Давление плазмы непосредственно после ее нагревания будет $\mathscr{P} = 2nkT \approx 2 \cdot 4{,}45 \cdot 10^{22} \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-16} \approx 10^{15}$ дин/см$^2 \approx 10^6$ атм, если не учитывать сжатия плазмы в процессе нагревания. После того как совершится термоядерная реакция, оно увеличится примерно еще в 1000 раз, т. е. достигнет приблизительно 10^9 атм. Такое повышение давления может быть названо микровзрывом, так как оно происходит в объеме $\omega \approx l^3 \approx 0{,}01$ см^3. Если объем камеры $V = 1$ м$^3 = 10^6$ см^3, а микровзрыв происходит в ее центре, то максимальное давление на стенки камеры будет порядка $10^9 V/\omega \approx 10$ атм, что при достаточной толщине стенок камеры не представляет опасности. В действительности при быстром введении энергии в плазму последняя сильно сжимается. Но это сжатие повышает давление плазмы только в месте ее образования, а повышения давления на стенки камеры не произойдет, так как на них действует уже расширившаяся плазма.

Очевидно, что такой термоядерный реактор будет импульсным: в рабочую камеру реактора должно периодически вводиться и взрываться в ней термоядерное топливо в виде небольших крупинок.

Трудности создания термоядерного реактора рассмотренного вида не исчезают. Они только переносятся с проблемы удержания плазмы на проблему ее нагрева. Ведь этот нагрев должен быть осуществлен за время, не превосходящее времени разлета плазмы, т. е. быстрее чем за $l_{\text{мин}}/v \approx 2 \cdot 10^{-9}$ с.

Преодоление указанной трудности идет по двум направлениям. Во-первых, нагревание плазмы до температуры порядка 10^8 К производится концентрацией лазерного излучения на крупинках термоядерного топлива [Н. Г. Басов (р. 1922) с сотрудниками]. Во-вторых, такая же концентрация производится пучками ускоренных релятивистских электронов [Е. К. Завойский (1907—1976) с сотрудниками], а также ускоренных тяжелых ионов. В обоих направлениях достигнуты заметные успехи, но мы не будем на них останавливаться.

§ 99. Нейтронная оптика

1. Волновые свойства нейтронов проявляются тем отчетливее, чем больше длина волны соответствующих им волн де Бройля, т. е. чем меньше их кинетическая энергия. Напротив, для нейтронов очень высоких энергий на первый план выступают корпускулярные свойства. В целях краткости волны де Бройля для нейтронов будем называть в дальнейшем просто *нейтронными волнами*. Некоторые характеристики нейтронов приведены в табл. 17. Самыми длинноволновыми являются *ультрахолодные нейтроны*, у которых длина волны лежит в пределах оптической области электромагнитного спектра (длинный ультрафиолет, видимый свет, инфракрасное излучение). Их скорости не превы-

шают 10 м/с. В поле тяжести Земли свободные ультрахолодные нейтроны движутся по параболам и могут подняться на высоту

Таблица 17

Некоторые характеристики нейтронов

Нейтроны	Энергия, эВ	Скорость, м/с	Длина волны, нм	Температура, К
Ультрахолодные	$<5\cdot10^{-7}$	<10	>40	$6\cdot10^{-3}$
Очень холодные	$5\cdot10^{-7}$—$2\cdot10^{-4}$	10—200	40—2	$6\cdot10^{-3}$—2
Холодные	$2\cdot10^{-4}$—$5\cdot10^{-3}$	200—1000	2—0,4	2—60
Тепловые	$5\cdot10^{-3}$—10^{-1}	1000—4500	0,4—0,09	60—1000
Резонансные	10^{-1}—10^{4}		0,09—$3\cdot10^{-5}$	
Промежуточные	10^{4}—10^{5}		$3\cdot10^{-5}$—10^{-4}	
Быстрые	10^{5}—10^{8}		10^{-4}—$3\cdot10^{-6}$	
Высокоэнергетичные	10^{8}—10^{10}		$3\cdot10^{-6}$—10^{-7}	
Релятивистские	$>10^{10}$		$<10^{-7}$	

всего в несколько метров. *Тепловые нейтроны* характеризуются тем, что их кинетическая энергия порядка kT, причем температура T лежит в интервале от нескольких десятков до нескольких тысяч кельвинов.

В общем случае длина нейтронной волны определяется соотношением

$$\lambda = h/p. \tag{99.1}$$

Когда $p \ll mc$, где m — масса нейтрона, можно пользоваться нерелятивистской формулой $p^2 = 2m\mathscr{E}$, так что

$$\lambda = h/\sqrt{2m\mathscr{E}}. \tag{99.2}$$

Здесь $\mathscr{E}$ означает кинетическую энергию нейтрона. Для *быстрых нейтронов* эта формула дает еще достаточную точность. Но для *высокоэнергетических* и в особенности *релятивистских* нейтронов надо пользоваться релятивистским соотношением

$$(pc)^2 = \mathscr{E}^2_{\text{рел}} - (mc^2)^2.$$

Если учесть, что $\mathscr{E}_{\text{рел}} = \mathscr{E} + mc^2$, то получается релятивистская формула

$$\lambda = hc/\sqrt{\mathscr{E}^2 + 2\mathscr{E}mc^2}. \tag{99.3}$$

Общий характер дифракции волн любой природы определяется прежде всего их длиной. В этом отношении, как показывает табл. 17, условия дифракции тепловых и коротковолновых холодных нейтронов примерно такие же, что и для жестких рентгеновских лучей. Дифракция на кристаллах может отчетливо наблюдаться только тогда, когда длина волны порядка или меньше постоянной кристаллической решетки.

Понятно, что направления на главные дифракционные максимумы, поскольку они имеют общеволновой характер, определяются одинаково для волн всех видов: рентгеновских, электронных, нейтронных. В частности, для описания дифракции нейтронных волн в кристаллах справедливо условие Брэгга — Вульфа (18.1), т. е.

$$2d \sin \varphi = m\lambda, \tag{99.4}$$

где d — межплоскостное расстояние, φ — угол скольжения, $m = 1, 2, 3, \ldots$ При выполнении этого условия в кристалле происходит так называемое *интерференционное отражение* волн, т. е. усиление волн, отраженных от параллельных атомных плоскостей кристалла (см. т. IV, § 34, 61).

2. Существенно отметить, что при $\lambda > 2d$ условие (99.4) не может выполняться ни при каком угле скольжения. Таким образом, для достаточно длинных волн интерференционное отражение от кристалла невозможно. Но, конечно, как и в световой оптике, возможно обыкновенное, или полное, отражение от граней кристалла. Для ультрахолодных нейтронов реализуется именно этот случай.

Энергия нейтрона, при которой исчезает интерференционное отражение, называется энергией *брэгговского скачка*. Она различна для различных кристаллов и по порядку величины равна 10^{-3} эВ. Явление брэгговского скачка используется для отфильтровывания холодных нейтронов путем отражения пучка нейтронов от монокристаллов.

Строение кристаллов, сплавов, жидкостей, молекул и других объектов исследуется в рентгенографии и электронографии путем дифракции рентгеновских лучей и электронов. Для исследования кристаллов применяются методы Брэгга, Лауэ и Дебая — Шерера — Хелла (см. т. IV, § 61). Такие же методы применимы и в нейтронографии, основанной на дифракции тепловых нейтронов. Метод Дебая — Шерера — Хелла (метод порошка) в нейтронографии обычно применяется в тех случаях, когда трудно или даже невозможно выращивать достаточно крупные монокристаллы. Но использование порошков дает меньшую информацию по сравнению с тем, что можно получить, используя монокристаллы и добиваясь получения отражения нейтронных волн от максимально возможного числа атомных плоскостей.

Основными методами структурного анализа объемных объектов являются рентгенография и нейтронография. Электронография из-за незначительной проникающей способности электронов применяется преимущественно для исследования поверхностных структур. Метод дифракции нейтронов по распространенности не может сравниться с рентгеновским методом из-за ограниченной доступности источников нейтронов. Однако нейтронографический метод может выявить такие особенности структуры изучае-

мых объектов, которые недоступны рентгеновскому методу, и наоборот. Это связано с тем, что особенности дифракционных картин определяются не только длиной волны, но и другими физическими свойствами, которые у нейтронов и рентгеновских квантов различны. Оба метода не противоречат, а взаимно дополняют друг друга.

3. В нашу задачу не входит изложение методов и результатов нейтронографии. Отметим только некоторые принципиальные особенности, которые во многих областях делают нейтронографические методы незаменимыми.

При одной и той же длине волны энергии рентгеновских квантов, электронов и нейтронов не одинаковы. Так, при $\lambda = 10^{-8}$ см, как легко вычислить, энергия рентгеновского кванта равна 12,5 кэВ, энергия электрона 150 эВ, а энергия нейтрона всего 0,08 эВ. Малая энергия частиц, из которых состоит излучение, существенна при облучении легко разрушаемых, например биологических, объектов. В этом отношении предпочтение надо отдать нейтронам по сравнению с рентгеновскими квантами.

Рентгеновские волны рассеиваются электронными оболочками атомов. Амплитуда рассеяния (определение этого понятия см. в п. 4) рентгеновских волн на атоме пропорциональна числу электронов в оболочке, т. е. зарядовому числу Z. Поэтому эти амплитуды сильно отличаются для легких и тяжелых атомов. Рентгенография практически не позволяет различать в кристалле разные атомы, если в них содержится почти одинаковое число электронов; совсем неразличимы изотопы одного и того же элемента. Рентгенография практически не позволяет обнаружить очень легкие атомы (например, водород) на фоне тяжелых (свинец, торий, уран, редкоземельные элементы и пр.). Но все это доступно методам нейтронографии, так как на нейтроны действуют не электрические, а *ядерные силы* — эти частицы рассеиваются атомными ядрами. Поэтому дифракция нейтронов дает информацию не об электронных оболочках, а о расположении *атомных ядер* — центров самих атомов. Амплитуды рассеяния и связанные с ними сечения нейтронов на ядрах одного и того же порядка для всех ядер — от самых легких до самых тяжелых. Поэтому-то на рентгенограммах химических соединений, содержащих как легкие, так и тяжелые элементы (H_2O, PbS, ThD_2 и т. д.), дифракция на легких атомах едва заметна, тогда как на нейтронограммах она проявляется отчетливо. Все же амплитуды рассеяния и сечения нейтронов на ядрах, оставаясь одного порядка по величине, нерегулярно меняются (иногда резко) при переходе от одного ядра к соседнему и от одного изотопа к другому изотопу того же элемента (см. табл. 18). Поэтому методы нейтронографии особенно необходимы для расшифровки структуры сплавов и химических соединений из элементов с близкими зарядовыми числами (FeCo, NiMn и т. д.), компоненты которых

имеют сходные электронные конфигурации, но резко различаются по ядерным сечениям.

Нейтроны не имеют электрического заряда и поэтому непосредственно не вызывают ионизации вещества. Ионизация вызывается вторичными заряженными частицами (протонами отдачи, электронами, позитронами), порождаемыми нейтронами при ядерных столкновениях. Эти заряженные частицы в нейтронографии и регистрируются детекторами. Нейтроны не действуют и на фотопластинку, так как фотографическое действие вызывается электрическими, а не ядерными силами. Чтобы для регистрации нейтронов использовать фотопластинку, фотослой покрывают фольгой из элементов, которые под действием нейтронов становятся β- или γ-активными (Gd, Dy, In). В местах, куда попадают нейтроны, они реагируют с ядрами фольги. Образуются радиоактивные ядра, излучения которых и действуют на фотопластинку. Первые нейтронограммы были получены с помощью фотографического метода на экране из индия и фотопленки в 1948 г. (см. § 18, пункт 9). Созданная к настоящему времени фольга из смеси $^6LiF - ZnS(Ag)$ в сочетании с высокочувствительной рентгеновской пленкой позволяет фотометоду успешно конкурировать с традиционными методами детектирования нейтронов.

Жесткие рентгеновские лучи рассеиваются преимущественно вперед. При тех же длинах волн рассеяние нейтронов происходит изотропно. Поэтому при переходе к большим углам рассеяния интенсивность рентгеновских пиков на рентгенограмме резко падает, тогда как на нейтронограмме интенсивность нейтронных максимумов почти не меняется.

Проникающая способность нейтронов в тысячи раз больше, чем у рентгеновских лучей той же длины волны. Это связано с тем, что благодаря электрической нейтральности нейтрон не подвергается воздействию кулоновского поля атома, а потому легко проникает внутрь его и взаимодействует с ядром посредством ядерных сил. Поэтому для исследования внутренних областей образцов нейтронографические методы более эффективны, чем рентгеновские.

Особенно большое значение нейтронографический метод получил для исследования биологических макромолекул. Химический состав последних ограничен практически четырьмя элементами — водородом, углеродом, азотом и кислородом, которые являются близкими соседями по периодической системе Менделеева. А как уже подчеркивалось выше, это обстоятельство делает их практически неразличимыми рентгенографическим методом. Сложность же структурного анализа биологических кристаллов иллюстрируется следующим примером. Элементарная ячейка миоглобина содержит 1200 атомов. Для достижения нужного разрешения 0,14—0,2 нм были произведены измерения с использованием более чем 10 000 брэгговских отражений.

Тепловые и холодные нейтроны (если они не захватываются ядрами) не возбуждают атомные ядра и даже сами атомы. Но они могут возбудить акустические колебания кристаллической решетки — фононы. Это дает метод установления одной из важнейших характеристик вещества — закона дисперсии, т. е. зависимости энергии $\mathscr{E}$ элементарного возбуждения от его импульса p. Именно таким методом была получена кривая на рис. 116, первоначально постулированная Ландау на основе термодинамических соображений в его теории сверхтекучести (см. § 61).

4. Процесс распространения нейтронных волн в среде, частным случаем которого является дифракция, детально может быть описан подобно тому, как описывается распространение световых волн в молекулярной оптике. В основу такого описания кладут элементарные акты рассеяния нейтронных волн на отдельных атомных ядрах. Пусть на ядро падает плоская монохроматическая нейтронная волна вида $\psi = e^{ikr}$. Рассеянная атомным ядром волна на далеких расстояниях в линейном приближении может быть представлена в виде

$$\psi_1 = (b/r)\psi = (b/r)e^{ikr}, \tag{99.5}$$

где постоянная величина b, имеющая размерность длины, называется *амплитудой рассеяния* (начало координат помещено в рассеивающем центре, т. е. в центре ядра атома). Она может зависеть от направления рассеяния. Но если ядро сферически-симметрично, а его размеры пренебрежимо малы по сравнению с длиной нейтронной волны (только такие волны и рассматриваются в этом параграфе), то такой зависимости нет, т. е. само рассеяние также сферически-симметрично.

Через амплитуду рассеяния можно выразить эффективное сечение σ рассеяния нейтронной волны на атомном ядре. Плотность вероятности нахождения рассеянного нейтрона в пространстве равна $|\psi_1|^2 = |b|^2/r^2$, плотность радиального потока вероятности $v|\psi_1|^2 = v|b|^2/r^2$, где v — радиальная скорость нейтрона. Вероятное число нейтронов, проходящих в одну секунду через площадку dS, нормальную к радиусу, будет $dSv|b|^2/r^2 = v|b|^2 d\Omega$, где $d\Omega = dS/r^2$ — телесный угол, под которым видна площадка dS из центра рассеяния. Плотность потока вероятности падающей волны равна $v|e^{ikr}|^2 = v$, так что для эффективного сечения рассеяния в телесный угол $d\Omega$ получаем

$$d\sigma = v|b|^2 d\Omega/v = |b|^2 d\Omega, \tag{99.6}$$

а для полного сечения рассеяния

$$\sigma = 4\pi|b|^2. \tag{99.7}$$

5. Амплитуда рассеяния может быть введена и для рассеяния рентгеновских лучей на атомах совершенно так же, как это делается для нейтронов. В табл. 18 приведены амплитуды рассея-

Таблица 18

Амплитуда рассеяния рентгеновских лучей (f) и нейтронов (b) некоторыми элементами (в единицах 10^{-12} см)

Элемент	Число электронов	f	b	Элемент	Число электронов	f	b
H	1	0,282	—0,374	V	23	6,5	—0,05
D	1	0,282	0,667	Fe	26	7,3	0,95
Li	3	0,84	—0,214	Ni	28	7,9	1,03
^{6}Li	3	0,84	$0,18 + i0,025$	^{58}Ni	28	7,9	1,44
B	5	1,41	$0,54 + i0,021$	^{62}Ni	28	7,9	—0,87
^{10}B	5	1,41	$0,14 + i0,11$	Zr	40	11,3	0,71
O	8	2,25	0,575	Cd	48	13,6	$0,37 + i0,16$
S	16	4,5	0,28	^{113}Cd	48	13,6	$-1,5 + i1,2$
Ti	22	6,2	—0,34	U	92	25,9	0,82

ния f рентгеновских лучей на атомах (для угла рассеяния, равного нулю) и амплитуды рассеяния нейтронов b на атомных ядрах для некоторых элементов. Если у символа химического элемента указано массовое число, то амплитуды рассеяния относятся к определенному изотопу соответствующего элемента. Если же массовое число не указано, то имеется в виду рассеяние на естественной смеси изотопов этого элемента.

Амплитуды рассеяния рентгеновских лучей на атомах, как легко проверить по табл. 18, меняются строго пропорционально числу электронов в электронных оболочках атомов. В частности, они абсолютно одинаковы для изотопов одного и того же химического элемента. На эту закономерность уже было указано выше. Амплитуды же рассеяния нейтронов на ядрах меняются нерегулярно при переходе от одного ядра к другому. По порядку величины они в среднем лежат в интервале 10^{-13}—10^{-12} см для всех ядер — от самых легких до самых тяжелых. Этого и следовало ожидать, так как величина 10^{-24} см^2 является характерным эффективным сечением для ядерных процессов. Так как интенсивность рассеяния определяется квадратом амплитуды рассеяния, то рассеяние рентгеновских лучей атомом урана в $(25,9/0,282)^2 = 8400$ раз интенсивнее, чем атомом водорода. Для нейтронов же интенсивность рассеяния увеличивается в этом случае всего в $(0,82/0,374)^2 = 4,8$ раз. Важность этого факта в структурном анализе была отмечена выше.

6. Вследствие наличия у некоторых ядер резонансных уровней энергии, близких к энергии тепловых нейтронов, амплитуда рассеяния b для таких ядер отрицательна, а в случае поглощения ядрами нейтронов становится комплексной. В табл. 18 комплексная амплитуда b дана для нейтронов с длиной волны 0,1 нм. Если ограничиться только незатухающими нейтронными волнами, то амплитуда рассеяния должна быть вещественной: положительной или отрицательной.

Знак амплитуды рассеяния может отразиться на наблюдаемых физических явлениях. Рассмотрим, например, рассеяние нейтронной волны на кристаллической решетке. Его можно интерпретировать как результат отражения волн от параллельных атомных плоскостей и их последующей интерференции. Интерференционное усиление отраженных волн выражается условием Брэгга — Вульфа (99.4). Если атомная плоскость состоит из атомных ядер одного вида, то волны, рассеянные на отдельных ядрах, усиливают друг друга в направлении, в котором должно происходить отражение от этой плоскости. Допустим теперь, что атомная плоскость состоит из атомных ядер двух сортов, амплитуды рассеяния которых вещественны, но противоположны по знаку. Тогда от нее получатся две отраженных волны, фазы которых противоположны. Такие волны будут ослаблять друг друга. В том случае, когда амплитуды рассеяния одинаковы по величине, произойдет интерференционное гашение обеих волн. Значит, на атомной плоскости не будет отражения, не появятся и дифракционные пучки.

Различие знаков амплитуд рассеяния нейтронов практически используется для приготовления так называемых *нулевых матриц*, т. е. сплавов, для которых при определенных концентрациях компонентов амплитуда рассеяния в среднем равна нулю. В таких сплавах не происходит когерентного рассеяния нейтронов. К ним относятся сплавы Ti — Zr, сплавы на основе Mn, а также изотопическая смесь на основе Ni. Рассмотрим, например, сплав Ti — Zr. Обозначим через x процентное содержание в нем Ti (по числу атомов). Такой сплав не будет когерентно рассеивать нейтроны при выполнении условия

$$0{,}34x + 1{,}44(1 - x) = 0,$$

т. е. при $x = 80\ \%$. Впрочем, это заключение не отличается той же ясностью, какая была в случае кристаллической решетки, построенной из атомов двух сортов. Оно предполагает *когерентность волн*, рассеянных всеми атомами. А это не будет соблюдаться, если различные атомы сплава расположены в пространстве хаотически.

7. Нейтронная волна, проникая из вакуума в среду, рассеивается на атомных ядрах. Если отвлечься от всех флуктуационных процессов, то рассеянные волны будут когерентны между собой, поскольку они возбуждаются одной и той же падающей волной. Конечно, это справедливо только тогда, когда рассеянные ядра достаточно массивны — их массы должны быть велики по сравнению с массой нейтрона. В противном случае при рассеянии на ядрах будет сильно меняться длина нейтронной волны, что поведет к нарушению когерентности. В случае же тяжелых ядер, который только и рассматривается нами, этот эффект незначителен, так что рассеянные волны могут считаться

практически когерентными. Разумеется, в веществе не должны происходить ядерные реакции под действием нейтронов. При выполнении этих условий нейтронные волны, рассеянные ядрами, будут интерферировать между собой и с падающей волной. В результате такой интерференции и формируется нейтронная волна в среде. Так же формируются отраженная волна и дифракционные пучки в явлениях дифракции.

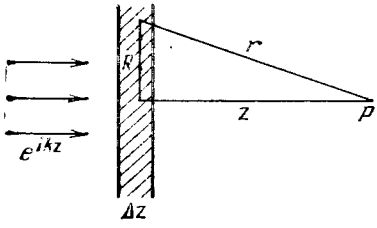

Рис. 171

8. Исходя из этих представлений введем *показатель преломления* нейтронных волн в средах. Рассмотрим плоскопараллельный слой вещества, толщина которого Δz много меньше длины волны λ (рис. 171). Пусть на этот слой падает нейтронная волна вида e^{ikz}. Поле нейтронной волны, рассеянной одним ядром, в удаленной точке P будет be^{ikr}/r. Чтобы просуммировать такие поля, используем метод зон Френеля (см. т. IV, § 39). В оптике применимость этого метода предполагает слабое затухание волн, приходящих в точку наблюдения от последовательных зон Френеля. Такое же предположение используется и для нейтронных волн. В этом предположении полное поле излучения рассматриваемого нами слоя в точке наблюдения равно половине излучения вырезанной из него центральной зоны Френеля. Площадь центральной зоны Френеля

$$S = \pi R^2 = \pi (z + \lambda/2)^2 - \pi z^2 = \pi z \lambda.$$

На ней помещается $NS\Delta z$ ядер, где N — число ядер в единице объема. Если бы все волны, излучаемые ядрами, приходили в точку P в одинаковых фазах, то поле излучения в этой точке было бы

$$(1/2) S \Delta z N b e^{ikz}/z = (1/2) \pi N b e^{ikz} \Delta z.$$

В действительности все рассеянные волны запаздывают по фазе по сравнению с волной, исходящей из центра зоны. Для волн, исходящих из периферийных точек зоны, это запаздывание составляет π. Чтобы учесть запаздывание, применим метод векторных диаграмм. Для этого разобьем всю центральную зону на бесконечно узкие кольца одинаковой площади. Волны, излучаемые такими кольцами, будут иметь одинаковые амплитуды (если не учитывать влияние наклона лучей к плоскости зоны, что приближенно допустимо). Если бы все фазы таких волн были одинаковы, то результирующая волна, излучаемая центральной зоной в точке наблюдения P, изобразилась бы на векторной диа-

грамме прямолинейной цепочкой OA из бесконечно малых векторов, представляющих излучения таких колец (рис. 172). На самом деле из-за сдвига фаз эти векторы должны быть повернуты относительно друг друга на один и тот же угол, причем направление последнего вектора должно быть противоположно направлению первого. Иными словами, прямолинейная цепочка OA должна быть заменена ломаной ODB той же длины, образующей половину правильного многоугольника.

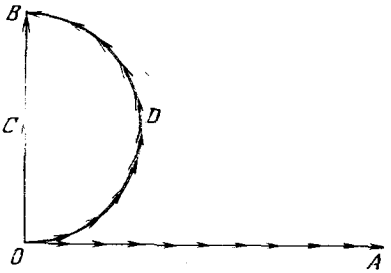

Рис. 172

В пределе, когда длина каждого звена этой ломаной стремится к нулю, она переходит в полуокружность той же длины, что и длина прямолинейной цепочки OA. Вектор $\overrightarrow{OB}$, замыкающий эту полуокружность, и представляет на векторной диаграмме волну в точке наблюдения, излучаемую центральной зоной, а половина $\overrightarrow{OC}$ этого вектора — результирующую волну всего плоскопараллельного слоя. Вектор $\overrightarrow{OC}$ повернут относительно прямолинейной цепочки на угол $\pi/2$. Это значит, что результирующая волна запаздывает по фазе на $\pi/2$ относительно волны, исходящей из центра зоны. Следовательно, для получения правильной амплитуды надо предыдущее выражение умножить на $2/\pi$, а для получения правильной фазы — на $e^{-i\pi/2} = -i$. Таким образом, рассеянная волна в точке P будет

$$-i\lambda N b e^{ikz}\Delta z.$$

Добавив сюда падающую волну e^{ikz}, получим полную волну в точке P:

$$\psi_P = (1 - i\lambda N b\Delta z)\, e^{ikz} = e^{i(kz - \lambda N b\Delta z)},$$

так как для применимости вывода необходимо предположить, что $\lambda N|b|\Delta z \ll 1$. С другой стороны, ту же волну можно выразить через показатель преломления n нейтронных волн, а именно

$$\psi_P = e^{ik(z-\Delta z) + ikn\Delta z} = e^{i[kz + k(n-1)\Delta z]}.$$

Сравнивая это выражение с предыдущим, получим

$$n = 1 - Nb\lambda/k = 1 - (1/2)Nb\lambda^2/\pi. \qquad (99.8)$$

9. Формула (99.8) справедлива только при условии

$$N|b|\lambda^2 \ll 1. \qquad (99.9)$$

Действительно, в формуле (99.5) под ψ надо понимать *полную*

волновую функцию, создаваемую всеми внешними источниками в точке нахождения рассеивающего ядра. Между тем при выводе (99.8) вместо полной волновой функции была использована только *падающая* плоская волна и не были учтены волны, рассеянные всеми ядрами, внешними по отношению к рассматриваемому ядру. В частности, не учитывались эффекты отражения волн на границах слоя Δz. Это, между прочим, проявилось в том, что при прохождении через слой в рассматриваемом приближении менялась только фаза волны, но не ее амплитуда.

Можно было бы обобщить формулу (99.8) на случай, когда условие (99.9) не соблюдается, приняв во внимание рассеяние на ядрах не только первичной падающей волны, но и рассеяние всех вторичных волн, исходящих из ядер среды. Мы не будем этого делать, а предпочтем формальный, но более простой путь, использующий аналогию между волновой оптикой и классической механикой (см. т. IV, § 3, 4).

Пусть нейтрон падает из вакуума на плоскую границу среды. Так как он обладает и волновыми, и корпускулярными свойствами, то показатель преломления n можно определить двояко: либо как отношение фазовых скоростей нейтронных волн в вакууме и среде, либо как отношение скорости самого нейтрона в среде v_2 к его скорости в вакууме v_1:

$$n = v_2/v_1.$$

Траектория нейтрона испытывает преломление на границе среды потому, что на него со стороны границы действует сила отталкивания или притяжения. Это действие можно учесть, введя скачок U потенциальной энергии нейтрона при пересечении границы среды:

$$mv_1^2/2 = mv_2^2/2 + U,$$

где m — масса нейтрона. Следовательно,

$$n^2 = v_2^2/v_1^2 = 1 - 2U/(mv_1^2).$$

Введя сюда длину нейтронной волны в вакууме $\lambda = h/(mv_1)$, получим

$$n^2 = 1 - 2Um\lambda^2/h^2.$$

Для определения постоянной Um/h^2 замечаем, что при $|n-1| \ll 1$ последняя формула переходит в

$$n = 1 - Um\lambda^2/h^2.$$

Но в этом случае справедлива также формула (99.8). Из сравнения обеих формул находим $Um/h^2 = (1/2)Nb/\pi$, так что окончательно

$$n^2 = 1 - Nb\lambda^2/\pi. \qquad (99.10)$$

10. При выполнении условия (99.9), как уже было отмечено, показатель преломления нейтронных волн весьма близок к единице. Но в зависимости от знака b он может быть как меньше (когда $b > 0$), так и больше единицы (когда $b < 0$). В этом одно из отличий нейтронных волн от рентгеновских, для которых всегда $n < 1$. Это объясняется тем, что частота рентгеновских волн всегда больше собственных частот колебаний электронов в атомах. Энергия же тепловых нейтронов может как превосходить энергии резонансных уровней ядер, так и быть меньше их. Если $n < 1$, то при достаточно малых углах скольжения нейтронная волна, падая из вакуума, испытывает полное отражение от границы среды.

Более интересен случай ультрахолодных нейтронов, когда выполняется условие

$$Nb\lambda^2/\pi > 1. \tag{99.11}$$

В этом случае, согласно формуле (99.10), показатель преломления n чисто мнимый. Следовательно, если нейтронная волна падает на поверхность среды из вакуума, то она может проникнуть в среду только на малую глубину, а затем полностью отразиться (см. т. IV, § 64, пункт 2).

Условию (99.11) можно придать следующую форму:

$$\lambda > \lambda_{\text{гр}}, \tag{99.12}$$

где

$$\lambda_{\text{гр}} = \sqrt{\pi/Nb}. \tag{99.13}$$

Эта величина называется *граничной длиной волны нейтрона*, а соответствующие ей энергия и скорость

$$\mathscr{E}_{\text{гр}} = mv_{\text{гр}}^2/2 = (1/2)\, Nbh^2/\pi m, \tag{99.14}$$

$$v_{\text{гр}} = h/m\lambda_{\text{гр}} \tag{99.15}$$

— *граничными энергией* и *скоростью нейтрона*. Эти величины приведены для некоторых материалов в табл. 19.

11. Для получения ультрахолодных нейтронов используются ядерные реакторы. При делении ядер урана или плутония в ядерных реакторах получаются нейтроны со средней энергией в несколько мегаэлектронвольт. Они замедляются до тепловых энергий в веществе, окружающем ТВЭЛы с делящимся веществом. При этом возникают и ультрахолодные нейтроны. Однако их число составляет примерно только 10^{-13} часть от общего числа нейтронов (если температура замедлителя близка к комнатной). Ультрахолодные нейтроны выводятся из реактора по сильно изогнутой трубе — *нейтроноводу*. Все нейтроны, за исключением ультрахолодных, не в состоянии преодолеть резкие изгибы нейтроновода и поглощаются его стенками и окружающим веществом. Ультрахолодные же нейтроны испытывают полное отра-

Таблица 19

Граничные энергия, длина волны и скорость нейтронов для некоторых материалов

Материал	$\mathscr{E}_{гр}$, 10^{-7} эВ	$\lambda_{гр}$, нм	$v_{гр}$, м/с
Алюминий	0,55	122	3,2
Магний	0,605	116	3,36
Медь	1,72	69	5,7
Углерод	1,94	65	6,1
Бериллий	2,40	58	6,8

жение на границе вакуум — среда. Обычно вблизи активной зоны реактора в нейтроноводе помещается дополнительный замедлитель, называемый *конвертором*. Его полезно охлаждать для увеличения доли ультрахолодных нейтронов. Часто нейтроновод делают наклонным и поднимающимся вверх. Тогда нейтроны будут испытывать дополнительное замедление под действием силы тяжести.

Другой способ получения ультрахолодных нейтронов использует отражение нейтронов от движущегося («убегающего») магнитного зеркала (принцип работы последнего указан ниже). Удобство этого способа состоит в том, что в нем все приборы располагаются вне защиты реактора.

Указанные способы позволяют получать потоки ультрахолодных нейтронов с интенсивностью в сотни нейтронов в секунду с каждого квадратного сантиметра поперечного сечения нейтроновода. Реально получаемые плотности ультрахолодных нейтронов не превосходят 1 см$^{-3}$.

12. На полном отражении ультрахолодных нейтронов, удовлетворяющих условию (99.12), основано устройство *ловушек ультрахолодных нейтронов*, принцип действия которых был указан Я. Б. Зельдовичем (1914—1987) в 1959 г. Ловушка представляет собой полый сосуд, в котором создан вакуум. Ультрахолодные нейтроны, удовлетворяющие условию (99.11), находящиеся в таком сосуде, падая на его стенки, полностью отражаются обратно, каков бы ни был угол падения. Так действовала бы идеальная ловушка с идеально чистыми и гладкими стенками. В реальной ловушке стенки шероховаты, загрязнены, совершают колебания и т. д. Взаимодействие нейтронов со стенками приводит к их поглощению и нагреванию нейтронного газа. Особенно велико влияние пленки загрязнений, состоящей из водородсодержащих веществ, в частности воды. Все это понижает время хранения ультрахолодных нейтронов в сосуде. Все же к настоящему времени удалось довести это время до 1000 с, что практически совпадает со средним временем жизни нейтрона до β-распада: (917 ± 14) с.

Ультрахолодные нейтроны могут быть использованы в опытах по обнаружению у нейтрона возможного электрического заряда Q_n и электрического дипольного момента d_n, а также для изучения других фундаментальных свойств нейтрона. Опыты показали, что $Q_n < 2 \cdot 10^{-21} e$ (e — элементарный заряд), а $d_n < 2 \cdot 10^{-25}$ e (см).

13. Нейтроны обладают магнитным моментом $\mu = 6{,}03 \times 10^{-12}$ эВ/Гс. Поэтому нейтронные волны могут рассеиваться не только на ядрах, но и на самих атомах, если их электронные оболочки также обладают магнитными моментами. (Магнитные моменты ядер в тысячи раз меньше и поэтому роли не играют.) Это рассеяние, таким образом, обусловлено не ядерными, а *электромагнитными* силами. Оно может быть описано аналогично рассеянию на ядрах, а именно с помощью *амплитуды магнитного рассеяния нейтронов*. Для магнитных веществ (железо, кобальт, никель и пр.) ядерная и магнитная амплитуды рассеяния — одинакового порядка. Если магнитные моменты атомов в веществе ориентированы хаотически, то магнитное рассеяние атомов не когерентно. Но если их направления упорядочены, то получается когерентное рассеяние с дифракционными максимумами, положение которых определяется магнитной структурой вещества. В качестве примера на применение магнитной нейтронографии укажем, что именно она позволила установить магнитную структуру антиферромагнетиков.

Благодаря наличию магнитного момента ультрахолодные нейтроны могут испытывать полное отражение от областей сильного магнитного поля (магнитных зеркал). Для этого магнитный момент нейтрона должен быть ориентирован так, чтобы нейтрон выталкивался из магнитного поля и чтобы его кинетическая энергия $\mathscr{E}$ не превосходила μH. Если $\mathscr{E} = 10^{-7}$ эВ, то должно быть $H > \mathscr{E}/\mu = 1{,}7 \cdot 10^4$ Гс.

Полное отражение нейтронов от магнитных зеркал в магнитном поле позволяет получать интенсивные пучки *полностью поляризованных* нейтронов. Методы магнитной нейтронографии дают информацию об ориентации магнитных моментов каждого из компонентов в бинарных магнитных сплавах.

Созданы нейтронные ловушки — *нейтронные накопительные кольца*, использующие иной принцип удержания ультрахолодных нейтронов, чем ловушки, описанные выше. В таких кольцах нейтроны с энергией меньше $2 \cdot 10^{-6}$ эВ удерживаются на орбите с диаметром порядка 1 м неоднородным магнитным полем. Время удержания нейтрона в нейтронных накопительных кольцах сейчас уже превышает время жизни нейтрона до β-распада. Принцип удержания ультрахолодных нейтронов с помощью неоднородных магнитных полей был предложен в 1960 г. В. В. Владимирским (р. 1915).