b^2)^{1/2}}. \quad (15.25b)$$

Вследствие симметрии задачи усредненное по всем x значение тангенциальной компоненты F_{\parallel} обращается в нуль. Тогда импульс, сообщаемый электрону, равен

$$\Delta p = \int_0^{\infty} F_{\perp}(x) dt. \quad (15.26)$$

Интегрирование по времени можно заменить интегрированием по координате x , имея в виду, что $dx/dt = V$. Тогда

$$\Delta p = \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\perp}(x) dx = \quad (15.27a)$$

$$= \frac{ze^2 b}{V} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x^2 + b^2)^{3/2}} = \quad (15.27b)$$

$$= \frac{2ze^2}{bV}. \quad (15.27b)$$

Энергия электрона, получившего импульс Δp , равна $(\Delta p)^2/2m$. Поэтому энергия, теряемая заряженной частицей при «соударении», характеризующемся прицельным параметром b , равна

$$\Delta E = \frac{2z^2 e^4}{mb^2 V^2}. \quad (15.28)$$

В тонком слое dx поглощающей среды (площадью 1 см^2) число соударений с прицельными параметрами, лежащими в пределах от b до $b + db$, равно

$$2\pi n b db dx/b,$$

где n — число электронов в единице объема среды. Поэтому при соударениях с прицельным параметром b (в пределах от b до $b + db$) электронам передается энергия $4\pi z^2 e^4 n db dx / mbV^2$. Полную скорость потери энергии заряженной частицы получим путем интегрирования в пределах возможных значений прицельных параметров b :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{mV^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \quad (15.28a)$$

$$= \frac{4\pi z^2 e^4 n}{mV^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}, \quad (15.28б)$$

$$b_{\max} = \frac{V}{2\omega}. \quad (15.28в)$$

Знак минус у производной указывает на уменьшение энергии частицы. Предельные значения прицельного параметра можно определить следующим образом. Верхний предел b_{\max} оценим исходя из сформулированного ранее предположения, согласно которому в пределах времени взаимодействия электрон рассматривается как свободная и неподвижная частица. Хотя радиус кулоновского взаимодействия формально бесконечен, основная часть импульса, как следует из уравнения (15.25а), передается электрону, когда $|x| < b$. Поэтому время взаимодействия примерно равно $2b/V$. Согласно исходному предположению, это время должно быть меньше чем $1/\omega$, где ω — классическая частота орбитального движения электрона в атоме. Поэтому выражение для определения верхнего предела прицельного параметра имеет вид (15.28в).

Нижний предел b_{\min} можно определить исходя из величины максимальной энергии, которую быстрый тяжелый ион может передать электрону при одном соударении. Как упоминалось выше, скорость электрона после столкновения с тяжелым ионом, обладающим скоростью V , не может превышать $2V$. Следовательно, максимальная энергия ΔE , получаемая электроном при столкновении (и теряемая ионом), равна $2mV^2$; тогда, согласно уравнению (15.27), минимальное значение прицельного параметра равно

$$b_{\min} = \frac{ze^2}{mV^2}. \quad (15.28г)$$

Подставляя уравнения (15.28в) и (15.28г) в выражение (15.28б), получим формулу для удельных потерь энергии, впервые предложенную Бором:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^2 n}{mV^2} \ln \frac{mV^3}{2ze^2\omega}. \quad (15.28д)$$

Более тщательный квантово-механический анализ с учетом релятивистских соотношений приводит к более точному выражению:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^2 n}{mV^2} \left[\ln \frac{2mV^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]. \quad (15.29)$$

Здесь I — эффективный ионизационный потенциал атомов поглощающей среды; $\beta = V/c$, где c — скорость света.

Если кинетическая энергия тяжелой заряженной частицы такова, что релятивистскими поправками можно пренебречь, т.е. $\beta \ll 1$, то выражение (15.29) упрощается:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^2 n}{mV^2} \ln \frac{2mV^2}{I}. \quad (15.30)$$

Как видно из последнего уравнения, величина dE/dx , которую называют также тормозной способностью, обратно пропорциональна энергии заряженной частицы. Однако если скорость частицы велика и $\beta \rightarrow 1$, то в уравнении (15.29) наиболее быстро изменяющимся членом становится $\ln(1 - \beta^2)$; в этом случае с ростом энергии частицы удельные потери энергии возрастают. Таким образом, кривая зависимости dE/dx от E имеет довольно нерезкий (плоский) минимум, который приблизительно соответствует энергии частицы, эквивалентной ее удвоенной массе покоя. В области минимума удельные потери энергии однозарядной частицы составляют в углероде $1,8 \text{ МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$, а в свинце $1,1 \text{ МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$. Физической причиной увеличения удельных потерь с ростом энергии частицы в релятивистской области является лоренцевское сокращение времени соударения, что приводит к увеличению b_{max} .

Из полученных выражений можно сделать следующий важный вывод: удельные потери энергии частиц, движущихся с одинаковой скоростью в одной и той же среде, пропорциональны квадрату заряда частицы. Так, удельные потери протонов с энергией E , дейтронов с энергией $2E$ и тритонов с энергией $3E$ одинаковы и составляют одну четверть потерь ${}^3\text{He}$ с энергией $3E$ и α -частиц с энергией $4E$. Если известна зависимость удельных потерь от энергии частицы, то можно легко вычислить dE/dx для любой другой заряженной частицы, если только в рассматриваемой энергетической области потери энергии связаны в основном с возбуждением и ионизацией атомов.

15.5.3. Соотношения пробег–энергия. Если известна зависимость dE/dx от E , то можно вычислить величину пробега R заряженной частицы, обладающей начальной энергией E_0 :

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{1}{dE/dx} dE. \quad (15.31)$$

Часто бывает необходимо знать пробеги α -частиц и других быстрых ионов в поглощающих средах, отличных от воздуха. Проведение опытов для большого числа разнообразных веществ едва ли возможно, и снова приходится прибегать к теоретическим вычислениям, основанным на выражениях (15.29) и (15.30). Такого рода расчеты достаточно трудоемки, поэтому они были выполнены для относительно небольшого числа элементарных веществ. Кроме того, существует несколько приближенных правил, позволяющих оценить величину пробега в поглотителе, атомный номер которого Z , а массовое число A . Одно из них (правило Брэгга) гласит, что пробег, выраженный в $\text{мг}/\text{см}^2$, пропорционален $A^{1/2}$. В действительности отношение пробега в данном поглотителе к пробегу в воздухе является довольно сложной функцией Z , A и энергии частицы.

Существуют эмпирические формулы, с помощью которых можно определить средний пробег в воздухе при стандартных условиях (R , см) в отсутствие графиков пробег–энергия. Для естественных α -частиц $R = 0,318E^{3/2}$, для протонов $R = 1,93E^{1,8}$, где E — энергия частицы в МэВ.

Для протонов, дейтронов и α -частиц с начальными энергиями от 0,1 до 1000 МэВ, движущихся в любом элементарном поглотителе, эту функцию можно представить следующим полезным приближенным выражением:

$$\frac{R_Z}{R_B} = 0,90 + 0,0275Z + (0,06 - 0,0086Z) \ln \frac{E}{M}. \quad (15.32)$$

Здесь R_Z — пробег в элементе с атомным номером Z ; R_B — пробег тех же частиц в воздухе (пробеги даны в $\text{мг}/\text{см}^2$); M — масса заряженной частицы ($M = 1$ для протонов, $M = 4$ для α -частиц и т. д.); E — начальная энергия частицы в МэВ. В этой форме (с данными коэффициентами) выражение (15.32) справедливо при $Z \gg 10$. Для всех более легких элементов двучлен $(0,90 + 0,0275Z)$ следует заменить на 1,00, за исключением гелия и водорода, для которых подставляют соответственно 0,82 и 0,30. Для элементов более тяжелых, чем воздух, результат расчета можно уточнить, заменяя R_Z на $(R_Z + 0,01Z/z)$, где z — атомный номер частицы; это дает весьма незначительную поправку, за исключением случаев очень больших Z и очень малых E . С учетом всех указанных выше поправок выражение (15.32) позволяет вычислять зависимости пробег–энергия с точностью до нескольких процентов по крайней мере в пределах $E = 1$ –100 МэВ для легких элементов, алюминия, меди, серебра и свинца.

Во многих реальных случаях поглощающее вещество не является элементарным, а представляет собой смесь (например, воздух) или химическое соединение нескольких элементов. В этих случаях при практических расчетах обычно исходят из правила Брэгга, согласно которому тормозная способность молекулы или смеси равна сумме тормозных способностей составляющих атомов. (Поскольку значительная доля энергии частицы расходуется на процессы возбуждения и диссоциации молекул, простое правило аддитивности, по-видимому, трудно было бы ожидать. Однако опыты показывают, что тормозная способность водяного пара лишь на 3% меньше тормозной способности эквивалентной смеси водорода и кислорода. В ряде органических изомеров пробеги различаются менее чем на 1%.)

Тогда справедливо равенство

$$\frac{1}{R_t} = \frac{w_1}{R_1} + \frac{w_2}{R_2} + \frac{w_3}{R_3} + \dots, \quad (15.33)$$

где R_t (мг/см²) — пробег в данном веществе сложного состава (химическое соединение или гомогенная смесь); $R_1, R_2, R_3 \dots$ — пробеги (в тех же единицах) в отдельных элементах, входящих в состав сложного вещества; $w_1, w_2, w_3 \dots$ — относительные доли элементов в смеси или соединении. Поскольку относительные тормозные способности элементов зависят от энергии заряженной частицы, то выражение (15.33) нельзя применять к сложным гетерогенным системам, содержащим настолько большие области различных фаз, что в них может происходить заметное торможение частицы. В качестве примера определим величину пробега α -частиц с энергией 20 МэВ в полиэтилене (СН₂)_х. Согласно кривой на рис. 15.6, пробег таких α -частиц в воздухе составляет 41,3 мг/см². Воспользовавшись выражением (15.32) (с соответствующими коэффициентами), вычислим пробеги в водороде и углероде:

$$R_H = 41,3 \left(0,30 + 0,051 \lg \frac{20}{4} \right) = 13,9 \text{ мг/см}^2, \quad (15.34)$$

$$R_C = 41,3 \left(1,00 + 0,0121 \lg \frac{20}{4} \right) = 41,6 \text{ мг/см}^2. \quad (15.35)$$

Полиэтилен состоит из 85,6% (весовых) углерода и 14,4% водорода. Следовательно, согласно уравнению (15.33),

$$\frac{1}{R_{\text{СН}_2}} = \frac{0,856}{41,6} + \frac{0,144}{13,9} \quad (15.36)$$

и $R_{\text{СН}_2} = 32,3$ мг/см².

Предположим теперь, что пучок α -частиц с энергией 20 МэВ падает на полиэтиленовый поглотитель толщиной 15 мг/см². Спрашивается, с какой энергией E' они выйдут из слоя полиэтилена и какой путь они затем пройдут в воздухе? Остаточный пробег α -частиц, вышедших из поглотителя, составляет $32,3 - 15,0 = 17,3$ мг/см². Следовательно, пробег в воздухе R'_B можно оценить с помощью равенства

$$\frac{1}{17,3} = \frac{0,856}{R'_B [1,00 + 0,0121 \lg (E'/4)]} + \frac{0,144}{R'_B [0,30 + 0,051 \lg (E'/4)]}. \quad (15.37)$$

Пренебрегая в первом приближении малыми логарифмическими членами, получим $R'_B = 23,1$ мг/см², что соответствует $E' \sim 16$ МэВ. Используя эту величину в качестве второго (и последнего) приближения, получим $R'_B \sim 22,2$ мг/см² и $E' = 15,6$ МэВ.

15.5.4. Пробеги тяжелых заряженных частиц. Любой ион, движущийся с большой скоростью через вещество, растрчивает энергию таким же путем, как протоны и α -частицы. Как уже известно, при данной скорости заряженной частицы удельные потери энергии (удельная ионизация)

пропорциональны квадрату положительного заряда иона (z^2). Вследствие этого α -частицы и протоны, движущиеся с равной скоростью, имеют почти одинаковые пробеги, ибо α -частица в 4 раза быстрее теряет энергию, но ее начальная энергия как раз во столько же раз больше.

Действительно,

$$R \sim E / \frac{dE}{dx}, \quad \text{а} \quad \frac{dE}{dx} \sim \frac{z^2}{V^2} \sim \frac{Mz^2}{E}.$$

Поэтому

$$R_z \sim \frac{E^2}{Mz^2} \quad \text{и} \quad \frac{R_z}{R_p} = \frac{(E/E_1)^2}{Mz^2}.$$

При равной скорости ($V = V_1$) $E/E_1 = M$ и $\frac{R_z}{R_p} = \frac{M}{z^2}$, где

$$R_{z,M,E} = \frac{M}{z^2} R_{p,E/M}. \quad (15.38)$$

В общем случае пробег любого иона $R_{z,M,E}$, имеющего заряд z , массу (массовое число) M , энергию E , связан с пробегом протона приближенным соотношением (15.38), где $R_{p,M/E}$ — пробег протона с начальной энергией E . Выражение (15.38) позволяет оценить лишь нижний предел величины пробега тяжелого многозарядного иона; по мере замедления ион захватывает электроны, что уменьшает его эффективный заряд z и приводит к увеличению пробега. Осколки деления имеют $M \cong 100$, $Z \cong 45$ и начальную энергию $E \cong 100$ МэВ. Если бы осколок потерял все электроны, то он имел бы очень большой заряд $z = Z$ и весьма малый пробег $\sim 0,14$ мг/см², т.е. примерно 1 мм в воздухе. Реальные пробеги осколков, образующихся при делении урана под действием тепловых нейтронов, составляют 1,9–2,9 см в воздухе. Зависимость удельной ионизации от величины остаточного пробега осколка деления показана на рис. 15.8. По-видимому, осколки деления теряют не все электроны, а только те, орбитальная скорость которых меньше скорости осколка; тогда вокруг ядра должны сохраняться электроны, энергия связи которых больше примерно 1 кэВ. Кинетическая энергия орбитального электрона (которая равна его энергии связи), обладающего скоростью, равной

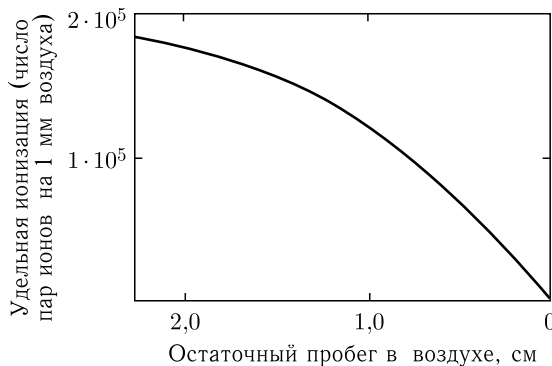


Рис. 15.8. Кривая Брэгга для осколков деления в воздухе

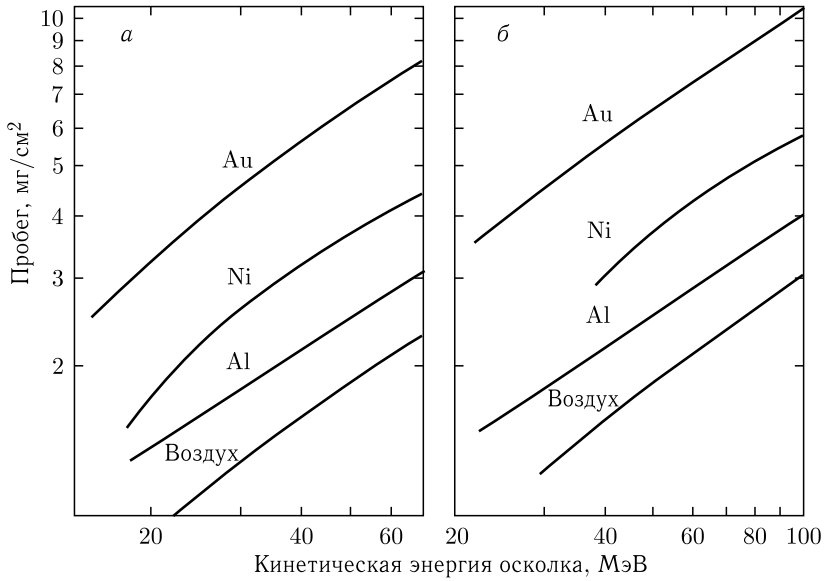


Рис. 15.9. Зависимость пробега осколков деления от их энергии: а) тяжелые осколки, центр группы $A \cong 139$; б) легкие осколки, центр группы $A \cong 95$

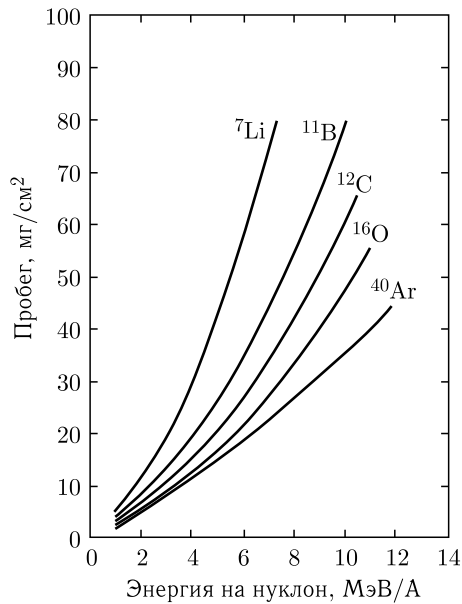


Рис. 15.10. Зависимость пробега в алюминии некоторых тяжелых ионов от их энергии

скорости осколка, в нерелятивистском приближении равна энергии осколка, умноженной на отношение масс электрона и осколка. Относительные тормозные способности различных веществ для осколков деления почти те же, что и для α -частиц.

На рис. 15.9 приведены кривые, характеризующие зависимость пробега осколков деления от их энергии. Две группы кривых (*a* и *b*) соответствуют типичным представителям легкой и тяжелой групп осколков; отдельные кривые относятся к определенным поглотителям (от воздуха до золота).

Кривые зависимости пробег–энергия для ряда других быстрых ионов, более тяжелых, чем α -частицы, но более легких, чем осколки деления, представлены на рис. 15.10. И в этом случае относительные тормозные способности различных веществ такие же, как для α -частиц. Специальный интерес представляет вопрос о пробегах ионов с настолько малыми начальными энергиями, что энергетические потери обусловлены в основном упругими атомными соударениями («ядерное торможение»).

15.5.5. Разброс пробегов. Выражение (15.28д) определяет лишь средние значения величин удельных потерь энергии. В действительности имеют место флуктуации как в потере энергии при одном соударении, так и в числе соударений на единице пути частицы в веществе. Флуктуации в доле энергии, теряемой при одном соударении, делают больше при относительно малых скоростях ионов в тех энергетических областях, где превалирует механизм «ядерных потерь» и где играют роль процессы попеременного захвата и потери электронов (флуктуация заряда). Кроме того, в результате упругого рассеяния частица отклоняется от линейной траектории, и ее реальный путь в веществе оказывается больше пробега, измеряемого в направлении первоначального движения. В результате всех этих процессов тождественные вначале заряженные частицы, образующие падающий на поглотитель моноэнергетический пучок, имеют не совсем одинаковые пробеги. В действительности наблюдается некоторое распределение пробегов. Количественно оно характеризуется разбросом пробегов S («страгглингом»); эта величина представляет собой разность между средним и экстраполированным пробегами.

Для любых заряженных частиц (заряд иона z , масса M) разброс пробегов ($S_{z,M}$) можно приближенно вычислить с помощью следующего выражения:

$$S_{z,M} = \frac{\sqrt{M}}{z^2} S_{1,1}, \quad (15.39)$$

где $S_{1,1}$ — разброс пробегов протонов, обладающих той же начальной скоростью, что и данная заряженная частица. Выражение (15.39) справедливо, если частица на протяжении почти всего пробега находится в полностью ионизированном состоянии. Так, например, его можно применять для α -частиц с энергией 40 МэВ, но нельзя использовать для осколков деления. В другом предельном случае, когда торможение тяжелых ионов обусловлено в основном ядерными соударениями, критерием разброса пробегов может служить отношение дисперсии к квадрату среднего пробега, которое приблизительно равно

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2},$$

где M_1 и M_2 — массы тяжелого иона и атомов среды соответственно. Такой способ оценки разброса пробегов применим при $E \leq 1$ МэВ для частиц с атомным номером $Z \geq 35$, которые движутся в среде с таким же Z .

15.6. Взаимодействие нейтронов с веществом

Нейтроны, в отличие от заряженных частиц и гамма-квантов, практически вообще не взаимодействуют с веществом электромагнитно. Поэтому единственно возможным каналом взаимодействия является сильное взаимодействие. Простейшим видом сильного взаимодействия нейтронов с ядром является упругое рассеяние нейтронов на ядрах. При рассеянии нейтронов на ядрах возникают ядра отдачи с кинетической энергией, равной

$$E_A = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \cos^2 \varphi, \quad (15.40)$$

где E_A — кинетическая энергия ядра отдачи; A — массовое число ядра отдачи; E_n — первоначальная энергия нейтрона; φ — угол вылета ядра отдачи по отношению к направлению налетающего нейтрона. При $A = 1$ (водород) энергия протона отдачи связана с энергией налетающего нейтрона согласно следующей формуле:

$$E_p = E_n \cos^2 \varphi. \quad (15.41)$$

При лобовом ударе ($\varphi = 0$) энергия протона отдачи равна энергии налетающего нейтрона:

$$E_p = E_n,$$

т. е. нейтрон полностью передает свою кинетическую энергию протону отдачи.

При рассеянии моноэнергетических нейтронов на протонах спектр протонов отдачи представляет собой равновероятное распределение от 0 до E_n , так что в среднем нейтрон при столкновении с протоном теряет половину своей энергии. Процесс упругого рассеяния нейтронов на водороде имеет большое сечение (около 10 б при энергии нейтронов 100 кэВ), которое плавно падает до 0,1 б (при энергии 100 МэВ), и широко используется при детектировании нейтронов с энергией более или порядка 100 кэВ. При меньших энергиях нейтронов энергия протона отдачи слишком мала, чтобы ее хватило для надежной регистрации нейтронов. Тем более это утверждение справедливо для нейтронов тепловых энергий ($E_n = 0,025$ эВ), которые вообще находятся в тепловом равновесии со средой, и, следовательно, ни о каких протонах отдачи речи идти не может.

Для регистрации тепловых, надтепловых и резонансных нейтронов используются экзоэнергетические ядерные реакции. Среди них в первую очередь используются реакции на легкодоступных веществах, имеющие большое сечение и большой выход энергии:

- ${}^2_2\text{He}^3 + n \rightarrow p + {}^1_1\text{H}^3$ (суммарная кинетическая энергия p и ${}^1_1\text{H}^3$ составляет 0,77 МэВ);
- ${}^3_3\text{Li}^6 + n = {}^2_2\text{He}^4 + {}^1_1\text{H}^3$ (суммарная кинетическая энергия α -частицы ${}^2_2\text{He}^4$ и ядра трития ${}^1_1\text{H}^3$ составляет 4,78 МэВ);
- ${}^5_5\text{B}^{10} + n = {}^2_2\text{He}^4 + {}^3_3\text{Li}^7$ (суммарная кинетическая энергия α -частицы ${}^2_2\text{He}^4$ и ядра лития ${}^3_3\text{Li}^7$ составляет 2,78 МэВ).

Особенно популярна последняя реакция, так как в естественной смеси изотопов бора количество ${}^5_5\text{B}^{10}$ составляет 19,8%; сечение взаимодействия тепловых нейтронов с естественной смесью равно $\sigma = 758$ б.

Для регистрации тепловых и резонансных нейтронов используются и другие ядерные реакции, в частности реакции деления на ^{235}U , ^{239}Pu и других тяжелых ядрах.

В отличие от заряженных частиц, непрерывно теряющих свою энергию при движении через среду, нейтральные частицы взаимодействуют со средой вероятно, и эта вероятность зависит от энергии частицы, сечения процесса, количества пройденного вещества и т. д. Поэтому все детекторы характеризуются эффективностью регистрации частиц. При этом если эффективность регистрации заряженных частиц обычно близка к 100 %, то эффективность регистрации нейтральных частиц зачастую далека от 100 % и зависит от вещества детектора, его размеров, геометрии, энергии регистрируемых частиц и других факторов.

Глава 16

ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Примерно до 1950 г. для определения энергии излучений радиоактивных веществ широко применялись абсорбционные методы (основанные на исследовании поглощения излучения веществом). В настоящее время для точных измерений энергии применяют методы, базирующиеся на измерении отклонений в магнитном и электрическом полях, на дифракции в кристаллах, использовании детекторов, чувствительность которых зависит от энергии. Однако и теперь замедление и поглощение ядерных излучений веществом сохраняет значение для измерительной техники. К этим методам обращаются всякий раз, когда надо понизить энергию пучка частиц или измерить одно излучение на фоне другого, заметно отличающегося по жесткости.

Физика тяжелых ионов как часть экспериментальной ядерной физики использует практически весь арсенал методов и средств детектирования элементарных частиц для их идентификации и измерения их параметров (зарядов, масс, импульсов, энергий, угловых распределений продуктов реакций и т. п.). Для решения экспериментальных задач создаются сложные установки, содержащие большое количество детекторов различных типов. Каждый эксперимент уникален, уникальны и экспериментальные установки, однако в их основе так или иначе лежат существующие на момент их создания детекторы различных типов, зачастую модифицированные под решение конкретной задачи. Набор детекторов элементарных частиц, используемых в современной ядерной физике, весьма обширен. Детекторы отличаются друг от друга как физикой процессов, используемых для детектирования частиц, так и в пределах каждого детектора очень широким спектром конструктивных особенностей, в зависимости от требований конкретного эксперимента.

Детальное изложение физических процессов, используемых в настоящее время в различных детекторах, анализ их возможностей и параметров требует написания отдельной монографии. Здесь приведен лишь краткий обзор основных типов детекторов с электрическим съемом информации, т. е. тех детекторов, с которых снимается электрический сигнал, и их наиболее типичных конструкций. Это связано с тем, что в современном эксперименте практически всегда используется полностью автоматизированная установка и физическая информация получается на выходе компьютера. Существуют (и используются в физике тяжелых ионов) детекторы, с которых снять электрический сигнал принципиально невозможно. Это ядерные фотоэмульсии и твердотельные трековые детекторы, которые здесь не рассматриваются из-за их относительно редкого и весьма специфического применения.

Ядерные излучения (потоки α , β , γ , нейтронов, протонов, сложных заряженных частиц (кластеров), осколков деления) могут возникать при распаде радиоактивных ядер, а также в ядерных реакциях. Ядерные реакции сопровождаются излучениями двух видов — излучением при развале (фрагментации, делении) двух взаимодействующих ядер или ядра мишени после его взаимодействия с частицей*, а также излучением в результате распада образующихся в реакциях возбужденных ядер (излучением испарительных частиц). При этом образуется большое количество гамма-квантов, частиц и ядер в широком диапазоне кинетических энергий от нескольких кэВ до сотен МэВ. Основной задачей экспериментальной ядерной физики является регистрация ядерных излучений с целью идентификации сопровождающих их частиц и измерения их параметров (импульсов, энергий, спинов, угловых распределений, угловых моментов и др.).

С помощью этих данных в первую очередь получают информацию о свойствах возбужденных состояний в ядрах:

- энергии E ,
- угловом моменте I или спине J ,
- изоспине T ,
- четности π ,
- периоде полураспада $T_{1/2}$,
- магнитном моменте μ ,
- электрическом квадрупольном моменте Q ,
- квантовых числах относительно той или иной ядерной модели (в модели Нильссона, K , N , n_Z , Ω , Σ),
- параметрах деформации β_2 , β_3 , β_4 и др.;

о свойствах ядерных переходов:

- вероятности переходов,
- временах жизни для β -распада,
- внутренних коэффициентах конверсии,
- энергиях переходов,
- интенсивностях переходов,
- мультипольностях и др.;

о механизмах ядерных реакций:

- свойствах ядерной материи, находящейся в экстремальном состоянии,
- обмене нуклонами или частицами между двумя взаимодействующими ядрами,
- экзотических модах распада сильновозбужденных ядер и др.;

о роли резонансов и кварков в свойствах ядер.

Ядерная спектрометрия является основным инструментом в прикладных исследованиях (активационном анализе, радиобиологии, радиотерапии и др.).

Таким образом, получаемые в ядерно-физических экспериментах методами ядерной спектрометрии данные дают важную информацию о свойствах распадающегося ядра или продуктов реакции.

* В настоящем пособии речь идет о реакциях при низких и промежуточных энергиях (до 100 МэВ/нуклон) бомбардирующих частиц и сопровождающих эти реакции излучениях.

16.1. Газовые детекторы

Газовые детекторы заполняются соответствующим газом или смесью газов (например, аргон-метановой смесью). Ионизирующее радиационное излучение создает в газе большое количество электронно-ионных пар, которые собираются на электроде, что приводит к увеличению выходного сигнала.

Таким образом, при прохождении заряженной частицы через газ в результате ионизации в газе возникает некоторое количество электронно-ионных пар, определяемое соотношением

$$\bar{N} = E_{\text{пот}}/\omega, \quad (16.1)$$

где \bar{N} — среднее число электронно-ионных пар; $E_{\text{пот}}$ — энергия, потерянная частицей в газе; ω — энергия, идущая на образование одной электронно-ионной пары. Обычно в прикидочных расчетах полагают для газов $\omega = 30$ эВ. Эта величина определяет число регистрируемых частиц в детекторе и дает его разрешение.

Геометрия газовых детекторов может быть цилиндрической и планарной. В коаксиального типа детекторах напряжение подается между центральным проволочным анодом и цилиндрическим катодом. В планарном газовом детекторе электронное поле создается напряжением, приложенным к двум плоскопараллельным электродам. Электрическим полем на электродах собираются электроны и положительные ионы, импульс от которых усиливается и анализируется.

В зависимости от значения приложенного к электродам газовых детекторов напряжения они могут работать в трех режимах: как ионизационная камера (при напряжении от нескольких десятков до нескольких сотен вольт); при напряжении от нескольких сотен вольт до киловольт детектор работает в режиме газового усиления, когда величина образующегося сигнала пропорциональна вносимой энергии (пропорциональный счетчик); с дальнейшим увеличением напряжения приход любой частицы в детектор сопровождается лавиной электронов — этому режиму соответствуют гейгеровские счетчики, лавинные детекторы.

Возникающий ток обусловлен в основном электронами, так как их подвижность на три порядка выше, чем подвижность тяжелых ионов. Импульс напряжения на сопротивление усиливается и подается на регистрирующую аппаратуру. На рис. 16.1 показана зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе газонаполненного детектора от напряжения на его электродах (предполагается, что постоянная времени много больше времени собирания заряда в детекторе). Кривые 1 и 2 относятся к случаям различной начальной ионизации, большей для кривой 2. Эти кривые называют вольт-амперной характеристикой счетчика.

Каждую кривую можно разделить на характерные участки. На участке I происходят два конкурирующих процесса: собирание зарядов на электродах и рекомбинация ионов в газовом объеме. При увеличении поля скорость ионов увеличивается, что уменьшает вероятность рекомбинации. При дальнейшем увеличении напряжения электроны, созданные в результате первичной ионизации, ускоряются полем настолько, что становятся способными при

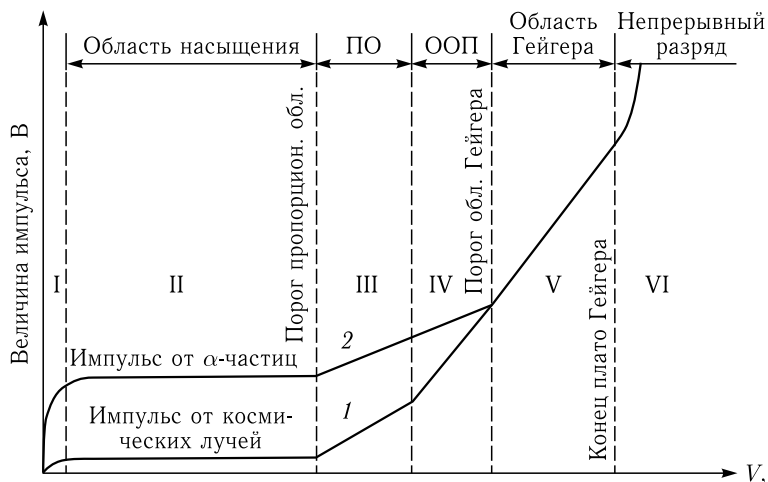


Рис. 16.1. Отношение площади под пиком к общей площади спектра

столкновении с нейтральными атомами газа ионизировать их, т. е. создавать некоторое число вторичных ионов (II). Происходит газовое усиление. При этом амплитуда импульса сначала растет пропорционально первичной ионизации — это пропорциональная область (ПО). В этой области III работают так называемые пропорциональные счетчики. Область работы пропорциональных счетчиков затем сменяется областью ограниченной пропорциональности IV (ООП). Наконец, на участке V газовое усиление возрастает настолько, что собираемый заряд не зависит от первичной ионизации. Это так называемая область Гейгера. Однако разряд, как и в предыдущих областях, остается вынужденным, т. е. начинается после прохождения ионизирующей частицы.

Поскольку тормозная способность газовых детекторов не очень высокая, они используются для регистрации электронов, тяжелых ионов и низкоэнергетических рентгеновских лучей.

Так как взаимодействие частицы с атомами (или молекулами) газа носит случайный характер, в каждом конкретном случае взаимодействия частицы с газом количество электронно-ионных пар N принимает случайное значение, которое подчиняется некоторому статистическому распределению случайной величины. Акты первичного взаимодействия частицы с атомами (молекулами) статистически независимы друг от друга и с хорошей точностью подчиняются распределению Пуассона. Однако полная ионизация состоит из двух стадий: образования δ -электронов и последующей ионизации на треках δ -электронов, т. е. процесс полной ионизации нельзя считать статистически независимым. Американский ученый У. Фано впервые показал, что в этом случае распределение электронно-ионных пар описывается формулой Пуассона, но с уменьшенной дисперсией: $D(N) = FN$, где F — фактор Фано (примерно 0,5 для газов).

16.1.1. Ионизационная камера. Простейший газонаполненный прибор — ионизационная камера — по существу газоразрядным прибором не является: газового разряда в ней не происходит, однако понимание физики

ее работы служит ключом к пониманию физики работы более сложных приборов. Ионизационная камера представляет собой конденсатор, состоящий из двух плоскопараллельных электродов площадью несколько десятков квадратных сантиметров, разнесенных на расстояние порядка 1 см (см. рис. 16.2).



Рис. 16.2. Вариант ионизационной камеры

Камеры обоих типов практически одинаковы, специфика их использования так или иначе отражается на требованиях, предъявляемых к их характеристикам.

При прохождении заряженной частицы через рабочий газ вдоль трека частицы образуются ионы, практически находящиеся в тепловом равновесии со средой, и электроны, обладающие избыточной кинетической энергией по сравнению с тепловой. Эти электроны в большинстве газов термализуются за время порядка 10^{-6} – 10^{-7} с. В отсутствие электрического поля термализовавшиеся электроны диффундируют, а также рекомбинируют с положительными ионами с образованием нейтральных атомов.

Во многих приборах процесс диффузии не играет сколько-нибудь заметной роли с точки зрения регистрации частицы, и его можно не учитывать. Наоборот, в таких приборах, как дрейфовая камера, где измеряется пространственное распределение трека, процесс диффузии играет существенную негативную роль и будет подробно рассмотрен при анализе характеристик прибора.

При рекомбинации электронов с ионами вновь образуются нейтральные атомы или молекулы. Процесс рекомбинации зависит от взаимного пространственного распределения ионов и электронов. В простейшем случае, когда те и другие расположены равномерно по всему объему, происходит так называемая объемная рекомбинация, скорость которой пропорциональна квадрату концентрации электронов (или ионов): $dn/dt = n_0 - \rho n^2$, где n — концентрация электронов; n_0 — скорость генерации электронно-ионных пар в $1/\text{см}^3 \cdot \text{с}$; ρ — коэффициент рекомбинации 10^{-8} – 10^{-10} $\text{см}^3/\text{с}$.

Значение коэффициента рекомбинации ρ указано для так называемых электронейтральных газов, не захватывающих электроны с образованием отрицательных ионов. Это прежде всего благородные газы He, Ar, Ne, Kr, Xe

Пространство между электродами заполнено рабочим веществом — газом — при атмосферном давлении. В некоторых случаях давление газа может превышать атмосферное на 1–2 порядка.

По режиму работы ионизационные камеры подразделяются на две категории: импульсные и токовые. В первом случае регистрируются импульсы от каждой отдельной частицы, произведшей ионизацию газа камеры, а во втором — измеряется ток, образованный потоком таких частиц. Хотя принципиальные схемы ионизационных

и ряд других сложных органических газов. Некоторые другие газы (кислород, галогены, фреоны и др.) охотно захватывают свободные термализовавшиеся электроны с образованием отрицательных ионов. При этом за времена порядка 10^{-7} с электроны исчезают из объема, а скорость рекомбинации положительных ионов с отрицательными возрастает на 2–3 порядка по сравнению со скоростью рекомбинации положительных ионов с электронами. Все газоразрядные детекторы при формировании сигнала используют так или иначе свободные электроны, поэтому они все заполняются газами, не захватывающими электроны. Поскольку наиболее дешевым и доступным из этих газов является аргон, он и используется в большинстве детекторов, если к свойствам газа нет каких-либо специальных требований. Иногда для специальных целей к основному газу добавляется в малой и тщательно контролируемой концентрации электроотрицательная примесь.

Многие молекулы газа (например, кислорода) являются электроотрицательными: они быстро захватывают свободные электроны и образуют отрицательные ионы. Этот эффект может полностью уничтожить электронную компоненту — ток будет состоять только из тока положительных и отрицательных ионов. Поэтому в ионизационных камерах (и газонаполненных детекторах вообще) применяются электронейтральные газы, прежде всего благородные газы.

В качестве рабочего вещества в ионизационной камере может применяться и жидкость, и кристаллическая структура. Последние образуют класс кристаллических детекторов и будут рассмотрены ниже.

Что касается жидкостей, то, вследствие высокой плотности образованных частицей электронов и ионов вдоль трека, в них практически при всех допустимых значениях напряженностей электрического поля рекомбинацию электронов и ионов остановить не удастся. Кроме того, подвижность ионов в жидкостях столь мала, что использовать ионную компоненту тока также нельзя.

Если к электродам ионизационной камеры, наполненной аргоном при атмосферном давлении, приложить электрическое поле напряженностью порядка сотни вольт на сантиметр, то электроны и ионы начнут движение в сторону электродов соответствующей полярности, причем рекомбинация в таких полях будет практически остановлена, и ток будет течь до тех пор, пока все электроны не соберутся на соответствующих электродах. Движение электронов и ионов в относительно слабых полях называется дрейфом носителей и характеризуется скоростями дрейфа. Они существенно отличаются для электронов и для ионов. Двухкомпонентность электрического тока в газоразрядных приборах имеет принципиальное значение. Вклады каждой из компонент тока в суммарный выходной сигнал различаются для различных детекторов прежде всего, как будет показано ниже, из-за различной конфигурации в них электрического поля.

Подвижности электронов и ионов μ^+ , μ^- сильно отличаются. Обычно при атмосферном давлении $\mu^- = 10^4 - 10^3$ см²/В·с, μ^+ — порядка единиц см²/В·с; скорости дрейфа электронов и ионов в поле напряженностью порядка 1000 В/см в аргоне, соответственно, $V_{др}^+$ — порядка 10^3 см/с, а $V_{др}^-$ — порядка 10^6 см/с.

Отсюда времена собирания ионов и электронов на электроды при расстоянии между электродами $d = 1$ см равны $T^+ = 10^{-3}$ с, $T^- = 10^{-6} - 10^{-7}$ с.

Импульс электрического тока во внешней цепи, как уже отмечалось выше, двухкомпонентен: он состоит из электронного и ионного токов.

Таким образом, двухкомпонентность тока в ионизационной камере (да и в любом детекторе, где присутствуют две компоненты электрического заряда) приводит к тому, что каждая из компонент тока вносит в общий заряд емкости детектора $q = eE_{\text{част}}/\omega$ долю, пропорциональную пройденной разности потенциалов (при условии, что обе компоненты тока полностью интегрируются емкостью детектора), так как работа по переносу заряда $A = e(\varphi_1 - \varphi_2)$, где $\varphi_1 - \varphi_2$ — пройденная разность потенциалов.

При полном интегрировании обеих компонент тока необходимо выбирать постоянную времени $R_{\text{н}}C_{\text{э}} \gg T^+$. В этом случае амплитуда импульса напряжения $U_{\text{вых}}$ пропорциональна энергии частицы, однако поскольку длительность снимаемого сигнала определяется временем разряда $C_{\text{э}}$, т. е. много больше T^+ и составляет не менее 10^{-2} с, загрузочная способность (средняя скорость регистрации частиц) мала.

Обычно ионизационные камеры применяются для измерения энергий α -частиц и осколков деления. При этом α -источник или делящийся материал размещают на отрицательном электроде. Пробеги α -частиц естественной радиоактивности и более тяжелых осколков деления в газе при атмосферном давлении невелики, обычно несколько сантиметров для α -частиц и меньше для осколков деления, α -частицы и осколки деления в рабочем объеме камеры полностью теряют свою энергию.

Для того чтобы избежать индукционного эффекта и при этом использовать только электронную компоненту, применяются трехэлектродные ионизационные камеры: между двумя электродами вводится сетка, свободно пропускающая дрейфующие электроны. Пробег частицы должен полностью укладываться между отрицательным электродом и сеткой (имеющей относительно него положительный потенциал), а сигнал снимается с промежутка сетка — положительный электрод (анод), по отношению к которому сетка имеет отрицательный потенциал. При этом электроны, образованные частицей, проходят одинаковое расстояние между сеткой и положительным электродом (анодом) независимо от ориентации трека в промежутке отрицательный электрод (катод) — сетка, и индукционный эффект пропадает.

Поскольку ионизационная камера — прибор спектрометрический, то ее основные характеристики — это пропорциональность и энергетическое разрешение. Пропорциональность непосредственно следует из формулы $U_{\text{max}} = q/C$, где $q = eE_{\text{част}}/\omega = eN$, откуда $E_{\text{част}} = \omega N$.

В результате многократных измерений энергии моноэнергетического источника из-за флуктуаций величины N мы получим некоторое распределение dN/dE . Полная ширина этого распределения на половине его высоты $\delta E = \text{FWHM}$ (Full Width at Half Maximum) и называется энергетическим разрешением прибора. Оно может измеряться как в абсолютных единицах, так и в процентах: $(\delta E/E) \cdot 100\%$. Энергетическое разрешение показывает, насколько близкие ($\sim \delta E = \text{FWHM}$) по энергии энергетические линии могут быть разделены (разрешены) прибором. Если распределение по энергиям

описывается гауссианом, то в пределе (без учета ухудшающих факторов) $FWHM = 2,35\sigma$.

В ряде работ была предложена оригинальная конструкция цилиндрической ионизационной камеры с сеткой с наполнением ксеноном высокого давления для спектрометрии гамма-излучения. Камера представляет собой цилиндрический объем диаметром 110 мм и длиной 170 мм (катод). Анод изготовлен в виде цилиндра диаметром 10 мм, окруженного сеткой диаметром 20 мм. Камера заполнена газообразным ксеноном до плотности $0,4 \text{ г/см}^3$. На катод подается напряжение питания 20 кВ, а на сетку — 10 кВ. Подобная конструкция обеспечивает условия, при которых более 90% гамма-квантов (и их треков) располагаются в промежутке сетка–катод и не подвержены индукционному эффекту. Искажениям, связанным с индукционным эффектом, подвержены менее 10% событий. Благодаря оригинальной конструкции и применению сверхчистого ксенона энергетическое разрешение такой камеры составляет 2% на линии 662 кэВ, что примерно в 3 раза лучше, чем у детектора на основе сцинтиллятора NaI(Tl), хотя несколько уступает последнему в эффективности (эффективность камеры равна 15% при $E = 1 \text{ МэВ}$, а эффективность сцинтилляционного детектора на основе NaI(Tl) в зависимости от размера сцинтиллятора может достигать более 90%). Тем не менее ионизационная камера имеет ограниченную область применения из-за малости сигнала, возникающего во внешней RC -цепи. При регистрации α -частиц с энергией порядка 5 МэВ величина сигнала составляет примерно 10^{-4} В , что требует большого усиления.

16.1.2. Пропорциональный счетчик. Применение эффекта газового усиления в газонаполненных приборах сильно расширяет их возможности. При напряженности поля порядка 10^4 В/см и выше образованные частицей свободные электроны могут набрать в этом поле энергию, достаточную для ударной ионизации атомов или молекул газа. Возникает электронно-ионная лавина.

Если где-то в промежутке между анодом и катодом возникло в результате ионизации, вызванной заряженной частицей, N_0 свободных электронов, то на расстоянии x от этой точки общее число электронов N будет равно:

$$N = N_0 e^{\alpha x}; \quad m = e^{\alpha x}, \quad (16.2)$$

где α — коэффициент ударной ионизации, зависящий от напряженности электрического поля E и давления газа P ; m — коэффициент газового усиления.

Из формулы (16.2) видно, что величина коэффициента газового усиления зависит от расстояния между треком и анодом, и плоскопараллельная геометрия не годится для измерения энергии частицы.

Для решения этой проблемы в плоскопараллельных камерах используют так называемую сетку Фриша, позволяющую получить сигнал, обусловленный только дрейфом электронов. Сетка располагается вблизи анодного электрода, в сторону которого движутся электроны. Основной объем камеры лежит между катодом и сеткой. Анод находится под положительным потенциалом, а катод под отрицательным. Сетка заземлена и действует как экран: пока электроны не дойдут до нее, на аноде заряд не индуцируется.

После прохождения через сетку электроны индуцируют на аноде заряд, пропорциональный пройденному ими пути, до значения, равного заряду q , освобожденному в объеме камеры в результате ионизации и прошедшему через сетку. Чтобы прозрачность сетки для электронов была максимальной, электрическое поле за сеткой должно быть в 2–3 раза выше, чем перед сеткой. Сетку делают достаточно прозрачной для прохождения через нее электронов и в то же время достаточно плотной, чтобы обеспечить надежное экранирование анода от дрейфового поля между катодом и сеткой. Например, сетка камеры, изготовленная из никелевой проволоки диаметром 80 мкм, с расстоянием между проволоками 1,5 мм, обеспечивает экранировку $\sim 98\%$.

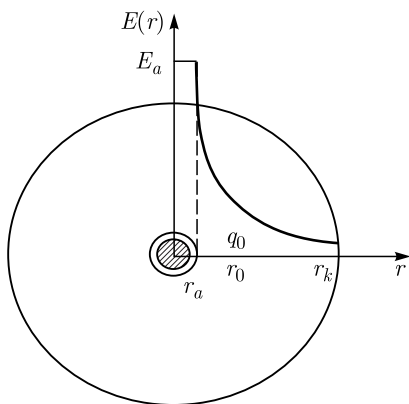


Рис. 16.3. Поле внутри цилиндрического счетчика

Для получения определенных напряженностей электрического поля в промежутках между электродами важны только разности потенциалов между ними, а не значения самих потенциалов. Вместе с тем подключение электроники к нулевому потенциалу обеспечивает большую надежность ее работы. Поэтому чаще всего анод привязывается к нулевому потенциалу, а на сетку подается отрицательный потенциал, который по абсолютной величине меньше потенциала катода.

Как уже отмечалось выше, величина коэффициента газового усиления зависит от расстояния между треком и анодом, и для исключения этой зависимости используются пропорциональные счетчики с цилиндрической геометрией (рис. 16.3): катод выполняется в виде цилиндра диаметром 1–2 см, по оси которого натянута анодная нить диаметром 100 мкм или меньше (до 20 мкм). Напряженность электронного поля E в такой геометрии растет по мере приближения к нити:

$$E = \frac{V}{r \ln(r_k/r_a)}, \quad (16.3)$$

где V — приложенная разность потенциалов; r_k — радиус катода; r_a — радиус анодной нити.

В такой геометрии напряженность электрического поля, достаточная для ударной ионизации газа, достигается на расстоянии нескольких радиусов анодной нити. В остальном объеме счетчика (95–99%) поле относительно мало, и в нем происходит дрейф электронов к области ударной ионизации. В силу малости объема области ударной ионизации коэффициент газового усиления уже практически не зависит от ориентации трека.

Развитие лавины характеризуется коэффициентом ударной ионизации α , который равен числу электронно-ионных пар, рожденных одним электроном на 1 см пути в направлении электрического поля.

Коэффициент ударной ионизации α следующим образом зависит от давления газа и напряженности электрического поля:

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp\left(-\frac{BP}{E}\right),$$

где A и B — некоторые константы для данного газа.

Формула (16.3) справедлива для условия $E = \text{const}$. Для случая непостоянного поля, как это имеет место в пропорциональном счетчике, $\alpha = \alpha(r)$, и тогда

$$\alpha = \int_{r_2}^{r_1} \alpha(r) dr. \quad (16.4)$$

На рис. 16.4 приведена схема включения пропорционального счетчика.

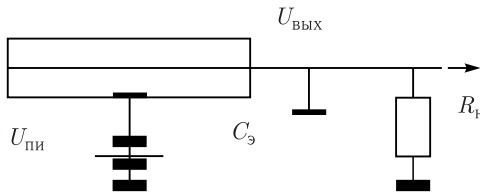


Рис. 16.4. Схема включения пропорционального счетчика

Ток в пропорциональном счетчике более чем на 90% состоит из ионной компоненты. Действительно, электроны в лавине рождаются в своей основной массе на расстоянии 2–3 радиуса нити и до своего собирания на нить проходят незначительную разность потенциалов (см. рис. 16.5). Ионы, в свою очередь, рождаются там же, где и электроны, но проходят практически всю разность потенциалов, причем большую ее часть на первых нескольких радиусах нити и за очень малое время (около 10 мкс), так как движутся на небольшие расстояния в очень сильном поле.

При больших значениях напряженности электрического поля существенную роль в образовании электронно-ионной лавины начинают играть и другие, более слабые эффекты. Во-первых, следует учесть, что в самой электронно-ионной лавине помимо электронно-ионных пар образуются возбужденные атомы газа. При переходе возбужденных атомов газа в основное состояние высвечиваются жесткие кванты ультрафиолетового излучения. Подавляющая часть этого излучения испытывает резонансное поглощение вблизи точки излучения и в процессах столкновения

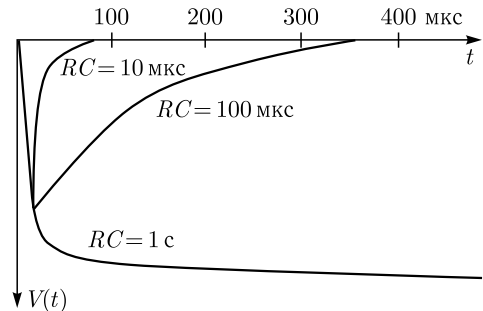


Рис. 16.5. Форма импульса в пропорциональном счетчике при различных RC нагрузки. Видно, что до 10^{-5} с амплитуда сигнала с уменьшением RC падает незначительно

возбужденных атомов газа и атомов газа, находящихся в основном состоянии, так или иначе перерабатывается в тепло. Однако небольшая часть фотонов в конечном счете может все же достичь катода, и число таких фотонов растет с ростом коэффициента газового усиления. Поскольку работа выхода электронов из катода (для меди это 4,4 эВ) существенно меньше энергии фотонов (например, потенциал возбуждения аргона $I_{\text{возб}} = 11,5$ эВ), поглощение фотонов катодом будет приводить к внешнему фотоэффекту, т. е. к появлению дополнительных свободных электронов в объеме счетчика.

Кроме того, подходящие к катоду положительные ионы при своей нейтрализации на катоде также вызывают появление дополнительных свободных электронов, поскольку потенциал ионизации аргона составляет 15,7 эВ, а работа выхода электрона из металла всего 4,4 эВ (для меди). Разности этих энергий более чем хватает на вырывание из катода дополнительного свободного электрона.

Оба этих процесса объединяются одним коэффициентом — коэффициентом поверхностной ионизации ψ , дающим относительный выход электронов с катода на один приходящий к катоду положительный ион (безотносительно к механизму появления этого свободного электрона).

Варьируя тип и процентное содержание примесей, можно получать как пропорциональные счетчики с различными предельными значениями коэффициентов газового усиления (вплоть до 10^6), так и счетчики Гейгера (самогасящиеся счетчики), в которых гашение разряда происходит на первой стадии за счет упомянутых выше механизмов.

В самогасящихся счетчиках, наполненных обычно аргоном (90 %) и парами спирта (10 %), газовый разряд развивается весьма своеобразно. В области ударной ионизации вблизи нити происходит высвечивание возбужденных ионов аргона, образующихся в электронно-ионной лавине. Эти фотоны, в свою очередь, ионизуют ближайшие к лавине ионы спирта (потенциал ионизации спирта ниже первого потенциала возбуждения аргона), и разряд начинает распространяться вдоль нити в оба конца до тех пор, пока окружающая нить ионная «шуба» не понижает напряженность поля у нити настолько, что разряд останавливается сам собой. По мере того, как ионы движутся к катоду, из-за разности потенциалов ионизации аргона (15,7 эВ) и спирта (11,3 эВ) происходит описанный выше процесс перезарядки, и к катоду подходят только ионы спирта. Кроме того, поле вокруг нити восстанавливается, и процесс регистрации частицы может быть повторен. Однако некоторое время, пока ионы находятся вблизи нити, счетчик практически нечувствителен к другим частицам. Это время ($\sim 10^{-4}$ с) называется мертвым временем счетчика. Затем за какой-то период времени (тоже $\sim 10^{-4}$ с) происходит восстановление напряженности поля в счетчике. В это время (время восстановления) счетчик работоспособен, но амплитуда сигнала в нем будет несколько ниже нормы. Таким образом, максимальная скорость счета самогасящегося счетчика составляет около 10^4 частиц в секунду, что много выше, чем у несамогасящегося. Срок службы самогасящегося запаянного счетчика ограничен, так как спирт в нем необратимо расходуется, и счетчик практически непригоден после регистрации 10^8 – 10^9 частиц.

Для регистрации тепловых нейтронов применяются пропорциональные счетчики, заполненные газом BF_3 (рис. 16.6) либо в естественной смеси изотопов бора, либо с обогащением, а также счетчики, заполненные ^3He вплоть до давления 10 атм. Сечение захвата тепловых нейтронов в естественной смеси изотопов бора (18,8% ^{10}B , 81,2% ^{11}B) равно примерно 770 б ($1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}$), а на обогащенном (чистом) ^{10}B — примерно $4 \cdot 10^3$ б. Сечение реакции (n, p) на ^3He равно примерно 5400 б, так что обе эти реакции весьма эффективны для регистрации тепловых нейтронов. Эффективность регистрации тепловых нейтронов одним борным счетчиком диаметром около 2 см и длиной порядка 10 см может достигать десятых долей процента. Для регистрации быстрых нейтронов борные или гелиевые счетчики окружают слоем замедлителя — обычно полиэтилена. Естественно, что это именно счетчики нейтронов, так как амплитуда сигнала никак не связана с энергией регистрируемых нейтронов. Ионизация от продуктов реакций с ^3He и ^{10}B во много раз превосходит ионизацию от электронов, рожденных γ -квантами, всегда присутствующих в нейтронных потоках. Путем соответствующей дискриминации по амплитуде импульсов удается сделать пропорциональные счетчики полностью нечувствительными к γ -фону. Эффективность регистрации быстрых нейтронов ($E \geq 0,5 \text{ МэВ}$) газовыми детекторами оказывается невысокой, поэтому возникает необходимость в замедлении нейтронов. В качестве замедлителя обычно используют водородосодержащие соединения типа полиэтилена или парафина, в которых нейтроны испытывают многократное упругое рассеяние, сопровождающееся потерей их энергии (см. рис. 16.7).



Рис. 16.6. Пропорциональный счетчик

Пропорциональные счетчики широко применяются для регистрации релятивистских частиц. При больших коэффициентах усиления ($\geq 10^4$ и выше) даже минимально ионизирующая частица создает в счетчике сигнал, на много порядков превышающий уровень шума внешнего усилителя. Тем самым появляется возможность измерения удельных ионизационных потерь частицы dE/dx .

Пропорциональные счетчики малого диаметра нашли массовое применение в трекерах — приборах, в которых прослеживаются треки частиц (при одновременном измерении удельных ионизационных потерь). Такие детекторы изготавливаются полупромышленно под определенный заказ. Так, в установке ATLAS в ЦЕРН на основе тонкостенных пропорциональных счетчиков малого диаметра создан детектор переходного излучения — трекер, насчитывающий около 300 тысяч отдельных счетчиков. Диаметр счетчика невелик ($\varnothing = 4 \text{ мм}$), поскольку в каждом отдельном счетчике координата частицы определяется примерно с точностью до его диаметра. Переходное излучение — это весьма

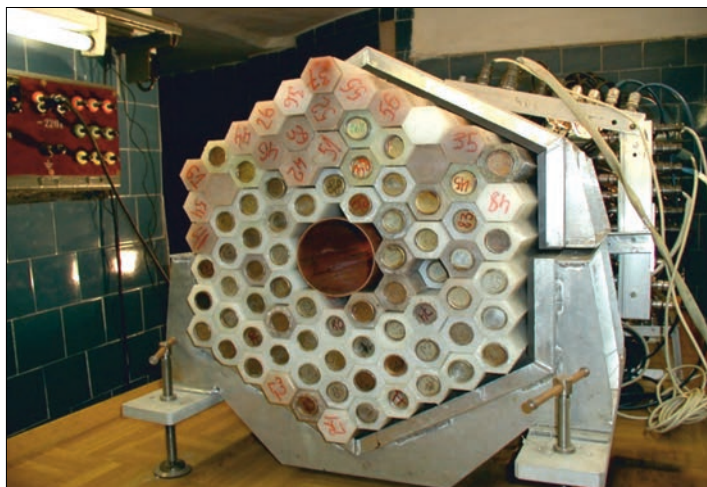


Рис. 16.7. 4π-нейтронный детектор на основе ^3He пропорциональных счетчиков

специфическое излучение, возникающее при переходе заряженной частицы из среды с одной диэлектрической константой в среду с другой диэлектрической константой. Вероятность излучения на один переход весьма мала, и для излучения с вероятностью порядка единицы нужны сотни переходов. Это достигается либо набором тонких фольг, либо пористым материалом. Интенсивность излучения пропорциональна лоренц-фактору γ , и при $\gamma \sim 10^3$ спектр излучения лежит, в основном, в районе 10 кэВ. Излучение направлено вдоль траектории частицы. При достижимых к настоящему времени энергиях ускоренных частиц излучение существенно только для электронов, поэтому оно применяется для дискриминации электронов на фоне более тяжелых частиц. Это излучение регистрируется одновременно с удельными ионизационными потерями в тех же детекторах. Поэтому признаком наличия переходного излучения является дополнительное энерговыделение по сравнению с удельными ионизационными потерями, при этом дополнительное энерговыделение должно быть близким по своей величине к удельным потерям. Это легко достигается в газах с толщиной газового промежутка 0,5–1 см. Поскольку конкурирующим процессом является тормозное излучение, толщина стенки катода счетчика выбирается минимально возможной, а вещество катода — наиболее легким. Таким образом, катод изготавливается из органической пленки (каптона) толщиной 50 мкм. Газ, наоборот, должен быть тяжелым, чтобы вероятность фотоэффекта была достаточно велика (обычно это ксенон). Такие счетчики получили название «straw» (соломинки). Анодная нить таких счетчиков — золоченый вольфрам диаметром 30 мкм. Коэффициент усиления каждого счетчика — до 10^4 .

16.1.3. Пропорциональные камеры. Пропорциональные камеры состоят из двух плоскопараллельных электродов (катодов), изготавливаемых обычно из алюминизированной полимерной пленки (майлара) и натянутых на изолирующую рамку. Расстояние между катодами составляет 10–20 мм. Между

катодами на равном расстоянии от них натянуты анодные нити диаметром до 20 мкм, с шагом между нитями не менее 2 мм. Между катодами и анодными нитями прикладывается разность потенциалов порядка 1 кВ. Электрическое поле в такой системе имеет структуру, четко отделяющую поле одной нити от поля другой, и, таким образом, пропорциональная камера, по существу, представляет собой набор большого количества пропорциональных счетчиков в одном газовом объеме. Электроны ионизации, создаваемые заряженной частицей в объеме детектора, дрейфуют к соответствующей анодной нити и в непосредственной близости от нее за счет ударной ионизации создают электронно-ионную лавину. Конструкция детектора и картина распределения электрического поля в нем показаны на рис. 16.8.

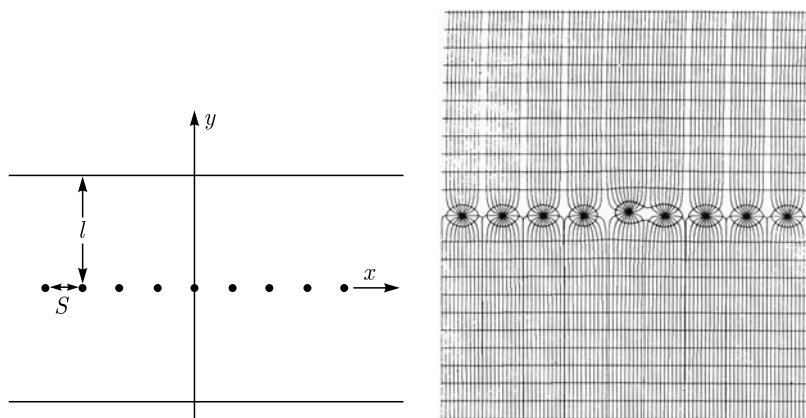


Рис. 16.8. Устройство пропорциональной камеры (слева) и распределение электрического поля в камере (справа). Справа показано также искажение поля, вызванное смещением анодных нитей

Площадь таких камер может составлять 1 м^2 и более. Поскольку катоды изготовлены из тонкой пленки, давление рабочего газа в объеме камеры поддерживается равным атмосферному. Пропорциональные камеры применяются в физике как низких, так и высоких энергий, т. е. для регистрации релятивистских частиц. Регистрируемая частица на 1 см пути в газе при давлении, равном атмосферному, создает, в среднем, порядка сотни электронно-ионных пар, поэтому коэффициент газового усиления в пропорциональных камерах выбирается от 10^4 до 10^6 (иногда и более). Для достижения такого высокого коэффициента газового усиления без перехода в режим гейгеровского разряда уменьшают коэффициент поверхностной ионизации γ . С этой целью камеры заполняются газовой смесью, состоящей из (обычно) аргона и органического газа (метана, изобутана и т. п.), обладающего гасящими свойствами. Двухкомпонентная смесь, например аргон + изобутан, позволяет достичь коэффициента газового усиления в пропорциональном режиме до величин порядка 10^6 . Для достижения еще больших значений коэффициента газового усиления в газовую смесь добавляют небольшое количество (менее 1%) электроотрицательного газа. Малое количество электроотрицательного газа практически не сказывается на развитии электронно-ионной лавины вблизи

анодной нити, однако электроотрицательная примесь эффективно перехватывает вторичные электроны, выбиваемые с катода, тем самым подавляя развитие вторичных лавин. Например, *магическая смесь*, предложенная лауреатом Нобелевской премии Ж. Шарпаком, состоящая из Ag (70%), изобутана (29,6%), фреона (0,4%), позволяет получить коэффициент газового усиления до 10^8 .

Поле вблизи нити аналогично полю цилиндрического пропорционального счетчика, а вдали от нити — постоянно и мало. Из рис. 16.9 видно, что область газового разряда (электронно-ионной лавины) начинается на расстоянии всего нескольких радиусов от центра нити, и, таким образом, зависимость величины сигнала от ориентации трека частицы в данной конструкции пренебрежимо мала.

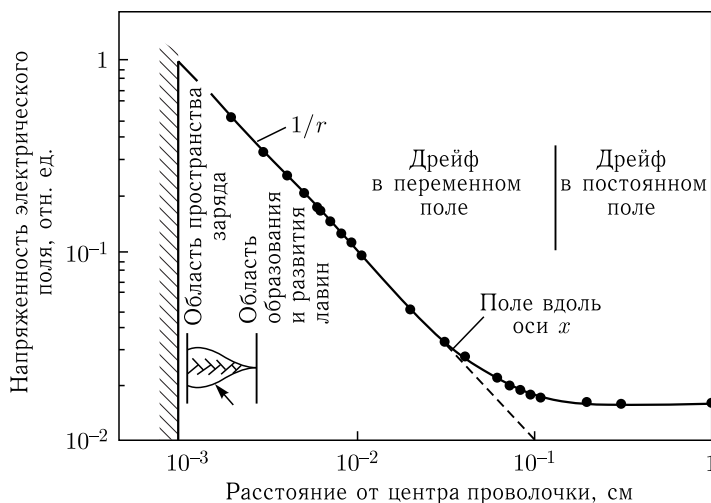


Рис. 16.9. Изменение напряженности электрического поля в пропорциональной камере вдоль оси x , перпендикулярной плоскости проволочек и проходящей через центр проволочки. Показаны различные области поля (область образования и развития лавины, области дрейфа электронов в спадающем и затем практически постоянном поле)

Точность локализации разряда в такой камере равна шагу между проволочками или несколько лучше при усреднении данных с нескольких проволочек при косом треке, однако на практике минимально используемый шаг равен 2 мм. С уменьшением шага приходится пропорционально увеличивать разность потенциалов, и работа камеры становится неустойчивой.

Пространственное разрешение пропорциональных камер можно существенно улучшить путем применения так называемого *стрипового* катода. В этом случае катод разбивается на относительно узкие полоски (стрипы), и сигналы снимаются с каждого из стрипов. Появление сигналов на стрипах обязано эффекту электростатической индукции. Количество электронов в лавине, образующейся вблизи анодной нити, экспоненциально нарастает по мере приближения к нити, и, таким образом, основная часть электронов

лавинны проходит лишь небольшую разность потенциалов и дает небольшой ($\sim 10\text{--}15\%$) вклад в анодный сигнал. Основной вклад в сигнал дают ионы, образовавшиеся вблизи нити и движущиеся от нее в сильном электрическом поле. Поскольку электроны быстро уходят на нить, вблизи нити остается нескомпенсированный положительный объемный заряд ионов. Этот заряд индуцирует сигналы противоположного знака на стрипах, как это показано на рис. 16.8.

Позиционное разрешение, достигаемое при таком съеме информации, может быть получено порядка 100 мкм , т.е. может превышать шаг между нитями более чем на порядок величины.

Дальнейшее развитие этой методики — изготовление катода в виде отдельных прямоугольных площадок — пэдов, позволяющих получить пространственное разрешение порядка 100 мкм сразу по двум координатам в плоскости катода. Правда, количество электронных каналов регистрации при этом возрастает квадратично по сравнению со стриповым съемом информации.

Счетчики (камеры) с резистивными электродами. В физике высоких энергий в последнее десятилетие широкое распространение получили плоскопараллельные пропорциональные счетчики (камеры) с резистивными электродами. Разумеется, как уже отмечалось выше, при плоскопараллельной геометрии с использованием эффекта газового усиления и при отсутствии специальных дополнительных электродов (нитей, сеток и т.п.) измерение энергии частиц практически невозможно. Поэтому плоскопараллельная геометрия применяется там, где измерение энергии и не требуется, а требуется либо высокая точность определения момента регистрации частицы (высокое временное разрешение), либо достаточно точное определение координаты частицы на большой площади и при большой средней загрузке. Плоскопараллельная геометрия в данном случае оправдана, поскольку позволяет получить детекторы предельно простой конструкции, покрывающие большую площадь (до сотни квадратных метров). Число отдельных счетчиков в сборке может достигать нескольких десятков тысяч. Конструкция таких счетчиков несколько меняется в зависимости от задачи. Меняется также и режим их работы. Рассмотрим устройство и принцип работы таких счетчиков более подробно.

Счетчики (камеры с резистивными электродами RPC — resistive plate chambers) состоят как минимум из двух плоских параллельных электродов (рис. 16.10). По крайней мере, один электрод (на рис. 16.10 — оба, каждый с одной стороны имеет проводящее графитовое покрытие) изготавливается из материала с большим объемным сопротивлением $10^{10}\text{--}10^{12}\text{ Ом}\cdot\text{см}$.

Заряд Q_0 , созданный в результате лавинного размножения первичного заряда, садится на поверхность высокоомного электрода и рассасывается со скоростью

$$Q(t) = Q_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (16.5)$$

где $\tau = \rho\varepsilon_0\varepsilon_r$: ρ — объемное сопротивление материала, ε_0 — диэлектрическая постоянная, а ε_r — диэлектрическая проницаемость высокоомного материала.



Рис. 16.10. Схема счетчика с резистивными электродами

При значении $\rho = 10^{10}$ Ом·см напряженность поля в области лавины резко падает, в этом месте образуется «слепое пятно» около 100 мм^2 на время релаксации (десятые-сотые доли секунды), в то время как вся остальная поверхность электрода остается под первоначальным потенциалом.

Площадь слепого пятна равна $S = \frac{Qd}{V\varepsilon_0}$, где Q — полный заряд, d — межэлектродное расстояние, V — разность потенциалов. Схема развития газового разряда в счетчике с резистивными электродами условно показана на рис. 16.11.

Применение резистивного электрода, т. е. электрода, изготовленного из высокоомного вещества (обычно стекла или специальной пластмассы — бакелита с сопротивлением 10^{12} – 10^{14} Ом·см), не является единственным условием нормальной работы камеры. Не менее важным является выбор рабочего

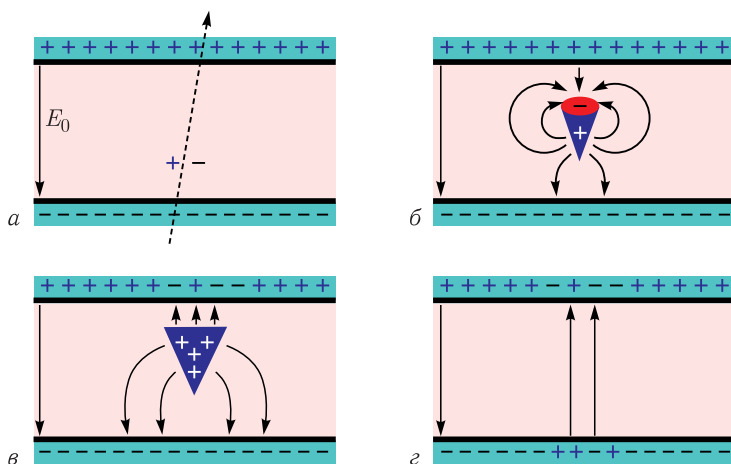


Рис. 16.11. Схема последовательного (а, б, в, г) развития электронно-ионной лавины в счетчике с резистивными электродами. В момент развития лавины объемные заряды скапливаются на поверхности резистивных электродов

газа (точнее, рабочей смеси). К газовой смеси предъявляется целый ряд зачастую противоречивых требований. Во-первых, смесь должна быть гасящей (даже сильно гасящей). Пропорциональный режим не должен переходить при повышении напряжения в гейгеровский режим. Поэтому смесь чаще всего трехкомпонентна: практически обязательной является небольшая добавка электроотрицательной примеси, роль которой — надежно перехватывать случайные электроны, вылетающие с катода (не надо забывать, что в плоскопараллельной геометрии процесс размножения электронов начинается сразу с места их возникновения).

По той же причине должна быть надежно поглощена фотонная компонента: фотоны не должны уходить далеко от лавины. Желательно, чтобы газ был невоспламеняющимся, газовое усиление начиналось при возможно более низких напряжениях, скорость дрейфа электронов была высокой, энергия образования одной электронно-ионной пары была ниже. Эти требования можно продолжать.

В результате усовершенствования прибора был создан счетчик с уникальными параметрами. Насколько нам известно, наилучшее достигнутое временное разрешение счетчика составило 17 пикосекунд (!) при ширине газового промежутка 100 мкм и давлении газа 10 атм.

В табл. 16.1 приведены свойства некоторых газов, применяемых для наполнения газовых приборов. Таблица позволяет оценивать потери энергии в различных газах при атмосферном давлении, оценивать число электронно-ионных пар и пр.

Таблица 16.1. Свойства некоторых газов, применяемых в газоразрядных детекторах

Газ	z	A	ρ , г/см ³	$I_{\text{ион}}$, эВ	ω , эВ	dE/dx , кэВ/см	Первичная ионизация, пар/см	Полная ионизация, пар/см
N ₂	14	28,0	$1,17 \cdot 10^{-3}$	16,7	35,0	1,96	10,0	56,0
O ₂	16	32,0	$1,33 \cdot 10^{-3}$	12,8	31,0	2,26	22,0	73,0
Ne	10	20,2	$0,8 \cdot 10^{-3}$	21,5	36,0	1,41	12,0	39,0
Ar	18	39,9	$1,66 \cdot 10^{-3}$	15,7	26,4	2,44	29,4	94,0
Kr	36	83,8	$3,49 \cdot 10^{-3}$	14,0	24,0	4,6	22,0	192,0
Xe	54	131,3	$5,49 \cdot 10^{-3}$	12,1	22,0	6,76	44,0	307,0
CO ₂	22	44,0	$1,86 \cdot 10^{-3}$	13,7	33,0	3,01	34,0	91,0

RPC применяются в двух заметно отличающихся модификациях: для координатных измерений и получения триггерного сигнала для запуска всей установки, а также для временных измерений. Для координатных измерений желательно иметь камеры большой площади ($\sim 1 \text{ м}^2$), с приличным координатным разрешением и максимально возможным сигналом. По аналогии с энергетическим разрешением координатное (позиционное) разрешение определяется как ширина экспериментально полученного распределения частиц по координатам при облучении детектора в одной точке коллимированным источником. Если точность коллимации недостаточна, координаты частиц

определяются с помощью дополнительных детекторов с заведомо высоким координатным разрешением, располагаемых впереди и позади исследуемого прибора. Так, кремниевые микростриповые детекторы имеют координатное разрешение до 10 мкм, что заведомо лучше, чем у газоразрядных детекторов.

Другое направление применения таких камер — это применение RPC высокого временного разрешения во времяпролетных системах.

На рис. 16.12 изображен произвольный сигнал детектора $U(t)$. Частица прошла через детектор в момент времени $t = 0$. Пороговое устройство, фиксирующее факт срабатывания детектора, сработало чуть позже — в момент времени $T_{\text{зад}}$.

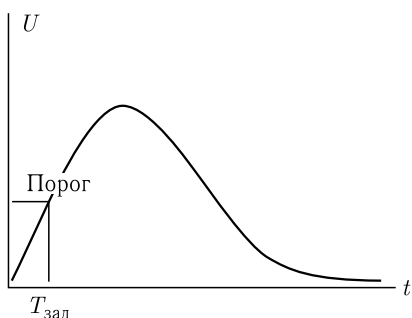


Рис. 16.12. Сигнал на выходе детектора

Если измерить распределение сигналов по задержкам, то получится, как правило, распределение, близкое к гауссовскому. FWHM этого распределения и называется временным разрешением детектора (джиттером). Оно всегда измеряется только в абсолютных единицах времени — наносекундах, пикосекундах.

С точки зрения временного разрешения плоскопараллельная геометрия гораздо предпочтительнее цилиндрической. Действительно, в цилиндрической камере время дрейфа электронов до области ударной ионизации, которое в данном случае и будет джиттером, составляет порядка 10^{-7} с. В плоскопараллельной геометрии рожденный частицей электрон сразу попадает в область сильного (размножающего) поля. Поэтому временное разрешение в такой геометрии должно быть лучше (меньше в абсолютных единицах).

Создание таких гигантских установок, как ALICE (ЦЕРН), STAR (Брукхейвенская лаборатория), предусматривающее наличие в них времяпролетных систем, измеряющих скорость частицы по времени ее пролета на определенном фиксированном расстоянии (пролетной базе), потребовало создания детекторов площадью в сотни квадратных метров и с разрешением около 50 пикосекунд. При таких размерах альтернативы газовым детекторам не было. Однако RPC в стримерном режиме не позволяют получить временное разрешение (джиттер) существенно лучше 1 наносекунды из-за неопределенностей моментов развития стримеров.

В этом смысле значительно выгоднее чисто пропорциональный режим газового усиления, хотя он и дает гораздо меньший сигнал. Уменьшение газового промежутка до предельно малых значений 0,2–0,3 мм также существенно уменьшает джиттер. Однако в газовом промежутке 0,2 мм релятивистская частица создает в среднем всего 2–3 электронно-ионных пары, а то и меньше, в зависимости от газа. Это означает, что эффективность одного промежутка будет существенно меньше 100%.

Поэтому для камер с малым газовым промежутком одним из центральных вопросов становится вопрос об эффективности регистрации релятивистских частиц. Обычно ширину газового промежутка и величину приложенного напряжения выбирают таким образом, чтобы эффективность регистрации

составляла более 90%. Выход — создать несколько промежутков (до шести) с резистивными электродами между ними. Причем напряжение на внутренние электроды не подается — они находятся в условиях плавающего потенциала, определяемого электростатикой. Подобная конструкция при площади единичного модуля 20×20 см позволяет достичь временного разрешения около 50 пикосекунд. Уменьшение ширины газового промежутка и использование режима пропорционального усиления способствуют одновременно и улучшению координатного (пространственного) разрешения за счет резкого уменьшения геометрических размеров электронно-ионной лавины. Коэффициент усиления такой камеры составляет порядка 10^3 – 10^4 , но поскольку первичный заряд очень мал, величина сигнала также мала. Сигналы считываются с дополнительных электродов, изолированных тонким слоем изоляции от верхнего и нижнего электродов. За счет электростатической индукции на считывающие электроды наводятся сигналы, возникающие во всех газовых промежутках.

Существенной практической характеристикой камер обоих типов является их предельная загрузка (предельная скорость счета). В первую очередь она зависит от удельного сопротивления электродов: чем ниже сопротивление, тем выше скорость рассасывания «слепого» пятна. Реальные значения на сегодня — это 3 кГц/см^2 для камер, работающих в режиме пропорционального усиления, и 300 Гц/см^2 для камер, работающих в стримерном режиме.

Предельная простота, надежность и низкая стоимость изготовления делают этот прибор очень привлекательным для решения широкого (но все же довольно ограниченного) круга задач.

Большинство трековых детекторов помещают в магнитное поле, что позволяет по нескольким точкам траектории частицы измерить кривизну траектории и, тем самым, импульс частицы по формуле

$$P_T = 0,2998BR,$$

где P_T — тангенциальная (перпендикулярная полю) составляющая импульса; B — магнитная индукция поля (Тл); R — радиус кривизны траектории (м). Тогда $P_T = 0,3BL^2/8s$; $R = L^2/8s + s/2 \approx L^2/8s$.

Часть траектории частицы в магнитном поле изображена на рис. 16.13.

Считая, что $\Delta L/L \ll \Delta s/s$ (относительная погрешность измерения сравнительно длинной хорды существенно меньше относительной погрешности

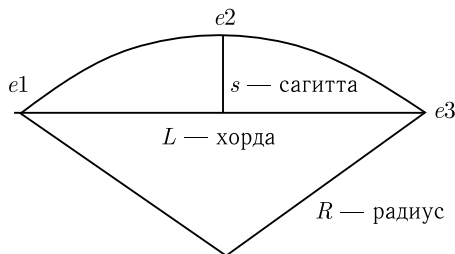


Рис. 16.13. Часть траектории частицы в магнитном поле

измерения короткой сагитты), можно записать:

$$\frac{\Delta P_T}{P_T} = \frac{\Delta s}{s},$$

или в случае измерения кривизны по трем точкам e_1 , e_2 и e_3 , как это показано на рис. 16.13,

$$\frac{\Delta P_T}{P_T} = \frac{\Delta s}{s} = \left(\frac{8P_T}{0,3BL^2} \right) \left[\left(\frac{\varepsilon_1}{2} \right)^2 + \varepsilon_2^2 + \left(\frac{\varepsilon_3}{2} \right)^2 \right],$$

где $\varepsilon_{1,2,3}$ — погрешности измерения координат в точках e_1 , e_2 и e_3 .

16.1.4. Дрейфовая камера. Модификацией пропорциональной камеры является так называемая дрейфовая камера. Не уступая пропорциональной в позиционном разрешении, она позволяет на порядок и более снизить число электронных каналов регистрации. Идея дрейфовой камеры возникла почти одновременно с идеей пропорциональной камеры. Различные варианты конструкции плоских дрейфовых камер приведены на рис. 16.14.

Камера состоит из чередующихся анодных и катодных нитей, находящихся на расстоянии 10 см (и даже более — до 50 см) друг от друга. Пространство между анодной и катодной нитями образует дрейфовый промежуток. Для того чтобы напряженность электрического поля была постоянной в дрей-

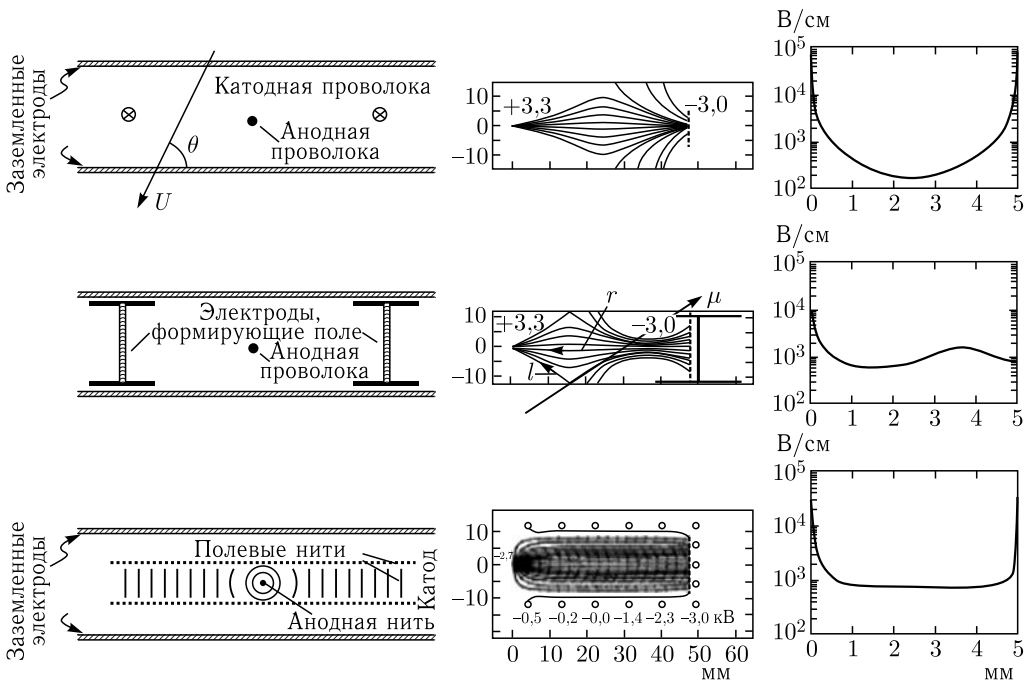


Рис. 16.14. Три варианта (сверху вниз) конструкции плоских дрейфовых камер. Слева — конструкции электродов; в центре — линии напряженности электрического поля в промежутке анодная нить — потенциальная нить (катодный электрод); справа — рабочие значения напряженности электрического поля в том же промежутке

фовом промежутке, за исключением малой области вблизи анодной нити, где происходит газовое усиление, в камеру (нижний вариант) вводится большое число потенциальных нитей, выравнивающих напряженность электрического поля в дрейфовом промежутке. Очевидно, что такой вариант конструкции камеры наиболее предпочтителен, так как поле почти во всем дрейфовом промежутке однородно (за исключением малого промежутка вблизи нити), но конструктивно сложнее.

Электроны ионизации, образовавшиеся в дрейфовом промежутке на расстоянии x от анодной нити, собираются на анодной нити за время дрейфа $t_{др}$ (без учета времени развития лавины вблизи нити, которое много меньше времени дрейфа):

$$t_{др} = \frac{x}{V_{др}}. \quad (16.6)$$

Для того чтобы измерить $t_{др}$, надо с высокой точностью определить момент времени прохождения частицы через дрейфовый промежуток. Это делается с помощью дополнительного детектора, например сцинтилляционного. При скоростях дрейфа около $5 \cdot 10^6$ см/с в дрейфовом поле напряженностью около 1000 В/см (аргон–изобутан) и точности измерения времени $t = 5 \cdot 10^{-9}$ с точность измерения координаты будет около 250 мкм.

Позиционное (пространственное) разрешение дрейфовых камер определяется, в основном, тремя факторами (рис. 16.15). Пространственное разрешение современных дрейфовых камер может составлять 50 мкм (сигма) или ~ 120 мкм (ширина на полувысоте).

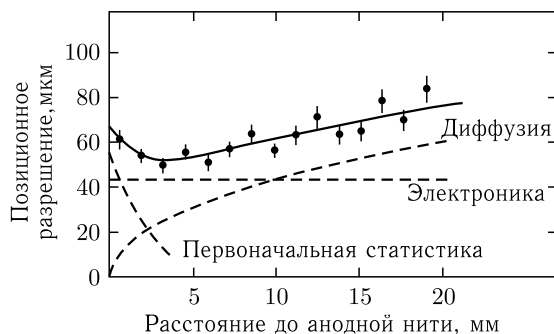


Рис. 16.15. Позиционное разрешение дрейфовой камеры

На малых расстояниях от анодной нити (1–2 мм) доминирующим фактором является пространственная статистика распределения электронов на треке частицы: насколько близко или далеко от анодной нити были рождены электроны ионизации (см. рис. 16.16).

В электрическом поле у коэффициента диффузии появляются две составляющие: коэффициент продольной диффузии вдоль поля D_L и коэффициент поперечной диффузии поперек поля D_T , причем $D_L < D$, $D_T > D$.

Как скорость дрейфа, так и коэффициент диффузии сильно зависят даже от свойств рабочего газа (или смеси). В зависимости от скорости дрейфа в применяемых дрейфовых полях (1–10 кВ/см) все газовые смеси условно

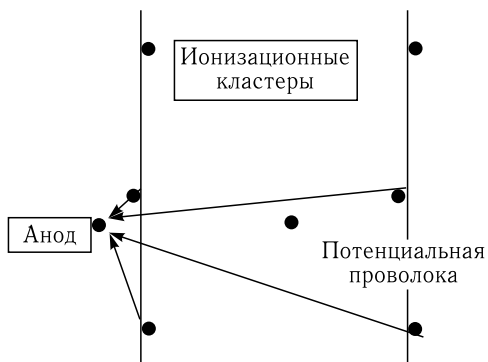


Рис. 16.16. Роль пространственной статистики при разном расстоянии одного и того же трека частицы от анодной проволоки

соких требований к постоянству напряженности поля в дрейфовом промежутке. Однако в теплых газах коэффициент диффузии выше, чем в холодных, примерно вдвое, причем в холодных газах практически $D_L = D_T = D$, поэтому холодные газы позволяют получить лучшее пространственное разрешение. Кроме того, во внешнем магнитном поле характеристики холодных газов заметно лучше, чем у теплых. Поэтому на выбор рабочего газа влияют очень многие соображения, зависящие от конкретной задачи.

Плоские дрейфовые камеры применяются в экспериментах с фиксированной мишенью, в которых вторичные частицы летят в одном направлении.

В коллайдерных экспериментах на встречных пучках вторичные частицы разлетаются во все стороны, и для регистрации всех вторичных частиц, вылетающих из точки столкновения, применяется так называемая баррельная (бочкообразная) геометрия камер, охватывающая практически все направления вылетающих частиц.

Дрейфовые камеры часто используются во внешнем магнитном поле, которое позволяет по радиусу кривизны траектории определить импульс частицы.

16.1.5. Времяпроекционная камера. Времяпроекционная камера (ВПК) обычно имеет большой газовый объем с однородным электрическим полем \mathcal{E} , в котором электроны дрейфуют к конечной плоскости, где расположен детектор, усиливающий изображение треков по двум координатам. Третья координата определяется по времени прохождения электронов через дрейфовое пространство. Параллельно \mathcal{E} может быть добавлено магнитное поле B , которое минимизирует поперечную диффузию электронов, ограничивающую пространственное разрешение. ВПК является идеальным трековым детектором с минимальным количеством вещества, так как в чувствительном объеме камеры находится только рабочий газ. Многократное измерение dE/dx вдоль треков позволяет проводить достаточно надежную идентификацию частиц. Рабочей средой ВПК обычно является благородный газ, обладающий низким потенциалом ионизации, с добавлением

делятся на два класса: «теплые» газы (например, смесь аргон–изобутан) и «холодные газы» (например, газ DME — диметиловый эфир CH_3OCH_3). В теплых газах при сравнительно небольших полях порядка 1 кВ/см скорость дрейфа сравнивается с тепловой скоростью и далее слабо зависит от напряженности электрического поля. В холодных газах при значительных напряженностях электрического поля скорость дрейфа остается ниже тепловой скорости и приблизительно линейно растет с ростом напряженности поля. Казалось бы, теплые газы предпочтительнее, так как не предъявляют вы-

небольшого количества гасящего газа, поглощающего ультрафиолетовые фотоны, возникающие в лавинном процессе в сильном электрическом поле детектора. Из благородных газов чаще всего используется аргон.

Эти камеры являются наиболее универсальным инструментом, поскольку позволяют получать трехмерное электронное изображение трека со сравнимым пространственным разрешением по всем трем координатам.

Конструкция времяпроекционной камеры схематично представлена на рис. 16.17.

По существу она представляет собой комбинацию дрейфовой и пропорциональной камер. В дрейфовом объеме, заполненном газом и, что очень важно, не содержащем никаких конструктивных элементов (проволочек, электродов и т. п.), создается с помощью дополнительных электродов, расположенных на стенках камеры, равномерное электрическое поле между двумя вертикальными плоскостями — ограничивающими объем камеры плоским высоковольтным электродом и плоской пропорциональной камерой.

Трек релятивистской заряженной частицы, пересекающей объем камеры, состоит из цепочки ионизационных кластеров. Каждый кластер содержит электрон первичной ионизации и (в основном) от нуля до 3–4 электронов вторичной ионизации, возникающих на треках δ -электронов первичной ионизации. Количество кластеров на единицу длины невелико: оно равно числу актов первичной ионизации и, например, для аргона составляет около 30 штук на 1 см при атмосферном давлении. Таким образом, среднее расстояние между кластерами составляет около 330 мкм.

Приложение магнитного поля напряженностью $B = 0,15$ Тл позволяет уменьшить диффузию электронов в направлении, поперечном к направлению их дрейфа (и вектору магнитного поля) почти на два порядка! При этом, поскольку магнитное поле параллельно электрическому, таких проблем, как в случае взаимно ортогональных полей, не возникает.

Благодаря этому электронные кластеры, практически не перекрываясь, дрейфуют к левой стенке камеры (рис. 16.17), где расположена многопроволочная пропорциональная камера с (как правило) пэдovým катодным съемом информации. Электронно-ионные лавины, образованные электронными кластерами, подошедшими к анодным проволочкам, создают индуцированные заряды на катодных пэдах. Таким образом измеряются координаты x, y каждого кластера в отдельности в плоскости x, y , перпендикулярной плоскости рисунка (в плоскости пэдов). Третья координата (z) измеряется по времени дрейфа электронного кластера от места своего образования до соответствующей анодной нити, с которой снимается сигнал, соответствующий окончанию дрейфа.

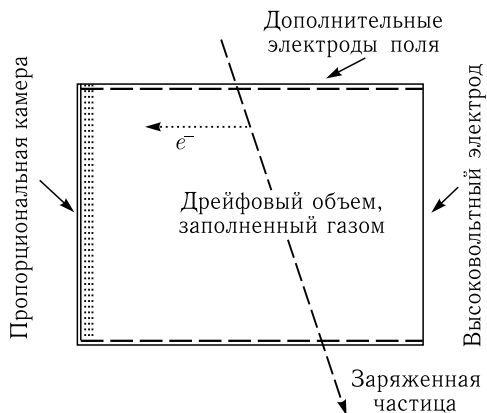


Рис. 16.17. Времяпроекционная камера

Кроме того, сигнал, снимаемый с анодной проволоочки, позволяет измерить потерянную на участке трека энергию частицы, т. е. совокупность анодных сигналов позволяет измерять удельные ионизационные потери частицы.

Времяпроекционные камеры сейчас применяются чаще всего в коллайдерных экспериментах, поэтому в основном имеют цилиндрическую геометрию (см. рис. 16.18).

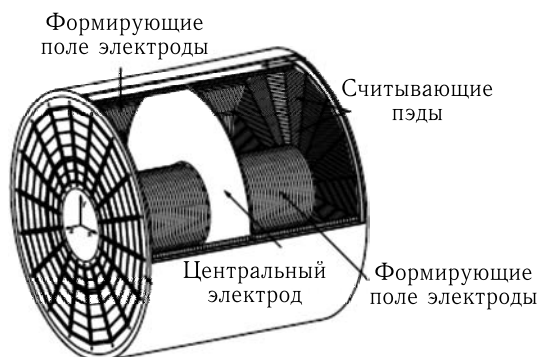


Рис. 16.18. Схема времяпроекционной камеры эксперимента ALICE

На рис. 16.18 схематически показана конструкция времяпроекционной камеры эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН. К центральному высоковольтному электроду приложено напряжение 100 кВ, что создает поле внутри камеры напряженностью 400 В/см. Полная длина камеры 510 см. Внутренний радиус равен 845 мм, внешний — 2466 мм. Газовый объем — 95 м³, максимальное расстояние дрейфа (в одну сторону от высоковольтного электрода) — 2,5 м.

Особо следует остановиться на системе измерения координат в торцевых плоскостях, перпендикулярных оси камеры (координата вдоль оси измеряется по времени дрейфа).

Обычно на торцах камеры устанавливается многопроволочная пропорциональная камера. В частности, во времяпроекционной камере ALICE на каждом торце расположено 18 секторов, причем каждый из секторов состоит из двух частей. Катодная плоскость разбита на отдельные пэды, второй, симметрично расположенный катод — это сетка, хорошо проницаемая для электронов, дрейфующих сверху. Дополнительным элементом является управляющая сетка, позволяющая не только запрещать регистрацию нежелательных событий, но и очищать объем камеры от ионов, образовавшихся вокруг нити, с тем чтобы в камере не накапливался объемный заряд. Оптимальный размер пэдов равен примерно расстоянию анодная плоскость — катодная плоскость. Во времяпроекционной камере ALICE в общей сложности насчитывается 557 568 пэдов, что, разумеется, требует соответствующего количества каналов считывающей электроники. Ввиду специфических требований эксперимента и большого дрейфового расстояния пространственное разрешение прибора довольно скромное: 0,7 мм в плоскости пропорциональных камер и около 1 мм по дрейфу.

В камерах меньшего размера разрешение по координатам x, y было достигнуто около 200 мкм. Разрешение по координате z обычно несколько хуже и составляет $\sim 400\text{--}500$ мкм.

Благодаря получению трехмерного изображения трека времяпроекционные камеры позволяют регистрировать одновременно большое количество треков, т. е. события с большой множественностью рожденных частиц. Однако серьезным недостатком времяпроекционной камеры является ее большое мертвое время. Время дрейфа электронного кластера на расстояние 2 м составляет около 40 мкс. Если в течение времени дрейфа произойдет еще одно событие, треки двух событий наложатся друг на друга и разобраться в них будет невозможно. Поэтому среднее количество регистрируемых событий в единицу времени должно быть по крайней мере на 2 порядка меньше величины, обратной максимальному времени дрейфа. Кроме того, при больших размерах камеры число анодных проволочек достигает значения нескольких тысяч, а число пэдов — нескольких десятков тысяч и более, что требует очень большого количества регистрирующей электроники и применения специальных процессоров предварительного анализа и подавления считывания каналов с нулевыми сигналами.

Так или иначе, времяпроекционная камера на сегодня является самым совершенным прибором в физике высоких энергий и широко применяется в уже идущих и планируемых экспериментах.

16.1.6. Микроструктурные детекторы. Описанные выше приборы, такие как пропорциональная, дрейфовая и времяпроекционная камеры, из-за своей сложности, точности изготовления отдельных деталей и т. п. требуют применения самых новейших технологий и не могут быть изготовлены без участия передовых промышленных производств. Микроструктурные детекторы тоже требуют применения передовой технологии, а именно фотолитографического метода изготовления электродных структур. Благодаря применению фотолитографии удалось резко уменьшить размеры электродов и создать новые, прежде недоступные приборы с характеристиками (прежде всего это касается пространственного разрешения), заметно превосходящими характеристики приборов, описанных ранее. Вместе с тем следует подчеркнуть, что в основном они не конкурируют друг с другом, а являются своеобразным дополнением со своим специфическим применением.

Микростриповая газовая камера. Устройство микростриповой газовой камеры показано на рис. 16.19. Аноды и катоды расположены в одной плоскости и представляют собой металлические полоски (напыленные или вытравленные из сплошного покрытия) очень малой толщины порядка 300–1000 нм. Практически весь объем камеры — это дрейфовый промежуток. Электроны ионизации, образованные на треке частицы, дрейфуют к плоскости анод–катод, попадают в область сильного поля между анодом и катодом, где и происходит процесс газового усиления. Таким образом, ударная ионизация и размножение носителей происходит практически над поверхностью подложки. Подложка камеры может быть как изолирующей, так и слабопроводящей. Для изолирующих подложек важен выбор потенциала нижнего электрода (см. рис. 16.19). Если он близок к потенциалу катода,

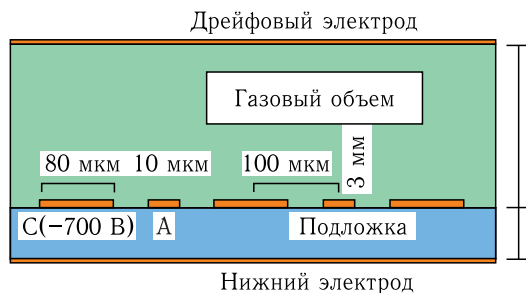


Рис. 16.19. Устройство микростриповой газовой камеры: С — катод, А — анод (0 В)

то усиливает размножающее поле, но при этом часть силовых линий между анодом и катодом попадает на подложку межэлектродного промежутка. Это приводит к тому, что часть ионов попадает на подложку и прилипает к ее поверхности, создавая тем самым объемный заряд в промежутке анод–катод.

Величина равновесного потенциала зависит от скорости счета камеры, и работа камеры при больших нагрузках становится неустойчивой: коэффициент усиления начинает зависеть от загрузки. При потенциале заднего электрода, близком к потенциалу анода, проблема объемного заряда заметно уменьшается, но не исчезает совсем. Более радикальным решением является применение высокоомной слабопроводящей подложки из специального стекла с удельным сопротивлением 10^9 – 10^{12} Ом·см. Камеры на основе таких стекол позволяют достичь больших загрузок (до 10^6 на 1 мм^2) при высокой долговременной стабильности. Однако такое стекло достаточно дорого в производстве.

Потенциалы электродов, включая нижний (за подложкой), подбираются исходя из ширины дрейфового промежутка, необходимого коэффициента усиления и т. п. В частности, нижний электрод может находиться под нулевым потенциалом, что удобно, если он тоже разбит на стрипы. Следует подчеркнуть, что такая камера работает в режиме пропорционального усиления и обеспечивает хорошее энергетическое разрешение. Если нижний электрод камеры разбит на стрипы, благодаря индуцированному на них сигналу можно получить трехмерное считывание информации.

Недостатком таких камер является пробой газового промежутка при регистрации частиц с удельной потерей энергии dE/dx , на несколько порядков превышающей удельные потери энергии релятивистских частиц. При регистрации α -частиц небольшой энергии, тяжелых фрагментов деления ядра, многозарядных тяжелых ионов возникающие между анодом и катодом большие токи из-за малой толщины электродов разрушают их структуру, приводят к распылению металла и замыканию межэлектродных промежутков.

Пространственное разрешение таких камер сильно зависит от угла наклона траектории частицы из-за большой разницы между величиной дрейфового промежутка и шагом анод–катод.

Тем не менее в настоящее время микростриповые камеры достаточно широко применяются в экспериментах как в физике высоких энергий, так и в радиомедицине, позволяя получить рентгеновское изображение внутренних органов с хорошим разрешением при гораздо меньшей дозовой нагрузке на пациента.

Микромегас. В физике газового разряда существует так называемый предел Ретера, согласно которому максимальный коэффициент усиления в плоскопараллельной геометрии ограничен количеством электронов, образующихся в лавине (10^7 – 10^8 электронов). При достижении этого предела разряд сначала переходит из пропорционального в стримерный, а затем наступает пробой. Однако сравнительно недавно было выяснено, что в субмиллиметровых промежутках этот предел находится на верхней границе значений или даже несколько выше. Этот факт послужил основой создания прибора, именуемого микромегас (MICROMeshGAS).

В микромегас ширина области пропорционального усиления составляет всего 50–100 мкм. В остальной части прибора происходит ионизация и дрейф электронов ионизации к области усиления. Благодаря такой конструкции прибор остается пропорциональным, поскольку область газового усиления составляет не более 3% от дрейфового объема. Конструкция микромегас показана на рис. 16.20.

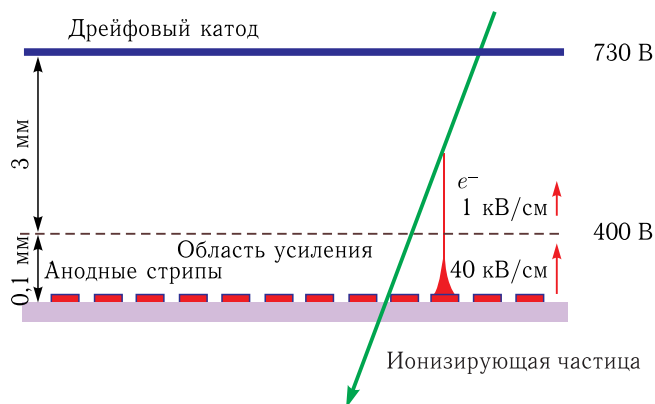


Рис. 16.20. Принцип устройства прибора микромегас

Между дрейфовым катодом и плоскостью анодных стрипов располагается сетка с микроотверстиями, свободно пропускающая электроны в область газового усиления. Дрейфовый промежуток имеет ширину 3 мм, а расстояние от сетки до плоскости анодных стрипов — всего 0,1 мм. Благодаря малой ширине области пропорционального усиления коэффициент усиления может достигать значения 10^9 . Сетка в такой конструкции для поддержания постоянства зазора отделена от плоскости анодных стрипов специальными спейсерами (рис. 16.21).

Сетка — такая же, как применяемая при производстве цветных кинескопов. Микромегас работает при значительных нагрузках — до 10^7 Гц/мм², однако при таких больших нагрузках наблюдается значительное (на два порядка) падение коэффициента усиления. Микромегас начали применяться в экспериментах в ЦЕРН. В эксперименте CAST применяется прибор размером 40×40 см с очень хорошим энергетическим разрешением 11% FWHM на рентгеновской линии 8 кэВ. Исследование свойств и развитие конструкции прибора продолжают, поэтому его конкретные физические характеристики

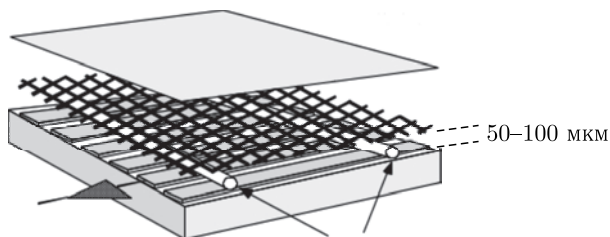


Рис. 16.21. Электроды и спейсеры прибора микромегас

будут неизменно улучшаться. Во всяком случае, его пространственное разрешение должно быть не хуже, чем у микрострипового детектора.

16.1.7. Газовые электронные умножители. Собственно говоря, газовые электронные умножители не являются самостоятельными трековыми детекторами и применяются в сочетании с другими структурами, например, с микростриповыми газовыми камерами, позволяя либо получить значительно больший суммарный коэффициент газового усиления, либо существенно снизить коэффициент усиления собственно микрострипового детектора, что резко снижает вероятность пробоя микрострипового детектора от сильноионизирующих частиц.

Газовый электронный умножитель (ГЭУ) конструктивно представляет собой тонкую (порядка 50 мкм) полимерную пленку из каптона (разновидность полиимида), покрытую с обеих сторон медной фольгой толщиной (с каждой

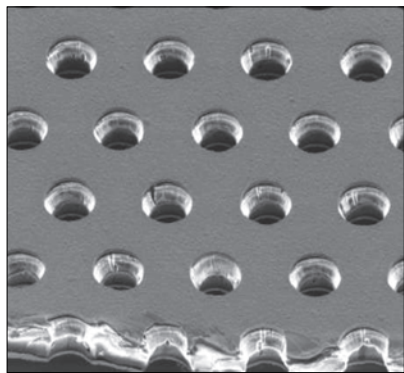


Рис. 16.22. Микрофотография газового электронного умножителя

стороны) всего 7–10 мкм. В этой металлизированной с обеих сторон пленке протравлены сквозные отверстия с шагом порядка 75–100 мкм и диаметром 50 мкм. Микрофотография газового электронного умножителя приведена на рис. 16.22. Размер единичной пленки составляет до 30 × 30 см и даже больше. Между верхним и нижним медными слоями прикладывается разность потенциалов 300–500 В, создавая тем самым напряженность поля в отверстиях порядка 100 кВ/см. На рис. 16.23, а показаны силовые линии поля и эквипотенциали внутри отверстий и в непосредственной близости от них. На рис. 16.23, б условно показано, как электроны ионизации, попавшие из верхней

части умножителя, создают электронно-ионную лавину внутри отверстия. При этом коэффициент газового усиления в отверстии может достигать величины 10^3 .

Для создания трекового детектора на основе ГЭУ его следует дополнить сверху и снизу рядом дополнительных электродов (рис. 16.24). В дрейфовом промежутке, образованном электродом (верхний электрод на рис. 16.24) и ГЭУ, в котором, собственно, и происходит регистрация частицы, электроны

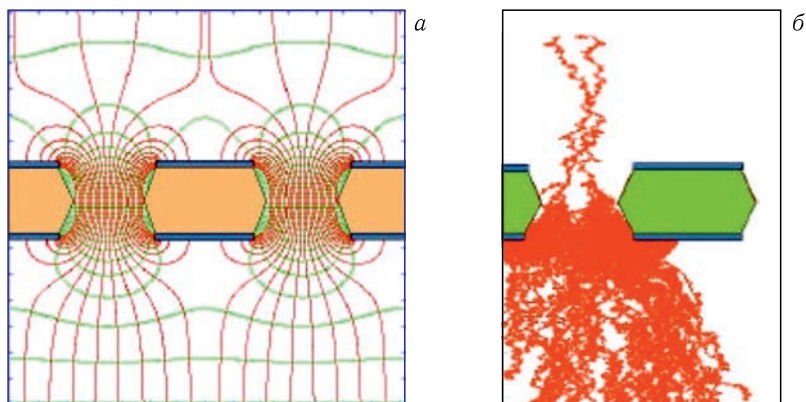


Рис. 16.23. а) Линии напряженности и эквипотенциали внутри отверстия ГЭУ; б) условное изображение электронно-ионной лавины, возникающей в отверстии ГЭУ

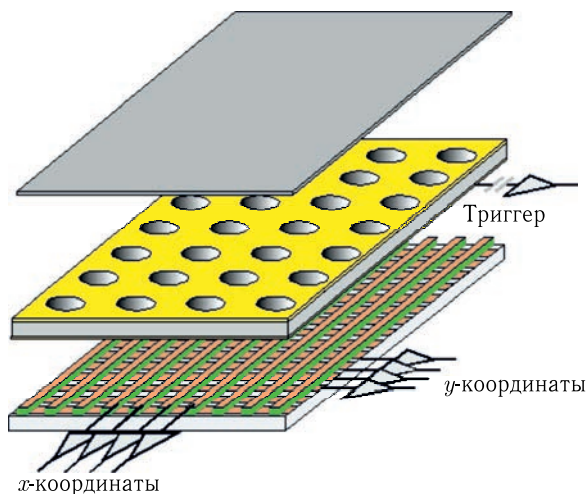


Рис. 16.24. Возможная конструкция трекового детектора на основе ГЭУ

ионизации дрейфуют в поле, приложенном между дрейфовым электродом и верхней поверхностью ГЭУ, к ближайшим отверстиям ГЭУ, где происходит газовое усиление. При этом благодаря малости отверстий и шага между ними структура трека частицы или ее координаты сохраняются с высокой степенью точности — около 50 мкм. Усиленная электронная лавина (ионы очень быстро нейтрализуются внутри отверстия) регистрируется системой из двух взаимно перпендикулярных стриповых плоскостей.

16.1.8. Двухтрековое разрешение газовых детекторов. Под двухтрековым разрешением понимается минимальное расстояние между треками, на котором две частицы, одновременно прошедшие через детектор, могут быть разрешены, т.е. для каждой из частиц могут быть отдельно определены в зависимости от конструкции детектора одна, две или все три координаты.

Здесь можно ограничиться рассмотрением случая, когда трек частицы проходит перпендикулярно плоскости анодных проволок либо плоскости катодных (или анодных и катодных одновременно в случае микростриповых газовых детекторов) стрипов. Очевидно, что в случае косых треков задача сильно усложняется, однако в подавляющем большинстве экспериментов детекторы располагаются таким образом, что угол наклона трека по отношению к нормали к катодной плоскости мал. Поскольку сейчас практически повсеместно применяется стриповый либо пэдовый съем координатной информации (считывание сигнала с анодных проволок в случае пропорциональной камеры применяется для измерения энергетических потерь), очевидно, что задача распознавания двух близко расположенных треков сводится к задаче разложения экспериментального амплитудного распределения сигналов.

Обычно распределение сигналов по амплитудам с совокупности нескольких стрипов или пэдов аппроксимируется распределением Гаусса, что позволяет определить положение максимума распределения (т.е. координаты частицы) с точностью, значительно превышающей ширину стрипа либо шага между ближайшими стрипами (в случае микростриповых камер). В случае аномально широкого распределения либо плохого фитирования экспериментальное распределение фитируется двумя гауссианами, соответствующими координатам двух близко расположенных треков.

Пример такого фитирования одним и двумя гауссианами амплитудного распределения для двух реальных близко расположенных треков приведен на рис. 16.25.

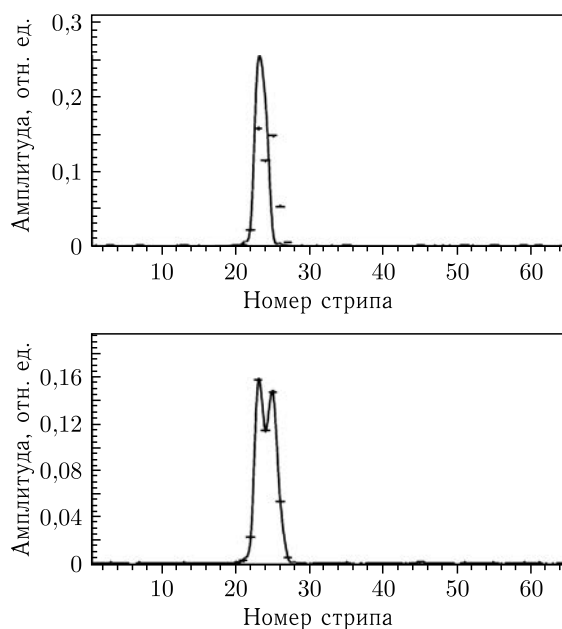


Рис. 16.25. Распределение сигналов по амплитудам со стрипов одним (вверху) и двумя (внизу) гауссианами

Естественно, нельзя провести резкую границу между случаями, когда треки разделяются и когда они не разделяются, поскольку это зависит от большого количества факторов, таких как амплитудное разрешение, уровень электронных шумов, реальный наклон трека по отношению к нормали и т.п. Поэтому эффективность разделения треков зависит от расстояния между треками и довольно плохо описывается аналитически (рис. 16.26).

В предельных случаях достигнутое двухтрековое разрешение для пропорциональных камер равно около 2 мм, для дрейфовых камер — около 1 мм, для времяпроекционных камер — до 5 мм (по времени дрейфа), для микростриповых камер — около 400 мкм (при шаге анодных стрипов 200 мкм).

Для других детекторов, таких как микромегас и детекторы на основе ГЭУ, двухтрековое разрешение определяется шагом и размерами стрипов или пэдов и в 5–10 раз хуже координатного разрешения для одной частицы.

16.1.9. Эффекты радиационного старения в газовых детекторах.

В процессе эксплуатации детекторы непрерывно подвергаются облучению ионизирующей радиацией. По мере увеличения дозы облучения происходит непрерывное ухудшение эксплуатационных параметров детектора: падает коэффициент усиления, растет темновой ток, наконец, возникают спонтанные пробои газовых промежутков.

Простейший пример радиационного старения — это конечный срок службы самогасящегося счетчика Гейгера, наполненного смесью аргона с парами спирта, из-за необратимого расхода спирта.

Однако, в отличие от самогасящегося счетчика Гейгера, в котором в процессе эксплуатации непрерывно меняется состав газовой смеси, практически все остальные детекторы, рассмотренные в этой главе, работают при неизменном исходном составе газовой смеси. Подобранный для данного детектора газовая смесь непрерывно прокачивается через детектор и затем через замкнутую систему очистки снова возвращается в детектор. Тем не менее все детекторы в той или иной степени подвержены радиационному старению.

Как правило, эффект радиационного старения характеризуется относительным падением коэффициента газового усиления в зависимости от дозы облучения. Это касается всех пропорциональных детекторов. Исключение составляют плоскопараллельные камеры с резистивными электродами: в этих камерах наблюдалось уменьшение удельного сопротивления бакелитовых электродов при больших дозах облучения, причем нет твердой уверенности, что это уменьшение связано именно с дозой облучения. Кроме того, для плоскопараллельной геометрии вообще, как правило, радиационное старе-

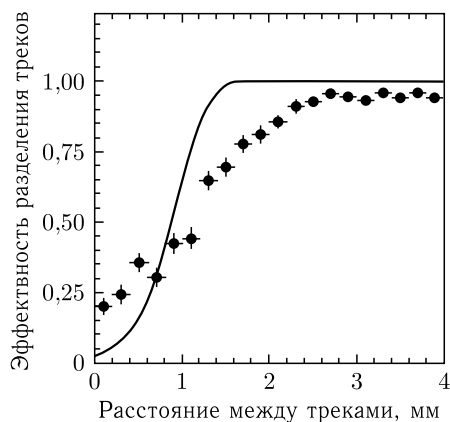


Рис. 16.26. Зависимость эффективности двухтрекового разделения от расстояния между треками в пропорциональной камере

ние наступает медленнее. Во всяком случае, для пропорциональных камер с резистивными электродами, обычно работающих в условиях относительно небольших радиационных нагрузок, радиационное старение пока не очень актуально.

Скорость радиационного старения зависит от очень большого количества факторов: от состава газовой смеси, от коэффициента газового усиления, от скорости продува смеси через детектор и еще от множества неконтролируемых или плохо контролируемых факторов, таких как гажение конструкционных материалов, наличие неконтролируемых газовых примесей, поступающих от системы очистки, и т. п. Очевидно, что в аргон-метановой смеси старение идет гораздо быстрее. Причина этого состоит в том, что метан, как и ряд других углеводородов, при нейтрализации ионов на катоде, да и в процессе прямого облучения, создает большое количество радикалов, которые, в свою очередь, оседая на анодной нити, образуют разнообразные полимерные цепи, одевая анодную проволоку в своеобразную «шубу». Примеры таких «шуб» приведены на рис. 16.27.

Такие отложения изменяют напряженность поля у проволоки и тем самым коэффициент газового усиления. Помимо этого, на катодах также возникают отложения (эффект Малтера), обладающие изолирующими свойствами. Подходящие к катоду ионы могут создавать в этих тонких изолирующих пленках очень сильные электрические поля, приводящие к вырыванию из них электронов и увеличению темнового тока или даже пробую.

Для детекторов, работающих на современных ускорителях, таких как Большой адронный коллайдер в ЦЕРН, газовые смеси, содержащие сложные углеводороды, по описанным выше причинам неприемлемы. Применяются

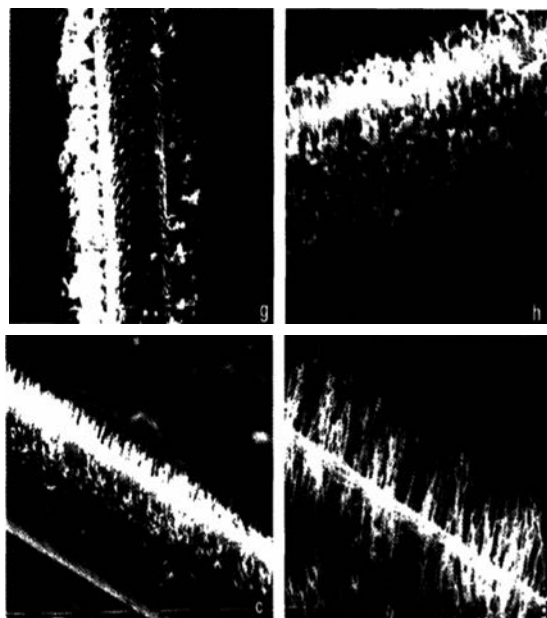


Рис. 16.27. Отложения на анодной проволоке

газовые смеси Ag(или Xe)–CO₂ или Ag(Xe)–CO₂–CF₄. Газы CO₂, CF₄ также обладают гасящими свойствами, хотя и хуже, чем углеводороды. Но они не образуют на анодных нитях «шуб», подобных изображенным на рис. 16.27.

В заключение следует отметить, что эффекты радиационного старения столь разнообразны и зависят от столь большого количества факторов, что помимо нескольких общих рекомендаций, сформулированных выше, общей теории не существует, и в ответственных случаях всегда требуется проводить специальные тесты и подбирать условия, обеспечивающие требуемую скорость старения каждого конкретного детектора для конкретных условий эксплуатации.

16.2. Сцинтилляционные детекторы

Чувствительный объем сцинтилляционных детекторов состоит из прозрачных твердых или жидких веществ (иногда используются газы), в которых ионизирующее излучение создает вспышку видимого света. Сцинтилляционные детекторы конструктивно состоят из двух элементов: сцинтиллятора, преобразующего энергию заряженной частицы в световую вспышку, и фотоприемника, преобразующего эту световую вспышку в электрический импульс. Свет, отражаясь от фотокатода фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), вызывает лавину фотоэлектронов в электродах (диодах), которая преобразуется в электрический сигнал, величина которого может быть измерена. ФЭУ производятся серийно из специальных материалов с повышенным коэффициентом выхода вторичных электронов. Обладая высокой эффективностью регистрации излучения, сцинтилляционные детекторы теряют большую часть вносимой энергии на процесс преобразования света в фотоэлектрон. На образование фотоэлектрона в катоде ФЭУ необходимо 500 эВ, что на два порядка больше величины образования пары в других типах детекторов. Изобретенные 40 лет назад сцинтилляционные детекторы являлись основным видом детекторов (до открытия полупроводниковых детекторов) для эффективной регистрации гамма-лучей. В последнее время специальные виды сцинтилляторов успешно используются для регистрации легких заряженных частиц в широком диапазоне энергий. Основные преимущества сцинтилляторов — простота конструкции и их использования, высокая эффективность регистрации, возможность получения очень коротких временных сигналов. Их недостатком является относительно низкое энергетическое разрешение и чувствительность к нейтронам.

Свойством светиться под действием ионизирующего излучения обладают многие вещества. К сцинтилляторам относят лишь те из них, у которых длительность свечения не превышает 10^{-6} с.

Класс сцинтилляторов довольно обширен. Сцинтилляторами являются некоторые газы (благородные газы — аргон, неон, криптон, ксенон), кристаллические вещества, а также широкий класс органических соединений.

Основными характеристиками сцинтилляторов являются:

- 1) конверсионная эффективность;
- 2) спектр свечения;
- 3) прозрачность к собственному излучению;
- 4) время высвечивания.

Конверсионной эффективностью называется отношение

$$\alpha = \frac{E_{\text{св}}}{E_{\text{част}}},$$

где $E_{\text{св}}$ — энергия световой вспышки; $E_{\text{част}}$ — энергия, потерянная частицей в сцинтилляторе.

В связи с тем, что измерения абсолютной величины α довольно затруднительны, часто используется относительная величина конверсионной эффективности. Она характеризует конверсионную эффективность сцинтиллятора по отношению к эталону. За эталон, относительная конверсионная эффективность которого равна единице, принят органический сцинтиллятор — кристалл антрацена.

Вообще говоря, величина α зависит от удельных ионизационных потерь частицы. Для релятивистских частиц удельные ионизационные потери слабо зависят от энергии частицы, и поэтому конверсионная эффективность практически перестает зависеть от удельных ионизационных потерь. Поэтому при регистрации релятивистских частиц часто используется другая величина — удельный световой выход dL/dE , который дает количество световых фотонов на 1 МэВ энергии, потерянной частицей.

Спектр свечения сцинтилляторов по большей части представляет собой широкую полосу и характеризуется λ_{max} — значением длины волны света в максимуме спектра свечения.

Обычно λ_{max} лежит в видимой области и хорошо сопрягается с максимумом спектральной чувствительности фотоприемников. Однако у ряда сцинтилляторов, в частности, у благородных газов, λ_{max} лежит в области ультрафиолета. Для преобразования ультрафиолетового спектра в видимый применяют сместители спектра — органические вещества, у которых спектр поглощения совпадает со спектром свечения сцинтиллятора, а спектр излучения, лежащий в более длинноволновой области, совпадает со спектральной чувствительностью фотоприемника.

Прозрачность к собственному излучению. В большинстве сцинтилляторов спектр излучения частично перекрывается со спектром поглощения. Чем меньше степень перекрытия спектров, тем прозрачнее сцинтиллятор к собственному излучению. Обычно прозрачность к собственному излучению характеризуется длиной ослабления $l_{\text{осл}}$ — расстоянием, на котором собственное излучение ослабляется в e раз. Длина ослабления хороших сцинтилляторов лежит в диапазоне от десятков сантиметров до нескольких метров.

Время высвечивания. В первом (достаточно грубом) приближении зависимость числа испускаемых фотонов от времени описывается следующим уравнением:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_0}{t} e^{-t/\tau}, \quad (16.7)$$

где $\frac{dN}{dt}$ — скорость высвечивания фотонов; N_0 — число возбужденных центров свечения, вызванных потерей энергии частицы $E_{\text{част}}$; τ — время высвечивания:

$$N_0 = \int_0^{\infty} \frac{dN}{dt} dt. \quad (16.8)$$

Большинство сцинтилляторов обладает несколькими временами высвечивания τ , при этом, как правило, сцинтиллятор характеризуется наименьшей величиной из нескольких τ . Время высвечивания является одной из важнейших характеристик сцинтилляционного детектора, определяющей временное разрешение. Значения τ для различных сцинтилляторов лежат в пределах от 10^{-6} до 10^{-9} с.

Сцинтилляционный процесс в благородных газах связан с образованием на треке частицы возбужденных молекул X_2^* . Эти молекулы не существуют в основном состоянии и отсутствуют в составе благородных газов, они образуются только на треке частицы и при переходе в основное состояние распадаются на два нейтральных атома. Поскольку спектр излучения молекулы X_2^* не перекрывается со спектром поглощения атомов благородных газов, благородные газы оказываются в высокой степени прозрачными к собственному излучению. Отличительной особенностью благородных газов является сохранение их хороших сцинтилляционных свойств в жидком и твердом состоянии.

В кристаллических неорганических сцинтилляторах, как правило, сцинтилляционный процесс связан с рекомбинацией электронов и дырок на активаторе — ионе примеси, которая специально вводится в состав основной кристаллической решетки. Активатора вводится довольно много — порядка нескольких молярных процентов. Типичным представителем сцинтилляторов подобного рода является кристалл NaI, активированный Tl (таллием). Ионы таллия располагаются в регулярных узлах ионной кристаллической решетки, замещая ионы натрия, и образуют локальные уровни захвата электронов и дырок в запрещенной зоне решетки NaI. Спектр излучения возбужденного иона Tl* благодаря этому имеет заметно меньшую энергию, чем спектр фундаментального поглощения решетки NaI. Спектр излучения ионов (Tl⁺)^{*} энергетически сдвинут относительно спектра поглощения этих же ионов из-за влияния окружающей решетки, модифицирующей энергетические уровни поглощения и испускания ионов Tl, благодаря чему кристалл NaI(Tl) имеет длину ослабления собственного излучения в несколько десятков сантиметров. Кристаллы CsI(Tl), несколько уступающие NaI(Tl) в конверсионной эффективности и времени высвечивания (см. табл. 16.2), также широко применяются в экспериментах благодаря меньшей по сравнению с NaI(Tl) радиационной длине. При низкой температуре (–150 °C) хорошим сцинтиллятором является также неактивированный CsI, свечение в котором возникает благодаря рекомбинации электронов с автолокализованными (остановленными в решетке) дырками.

Кристаллы NaI(Tl) и CsI(Tl) широко применяются прежде всего для регистрации и спектрометрии гамма-излучения, так как благодаря большому среднему атомному номеру Z и высокой плотности они позволяют получить высокую (десятки процентов) эффективность регистрации гамма-излучения при сравнительно небольших размерах кристаллов (толщиной 3–5 см). Кристаллы NaI(Tl) выращиваются из расплава разных размеров: от 2 см в диаметре до полуметра при толщине от одного до десятков сантиметров.

Кристаллы сильно гигроскопичны и применяются в тонкой алюминиевой герметичной упаковке. Они также широко применяются в электромагнитных

калориметрах, рассчитанных на сравнительно небольшие энергии электронов или гамма-квантов.

Особый случай составляет применение кристаллов CsI(Tl) в так называемых гамма-телескопах — приборах для регистрации и изучения источников и спектров космических гамма-квантов на борту спутников. Здесь для создания калориметров применяются исключительно кристаллы CsI(Tl) в силу того, что они негигроскопичны (в отличие от NaI(Tl)) и имеют по сравнению с NaI(Tl) меньшую радиационную длину.

В калориметрах, рассчитанных на максимально достижимые в настоящее время энергии первичных частиц (сотни ГэВ), требуемые размеры кристаллов NaI(Tl) или CsI(Tl) становятся неприемлемо большими, поэтому в подобных калориметрах применяются кристаллы хотя и уступающие по своим сцинтилляционным свойствам (прежде всего по конверсионной эффективности) кристаллам NaI(Tl) и CsI(Tl), но имеющие заметно меньшую радиационную длину и, в ряде случаев, гораздо меньшее время высвечивания.

Большой интерес в последнее время вызывает сцинтиллятор $\text{Lu}_2\text{Ce}_2(\text{SiO}_4)_2\text{O}$, или LSO. Он обладает большим световым выходом ($\sim 75\%$ от NaI(Tl)), высокой плотностью, относительно малым временем высвечивания и хорошо перекрывающимся со спектральной чувствительностью фотоприемников спектром свечения. Кристаллы LSO выращиваются сравнительно небольших размеров и дороги, поэтому в настоящее время широко применяются в основном в медицинских позитрон-эмиссионных томографах для регистрации аннигиляционного гамма-излучения позитронов (0,511 МэВ). Также в последнее время используются сцинтилляторы нового типа: $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, BaF_2 , CeBr_3 , $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$.

Параметры некоторых наиболее часто применяемых неорганических сцинтилляторов приведены в табл. 16.2.

Практически все органические соединения, используемые в качестве сцинтилляторов, имеют в своем составе бензольное кольцо. Три двойные электронные связи бензольного кольца содержат по одному σ -электрону и одному π -электрону каждая. Механизм свечения органических молекул основан на

Таблица 16.2

Параметр	Вещество										
	NaI(Tl)	CsI(Tl)	CsI	$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	PbWO_4	LSO	$\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	BaF_2	CeBr_3	$\text{LaCl}_3(\text{Ce})$	
Плотность, г/см^3	3,67	4,51	4,51	7,13	8,25	7,4	5,08	4,8	5,23	3,85	
Радиационная длина, см	2,59	1,85	1,85	1,12	0,89	1,14	—	2,05	1,96	2,8	
Время высвечивания, нс	250	600	16	300	15	~ 40	16	620	19	28	
λ_{max} , нм	410	560	315	480	440	420	350	315–220	380	350	
Конверсионная эффективность	2	1,5	0,4	0,3	0,026	$\sim 1,5$	—	—	—	—	

возбуждении и последующем деэвозбуждении (переходе в основное состояние) π -электронов. Благодаря тому, что в возбужденном состоянии равновесное межатомное расстояние в бензольном кольце больше, чем в невозбужденном, энергия возбуждения оказывается больше, чем энергия излучения, благодаря чему спектры поглощения и излучения не совпадают: спектр излучения лежит в более длинноволновой области, хотя в той или иной степени частично перекрывается со спектром поглощения. Оба спектра (поглощения и излучения) представляют собой широкие полосы, так как энергия электронного перехода расщепляется при комнатной температуре на большое число колебательных и вращательных подуровней.

Органические сцинтилляторы используются в виде органических кристаллов (антрацена, стильбена, толана), состоящих только из вещества-сцинтиллятора, органических растворов и пластмассовых сцинтилляторов. Последние два представляют собой жидкие или твердые растворы вещества-сцинтиллятора в растворителе. Поскольку концентрация вещества-сцинтиллятора в растворе невелика (около нескольких молярных процентов), а органические сцинтилляторы имеют достаточно хорошую конверсионную эффективность (в среднем от 1 до 0,5 по отношению к антрацену), очевидным образом существует эффективный механизм передачи энергии от растворителя, в котором частица теряет свою энергию, к сцинтиллирующей примеси. Не удивительно поэтому, что наиболее эффективными растворителями являются вещества, содержащие, так же как и сцинтилляторы, в своем составе бензольные кольца. Эффективными механизмами передачи энергии являются радиационная (излучательная) передача энергии от молекулы (или полимерной цепочки) растворителя к сцинтиллятору или безизлучательная диполь-дипольная передача энергии возбуждения от одной молекулы к другой. Растворители, хотя обычно и содержат в своем составе бензольные кольца, не являются эффективными сцинтилляторами из-за сильного перекрытия спектров поглощения и испускания, однако они прозрачны для излучения сцинтиллирующей примеси, энергия излучения которой значительно ниже энергии возбуждения молекул растворителя. В жидкие и, в особенности, твердые растворы (пластмассовые сцинтилляторы) часто вводят еще одну добавку — смеситель спектра, которая, поглощая излучение вещества-сцинтиллятора, излучает поглощенную энергию в более длинноволновой по сравнению со сцинтиллятором области спектра. Тем самым достигается большая прозрачность сцинтиллятора к собственному излучению и лучшее совпадение спектра излучения сцинтиллятора со спектральной чувствительностью фотоприемников. Особую роль играют переизлучатели в тех случаях, когда по конструктивным причинам невозможно прямое сочленение сцинтиллятора с фотоприемниками. В этом случае в сцинтиллятор (пластмассовый) внедряются (вклеиваются) тонкие волокна (фибры), состоящие из пластмассы и переизлучателя с длиной волны большей, чем длина волны излучения сцинтиллятора. Свет, излучаемый в сцинтилляторе, поглощается в волокнах и переизлучается. Поскольку излучение происходит внутри волокна, часть света захватывается в угол полного внутреннего отражения и по волокну может быть выведена на большое (1 м и более) расстояние от сцинтиллятора. Набор органических сцинтилляторов довольно широк и ежегодно пополняется, в табл. 16.3 при-

Таблица 16.3

Сцинтиллятор	Плотность, г/см ³	λ_{\max} , нм	Относительная конверсионная эффективность	Время вы- свечивания, нс
Оргкристалл антрацен	1,25	445	1	30
Жидкий NE-213	0,84	370	0,78	3,7
Пластмассовый — полисти- рол + паратерфинил + + РОРОР	Около 1	380	0,5	3

ведены в качестве примера характеристики лишь трех наиболее типичных сцинтилляторов.

Органические сцинтилляторы находят в экспериментальной практике очень широкое применение. Поскольку они содержат много водорода, то широко применяются для регистрации и спектрометрии быстрых нейтронов по протонам отдачи. Для регистрации тепловых и медленных нейтронов используются пластмассовые сцинтилляторы, содержащие ${}^5\text{B}^{10}$.

Жидкие сцинтилляторы применяются для спектрометрии β -излучения источников β -распада. При этом источник в виде раствора добавляется непосредственно в сцинтиллятор. Объем жидких сцинтилляторов практически неограничен, поэтому в больших объемах (до сотни кубометров) жидкие сцинтилляторы применяются для регистрации нейтрино.

Пластмассовые сцинтилляторы обычно изготавливаются в виде тонких (от 1 мм до нескольких сантиметров толщиной) пластин самой разнообразной конфигурации и площади. Они применяются для регистрации заряженных частиц в широком диапазоне энергий, в том числе релятивистских частиц. Широкое применение находят пластмассовые сцинтилляторы в электромагнитных и адронных калориметрах. Наконец, пластмассовые сцинтилляторы могут изготавливаться в виде цельных колпаков, накрывающих собой экспериментальные установки и служащие антисовпадательной защитой, препятствующей регистрации заряженных частиц, попадающих в установку извне. Особым случаем применения пластмассовых сцинтилляторов является позиционно-чувствительный детектор, применяемый в физике высоких энергий для определения треков частиц. Такой детектор набирается в виде жгута отдельных сцинтилляционных волокон. Каждое волокно имеет диаметр 0,5–1 мм. Оно изготовлено из пластмассового сцинтиллятора с показателем преломления n_1 и покрыто тонкой (несколько длин волн) прозрачной несцинтиллирующей оболочкой с показателем преломления n_2 . Благодаря разнице в показателях преломления оболочки и волокна ($n_2 < n_1$) часть сцинтилляционного света, испускаемого изотропно вдоль трека частицы, пересекающей данное волокно, захватывается в угол полного внутреннего отражения и распространяется вдоль волокна. Эффективность захвата света \mathcal{E} в угол полного внутреннего отражения в одну сторону вдоль волокна описывается формулой

$$\mathcal{E} = 0,5 \left(1 - \frac{n_2}{n_1} \right) \quad (16.9)$$

и обычно составляет от 3 до 6%.

Жгут сцинтилляционных волокон сочленяется с позиционно-чувствительным фотоприемником (например, ФЭУ на микроканальных пластинах, см. ниже), благодаря чему возможно определить координаты x, y трека частицы в плоскости, перпендикулярной направлению жгута.

В качестве фотоприемников в сцинтилляционных детекторах применяются фотоумножители различной конструкции, а также полупроводниковые фотодетекторы.

Обычные фотоумножители (ФЭУ) представляют собой вакуумный прибор, состоящий из плоского фотокатода, системы динодов, чаще всего корыччатой или корытообразной формы, и анода. Фотокатод наносится тонким полупрозрачным слоем на внутреннюю поверхность входного окна ФЭУ. Кванты света от сцинтиллятора или черенковского радиатора (см. ниже) проходят через входное окно ФЭУ, изготовленное из обычного боросиликатного стекла (коротковолновая граница пропускания 300 нм) или кварцевого стекла (коротковолновая граница пропускания 150 нм), и, поглощаясь фотокатодом, вызывают внешний фотоэффект, т.е. выбивание электрона из фотокатода в вакуум. Фотокатод характеризуется спектральной чувствительностью — отношением тока фотокатода к потоку энергии фотонов данной длины волны.

Зависимость спектральной чувствительности от длины волны проходит через максимум, спадая как в область более длинных, так и более коротких длин волн. Положение максимума зависит от материала фотокатода. Наиболее распространенными являются сурьмяно-цезиевые ($\lambda_{\max} \approx 350$ нм) катоды, хотя применяются и другие комбинации металлов (калий-натриевые, висмут-сурьмяно-цезиевые и др.). Квантовая эффективность фотокатода определяет вероятность появления электрона от внешнего фотоэффекта в зависимости от длины волны регистрируемого фотона. Поскольку толщина фотокатода мала (при большой толщине фотоэлектроны не будут выходить в вакуум), в максимуме спектральной чувствительности квантовая эффективность обычно не превышает 25%. При хорошем совпадении максимума спектра излучения сцинтиллятора с максимумом спектральной чувствительности ФЭУ средняя квантовая эффективность, проинтегрированная по всему спектру излучения и спектральной чувствительности ФЭУ, обычно не превышает 15%, т.е. в среднем около 15% фотонов сцинтилляционной вспышки, попадающих на фотокатод фотоумножителя, преобразуется в фотоэлектроны, вылетающие с фотокатода ФЭУ.

Между фотокатодом ФЭУ, динодами и анодом прикладывается разность потенциалов, ускоряющая электроны в каждом межэлектродном промежутке. Фотоэлектроны, вылетевшие с фотокатода, благодаря положительной разности потенциалов, приложенной между фотокатодом и первым динодом, попадают на первый динод. Падая на поверхность динода, ускоренные в поле катод-динод электроны выбивают с поверхности динода в среднем σ вторичных электронов на один падающий. Коэффициент вторичной эмиссии σ зависит от энергии падающих электронов. До энергий примерно 500 эВ он растет до величины $\sigma \approx 7-10$, в зависимости от материала динодов, а затем довольно быстро спадает. Электроны, выбитые из первого динода, подхватываются полем между первым и вторым динодами и вызывают вторичную эмиссию на втором диноде. Этот процесс многократно повторяется до тех пор, пока

поток электронов не достигнет анода, где на сопротивлении нагрузки появляется импульс электронного тока. Если разность потенциалов, приложенная в промежутках катод – первый динод, первый динод – второй динод и т. д., постоянна, то будет постоянным и коэффициент вторичной эмиссии σ . В этом случае общий коэффициент усиления фотоумножителя M равен

$$M = \sigma^N,$$

где N — число динодов.

Схематично конструкция ФЭУ представлена на рис. 16.28.

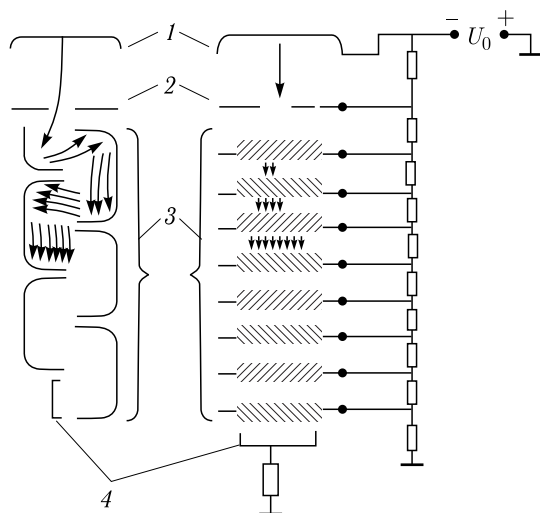


Рис. 16.28. Схема расположения динодов в фотоумножителе: 1 — фотокатод; 2 — диафрагма; 3 — диноды; 4 — анод

Обычно у фотоумножителей, применяемых в сцинтилляционных детекторах, $N = 10-12$, что позволяет получить $M = 10^6-10^8$, причем M можно менять, меняя напряжение на высоковольтном источнике питания ФЭУ. При этом разность потенциалов от источника (~ 1 кВ) прикладывается между фотокатодом и анодом ФЭУ (обычно анод заземлен) через сопротивление нагрузки, а разность потенциалов между всеми электродами задается внешним делителем напряжения.

Высокий коэффициент усиления ФЭУ позволяет регистрировать очень слабые световые потоки, вплоть до отдельных фотонов. Однако в случае регистрации слабых световых потоков существенным ограничением могут стать шумы фотоумножителя, вызванные термоэмиссией электронов с фотокатода ФЭУ и имеющие случайный характер.

В фотоумножителях обычной конструкции с корытообразными или корытообразными динодами эффективный сбор электронов с одного электрода на следующий достигается благодаря тщательно рассчитанной электростатической фокусировке. Эта фокусировка нарушается при помещении ФЭУ во внешнее, даже довольно слабое, магнитное поле. Для работы в сильных магнитных полях применяются фотоумножители специальной конструкции.

Фотоумножители с сетчатыми динодами состоят из плоского фотокатода и набора плоских динодов, параллельных катоду и изготовленных из сеток с шагом сетки около 5 мкм, и расстояния между катодом и первым динодом, а также между динодами, между последним динодом и анодом составляют около 1 мм. Электроны, испускаемые фотокатодом, попадают на первый сетчатый динод и рождают электроны вторичной эмиссии. Часть этих электронов проникает сквозь отверстия в сетчатом диноде и подхватывается полем следующего динода. Из-за того, что сквозь сетку проникает лишь часть электронов вторичной эмиссии, суммарный коэффициент вторичной эмиссии оказывается небольшим, около 2,5, и для получения коэффициента усиления 10^6 требуется 15 динодов. Благодаря очень близкому расположению электродов и линейной конфигурации электрического поля магнитное поле, если вектор его направлен вдоль оси ФЭУ либо под небольшим углом к оси, почти не оказывает дефокусирующего влияния вплоть до полей напряженности до 0,5–2 Тл в зависимости от конструкции.

Другой конструкцией ФЭУ, малочувствительной к сильным магнитным полям, является конструкция фотоумножителей на микроканальных пластинах. Микроканальные пластины (МКП), применяемые и отдельно, и в качестве электронных умножителей в установках с глубоким вакуумом, представляют собой диски из свинцового стекла с большим числом отверстий малого диаметра (микроканалов).

Диаметр диска составляет до нескольких сантиметров, толщина 0,5–2 мм, а диаметр микроканалов и зазор между каналами (толщина стенки) — от 10 до 100 мкм. Обе поверхности диска МКП металлизуются, и к ним прикладывается напряжение около 1 кВ. В условиях глубокого вакуума каждый микроканал работает как электронный умножитель с непрерывной динодной системой: электрон, попавший в микроканал, ускоряется приложенной разностью потенциалов, ударяется о стенки канала, выбивая вторичные электроны. Таким образом, на выходе микроканала получается до 10^3 электронов на один первичный, вошедший в микроканал. Две последовательно расположенные на расстоянии около 1 мм МКП позволяют получить суммарный коэффициент усиления около 10^6 . Замечательным свойством ФЭУ на МКП является сохранение позиционной информации. Электрон, вылетевший из точки фотокатода с координатами x, y в плоскости фотокатода, приводит к образованию электронной лавины на выходе первой и второй пластин с теми же координатами x, y с точностью до размера 1–2 каналов. Для того, чтобы считать пространственную информацию, анод ФЭУ на МКП выполняется в виде матрицы из отдельных элементов (например, 16×16). Вследствие высокой стоимости ФЭУ на МКП, а также из-за некоторых присущих им недостатков (в частности, малого среднего тока), ФЭУ на МКП в основном применяются в тех случаях, где требуется высокое пространственное разрешение, например в позитронно-эмиссионных томографах, в позиционно-чувствительных детекторах на основе сцинтилляционных волокон.

Помимо фотоэлектронных умножителей в настоящее время в качестве фотоприемников сцинтилляционных детекторов применяются полупроводниковые фотодиоды. Эти фотодиоды могут просто преобразовывать световой поток в электрический сигнал без усиления сигнала, но многие конструкции

позволяют получать и значительное усиление электрического сигнала от световой вспышки внутри самого диода. Полупроводниковые диоды могут работать в сильных магнитных полях без ухудшения их характеристик.

Наиболее распространенным типом фотодиодов являются кремниевые PIN-диоды. Они представляют собой $p-n$ -переходы из высокоомного кремния с удельным сопротивлением несколько кОм/см и очень тонким, пропускающим свет передним электродом. Чаще всего $p-n$ -переход изготавливают из кремния n -типа с тонким слоем p -типа, со стороны которого и происходит регистрация света. В некоторых типах диодов в качестве входного окна используют золотое покрытие толщиной около 20 нм. Такой электрод пропускает только видимую часть спектра.

На самом деле PIN-диодами называются как диоды, изготовленные без компенсации примесной проводимости, как описано выше, так и диоды, в которые вводится примесь, приводящая к компенсации собственной проводимости (i -область). Из-за отсутствия внутреннего усиления PIN-диоды применяются при регистрации достаточно больших световых потоков от сцинтилляторов. Однако в настоящее время разработано большое число конструкций с внутренним усилением. Эти конструкции условно можно разбить на две большие группы.

К первой группе относятся диоды с пропорциональным усилением сигнала во всем объеме чувствительной области. Для этого путем соответствующего введения примесей область генерации электронов падающими фотонами и область размножения электронов разделены: в первой области происходит поглощение фотонов и их дрейф в сравнительно небольшом электрическом поле, а во второй области, находящейся глубже, происходит размножение электронов и дырок в сильном электрическом поле. В лавинном процессе размножения могут участвовать как электроны, так и дырки. Такие диоды называются лавинными фотодиодами (ЛФД). Коэффициент внутреннего усиления ЛФД может достигать значения 10^3 и более (до 10^4). Квантовая эффективность ЛФД в видимой области спектра (как и PIN-диодов) может достигать 80%, т.е. она значительно выше, чем квантовая эффективность фотокатодов ФЭУ. Недостатком ЛФД является сильная зависимость коэффициента усиления от температуры и приложенного напряжения. Площадь ЛФД и PIN-диодов обычно около 1 см^2 , но в отдельных конструкциях доходит до 10 см^2 , что сравнимо с размерами фотокатодов ФЭУ.

Ко второй группе фотодиодов с внутренним усилением относятся так называемые SiPM. SiPM неоднородны по своей структуре. Не вдаваясь в детали технологии, отметим, что на поверхности p -полупроводника (кремния) создаются n^+ -микрообласти (ячейки) размером около 50 мкм, которые соединяются вместе в одну цепь через индивидуальные микрорезисторы. Приложенная разность потенциалов сконцентрирована, в основном, в отдельных ячейках и достаточна для лавинного (подобно гейгеровскому разряду) размножения электронов в этих ячейках, т.е. приводит к лавинному разряду, в котором размер электронно-дырочной лавины уже не зависит от числа первичных электронов, инициировавших разряд. Необратимого пробоя диода не происходит благодаря не только малому размеру ячеек в структуре полупроводника, но и, в основном, тому, что гашение разрядов происходит на индивидуальных

микрорезисторах, гасящих разряд. Число ячеек на 1 мм^2 составляет до $\sim 10^3$, а размеры SiPM в настоящее время невелики (до $\sim 10 \text{ мм}^2$).

Пропорциональность между сигналами, снимаемыми с детектора такого типа, и потоком световых фотонов достигается, если число фотонов, падающих на единицу площади такого детектора, невелико по сравнению с числом ячеек на единицу площади. В таком случае суммарный сигнал, снимаемый с детектора, пропорционален числу ячеек, зарегистрировавших отдельные фотоны. Чувствительность SiPM очень велика: с их помощью можно регистрировать отдельные фотоны. Кроме того, SiPM обладают отличными временными характеристиками, поскольку размер лавины очень мал. К недостаткам SiPM, разработанных к настоящему времени, относятся малая площадь отдельных детекторов (типичные $1 \times 1 \text{ мм}$) и высокий уровень шумов, поскольку любой тепловой электрон проводимости, попавший в ячейку, вызывает сигнал детектора. Именно уровень шумов около 1 МГц/мм^2 и ограничивает размер SiPM. Технология изготовления SiPM в настоящее время активно развивается.

Сцинтилляционные детекторы позволяют не только регистрировать нейтральные и заряженные частицы, но и измерять их энергию, поскольку в диапазоне изменения энергии частицы на 1–2 порядка амплитуда световой вспышки пропорциональна энергии частицы. Фотоумножитель же линеен в значительно более широком диапазоне сигналов. Энергетическое разрешение сцинтилляционных детекторов весьма посредственное, поскольку на каждом этапе преобразования энергии частицы (в свет и далее в электрический сигнал) имеются значительные потери. Наилучшее энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора с кристаллом NaI(Tl) диаметром 3 см и толщиной 2 см составляет около 6% на γ -линии ^{137}Cs (0,661 кэВ), что примерно на два порядка хуже, чем энергетическое разрешение полупроводникового детектора на основе сверхчистого германия.

Однако сцинтилляционные детекторы на основе пластмассовых сцинтилляторов, обладающих наименьшим временем высвечивания ($\sim 1 \text{ нс}$), и специальных временных фотоумножителей позволяют получить точность определения момента времени регистрации частицы (временное разрешение) около 10^{-10} с и по этой характеристике более чем на порядок превосходят полупроводниковые детекторы, являясь одними из лучших детекторов для временного анализа (наряду с черенковскими детекторами и некоторыми специальными конструкциями газонаполненных детекторов).

16.3. Кристаллические и полупроводниковые детекторы

В твердых кристаллических телах носителями электрического заряда являются электроны и дырки. В изоляторах свободные электроны и дырки практически отсутствуют, и электрический ток в них невозможен вследствие того, что в зоне проводимости нет свободных электронов, а в валентной зоне нет свободных дырок, которые могли бы двигаться (т. е. изменять свою энергию) во внешнем электрическом поле. Однако такие свободные электроны и дырки появляются в результате прохождения через кристалл заряженной частицы. Процесс генерации заряженной частицей (квази)свободных электронов и ды-

рок (т. е. свободных только внутри кристалла) во многом аналогичен процессу генерации свободных электронов и ионов в газах и жидкостях и описывается теми же формулами. Энергия образования одной электронно-дырочной пары ω в первом приближении не зависит ни от типа частицы, ни от ее энергии и так же, как и в газе, является параметром вещества. Приблизительно $\omega \sim 3E_g$, где E_g — ширина запрещенной зоны.

Если вырезать из монокристалла пластинку толщиной d и площадью S и напылить на ее противоположные поверхности электроды, с тем чтобы со стороны катода в кристалл осуществлялась инжекция электронов, а со стороны анода — нейтрализация дырок, то мы получим кристаллический счетчик. К сожалению, в подавляющем большинстве изоляторов подвижность электронов и, в особенности, дырок мала, время их жизни в соответствующих зонах также мало из-за большого количества ловушек, захватывающих электроны и дырки, и вследствие этого при приложении электрического поля электроны и дырки не доходят до электродов, застревая в ловушках.

Исключение составляют полупроводники (т. е. кристаллы с узкой запрещенной зоной), прежде всего германий (Ge) и кремний (Si), а также ряд других полупроводников, например арсенид галлия GaAs.

Широкое распространение в настоящее время получили полупроводниковые детекторы на основе Ge и Si.

Принципиальные особенности полупроводниковых детекторов (ППД) состоят в следующем:

1) ППД представляют собой твердотельную ионизационную камеру, перенос заряда в которой происходит с помощью электронно-дырочных пар и его сбор осуществляется электрическим полем.

2) ППД отличаются высоким разрешением. Поскольку на образование электрон-дырочной пары требуется только 3 эВ, статистический разброс невелик, что позволяет иметь рекордное для детекторов разрешение.

3) Размер ППД ограничен размером соответствующих кристаллов, из которых они изготавливаются. Так, объем германиевых детекторов может достигать 1000 см³, тогда как кремниевые детекторы имеют объем несколько сотен мм³. Германиевые детекторы используются для регистрации гамма-излучения, кремниевые — для регистрации заряженных частиц.

4) Детекторы необходимо охлаждать до температуры жидкого азота (77 К). Кремниевые детекторы не требуют охлаждения. Однако для улучшения разрешения (уменьшения статистического разброса) их рекомендуется также охлаждать.

5) ППД дают более короткие импульсы, чем сцинтилляционные детекторы, хотя и не являются хорошими временными детекторами. Небольшой объем кремниевых детекторов позволяет работать в наносекундном диапазоне импульсов.

К сожалению, при комнатной температуре как Si, так и Ge обладают значительной собственной проводимостью. При приложении к кристаллу Ge или Si электрического поля через них начинает течь постоянный ток, флуктуации которого приводят к появлению сигналов, неотличимых от сигналов, создаваемых заряженными частицами. В плохо очищенных кристаллах Ge и Si появляется примесная проводимость, которая при комнатной температуре мо-

жет превосходить собственную на много порядков. Понижение температуры кристалла приводит к значительному уменьшению собственной и примесной проводимостей.

В настоящее время высокоочищенный германий, поскольку его заряд Z существенно больше, чем у кремния, применяется в прецизионной спектрометрии гамма-излучения. Объем такого кристалла может составлять $\sim 100 \text{ см}^3$. Проводить измерения с таким кристаллом возможно лишь при температуре жидкого азота (77 К), так как при более высоких температурах его проводимость недопустимо велика. Однако храниться он может и при комнатной температуре.

При комнатной температуре используются полупроводниковые детекторы с p - n -переходом. В качестве исходного материала берутся пластинки n -Si (или n -Ge) толщиной $\sim 0,5$ мм и площадью в несколько квадратных сантиметров либо пластинки p -Si (или p -Ge). Если, например, в исходный материал — пластинку из p -Si — с одной стороны внедрить (путем высокотемпературной диффузии) донор — фосфор, то на поверхности такой пластинки с проводимостью p -типа возникает тонкий высокопроводящий слой n -типа. В переходной зоне между ними образуется p - n -переход, лежащий в основном в более высокоомной области, т. е. в области p -типа, обедненный обоими типами носителей — как электронами, так и дырками. Толщина p - n -перехода при отсутствии внешнего поля невелика — около 10^{-4} см. Однако при приложении к такому кристаллу, являющемуся по существу полупроводниковым диодом, внешнего напряжения, направленного в том же (запирающем) направлении, что и внутреннее поле p - n -перехода, можно растянуть ширину p - n -перехода до значений 0,2–0,3 мм. Этот p - n -переход и является той областью, в которой происходит регистрация частицы, так как внешнее электрическое поле практически полностью сосредоточено в этой области и практически отсутствует в p - и n -областях; n -область (или p) изготавливают в этом случае предельно тонкой, так как через нее проходит облучение детектора частицами, а пробег частицы должен укладываться на ширине p - n -перехода. Вследствие небольшой ширины p - n -перехода диапазон измеряемых энергий заряженных частиц весьма ограничен.

Из всех применяемых в настоящее время детекторов полупроводниковые детекторы обладают наилучшим энергетическим разрешением. Предельное энергетическое разрешение любого детектора определяется выражением

$$\sigma(E) = \omega \Delta N, \quad (16.10)$$

в этом случае $\Delta E = 2,36\sigma(E)$ — энергетическое разрешение (полная ширина на половине высоты); ΔN — среднеквадратичные флуктуации среднего числа электронно-ионных или электронно-дырочных пар.

Из распределения Пуассона $\Delta N = \sqrt{\bar{N}}$, где $\bar{N} = E_{\text{част}}/\omega$, однако флуктуации в числе электронно-ионных пар (или электронно-дырочных пар) не подчиняются закону Пуассона и описываются следующим выражением:

$$\Delta N = \sqrt{F\bar{N}},$$

где F — фактор Фано.

Для газов $F \sim 0,5$, для полупроводников $F \sim 0,1-0,2$. Появление фактора Фано, т. е. сужение статистического распределения по сравнению с пуассоновским распределением, связано с тем, что процесс ионизации веществ заряженными частицами нельзя рассматривать как статистически независимую цепочку случайных событий из-за того, что полная ионизация двухступенчатая: первичный δ -электрон создает вторичную ионизацию на своем треке.

Поскольку $\bar{N} = E_{\text{част}}/\omega$, можно записать:

$$\sigma(E) = \omega \sqrt{F \frac{E_{\text{част}}}{\omega}}. \quad (16.11)$$

Из выражения (16.11) следует, что $\sigma(E)$ тем меньше, чем меньше ω . Для газов $\omega \sim 30$ эВ, а для полупроводников, например Si, $\omega = 3,65$ эВ, т. е. на порядок меньше. Поэтому энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов в 4–5 раз лучше, чем газовых. Например, для кремниевого детектора при $E_{\text{част}} = 1$ МэВ получаем $\Delta E \sim 1$ кэВ, или $\Delta E/E = 0,1\%$.

В спектрометрии частиц высоких энергий тонкие полупроводниковые детекторы применяются для измерения удельных ионизационных потерь dE/dx .

Современные технологии позволяют формировать области, обедненные носителями обоих знаков, в p - n -структурах значительной ширины — до величин порядка 1 см. Подобные детекторы изготавливаются в индивидуальном порядке для решения конкретных физических задач.

В настоящее время кремниевые полупроводниковые детекторы нашли широкое применение в качестве позиционно-чувствительных (трековых) детекторов. Речь в данном случае идет об определении одной или двух координат релятивистских частиц, пересекающих детектор, поэтому главной величиной, определяющей качество детектора, является его координатное разрешение. Поскольку координатное разрешение, помимо качества самого детектора, определяется также процессом многократного рассеяния частиц, средний угол которого растет с ростом Z материала детектора, кремний имеет значительное преимущество перед германием благодаря существенно меньшему значению Z .

Среднее значение удельных ионизационных потерь однозарядной релятивистской частицей, имеющей скорость, соответствующую минимуму dE/dx , составляет 390 эВ/мкм, что дает, с учетом значения ω , около 108 n - p -пар на 1 мкм. При типичной толщине детектора 300 мкм в среднем релятивистская частица создает $3,2 \cdot 10^4$ электронно-дырочных пар.

Однако собственная проводимость кремния при комнатной температуре такова, что в детекторе площадью 1 см² и толщиной 300 мкм количество свободных электронно-дырочных пар, генерируемых теплом, составляет $4,5 \times 10^8$ штук, что на 4 порядка превосходит величину сигнала, создаваемого релятивистской частицей. Существенно уменьшить концентрацию носителей опять-таки позволяет применение p - n -перехода.

Приведем описание некоторых типов полупроводниковых детекторов.

16.3.1. Поверхностно-барьерные детекторы. Это один из наиболее ранних типов ППД. Обычно они изготавливаются на основе кремния n -типа, на который напыляется золото. Слой золота является окном детектора, через

которое в него проходят частицы. Чтобы свести к минимуму потери энергии частицы в этом окне, оно делается достаточно тонким — порядка 50 нм и менее. В данной структуре обедненный слой начинается вблизи поверхности. Стандартным материалом для заднего электрода ППД является алюминий. Таким образом, передний электрод выполняет функцию выпрямляющего контакта, а задний электрод должен быть только омическим контактом. Чтобы уменьшить сопротивление перехода от n -слоя к металлу, на границе с ним увеличивают содержание электронов — создают слой n^+ . Здесь знак «+» указывает на повышенное содержание электронов. В результате задняя сторона ППД приобретает структуру типа nn^+ -металл. Уменьшение сопротивления важно для снижения шума, идущего с детектора. Поверхностно-барьерный детектор является по существу диодом (диодом Шоттки), на который подано запирающее напряжение смещения V_B . При этом возникает обратный ток (ток утечки) как внутри объема диода (I_B), так и по его поверхности (I_S). Ток утечки — один из основных источников шума в спектрометрах на основе ППД. С увеличением V_B ток I_B имеет тенденцию выйти на плато, но I_S непрерывно растет и, начиная с некоторого значения V_B , обычно превышает I_B . Значение тока I_S зависит от состояния поверхности детектора: при изготовлении образец вначале шлифуется, полируется и подвергается травлению. Обычно чем более гладкой становится при этом поверхность, тем меньше оказывается ток I_S . Вольт-амперные характеристики образцов существенно улучшаются, если после изготовления образцы некоторое время хранятся на открытом воздухе в сухом помещении.

16.3.2. Диффузионные и имплантированные детекторы. Другой способ изготовления ППД основан на диффузии в поверхность полупроводника легирующей примеси. Диффузия — это движение частиц (в данном случае атомов примеси) из-за градиента их концентрации, приводящее к выравниванию концентрации этих частиц в слое, прилегающем к поверхности материала (полупроводника). Легирующие примеси могут быть внедрены также путем бомбардировки поверхности полупроводника соответствующими ионами с энергией несколько десятков кэВ (имплантация). Исходным материалом может быть материал с проводимостью как n -, так и p -типа. Лучшие результаты дает имплантация легирующих примесей, поскольку при этом нет необходимости подвергать образец высокотемпературному нагреву, который может приводить к образованию дефектов, повышающих ток утечки. Имплантация позволяет создавать резкие переходы с тонким входным слоем. Детекторы такого типа зарекомендовали себя в целом более привлекательными приборами, чем поверхностно-барьерные детекторы. Используют также комбинации термодиффузии с имплантацией ионов. В результате имплантации легирующей примеси у поверхности детектора создается определенный мертвый слой, характеризующийся неэффективным диффузионным сбором заряда. Однако во многих задачах, например, при регистрации рентгеновских лучей низких энергий и короткопробежных заряженных частиц, очень важно, чтобы p - n -переход был создан при минимально допустимой толщине мертвого слоя.

16.3.3. Диффузионно-дрейфовые детекторы. Толщина чувствительной области ППД может быть увеличена внедрением в их объем примеси противоположной проводимости с помощью ее диффузии при повышенной температуре и дрейфа в электрическом поле. Такой стандартной донорной примесью для кремния p -типа проводимости является литий, ионы которого отличаются достаточно большой подвижностью в электрическом поле. Было показано, что скорость дрейфа лития уменьшается с увеличением концентрации примесей, таких как кислород и бор. Литий наносится на обратную сторону образца, который помещают в вакуум или атмосферу инертного газа. К полученному p - n -переходу для осуществления процесса дрейфа прикладывают напряжение обратного смещения, которое выбирается достаточно высоким, чтобы дрейфовый поток ионов лития превышал диффузионный. Под действием электрического поля ионы Li перемещаются в p -область, компенсируя исходную акцепторную примесь, что приводит к образованию слоя i , сопротивление которого высоко и близко к собственному сопротивлению полупроводника. В результате структура объема таких литиево-дрейфовых детекторов выглядит как p - i - n .

16.3.4. ППД на основе планарной технологии. Наиболее высокими качествами обладают ППД, изготовленные по так называемой планарной технологии, которая позволяет получать на одной пластине кремния в одинаковых условиях несколько детекторов. Особенно широкое применение эта технология нашла в изготовлении позиционно-чувствительных детекторов.

16.3.5. Детекторы на основе эпитаксиальных слоев. Технология получения эпитаксиальных слоев позволяет получать тонкие детекторы с высокой однородностью рабочего слоя. Таким способом можно изготавливать высокоомные слои со средним значением удельного сопротивления $8,2 \text{ кОм} \times \text{см}$ толщиной 60 – 80 мкм .

16.3.6. Кремниевые микростриповые ППД. В качестве основы таких детекторов обычно берется n -Si с максимально достижимым на сегодня удельным сопротивлением $10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Монокристалл кремния разрезается на заготовки диаметром до 15 см и толщиной около 500 мкм . Затем полученные пластинки шлифуются и полируются до толщины 300 мкм , после чего пластинки с идеально отполированными поверхностями окисляются с одной стороны при температуре 1030°C . Получившийся на поверхности тонкий слой двуокиси кремния SiO_2 является прекрасным изолятором. Затем со стороны, покрытой двуокисью кремния, фотолитографическим методом протравливаются полоски (стрипы) шириной от 10 до 3 мкм и с тем же шагом. Таким образом, часть поверхности кремниевой пластины вновь обнажается уже в виде отдельных полосок (стрипов). После этого в обнаженную поверхность путем ионной имплантации внедряется акцептор, образуя p -область на поверхности обнаженных стрипов. С противоположной стороны полностью обнаженная поверхность путем ионной имплантации дополнительно лигируется акцепторной примесью, образуя n^+ -электрод. Затем происходит металлизация стрипов и всей противоположной поверхности. В результате описанной процедуры получается структура, схематично изображенная на рис. 16.29.

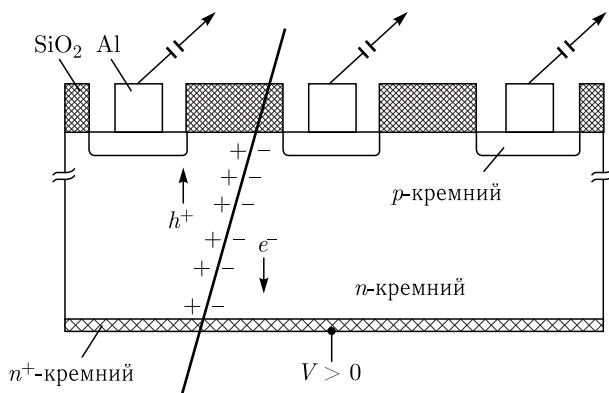


Рис. 16.29. Устройство микрострипового детектора

Под металлическими алюминиевыми электродами, выполненными в виде полосок (стрипов), располагается очень тонкий слой p -кремния (образованный путем ионной имплантации). Между слоями p -Si и основным кристаллом n -Si образуется тонкий p - n -переход. При приложении к электродам такого детектора (напряжение $V > 0$ прикладывается к n^+ -кремнию) разности потенциалов около 100 В ширина p - n -перехода становится равной 300 мкм, т. е., по существу, детектор по всей толщине (за исключением очень тонких p -слоев со стороны стрипов и n^+ -слоя с противоположной стороны) становится единым p - n -переходом! Собственно, этим и объясняется выбор толщины кремниевой пластины, равной 300 мкм, так как p - n -переход можно легко растянуть до такой ширины, а выше уже могут начаться пробойные явления.

Позиционное разрешение такого детектора, вообще говоря, определяется тем местом, где частица пересекла детектор. Если это произошло под одним из стрипов, то позиционное (пространственное) разрешение определяется с точностью до ширины стрипа. Если же частица прошла между двумя стрипами, то образованный частицей заряд делится между ними обратно пропорционально расстояниям до трека, и координата частицы может быть определена точнее, чем ширина стрипа. Предельное пространственное разрешение, полученное на сегодня, составляет около 2,5 мкм.

Современная технология позволяет получать не только одномерные позиционно-чувствительные кремниевые детекторы, но и двумерные. В последнем случае электроды выполняются в виде отдельных квадратиков (пэдов) (рис. 16.30). Считывать сигналы с отдельных пэдов — задача нетривиальная, однако она решается с помощью современных высоких технологий.

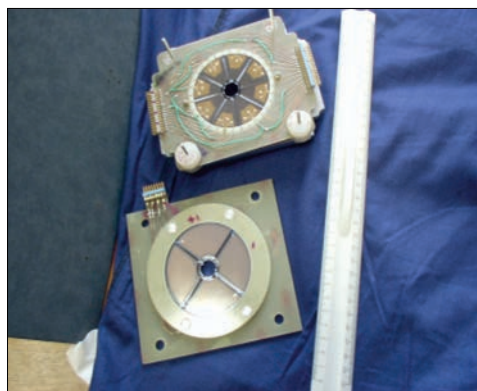


Рис. 16.30. Стриповый Si(Li)-детектор

В последние годы особый интерес вызывают позиционно-чувствительные микростриповые детекторы, изготовленные на основе *алмазных пленок*. Кристалл алмаза обладает уникальными свойствами. Он является идеальным изолятором, и в то же время подвижность электронов и дырок в нем даже выше, чем в кремнии. Некоторые физические характеристики алмаза приведены ниже (табл. 16.4).

Таблица 16.4

Параметр	Значение
Ширина запрещенной зоны, эВ	5,5
Пробивное поле, В/см	10^7
Удельное сопротивление, Ом·см	$> 10^{11}$
Плотность носителей заряда (при 300 К)	$< 10^3$
Подвижность электронов, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	1800
Подвижность дырок, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	1200
Энергия, идущая на образование одной <i>n-p</i> -пары, ω , эВ	13,6

Ввиду очень низкой собственной проводимости алмаз не требует создания *p-n*-перехода и может использоваться как однородный кристаллический детектор.

В настоящее время алмазные пленки выращиваются из газовой фазы на кремниевой подложке. При этом алмаз не выращивается в виде однородного монокристалла, а растет в виде отдельных зернышек, вытянутых в направлении, перпендикулярном подложке. После удаления подложки на алмазную пленку с двух сторон напыляются металлические электроды. Поскольку электрическое поле в таком детекторе направлено вдоль направления роста зерен, электроны и дырки под действием внешнего электрического поля будут также двигаться вдоль зерен.

Одной из основных характеристик кристаллических детекторов является длина переноса носителей — тот путь, который в среднем проходят носители под действием внешнего поля до их захвата на ловушки. В идеальном кристаллическом детекторе длина переноса должна быть больше межэлектродного расстояния: в этом случае электроны и дырки достигают соответствующих электродов, где и нейтрализуются. Длина переноса в современных алмазных пленках составляет 250 мкм, что вполне достаточно для разработки полноценного твердотельного детектора.

При выращивании алмазных пленок из газовой фазы в них неизбежно возникают глубокие ловушки электронов и дырок, захватывающие свободные носители и тем самым значительно уменьшающие длину переноса. Для увеличения длины переноса используется оригинальный прием — предварительное облучение («накачка») алмазной пленки с помощью нейтронного или β -источника. При величине поглощенной дозы не менее 10 Гр практически все ловушки оказываются заполненными и в дальнейшем не влияют на длину переноса носителей.

16.4. Черенковские детекторы

Эффект Черенкова был открыт советским физиком П. А. Черенковым в 1934 г. Он наблюдал свечение, вызываемое движением электронов, возникающих в результате комптоновского рассеяния гамма-квантов, в воде. Удивительно, что, не имея в руках практически никаких объективных средств исследования свечения (наблюдения проводились глазами в темной комнате), он выявил почти все закономерности, присущие излучению Черенкова: зависимость от показателя преломления среды n , от относительной скорости частицы β ($\beta = V/c$), измерил спектральное распределение и полную интенсивность, а также показал, что интенсивность излучения пропорциональна длине пробега электрона и что излучение поляризовано.

Большое затруднение (скорее морального порядка) вызвало объяснение этого явления. Согласно законам классической электродинамики равномерно движущийся заряд не мог излучать! Кроме того, немалое смущение вызвала необходимость принять условие, что скорость частицы превышает скорость света в среде. Впрочем, все вскоре объяснилось очень просто: выяснилось, что излучает не движущаяся частица, а поляризованная ею среда. Что касается скорости света, то абсолютное значение имеет лишь скорость света в вакууме c , которое в любом случае не превышает. Простая геометрическая интерпретация этого эффекта состоит в следующем. Предположим, что частица движется прямолинейно в некой среде с показателем преломления $n > 1$ и со скоростью $V > c/n$, т. е. большей, чем скорость света в данной среде.

Находясь в точке А, частица поляризует среду сферически-симметрично, и излучение, вызываемое этой поляризацией, распространяется из точки А со скоростью c/n . Через время t частица окажется в точке В, и поскольку скорость частицы $V > c/n$, то частица опередит световую волну, испущенную в точке А, причем в точке В световая волна, вызванная поляризацией среды в этой точке, будет в той же фазе, что и на конической поверхности, проведенной из точки В по касательной к сфере с центром в точке А и имеющей радиус $r = ct/n$. Поскольку это утверждение справедливо для любой точки, лежащей между А и В, все волны, находящиеся на поверхности конуса, проведенного из точки В по касательной к сфере радиуса $r = ct/n$, будут находиться в одной фазе, т. е. будут когерентны. Очевидно, что условие когерентности выполнимо только в том случае, если $V > c/n$.

В таком случае свет черенковского излучения будет испущен из любой точки траектории под углом θ , удовлетворяющим условию

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}. \quad (16.12)$$

Таким образом, главное условие возникновения черенковского излучения состоит в том, что оно носит пороговый характер и возникает лишь при условии $\beta n \geq 1$, или, что то же самое, $V > c/n$. Поэтому для регистрации черенковского излучения нужны три специальных условия: во-первых, скорость частицы в вакууме должна быть близка к скорости света, так как коэффициент преломления в видимой области спектра для подавляющего

числа веществ обычно менее 2, во-вторых, вещество, в котором происходит черенковское свечение (обычно называемое радиатором), должно иметь подходящий (в зависимости от скорости частицы) коэффициент преломления, и, в-третьих, вещество должно быть прозрачно для черенковского излучения.

Теория черенковского эффекта была развита И. М. Франком и И. Е. Таммом в 1937 г., за открытие и объяснение этого эффекта П. А. Черенков, И. Е. Тамм и И. М. Франк были в 1958 г. удостоены Нобелевской премии.

Особые свойства черенковского детектора излучения в значительной мере определяют специфику и области применения черенковских детекторов. Конструктивно черенковский детектор представляет собой вещество — радиатор (твердый, жидкий или газообразный — в последних случаях помещаемый в контейнеры), просматриваемый фотоприемником — обычно фотоумножителем со специально подобранной областью спектральной чувствительности.

Поскольку главная особенность черенковских детекторов — это пороговость, т. е. способность регистрировать только те частицы, скорость которых превышает заданный порог, то одно из основных применений черенковских детекторов — это дискриминация частиц по скоростям. Для гибкого установления порога регистрации имеется широкий набор радиаторов с различным значением коэффициента преломления.

Второе уникальное свойство черенковских детекторов — это направленность излучения. Действительно, черенковский свет излучается под фиксированным полярным углом θ , определяемым условием (16.12), равновероятно в азимутальном угле от 0 до 2π по отношению к направлению траектории частицы. Это дает возможность построения телескопов черенковских счетчиков, регистрирующих частицы строго определенного направления.

Наконец, еще одна уникальная особенность черенковских счетчиков — чрезвычайно малая длительность вспышки: ее конечное значение определяется в основном дисперсией света (фотоны разной длины волны вылетают под разными углами и проходят разный путь до фотоприемника). Во многих случаях этот разброс мал, и длительность черенковской вспышки может быть 10^{-10} с и менее, что позволяет достичь временного разрешения детекторов лучше чем 10^{-10} с.

16.5. Спектрометры ядерных излучений

Понятия «счетчик», «детектор» и «спектрометр» часто используют для определения различных способов регистрации и анализа ядерного излучения. Все три вида детекторов применяются с целью преобразования в электрический сигнал ионизации, возникающей в веществе в результате взаимодействия с ним квантов или частиц. Счетчик — это детектор излучения, который дает информацию только о количестве квантов или частиц в потоке излучения, падающем на него (например, трубка Гейгера–Мюллера). В детекторе происходит поглощение частиц или всей энергии квантов или частиц, и выдаваемый им сигнал содержит информацию об интенсивности излучения и его полной энергии. Спектрометр позволяет получить информацию о спектре радиации, т. е. зависимости интенсивности излучения для каждой энергии. К спектрометрии относятся не только детектирование излучений,

но и другие методы их анализа, например, магнитный анализ заряженных частиц (магнитный спектрометр), времяпролетный анализ (времяпролетный спектрометр) и др. Причем все три вида систем могут сочетаться в одном (например, полупроводниковый Ge-детектор, который может служить и счетчиком, и спектрометром). В фокальной плоскости магнитного спектрометра может быть расположен детектор или счетчик ядерного излучения.

В идеале детектор должен являться спектрометром, в котором монохроматическое излучение преобразуется в один пик с нулевой шириной. В действительности идеальных детекторов не существует, и энергетический спектр в них для монохроматического излучения имеет форму, близкую к той, что представлена на рис. 16.31. Здесь узкий пик соответствует энергии полного поглощения (в случае рентгеновских лучей и гамма-квантов — фотопик). Ширина пика (ΔE — ширина на полувысоте FWHM) — это абсолютное разрешение, соответствующее энергии (E) взаимодействующего с веществом детектора кванта или частицы. Оно характеризуется величиной $\Delta E/E$. Для магнитных систем, в которых происходит измерение импульсных спектров, их характеристикой является импульсное разрешение $\Delta p/p$, а характеристикой временных спектров — временное разрешение $\Delta t/t$.

С определенной вероятностью часть энергии квантов или частиц не поглощается веществом детектора. Такие события имеют энергию меньше энергии пика полного поглощения и образуют в спектрах отклонения от гауссовского распределения в сторону низких энергий («хвосты» распределений). Поэтому одной из важных характеристик детектора является отношение площади под пиком к общей площади спектра. Это отношение отличается для разных детектируемых частиц. В случае регистрации альфа-частиц и тяжелых ионов для идеального детектора «хвостов» практически нет. При регистрации гамма-квантов их комптоновское рассеяние, приводящее к уменьшению энергии, дает «хвост». Детекторы классифицируются в соответствии с типом

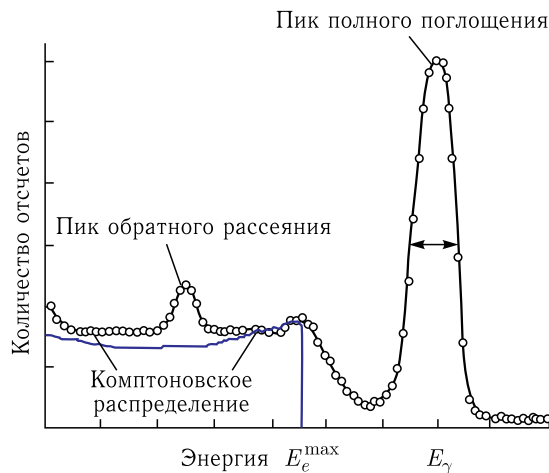


Рис. 16.31. Экспериментальный энергетический спектр γ -лучей

частиц, образующихся при взаимодействии излучения с веществом детектора, и со средней энергией ε , необходимой для их образования.

В ядерно-физических экспериментах, как правило, измеряют одновременно несколько характеристик излучения. Например, при исследовании продуктов ядерных реакций, образующихся при взаимодействии ускоренных частиц или ядер с ядрами мишени, в полных экспериментах проводится идентификация образовавшихся ядер по массе и заряду (измеряется энергия, время пролета и удельная ионизация в детекторе), измеряется координата образовавшегося ядра в совпадении с другими образовавшимися в том же акте взаимодействия ядрами — продуктами реакции. С этой целью используются спектрометры, состоящие из нескольких типов детекторов, расположенных, как правило, для увеличения геометрической эффективности в 4π -геометрии. Существует достаточно много различного типа специальных детекторов-спектрометров, используемых в экспериментах. Назовем лишь несколько из них.

Активные трековые спектрометры. В этих детекторах происходит регистрация частицы с восстановлением ее траектории в реальном времени. Как правило, они используются в физике элементарных частиц. К ним относятся пузырьковые камеры, искровые детекторы, ядерные фотоэмульсии.

Телескопы. Состоят из нескольких относительно тонких детекторов. Частица проходит через такие детекторы, оставляя в них часть своей энергии (ΔE), и останавливается в последнем. Может использоваться комбинация из газовых детекторов и полупроводниковых. Эти спектрометры применяются для точной идентификации заряда частицы ($\Delta E \sim Z$) и измерения ее полной энергии ($\Delta E + \Delta E + \dots E$).

Позиционно-чувствительные спектрометры. Измеряют координату попадания частицы в детектор. Используются в качестве детекторов в фокальной плоскости магнитных спектрометров, в которых отклонение частицы пропорционально величине p/q (p — импульс частицы, q — заряд), а точность в определении импульса зависит от точности измерения величины отклонения частицы в магнитном поле.

Многопроволочные пропорциональные камеры. Заполняются газом. Имеют большую площадь и используются для измерения координаты попадания частиц или гамма-квантов и их энергии.

Плоскопараллельные лавинные счетчики. Это два тонких электрода (входное и выходное окна), расположенные на расстоянии нескольких миллиметров. На электроды прикладывается высокое напряжение (до 1 кВ). При прохождении частицы создается разряд, который преобразуется в короткий импульс (длительность несколько сотен пикосекунд — 10^{-10} с). Используются для точного измерения времени пролета частицы, которое вместе с измерением энергии дает значение массы. Бывают позиционно-чувствительными.

Брэгговские спектрометры. Это газовые ионизационные спектрометры, в которых с помощью специальной электроники измеряется длина пробега частицы и на всей длине ее удельная ионизация. Таким образом, такой спектрометр практически выполняет роль телескопа, но с гораздо более широкими возможностями. В брэгговском спектрометре можно идентифици-

ровать частицы с зарядом $Z \leq 30$, а также измерять энергию с разрешением $\Delta E/E$ не хуже 1%. Брэгговские ионизационные камеры часто используются в сочетании с плоскопараллельными лавинными счетчиками, что позволяет измерять координату и получать временной сигнал с высоким разрешением.

Черенковские детекторы. Эти сцинтилляционные детекторы используются для регистрации быстрых частиц, движущихся со скоростями выше скорости света в данной среде. Используются в физике высоких энергий.

Времяпролетные спектрометры. В спектрометрах используются детекторы, с помощью которых измеряется энергия излучения и дается «стартовая» и «стоповая» временные отметки для измерения времени пролета, а следовательно, скорости. На основе энергии и скорости определяется масса частицы. Массовое разрешение во времяпролетных спектрометрах определяется соотношением

$$(\Delta M/M)^2 = (\Delta t/t)^2 + (\Delta E/E)^2 + (\Delta \ell/\ell)^2.$$

Таким образом, в настоящее время существует большой набор детекторов и спектрометров ядерных излучений, что позволяет экспериментаторам на их основе создавать высокоэффективные установки для измерения практически всех параметров излучений, образованных в процессе ядерных реакций. В настоящее время в ведущих научных центрах мира на ускорителях используются спектрометры, с помощью которых проводится идентификация

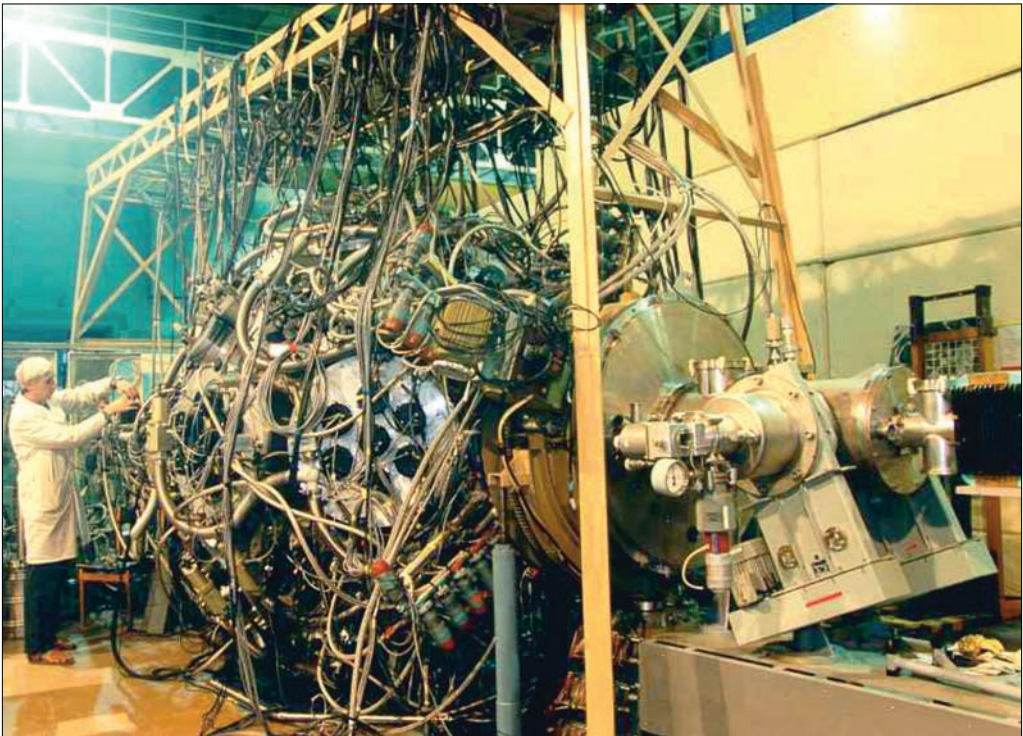


Рис. 16.32. π -спектрометр множественных событий ФОБОС

всех частиц и квантов, образующих излучение, в 4π -геометрии. На рис. 16.32 представлена такая установка, созданная и работающая в Объединенном институте ядерных исследований на пучке циклотрона тяжелых ионов, — 4π -спектрометр ФОБОС. Она состоит из 30 брэгговских ионизационных камер, перед которыми расположены плоскопараллельные лавинные счетчики. За газовыми детекторами располагаются 300 пластиковых детекторов. Диаметр внутренней полости спектрометра около 1 м, что позволяет измерять с высокой точностью время пролета частиц от мишени до камер. Таким образом, в одном эксперименте измеряется масса, заряд, импульс, угловое распределение всех частиц (а их может образовываться в одном акте взаимодействия несколько десятков), и на основе этих измерений можно получать информацию о свойствах ядерной материи, находящейся в возбужденном состоянии.

МЕТОДОЛОГИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

17.1. Основные характеристики реакций, измеряемые в ядерно-физических экспериментах

Существует три основных типа экспериментов, проводимых с целью изучения ядерных реакций. Это измерение функции возбуждения (энергетической зависимости различных каналов реакции), спектров частиц и спектров ядер отдачи. Такого рода эксперименты и получаемая с их помощью информация позволяют делать заключения о свойствах процессов взаимодействия двух сложных ядер. В совокупности они обеспечивают достаточно полную информацию о характеристиках реакций и свойствах образующихся в них ядер.

17.1.1. Функции возбуждения. Для построения функции возбуждения измеряются сечения образования определенного продукта ядерной реакции как функция энергии бомбардирующей частицы. Кривая зависимости сечения от энергии и называется функцией возбуждения. Из рассмотрения функций возбуждения можно получить информацию о вероятностях испускания различного рода частиц в ядерных реакциях, поскольку образование данного продукта указывает, что за частица была испущена ядром-мишенью или образовавшимся в результате реакции новым ядром (например, компаунд-ядром). Однако из одних лишь данных по функции возбуждения невозможно узнать, была ли испущена пара частиц в виде кластера, например, протон и нейтрон в виде дейтрона, или в виде отдельных частиц. Некоторую информацию о кинетической энергии испущенных частиц можно получить по величине энергии, при которой различные функции возбуждения достигают максимума, а также по наклону соответствующих кривых. Однако в этом случае можно рассчитывать только на грубые оценки. Функции возбуждения также не дают информации об угловых распределениях испущенных частиц, что важно при определении механизма их образования.

17.1.2. Спектры частиц. В отличие от опытов по исследованию функций возбуждения при постановке экспериментов второго типа особое внимание уделяется энергиям и угловым распределениям испущенных частиц. Такая информация может быть экспериментально получена при регистрации испущенных частиц чувствительным к энергии детектором, располагающимся под различными углами θ относительно падающего пучка. В результате обычно из этих измерений извлекаются данные о дифференциальном сечении реакции $d^2\sigma/d\mathcal{E}d\Omega$, являющемся функцией кинетической энергии \mathcal{E} частицы

и угла θ , под которым она испускается. Эта величина представляет собой дифференциальное сечение испускания частицы с кинетической энергией в пределах от \mathcal{E} до $\mathcal{E} + d\mathcal{E}$ в элемент телесного угла $d\Omega$ под углом θ к падающему пучку. В лабораторной системе координат телесный угол можно грубо аппроксимировать, поделив площадь детектора, являющуюся нормалью к направлению движения частицы, на квадрат расстояния от детектора до мишени. Полное сечение испускания частицы получается интегрированием дифференциального сечения по всем углам и энергиям:

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \frac{d^2\sigma}{d\mathcal{E}d\Omega} \sin\theta d\theta d\mathcal{E}.$$

Очевидно, что полученная при измерении спектров частиц информация не вполне достаточна для исчерпывающего анализа ввиду отсутствия сведений о других частицах, сопровождающих этот процесс. Эти проблемы решают проведением экспериментов при таких энергиях, когда вероятность испускания более одной частицы ничтожно мала (см. функцию возбуждения), либо с использованием нескольких детекторов и методики совпадений. Метод совпадений, в принципе, очень эффективен, однако скорость набора информации быстро падает, как только число детекторов превышает два.

17.1.3. Спектры ядер отдачи. Определение кинетической энергии и углового распределения продуктов ядерной реакции имеет целью воспользоваться преимуществами одновременного измерения спектра частиц и сечения их образования. Идентификация ядра отдачи позволяет определить число нуклонов, испускаемых при реакции ядром-мишенью, однако остается неизвестным, вылетают они поодиночке или в виде кластеров, таких как дейтроны или α -частицы. Угол вылета (относительно направления пучка) ядра отдачи и его кинетическая энергия определяют полный импульс всех испущенных частиц, но не дают сведений о распределении импульса между ними. Используемые экспериментальные методики различны по своей сложности. В простейшем опыте помещенные до и после мишени поглощающие фольги позволяют измерить часть ядер, падающих и прошедших через мишень. Таким образом измеряются относительные величины импульса, уносимого частицами. В более тонких экспериментах проводится прямое измерение углового распределения и энергетического спектра ядер отдачи с помощью наборов детекторов, размещаемых под разными углами к падающему пучку. Для прецизионных измерений энергетических спектров ядер отдачи может использоваться магнитный спектрометр, в котором разрешение по импульсу может составлять $\Delta p/p \approx 10^{-4}$. Кстати, из ширины импульсного распределения можно получить информацию о кластерной структуре исследуемого ядра.

Как уже отмечалось выше, реакции с тяжелыми ионами характеризуются большим многообразием процессов. Однако для облегчения анализа и интерпретации экспериментальных результатов используются в основном три модельных представления, оказывающихся полезными при систематизации большого объема накопленной экспериментальной информации. К ним относятся оптическая модель, модель составного ядра и механизм прямого взаимодействия.

17.2. Основные модели, используемые для анализа данных

17.2.1. Оптическая модель. Взаимодействие падающей частицы с нуклонами ядра заменяется ее взаимодействием с потенциальной ямой. Классической аналогией этой модели может служить проходящий сквозь прозрачный стеклянный шар пучок света. В рамках этой модели единственным эффектом при ядерном столкновении будет отклонение частицы от своего первоначального направления. Чтобы предусмотреть возможность более сложных событий, вводится представление о среднем свободном пробеге частицы относительно ее поглощения при движении в ядре-мишени, которое аппроксимируется потенциальной ямой. Рассматривая аналогию с оптикой, можно считать, что стеклянный шар становится поглощающим, а не прозрачным.

Оптическая модель позволяет вычислять:

- 1) сечение отклонения падающих частиц,
- 2) угловое распределение отклоненных частиц,
- 3) сечение поглощения падающих частиц.

Однако эта модель ничего не говорит о том, что происходит после поглощения частицы.

17.2.2. Модель составного ядра. Эта модель позволяет предсказывать события, происходящие при захвате падающей частицы ядром-мишенью. Модель предполагает, что вносимая падающей частицей энергия случайным образом распределяется между нуклонами образовавшегося составного ядра. При этом ни один из нуклонов не имеет энергии, достаточной для немедленного вылета из ядра, и поэтому время жизни составного ядра оказывается больше (10^{-14} – 10^{-18} с) по сравнению с временем, за которое нуклон пересекает ядро (10^{-20} – 10^{-23} с). Это время жизни имеет всегда конечную величину в силу наличия статистических флуктуаций в распределении энергии, которые приводят к ее концентрации на одном нуклоне (или кластере), после чего его испускание становится возможным. Флуктуации, в результате которых на вылетающей частице концентрируется лишь часть энергии возбуждения, являются наиболее вероятными, и поэтому кинетическая энергия частицы будет меньше максимально возможной, а конечное ядро останется в возбужденном состоянии. Следовательно, если начальная энергия возбуждения составного ядра достаточно велика, то может происходить последовательное испускание нескольких частиц (с относительно малой кинетической энергией). Сходство этого процесса с испарением молекул из капли нагретой жидкости привело к тому, что эмиссию частиц из возбужденного ядра часто называют «испарением». В рамках модели составного ядра течение ядерной реакции разделяется на две независимые стадии:

- 1) захват падающей частицы со случайным распределением энергии между нуклонами компаунд-ядра,
- 2) распад возбужденного компаунд-ядра путем испарения частиц или деления на осколки.

17.2.3. Механизм прямого взаимодействия. Этот механизм так же, как и модель составного ядра, рассматривает последствия поглощения падающей частицы. Однако от модели компаунд-ядра он отличается тем, что

не предполагает случайного распределения энергии падающей частицы между всеми нуклонами ядра-мишени. Напротив, в механизме прямого взаимодействия предполагается, что падающая частица испытывает соударение лишь с одним или, самое большее, с несколькими нуклонами ядра-мишени, вследствие чего некоторые из них могут быть сразу же выбиты из ядра. Падающая частица может также покинуть ядро, оставив в результате этих немногих столкновений часть своей энергии. В некоторых случаях падающая частица может передать весь свой импульс нуклонам или кластерам (например, альфа-частице) ядра-мишени (так называемый кумулятивный эффект), оставив остаток ядра-мишени с минимальной энергией возбуждения. Таким образом, эта реакция не проходит через образование промежуточного возбужденного ядра, и кинетические энергии испущенных при этом частиц будут выше, чем у частиц, испущенных возбужденным компаунд-ядром. Прямые взаимодействия включают и такие события, в которых лишь часть падающей сложной частицы (например, дейтрон, слабосвязанный тяжелый ион) сталкивается с ядром мишени. Другая часть, не испытывая соударения с ядром, будет продолжать свое движение, отклонившись от первоначальной траектории. Такие реакции известны под названием реакций срыва (стриппинга). Другим процессом прямого взаимодействия является так называемый процесс подхвата (пик-ап), который можно рассматривать как обратный стриппингу. Он заключается в образовании сложной частицы (например, дейтрона или ${}^4\text{He}$) при взаимодействии падающей частицы с нуклоном или группой нуклонов в ядре.

Все три процесса характеризуются различными свойствами ядер-остатков и испущенных частиц. У них разные угловые распределения, энергии возбуждения, кинетические энергии, угловые моменты, массовые и зарядовые распределения продуктов. Поэтому основной задачей экспериментов является измерение этих характеристик, их анализ с использованием различных моделей взаимодействия с целью определения механизма той или иной ядерной реакции.

Ядерные реакции с участием тяжелых ионов используются для самых разнообразных целей. С их помощью изучаются свойства самих ядер, получаются и исследуются экзотические состояния ядер (сильно возбужденные, быстро вращающиеся и т. п.) и ядра на границе ядерной стабильности (протонно- и нейтронно-избыточные), синтезируются сверхтяжелые ядра (в том числе новые химические элементы), изучаются механизмы ядерных реакций и т. д. В зависимости от поставленной задачи выбираются подходящая энергия столкновений, нужная комбинация ядер и соответствующий механизм ядерной реакции. Энергию столкновения ядер можно условно разделить на «низкую» (от нуля до 150 МэВ/нуклон, т. е. до порога рождения самых легких мезонов), «промежуточную» (от 150 до 1000 МэВ/нуклон, т. е. до порога рождения барионов), «высокую» (от 1 до 100 ГэВ/нуклон) и «сверхвысокую» (несколько ТэВ/нуклон). Конечно, это деление несколько условно. Здесь нас интересуют только низкие энергии столкновения, при которых не рождается никаких новых частиц (или их рождение крайне маловероятно) и число нуклонов сохраняется.

17.3. Частные случаи реакций рассеяния

17.3.1. Упругое рассеяние. После упругого рассеяния скорости двух частиц не меняются. Однако в лабораторной системе координат (л.с.) их скорости оказываются другими в результате взаимодействия с ядром мишени (о связи между л.с. и с.ц.м. см. п. 17.6).

Учитывая геометрические правила синусов для треугольников, получаем

$$\frac{\sin(\theta_{\text{сцм}} - \theta_{\text{лс}})}{\sin \theta_{\text{лс}}} = \frac{V_{\text{сцм}}}{V'_a} = x, \quad (17.1)$$

$$x = \frac{m_a}{m_A}. \quad (17.2)$$

Уравнение (17.1) связывает углы рассеяния для частицы a в с.ц.м. и л.с. (рис. 17.1). Когда $x \leq 1$, $\theta_{\text{лс}}$ монотонно увеличивается от 0 до π . Для $x > 1$ два значения $\theta_{\text{сцм}}$ получаются для одного и того же значения $\theta_{\text{лс}}$, причем $\theta_{\text{лс}}$ имеет максимум при углах, меньших π . Этот случай можно объяснить физически так: $x > 1$ означает, что налетающая частица тяжелее ядра мишени, и при центральном столкновении с ядром мишени она будет двигаться вперед. В с.ц.м. этот случай будет соответствовать рассеянию, в котором соответствующие углы отдачи провзаимодействовавших частиц связаны:

$$\alpha_{\text{сцм}} = 2\alpha_{\text{лс}}, \quad (17.3)$$

так как $V'_A = V_{\text{сцм}}$. Учитывая, что $\alpha_{\text{сцм}} = \pi - \theta_{\text{сцм}}$, получаем

$$\alpha_{\text{лс}} = \frac{1}{2}(\pi - \theta_{\text{сцм}}). \quad (17.4)$$

Другое соотношение между углами может быть получено из равенства перпендикулярной и параллельной составляющих импульса:

$$\begin{aligned} V'_a \sin \theta_{\text{сцм}} &= V_a \sin \theta_{\text{лс}}, \\ V'_a \cos \theta_{\text{сцм}} + V_{\text{сцм}} &= V_a \cos \theta_{\text{лс}}, \end{aligned}$$

отсюда получаем

$$\tan \theta_{\text{лс}} = \frac{\sin \theta_{\text{сцм}}}{x + \cos \theta_{\text{сцм}}}, \quad (17.5)$$

или

$$\cos \theta_{\text{лс}} = \frac{x + \cos \theta_{\text{сцм}}}{(1 + x^2 + 2x \cos \theta_{\text{сцм}})^{1/2}}. \quad (17.6)$$

Полное сечение определяется числом частиц, рассеянных внутри телесного угла $d\Omega_{\text{лс}}$ в направлении $(\theta_{\text{лс}}, \varphi_{\text{лс}})$ или рассеянных в $d\Omega_{\text{сцм}}$ и соответствующую

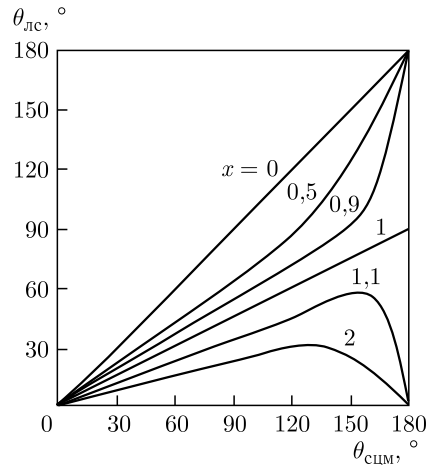


Рис. 17.1. Соотношение между углами рассеяния в л.с. и с.ц.м. при различных соотношениях масс частицы и ядра мишени $x = m_a/m_A$

ших направлениях ($d\Omega_{\text{сцм}}, \varphi_{\text{сцм}}$). Тогда дифференциальные сечения в двух системах координат соотносятся как

$$\sigma(\theta_{\text{лс}})d\Omega_{\text{лс}} = \sigma_{\text{сцм}}(\theta_{\text{сцм}})d\Omega_{\text{сцм}}. \quad (17.7)$$

Учитывая, что переход между л. с. и с. ц. м. симметричен по азимуту относительно направления пучка, имеем $\varphi_{\text{лс}} = \varphi_{\text{сцм}} = \varphi$ и соотношение сечений:

$$\frac{\sigma_{\text{сцм}}}{\sigma_{\text{лс}}} = \frac{d\Omega_{\text{лс}}}{d\Omega_{\text{сцм}}} = \frac{d(\cos \theta_{\text{лс}})}{d(\cos \theta_{\text{сцм}})}. \quad (17.8)$$

Подставляя выражение (17.6), получаем

$$\frac{d(\cos \theta_{\text{лс}})}{d(\cos \theta_{\text{сцм}})} = \frac{1 + x \cdot \cos \theta_{\text{сцм}}}{(1 + x^2 + 2x \cdot \cos \theta_{\text{сцм}})^{3/2}}. \quad (17.9)$$

Это выражение можно преобразовать для л. с. в таком виде:

$$\frac{d(\cos \theta_{\text{лс}})}{d(\cos \theta_{\text{сцм}})} = \frac{(1 - x^2 \cdot \sin^2 \theta_{\text{лс}})^{1/2}}{x \cdot \cos \theta_{\text{лс}} + (1 - x^2 \cdot \sin^2 \theta_{\text{лс}})^{1/2}}. \quad (17.10)$$

17.3.2. Неупругое рассеяние. В случае неупругого рассеяния частицы на ядре мишени выражения (17.1) и (17.5)–(17.10) для x сохраняются. Для реакции типа $A(a, b)B$ выражение для x имеет вид

$$x = \frac{V_{\text{сцм}}}{V'_b} = \left[\frac{m_a m_b}{m_A m_B} \cdot \frac{E_a}{E_a + Q_{\alpha\beta}} \right]^{1/2}. \quad (17.11)$$

Здесь x означает отношение скоростей в с. ц. м. к скорости рассеяния частицы в с. ц. м. (сравнить с выражением (17.1)). Соотношение (17.3) не работает, поскольку в основном мы не имеем $V_B = V_{\text{сцм}}$.

17.4. Методы получения физической информации

Методы получения физической информации можно условно представить в виде следующих измерений:

- online–offline измерения,
- интегральный и дифференциальный метод,
- абсолютные и относительные измерения,
- использование малого телесного угла — 4π -геометрия,
- инклюзивные и корреляционные измерения,
- метод совпадений,
- метод недостающих масс,
- метод инвариантных масс.

17.4.1. Online и offline измерения. Offline измерения — это измерения, проводимые непосредственно после облучения пучком заряженных частиц на ускорителе. Преимущества этого метода состоят в отсутствии фона от пучка ускорителя, в возможности длительных измерений с малыми телесными углами, а следовательно, высоким разрешением и точностью, а также в возможности использования 2π - и 4π -спектрометров α -частиц, β - и γ -излучений. В этом методе при длительных экспозициях возможно использование

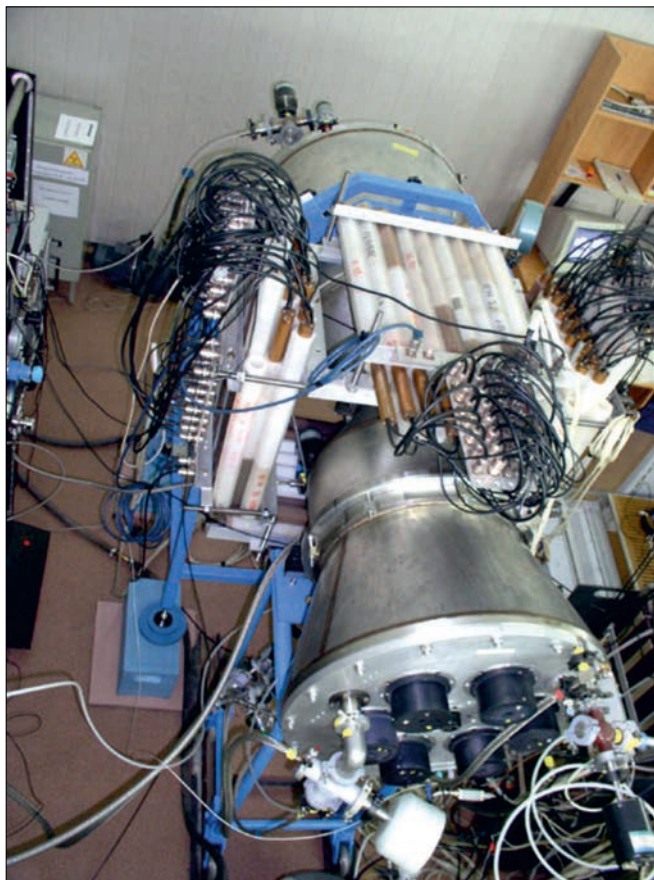


Рис. 17.2. Одноплечевой спектрометр для инклюзивных измерений осколков деления и заряженных частиц

магнитного спектрометра. Применяются также 4π сцинтилляционные спектрометры и 4π нейтронные спектрометры. К offline измерениям можно отнести измерения непосредственно на пучке ускорителя между микробанчами (амплитудами высокой частоты) импульса пучка. Недостатком метода является невозможность измерения короткоживущих активностей (от нескольких минут и выше).

Online измерения — это измерения, проводимые непосредственно на пучке ускорителя. К ним относятся γ -измерение с большими телесными углами, измерения с использованием 4π сцинтилляционных спектрометров, возможность использования 4π нейтронных спектрометров и нейтронных стенок, измерение характеристик заряженных продуктов ядерных реакций (измерение энергии частиц (ионизационные камеры, ППД, сцинтилляционные детекторы), измерение скорости частиц по времени пролета ($E = MV^2/2$; $M = 2Et^2/L^2$), измерение Z частицы ($dE/dX \sim Z^2M/E$; $dE/DX \sim MZ^2 \sim AZ^2$).

17.4.2. Корреляционный метод измерения характеристик продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами. Корреляционный метод измерения используется для выделения сопряженных продуктов ядерных реакций.

Кинематика ядерных реакций в корреляционном методе определяется законом сохранения энергии и импульса:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_3 + E_4 - Q, \\ \sqrt{2M_1E_1} &= \sqrt{2M_3E_3} \cos \theta_3 + \sqrt{2M_4E_4} \cos \theta_4, \\ \sqrt{2M_3E_3} \sin \theta_3 &= \sqrt{2M_4E_4} \sin \theta_4, \end{aligned}$$

где M_1 — масса иона; M_2 — масса мишени; M_3, M_4 — массы новых ядер; E_1, E_3, E_4 — энергии иона и продуктов реакции; Q — дефект масс; θ_3, θ_4 — углы вылета продуктов реакции.

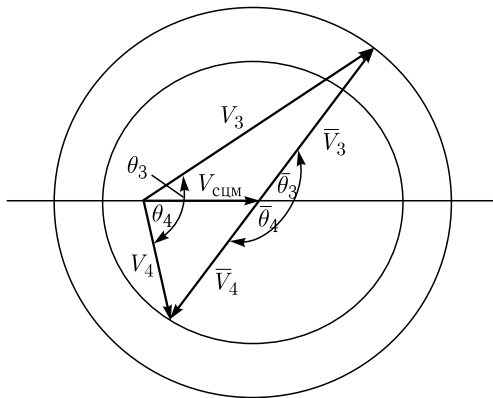


Рис. 17.3. Диаграмма скоростей в л.с. и с.ц.м.

На рис.17.3 представлена связь скоростей в л.с. и с.ц.м., определяемых следующими кинематическими формулами:

$$\begin{aligned} E_{3,4} &= \left(k_{3,4} \cos \theta_{3,4} \pm \sqrt{1 - k_{3,4}^2 \sin^2 \theta_{3,4}} \right)^2 \bar{E}_{3,4} \cos \bar{\theta}_{3,4} = \\ &= -k_{3,4} \sin^2 \theta_{3,4} \pm \cos \theta_{3,4} \sqrt{1 - k_{3,4}^2 \sin^2 \theta_{3,4}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} k_3^2 &= \frac{M_1 M_3}{M_2 M_4} \cdot \frac{\bar{E}}{\bar{E} + Q} k_4 = \frac{M_4}{M_3} k_3 \sin \bar{\theta}_{3,4} = \\ &= \sin^2 \theta_{3,4} \left(k_{3,4} \cos \theta_{3,4} \pm \sqrt{1 - k_{3,4}^2 \sin^2 \theta_{3,4}} \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \bar{E}_1 + \bar{E}_2 = \frac{M_2}{M_1 + M_2} E_1 = \bar{E}_3 + \bar{E}_4 - Q \frac{d\sigma}{d\Omega} = \\ &= \frac{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}}{\left(k \cos \theta \pm \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} \right)^2} \frac{d\sigma}{d\Omega}, \end{aligned}$$

$$\bar{E}_{3,4} = \frac{M_1 M_{3,4}}{(M_1 + M_2)^2} \cdot \frac{E_1}{k_{3,4}^2} = \frac{\bar{E} + Q}{1 + M_{3,4}/M_{4,3}} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(1 + k^2 + 2k \cos \bar{\theta})^{3/2}}{1 + k \cos \theta} \frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\Omega}},$$

$$V_{\text{цм}} = \frac{M_1}{M_1 + M_2} V_1 = \frac{\sqrt{2M_1 E_1}}{M_1 + M_2},$$

$$\bar{V}_3 = \frac{V_{\text{цм}}}{k_3} \bar{V}_4 = \frac{V_{\text{цм}}}{k_4}.$$

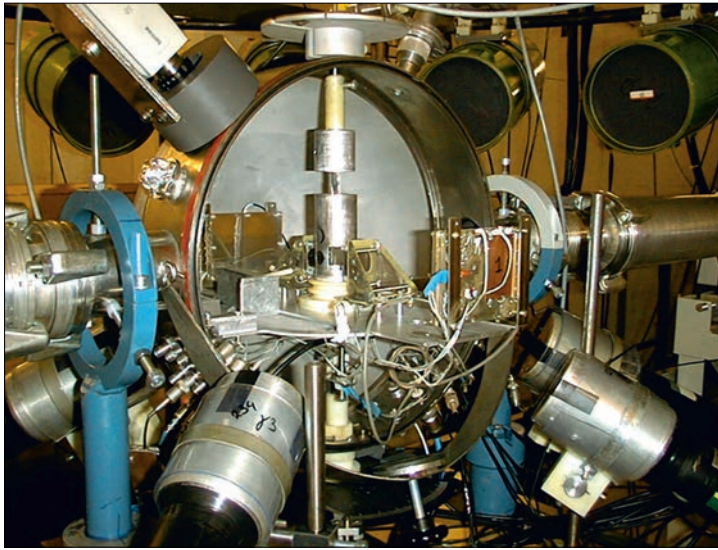


Рис. 17.4. Двухплечевой спектрометр для корреляционных измерений осколков деления

17.4.3. Метод недостающих масс. Принципиально определение массы нуклонно-нестабильных систем возможно, если известны массы и энергии всех других продуктов в выходном канале реакции. В реальных условиях эксперимента это представляется сложным, прежде всего с технической точки зрения, особенно в случае образования многих ядер — продуктов реакции. С этой точки зрения бинарные процессы: два ядра (мишени и иона) во входном канале и два ядра-продукта в выходном канале — значительно упрощают проблему определения недостающей массы. Как было указано выше, реакции передачи в области относительно низких энергий ($E < 30$ МэВ/нуклон) наиболее близки к этим условиям.

Реакции передачи нуклонов можно описать с помощью двухтельной кинематики. Для реакции $A(a, b)B$ измерение энергетического спектра одного нуклонно-стабильного продукта b , вылетевшего под определенным углом к пучку налетающих ядер a , позволяет извлечь информацию о характеристиках ядра отдачи B — массе и возбужденных состояниях даже в том случае, когда ядро B нестабильно по отношению к испусканию нуклонов и его прямая регистрация невозможна. Спектрометрическая информация об исследуемом ядре получается на основе измерения энергетического спектра $E(b)$ ядра b ,

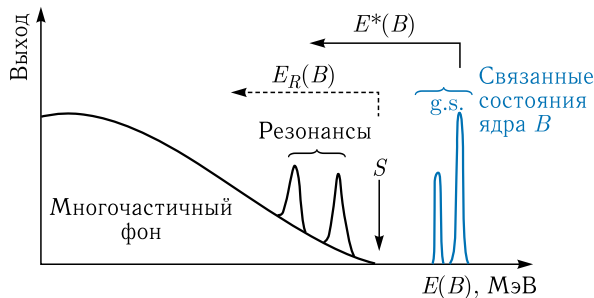


Рис. 17.5. Схематичное представление энергетических спектров, получаемых в двух-тельных реакциях. S — порог, при котором начинается испускание одного и более нуклонов или кластеров из ядра B

из которого извлекается величина Q -реакции. Этот спектр может иметь довольно сложную структуру, и очень важно учесть разные его составляющие. Пример такого спектра показан схематически на рис. 17.5. Наличие пиков в этом спектре свидетельствует об образовании ядер b и B в определенных энергетических состояниях. Если ядро b не имеет нуклонно-стабильных (связанных) возбужденных состояний, в спектре могут наблюдаться связанные и/или несвязанные (нуклонно-нестабильные) состояния только ядра B .

Могут иметь место различные ситуации.

1. Ядро B нуклонно-стабильное. Все пики, наблюдаемые справа от S (рис. 17.5), соответствуют состояниям, стабильным относительно испускания нейтронов, в то время как пики слева — нуклонно-нестабильным состояниям. В шкале энергии возбуждения $E^*(B)$ порог соответствует энергии отделения из ядра одного или двух нейтронов, т. е. S_n или S_{2n} :

$$S_n = -M(A, Z) + M(A - 1, Z) + M_n,$$

$$S_{2n} = -M(A, Z) + M(A - 2, Z) + 2M_n,$$

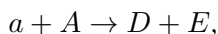
где M — масса ядер с соответствующими A и Z ; M_n — масса нейтрона (8,071 МэВ).

В случае существования нестабильного состояния в ядре B , распадающегося путем $B \rightarrow x + C$, бинарный характер реакции остается, поскольку время жизни резонанса в системе $(x + C)$ больше, чем характерное время реакции t ($t < 10^{-22}$ с). Поэтому имеется возможность в реакциях передачи нескольких нуклонов измерить состояния изотопов, которые существуют в течение очень короткого времени. Время жизни состояния τ определяется из ширины Γ соответствующего пика в спектре регистрируемой частицы b . Ширина пика дает также косвенную информацию для идентификации квантовых чисел уровней.

2. Ядро B нестабильно в основном состоянии. В этом случае пиков с энергией справа от S вообще не наблюдается, и самый низколежащий резонанс считается соответствующим основному состоянию ядра B , а его ширина Γ свидетельствует о времени жизни системы. Энергии таких состояний (резонансов) относительно порога распада будем обозначать через E_R , т. е. порог является нулевой отметкой в шкале E_R . Основное состояние несвязанного

ядра отстоит слева от S на величину, равную энергии распада, с испусканием соответствующего числа нуклонов. Возбужденное состояние, например, над порогом испускания нейтрона (S_n) имеет резонансную энергию E_R , которая связана с его энергией возбуждения E^* выражением $E_R = E^* - S_n$.

3. Ядро B не существует как связанная система: измеряемый спектр b не содержит пиков — он гладкий. Рассмотрим природу широкого распределения под пиками. В принципе, оно является суперпозицией вкладов разных реакций, ведущих к более чем двум частицам в выходном канале. Одним из возможных процессов является бинарная реакция передачи типа



где $D = b + x$ и $E = B - x$. В этом случае регистрируемое ядро b является продуктом распада образованного на первом этапе взаимодействия нуклонно-неустойчивого возбужденного ядра D , которое, в свою очередь, впоследствии распадается на лету на две частицы: b и x . Форма спектра b рассчитывается как результат распада резонанса ($b + x$), лежащего в области гигантского дипольного резонанса. Такой процесс может вносить свой вклад даже в течение очень короткого времени взаимодействия (порядка 10^{-22} с) в конечное состояние системы $b + x$. Другой механизм имеет место, когда ядро B распадается на две или более частицы. В принципе, эксперименты с регистрацией лишь одного продукта в реакции с более чем двумя частицами являются кинематически неполными, и эти каналы проявляются в энергетическом спектре b только в виде широких непрерывных распределений. При отсутствии какого-либо взаимодействия между частицами в конечном состоянии непрерывный спектр описывается фазовым пространством этих частиц. Пики, соответствующие резонансам, лежат на фоне, который вызывается процессом, происходящим без образования промежуточного состояния (см. рис.17.5).

Таким образом, в подобного рода экспериментах с применением метода недостающих масс можно определить, существует ли вообще ядро B как связанная система, измерить его массу, время жизни и обнаружить возбужденные состояния.

Однако для изучения ядра B необходимо подобрать ядра a , A и b с хорошо известными свойствами. Предпочтительно выбрать реакцию, в которой регистрируемое ядро b не имеет нуклонно-устойчивых возбужденных состояний (т.е. ядро b не должно иметь уровни ниже порога испускания нуклона/нуклонов). Если регистрируемое ядро b имеет нуклонно-устойчивые возбужденные состояния, они также будут наблюдаться в спектре, их ширины будут больше ожидаемых вследствие γ -излучения на лету — все вместе это осложняет идентификацию состояний ядра B .

Необходимо отметить, что метод недостающих масс можно применять и для трехтельных реакций. В этом случае реакция подбирается таким образом, чтобы в выходном канале образовались два магических ядра (например, ${}^4\text{He}$ и ${}^{56}\text{Ni}$ или ${}^{40}\text{Ca}$ и ${}^{20}\text{Ne}$) и третье, искомое ядро. Например, в реакции ${}^{68}\text{Zn} + {}^{18}\text{O} \rightarrow {}^{26}\text{O} + {}^{56}\text{Ni} + {}^4\text{He}$ (или ${}^{68}\text{Zn} + {}^{18}\text{O} \rightarrow {}^{26}\text{O} + {}^{40}\text{Ca} + {}^{20}\text{Ne}$) можно, измеряя энергетический спектр ${}^4\text{He}$ в совпадении с ${}^{56}\text{Ni}$ (или спектр ${}^{40}\text{Ca}$ в совпадении с ${}^{20}\text{Ne}$), определить массу и возбужденные уровни в систе-

ме ^{26}O . Большие возможности появляются при применении этого метода на пучках радиоактивных ядер.

Кроме бинарных реакций, к которым относятся реакции передачи, для спектроскопии нестабильных по отношению к эмиссии нуклонов ядерных состояний используются и другие методы. Например, в последнее время широкое распространение получил метод, рассчитанный на многотельный характер реакции, — метод инвариантной массы.

17.4.4. Метод инвариантной массы. При поисках нуклонных резонансов в ядрах применяются также измерения инвариантной массы: ядро изучается путем измерения его распада на лету. Этот метод спектроскопических исследований не предъявляет особых требований к входному каналу. Он используется при больших энергиях в случае фрагментации бомбардирующего иона на толстой мишени (инвариантная масса определяется независимо от энергии пучка), после чего в выходном канале образуется целый ряд частиц:

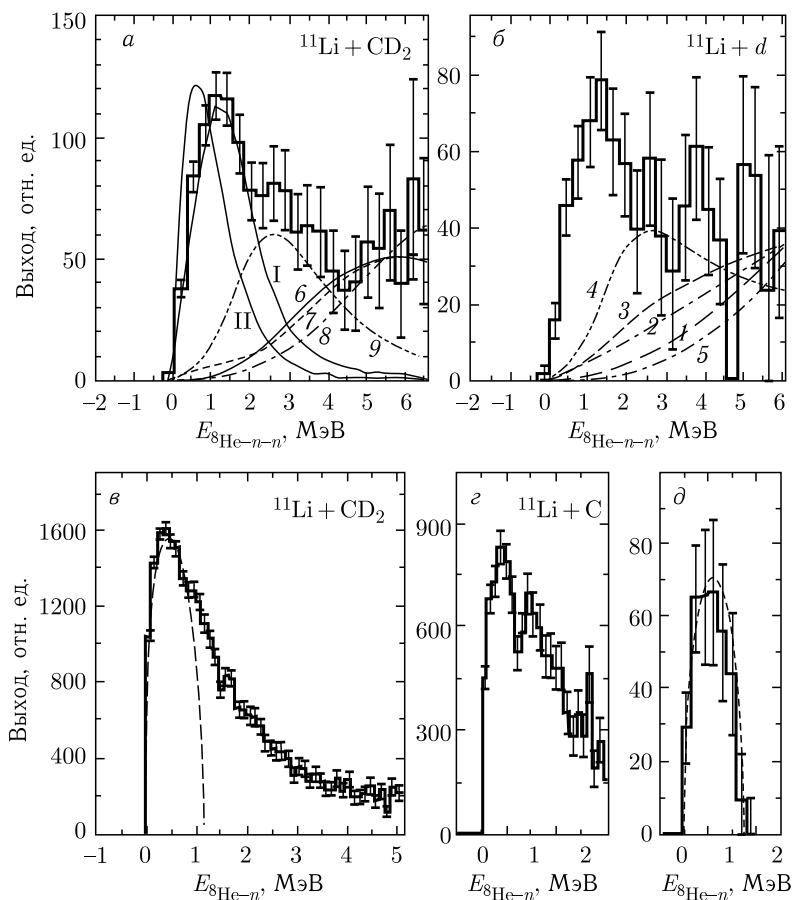


Рис. 17.6. Спектры инвариантной массы для измерения резонанса в системе ^{10}He в реакциях $^8\text{He} + n + n$ и $^8\text{He} + n$ из реакций: а) $\text{CD}_2(^{11}\text{Li}, ^2n^8\text{He})$, б) $d(^{11}\text{Li}, ^2n^8\text{He})$, в) $\text{CD}_2(^{11}\text{Li}, n^8\text{He})$, г) $\text{C}(^{11}\text{Li}, n^8\text{He})$, д) распад ^{10}He

$x + C + Y + Z + \dots$ Измеряются импульсы и энергии частиц любой подсистемы из двух или более частиц (например, в самом простом случае $(x + C)$), если эксперимент нацелен на получение информации о ядре $B = x + C$). Исходя из полной кинематической информации о подсистеме $(x + C)$, вычисляется инвариантная масса B в с.ц.м. той же подсистемы. Энергия над порогом развала ядра $B \rightarrow (x + C)$, которая соответствует энергии распада (E_{decay}), равна разнице между инвариантной массой и суммой масс покоя частиц x и C . Если в ядре B имеются резонансные состояния, они наблюдаются как пики в спектре инвариантной массы (см. рис. 17.6). Однако этот метод имеет несколько недостатков.

Во-первых, он характеризуется очень малой эффективностью регистрации, особенно для нейтронов, что связано с малым угловым раствором соответствующих детекторов. При этом требуется их высокое угловое разрешение. Кроме того, полная эффективность вследствие ограниченного телесного угла зависит от энергии частиц.

Во-вторых, метод основан на предположении, что регистрируемые частицы находятся в основном состоянии. Однако в некоторых случаях ядро может образоваться в первом нуклонно-стабильном возбужденном состоянии с определенной энергией. Это состояние распадается на лету, испуская γ -квант, который не регистрируется и не принимается во внимание при вычислении инвариантной массы. События, соответствующие такому случаю, вычисляются так, как будто их масса, отнесенная к энергии возбуждения, ближе к порогу. В результате суперпозиции сечений образования основного и возбужденного состояний спектр инвариантной массы искажается. Эту проблему можно решить двумя способами: измерением γ -квантов или вычислением значения Q для каждого события, если знать точную энергию бомбардирующего иона и применять тонкие мишени.

Необходимо отметить, что, в отличие от бинарных реакций, в этом методе избирательность относится к основному состоянию, а точность определения масс — около 100–500 кэВ (хуже, чем в реакциях передачи).

17.5. Пример постановки физического эксперимента на ускорителе

В низкоэнергетических столкновениях тяжелых ионов, как уже отмечалось выше, наблюдается большое количество самых разнообразных ядерных процессов: упругое рассеяние сталкивающихся частиц, квазиупругое рассеяние и малонуклонные передачи, глубоконеупругое рассеяние, реакции слияния, процессы фрагментации и процессы деления.

Схема простейшей постановки эксперимента показана на рис. 17.7. Пучок монохроматических ионов из ускорителя падает на мишень, на расстоянии d от которой расположен детектор с площадью окна ΔS , $\Delta\Omega = \Delta S/d^2$ — телесный угол, под которым виден детектор. Обозначим поперечное сечение ядра σ . Если площадь мишени, на которую падает пучок ускоренных частиц, равна S , а толщина мишени l , то видимая площадь всех ядер равна $\Sigma = \sigma\rho Sl$, где ρ — концентрация атомов в материале мишени (штук/см³). Вероятность того, что одна из налетающих частиц попадет в какое-нибудь

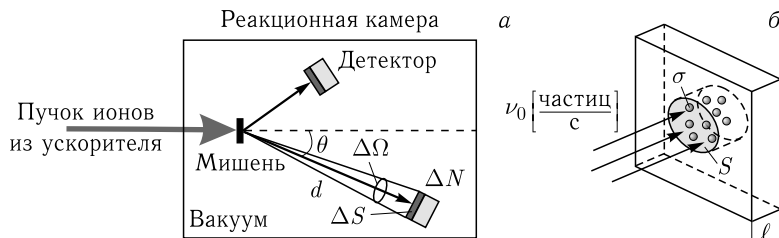


Рис. 17.7. Схематическое изображение постановки эксперимента и определения сечения ядерной реакции

ядро, $P = \Sigma/S = \sigma \rho l$, а число событий (реакций) в секунду $N = \nu_0 \sigma \rho$ зависит также от интенсивности пучка ν_0 (частиц в секунду). Обозначим через $\Delta\sigma(\theta)$ часть полного сечения ядра, которое приводит к рассеянию именно на угол θ в телесный угол $\Delta\Omega$. Тогда скорость счета детектора $\Delta N = \nu_0 \Delta\sigma \rho l$ (событий в секунду). Очевидно, что скорость счета прямо пропорциональна площади окна ΔS (при достаточно удаленном детекторе). Поэтому удобно определить так называемое дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega(\theta) = \Delta N(\theta)/(\nu_0 \rho l \Delta\Omega)$. Эта величина не зависит от интенсивности пучка, толщины мишени или свойств детектора и отражает лишь характер взаимодействия налетающих частиц с атомными ядрами мишенного материала.

В более сложных экспериментах детекторы фиксируют не только факт попадания в него какой-то частицы, но и, например, ее энергию либо факт попадания частицы при условии, что в другой детектор попала другая частица (например, в процессах фрагментации). В этом случае измеряются многомерные сечения: $d_2\sigma/d\Omega dE$, $d_3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_2$ и используется метод корреляционных измерений. Расчеты и анализ любых процессов столкновения более удобно проводить в с. ц. м., в то время как все измерения проводятся в л. с. При этом возникает необходимость перевода данных из одной системы в другую. Это делается с помощью кинематических соотношений, основанных на законах сохранения энергии и полного импульса.

17.6. Связь между лабораторной системой координат и системой центра масс

Предположим, что ядра мишени A с массой m_A остаются всегда в л. с. и взаимодействуют с ядрами бомбардирующей частицы a с массой m_a и скоростью V_a . Скорость в с. ц. м. связана со скоростью в л. с.:

$$V_{\text{сцм}} = \frac{m_a}{m_A + m_a} V_a. \quad (17.12)$$

Скорость бомбардирующей частицы в с. ц. м.:

$$V_a = V_a - V_{\text{сцм}} \cong \frac{m_a}{m_A + m_a} V_a, \quad (17.13)$$

где V_a обозначает скорость движения относительно с. ц. м. Ядро мишени будет иметь скорость в с. ц. м. $V_a = -V_{\text{сцм}}$. Полный импульс равен нулю

в с. ц. м., и тогда $m_a V'_a = -V_A V'_A$, а скорости относятся как

$$\frac{V'_a}{V'_A} = \frac{m_A}{m_a}. \quad (17.14)$$

Энергия бомбардирующей частицы $E = \frac{1}{2}m_a V_a^2$ трансформируется:

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{2}m_a V_a^2 = \frac{1}{2}m_a V'^2_a + \frac{1}{2}m_A V'^2_A + \frac{1}{2}(m_a + m_A)V_{\text{цм}}^2 = \\ &= \frac{1}{2}\mu_a V_a^2 + \frac{1}{2}M V_{\text{цм}}^2 = E_a + E_{\text{цм}}, \end{aligned} \quad (17.15)$$

где μ_a — приведенная масса:

$$\mu_a = \frac{m_a m_A}{m_a + m_A}, \quad (17.16)$$

а M — суммарная масса ($M = m_a + m_A$). Мы обозначили $E_{\text{цм}}$ кинетическую энергию, соответствующую движению центра масс, а E_a — кинетическую энергию относительно движения в с. ц. м.:

$$E_a = \frac{m_A}{m_A + m_a} E. \quad (17.17)$$

После столкновения движение центра масс с энергией $E_{\text{цм}}$ и скоростью $V_{\text{цм}}$ не будет меняться. Энергия относительно движения E_a также не будет меняться при упругих столкновениях, однако направление движения двух частиц изменится. Если рассмотреть случай неупругого столкновения $A(a, b)B$ и обозначить значение дефекта масс в этой реакции как $Q_{\alpha\beta}$, то

$$E_\beta = E_a + Q_{\alpha\beta}, \quad (17.18)$$

а приведенная масса в выходном канале

$$\mu_\beta = \frac{m_b m_B}{m_b + m_B}. \quad (17.19)$$

В случае упругого рассеяния $m_b = m_a$ и $m_B = m_a$, $\mu_a = \mu_\beta$. Полный импульс в с. ц. м. равен нулю, а две остальные частицы разлетаются в противоположных направлениях с равными, но противоположными импульсами. Отношение их скоростей в с. ц. м. будет:

$$\frac{V'_b}{V'_B} = \frac{m_B}{m_b}. \quad (17.20)$$

ЭКЗОТИЧЕСКИЕ ЯДРА И АСТРОФИЗИКА**18.1. Основные представления об эволюции Вселенной**

Исследования законов микромира, которыми занимается ядерная физика, в последнее время помогли существенно расширить наши представления о явлениях, происходящих в макромире — нашей Вселенной, внесли огромный вклад в разработку астрофизических и космологических теорий. Прежде всего это касается распространенности элементов и сценария их образования, а также свойств различных звезд и космических объектов. Не претендуя на полное изложение всех проблем космологии, остановимся лишь на тех, которые имеют, на наш взгляд, много общего со свойствами ядерной материи, проявляющимися при ядерных взаимодействиях.

В 1965 г. с помощью радиотелескопа было обнаружено существование изотропного «шума», который был отождествлен с тем, что сейчас называют реликтовым излучением, т. е. излучением, равномерно распределенным по небесной сфере и по интенсивности соответствующим тепловому излучению абсолютно черного тела при температуре ~ 3 К. Это наблюдение имело очень важное значение для космологии, так как ранее Дж. Гамовым было предсказано существование подобного излучения в рамках модели, опирающейся на закон Хаббла: «Красное смещение излучения, испускаемого галактиками, пропорционально удаленности от этих галактик». Если объяснять такое смещение эффектом Доплера, то это приводит к картине расширяющейся Вселенной, в которой галактики «разлетаются». Если экстраполировать эту ситуацию назад в прошлое, то можно прийти к заключению, что в прошлом скорость расширения была больше, а плотность Вселенной — выше, чем сейчас.

Насколько же далеко в прошлое мы вправе проводить подобную экстраполяцию? Очевидно, это можно делать до той эпохи, когда вся Вселенная была сжата в точку. Согласно оценкам, это было около 10 млрд лет назад. Полагают, что именно в ту эпоху и возникла наблюдаемая ныне Вселенная, причем возникла в чудовищном взрыве. Большой взрыв, как его называют, положил начало не только Вселенной, но и всем известным физическим понятиям, включая понятия пространства и времени. Некоторые ученые рассматривают эволюцию Вселенной в виде четырех последовательных эр, в результате смены которых, согласно новейшим моделям, она пришла к своему теперешнему состоянию ($\rho \approx 10^{-30}$ г/см³, $T = 3$ К) (рис. 18.1).

В этих моделях предполагается, что Вселенная ведет себя как абсолютно черное тело, начальная температура и плотность которого очень высокие

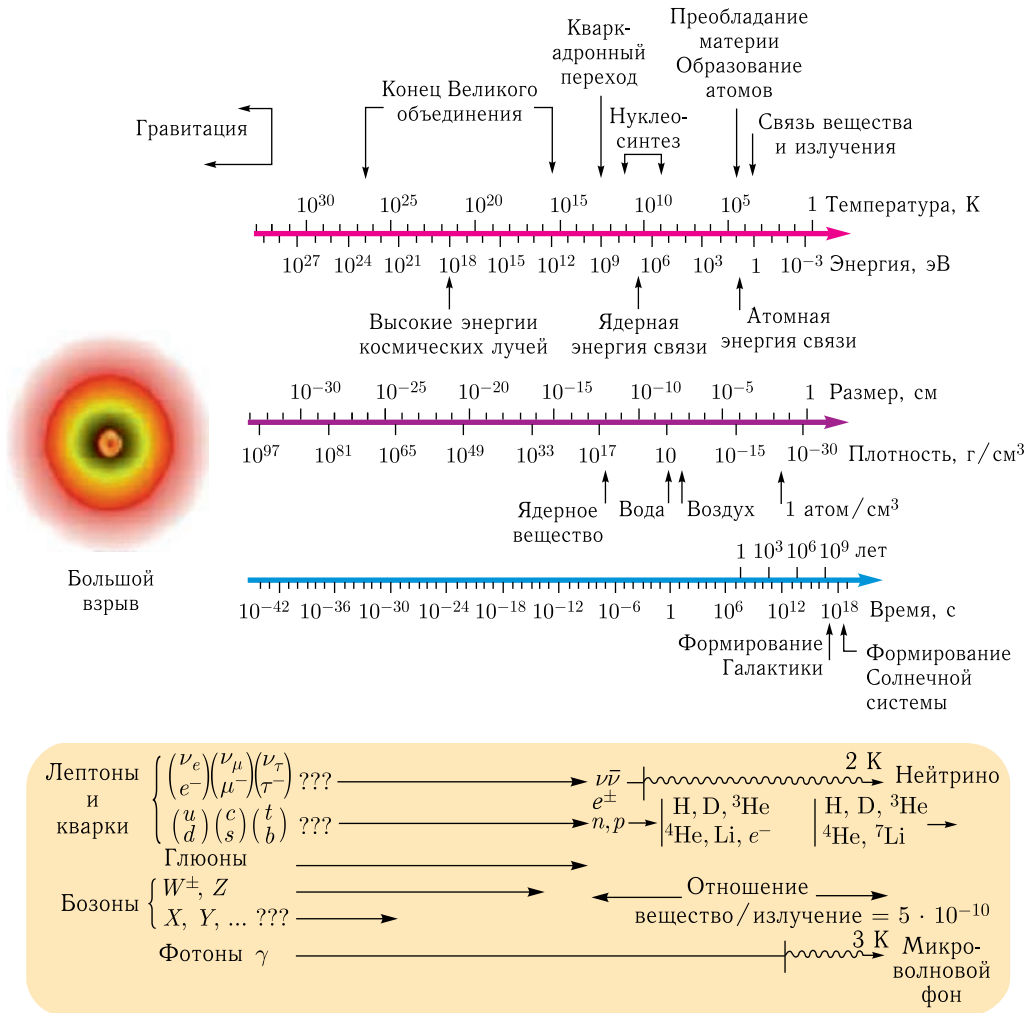


Рис. 18.1. Взаимосвязь температуры, энергии, размеров, плотности и времени, существовавшая в ранней Вселенной. Внизу показан кварковый и лептонный состав материи

(начальная плотность его больше ядерной 10^{15} г/см³, а температура выше 1 ГэВ (10^{13} К)). Излучение этого абсолютно черного тела состоит из адронов, лептонов и фотонов и происходит до тех пор, пока температура выше, чем масса самого легкого из адронов, т. е. π -мезона ($m_\pi c^2 \approx 140$ МэВ, температура $1,6 \cdot 10^{12}$ К). Это соответствует «адронной эре», продолжительность которой составляет примерно 10^{-4} с. К концу ее плотность сравнима с плотностью ядерного вещества. Когда температура становится ниже 100 МэВ (10^{12} К), адроны еще остаются, но уже не могут рождаться спонтанно в излучении абсолютно черного тела. Теперь излучение сопровождается, главным образом, лептонами и фотонами, и так происходит до тех пор, пока температура выше

порога рождения пары $\gamma \rightarrow e^+e^-$, т. е. примерно 1 МэВ. Охлаждение от 100 до 1 МэВ занимает ~ 1 с. Это время соответствует так называемой «лептонной эре», к концу которой плотность становится 10^4 г/см³. При температуре ниже 1 МэВ лептоны, хотя и существуют как частицы, уже не могут спонтанно рождаться в излучении абсолютно черного тела. Теперь излучение состоит преимущественно из фотонов. Это начало «радиационной эры», конец которой определяется моментом, после которого излучение (фотонное) существует отдельно от вещества (адронов и лептонов). Радиационная эра заканчивается примерно через 10^6 лет после Большого взрыва. Плотность вещества становится больше плотности излучения (плотности энергии фотонов) и увеличивается по мере расширения. Это соответствует «звездной эре», которая продолжается до наших дней. Проблемы расширяющейся Вселенной могут быть описаны взаимодействием большого числа различных частиц: фотонов, электронов, нейтрино, мюонов, π -мезонов, протонов, нейтронов и др. Хотя этот подход является достаточно условным, так как мы до сих пор не имеем полного понимания физики элементарных частиц. На рис. 18.1 схематично представлена взаимосвязь температуры, энергии, размеров, плотности и времени, существовавшая в ранней Вселенной.

Основная проблема, с которой сталкиваются физики при попытке объяснить космологические явления, в том числе и расширяющуюся Вселенную, связана с «сильным взаимодействием» элементарных частиц. Сильные взаимодействия — это те силы, которые удерживают вместе нейтроны и протоны в атомном ядре. Радиус действия этих сил чрезвычайно мал: $\sim 10^{-13}$ см. Даже в молекулах, ядра которых находятся на расстоянии 10^{-8} см друг от друга, сильные взаимодействия между ядрами не дают никакого эффекта. Когда два протона подходят друг к другу достаточно близко, сильные взаимодействия становятся примерно в 100 раз больше, чем электрическое отталкивание, поэтому они удерживают от развала атомные ядра. Именно интенсивность сильных взаимодействий делает их значительно более трудными для математического анализа, чем электромагнитные взаимодействия. Вклады разного типа взаимодействий между нуклонами символически изображаются «фeyнмановскими диаграммами», с помощью которых физики пытаются учесть все взаимодействия. Эта проблема, заключающаяся в сложности расчета вероятностей процессов, включающих сильные взаимодействия, была основной причиной, сдерживающей развитие физики элементарных частиц в последнее время. Однако не все процессы включают сильные взаимодействия. Эти взаимодействия испытывает лишь класс частиц, известных как адроны. К ним относятся ядерные частицы и π -мезоны, а также другие нестабильные частицы, такие как K -мезоны, η -мезоны, λ -гипероны и др. Лептоны (нейтрино, электроны и мюоны) легче адронов и, в отличие от них, не испытывают сильных взаимодействий.

Адроны не являются элементарными частицами. Они состоят из более фундаментальных частиц — кварков. Кварки бывают различных типов, или «ароматов»: «верхний», «нижний», «странный», «очарованный». Более того, каждый «аромат» кварка бывает трех различных цветов — красного, белого и голубого. Если идея кварков правильна, то в этой концепции можно объяснить физику ранней Вселенной. Экспериментально было показано, что при

столкновениях электронов с ядерными частицами сила между кварками чрезвычайно мала, когда кварки находятся близко друг к другу. Таким образом, при некоторой температуре (около нескольких тысяч миллиардов кельвинов) адроны разбиваются на составляющие их кварки так же, как атомы разбиваются на электроны и ядра при нескольких тысячах кельвинов, а ядра разбиваются на протоны и нейтроны при нескольких тысячах миллионов кельвинов. Тогда Вселенную в ранние времена можно рассматривать как состоящую из фотонов, лептонов и антилептонов, кварков и антикварков, причем каждая разновидность частиц представляет собой еще один тип излучения.

Все, что было сказано выше, относится к возможной интерпретации расширения Вселенной на основе сильных взаимодействий элементарных частиц. Между тем одним из наиболее интересных следствий современной теории элементарных частиц является то, что Вселенная могла испытать фазовый переход из одного состояния вещества в другое. И этот фазовый переход связан с другим классом короткодействующих взаимодействий — слабым взаимодействием. Слабые взаимодействия в ядерной физике ответственны за определенные процессы радиоактивного распада (например, распада свободного нейтрона) или за любую реакцию, включающую нейтрино.

Было показано, что интенсивные потоки нейтрино могут образовываться в результате взрыва сверхновой, что может быть интерпретировано на основе ротационного механизма. Слабые взаимодействия значительно слабее сильных или электромагнитных взаимодействий. Известно, что существует глубокая связь между слабыми и электромагнитными взаимодействиями, которая и легла в основу новой теории поля, объединяющей эти две силы. За создание этой теории С. Вайнберг, А. Салам, Ш. Глэшоу были удостоены в 1979 г. Нобелевской премии по физике. Развитие этой теории позволило также сделать важные выводы по проблемам, относящимся к изучению ранней Вселенной.

В 1998 г. С. Перлмуттером, А. Райесом из США и Б. Шмидтом из Австралии было предсказано ускорение расширения Вселенной. За это открытие в 2011 г. они удостоились Нобелевской премии по физике. Открытие ускоренного расширения Вселенной было сделано на основании изменчивости светимости сверхновых звезд, заканчивающих свою эволюцию взрывом. Установить ускорение расширения Вселенной позволил так называемый закон Хаббла, связывающий, как уже отмечалось выше, красное смещение галактик (понижение частот излучения, свидетельствующее о динамическом удалении этих источников друг от друга и в том числе от нашей Галактики) и расстояние до них линейным образом.

Это открытие породило множество рассуждений о последствиях такого расширения Вселенной. Если раньше предполагалось, что концом Вселенной станет «мировой котел», гибель планет в мировом океане энергии, то теперь можно предположить, что Вселенная остынет: разлетевшись по безбрежным уголкам вакуума, звезды взорвутся, и планеты замерзнут. Вселенную ждет ледяное озеро Коцит, как писал в свое время Данте Алигьери. Однако все это требует дальнейшего осмысливания и накопления новой информации и новых подходов к описанию эволюции Вселенной.

18.2. Нуклеосинтез

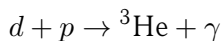
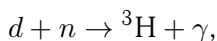
Как уже отмечалось выше, важную роль в ранней Вселенной играло излучение. Это излучение имеет тепловой спектр, так что его можно характеризовать температурой T согласно соотношению $U = \alpha T^4$, где α — постоянная излучения. По мере продвижения к начальному этапу температура излучения растет по закону $T = T_p(1 + Z)$, где T_p — температура излучения сегодня, а Z — величина, соответствующая красному смещению.

Для раннего периода, когда излучение доминировало, из уравнений Эйнштейна следует простое соотношение между температурой T и временем t , прошедшим с момента Большого взрыва:

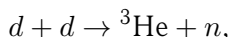
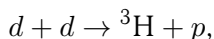
$$T = \alpha \frac{10^{10}}{\sqrt{t}}.$$

Время t здесь выражено в секундах, а температура T — в кельвинах. Постоянная α имеет величину порядка единицы и зависит от состояния вещества и излучения во Вселенной. Если положить $\alpha = 1$, то согласно этому соотношению спустя 1 с после Большого взрыва температура излучения во Вселенной была 10^{10} К. При такой температуре в ранней Вселенной, состоявшей из электронов, позитронов, нейтрино, антинейтрино, нейтронов, протонов и фотонов, могли образоваться различные ядра, начиная с дейтронов и кончая гелием. Более тяжелые ядра, такие как ядра углерода, кислорода и т. д., могли синтезироваться лишь в ходе термоядерных реакций в звездах. Причина этого заключается в том, что есть некоторый интервал неустойчивости легких ядер, расположенных около ядра лития, и этот интервал не удается преодолеть в ходе первичного нуклеосинтеза. Поэтому синтез в раннюю эпоху останавливается на стадии образования гелия.

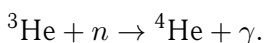
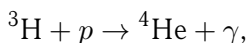
Полагают, что одной из первых реакций, приводящих к образованию тяжелых ядер, является реакция $n + p \rightarrow \alpha + \gamma$. Как показали расчеты, эта реакция идет при температуре $T = 9 \cdot 10^9$ К, что соответствует соотношению нейтронов и протонов во Вселенной $N_n/N_p = 0,2$ и времени ~ 3 с. При этих условиях образуется достаточное количество дейтерия для производства ядер с массой 3 в следующих реакциях:



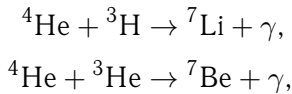
или



и окончательно ${}^4\text{He}$ может быть образован в результате реакций



Энергия связи продуктов этих реакций больше, чем энергия дейтерия (2,225 МэВ), тогда если фотон может образовать дейтерий, то он может участвовать и в других реакциях. Так как не существует стабильной массы 5, то ${}^4\text{He}$ является последним ядром на начальном этапе нуклеосинтеза. В принципе, он мог бы образовать более тяжелые ядра ($A = 7$) в результате реакций



но кулоновский барьер для этих реакций ~ 1 МэВ, тогда как ядра при температуре $T = 9 \cdot 10^8$ К имеют кинетическую энергию только 0,1 МэВ.

В табл. 18.1 приводятся в хронологическом порядке события, которые происходили во Вселенной, начиная с момента 10^{-2} с после ее рождения.

Таблица 18.1. Первичный нуклеосинтез

Возраст Вселенной	Температура, К	Состояние и состав вещества
10^{-2} с	10^{11}	$n, p, e^-, e^+, \nu, \bar{\nu}$ в тепловом равновесии; n и p в одинаковом количестве
10^{-1} с	$3 \cdot 10^{10}$	Те же частицы, что и выше, но $N_n/N_p \cong 3 : 5$
1 с	10^{10}	$\nu, \bar{\nu}$ отделяются от остальных частиц; e^-, e^+ начинают аннигилировать; $N_n/N_p \cong 1 : 3$
13,8 с	$3 \cdot 10^9$	Начинается образование D и ${}^4\text{He}$; исчезают e^-, e^+ ; есть также свободные n и p
35 мин	$3 \cdot 10^8$	Фиксируется количество D и ${}^4\text{He}$ по отношению к числу протонов и электронов; ${}^4\text{He}/\text{H} \sim 22\text{--}28\%$ (по массе)
$7 \cdot 10^5$ лет	$3 \cdot 10^3$	Химическая энергия связи становится достаточной, чтобы образовались устойчивые нейтральные атомы. Теперь Вселенная прозрачна для излучения. Вещество начинает доминировать над излучением

Обозначения: n — нейтрон, p — протон, e^- — электрон, e^+ — позитрон, ν — нейтрино, $\bar{\nu}$ — антинейтрино, D — дейтерий, H — водород, He — гелий.

Из табл. 18.1 видно, что процессы образования ядер прекращаются при $t = 35$ мин, когда температура Вселенной падает до $3 \cdot 10^8$ К. Это означает, что протоны и нейтроны уже не сливаются, образуя более тяжелые ядра. Следующий этап осуществляется, когда возраст Вселенной достигает 7×10^5 лет и температура падает до 3000 К. При такой температуре химическая энергия связи атомных ядер и электронов достаточно высока, чтобы удерживать их вместе в виде нейтральных атомов. В эту эпоху происходит образование водорода и гелия. На этом завершается этап первичного нуклеосинтеза. Более тяжелые ядра образуются уже в результате процессов, связанных с эволюцией звезд.

18.3. Звездный нуклеосинтез

В процессе эволюции Вселенная постоянно обогащается все более тяжелыми химическими элементами. Распространенность химических элементов во Вселенной определяют разными способами: по спектру излучения звезд, путем элементного анализа земных и космических образцов (метеоритов, лунных образцов). Полученная кривая распространенности элементов показана на рис. 18.2. Кривая имеет максимумы для группы кремния и группы железа, после чего распадается на две ветви: одна включает нейтронно-обогащенные изотопы и характеризуется тремя двойными пиками вблизи магических чисел $N = 50, 82$ и 126 , а вторая включает менее распространенные протонно-обогащенные изотопы.

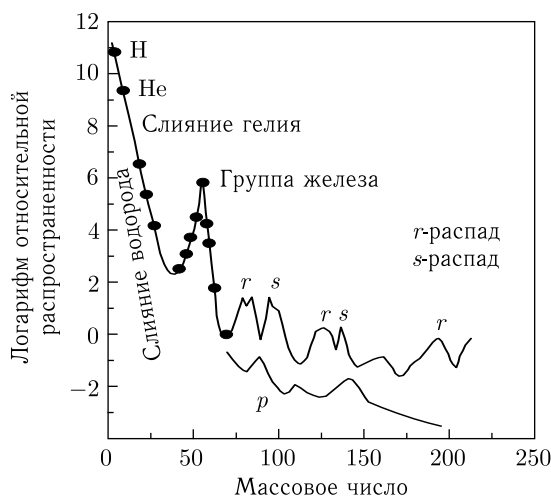


Рис. 18.2. Кривая распространенности элементов. Верхняя ветвь с двойными (r и s) пиками соответствует нейтронно-избыточным изотопам, нижняя (p) — протонно-обогащенным изотопам

Одной из ступеней нуклеосинтеза являлось образование ^{12}C . Как было показано выше, углерод может быть образован в результате реакции $^4\text{He} + ^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$. Однако ядро ^8Be является нестабильным по отношению к распаду на две α -частицы и живет 10^{-16} с. Между тем при температуре, близкой к 10^8 К, и плотности порядка 10^5 г/см³ три ядра ^4He могут образовать ядро ^{12}C в результате двухступенчатой реакции $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$, вторая часть которой носит резонансный характер. Эта реакция позволяет объяснить существование углерода, а с ним и других наблюдаемых изотопов. На каждой стадии слияния ядер, инициируемого взрывами внешней оболочки звезд, образуются все более тяжелые ядра: ^4He , ^{12}C , ^{16}O , ^{28}S , ^{56}Fe . При этом процессы образования сопровождаются и процессами распада этих ядер. В этом случае в наиболее благоприятных условиях находятся изотопы, имеющие наибольшую стабильность (энергия связи на нуклон максимальна). К ним относятся ядра в области $A \approx 60$. Это объясняет повышенное содержание ядер группы железа.

Несколько иной механизм образования ядер тяжелее железа. Этот механизм объясняется последовательными реакциями радиоактивного захвата нейтронов элементами группы железа. Наличие двойных пиков в кривой распространенности элементов (рис. 18.2) свидетельствует о наличии двух различных процессов захвата нейтронов, так называемых r - и s -процессов, которые соответствуют различным нейтронным плотностям. В случае малых плотностей нейтронов (s -процесс (slow)) при радиационном захвате $(A, Z) + n(A + 1, Z) + \gamma$ образуется изотоп с массой на единицу больше, чем масса ядра мишени. Если конечное ядро $(A + 1, Z)$ стабильно, то на нем также может произойти радиационный захват с образованием нового изотопа $(A + 2, Z)$. При малых потоках ядро $(A + x, Z)$ распадается раньше, чем поглотит нейтрон. В основном происходит β -распад, в результате которого образуется новое ядро $(A + x, Z + 1)$, или же целая цепочка распадов, заканчивающаяся на ядре, время жизни которого будет достаточно большим для того, чтобы произошел новый радиационный захват. Этот процесс повторяется многократно и приводит к образованию нейтронно-дефицитных ядер с массой до 200. После этого ядра с большой вероятностью делятся, что прерывает s -процесс. При больших плотностях нейтронов (r -процесс (rapid)) ядро $(A + x, Z)$ поглощает нейтроны раньше, чем распадается, и происходят новые радиационные захваты. Это происходит до тех пор, пока цепочка захватов не дойдет до изотопа с очень малым периодом полураспада, и мы придем к предыдущему случаю.

Подтверждением существования r - и s -процессов является повышенное содержание изотопов при $N = 50, 82$ и 126 . Экспериментально показано, что распространенность элементов обратно пропорциональна полным сечениям захвата нейтронов. Для ядер с магическими числами это сечение на несколько порядков ниже, чем для других соседних ядер. С точки зрения ядерной физики этот результат является проявлением магических чисел. Для астрофизики — это доказательство существования s -процесса.

18.4. Сверхтяжелые ядра в космосе

Было предсказано также существование оболочки с $Z = 114$ и, соответственно, повышение стабильности сверхтяжелых ядер вблизи дважды магического ядра ^{298}Fl (114 протонов и 184 нейтрона). Расчеты, проведенные по оболочечной модели, показали возможность существования такого сверхтяжелого ядра с периодом полураспада до $\sim 10^8$ лет. Несмотря на то, что точность таких расчетов невелика и они, скорее, носят качественный характер, последние эксперименты по синтезу тяжелых изотопов 112–118-го (Cn–Og) элементов показали, что наблюдается повышение стабильности сверхтяжелых ядер по отношению к α -распаду, что является дополнительным подтверждением повышения стабильности сверхтяжелых ядер вблизи оболочек (рис. 18.3).

Тогда возникает вопрос, зачем надо биться головой об стену на пути синтеза новых элементов, создавая сложные детектирующие установки, строя новые мощные ускорители, когда, может быть, стоит поискать сверхтяжелые элементы в природе. Ибо в процессе нуклеосинтеза элементов, который происходил в той же нашей Солнечной системе 4,5 миллиарда лет назад,

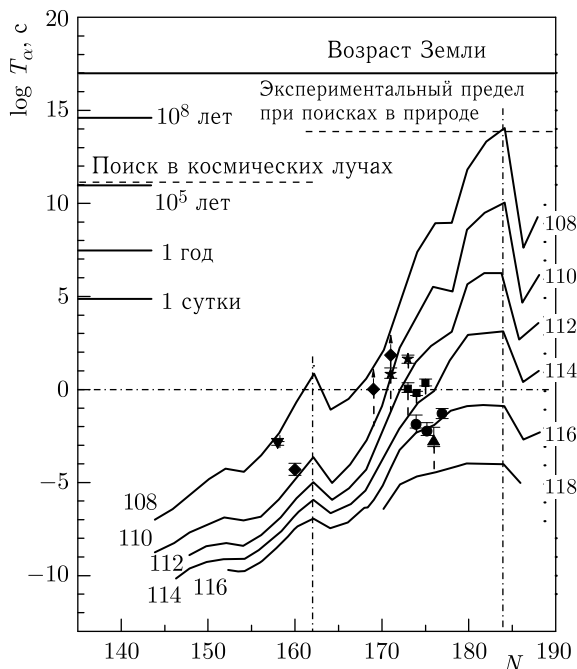


Рис. 18.3. Зависимость времени жизни сверхтяжелых элементов по отношению к их α -распаду от числа нейтронов N . Сплошные горизонтальные линии отмечают определенный возраст: возраст Земли, 10^8 лет, 10^5 лет, 1 год, 1 сутки. Штриховыми линиями указаны экспериментальные пределы поиска элементов в природе и космических лучах

образовались элементы не только до урана, а вполне могли образоваться и более тяжелые, и сверхтяжелые элементы. Дошел ли процесс нуклеосинтеза до сверхтяжелых или не дошел — это один вопрос, а второй: смогли бы они выжить с момента возникновения до наших дней, если все-таки образовались в процессе нуклеосинтеза.

Если ядро захватывает нейтроны в медленном s -процессе, как это, например, происходит в красном гиганте, то мы шли бы тем же путем, который использовали при синтезе элементов в ядерном реакторе. При взрыве в звезде, где имеется огромная плотность нейтронов, происходит захват большого числа нейтронов до тех пор, пока не достигается замкнутая оболочка $A = 130$, в этом месте сечение захвата нейтронов резко падает. В этом случае начинаются β -распады, ядро идет вверх — число протонов увеличивается до так называемой точки ожидания, в которой опять происходит быстрый захват большого числа нейтронов, до следующей замкнутой оболочки $A = 195$. Опять идет процесс β -распада, приводящий к росту числа протонов — заряда ядра, потом опять быстрый процесс захвата нейтронов. И, когда получается свинец с массой не 208, а 238, происходит β -распад, который приводит к урану ^{238}U . «Родителем» урана в r -процессе является изотоп свинца массой 238. Вопрос, а пойдет ли этот процесс нуклеосинтеза дальше, чем уран? Нас интересует именно это. В принципе, если есть оболочка $N = 184$, а мы доказали, что

она есть, причем не слабая, то r -процесс мог дойти до следующей оболочки с $N = 184$, где произошел бы β -распад, сопровождающийся ростом числа протонов, который бы привел к сверхтяжелому ядру. Это вопрос: пойдет процесс нуклеосинтеза дальше урана или нет. В принципе, из того сценария, который описывается в r -процессе, такое должно происходить. С какой вероятностью это может происходить, мы не знаем. Мы не знаем, какие потери будут при β -распаде тяжелых нейтронно-избыточных ядер, например, плутония. Не ^{244}Pu , а именно ^{294}Pu , который в процессе β -распада переходит последовательно сначала в кюрий, а потом в калифорний и т.д., пока не придет к сверхтяжелому ядру.

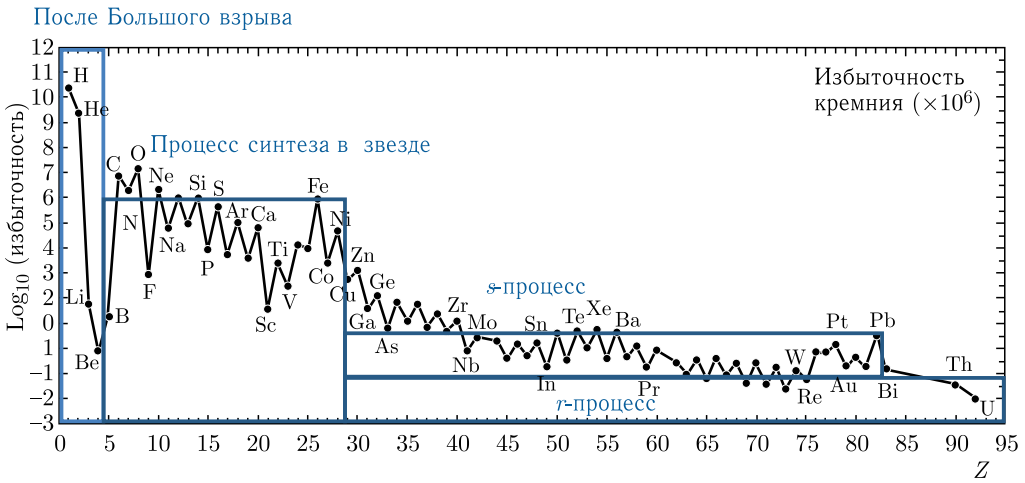


Рис. 18.4. Распространенность элементов в природе

На рис. 18.4 мы можем видеть результирующую картину распространенности элементов в природе. Первый четырехугольник соответствует распространенности водорода и гелия, образовавшихся в результате Большого взрыва. Следующая область ядер до железа образовалась в результате горения (термоядерных реакций) в звездах. Потом идут медленный процесс, который дает нам элементы только до свинца, и быстрый процесс с образованием элементов до урана и тория. Вот эти четыре процесса дают нам картину распространенности элементов в Солнечной системе.

Мы должны понять, как мы можем из области ядер с $N = 184$ (точка ожидания), которая могла образоваться в процессе быстрого нуклеосинтеза, где опять происходит быстрый процесс захвата нейтронов и последующий β -распад, дойти до образования сверхтяжелой области ядер.

Это будет зависеть от свойств ядер и прежде всего от свойств спонтанного деления, от их барьеров деления. На рис. 18.5 в цвете показаны существующие в природе и синтезированные элементы, черным цветом — области с маленьким барьером деления, там все быстро делится, других вариантов нет. Нам надо найти путь по светло-серой зоне, где барьеры деления большие. Мы хотим посмотреть, как могут образоваться долгоживущие элементы,

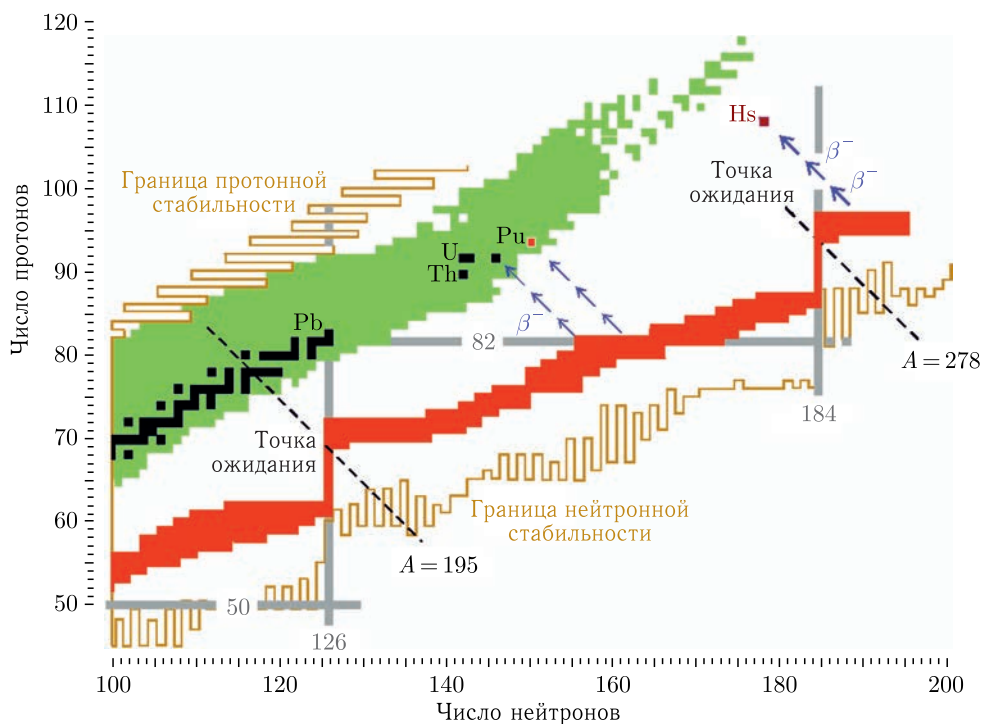


Рис. 18.5. Границы нейтронной стабильности

скорее всего, это будет элемент с $Z = 108$ (Hs) с числом нейтронов, как указано на рисунке. К этой точке могут вести какие-то процессы r -захвата нейтронов с последующим β -распадом. Такие пути к 108-му элементу вели в подземных ядерных взрывах (смотрите путь, отмеченный желтой ломаной линией). Именно таким образом при облучении нейтронами в ядерных испытаниях урана и тория были получены элементы до фермия. Поэтому не исключено, что такой путь может быть реализован в r -процессе, но такой путь будет зависеть от астрофизического сценария и от свойств ядер, которые находятся на этом пути к искомому тяжелому долгоживущему изотопу 108-го элемента, который можно искать в природе, поскольку современные теории предсказывают, что он имеет большое время жизни, соизмеримое со временем существования нашей Земли.

Если предположить, что наиболее долгоживущие сверхтяжелые ядра имеют период полураспада 10^5 – 10^6 лет, что не сильно расходится с предсказаниями теории, которая свои оценки делает также с определенной точностью, то не исключено, что они могут быть обнаружены в космических лучах — свидетелях образования элементов на других, более молодых планетах Вселенной. Если предположить также, что период полураспада «долгожителей» может составлять десятки миллионов лет и более, то они могли бы присутствовать в Земле, сохранившись в очень малых количествах от момента образования элементов в Солнечной системе до наших дней.

Несмотря на сверхвысокую чувствительность эксперимента, шансы обнаружить реликтовые, сверхтяжелые нуклиды малы. Отсутствие эффекта даст лишь верхнюю границу периода полураспада долгожителя на уровне $T_{1/2} \leq 3 \cdot 10^7$ лет.

Пока активные поиски в природных объектах (космических лучах, материалах, лунных образцах, концентратах тяжелых химических элементов земных образцов) не дали положительного результата. В настоящее время проводятся эксперименты на ускорителях в Дубне, Дармштадте (Германия), в Вако (RIKEN, Япония), направленные на искусственный синтез сверхтяжелых элементов в ядерных реакциях с тяжелыми ионами, но, естественно, при меньших временах жизни. Решается вопрос о существовании сверхтяжелых элементов в природе.

18.5. Ядерно-физические эксперименты в астрофизике

Наиболее фундаментальные проблемы астрофизики — процессы выделения энергии при образовании и взрыве звезд, а также нуклеосинтез — самым непосредственным образом связаны с физикой элементарных частиц, а также с исследованиями методами ядерной физики характеристик ядер и ядерных взаимодействий при различных энергиях, в том числе и при энергиях вблизи кулоновского барьера.

Основную информацию для решения тех или иных астрофизических проблем получают из следующих экспериментальных данных:

- периодов полураспада ядер у границ нуклонной стабильности (для r - и s -процессов);
- вероятности нейтронной эмиссии после β -распада;
- характеристик ядерных реакций, приводящих к синтезу новых ядер;
- значений полных сечений ядерных реакций;
- характеристик ядерных реакций под действием экзотических ядер;
- энергий связи и масс ядер, удаленных от линии β -стабильности;
- характеристик супернейтронно-избыточных ядер легчайших элементов (мультинейтронные системы, сверхтяжелые изотопы водорода (${}^4,5,6,7\text{H}$), гелия (${}^6,8,9,10\text{He}$), лития (${}^9,10,11,13\text{Li}$) и др.);
- ядерной температуры;
- характеристик эмиссии нейтрино из экзотических ядер (${}^8\text{B}$);
- вероятности протекания термоядерных реакций с легкими экзотическими ядрами.

Список этих данных, извлекаемых из ядерно-физических экспериментов, можно продолжить. Однако уже из вышеперечисленного видно, насколько обширная информация может быть получена из таких экспериментов для решения многих проблем астрофизики.

Экзотические состояния ядерной материи, т. е. ядер, находящихся в экстремальных состояниях: с высоким спином, большой деформацией, высокой плотностью и температурой, ядра, обогащенные нейтронами или протонами на границе нуклонной стабильности, — играют важную роль в исследованиях фундаментальных свойств ядер, приближающих нас к выводу уравнения состояния ядерной материи. Это, несомненно, имеет большое значение при

экстраполяции характеристик микромира в макромир, представляющий нашу Вселенную.

Синтез и изучение нейтронно-избыточных изотопов имеют две основные цели: установление местоположения границ нейтронной стабильности и получение информации о свойствах экзотических ядер вблизи этих границ. С развитием ускорительной техники стало возможным получать ускоренные пучки вторичных радиоактивных ядер. В связи с этим открылись новые широкие возможности для изучения как структуры самих легких экзотических ядер, так и особенностей ядерных реакций под действием этих ядер.

Чрезвычайно важным является получение новой информации о ядрах, находящихся вблизи границы нуклонной стабильности, так как можно ожидать существенных отклонений свойств таких ядер от общеизвестных закономерностей (и они уже экспериментально наблюдаются). Здесь удобными объектами для исследования служат ядра в области малых Z . Однако принципиальным является вопрос о том, насколько общими могут быть выводы, сделанные для столь небольшого количества ядер. Ответ и на этот вопрос может дать только эксперимент.

18.6. Ядерные реакции и нуклеосинтез

Важную роль в процессах нуклеосинтеза играют ядерные реакции, идущие с захватом протонов, нейтронов или более тяжелых частиц (α -частиц, тяжелых ионов) различными ядрами, в том числе и нестабильными. Определение скорости протекания этих реакций является сложной экспериментальной задачей. Сечение таких процессов также сильно зависит от температуры объекта. В процессе невзрывной эволюции звезды ее температура относительно низкая и эффективное сечение реакций составляет от пикобарн до нанобарн (10^{-36} – 10^{-33} см²). При взрыве звезд температура очень высокая ($\sim 10^9$ К) и эффективное сечение составляет миллибарны (10^{-27} см²). Для моделирования этих процессов в лабораторных условиях необходимо иметь широкий диапазон радиоактивных ядер, которые играют основную роль при взрыве звезд. Такая возможность в последнее время появилась с созданием ускорительных комплексов пучков радиоактивных ядер. С помощью таких пучков исследуют характеристики реакций, используя при этом мишени из водорода и гелия.

Приведем несколько примеров таких реакций. В последнее время астрофизиками активно обсуждается существование неоднородностей в распределении адронной материи после перехода кварк-адронной фазы. При этом содержание элементов с $A \approx 7$ может быть гораздо выше того, что предсказывается Стандартной моделью. Для нуклеосинтеза в таком неоднородном («big band») процессе принципиальными являются реакции типа ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$, ${}^6\text{He}(\alpha, n){}^9\text{Be}$, ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, n\gamma){}^6\text{Li}$, ${}^1\text{H}({}^9\text{Li}, n\gamma){}^9\text{Be}$. При моделировании горячего протон-протонного канала, который может иметь место при взрыве сверхновых звезд, интерес представляют измерения скорости протекания таких реакций, как ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^9\text{C}$, ${}^8\text{Be}(p, \gamma){}^9\text{C}$, ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$.

Говоря о проблеме звездного нуклеосинтеза, нельзя не упомянуть о некоторых процессах, происходящих в звездах, и в первую очередь на Солнце,

которые существенно меняют начальную распространенность элементов. Главным образом это относится к так называемому CNO-циклу, в котором углерод, азот и кислород играют роль катализатора в образовании $4p \rightarrow {}^4\text{He}$.

Классический CNO-цикл в звездах протекает тогда, когда реакция ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$ более вероятна, чем β -распад ядра ${}^{13}\text{N}$ (рис. 18.6). Эти процессы играют важную роль в образовании суперновых и сверхмассивных объектов. Для исследования CNO-цикла можно использовать такие реакции с радиоактивными ядрами, как ${}^{19}\text{Ne}(p, \gamma){}^{20}\text{Na}$, ${}^{14}\text{O}(\alpha, p){}^{17}\text{F}$, ${}^{15}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{19}\text{Ne}$.

Другой непрямой способ определения скорости реакций, а также исследования цепочек образования нуклидов в нуклеосинтезе состоит в получении методами ядерной физики спектроскопических данных о ядрах, удаленных от линии стабильности. Эти данные непосредственно используются для описания s - и r -процессов. Особенно важно знать с высокой точностью характеристики распада ядер в так называемых поворотных точках r -процесса. Главное условие этого процесса нуклеосинтеза: скорость захвата нейтронов должна быть больше скорости β -распада. Основным механизмом захвата нейтронов — реакция (n, γ) . Захват нейтронов происходит до тех пор, пока скорость реакции (n, γ) не станет меньше скорости распада изотопа. Образующееся ядро распадается затем в результате β -распада, и вновь начинается последовательный захват нейтронов. В результате этого происходит образование нейтронно-избыточных ядер. Ядра, первоначально образующиеся, сильно перегружены нейтронами, поэтому в результате последовательных β -распадов они начинают превращаться в ядра, имеющие большую стабильность, т. е. в ядра, расположенные ближе к дорожке β -стабильности. При этом в результате каждого акта β -распада при неизменном массовом числе A происходит увеличение заряда ядра на единицу. Таким образом образуются «ключевые», или «поворотные», ядра, свойства которых — периоды полураспада $T_{1/2}$, вероятность нейтронного распада P_n — особенно важны для понимания процесса образования элементов во Вселенной. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока отношение числа нейтронов к числу протонов не станет соответствовать образованию стабильного по отношению к β -распаду ядра.

Реакции захвата нейтронов останавливаются на так называемых «поворотных» ядрах; в частном случае, представленном на рис. 18.7, такими ядрами являются ${}^{44}\text{S}$ и ${}^{45}\text{Cl}$. Свойства этих ядер ($T_{1/2}$ и P_n) определяются

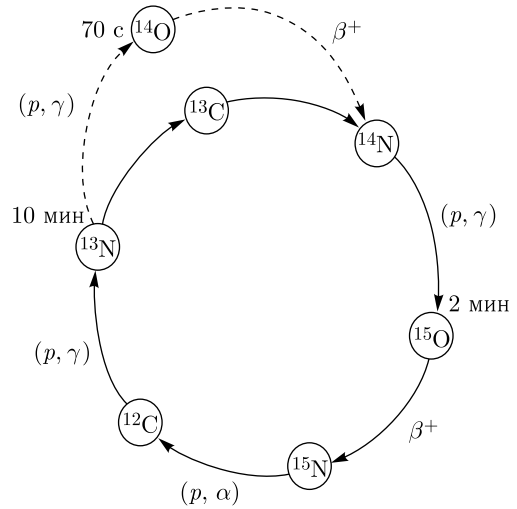


Рис. 18.6. «Холодный» (сплошная кривая) и «горячий» (штриховая) CNO-циклы. Указаны периоды полураспада $T_{1/2}$ для изотопов ${}^{13}\text{N}$, ${}^{14}\text{O}$, ${}^{15}\text{O}$

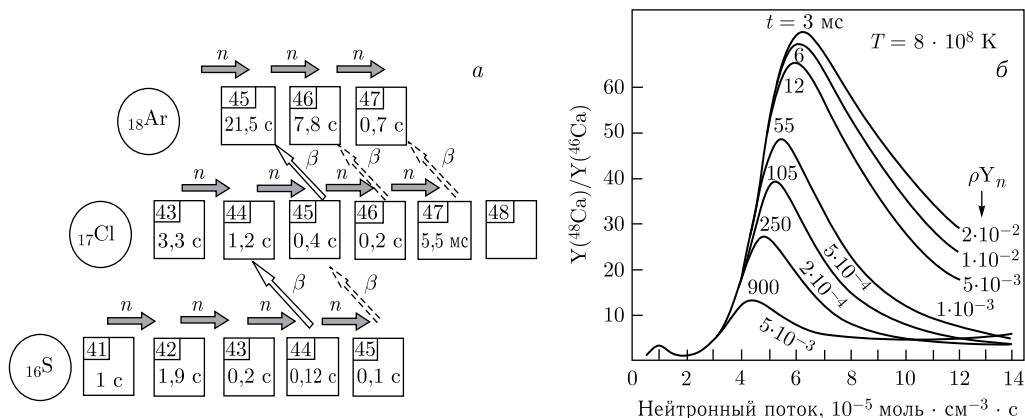


Рис. 18.7. а) Карта нуклидов для нейтронно-избыточных изотопов в области S–Ar. Стрелками указаны два пути образования изотопов во Вселенной при взрыве: подхват нейтронов и β -распад. Первоначально образующиеся ядра сильно перегружены нейтронами, поэтому в результате последовательных β -распадов они превращаются в ядра, имеющие большую стабильность. Реакции захвата нейтронов останавливаются на так называемых поворотных ядрах, в данном случае это ^{44}S и ^{45}Cl . б) Соотношение содержания $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ в метеорите EK1-4-1 в зависимости от нейтронного потока для температуры $T = 8 \cdot 10^8 \text{ K}$, рассчитанное исходя из экспериментально полученной цепочки β -распадов

экспериментально. С помощью этих данных удается объяснить содержание различных элементов в космических образцах (метеоритах, лунных образцах).

Измеренные свойства ядер позволили получить качественные оценки времени взрыва и потока нейтронов и соответствующей ему температуры звезды, испускающей нейтроны во временной шкале (см. рис. 18.7, б) при образовании указанного метеорита, возможно, от взрыва сверхновой звезды.

Среди последних успехов ядерной физики — обнаружение и исследование новых видов радиоактивного распада: β -запаздывающего деления, протонного распада, изомерии формы. Учет этих видов распада существенно влияет на цепочки образования нуклидов и является важной проблемой, связывающей ядерную физику и астрофизику.

Особый интерес для астрофизики представляют реакции с легкими слабосвязанными ядрами, протекающие при энергиях, близких к кулоновскому барьеру. Эти реакции имеют много особенностей, которые были обнаружены в последнее время с помощью пучков радиоактивных ядер. Одна из таких особенностей — увеличение сечений взаимодействия в подбарьерной области энергий. Особенно сильно этот эффект проявился для кластерных ядер ($^{6,9,11}\text{Li}$), а также ядер с нейтронным гало ($^{6,8}\text{He}$, ^{11}Li). Основными каналами взаимодействия таких ядер являются реакции передачи, реакции развала и реакции полного слияния. Процесс развала с последующим слиянием ядра-остатка исследуется в многочисленных теоретических и экспериментальных работах. В соответствии с классическими представлениями слияние взаимодействующих ядер происходит после преодоления ими барьера, который

определяется дальнедействующими кулоновскими силами и составляющей короткодействующего ядерного потенциала. Однако в случае взаимодействия слабосвязанных ядер процесс слияния имеет более сложный характер в связи с большой вероятностью развала этих ядер с последующим захватом ядра-остатка (неполное слияние). Это существенно усложняет описание взаимодействия таких систем и приводит к новым неожиданным эффектам при энергиях вблизи кулоновского барьера — глубокоподбарьерному слиянию и передаче кластеров из слабосвязанных ядер, имеющих, как правило, кластерную структуру. Так, для реакции передачи нейтронов в случае взаимодействия ${}^6\text{He}$ сечение достигает значения несколько барн и имеет максимум при энергии вблизи кулоновского барьера. Большое сечение передачи одного нейтрона и его плавное спадание в область низких энергий (до 5 МэВ) может свидетельствовать о механизме взаимодействия квазисвободного нейтрона ядра ${}^6\text{He}$ с ядром мишени.

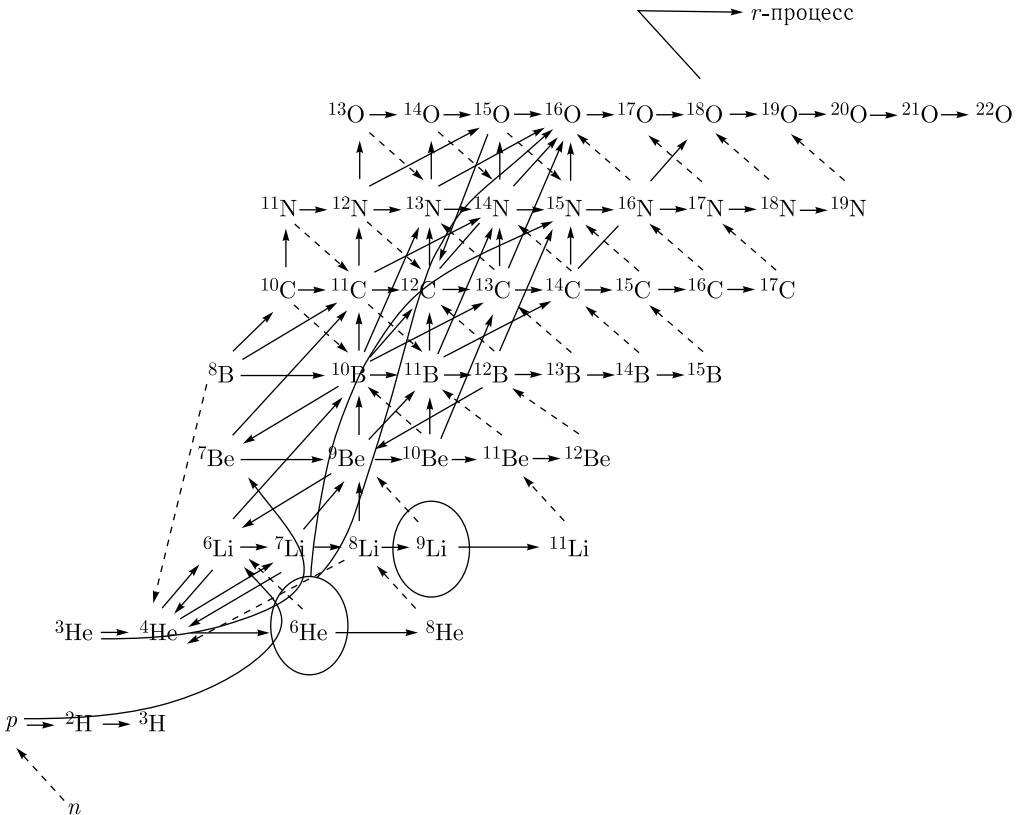


Рис. 18.8. Часть общей схемы (сети) процессов астрофизического нуклеосинтеза, состоящего из процессов захвата протонов и нейтронов, β -распада нестабильных ядер, реакций слияния (радиационного захвата) и т. д. Внизу стрелками показан новый сценарий возможного развития процесса слияния легких нейтронно-избыточных ядер для синтеза легких ядер во Вселенной с участием ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$

Аналогичный пример хорошо известен для dp -реакций, где в глубоководбарьерной области энергии наблюдается существенное увеличение сечения (так называемый резонанс Оппенгеймера–Филлипса), связанное с поляризацией слабосвязанного дейтрона. Данное явление было использовано в термоядерной реакции, сопровождающейся колоссальным выделением энергии. В случае реакции с ${}^6\text{He}$ этот эффект проявляется сильнее из-за меньшей энергии связи ядра ${}^6\text{He}$ по сравнению с дейтроном, больших кулоновских сил расталкивания α -частицы по сравнению с протоном в дейтроне, производящих поляризацию ${}^6\text{He}$, и больших положительных значений Q -реакции.

Такие особенности взаимодействия, проявляющиеся в увеличении сечения реакций передачи кластеров, а также реакций полного слияния вблизи кулоновского барьера, характерны для многих слабосвязанных кластерных ядер.

Аналогичные выводы были сделаны об увеличении сечений слияния ядер ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$.

Полученные результаты являются чрезвычайно важными для решения астрофизических проблем, в частности, понимания механизма образования легких элементов во Вселенной. При нуклеосинтезе большое сечение взаимодействия кластерных слабосвязанных ядер (${}^6\text{He}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) может изменить цепочки β -распадов, приводящих к образованию различных элементов. Например, могут оказаться наиболее вероятными для синтеза легких стабильных ядер следующие каналы реакций: ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, n\gamma){}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, 2n\gamma){}^{16}\text{O}$, ${}^1\text{H}({}^9\text{Li}, n\gamma){}^9\text{Be}$, ${}^3\text{He}({}^9\text{Li}, 2n\gamma){}^{10}\text{B}$ и др. (рис. 18.8).

Этот пример еще раз подтверждает тот факт, что фундаментальная ядерная физика не только расширяет наши познания о микромире, но и способствует развитию представлений об окружающем макромире, а также вносит вклад в смежные области науки и техники. Фундаментальная наука, приносящая знание об окружающем мире, и прикладная наука, претворяющая полученные знания в практическую пользу, развиваются совместно, обогащая и дополняя друг друга.

18.7. Нейтрино в макромире

Нельзя не отметить еще один важный аспект ядерной астрофизики, каким является физика нейтрино. «Нигде так ясно не проявляется связь между микромиром и космосом, как в физике нейтрино», — писал академик Б. М. Понтекерво.

Одна из важных проблем, связанных с образованием солнечных нейтрино, — определение астрофизического фактора реакции с образованием ядра ${}^8\text{B}$.

Структура ${}^8\text{B}$ необычна с точки зрения распределения протонной и нейтронной плотностей. Это ядро с протонным гало, т.е. среднеквадратичный радиус распределения протонов в этом экзотическом ядре больше, чем среднеквадратичный радиус распределения нейтронов ($r_p^2 - r_n^2 = 0,49$ фм). А сечение взаимодействия с другими ядрами существенно отличается от того, что ожидается для взаимодействия обычных ядер. Таким образом, астрофизический фактор, который определяется как $S_{17} \sim 2,99 \cdot 10^6 \rho (10 \text{ фм}) S$ (ρ —

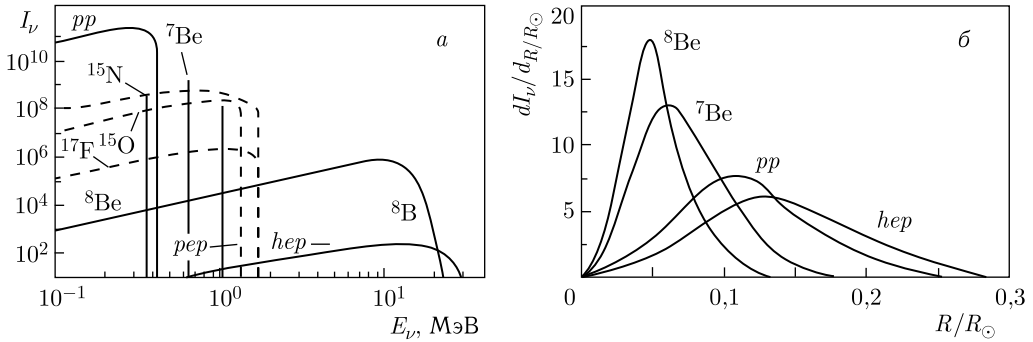


Рис. 18.9. Зависимость потока I_ν солнечных нейтрино от их энергии E_ν (а) и доля нейтрино, образующихся на разном расстоянии R от центра Солнца (б) (R_\odot — радиус Солнца)

распределение плотности и S — спектроскопический фактор), для реакции $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$, полученный в экспериментах по взаимодействию ядра ^8B , оказался на 25% выше предсказанного ранее. Это ядро является источником нейтрино высоких энергий, образующихся в процессах на Солнце (рис. 18.9). До сих пор расчеты потоков солнечных нейтрино высоких энергий давали существенно заниженные значения по сравнению с экспериментально наблюдаемыми.

Здесь необходимо отметить, что в экспериментах использовался пучок ускоренных ядер ^8B . Ускорительные фабрики пучков радиоактивных ядер нового поколения играют важную роль в развитии исследований в области астрофизики.

Информация, полученная в ядерно-физических экспериментах с использованием пучков стабильных и радиоактивных ядер, о структуре экзотических ядер имеет чрезвычайно важное значение при решении тех или иных проблем астрофизики (нуклеосинтез, космохронология, эволюция галактик, образование и распады нейтронных и сверхновых звезд и др.). Нами приведено лишь несколько примеров связи физики атомного ядра с макроскопической физикой. Несмотря на малое число частиц, участвующих в формировании атомного ядра (не более 300), они представляют собой уникальную систему для моделирования проблем макромира. В лабораторных условиях с помощью ядро-ядерных столкновений, реализуемых на современных ускорителях тяжелых ионов при энергиях несколько сотен МэВ на нуклон, можно получать ядра с необычными свойствами — так называемые экзотические ядра (с высокой температурой, с высоким угловым моментом, состоящие практически из одних нейтронов, супердеформированные), которые могут образовываться в космических процессах.

18.8. Ядерная экзотика и астрофизика

Получение в реакциях с тяжелыми ионами экзотических ядер — ядер с высокой температурой, большим избытком нейтронов и протонов, большой деформацией позволяет моделировать в лабораторных условиях процессы,

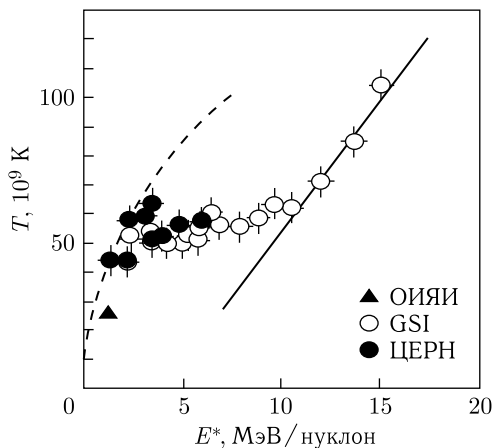


Рис. 18.10. Экспериментальные зависимости температуры ядра от его энергии возбуждения: сплошная кривая — для идеального газа, штриховая — для жидкости; экспериментальные точки между кривыми объясняются фазовым переходом «жидкость–газ»

происходящие в макром мире (Вселенной). Ниже приведено несколько таких примеров. На рис. 18.10 представлена зависимость температуры ядра от его энергии возбуждения, пропорциональной энергии бомбардирующей частицы. Эти данные получены в трех экспериментах: при низких энергиях в ОИЯИ (Дубна), при энергии возбуждения 2–8 МэВ в ЦЕРН (Женева) и 8–15 МэВ в GSI (Дармштадт, Германия). Видно, что с ростом энергии возбуждения в диапазоне 2–8 МэВ температура ядра не увеличивается, тогда как при низких энергиях происходит резкое увеличение температуры, так же как и при очень высоких энергиях. Этот сенсационный результат демонстрирует, во-первых, возможность достижения в ядерных реакциях температур, которые реальны только в момент образования звезд, во-вторых, подтверждает существование фазовых переходов в горячих объектах, что предполагалось при рассмотрении расширяющейся Вселенной и взрыва звезд.

Другим примером является моделирование процессов, идущих с образованием нейтронных звезд. Здесь экспериментаторы пытаются продвинуться как можно дальше к границам нейтронной стабильности и даже исследовать свойства ядер, расположенных за этой границей (так называемые квазистационарные состояния супернейтронно-избыточных ядер). Уже много лет делаются попытки обнаружения систем, состоящих из одних нейтронов (тетранейтрон), из одного протона и нескольких нейтронов (водород-6 и 7) и т. д. В программе научных центров, где создаются ускорительные комплексы нового поколения, в том числе и фабрики пучков радиоактивных ядер, получение новых экзотических ядер и исследование их свойств с точки зрения моделирования процессов, происходящих во Вселенной, занимают важное место.

Формирование наших представлений об образовании Вселенной, нуклеосинтезе, свойствах новых звездных образований продолжается, и они неразрывно связаны с накоплением новых данных в ядерной физике и физике элементарных частиц. Поэтому получение информации о механизмах образования Вселенной и нуклеосинтезе, основанной на современных представлениях ядерной астрофизики, является одной из основных задач построения единой космологической модели.

ТЯЖЕЛЫЕ ИОНЫ В ПРИКЛАДНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Представление о ядерной физике у многих людей складывалось под влиянием наиболее яркого и трагического использования этой науки для создания атомной бомбы. Между тем с момента открытия радиоактивности супругами Кюри в 1895 г. ядерная физика и большинство ее фундаментальных результатов внесли решающий вклад в развитие многих областей науки, техники и медицины. В связи с этим стоит вспомнить использование рентгеновских лучей в медицине, эффекта Мёссбауэра для анализа структурных особенностей твердых тел, радиоизотопный метод определения возраста различных объектов, активационный метод определения элементного состава вещества с высокой чувствительностью (до 10^{-10} г/г), не говоря уже об использовании ядерной энергии для получения электроэнергии. Во многих странах этот источник электроэнергии дает более 50% от всей электроэнергии, производимой в стране. В настоящее время физики-ядерщики всех стран работают над созданием нового эффективного метода получения электроэнергии с помощью управляемого термоядерного синтеза. Этот список можно было бы еще и еще продолжать. Нам всем необходимо совершенно четко представлять себе, что ядерная физика настолько тесно вошла в нашу жизнь, что без нее уже немислимо цивилизованное существование нашего общества.

В этой главе остановимся только на нескольких важных для общества проблемах, решаемых с помощью методов ядерной физики и, в частности, физики тяжелых ионов. Это активационный анализ элементов вещества, получение некоторых радиоизотопов для медицины, производство специальных ядерных микрофильтров, радиационное материаловедение. Эти важные направления использования результатов фундаментальных исследований в области ядерной физики и, в частности, физики тяжелых ионов успешно развиваются в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований в Дубне и в других ведущих научных центрах мира.

19.1. Активационный анализ

Активационный анализ основывается на ядерных взаимодействиях и свойствах возбужденных (радиоактивных) атомных ядер. Этот чисто ядерно-физический метод является нечувствительным к химическому составу атома определяемого элемента в исследуемом веществе, т. е. активационный анализ дает лишь количественную информацию о содержании элемента в образце и без привлечения дополнительных химических методов не позволяет отдельно

определять элемент в разных химических состояниях. Однако современные методы ядерной физики, располагающей большим набором источников активирующего излучения, позволяют осуществить активационное определение практически всех элементов Периодической системы Д. И. Менделеева. Активация образцов может осуществляться различными источниками излучения: γ -квантами, нейтронами, легкими заряженными частицами и тяжелыми ионами. Испускаемое же после активации в основном γ -излучение является характеристическим, что дает возможность по параметрам излучения (энергия, период полураспада и интенсивность) проводить идентификацию элементов и определение их количественного содержания. Необходимо заметить, что активационный анализ относится к числу наиболее чувствительных аналитических методов. Предел обнаружения для большинства элементов находится в интервале 10^{-7} – 10^{-11} %. Однако такие высокие аналитические параметры могут быть достигнуты с помощью относительно дорогого и сложного в эксплуатации оборудования — ядерных реакторов, ускорителей заряженных частиц, детекторов ионизирующих излучений высокого разрешения, вычислительных машин, позволяющих экспрессно идентифицировать характеристическое излучение. Между тем активационные методы анализа используются для решения широкого круга задач в самых разных направлениях науки и техники.

В основе активационного метода анализа лежит использование ядерных взаимодействий. Исследуемую пробу облучают потоком ядерных частиц или квантов. В результате взаимодействия активирующего излучения с ядрами элементов возможно протекание различных ядерных реакций, которые приводят к изменению состояния облучаемых ядер (их нуклонного состава или энергетического состояния ядра). При этом используются ядерные реакции различных типов. В процессе взаимодействия испускаются нейтроны, протоны или α -частицы, а также более тяжелые ядра (случай упругого рассеяния), регистрация характеристик которых дает количественную информацию о заряде и массе ядра, с которым произошла ядерная реакция. Возникший в результате ядерного взаимодействия продукт представляет собой радиоактивный изотоп исходного или соседних элементов, распадающийся с вылетом α -частиц (для тяжелых ядер) или характеристического рентгеновского и γ -излучения, по которым эти ядра идентифицируются. Зная сечение (вероятность) реакции и поток активирующего излучения, можно определить количество исследуемых ядер. Таким образом, активационный анализ может использоваться для анализа чрезвычайно малых количеств вещества (до $\sim 10^{-10}$ г/г). Как было отмечено выше, количественное определение возможно по мгновенному и задержанному излучению. В первом случае исследуемая проба помещается в поток активирующего излучения и измеряется интенсивность вторичного излучения. Соотношение между числом регистрируемых детектором вторичных частиц и количеством изотопа определяется соотношением

$$N_1 = N_0 \eta \varphi \sigma N_0, \quad (19.1)$$

где η — выход вторичного излучения; φ — плотность потока активирующего излучения (частиц/см²·с); σ — сечение реакции на данном ядре; N_0 — число исходных ядер.

Во втором случае, который является наиболее распространенным в активационном анализе, проводится измерение интенсивности характеристического излучения радиоизотопов, образующихся в процессе облучения.

Пусть при облучении ядер A частицами a образуется новое ядро B и испускается частица b , т.е. протекает ядерная реакция типа $A(a, b)B$, которая характеризуется определенной величиной сечения активации. Конечный продукт этой реакции B радиоактивен и имеет постоянную распада λ . Скорость накопления ядер радиоизотопа будет определяться двумя процессами: скоростью образования в результате реакции и скоростью распада при радиоактивном распаде:

$$dN_B/dt = \varphi\sigma N_A - \lambda N_B. \quad (19.2)$$

Количество ядер радиоизотопа B , накопившееся за время облучения $t_{\text{обл}}$, можно получить интегрированием уравнения (19.2). В этом случае в предположении о постоянстве плотности потока активирующего излучения (φ), а также сечения (σ) и числа начальных ядер (N_A) количество ядер B составит

$$N_B = (\varphi\sigma N_A/\lambda)(1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}}). \quad (19.3)$$

После облучения измеряется число распадов в течение определенного промежутка времени ($t_{\text{изм}}$), что дает зависимость

$$N_d = (\varphi\sigma N_A/\lambda)(1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}}). \quad (19.4)$$

Если число атомов радиоизотопа за время измерений уменьшается в незначительной степени ($t_{\text{изм}}/T_{1/2}$ мало), то $(1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}}) \approx \lambda t_{\text{изм}}$ и уравнение (19.4) можно записать в виде

$$N_d/t_{\text{изм}} = A_d, \quad (19.5)$$

где A_d — скорость распада, или активность, радиоизотопа.

Нетрудно видеть, что при длительности облучения, значительно превышающей период полураспада радиоизотопа ($t_{\text{обл}} \gg T_{1/2}$), из соотношений (19.4) и (19.5) можно получить

$$A_\infty = \varphi\sigma N_A, \quad (19.6)$$

где A_∞ — активность насыщения. Уравнение (19.6) совпадает с уравнением (19.1) для интенсивности мгновенного излучения. Это значит, что, измеряя мгновенное излучение, результат можно получить быстрее, чем в случае предварительного облучения и последующих измерений задержанного излучения. К сожалению, использование первого метода связано с большими методическими трудностями, вызванными необходимостью регистрации вторичного излучения на фоне, на много порядков превышающего по интенсивности первичное излучение.

Экспрессность активационного анализа и его высокая чувствительность позволяют использовать его в самых разных областях науки и техники. Прежде всего следует отметить большой вклад в геохимию и космохимию. Информация о содержании малых концентраций элементов в земных недрах дает возможность делать выводы о геохимических процессах и оказывать помощь в поисках месторождений редких и рассеянных элементов. Активаци-

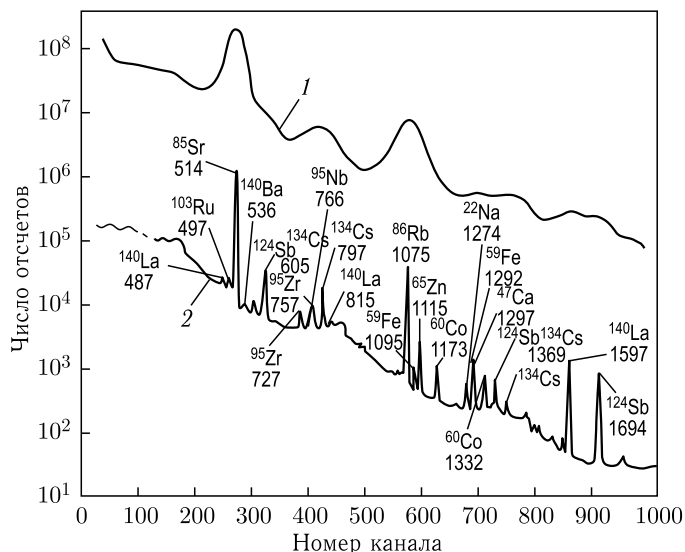


Рис. 19.1. Гамма-спектр пробы морской воды, измеренный с помощью сцинтилляционного (1) и полупроводникового (2) спектрометра. Пики в спектре соответствуют изотопам различных элементов, присутствующих в воде

онный анализ явился одним из основных методов при изучении химического состава вещества, доставленного с поверхности Луны и других космических объектов (метеоритов).

На рис. 19.1 показан характерный спектр гамма-излучений пробы морской воды, из которого следует высокое содержание в ней широкого набора самых разных элементов, в том числе и редкоземельных, что позволяет надеяться на возможность промышленного использования морской воды для добычи многих редких элементов.

Велика роль активационного анализа для биологии, медицины и смежных с ними наук, когда необходимо определить содержание малых компонентов, важных в биологических процессах. Широко используется активационный анализ в криминалистике. Большие перспективы активационного анализа в промышленности, где область его использования простирается от поиска полезных ископаемых до оперативного контроля за качеством готового продукта (например, содержания кислорода в продуктах металлургического производства). Необходимо заметить, что здесь в качестве источников активирующего излучения используются относительно недорогие и радиационно безопасные радиоактивные источники, генераторы нейтронов и γ -квантов (микротроны).

19.2. Получение и использование радиоактивных изотопов в медицине

С появлением первых ускорителей заряженных частиц они стали эффективно использоваться при получении радиоизотопов для радиофармакологии. В настоящее время около 300 специальных малогабаритных циклотронов

и других ускорителей заряженных частиц работают для производства радиоизотопов в медицинских целях. Как правило, в этих ускорителях получают пучок протонов или дейтронов с энергией до 40 МэВ и с интенсивностью пучка до 100 мкА. На таких ускорителях получают радиоизотопы в количествах, достаточных для проведения диагностических исследований нескольких тысяч пациентов в год.

Есть несколько проблем, которые необходимо решить при производстве и использовании радиоизотопов. Первая из них — обеспечение высокой чистоты получаемых на ускорителях препаратов. Во время облучения вещества мишени в ядерных реакциях образуется большое количество разных изотопов, многие из которых являются нежелательными для внедрения в организм. Для получения чистых препаратов (чистота до 10^{-6} – 10^{-7}) подбирают ядерные реакции, в которых необходимый изотоп образуется с большим выходом. Очистку от других элементов осуществляют с помощью радиохимических методов, а изотопов — с использованием магнитных масс-сепараторов. Вторая проблема состоит в том, что необходимо получать изотопы, живущие относительно малое время — от десятков часов до нескольких суток. Это необходимо для того, чтобы после введения их в организм человека и после проведения исследований эти радионуклиды распались и прекратили свое радиоактивное воздействие на организм. Это требование чрезвычайно усложняет методику использования изотопа: нужны быстрые методы сепарации и доставки их от места производства до больницы, которые часто находятся на большом расстоянии друг от друга. Радиоизотопы в основном используются для двух целей: исследования метаболизма тех или иных элементов в организме человека и диагностики состояния различных органов. В первом случае пациенту вводится определенный радиоизотоп в зависимости от того, какой орган предполагается исследовать. Этот метод основан на том, что каждый орган наиболее чувствителен к одному элементу. В табл. 19.1 показаны основные радиоизотопы, получаемые на ускорителях для диагностики того или иного органа.

Таблица 19.1. Основные радиоизотопы, получаемые на ускорителях для диагностики того или иного органа

Изотоп	Время жизни, ч	Энергия гамма-излучения, кэВ	Адсорбирующий орган или процесс
^{201}Tl	73,0	80	Сердце
^{111}In	67,2	240	Распространение инфекций
^{67}Ga	78,3	100–300	Желудок
^{123}I	13,2	160	Щитовидная железа

В последнее время стали использоваться изотопы более тяжелых элементов, например ^{237}Pu . Этот радионуклид с периодом полураспада $T_{1/2} = 45,3$ сут применяется медиками для исследования метаболизма трансурановых элементов в организме, что чрезвычайно важно при профилактике заболеваемости жертв крупных экологических катастроф (например, на Чернобыльской АЭС, в районах испытания ядерного оружия).

Другая цель использования радионуклидов для диагностики — это позитронная томография. При обследовании больного методом позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ) в определенный орган человека вводится один из короткоживущих изотопов: углерод-11 (период полураспада 20 мин), азот-13 (10 мин) или кислород-15 (2 мин). Эти изотопы, распадаясь, испускают одновременно два гамма-кванта с энергией 511 кэВ, которые измеряются специальными детекторами, расположенными вокруг тела человека. После сложнейшей обработки полученных сигналов от гамма-лучей, передаваемых на компьютер от большого количества детекторов, сигналы преобразуются в изображение органа. В отличие от рентгеновского снимка, изображение это объемное, с высоким пространственным разрешением и абсолютно безопасно для организма. На рис. 19.2 представлена схема получения препарата фтора-18 для позитронно-эмиссионной томографии.

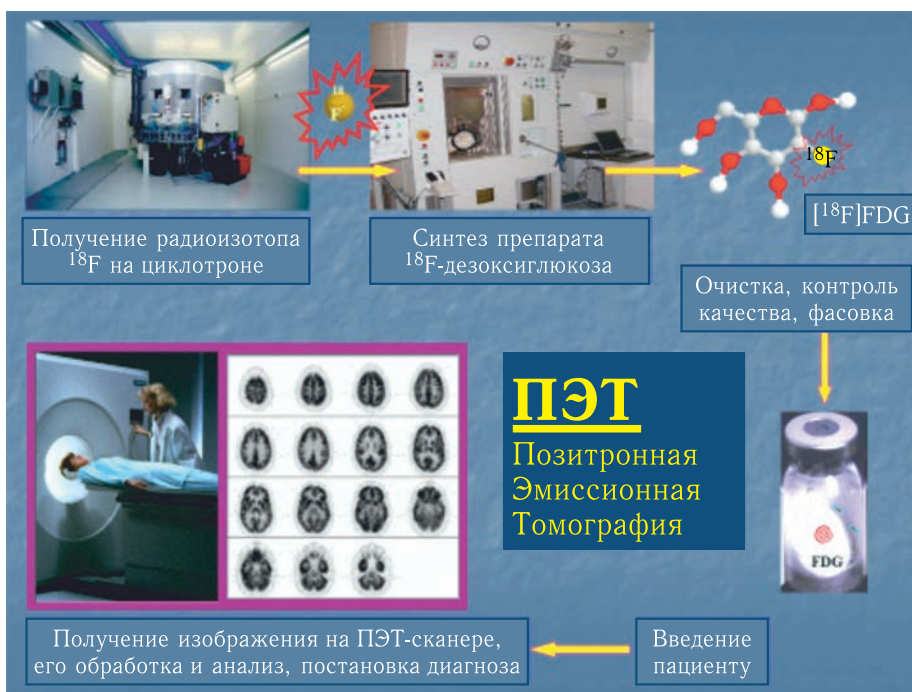


Рис. 19.2. Схема получения препарата ^{18}F для ПЭТ

Необходимо заметить, что использование радионуклидов в медицине является абсолютно безопасным ввиду очень малых доз и короткого времени жизни используемых радионуклидов.

Таким образом, в последнее время появилось новое направление — ядерная медицина, которая использует радиоактивные вещества, свойства атомного ядра и ионизирующих излучений для диагностики и терапии заболеваний. Эффект от использования методов ядерной медицины заключается в улучшении качества лечения, сокращении расходов на лечение, повышении качества жизни миллионов пациентов.

19.3. Ядерные мембраны

Одним из примеров эффективного использования пучков тяжелых ионов для производства ядерных наномембран является метод, предложенный в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ. Мембранная фильтрация по совокупности своих технико-экономических показателей является технологией XXI в., это одно из направлений развития нанотехнологий. В настоящее время важнейшие процессы в точной технологии (электроника, биотехнология, микробиология, фармацевтика и др.), медицине, сельском хозяйстве, экологии невозможно представить без применения широкого спектра мембран. Так называемые ядерные, или трековые, мембраны являются особым типом искусственных полимерных мембран. От классических мембран, получаемых в основном методами химической технологии, ядерные мембраны отличаются высокая однородность геометрических размеров и правильная форма пор, высокая селективность по отношению к выделяемому компоненту, биологическая инертность. Подобных фильтровальных материалов, создаваемых другими методами, нет. В настоящее время ОИЯИ обладает богатым научным и практическим опытом промышленного изготовления трековых мембран. Разработана оригинальная технология, позволяющая получать каналы любого вида.

Трековые мембраны, изготавливаемые на основе трековой технологии из полимерных пленок, являются фильтровальным материалом с уникальными свойствами. Уникальность заключается в том, что все поры, получаемые на месте треков, имеют разброс по диаметру не более 5%. Высокая интенсивность потока ускоренных ионов (до 10^{12} – 10^{13} с^{-1}), достигнутая на ускорителях тяжелых ионов ОИЯИ, позволяет получать объемную плотность треков в интервале 10^6 – 10^9 см^{-3} . Это дает возможность создания в материале наноразмерных гетерогенных структур, применимых в современных нанотехнологиях (рис. 19.3). Тяжелые ионы с высокой энергией при прохождении через

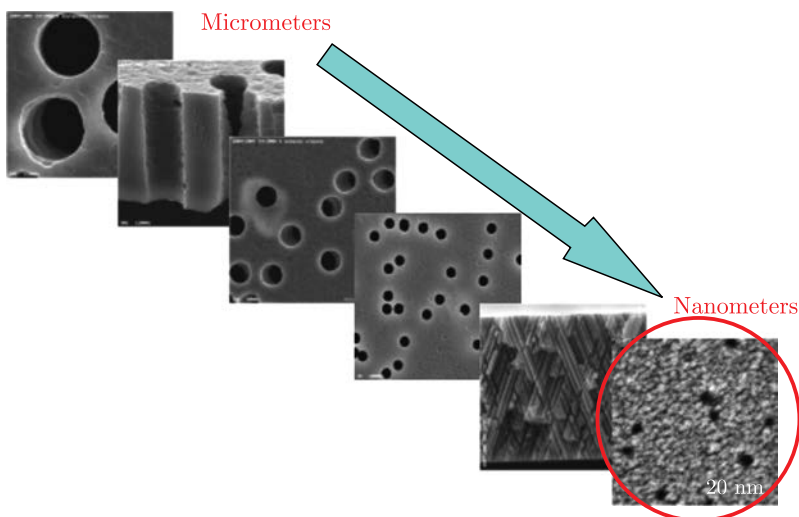


Рис. 19.3. Различные виды ядерных наномембран

материал образуют в нем треки, в объеме которых материал испытывает необратимые изменения своих макроскопических свойств, происходит деструкция материала (полимера). Специальная химическая обработка деструктированного ионизацией материала превращает исходную пленку в микрофильтрационную со сквозными порами цилиндрической формы. Размеры пор и их плотность в ядерных мембранах можно регулировать путем выбора режима химической обработки и массы бомбардирующих ядер. Это обеспечивает не только высокую производительность при фильтрации жидких и газообразных сред, но и высокую селективность.

При длине треков около десятков микрометров их диаметр составляет от 20 до 100 нм (в зависимости от вида иона и его энергии) (рис. 19.4).

Одно из преимуществ ядерных фильтров состоит в том, что ядра ускоряемых ионов стабильны, а энергия их недостаточна для вступления в ядерные реакции с ядрами элементов мишени. Поэтому полностью отсутствует активация полимерного материала в процессе облучения. Ионизация, производимая тяжелыми ионами вдоль их траектории в веществе, настолько сильна, что даже в высокотермостойких и радиационно стойких полимерах остаются дефекты, превращаемые в поры после соответствующей химической обработки. Эти уникальные свойства мембран позволяют широко использовать их в самых различных областях. Отметим лишь наиболее важное применение ядерных мембран. Известно, насколько важна в современной электронной промышленности чистота технологических сред, в частности воды и воздуха. Присутствие посторонних веществ и частиц в процессе создания микросхем и полупроводниковых приборов оказывает существенное влияние на качество и выход продукции. В связи с этим на предприятиях электронной промышленности в качестве промывочной среды используется особо чистая вода, содержащая не более 50–150 микрочастиц (размером 0,2 мкм) в 1 мл. Ядерные фильтры являются идеальным материалом для конечной очистки воды от микрочастиц. Это обусловлено тем, что, во-первых, ядерные фильтры с диаметром пор 0,2 мкм задерживают все микрочастицы большего размера, в том числе бактерии, во-вторых, в отличие от большинства других фильтров они практически не выделяют в фильтрах каких-либо низкомолекулярных

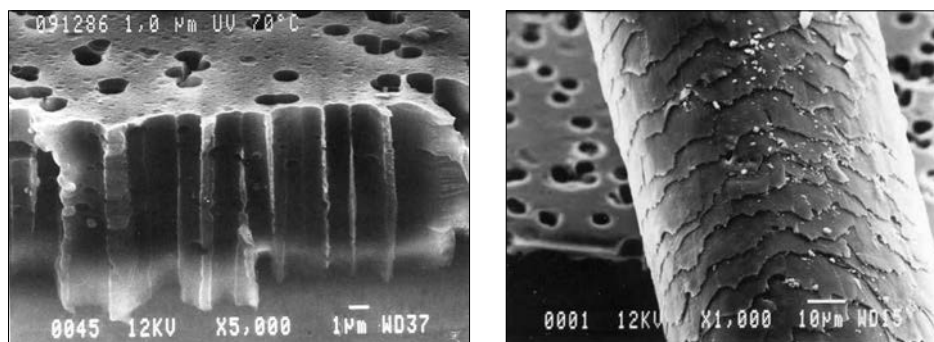


Рис. 19.4. Слева: ядерный фильтр под электронным микроскопом. В правом нижнем углу белой линией показан масштаб снимка. Справа: человеческий волос под электронным микроскопом на фоне ядерного фильтра

примесей. Ядерные фильтры, используемые для этих целей, заряженные в специальный патрон, имеют производительность более $0,25 \text{ м}^3$ чистой воды в час. Ядерные мембраны позволяют фильтровать самые разные вещества, аэро- и гидрозоли. Благодаря этому возможны и другие области применения ядерных фильтров, важнейшей из которых является медицина. Ядерные фильтры обладают по сравнению с другими мембранами значительно меньшей (2–5%) дисперсией пор, что делает их незаменимыми в процессах очистки, концентрирования и стерилизующей фильтрации вирусов и вакцин. В ОИЯИ в рамках программы «Нанотехнология» создан специальный ядерно-технологический центр, в котором с помощью циклотронов тяжелых ионов производятся фильтры для диализа (очистки крови).

Все это демонстрирует самые широкие возможности использования ядерных мембран. Еще одно важное направление — создание и исследование свойств наноструктур под действием тяжелых ионов.

19.4. Радиационное материаловедение

В атомной энергетике существует проблема радиационной стойкости конструкционных материалов. Под действием реакторного излучения материалы со временем распухают, меняется их прочность, происходит изменение кристаллической решетки. Эти эффекты ограничивают срок их службы. Физика радиационных повреждений не до конца ясна, поэтому ведутся исследовательские работы, направленные на изучение механизмов радиационного дефектообразования. В этом плане ускоренные тяжелые ионы являются эффективным «инструментом» моделирования радиационного повреждения. Пучки тяжелых ионов эффективно используются для прикладных исследований в области радиационного материаловедения, которые развиваются в нескольких направлениях:

1) получение наноструктур в металлах, полупроводниках и кристаллах. Они возникают под воздействием тяжелых ионов на кристаллическую структуру материала;

2) синтез в твердом теле квантово-размерных одно- и многокомпонентных наночастиц с объемной плотностью 10^{19} см^{-3} (сверхрешетки);

3) получение цилиндрических пор-треков в твердых телах. В настоящее время получены нанотреки в полупроводниках (кремнии);

4) исследование возникающих под действием облучения эффектов упрочнения металлов, объемного расширения, ускоренной диффузии примесей, изменения люминесцентных свойств кристаллов.

Приведенные выше примеры использования ядерных технологий являются лишь малой частью огромных возможностей современной ядерной физики в решении важнейших задач современной науки и техники. В настоящее время практически ни одна область науки, техники, производства, использующая высокие технологии, не может обходиться без методов ядерной физики. Эти методы продолжают развиваться и совершенствоваться с целью обеспечения полной безопасности при их применении. И в основном эта цель уже достигнута — прикладные методы ядерной физики во многих случаях оказываются более безопасными, экологически чистыми, чем конкурирующие с ними.


Приложение 1

Физические константы

Скорость света	$c = 2,997924 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$
Элементарный заряд	$e = 4,8032068 \cdot 10^{-10} \text{ ед. СГСЕ} =$ $= 1,60217733 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ $e^2 = 1,4400 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}$
Постоянная Планка	$\hbar = 6,6260755 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 4,13570 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с}$
Постоянная тонкой структуры	$\alpha = e^2/\hbar c = 7,29735 \cdot 10^{-3} = 1/137,036$
Число Авогадро	$N_A = 6,0221367 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Постоянная Больцмана	$k_B = 0,8617 \cdot 10^{-4} \text{ эВ} \cdot \text{К}^{-1}$
Масса электрона	$m_e = 5,485799003 \text{ а.е.м.} = 9,109390 \cdot 10^{-31} \text{ кг} =$ $= 510,9991 \text{ кэВ}/c^2$
Масса протона	$m_p = 1,007276470 \text{ а.е.м.} = 1,672623 \cdot 10^{-27} \text{ кг} =$ $= 938,2723 \text{ МэВ}/c^2$
Масса нейтрона	$m_n = 1,008664904 \text{ а.е.м.} = 1,674929 \cdot 10^{-27} \text{ кг} =$ $= 939,5656 \text{ МэВ}/c^2$
Масса атома водорода	$m_H = 1,007825035 \text{ а.е.м.} = 1,673534 \cdot 10^{-27} \text{ кг} =$ $= 938,7833 \text{ МэВ}/c^2$
Газовая постоянная	$R = 8,314510 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
Переходная константа	$\hbar c = 3,16153 \cdot 10^{-26} \text{ Дж} \cdot \text{м} \cong 197,327 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}$
Комптоновская длина волны электрона	$\lambda_{C,e} = \frac{h}{m_e c} = 2,42631058 \cdot 10^{-12} \text{ м} \cong 2426 \text{ фм}$
Комптоновская длина волны протона	$\lambda_{C,p} = \frac{h}{m_p c} = 1,32141002 \cdot 10^{-15} \text{ м} \cong 1,32 \text{ фм}$
Радиус первой боровской орбиты	$a = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 5,29177249 \cdot 10^{-11} \text{ м} \cong 52918 \text{ фм}$
Классический радиус электрона	$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,81794092 \cdot 10^{-15} \text{ м} \cong 2,818 \text{ фм}$
Магнетон Бора	$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 9,2740154 \cdot 10^{-24} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1} =$ $5,78838 \cdot 10^{-15} \text{ МэВ} \cdot \text{Гс}^{-1}$
Ядерный магнетон	$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5,0507866 \cdot 10^{-27} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1} =$ $3,15245 \cdot 10^{-18} \text{ МэВ} \cdot \text{Гс}^{-1}$

Приложение 2 Периодическая таблица элементов Д. И. Менделеева

группы элементов


Д.И. Менделеев
1834 – 1907

 s-элементы
 p-элементы
 d-элементы
 f-элементы

113 (Nh)	114 (Fl)	115 (Mc)	116 (Lv)	117 (Ts)	118 (Og)
Открыт в RIKEN в 2003 г.	Открыт в ОИЯИ в 1999 г.	Открыт в ОИЯИ в 2003 г.	Открыт в ОИЯИ в 2000 г.	Открыт в ОИЯИ в 2009 г.	Открыт в ОИЯИ в 2001 г.

В ноябре 2016 г. Международным союзом теоретической и прикладной химии (IUPAC) и Международным союзом чистой и прикладной физики (IUPAP) были утверждены названия новых химических элементов Периодической таблицы Д. И. Менделеева с атомными номерами 113, 115, 117 и 118.

Для элемента с атомным номером 113 авторы его открытия из RIKEN (Nishina Center for Accelerator-Based Science, Япония) предложили название «нихоний» (nihonium) и символ Nh. «Нихон» — один из вариантов японского произношения слова «Япония» и означает буквально «Страна восходящего солнца». Элементы, начиная со 114-го (флеровия) по 118-й, открыты в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Для элемента с атомным номером 115 утверждено название «московий» (moscovium) и символ Mc, а для элемента с атомным номером 117 — «теннессин» (tennessine) и символ Ts. Названия даны в честь места или географической области и предложены совместно авторами открытий из Объединенного института ядерных исследований в Дубне (Россия), Окриджской национальной лаборатории (США), Университета Вандербильта (США) и Ливерморской национальной лаборатории

им. Э. Лоуренса (США). Название «московский» отдает должное городу Дубне Московской области. Название «теннессин» дано в знак признания вклада региона Теннесси, в том числе Окриджской национальной лаборатории, Университета Вандербильта и Университета Теннесси в Ноксвилле в исследования сверхтяжелых элементов.

Для элемента с атомным номером 118 сотрудничающие команды авторов его открытия из ОИЯИ (Россия) и Ливерморской национальной лаборатории им. Э. Лоуренса (США) предложили название «оганесон» (oganesson) и символ Og. Предложение следует традиции оказания чести и отражает признание новаторского вклада профессора Юрия Оганесяна в исследование трансактинидных элементов. В числе его многих достижений — открытие сверхтяжелых элементов и значительный прогресс в ядерной физике сверхтяжелых элементов, включая экспериментальное подтверждение существования «острова стабильности» — так было сформулировано в решении IUPAC.

Приложение 3
Лауреаты Нобелевской премии по физике*



Вильгельм Конрад
РЕНТГЕН
(1845–1923)

1901

За открытие лучей, названных впоследствии в его честь (рентгеновских лучей)



Хендрик Антон
ЛОРЕНЦ
(1853–1928)

1902

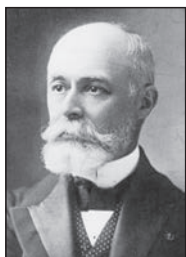
За исследования влияния магнетизма на явления излучения



Питер
ЗЕЕМАН
(1865–1943)

1903

За открытие самопроизвольной радиоактивности



Антуан Анри
БЕККЕРЕЛЬ
(1852–1908)

* В 1916, 1931, 1934, 1940–1942 гг. Нобелевские премии по физике не присуждались.



Пьер
КЮРИ
(1859–1906)

За совместные исследования явлений радиации, открытой профессором Анри Беккерелем



Мария
СКЛОДОВСКАЯ-КЮРИ
(1867–1934)

1904



Джон Уильям
СТРЕТТ
(лорд РЭЛЕЙ)
(1842–1919)

За исследования плотностей наиболее распространенных газов и за открытие аргона в ходе этих исследований

1905



Филипп Эдуард
Антон
фон ЛЕНАРД
(1862–1947)

За исследовательские работы по катодным лучам

1906



Джозеф Джон
ТОМСОН
(1856–1940)

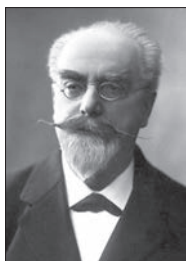
В знак признания его теоретических и экспериментальных исследований, посвященных проводимости электричества газами



Альберт Абрахам
МАЙКЕЛЬСОН
(1852–1931)

1907

За создание точных оптических инструментов и спектроскопические и метрологические исследования, выполненные с их помощью



Габриэль
ЛИППМАН
(1845–1921)

1908

За создание метода фотографического воспроизведения цветов на основе явления интерференции



Гульельмо
МАРКони
(1874–1937)

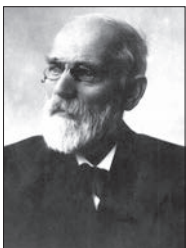
1909

В знак признания их вклада в развитие беспроводной телеграфии



Карл Фердинанд
БРАУН
(1850–1918)

1910



Ян Дидерик
ВАН ДЕР ВААЛЬС
(1837–1923)

За работу, посвященную уравнению состояния газов и жидкостей



Вильгельм
ВИН
(1864–1928)

1911

За открытия, касающиеся законов, которые управляют тепловым излучением



Нильс Густав
ДАЛЕН
(1869–1937)

1912

За изобретение автоматических регуляторов, используемых в сочетании с газовыми аккумуляторами для источников света на маяках и буйях



Хейке
КАМЕРЛИНГ-ОННЕС
(1853–1926)

1913

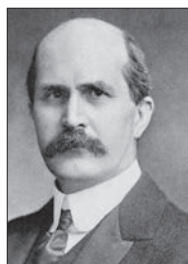
За исследования свойств вещества при низких температурах, что привело, в числе прочего, к получению жидкого гелия



Макс
фон ЛАУЭ
(1879–1960)

1914

За открытие дифракции рентгеновских лучей на кристаллах



Уильям Генри
БРЭГГ
(1862–1942)

1915

За заслуги в исследовании структуры кристаллов с помощью рентгеновских лучей



Уильям Лоренс
БРЭГГ
(1890–1971)

1917



Чарлз Гловер
БАРКЛА
(1877–1944)

За открытие характеристического рентгеновского излучения элементов

1918



Макс Карл Эрнст
Людвиг ПЛАНК
(1858–1947)

За открытие квантов энергии

1919



Йоханнес
ШТАРК
(1874–1957)

За открытие эффекта Доплера в канальных лучах и расщепления спектральных линий в электрическом поле

1920



Шарль Эдуард
ГИЙОМ
(1861–1938)

За открытие аномалий в сплавах никеля и стали



Альберт
ЭЙНШТЕЙН
(1879–1955)

1921

За заслуги перед теоретической физикой и особенно за открытие закона фотоэлектрического эффекта



Нильс БОР
(1885–1962)

1922

За заслуги в исследовании строения атомов и испускаемого ими излучения



Роберт Эндрю
МИЛЛИКЕН
(1868–1953)

1923

За работы по определению элементарного электрического заряда и по фотоэлектрическому эффекту



Манне
СИГБАН
(1886–1978)

1924

За открытия и исследования в области рентгеновской спектроскопии



Джеймс
ФРАНК
(1882–1964)

1925

За открытие законов соударения электрона с атомом



Густав Людвиг
ГЕРЦ
(1887–1975)

1926



Жан Батист
ПЕРРЕН
(1870–1942)

За исследования дискретной структуры материи и особенно за открытие седиментационного равновесия

1927



Артур Холли
КОМПТОН
(1892–1962)

За открытие рассеяния рентгеновских лучей на свободных электронах, сопровождающегося увеличением длины волны (эффекта Комптона)



Чарлз Томсон Риз
ВИЛЬСОН
(1869–1959)

За создание метода визуального обнаружения траекторий электрически заряженных частиц с помощью конденсации пара

1928



Оуэн Уилланс
РИЧАРДСОН
(1879–1959)

За работы, посвященные термионным явлениям, и особенно за открытие закона, носящего его имя



Луи де БРОЙЛЬ
(1892–1987)

1929

За открытие волновой природы электронов



Чандрасекхара
Венката
РАМАН
(1888–1970)

1930

За работы по рассеянию света и за открытие комбинационного рассеяния света (эффекта Рамана)



Вернер Карл
ГЕЙЗЕНБЕРГ
(1901–1976)

1932

За создание квантовой механики, применение которой привело, помимо прочего, к открытию аллотропических форм водорода



Эрвин
ШРЁДИНГЕР
(1887–1961)

1933

За открытие новых продуктивных форм атомной теории — создание квантовой (волновой) механики



Поль Адриен Морис
ДИРАК
(1902–1984)

1935



Джеймс
ЧЕДВИК
(1891–1974)

За открытие нейтрона

1936



Виктор Франц
ГЕСС
(1883–1964)

За открытие космических лучей



Карл Дейвид
АНДЕРСОН
(1905–1991)

За открытие позитрона

1937



Клинтон Джозеф
ДЭВИССОН
(1881–1958)

За экспериментальное открытие дифракции электронов на кристаллах



Джордж Паджет
ТОМСОН
(1892–1975)



Энрико
ФЕРМИ
(1901–1954)

1938

За доказательство существования новых радиоактивных элементов, полученных при облучении нейтронами, и связанное с этим открытие ядерных реакций, вызываемых медленными нейтронами



Эрнест Орландо
ЛОУРЕНС
(1901–1958)

1939

За изобретение и усовершенствование циклотрона и за полученные с его помощью результаты, особенно в отношении искусственных радиоактивных элементов



Отто
ШТЕРН
(1888–1969)

1943

За вклад в развитие метода молекулярных пучков и за открытие магнитного момента протона



Исидор Айзек
РАБИ
(1898–1988)

1944

За разработку резонансного метода измерения магнитных свойств атомных ядер



Вольфганг
ПАУЛИ
(1900–1958)

1945

За открытие принципа запрета, названного его именем



Перси Уильямс
БРИДЖМЕН
(1882–1961)

1946

За изобретение аппаратуры, позволяющей создавать сверхвысокие давления, и за открытия, сделанные в связи с этим в физике высоких давлений



Эдуард Виктор
ЭПЛТОН
(1892–1965)

1947

За исследования физики верхних слоев атмосферы, в особенности за открытие слоя атмосферы, отражающего радиоволны (так называемого слоя Эплтона)



Патрик Мейнард
Стюарт
БЛЭКЕТТ
(1897–1974)

1948

За усовершенствование метода камеры Вильсона и сделанные в связи с этим открытия в области ядерной физики и физики космического излучения



Хидэки
ЮКАВА
(1907–1981)

1949

За предсказание существования мезонов на основе теоретической работы по ядерным силам



Сесил Фрэнк
ПАУЭЛЛ
(1903–1969)

1950

За разработку фотографического метода исследования ядерных процессов и открытие мезонов, осуществленное с помощью этого метода

1951



Джон Дуглас
КОКРОФТ
(1897–1967)

За исследовательскую работу по превращению атомных ядер с помощью искусственно ускоряемых атомных частиц



Эрнест Томас Синтон
УОЛТОН
(1903–1995)

1952



Феликс
БЛОХ
(1905–1983)

За развитие новых методов для точных ядерных магнитных измерений и связанные с этим открытия



Эдвард Миллс
ПАРСЕЛЛ
(1912–1997)

1953



Фриц
ЦЕРНИКЕ
(1888–1966)

За обоснование фазово-контрастного метода, особенно за изобретение фазово-контрастного микроскопа



Макс
БОРН
(1882–1970)

1954

За фундаментальные исследования по квантовой механике, особенно за статистическую интерпретацию волновой функции



Вальтер
БОТЕ
(1891–1957)

За разработку метода совпадений для обнаружения космических лучей и сделанные в связи с этим открытия



Уиллис Юджин
ЛЭМБ
(1913–2008)

1955

За открытия, связанные с тонкой структурой спектра водорода



Поликарп
КУШ
(1911–1993)

За точное определение магнитного момента электрона



Уильям Брэдфорд
ШОКЛИ
(1910–1989)

1956



Джон
БАРДИН
(1908–1991)



Уолтер Хаузер
БРАТТЕЙН
(1902–1987)

За исследования полупроводников и открытие транзисторного эффекта



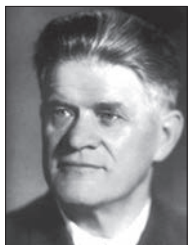
ЯНГ Чжэньнин
(1922)

1957

За проницательное исследование так называемых законов четности, которое привело к важным открытиям в физике элементарных частиц



ЛИ Чжэндао
(1926)



Павел Алексеевич
ЧЕРЕНКОВ
(1904–1990)

1958



Илья Михайлович
ФРАНК
(1908–1990)

За открытие и истолкование эффекта
Вавилова–Черенкова



Игорь Евгеньевич
ТАММ
(1895–1971)

1959



Эмилио Джино
СЕГРЕ
(1905–1989)

За открытие антипротона



Оуэн
ЧЕМБЕРЛЕН
(1920–2006)

1960



Дональд Артур
ГЛАЗЕР
(1926–2013)

За изобретение пузырьковой камеры для
регистрации заряженных частиц



Роберт
ХОФШТАДТЕР
(1915–1990)

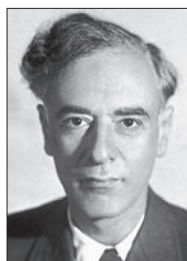
1961

За основополагающие исследования рассеяния электронов на атомных ядрах и за связанные с ними открытия, касающиеся структуры нуклонов



Рудольф Людвиг
МЁССБАУЭР
(1929–2011)

За исследования резонансного поглощения гамма-излучения и открытие в связи с этим эффекта, носящего его имя



Лев Давидович
ЛАНДАУ
(1908–1968)

1962

За новаторские исследования по теории конденсированных сред, в особенности жидкого гелия



Юджин
ВИГНЕР
(1902–1995)

1963

За вклад в теорию атомного ядра и элементарных частиц, особенно с помощью открытия и применения фундаментальных принципов симметрии



Мария
ГЁППЕРТ-МАЙЕР
(1906–1972)

1964

За открытия, связанные с оболочечной структурой ядра



Ханс
ЙЕНСЕН
(1907–1973)

1964



Чарлз Хард
ТАУНС
(1915–2015)



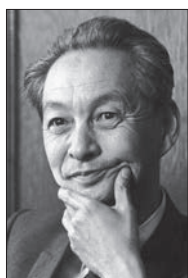
Николай Геннадиевич
БАСОВ
(1922–2001)

За фундаментальные работы в области квантовой электроники, которые привели к созданию генераторов и усилителей на лазерно-мазерном принципе



Александр Михайлович
ПРОХОРОВ
(1916–2002)

1965



Синьитиро
ТОМОНАГА
(1906–1979)



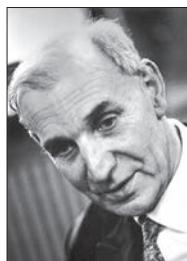
Джулиан
ШВИНГЕР
(1918–1994)

За фундаментальные работы по квантовой электродинамике, имевшие глубокие последствия для физики элементарных частиц



Ричард Филлипс
ФЕЙНМАН
(1918–1988)

1966



Альфред
КАСТЛЕР
(1902–1984)

За открытие и разработку оптических методов исследования резонансов Герца в атомах

1967



Ханс Альбрехт
БЕТЕ
(1906–2005)

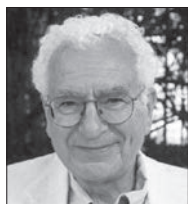
За вклад в теорию ядерных реакций, особенно за открытия, касающиеся источников энергии звёзд

1968



Луис Уолтер
АЛЬВАРЕС
(1911–1988)

За решающий вклад в физику элементарных частиц, в частности за открытие большого числа резонансов, что стало возможным благодаря разработанной им методике использования водородной пузырьковой камеры и обработке данных



Мюррей
ГЕЛЛ-МАНН
(1929–2019)

1969

За открытия, связанные с классификацией элементарных частиц и их взаимодействий (гипотеза кварков)



Ханнес
АЛЬВЕН
(1908–1995)

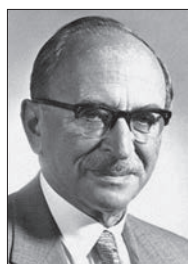
1970

За фундаментальные работы и открытия в области магнитной гидродинамики и их плодотворное применение в физике плазмы



Луи Эжен
Феликс
НЕЕЛЬ
(1904–2000)

За фундаментальные труды и открытия антиферромагнетизма и ферромагнетизма, которые повлекли за собой важные приложения в области физики твердого тела



Денеш
ГАБОР
(1900–1979)

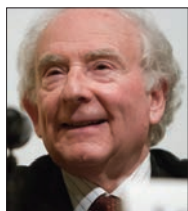
1971

За изобретение и усовершенствование голографического метода



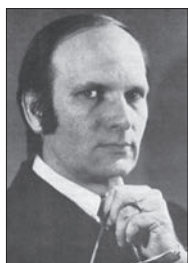
Джон
БАРДИН
(1908–1991)

1972



Леон Нил
КУПЕР
(1930)

За создание теории сверхпроводимости, обычно называемой БКШ-теорией



Джон Роберт
ШРИФФЕР
(1931–2019)



Брайан Дэвид
ДЖОЗЕФСОН
(1940)

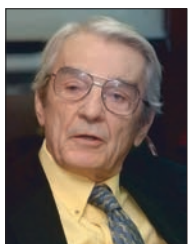
1973

За теоретическое предсказание свойств тока, проходящего через туннельный барьер, в частности явлений, обычно называемых эффектом Джозефсона



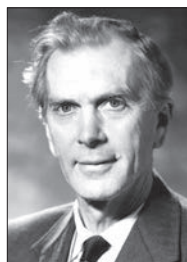
Лео
ЭСАКИ
(1925)

За экспериментальные открытия туннельных явлений в полупроводниках и сверхпроводниках



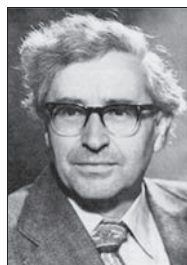
Айвар
ДЖАЙЕВЕР
(1929)

1974



Мартин
РАЙЛ
(1918–1984)

За результаты научных наблюдений и изобретения, в частности метода апертурного синтеза



Энтони
ХЬЮИШ
(1924)

За его определяющую роль в открытии пульсаров

1975



Оге Нильс
БОР
(1922–2009)



Бен Рой
МОТТЕЛЬСОН
(1926)

За открытие взаимосвязи между коллективным движением и движением отдельной частицы в атомном ядре и развитие теории строения атомного ядра, основанной на этой взаимосвязи



Лео Джеймс
РЕЙНУОТЕР
(1917–1986)

1976

Бертон
РИХТЕР
(1931–2018)

За основополагающий вклад в открытие тяжелой элементарной частицы нового типа (пси-частицы)



Сэмюэл
ТИНГ
(1936)

1977

Филип Уоррен
АНДЕРСОН
(1923–2020)



Невилл Франсис
МОТТ
(1905–1996)

За фундаментальные теоретические исследования электронной структуры магнитных и неупорядоченных систем



Джон
Ван ФЛЕК
(1899–1980)



Петр Леонидович
КАПИЦА
(1894–1984)

1978

За фундаментальные изобретения и открытия в области физики низких температур



Арно Аллан
ПЕНЗИАС
(1933)

За открытие микроволнового реликтового излучения



Роберт Вудро
ВИЛЬСОН
(1936)

1979



Шелдон Ли
ГЛЭШОУ
(1932)



Абдус
САЛАМ
(1926–1996)

За вклад в объединенную теорию слабых и электромагнитных взаимодействий между элементарными частицами, в том числе предсказание слабых нейтральных токов

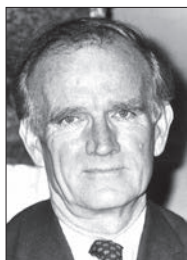


Стивен
ВАЙНБЕРГ
(1933)

1980

Джеймс Уотсон
КРОНИН
(1931–2016)

За открытие нарушений фундаментальных принципов симметрии в распаде нейтральных K -мезонов



Вал Логсден
ФИТЧ
(1923–2015)

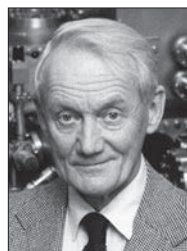
1981

Николас
БЛОМБЕРГЕН
(1920–2017)

За вклад в развитие лазерной спектроскопии



Артур Леонард
ШАВЛОВ
(1921–1999)



Кай
СИГБАН
(1918–2007)

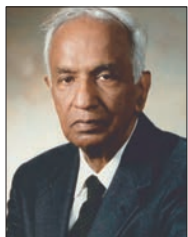
За вклад в развитие электронной спектроскопии высокого разрешения

1982



Кеннет
ВИЛЬСОН
(1936–2013)

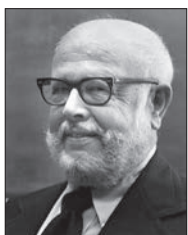
За теорию критических явлений в связи с фазовыми переходами



Субраманьян
ЧАНДРАСЕКАР
(1910–1995)

За теоретические исследования физических процессов, играющих важную роль в строении и эволюции звезд

1983



Уильям Альфред
ФАУЛЕР
(1911–1995)

За теоретическое и экспериментальное исследование ядерных реакций, имеющих важное значение для образования химических элементов во Вселенной

1984



Карло
РУББИА
(1934)

За решающий вклад в большой проект, осуществление которого привело к открытию квантов поля W и Z — переносчиков слабого взаимодействия



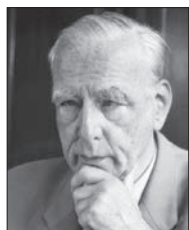
Симон
ван дер МЕР
(1925–2011)



Клаус фон
КЛИТЦИНГ
(1943)

1985

За открытие квантового эффекта Холла



Эрнст
РУСКА
(1906–1988)

1986

За фундаментальную работу по электронной оптике и за создание первого электронного микроскопа



Герд
БИННИГ
(1947)

За изобретение сканирующего туннельного микроскопа



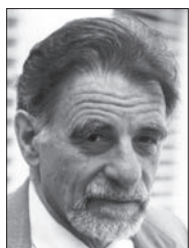
Генрих
РОРЕР
(1933–2013)

1987



Георг
БЕДНОРЦ
(1950)

За важный прорыв в физике, состоящий в открытии сверхпроводимости в керамических материалах



Карл
МЮЛЛЕР
(1927)



Леон
ЛЕДЕРМАН
(1922–2018)

1988



Мелвин
ШВАРЦ
(1932–2006)

За разработку метода нейтринного пучка и доказательство дублетной структуры лептонов посредством открытия мюонного нейтрино



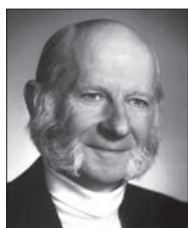
Джек
СТЕЙНБЕРГЕР
(1921–2020)



Норман
РАМЗЕЙ
(1915–2011)

1989

За изобретение метода разнесенных осциллирующих полей и его использование в водородном мазере и других атомных часах

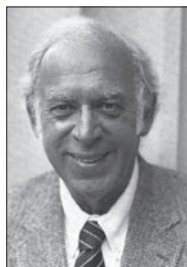


Ханс
ДЕМЕЛЬТ
(1922–2017)

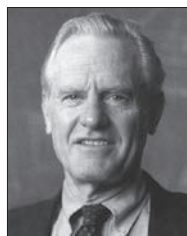
За разработку метода удержания одиночных ионов в ловушке, используемого в прецизионной спектроскопии высокого разрешения



Вольфганг
ПАУЛЬ
(1913–1993)

1990

Джером
ФРИДМАН
(1930)



Генри
КЕНДАЛЛ
(1926–1999)

За пионерские исследования глубоконеупругого рассеяния электронов на протонах и связанных нейтронах, что имело большое значение для развития кварковой модели в физике частиц



Ричард
ТЕЙЛОР
(1929–2018)

1991

Пьер Жиль
де ЖЕН
(1932–2007)

За обнаружение того, что методы, развитые для изучения явлений упорядоченности в простых системах, могут быть обобщены на более сложные формы материи, в частности жидкие кристаллы и полимеры

1992

Жорж
ШАРПАК
(1924–2010)

За изобретение и усовершенствование детекторов частиц, в частности многопроволочной пропорциональной камеры

1993



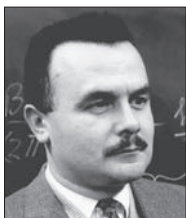
Рассел
ХАЛС
(1950)

За открытие нового типа пульсаров, давшее новые возможности в изучении гравитации



Джозеф
ТЕЙЛОР
(1941)

1994



Бертрам
БРОКХАУЗ
(1918–2003)

За создание нейтронной спектроскопии



Клиффорд
ШАЛЛ
(1915–2001)

За создание метода нейтронной дифракции

1995



Мартин
ПЕРЛ
(1927–2014)

За открытие тау-лептона



Фредерик
РАЙНЕС
(1918–1998)

За экспериментальное обнаружение ней-
трино



Дэвид ЛИ
(1931)

1996



Дуглас
ОШЕРОВ
(1945)

За открытие сверхтекучести гелия-3



Роберт
РИЧАРДСОН
(1937–2013)



Стивен ЧУ
(1948)

1997



Клод
КОЭН-ТАННУДЖИ
(1933)

За создание методов охлаждения и захвата атомов лазерным излучением



Уильям
ФИЛЛИПС
(1948)

1998



Роберт
ЛАФЛИН
(1950)



Хорст
ШТЁРМЕР
(1949)

За открытие новой формы квантовой жидкости с возбуждениями, имеющими дробный электрический заряд (квантовый эффект Холла)



Дэниел
ЦУИ
(1939)

1999

Герард
'т ХООФТ
(1946)



Мартинус
ВЕЛТМАН
(1931–2021)

За прояснение квантовой структуры
электрослабых взаимодействий

2000

Жорес Иванович
АЛФЁРОВ
(1930–2019)



Герберт
КРЁМЕР
(1928)

За разработку полупроводниковых гетеро-
структур, используемых в высокоча-
стотных схемах и оптоэлектронике



Джек
КИЛБИ
(1923–2005)

За участие в изобретении интегральной
схемы

2001



Эрик
КОРНЕЛЛ
(1961)



Вольфганг
КЕТТЕРЛЕ
(1957)

За экспериментальное наблюдение бозе-эйнштейновской конденсации в разреженных газах атомов щелочных металлов и за первые фундаментальные исследования свойств таких конденсатов



Карл
ВИМАН
(1951)

2002



Раймонд
ДЭВИС
(1914–2006)

За пионерский вклад в астрофизику, в частности за обнаружение космических нейтрино



Масатоси
КОСИБА
(1926–2020)



Риккардо
ДЖАККОНИ
(1931–2018)

За исследования в области астрофизики, которые привели к открытию космических источников рентгеновского излучения

2003

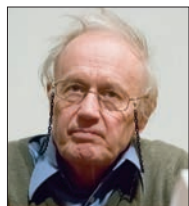


Алексей Алексеевич
АБРИКОСОВ
(1928–2017)



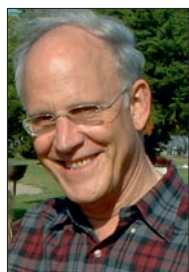
Виталий Лазаревич
ГИНЗБУРГ
(1916–2009)

За пионерский вклад в теорию сверхпроводников и сверхтекучих жидкостей



Энтони
ЛЕГГЕТТ
(1938)

2004



Дэвид
ГРОСС
(1941)

За открытие асимптотической свободы в теории сильных взаимодействий



Дэвид
ПОЛИТЦЕР
(1949)



Фрэнк
ВИЛЬЧЕК
(1951)



Рой
ГЛАУБЕР
(1925–2018)

2005

За вклад в квантовую теорию оптической когерентности



Джон
ХОЛЛ
(1934)

За вклад в развитие лазерной точной спектроскопии, включая технику прецизионного расчета светового сдвига в оптических стандартах частоты (оптических гребенок)



Теодор
ХЕНШ
(1941)



Джон
МАЗЕР
(1946)

2006

За открытие чернотельной формы спектра и анизотропии космического микроволнового фонового излучения



Джордж
СМУТ
(1945)

2007

Альбер
ФЕРТ
(1938)



Петер
ГРЮНБЕРГ
(1939–2018)

За открытие эффекта гигантского магнетосопротивления

2008

Йоитиро
НАМБУ
(1921–2015)

За открытие механизма спонтанного нарушения симметрии в субатомной физике



Макото
КОБАЯСИ
(1944)

За открытие источника нарушения симметрии, которое позволило предсказать существование в природе по меньшей мере трех поколений кварков



Тосихидэ
МАСКАВА
(1940)

2009



Чарльз
Куэн КАО
(1933–2018)

За революционные достижения, касающиеся передачи световых сигналов в волокнах, и развитие оптических систем передачи данных



Уиллард
БОЙЛ
(1924–2011)

За изобретение полупроводниковой схемы для регистрации изображений — ПЗС-сенсора



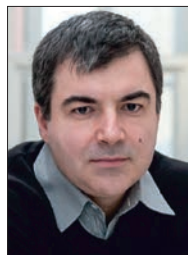
Джордж
СМИТ
(1930)

2010



Андрей Константинович
ГЕЙМ
(1958)

За новаторские эксперименты по исследованию двумерного материала — графена



Константин Сергеевич
НОВОСЁЛОВ
(1974)

2011

Сол
ПЕРЛИМУТТЕР
(1959)



Брайан
ШМИДТ
(1967)

За открытие ускоренного расширения Вселенной посредством наблюдения дальних сверхновых

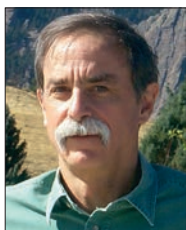


Адам
РАЙЕС
(1969)

2012

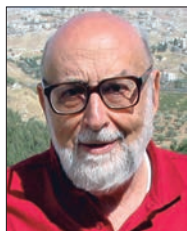
Серж
АРОШ
(1944)

За создание прорывных технологий манипулирования квантовыми системами, которые сделали возможными измерение отдельных квантовых систем и управление ими



Дэвид
ВАЙНЛЕНД
(1944)

2013



Франсуа
ЭНГЛЕР
(1932)



Питер
ХИГГС
(1929)

За теоретическое обоснование механизма, который помогает понять происхождение массы субатомных частиц, подтвержденного в последнее время обнаружением предсказанной элементарной частицы в экспериментах ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН

2014



Исаму
АКАСАКИ
(1929)



Хироси
АМАНО
(1960)

За изобретение эффективных синих светодиодов, приведших к появлению ярких и энергосберегающих источников белого света



Сюдзи
НАКАМУРА
(1954)

2015

Такааки
КАДЗИТА
(1959)

За открытие нейтринных осцилляций, показывающих, что нейтрино обладают массой



Артур
МАКДОНАЛЬД
(1943)

2016

Дэйвид
ТАУЛЕСС
(1934–2019)



Данкан
ХОЛДЕЙН
(1951)

За теоретические открытия топологических фазовых переходов и топологических фаз вещества

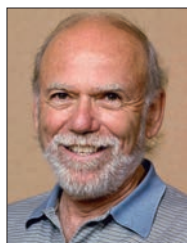


Джон
КОСТЕРЛИЦ
(1942)

2017



Райнер
ВАЙС
(1932)



Барри
БЭРИШ
(1936)

За решающий вклад в создание детектора LIGO и экспериментальную регистрацию гравитационных волн



Кип
ТОРН
(1940)

2018



Артур
ЭШКИН
(1922–2020)

За изобретение оптических пинцетов и их применение для изучения биологических систем



Жерар
МУРУ
(1944)

За разработку метода генерации высокоинтенсивных ультракоротких оптических импульсов



Донна
СТРИКЛЕНД
(1959)



Джим
ПИБЛС
(1935)

2019

За теоретические исследования в физической космологии



Мишель
МАЙОР
(1942)

За открытие экзопланеты на орбите солнцеподобной звезды



Дидье
КЕЛО
(1966)

2020

Роджер
ПЕНРОУЗ
(1931)

За открытие того, что образование черных дыр с необходимостью следует из общей теории относительности



Райнхард
ГЕНЦЕЛЬ
(1952)

За открытие сверхмассивного компактного объекта в центре нашей галактики



Андреа
ГЕЗ
(1965)

Интересные факты

За всю историю Нобелевской премии по физике ее лауреатами стали только четыре женщины — Мария Кюри в 1903 г., ставшая также первой женщиной-лауреатом Нобелевской премии вообще, Мария Гёпперт-Майер в 1963 г., Донна Стрикленд в 2018 г. и Андреа Гез в 2020 г.

Единственным человеком, получившим Нобелевскую премию по физике два раза, был Джон Бардин — в 1956 и 1972 гг.

Самым молодым на момент присуждения лауреатом Нобелевской премии по физике и Нобелевской премии вообще стал Уильям Лоренс Брэгг, получивший ее в 1915 г. вместе со своим отцом Уильямом Генри Брэггом в возрасте всего 25 лет.

Самым старым на момент присуждения лауреатом стал Артур Эшкин, удостоенный премии 2018 г. в возрасте 96 лет.

Наиболее долгая жизнь досталась лауреату 1964 г. Чарлзу Таунсу, прожившему 99 лет. Меньше же всех прожил лауреат 1903 г. Пьер Кюри, уже в 1906 г. трагически погибший в дорожном происшествии в возрасте 46 лет.

Дольше всех с момента получения Нобелевской премии по физике и Нобелевской премии вообще прожил лауреат 1929 г. Луи де Бройль, умерший в 1987 г.

Список рекомендуемой литературы

1. *Мухин К.И.* Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. Физика атомного ядра: Учеб. для вузов. Изд. 4-е. М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. *Базь А.И., Гольданский В.И., Гольдберг В.З., Зельдович Я.Б.* Легкие и промежуточные ядра вблизи границ нуклонной стабильности. М.: Наука, 1972.
3. Введение в физику тяжелых ионов: Учеб. пособие / Под ред. Ю. Ц. Оганесяна. М.: МИФИ, 2008. 424 с.
4. *Замятнин Ю.С. и др.* Кластерная радиоактивность — достижения и перспективы. Эксперимент и теория // ЭЧАЯ. 1990. Т. 21, вып. 2. С. 537.
5. *Поликанов С.М.* Изомерные формы атомных ядер. М.: Атомиздат, 1977.
6. *Гангровский Ю.П., Марков Б.И., Перелыгин В.П.* Регистрация и спектрометрия осколков деления. М.: Энергоатомиздат, 1992.
7. *Пенионжкевич Ю.Э., Калпакчиева Р.Г.* Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. Дубна: ОИЯИ, 2016.
8. *Флеров Г.Н., Тер-Акопьян Г.М., Дмитриев С.Н.* Сверхтяжелые элементы // Научное сотрудничество социалистических стран в ядерной физике. М.: Энергоатомиздат, 1983.
9. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Nature. 1999. No. 400. P. 242.
10. Популярная библиотека химических элементов. Кн. вторая. Изд. второе. М.: Наука, 1977.
11. *Флеров Г.Н., Ильинов А.С.* На пути к сверхэлементам. М.: Педагогика, 1977. (Б-ка дет. энцикл.).
12. *Валентэн Л.* Субатомная физика: ядра и частицы. Т. 2. М.: Мир, 1986.
13. *Пенионжкевич Ю.Э., Вахтель В.М.* Современные ускорители заряженных частиц и их приложение: Учеб. пособие. Воронеж: Издат. дом ВГУ, 2018. 112 с.
14. *Григорьев В.А., Пенионжкевич Ю.Э., Вахтель В.М.* Современные детекторы ядерных излучений: Учеб. пособие. Воронеж: Издат. дом ВГУ, 2019. 181 с.
15. *Акимов Ю.К.* Полупроводниковые детекторы ядерных излучений. Дубна: ОИЯИ, 2009.
16. *Акимов Ю.К.* Фотонные методы регистрации излучений. Дубна: ОИЯИ, 2014.
17. *Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1987.
18. *Ляпидевский В.К.* Методы детектирования излучений. М.: Энергоатомиздат, 1987.
19. *Григорьев В.А.* Черенковские детекторы: Учеб. пособие. М.: МИФИ, 2007.
20. *Шарпак Ж.* Электронная визуализация ионизирующего излучения с помощью ограниченного лавинного разряда в газах // УФН. 1993. Т. 163, № 10. С. 57–66.
21. *Гинзбург В.Л.* О физике и астрофизике. М.: Наука, 1974.
22. *Пенионжкевич Ю.Э.* Пучки радиоактивных ядер // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25, вып. 4. С. 930.
23. *Нарликар Дж.* Неистовая Вселенная. М.: Мир, 1985.

24. *Пенионжкевич Ю.Э.* Физика экзотических ядер // Соросовский образовательный журнал. 1995. № 1. С. 92.
25. *Флеров Г.Н. и др.* Синтез сверхтяжелых элементов и применение методов ядерной физики в смежных областях // Вестник АН СССР. 1984. № 4. С. 35.
26. *Апель П. Ю., Гикал Б. Н., Дмитриев С. Н.* Микро- и нанопористые структуры, получаемые в полимерах при помощи пучков ускоренных тяжелых ионов // Ядерная физика и нанотехнологии. Дубна: ОИЯИ, 2008. С. 73.
27. *Дмитриев С. Н., Реутов В. Ф.* Радиационно-ионно-трековая технология формирования одно-, двух- и трехмерных наноструктур // Ядерная физика и нанотехнологии. Дубна: ОИЯИ, 2008. С. 51.

Оганесян Юрий Цолакович
Пенионжкевич Юрий Эрастович
Григорьев Владислав Анатольевич

ФИЗИКА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

УНЦ-2019-60

Редактор *Е. В. Калининкова*
Компьютерная верстка и графика *И. Г. Андреевой*
Обложка *Е. А. Черепанова*

Подписано в печать 25.03.2021.
Формат 70×100/16. Усл. печ. л. 29,58. Уч.-изд. л. 30,2. Тираж 200 экз. Заказ № 60110

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6
E-mail: publish@jinr.ru
www.jinr.ru/publish/



ОГАНЕСЯН Юрий Цолакович

Академик РАН, АН Армении и Сербии. Профессор, доктор физико-математических наук. Лауреат Государственных премий (1975, 2010). Директор (1989–1997), научный руководитель (с 1997 г.) Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований.

Благодаря обширному и глубокому знанию ядерной физики, незаурядному таланту организатора, настойчивости и целеустремленности в выполнении поставленных задач ЛЯР под его руководством стала ведущим мировым научным центром.

Главное научное достижение Ю. Ц. Оганесяна — синтез сверхтяжелых элементов с атомными номерами $Z = 113–118$.

118-й элемент Периодической системы Д. И. Менделеева назван в его честь «оганесон» (Og).

Автор более 250 научных работ и монографий. Соавтор открытий.



ПЕНИОНЖКЕВИЧ Юрий Эрастович

Профессор, доктор физико-математических наук.

Начальник научного сектора Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований.

Ведущий ученый в области физики атомного ядра и физики тяжелых ионов. В этих направлениях им были получены важные результаты по механизму протекания ядерных реакций с тяжелыми ионами, синтезу и исследованию новых ядер у границ ядерной стабильности.

Под его руководством разработаны и созданы крупные физические установки на пучках ускорителей тяжелых ионов в Дубне, а также проведены совместные эксперименты на пучках ускорителей крупнейших научных центров мира — GANIL (Франция), HMI (Германия), RIKEN (Япония), CL (Финляндия).

Активно ведет работу по подготовке научных кадров.

Автор и соавтор более 300 научных работ и монографий.

Соавтор открытия.



ГРИГОРЬЕВ Владислав Анатольевич

Профессор Национального исследовательского ядерного университета МИФИ, доктор физико-математических наук, заслуженный деятель науки Российской Федерации.

Известный ученый в области методики физического эксперимента.

Заведующий кафедрой «Экспериментальные методы ядерной физики» МИФИ (1989–2008). Занимался вопросами радиолюминесценции щелочно-галогидных кристаллов, разработкой гамма-телескопов для спутниковой гамма-астрономии.

Активно участвует в коллаборации с ЦЕРН. Под его руководством разработан, создан и успешно эксплуатируется

стартовый триггерный детектор установки ALICE, на которой изучается структура и свойства кварк-глюонной материи.

Автор и соавтор более 200 научных работ.