

раженная на рис. 10.5 зависимость энергии связи от деформации получена в приближении модели жидкой капли и справедлива, если пренебречь оболочечными эффектами. Оболочечные поправки могут качественно изменить вид этой зависимости (В. М. Струтинский, 1967). На рис. 10.8 приведена качественная зависимость потенциальной энергии от деформации с учетом оболочечных поправок для ядра, у которого имеется делящийся изомер. Главной особенностью этой кривой является существование двух минимумов

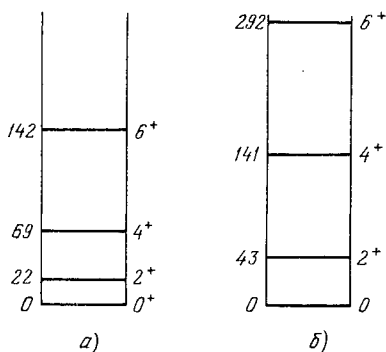


Рис. 10.7. Вращательные полосы в ядре изотопа ${}_{94}\text{Pu}^{240}$.

а) Полоса построена на изомерном состоянии; б) на основном состоянии.

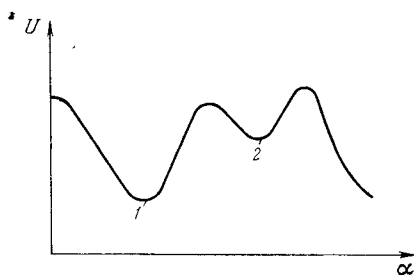


Рис. 10.8. Качественная зависимость потенциальной энергии ядер, имеющих делящиеся изомеры, от параметра деформации α .

(1 и 2). Первый минимум соответствует равновесной форме «обычных» уровней (в частности, основного состояния); второй минимум отвечает равновесной форме делящегося изомера. Существенное различие в равновесных формах обычных уровней и делящихся изомеров позволяет естественно объяснить особенности делящихся изомеров. В самом деле, аномально большая вероятность деления из состояния делящегося изомера связана с тем, что при таком делении ядро должно преодолеть более узкий потенциальный барьер, чем при делении из основного состояния. Малая вероятность радиационного распада изомера объясняется следующим образом. Для того чтобы протекал процесс радиационного распада, необходимо, чтобы ядро приобрело «обычную» форму. Этому, однако, препятствует потенциальный барьер, разделяющий два минимума на рис. 10.8.

§ 4. Замедление и диффузия нейтронов

1. Как в физике, так и в технике часто приходится иметь дело с движением большого количества нейтронов внутри различных веществ. Рассмотрим происходящие при этом процессы и выясним,

какими характеристиками среды определяется движение нейтронных потоков внутри вещества. Начнем с микроскопического описания движения отдельного нейтрона в веществе, а затем посмотрим, к каким макроскопическим процессам приводит суммарное движение большого количества нейтронов.

Из-за своей электрической нейтральности нейтрон обычно практически не взаимодействует с электронами атомных оболочек (об одном важном исключении см. ниже § 5, п. 7). Поэтому атомные характеристики среды не играют никакой роли в распространении нейтронов в веществе. Это чисто ядерный процесс. При столкновении с ядром нейтрон может: а) поглотиться, б) рассеяться и в) размножиться *). Размножение нейтронов, конечно, может происходить только в веществах, содержащих делящиеся изотопы, такие, как ${}_{92}\text{U}^{235}$. Размножение нейтронов в макроскопических масштабах происходит только в ядерных реакторах. Оно будет рассмотрено в гл. XI, § 2.

При переходе к макроскопическим масштабам отдельные акты поглощения, суммируясь, приведут к некоторому поглощению нейтронного потока, а суммарное действие большого числа актов рассеяния приведет к двум макроскопическим процессам — к замедлению нейтронов и к их диффузии. Замедление нейтронов с энергией выше тепловой происходит даже при упругих столкновениях с ядрами. Действительно, до столкновения ядро покоится, а после столкновения приходит в движение, получая от нейтрона некоторую энергию. Поэтому нейтрон замедляется. Однако это замедление не может привести к полной остановке нейтронов из-за теплового движения ядер. Энергия теплового движения ядра имеет порядок kT . Если нейтрон замедлится до этой энергии, то при столкновении с ядром он может с равной вероятностью как отдать, так и получить энергию. Другими словами, нейтроны с энергией kT находятся в тепловом равновесии со средой. При комнатной температуре нейтроны с энергиями порядка $kT = 0,025$ эВ, как мы уже говорили в § 2, являются тепловыми. Поглощение и диффузия нейтронов происходят как во время замедления, так и после окончания этого процесса.

Практическая важность процесса замедления обусловлена тем, что в большинстве нейтронных источников (реактор, радон-бериллиевая ампула и т. д.) нейтроны рождаются в основном с энергиями от десятков кэВ до нескольких МэВ, в то время как большинство важных в прикладном отношении нейтронных реакций согласно закону « $1/v$ » наиболее интенсивно идет при очень низких энергиях нейтронов. Кроме того, замедление нейтронов необходимо для

*) Нейтрон может и распаться на протон, электрон и антинейтрино. Время жизни нейтрона, однако, намного больше характерных времен протекания указанных выше процессов.

обсуждаемого в следующем параграфе использования волновых свойств нейтронов.

В отношении распространения нейтронов в веществе обычно интересуются ответами на два следующих вопроса:

а) На каком расстоянии от источника нейтроны замедляются до тепловых?

б) Как далеко проникнет тепловой нейтрон за счет диффузии?

2. Для того чтобы понять основные закономерности процесса замедления, рассмотрим сначала среднюю потерю энергии быстрого нейтрона при столкновении с ядром водорода — протоном. Так как массы протона и нейтрона примерно равны, то баланс энергии при столкновении имеет вид

$$E_0 = \frac{Mv^2}{2} = \frac{Mv_n^2}{2} + \frac{Mv_p^2}{2},$$

где E_0 , v — начальные энергия и скорость нейтрона, v_n , v_p — соответственно скорость нейтрона и протона после столкновения. Поскольку в системе центра инерции рассеяние изотропно, то в среднем протон и нейтрон и в лабораторной системе имеют после столкновения одинаковые энергии (благодаря равенству их масс):

$$E_1 = \frac{\overline{Mv_n^2}}{2} = \frac{\overline{Mv_p^2}}{2} = \frac{E_0}{2}, \quad (10.10)$$

где E_1 — средняя энергия нейтрона после столкновения. Таким образом, в водороде энергия нейтрона в среднем уменьшается вдвое при каждом столкновении. Если нейтрон сталкивается не с протоном, а с более тяжелым ядром, то средняя потеря энергии при столкновении уменьшается (при рассеянии на бесконечно тяжелых ядрах замедления вообще не будет). Можно показать, что при рассеянии нейтрона на ядре с массовым числом A средняя потеря энергии определяется соотношением

$$E_1 = \left(1 - \frac{a}{2}\right) E_0, \quad \text{где } a = \frac{4A}{(A+1)^2}. \quad (10.11)$$

Например, если замедлителем является углерод ${}^{12}_6\text{C}$, то $a \approx 0,4$, $E_1 \approx 0,8 E_0$.

Таким образом, в углероде энергия нейтрона в среднем будет уменьшаться вдвое лишь после трех столкновений. Отсюда видно, что замедление идет тем эффективнее, чем легче ядра замедлителя. Кроме того, от хорошего замедлителя требуется, чтобы он слабо поглощал нейтроны, т. е. имел малое сечение поглощения. Идеальным замедлителем является гелий, который нейтронов вообще не поглощает, так как изотоп ${}^4_2\text{He}$ не существует. Но гелий — газ, переходящий в жидкость при сверхнизких температурах, трудно-

достижимых в реакторах и других нейтронных установках. Очень малы сечения поглощения нейтронов на дейтерии и кислороде. Поэтому прекрасным замедлителем является тяжелая вода D_2O . Приемлемым, но несколько худшим замедлителем является обычная вода H_2O , так как водород поглощает нейтроны заметно интенсивнее, чем дейтерий. Неплохими замедлителями являются также углерод, бериллий, двуокись бериллия.

Важной чертой процесса замедления является то, что потеря энергии за столкновение согласно (10.10), (10.11) пропорциональна самой энергии. Так, при столкновении с атомом водорода нейтрон с энергией 1 МэВ теряет 0,5 МэВ, а нейтрон с энергией 10 эВ — всего лишь 5 эВ. Поэтому длительность замедления и проходимый при замедлении путь обычно слабо зависят от начальной энергии нейтрона. Некоторым исключением являются водородосодержащие вещества. Сечение нейтрон — протон согласно (5.22) резко падает при повышении энергии за 100 кэВ. Поэтому длина замедления в водородосодержащих веществах относительно сильно зависит от энергии. Время замедления нейтрона невелико. Даже в таком тяжелом замедлителе, как свинец, нейтрон замедляется от энергии 1 МэВ до 1 эВ за $4 \cdot 10^{-4}$ с.

Важнейшей характеристикой процесса замедления является *длина замедления*, обозначаемая через $\sqrt{\tau}$. Величина τ носит не соответствующее ее размерности название *возраста нейтронов*. Смысл этой величины состоит в том, что

$$\tau = \frac{1}{6} \bar{r}_3^2, \quad (10.12)$$

где \bar{r}_3^2 — средний квадрат расстояния, на которое нейтрон уходит от источника в процессе замедления в том же стандартном интервале энергий от 1 МэВ до 1 эВ. Длина замедления в хороших замедлителях имеет порядок десятков сантиметров (см. ниже табл. 10.2). Поглощение нейтронов замедлителем существенного влияния на процесс замедления не оказывает, так как для быстрых нейтронов сечение поглощения ничтожно мало по сравнению с сечением рассеяния.

Точный расчет процесса замедления очень труден. Даже если источник моноэнергетичен, в процессе замедления разные нейтроны приобретают разные скорости и уходят от источника на разные расстояния. Общая картина движения нейтронов описывается функцией распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, дающей плотность вероятности в пространстве координат и скоростей нейтронов. Как правило, в реальных ситуациях это распространение даже локально является резко неравновесным. Поэтому для функции распределения получается громоздкое интегро-дифференциальное уравнение, решать которое можно практически только с помощью ЭВМ. Сравнительно просто удается вычислить распределение нейтронов по энергиям, которое

оказывается слабо зависящим от геометрии задачи и имеющим вид

$$\frac{dN}{dE} \sim \frac{1}{vE}, \quad 1 \text{ МэВ} \geq E \geq 1 \text{ эВ}, \quad (10.13)$$

где v — скорость нейтрона.

3. Соотношение (10.13) выполняется при всех энергиях, превышающих 1 эВ. Начиная с энергий 0,5 — 1 эВ, при столкновениях нейтронов с ядрами становится существенной тепловая энергия атомов. Распределение нейтронов начинает стремиться к равновесному, т. е. максвелловскому:

$$\frac{dN}{dE} \approx e^{-E/kT} \sqrt{E}, \quad E \leq 1 \text{ эВ}. \quad (10.14)$$

Этот процесс называется *термализацией* нейтронов. Практически тепловое равновесие полностью установиться не успевает, так как тепловые нейтроны сильно поглощаются и в среде все время существует заметное количество замедляющихся нейтронов, порождаемых источником. Приближенно можно считать, что при равновесии между рождением и поглощением нейтронов в среде их энергетический спектр описывается максвелловским распределением (10.14) только в области тепловых энергий, а выше имеет форму (10.13), соответствующую повышенной концентрации нейтронов высоких энергий.

Замедленные до тепловых энергий нейтроны начинают диффундировать, распространяясь по веществу во все стороны от источника. Этот процесс уже приближенно описывается обычным уравнением диффузии с обязательным учетом поглощения, которое для тепловых нейтронов всегда велико (на практике для того их и делают тепловыми, чтобы нужная реакция шла интенсивно). Основной характеристикой среды, описывающей процесс диффузии, является длина диффузии L , определяемая соотношением

$$L^2 = \frac{1}{6} \bar{r}_d^2, \quad (10.15)$$

где \bar{r}_d^2 — средний квадрат расстояния, на которое уходит тепловой нейтрон в веществе от места рождения до поглощения. Длина диффузии имеет примерно тот же порядок, что и длина замедления $\sqrt{\tau}$. Обе эти величины определяют расстояния от источника, на которых в веществе будет заметное количество тепловых нейтронов.

В табл. 10.2 приведены величины τ и L для наиболее употребительных замедлителей. Из этой таблицы видно, что у обычной воды $\sqrt{\tau} \gg L$, что указывает на сильное поглощение. У тяжелой воды, наоборот, $L \gg \sqrt{\tau}$. Поэтому она и является лучшим замедлителем.

Величина L зависит не только от собственно диффузии, но и от поглощающих свойств среды. Поэтому L не полностью характери-

зует процесс диффузии. Дополнительной независимой характеристикой диффузии является среднее время τ_d жизни диффундирующего нейтрона.

Таблица 10.2. Значения τ и L для наиболее употребительных замедлителей

Замедлители	τ , см ²	L , см
H ₂ O (вода)	31	2,72
D ₂ O (тяжелая вода)	125	159
Be (бериллий)	86	21
C (графит)	313	58

4. Интересным свойством нейтронов является их способность отражаться от различных веществ. Это отражение не когерентное, а диффузное. Его механизм таков. Нейтрон, попадая в среду, испытывает беспорядочные столкновения с ядрами и после ряда столкновений может вылететь обратно. Вероятность такого вылета носит название *альбедо* нейтронов для данной среды. Очевидно, что альбедо тем выше, чем больше сечение рассеяния и чем меньше сечение поглощения нейтронов ядрами среды. Хорошие отражатели отражают до 90% попадающих в них нейтронов, т. е. имеют альбедо до 0,9. В частности, для обычной воды альбедо равно 0,8. Неудивительно поэтому, что отражатели нейтронов широко применяются в ядерных реакторах и других нейтронных установках. Возможность столь интенсивного отражения нейтронов объясняется следующим образом. Вошедший в отражатель нейтрон при каждом столкновении с ядром может рассеяться в любую сторону. Если нейтрон у поверхности рассеялся назад, то он вылетает обратно, т. е. отражается. Если же нейтрон рассеялся в другом направлении, то он может рассеяться так, что уйдет из среды при последующих столкновениях.

Этот же процесс приводит к тому, что концентрация нейтронов резко снижается вблизи границы среды, в которой они рождаются, так как вероятность для нейтрона уйти наружу велика.

§ 5. Нейтронные волны в средах

1. Согласно квантовомеханическим представлениям нейтрон, как и любая другая частица, обладает волновыми свойствами. Эти волновые свойства будут влиять на процесс распространения нейтронов в веществе только в том случае, если дебройлевская длина волны λ по порядку величины равна или превышает межатомные расстояния, т. е. когда $\lambda \gtrsim 10^{-8}$ см. При $\lambda = 10^{-8}$ см энергия нейтрона равна 0,08 эВ, так что волновые свойства отчетливо сказыв-