РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

УФН 1992

ТОМ СТО ШЕСТЬДЕСЯТ ВТОРОЙ

Журнал издается с апреля 1918 г.

Сентябрь 1992 г. **Том 162, № 9**

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

КАНАЛИРОВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ И КВАНТОВ В КРИСТАЛЛАХ

В.И. Высоцкий, Р.Н. Кузьмин

(Киевский университет им. Т.Г. Шевченко, Московский университет им. М.В. Ломоносова)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение 2
2. "Оптическое" каналирование коротковолнового электромагнитного излучения и нейтронов в совершенных кристаллах и кристаллах с микроканалами 6
2.1. Особенности взаимодействия и модовая структура волнового движения частиц и излучения в режимах каналирования и квазиканалирования в кристаллах. 2.2. Условия возбуждения моды "оптического" каналкрования и возможности экспериментальной реализации. 2.3. Особенности непорогового каналирования мёссбауэровского γ-излучения в кристаллах. 2 4. Возможности каналирования в естественных микроканалах цеолитов и асбестов.
3. Магнитное каналирование нейтронов в магнитных кристаллах 16
3.1. Магнитное каналирование частиц при их взаимодействии со спиновой волной. 3.2. Ориентационное взаимодействие частиц с упругой волной в магнитном канале. 3.3. Фокусировка частиц доменной стенкой. 3.4. Захват частиц в режим магнитного каналирования и возможности экспериментальной реализации.
4. Особенности и теория магнитного каналирования нейтронов в немагнитных кристаллах ... 27
4.1. Когерентно-швингеровский механизм каналирования нейтральных частиц в кристаллах. 4.2. Структура потенциальной ямы магнитного взаимодействия нейтрона в кристаллическом канале. 4.3. Волновые функции и движение каналированных нейтронов. 4.4. Сравнительная эффективность нейтрон-ядерного (оптического) и когерентно-швингеровского (электромагнитного) взаимодействий нейтрона с кристаллической плоскостью.
5. Механизм и теория индуцированно-дисперсионного каналирования нейтральных частиц с внутренними электромагнитными резонансами 36
5.1. Особенности взаимодействия частицы с резонансной структурой в продольно-периодическом потенциале. 5.2. Особенности индуцированно-дисперсионного каналирования для мезоатомов.
6. Эксперименты по малоугловому ориентационному движению нейтральных частиц и квантов 44
7. Заключение 46
Список литературы 47

© В.И. Высоцкий, Р.Н. Кузьмин 1992

1. Введение

Успехи и перспективы физики каналирования заряженных частиц в кристаллах стимулируют поиск механизмов, способных обеспечить аналогичное упорядоченно-ориентационные движение нейтральных частиц и γ-квантов в монокристаллах.

Среди большого разнообразия известных физических явлений, определяющих конкретные механизмы взаимодействия квантов электромагнитного излучения, нейтронов и нейтральных атомов с атомами кристалла, можно выделить несколько наиболее важных процессов, способных обеспечить появление механизма, "привязывающего" движение частиц или квантов к конкретным кристаллическим плоскостям, осям или их системам. Для коротковолновых квантов основным (и, по-видимому, единственным) является механизм управления их движением за счет использования когерентного рассеяния (с последующей интерференцией) на отдельных центрах, неупорядоченных ансамблях, а также периодической системе кристаллических плоскостей и осей. Такой процесс хорошо известен и широко используется в физике дифракции, причем все количественные характеристики при этом определяются посредством анализа восприимчивости или ее фурье-образа. Взаимодействие нейтронов с атомами естественным образом распадается на рассеяние на ядрах и атомных электронах. Первый круг явлений включает как s-рассеяние на ядре как едином целом, так и (в особых условиях и при большой энергии) на ядерных резонансах.

Для s-рассеяния характерно описание взаимодействия посредством введения псевдопотенциала Ферми

$$V(\mathbf{r}) = 4\pi\hbar^2 b\delta(\mathbf{r})/m, \tag{1.1}$$

в котором m — масса нейтрона, а b — длина рассеяния [1, 2].

При макроскопическом усреднении по объему элементарной ячейки средний потенциал

$$V \equiv n\int V(\mathbf{r})\,d\upsilon = 4\pi\hbar^2 bn/m$$

соответствует макрохарактеристике вещества. Очень большая аналогия между волновым уравнением Максвелла и волновыми уравнениями квантовой механики позволяет охарактеризовать процесс движения нейтронов посредством введения эффективной восприимчивости $\chi = V/2E$.

Другая совокупность явлений, связанная с взаимодействием нейтрона с атомными электронами и зарядом ядра, сводится к швингеровскому взаимодействию [3], причина появления которого обусловлена релятивистским эффектом возникновения магнитного поля решетки $\mathbf{H} = [\mathbf{Ev}]$ в системе покоя нейтрона при его пролете в электрическом поле атома. Вследствие наличия у нейтрона собственного магнитного момента появление такого поля приводит в итоге к возникновению достаточно сильного магнитного взаимодействия, способного существенно повлиять на траекторию движения нейтрона.

Кроме взаимодействия с эффективным магнитным полем, связанным с

релятивистской трансформацией электрического поля атома, возможно также управление движением нейтрона за счет прямого магнитного диполь-дипольного взаимодействия нейтронного и нескомпенсированного атомного магнитных моментов. Особое значение такое взаимодействие приобретает в упорядоченных магнитных структурах.

Все присущие нейтрон-атомному взаимодействию процессы, в принципе могут характеризовать и взаимодействие движущихся нейтральных атомов с решеткой. При этом наличие электронной оболочки очень существенно изменяет эффективность процесса. Вместе с тем присутствие резонансных уровней в этой оболочке открывает принципиально новый механизм когерентного взаимодействия с периодически расположенными атомами решетки.

Центральным в физике каналирования является вопрос о том, способны ли перечисленные механизмы взаимодействия обеспечить ориентационно-каналированное движение нейтральных частиц и квантов в кристаллах.

Обычно считается (например, [4 — 7]), что явление каналирования заряженных частиц не имеет аналога в случае квантов, проходящих сквозь совершенный кристалл. Более того, считается, что подобный режим транспортировки излучения не имеет места и в значительно более широких, чем межплоскостное пространство, каналах, поперечный размер (ширина) которых a меньше порогового значения $\Delta x_{\min}$, составляющего сотни ангстрем. Откуда это следует?

Суть рассуждений обычно следующая. Для волны, локализованной по поперечной (к направлению гипотетического каналирования) координате x в области Δx неизбежно возникает неопределенность поперечного волнового числа $\Delta k_x \gtrsim 2\pi/\Delta x$. Принимая как очевидный тезис, что каналирование возможно только тогда, когда связанная с Δk_x неопределенность направления движения волны $\Delta\theta \approx \Delta k_x/k$ меньше угла полного внешнего отражения $\theta_0 = (2|\chi|)^{1/2}$, имеем

$$\Delta x_{\min} \approx \pi (2/k^2 |\chi|)^{1/2}; \qquad (1.2)$$

здесь χ — восприимчивость вещества стенок канала.

В случае нерезонансного рентгеновского излучения $\chi = -\omega_e^2/2\omega^2$, причем $\omega_e = (4\pi n_e e^2/m)^{1/2}$ — плазменная частота, n_e — средняя плотность всех атомных электронов, для которых частоты междоуровневых переходов меньше частоты волны. Для такого излучения при типичных значениях $\omega_e \approx (3-6)\cdot 10^{16}$ с$^{-1}$ имеем $\Delta x_{\min} \approx 300-600$ Å, что более чем на два порядка превосходит межплоскостное расстояние в кристаллах.

В случае резонансного мёссбауэровского излучения с типичной длиной волны $\lambda \approx 1$ Å резонансное значение восприимчивости $|\chi'|_{\max} \approx \lambda^3 n/8\pi^2$ [8] для среды с концентрацией мёссбауэровских атомов $n \approx 10^{22}$ см$^{-3}$ равно $|\chi'|_{\max} \approx 10^{-4}$, что в итоге приводит к $\Delta x_{\min} \approx 100$ Å.

Для движущихся в кристалле нейтронов с энергией E средняя эффективная восприимчивость $\chi = V/2E$. При этом имеем

$$\Delta x_{\min} = \pi\hbar/(mV)^{1/2} = 2\pi\hbar/mv_0; \qquad (1.3)$$

здесь $V \equiv mv_0^2/2$ — усредненный потенциал нейтрона в веществе, связанный с длиной рассеяния на ядре b и выраженный через эффективную максимальную скорость (граничную скорость) полного отражения $v_0 = (8\pi\hbar^2 nb/m^2)^{1/2}$ ультрахолодных нейтронов от вещества [1—3]. Для большинства веществ $v_0 \approx 3-6$ м/с, это в итоге приводит к $\Delta x_{\min} \approx 300-1000$ Å, что одного порядка с нерезонансным излучением.

На основе подобных оценок можно сделать не вполне корректный вывод о невозможности сильно связанного с кристаллом ориентационного движения недифракционного типа (под углом $\theta \approx 0$) в случае коротковолновых квантов и нейтронов как в естественных, совершенных монокристаллах с периодом $d \approx 1-3$ Å $\ll \Delta x_{\min}$, так и в сверхрешетках с периодом $a > d$, но $a < \Delta x_{\min}$.

В связи с казавшейся очевидностью такого заключения все существующие исследования по проблеме физики каналирования нейтральных частиц или квантов ограничивались рассмотрением возможности каналирования в слоистых структурах большого периода a [4—7, 9—11], структурах с плавно изменяющимся показателем преломления и большим периодом a [5—7], в системах вакансионных и вакуумных пор диаметром $D > 100$ Å [12—15]. В системах с такими параметрами особенности режима транспортировки нейтронов и квантов качественно соответствуют обычной макроволновой нейтронной, рентгеновской и γ-оптике искусственных волноводов (например, [16—20]), давно и успешно используемых для транспортировки ультрахолодных нейтронов, создания фокусирующих и монохроматизирующих систем рентгеновского излучения [16—18, 20], хотя и отличаются от последних малым числом мод.

Однако, в противовес вышесказанному, можно привести некоторые аргументы, косвенно указывающие на возможность каналирования и для каналов (щелей), ширина которых меньше $\Delta x_{\min}$. Например, к рассмотрению каналирования в кристаллах можно подойти как к предельному случаю оптического диэлектрического волновода. Для такого устройства хорошо известно (например, [21]), что богатый спектр собственных мод существует только в волноводах, у которых ширина среднего слоя с большей, чем у окружения, восприимчивостью удовлетворяет соотношению $a/\lambda \gg 1$. По мере уменьшения a/λ спектр обедняется, а при $a < \lambda$ в волноводе может распространяться только одна волна ("мода без отсечки"). Постоянная распространения (иначе — продольное волновое число) для нее имеет вид [21]

$$\beta = k[1+(\chi/2)+(k^2a^2\chi^2/8)], \quad k = \omega/c, \tag{1.4}$$

и находится из дисперсионного уравнения

$$\operatorname{tg}[a(k^2-\beta^2)^{1/2}/2] = [(\beta^2-k^2\varepsilon)/(k^2-\beta^2)]^{1/2}, \quad \varepsilon = 1+\chi,$$

являющегося следствием совместимости граничных условий на поверхности волноведущего слоя. Значение β отличается от случая сплошной среды без канала на величину $\Delta\beta = k^3a^2\chi^2/8$.

Характерным для этой моды является то обстоятельство, что в противовес сделанным выше качественным оценкам она существует при любом, как угодно

малом значении a. Чисто формально, такая мода должна существовать и при стремлении a к кристаллическому периоду d. Вместе с тем, поскольку вся теория оптических волноводов строится на основе макроскопически усредненных уравнений электродинамики и использует в качестве исходной восприимчивости усредненное по объему значение $\chi = \langle\chi(x)\rangle$, не учитывающее атомной структуры стенок канала, то такой "прямой вывод" безусловно некорректный.

Для правильного и достоверного решения задачи о возможности и механизмах каналирования нейтральных частиц и квантов в кристаллах необходимо использование точных, не усредненных по межплоскостному расстоянию уравнений квантовой механики и электродинамики. Это же требование связано с исследованием зонной структуры энергетического спектра при каналированном движении нейтральных частиц в периодическом поле кристаллических осей и плоскостей.

Предвосхищая результаты расчетов, необходимо отметить следующее. В связи со спецификой и слабостью (по сравнению с кулоновским каналированием заряженных частиц, для которых характерная высота потенциального барьера или глубина ямы плоскостей и осей составляет десятки эВ) упорядочивающего механизма ориентационного движения для нейтральных частиц (соответствующие высоты барьеров или глубины ям $V \lesssim 1$ эВ, а чаще $V \ll 1$ эВ) само понятие каналирования нуждается в уточнении. Если для заряженных частиц почти всегда (кроме, может быть, слаборелятивистских электронов) достаточно адекватным является классическое описание каналирования с представлением о классической периодической траектории и амплитудой колебаний, ограниченной шириной канала, то для нейтральных частиц это не так. Даже для сравнительно массивных нейтронов в яме присутствует чаще всего один уровень (вернее зона) разрешенной энергии, а само движение в поперечном направлении является чисто квантовым. При этом за счет малой высоты стенок канала подбарьерные "хвосты" волновой функции простираются на большое расстояние, существенно превышающее ширину ямы. Несмотря на такую особенность движения, оно, несомненно, является каналированным, понимаемым как ориентационное сильносвязанное (т.е. локализованное в окрестности потенциальной ямы) поперечно квантованное и продольно свободное движение.

В настоящее время в связи с большими трудностями в постановке экспериментов отсутствуют программы и последовательное систематическое исследование явления каналирования для нейтральных частиц и квантов. Кроме очевидных проблем, связанных с необходимостью использования малорасходящихся, монохроматичных и интенсивных пучков, это не в последнюю очередь обусловлено отсутствием обобщающего анализа самой задачи каналирования применительно к некулоновскому взаимодействию. Настоящая статья частично восполняет этот пробел.

Целью обзора является детальное рассмотрение как основных механизмов взаимодействия нейтральных частиц и квантов с системой упорядочение расположенных атомов, способных обеспечить устойчивое ориентационное движе-

ние в решетке, так и конкретных реализаций такого движения и, в итоге, возможностей экспериментального изучения.

Анализ проблемы каналирования проводится на основе четырех основных (в настоящее время) механизмов взаимодействия, способных обеспечить режим каналирования.

Общая постановка проблемы содержится во введении.

В разделе 2 рассмотрены особенности "оптического" взаимодействия квантов и нейтронов с решеткой, основанного на использовании традиционного в оптике формализма периодической восприимчивости. В рамках этого взаимодействия детально исследованы возможности каналированного движения для нейтронов, нерезонансных рентгеновских и γ-квантов, а также мёссбауэровского излучения как в совершенных монокристаллах, так и в кристаллах с микроканалом произвольно малой ширины (в том числе в микроканалах кристаллов цеолитов и волокон асбестов).

Раздел 3 посвящен рассмотрению особенностей движения частиц с магнитным моментом в магнитных решетках с управляемой упорядоченной неоднородностью типа спиновой или упругой волн, а также доменной стенки.

В разделе 4 проводится анализ особенностей магнитного каналирования частиц с магнитным моментом в немагнитных решетках за счет механизма когерентного швингеровского взаимодействия,

В разделе 5 рассмотрены особенности ориентационного движения нейтральных частиц с внутренним электромагнитным резонансом, частота которого совпадает с одной из спектральных линий периодического возбуждения, испытываемого этими частицами при продольном движении вдоль осей или плоскостей кристалла.

Завершающий раздел 6 посвящен краткому анализу результатов наиболее достоверных экспериментов по каналированию быстрых нейтронов и жестких γ-квантов в совершенном кристалле Ge.

2. "Оптическое" каналирование коротковолнового электромагнитного излучения и нейтронов в совершенных кристаллах и кристаллах с микроканалами

2.1. Особенности взаимодействия и модовая структура волнового движения частиц и излучения в режимах каналирования и квазиканалирования в кристаллах. Следуя работе [22], рассмотрим общую постановку задачи об определении общих закономерностей каналированного движения квантов и частиц в кристаллах. Сначала представим кристалл в виде двух частей, раздвинутых на расстояние a. Каждая из частей представляет систему плоскостей с периодом d. Все плоскости параллельны границе раздела. Середина пространства между частями кристалла совпадает с плоскостью y, z. Расчет на основе такой модели

позволяет единым образом как рассмотреть особенности движения квантов и частиц в широком канале с $a \gg d$, но, в отличие от "обычной" макрооптики, с учетом многоплоскостной структуры "стенок", так и в пределе $a \to d$ определить законы движения в сверхузком канале или даже в сплошной однородной решетке с $a = d$.

Допущение об использовании усредненных вдоль направления распространения Oz сплошных плоскостей обосновывается с учетом волновой природы движения квантов и частиц. Действительно, изменение продольного волнового числа $\Delta\beta$ в процессе внутреннего переотражения волн, необходимого для каналирования, связано с эффективным углом отражения θ соотношением $\Delta\beta_{\max} = k - \beta_{\min} \approx k\theta^2/2$. Учитывая, что $\theta_{\max} \leq (2|\chi|)^{1/2}$, находим, что минимальная когерентная длина вдоль рассеивающей плоскости $\Delta z_{\min} \gtrsim 2\pi/\Delta\beta_{\max}$, в пределах которой структура рассеивателя принципиально неразличима, определяется значением

$$\Delta z_{\min} \gtrsim 2\pi/k|\chi|. \tag{2.1}$$

Последнее соотношение приводит к оценке $\Delta z_{\min} \gg d_z$ для любых возможных значений длины волны λ, восприимчивости χ и продольного периода d_z.

При падении гармонической волны в положительном направлении оси Oz около бесконечных вдоль Oy плоскостей кристалла вариации поля вдоль Oy отсутствуют, что формально выражается условием $\partial/\partial y = 0$. При этом уравнения Максвелла сводятся к волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k^2\varepsilon(x)E_y = 0, \quad \varepsilon(x) = 1+\chi(x). \tag{2.2}$$

Необходимо отметить, что такая, общепринятая структура волнового уравнения, в котором свойства среды представлены только восприимчивостью $\chi(x)$ (но не ее производными), является не вполне точной. Более детально этот вопрос будет рассмотрен ниже в п. 2.3 при анализе особенностей каналирования мёссбауэровских квантов.

Для системы однородных плоскостей диэлектрическая проницаемость может быть записана в виде

$$\varepsilon(x) \equiv 1+\chi(x) = 1+\chi d \sum_{n=0}^{\infty} \delta(|x|-(a/2)-nd); \tag{2.3}$$

здесь $\chi \equiv \langle\chi(x)\rangle$ — усредненная по поперечному периоду d макроскопическая восприимчивость кристалла, соответствующая усредненной проницаемости $\varepsilon = 1+\chi$. Замена реальной восприимчивости для плоскостей кристалла конечной "толщины" $2R \approx 0{,}2-0{,}4$ Å соотношением (2.3), справедливым для бесконечно тонких плоскостей, легко обосновывается как естественным условием $\Delta x_{\min} \gg 2R$, так и на основе соображений, аналогичных приведенным выше при оценке $\Delta x_{\min} \approx \pi(2/k^2|\chi|)^{1/2}$. В связи с тем, что $\Delta x_{\min} \gg 2R$ для любых кристаллов, реальная пространственная структура $\chi(x)$ в пределах $2R$ (в рамках

справедливости (2.2)) несущественна и может аппроксимироваться зависимостью (2.3). Заметим, что в случае сверхрешеток с $2R \gtrsim \Delta x_{\min}$ такая замена невозможна.

Представим поле в виде $E_y = u(x)v(z)$.

Из (2.2) следует, что $v(z) = \exp(i\beta z)$, где β — параметр разделения, имеющий смысл продольного волнового числа. Уравнение для поперечной структуры поля $u(x)$ имеет вид

$$\frac{d^2u}{dx^2} - G\sum_{n=0}^{\infty}\delta(|x| - \frac{a}{2} - nd)\,u + \varkappa^2 u = 0, \quad G = -k^2\chi d, \quad \varkappa^2 = k^2 - \beta^2. \tag{2.4}$$

Собственные значения $\varkappa$ и моды поперечной структуры $u(x)$ могут быть найдены из граничных условий. С учетом симметрии задачи поперечная структура моды в области $|x| \le a/2$ (т.е. в пределах канала) может характеризоваться либо четным

$$u_a = A\cos(\varkappa x) \tag{2.5}$$

либо нечетным

$$u_a = A\sin(\varkappa x) \tag{2.6}$$

решениями. Ниже покажем, что каналирование в пределах канала малой допороговой ширины $a \lesssim \Delta x_{\min}$ (которое может быть названо непороговым каналированием) имеет место только для четной моды (2.5).

В области $a/2 \le |x| \le (a/2)+d$ решение уравнения (2.4) имеет вид

$$u = B\exp(i\varkappa x) + C\exp(-i\varkappa x). \tag{2.7}$$

Вследствие периодичности восприимчивости $\chi(x) = \chi(x+d)$ решение (2.7) должно подчиняться условию теоремы Блоха $u(x+d) = fu(x)$, в котором $f = \exp(ivd)$ — параметр Блоха, а v — квазиимпульс.

В соответствии с таким требованием и с учетом непрерывности решения в пределах плоскости $|x| = (a/2)+d$, разграничивающей интервалы $|x| \le (a/2)+d$ и $|x| \ge (a/2)+d$, имеем

$$u((a/2)+d-0) = u((a/2)+d+0), \quad u((a/2)+d) = fu(a/2). \tag{2.8}$$

Рассмотрим условия для производной. Поскольку из (2.8) следует $u'((a/2)+d) = fu'(a/2)$ и одновременно

$$u'((a/2)+d-0) = u'((a/2)+d+0) - Gu((a/2)+d)$$

(это соотношение может быть получено прямо из (2.4) при интегрировании по бесконечно малому интервалу около $|x| = (a/2)+d$ и включает характерную для сингулярных восприимчивостей (а в квантовой механике — сингулярных потенциалов) добавку к условию непрерывности производных), то из двух последних равенств находим

$$u'((a/2)+d) = fu'(a/2) + Gu((a/2)+d). \tag{2.9}$$

Решение однородной системы (2.8), (2.9) имеет нетривиальное значение для амплитуд B и C только при условии равенства нулю ее детерминанта, что приводит к уравнению для определения параметра Блоха

$$f^2 - f\,[2\cos(\varkappa d) + (2G/\varkappa)\sin(\varkappa d)] + 1 = 0. \tag{2.10}$$

Для нахождения спектра поперечных волновых чисел $\varkappa$ используем граничные условия для решений (2.5), (2.6) и (2.7) в плоскости $|x| = a/2$, т.е. на "стенке" канала:

$$u_a(a/2) = u(a/2), \quad u'_a(a/2) = u'(a/2) - Gu_a(a/2). \tag{2.11}$$

После исключения амплитуды C с помощью следующего из (2.8) соотношения

$$C = B\exp(i\varkappa a)\,[f - \exp(i\varkappa d)]/[\exp(-i\varkappa d) - f]$$

система (2.11) сводится к дисперсионному уравнению

$$\operatorname{tg}(\varkappa a/2) = (G/\varkappa) + \{[\cos(\varkappa d) - f]/\sin(\varkappa d)\} \tag{2.12}$$

для четного (2.5) и

$$\operatorname{ctg}(\varkappa a/2) = -(G/\varkappa) - \{[\cos(\varkappa d) - f]/\sin(\varkappa d)\} \tag{2.13}$$

для нечетного (2.6) решений.

Набор уравнений (2.10), (2.12) и (2.13) содержит полное решение задачи. Прежде всего покажем, что в противовес прямой аналогии с предельным случаем $a = d$ микроканала в обычных макроскопических диэлектрических волноводах со "сплошными" стенками (1.4) каналирования (в смысле существования локализованной по поперечной координате моды) в однородной решетке не будет. Для этого, исключая $G/\varkappa$ из уравнений (2.10), (2.11), а также (2.10), (2.13), находим выражения для f в случае четных

$$f = [\cos(\varkappa d) + \operatorname{tg}(\varkappa a/2)\cdot\sin(\varkappa d)]^{-1}$$

и нечетных (2.14)

$$f = [\cos(\varkappa d) - \operatorname{ctg}(\varkappa a/2)\cdot\sin(\varkappa d)]^{-1}$$

мод. При предельном переходе $a = d$ оба уравнения (2.14) сводятся соответственно к результатам $f = \pm 1$ с чисто действительным квазиимпульсом v. С учетом соотношения (2.8) этот итог свидетельствует о строгой периодичности (с периодом d или $2d$) для четных и нечетных мод, а также позволяет сделать вывод о полностью делокализованных модах при любом соотношении. Вместе с тем напомним, что весь расчет проведен в рамках исходных ограничений $2R \ll d$, $\Delta x_{\min}$ и справедлив только для монокристаллов. Для сверхрешеток с большой "толщиной" межканальных барьеров $2R \gtrsim \Delta x_{\min}$ весь вывод неприменим и там возможно каналирование в пределах отдельного канала.

Рассмотрим вид решения для произвольного канала с $a > d$. Исключая параметр f из системы (2.10), (2.12), (2.13), приходим к дисперсионному уравнению для четного

$$2\varkappa/G = \sin(\varkappa a) + 2\cos^2(\varkappa a/2)\operatorname{ctg}(\varkappa d) \tag{2.15}$$

и нечетного

$$2\varkappa/G = -\sin(\varkappa a) + 2\sin^2(\varkappa a/2)\operatorname{tg}(\varkappa d) \tag{2.16}$$

решений. Проведем его анализ для наиболее важного и спорного случая тонкого микроканала с $\varkappa a, \varkappa d \ll 1$.

Прямое разложение (2.15) с использованием последнего условия приводит к выражению для волнового числа

$$\varkappa = \{(G/d) - G^2[1 - 3(1 - ad^{-1})^2/12]\}^{1/2}, \tag{2.17}$$

характеризующего единственную непороговую моду $u(x)$, существующую при всех значениях а вплоть до $a = d$. Соответственно, выражение для $f \approx 1 + ivd$ в этом случае принимает вид

$$f \approx 1 - [G(a-d)/2] = 1 + [k^2 d(a-d)\chi/2]. \qquad (2.18)$$

Мнимая часть квазиимпульса $\nu'' = -k^2(a-d)\chi'/2$ для решения (2.17) характеризует убывание амплитуды моды при удалении от канала в поперечном направлении в области $|x| > a/2$. Из структуры f следует, что полная пространственная ширина моды примерно равна $\Delta \approx a + (2/|\nu''|)$. Итоговая общая структура непороговой моды каналирования коротковолнового излучения имеет вид

$$E_y((a/2) + nd \le |x| \le (a/2) + (n+1)d, z) = u(x)\exp[i(\nu nd + \beta z)],$$
$$u(x) = A\cos(\varkappa a/2)\{f\sin[\varkappa(|x| - (a/2) - nd)] -$$
$$- \sin[\varkappa(|x| - (a/2) - (n+1)d]\}/\sin(\varkappa d), \qquad (2.19)$$
$$E_y(0 \le |x| \le a/2, z) = A\cos(\varkappa x)\exp(i\beta z)$$

и представлена на рис. 1.

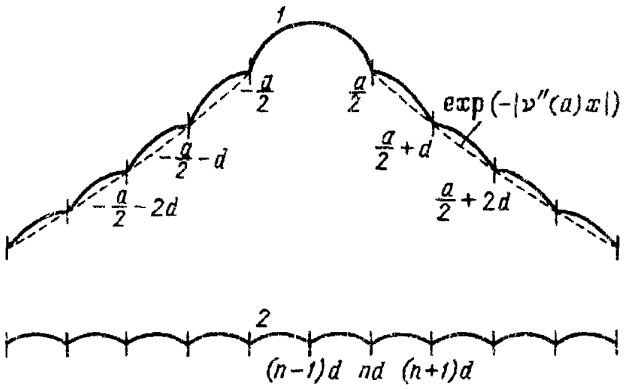


Рис. 1. Поперечная структура непороговой моды каналирования квантов в микроканале шириной $a > d$ (*1*) и квазиканалирования при $a = d$ (*2*)

Дисперсионное уравнение (2.16) для нечетных мод при $\varkappa a, \varkappa d << 1$ решения не имеет, и, следовательно, нечетных мод в узком канале нет.

Из (2.4) следует выражение для продольного волнового числа

$$\beta \equiv \beta' + i\beta'' = (k^2 - \varkappa^2)^{1/2} \approx$$
$$\approx k - (G/2kd)\{1 - (1/12)Gd[1 + 3(1 - ad^{-1})^2]\}, \qquad (2.20)$$
$$\beta' \approx k\{1 + (\chi'/2) + (1/24)k^2d^2[(\chi')^2 - (\chi'')^2][1 + 3(1-ad^{-1})^2]\},$$
$$\beta'' \approx k\chi''\{1 + (1/6)k^2d^2\chi'[1 + 3(1-ad^{-1})^2]\}/2.$$

Анализ полученных выражений для ν'' и β показывает, что истинное каналирование (т.е. существование локализованной в поперечном направлении моды с убыванием ее амплитуды по обе стороны канала и с уменьшенным по сравнению с однородной решеткой на величину $\delta\beta_a'' \approx k^3\chi''\chi'(a-d)^2/4$ коэффициентом продольного затухания) имеет место при произвольном значении $a > d$ и условии $\chi' < 0$.

Важно отметить то обстоятельство, что, хотя в однородной решетке без канала с $a = d$ имеем $\nu'' = 0$ и локализованная мода отсутствует, значения

β', β'' и структура волны (кривая *2* на рис. 1) тем не менее отличаются от результатов $\beta' = k[1 + (\chi'/2)]$, $\beta'' = k\chi''/2$, соответствующих плоской, не модулированной по поперечной координате волне и полученных из макроскопически усредненных уравнений электродинамики на величины

$$\delta\beta'_d \approx k^3 d^2 [(\chi')^2 - (\chi'')^2]/24, \quad \delta\beta''_d \approx k^3 d^2 \chi''\chi'/12.$$

Такой режим ориентационного движения волны в идеальной решетке с $a=d$ соответствует непороговому квазиканалированию [22]. Он характеризуется рядом особенностей. В частности, наряду с абсолютным изменением коэффициента продольного затухания на $\delta\beta''_d(\chi', \chi'')$ имеет место асимметрия этого коэффициента как функции частоты по обе стороны центра линии поглощения, чего нет в изотропной среде.

2.2. Условия возбуждения моды "оптического" каналирования и возможности экспериментальной реализации. Эффективность возбуждения непороговой моды каналирования характеризуется амплитудой, которая может быть определена из условия непрерывности на входной поверхности кристалла $z = 0$ падающей на него волны

$$E_{y0}(\mathbf{r}) = \exp[i(k_x x + k_z z]/L^{1/2},$$

нормированной на поперечный размер пучка или кристалла L, и каналируемой моды $E_y(x,z)$ (2.18), что с учетом ортогональности собственных мод приводит к выражению для амплитуды возбуждения

$$B = \int E_{y0}(x,0)\, E_y^*(x,0)\, dx.$$

В условие "сшивания" не включена отраженная от поверхности волна, амплитуда которой для рентгеновского и более коротковолнового диапазонов ничтожно мала.

С учетом того обстоятельства, что поперечный размер моды $\Delta \approx a + (2/|\nu''|) >> a,d$ существенно превышает ширину канала и период решетки, а амплитуда осцилляции поля $E_y(x,z)$ на периоде очень мала, приближенное выражение для поля $E_y(x,z)$ имеет вид

$$E_y \approx |\nu''|^{1/2} \exp(i\beta z - |\nu''x|).$$

Для такой аппроксимации полная вероятность возбуждения непороговой моды равна

$$P \equiv |B|^2 \approx 4/\{|\nu''|\, L\, [1 + (k_x/|\nu''|)^2]\},$$

если $L >> 2/|\nu''|$. В частности, при падении излучения точно вдоль оси канала (т.е. при $k_x = 0$) вероятность возбуждения $P \approx 4/|\nu''|\, L$ фактически определяется отношением поперечного размера моды к ширине кристалла (ширине пучка).

Оценим количественные характеристики каналирования.

Для нерезонансного излучения $\chi' = -\omega_e^2/2\omega^2$, что приводит к $\nu'' = \omega_e^2 (a-d)/4c^2$. Исходные условия $\varkappa a, \varkappa d << 1$ с учетом вида $\varkappa = k\chi^{1/2}$ выполняются при $a \lesssim a_{max} = \sqrt{2}\, c/\omega_e \approx 150-300$ Å. Для решетки с периодом

$d \approx 2{,}5$ Å и типичными значениями $a \approx 5-30$ Å, $\omega_e \approx (3-6)\cdot 10^{16}$ с$^{-1}$ находим $\nu'' \approx (0{,}5-5)\cdot 10^4$ см$^{-1}$, что соответствует полной ширине моды $\Delta \approx$ $\approx 4 \div 0{,}4$ мкм. Пространственная ширина моды резко уменьшается в окрестности резонанса. Так, вблизи К-края полосы поглощения кристалла алмаза с энергией излучения $\hbar\omega_0 \approx 284$ эВ $\chi' \approx -4\cdot 10^{-3}$ [23] и $\Delta \approx 0{,}8 \div 0{,}08$ мкм для того же интервала значений a. Еще большая локализация непороговой моды соответствует мёссбауэровским переходам, для которых $|\chi'|$ резко возрастает. Например, для кристалла тантала, содержащего в естественном состоянии 99,99% изотопа ^{181}Ta с $\hbar\omega_0 \approx 6{,}25$ кэВ, $k \approx 3\cdot 10^8$ см$^{-1}$, на частоте $\omega = \omega_0 + \Gamma$ имеем $\chi' \approx -10^{-4}$, и размер моды для микроканала шириной $a \approx 5-12$ Å уменьшается до $120 \div 40$ Å.

Интересно отметить, что для излучения γ-диапазона, частота которого лежит симметрично по другую сторону ядерного резонанса (например, при $\omega = \omega_0 - \Gamma$), эффекта каналирования не будет, а вместо ослабления поглощения будет его усиление, что ведет к деформации спектра излучения.

Относительное ослабление коэффициента поглощения при каналировании по сравнению с неканалированным движением в изотропной среде той же оптической плотности или в кристаллах без канала равно $\delta\beta''/\beta'' \approx 10^{-4} - 10^{-2}$ для резонансного (в анализируемом выше случае с алмазом) рентгеновского излучения. Соответственно, для кристалла ^{181}Ta в окрестности мёссбауэровского γ-перехода $\delta\beta''/\beta'' = 5\cdot 10^{-3} - 10^{-2}$. Рассмотренные эффекты могут быть обнаружены, например, при снятии угловой зависимости коэффициента пропускания. При этом относительный контраст максимума пропускания в направлении каналирования

$$F = [\exp(\delta\beta'' z) - 1]/[\exp(\delta\beta'' z) + 1]$$

возрастает с толщиной среды и, несмотря на малость $\delta\beta''$, при большом значении $z >> 1/|\beta''|$ может достигать единиц и десятков процентов. Для протяженных образцов легко наблюдаемым должен быть и эффект непорогового квазиканалирования, приводящий к появлению максимума пропускания в направлении квазиканалирования, т.е. точно вдоль плоскостей в монокристаллах.

Режим каналированного распространения коротковолнового излучения должен приводить еще к одному пространственному эффекту, существенно отличающемуся от всех известных дифракционных явлений. Как следует из общего решения (2.19) и вида структуры поля, представленного на рис. 1, в совершенных монокристаллах без микроканалов распространяющаяся волна имеет тонкую поперечную структуру с периодом, равным межплоскостному расстоянию d. Такая мода, вероятность возбуждения которой при малом угле падения (вдоль плоскостей) близка к 1, сохраняет свою поперечно модулированную структуру и на выходной грани кристалла. Очевидно, что дальнейшее излучение такой волны в пространство за кристаллом будет происходить не только в первоначальном направлении $\theta = 0$, но и в направлении, определяемом условиями интерференции

$$d \sin\theta = n\lambda \ (n=1,2,3,\ldots).$$

При сравнении этого условия с условием дифракции Брэгга видно, что направления максимумов квазиканалированной волны отличаются от брэгговских максимумов θ_B соотношением $\sin\theta = 2\sin\theta_B$, по которому явление квазиканалирования может быть идентифицировано.

С учетом возможности введения эффективной восприимчивости для нейтронов $\chi = V/2E$ все приведенные выше результаты, соответствующие каналированию или квазиканалированию рентгеновской или γ-волны, полностью применимы для описания движения нейтроной в кристаллах за счет "оптического" ядерного взаимодействия и при очевидной замене $E \to \Psi$. Так, например, выше рассмотренному случаю мёссбауэровского изотопа ^{181}Та соответствует каналирование нейтронов, движущихся со скоростью $3\cdot10^4$ см/с в кристалле меди.

Отметим также, что в качестве микроканалов для более эффективного каналирования излучения и нейтронов могут быть использованы пустоты шириной 10—50 Å в интеркалированных кристаллах.

2.3. Особенности непорогового каналирования мёссбауэровского γ-излучения в кристаллах. Как отмечалось выше при обсуждении волнового уравнения (2.2), его структура требует уточнения для случая распространения в кристаллах мёссбауэровского γ-излучения. Это волновое уравнение широко используется в электродинамике и макроскопической волновой теории. Оно справедливо и для микротеории каналирования рентгеновских лучей, но может привести к ошибкам для γ-излучения.

Полная система уравнений для микрополя имеет вид

$$[\nabla, \mathbf{H}] = \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad [\nabla, \mathbf{E}] = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}, \quad \varepsilon = 1 + \chi(\mathbf{r}). \tag{2.21}$$

После исключения напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$ система (2.21) сводится к волновому уравнению

$$\Delta\mathbf{E} + \nabla(\mathbf{E}\nabla\varepsilon/\varepsilon) + k^2\varepsilon\mathbf{E} = 0. \tag{2.22}$$

В случае, когда ε является константой, из (2.22.) следует (2.2). Однако в нашем случае, когда существенным является учет изменения восприимчивости на периоде решетки, значение $\nabla\varepsilon$ отлично от нуля и рассмотрение движения излучения в кристалле необходимо проводить на основе полного уравнения (2.22). Для одномерной зависимости $\varepsilon(x)$ имеем

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial E_y}{\partial x}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + E_y\left[\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}\right)^2\right] + k^2\varepsilon E_y = 0. \tag{2.23}$$

Оценим влияние каждого из добавочных слагаемых. Предварительно введем в явном виде пространственную структуру восприимчивости в пределах каждой межканальной "стенки" (кристаллической плоскости), полагая, что обусловливающее взаимодействие с мёссбауэровскими γ-квантами ядра естественным образом участвуют в тепловом движении, что может быть учтено введением плотности вероятности их пространственного распределения

$$\chi(x) = \langle\chi\rangle d\exp(-x^2/2u^2)/\sqrt{2\pi}\,u;$$

здесь $\langle\chi\rangle$ — средняя по периоду решетки (макроскопическая) восприимчивость, u — среднеквадратичная амплитуда смещения ядер. С учетом полученного решения (2.19) первое из добавочных слагаемых принимает форму

$$(\partial E_y/\partial x)\,\partial\varepsilon/\partial x \approx E_y k(\langle\chi\rangle)^{3/2} x d \exp(-x^2/2u^2)/u^3\sqrt{2\pi}.$$

При сравнении его с уже имеющимся слагаемым аналогичной структуры $k^2\varepsilon E_y$ находим, что их отношение крайне мало ($\sim 10^{-3}$), и этим слагаемым можно пренебречь.

Два других добавочных слагаемых, включающих производные от восприимчивости, можно объединить с присутствующим ранее членом $k^2\varepsilon E_y$ посредством введения эффективной восприимчивости

$$\chi_0 = \chi(x) - \left(\frac{\partial\chi}{\partial x}\right)^2 k^{-2} + \frac{\partial^2\chi}{\partial x^2} k^{-2},$$

что в итоге позволяет использовать структуру упрощенного уравнения (2.2).

Как было показано выше, вследствие особенностей слабого волнового взаимодействия коротковолнового излучения с каждой отдельной плоскостью целесообразна замена истинной восприимчивости ее усредненным в пределах толщины слоя значением. Для анализируемого случая находим

$$\langle\chi_0\rangle = \langle\chi\rangle - \langle(\partial\chi/\partial x)^2\rangle/k^2 = \langle\chi\rangle - (\langle\chi\rangle)^2\, d/4u^3k^2\sqrt{\pi}. \qquad (2.24)$$

Видно, что учет пространственной зависимости восприимчивости приводит в итоге к появлению не исчезающего при усреднении добавочного слагаемого $-(\langle\chi\rangle)^2\, d/4u^3k^2\sqrt{\pi}$ в выражении для эффективной восприимчивости $\langle\chi_0\rangle$. Оценим величину этого слагаемого. При использовании параметров $u \approx 2\cdot 10^{-10}$ см, $k \approx 3\cdot 10^8$ см$^{-1}$, $d \approx 2{,}5$ Å (что близко к характеристикам ^{181}Ta) имеем $\langle\chi_0\rangle = \langle\chi\rangle - 5\cdot 10^3\,(\langle\chi\rangle)^2$. Для оценочного резонансного значения $\langle\chi\rangle = -10^{-4}$ учет дополнительного члена изменяет на 50 % значение усредненной восприимчивости, что существенно изменяет количественные характеристики каналирования. Вместе с тем очевидно, что для нерезонансного рентгеновского излучения добавка очень мала из-за того, что при рассеянии на атомных электронах значение u не может быть меньше среднеквадратичного радиуса локализации атомных электронов $\sim(1\text{—}3)\cdot 10^{-9}$ см. При этом $\langle\chi\rangle \approx 10^{-7}\div 10^{-9}$.

Отметим также, что при каналировании нейтронов аналогичные слагаемые вследствие отсутствия градиентных членов в уравнении Шрёдингера не появляются.

2.4. Возможности каналирования в естественных микроканалах цеолитов и асбестов. Среди аналоговых систем структурных элементов кристаллов, пригодных для каналирования коротковолнового излучения и нейтронов, наибольший интерес вызывает система естественных прямолинейных микроканалов радиусом $R \approx 4-10$ Å, имеющихся в цеолитах [24, 25].

Вопрос об использовании таких микроканалов неоднократно обсуждался в литературе как при попытках осуществления рентгеновских резонаторов с рас-

пределенной обратной связью [26], так и при прямом моделировании на их основе систем когерентного рентгеновского излучения с активной средой в виде пучка релятивистских позитронов [8, 27—29]. Рассмотрим особенности распространения коротковолнового излучения в сверхузком канале. Решение волнового уравнения для напряженности поля

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)E_z+k^2\varepsilon(r)E_z=0,\quad \varepsilon(r)=1+\chi(r),$$

для цилиндрического пустотелого канала R, окруженного средой с восприимчивостью χ, имеет вид

$$E_z=\exp\left[i(\beta z-m\varphi)\times\begin{cases}C_1J_{|m|}(\varkappa r), & r\le R,\\ C_2K_{|m|}((-k^2\chi-\varkappa^2)^{1/2}r), & r\ge R,\end{cases}\right.$$

где $J_{|m|}(x)$ — функция Бесселя, а $K_{|m|}(y)$ — функция Кельвина.

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей электрического поля и его производной имеем дисперсионное уравнение

$$\varkappa J'_{|m|}(\varkappa R)\,K_{|m|}((-k^2\chi-\varkappa^2)^{1/2}R)=$$
$$=(-k^2\chi-\varkappa^2)^{1/2}J_{|m|}(\varkappa R)\,K'_{|m|}((-k^2\chi-\varkappa^2)^{1/2}R).$$

В случае канала малого радиуса, чему соответствуют микроканалы в цеолитах, разложение функций и их производных в дисперсионном уравнении приводит к соотношению для определения волновых чисел

$$(\varkappa^2R^2/2)\ln\left[2/(-k^2\chi-\varkappa^2)^{1/2}R\right]=1.$$

Легко убедиться, что при отличных от нуля азимутальных числах это дисперсионное уравнение не имеет решений. Из последнего, упрощенного уравнения для m=0 находим структуру поперечного волнового числа

$$\varkappa=2/R\left[\ln(-4/k^2R^2\chi)\right]^{1/2}.$$

Используя связь между продольным и поперечным волновыми числами моды $\beta=(k^2-\varkappa^2)^{1/2}$, легко найти выражение для продольного волнового числа (постоянной распространения волны)

$$\beta\approx k-\left[4/kR^2\ln(-k^2R^2\chi/4)\right]$$

и следующее из него значение коэффициента продольного затухания

$$\beta''\approx-4\chi''/R^2k\chi'\ln^2(-k^2R^2\chi/4).$$

Исходя из структуры моды за пределами канала $E_z\sim K_0((-k^2\chi-\varkappa^2)^{1/2}r)$, можно найти условие допустимости ограничения движения распространяющейся волны только одним каналом с малой прилегающей областью $l_R\approx(-k^2\chi-\varkappa^2)^{-1/2}$. Такой случай соответствует пренебрежению туннельным проникновением волны в другие каналы, т.е. истинному каналированию. Область околоканальной локализации моды

$$l_R\approx R\{-k^2R^2\chi-\left[4/\ln(-4/k^2R^2\chi)\right]\}^{-1/2}$$

существенно зависит от размера канала, длины волны λ и значения χ.

Из общей структуры l_R следует, что размер области околоканальной локализации моды в любом случае при наличии канала больше, чем "толщина"

скин-слоя около плоской поверхности l_∞ с $R \to \infty$, где $l_\infty = 1/k(-\chi)^{1/2}$. Например, для рентгеновского излучения с $\lambda = 2$ Å и при $\chi = -10^{-6}$ имеем $l_\infty \approx 300$ Å, а для мёссбауэровского, с параметрами, как у ^{181}Ta, $l_\infty \approx 30$ Å. Поскольку межканальное расстояние в кристаллах цеолитов $d_\perp \approx 30$ Å сравнимо или существенно меньше, чем величина $l_\infty \approx 30-300$ Å, то представление о локализованном движении излучения в каждом индивидуальном микроканале является некорректным. При этом рассмотрение движения квантов в среде с периодически расположенными микроканалами необходимо осуществлять с учетом двумерных условий Блоха.

Для изолированного канала ослабление поглощения при каналировании по сравнению с поглощением в сплошной среде $\beta_0'' = k\chi''/2$ в наиболее оптимальном случае малой, но отрицательной, действительной части восприимчивости $\chi' < 0$ описывается соотношением

$$\beta''/\beta_0'' = -8/k^2R^2\chi' \ln^2(-k^2R^2\chi/4),$$

которое предсказывает уменьшение поглощения с увеличением размера (радиуса) канала.

Для каналов в волокнах асбестов значение внутреннего радиуса $R \approx 40$ Å удовлетворяет критерию одномодового режима движения $\varkappa R << 1$ и всем выводам и оценкам, сделанным выше.

Так как эффективная "оптическая" восприимчивость для тепловых и более быстрых нейтронов $\chi = \langle V \rangle/2E$ характеризуется тем же интервалом значений $|\chi| \lesssim 10^{-5}$, что и в случае рентгеновских квантов, то все выводы об особенностях каналирования квантов в цеолитах и асбестах полностью применимы и к нейтронам.

3. Магнитное каналирование нейтронов в магнитных кристаллах

Наряду с чисто ядерным механизмом каналирования нейтронов, реализуемым в рамках "оптического" приближения (см. раздел 2), эффективное нейтрон-кристаллическое взаимодействие может быть осуществлено и за счет чисто магнитного механизма при использовании магнитных кристаллов. Такой же процесс будет и для других незаряженных частиц, обладающих магнитным моментом. Появление силы, удерживающей такие частицы в канале, обусловлено диполь-дипольным взаимодействием магнитного момента частицы с упорядочение-неоднородным распределением магнитных моментов в решетке [30].

Для выяснения механизма и эффективности взаимодействия рассмотрим задачу о движении частиц в прямоугольном канале со сторонами a и b в плоскости x,y, образованном взаимопересечением систем кристаллических плоскостей из упорядоченных атомных магнитных моментов, образующих простую ферромагнитную (или ориентированную парамагнитную) диэлектрическую структуру с пространственным периодом (постоянными решетки) соответственно a_0, b_0 и d_0. Для упрощения решения ограничимся рассмотрением движения частиц,

магнитные моменты которых μ_0 ориентированы в положительном или отрицательном направлении оси Oz.

Секулярная часть гамильтонианавзаимодействия магнитного момента частицы $\vec{\mu}_0$ со всеми атомными моментами $\vec{\mu}_1$ имеет вид [31]

$$W = \sum_{\mathbf{n}} (A_{\mathbf{n}} + B_{\mathbf{n}})\,(1 - 3\cos^2\theta_{\mathbf{n}})\, r_{\mathbf{n}}^{-3}, \tag{3.1}$$

$$A_{\mathbf{n}} = \mu_{0z}\mu_{1z\mathbf{n}},$$

$$B_{\mathbf{n}} = \frac{\mu_{0z}\mu_{1z\mathbf{n}} - \vec{\mu}_0\vec{\mu}_{1\mathbf{n}}}{2};$$

здесь $\mathbf{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$ — трехмерный номер узла магнитной решетки. Для рассматриваемой системы слагаемое $B_{\mathbf{n}}$, описывающее магнитное диполь-дипольное взаимодействие с взаимным переворотом моментов равно нулю. Заметим, что при $a = a_0$, $b = b_0$ задача соответствует движению в элементарном кристаллическом канале, образованном взаимопересечением четырех ближайших плоскостей, а при $a >> a_0$, b_0 или при $b >> a_0$, b_0 — движению в зазоре между двумя плоскими слоями ферромагнетика.

3.1. Магнитное каналирование частиц при их взаимодействии со спиновой волной. Примем, что все магнитные моменты атомов в статическом положении ориентированы вдоль оси канала Oz. Рассмотрим случай, когда в магнетике в направлении Oz возбуждена поперечная бегущая спиновая волна (СВ) с амплитудой $\delta_s\mu_1$

$$\mu_{1\perp n_z} = \delta_s\mu_1\cos(kz_{n_z} - \omega t + \varphi),\quad \mu_{1zn_z} = (\mu^2 - \mu_{1\perp n_z}^2)^{1/2}. \tag{3.2}$$

В системе координат, движущейся со скоростью частицы v_z, равной скорости СВ, имеем (рис. 2)

$$z'_{n_z} = z_{n_z} - v_z t,\quad v_z = v_{\text{СВ}} = \omega/k.$$

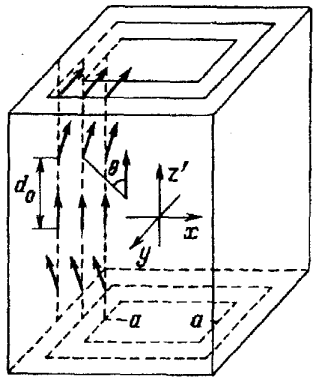


Рис. 2. Частица в магнитном канале

Если ввести линейную плотность распределения магнитного момента μ_1/d_0 вдоль Oz, то можно перейти от суммирования по n_z к интегрированию по z. Как и в теории каналирования заряженных частиц, такая замена допустима, если характерное изменение траектории движения частиц происходит на расстоянии $\Delta z >> d_0$. По этой же причине, а также вследствие быстрого убывания эффективности диполь-дипольного взаимодействия с расстоянием пренебрегаем краевыми эффектами на концах канала. В результате имеем

$$W = (\mu_0\mu_1 g/d_0)\sum_{n_x n_y}\int_{-\infty}^{\infty} dz'\,[1-3\cos^2\theta(z')]\times$$

$$\times\,\{1-(1/4)\delta_s^2[1+\cos 2(kz'+\varphi)]\}\,[(z')^2+r_\perp^2]^{-3/2};$$

здесь $r_\perp^2 \equiv r_\perp^2(n_x,n_y) = [n_x a_0+(a/2)+x]^2 + [n_y b_0+(b/2)+y]^2$, а $g = \pm 1$ для параллельной и антипараллельной ориентации $\vec{\mu}_0$ и $\vec{\mu}_1$.

Последующее вычисление удобно проводить после преобразования этого выражения к виду

$$W = (\mu_0\mu_1 g/d_0)\sum_{n_x,n_y}\int_{-1}^{1}(1-3\tau^2)\,[1-(1/4)\delta_s^2(1+\cos\beta(\tau)\cdot\cos 2\varphi-$$

$$-\sin\beta(\tau)\cdot\sin 2\varphi)]\,d\tau/r_\perp^2,\quad \beta(\tau) = 2kr_\perp\tau/(1-\tau^2)^{1/2},\quad \tau = \cos\theta. \qquad (3.3)$$

Исследуем структуру члена под знаком интеграла в (3.3). Видно, что для всех атомных моментов $\vec{\mu}_1$, находящихся в пределах телесного угла, соответствующего $|\tau| < \tau_0$, функция $\cos\beta(\tau) \approx 1$, а при $|\tau| > \tau_0$ имеем быстрые осцилляции $\cos\beta(\tau)$ с изменением знака. Здесь $\tau_0 = (1+16k^2r_\perp^2/\pi^2)^{-1/2}$.

В итоге имеем, что интеграл, включающий $\cos\beta(\tau)$, в первом интервале $|\tau| < \tau_0$ вычисляется элементарно, а во втором приближенно равен нулю. Исследуя интеграл, содержащий сомножителем $\sin\beta(\tau)$, видим, что он равен нулю из-за нечетности подынтегрального выражения. Учитывая все эти соображения, находим

$$W \approx -8\mu_0\mu_1 g\,\delta_s^2 k^2\cos 2\varphi\sum_{n_x n_y}\{\pi^2 d_0[1+(16k^2r_\perp^2/\pi^2)]^{3/2}\}^{-1},$$

Вычисляя последнюю сумму, находим величины составляющих силы, действующей на частицу с моментом в канале:

$$F_\xi = -\partial W/\partial\xi \approx 256\,\mu_0\mu_1 g\,\delta_s^2\cos 2\varphi\cdot k^3\lambda_\xi\,\xi/\pi^3 V_0,\quad ak,\ bk < 2,$$

$$F_\xi \approx 0,\quad ak,\ bk > 2, \qquad (3.4)$$

$$F_{z'} \approx 0,\quad \xi = x,\ y,\quad \lambda_\xi = a/2,\ b/2\,.$$

Задачу о движении частиц для наглядности рассмотрим с использованием классических уравнений, степень применимости которых рассмотрим ниже. Решение уравнения движения частицы в канале

$$m\,d^2\mathbf{r}/dt^2 = \mathbf{F}$$

с начальными условиями

$$\xi(0) = \xi_0,\quad z(0) = 0,\quad \frac{d\xi}{dt}\Big|_0 = v_\xi,\quad \frac{dz}{dt}\Big|_0 = v_z = v_{\text{СВ}} \qquad (3.5)$$

имеет вид

$$\xi = (\xi_0^2 + v_\xi^2/\Omega^2)^{1/2}\cos\{(\Omega z/v_z) - \arccos[\xi_0/(\xi_0^2+v_\xi^2/\Omega^2)^{1/2}]\}, \qquad (3.6)$$

где

$$z = v_z t,\quad \Omega = \Omega_{s\xi} \approx 3\delta_s k(-\mu_0\mu_1 g\cos 2\varphi k\lambda_\xi/mV_0)^{1/2}.$$

Из (3.6) видно, что при действительных значениях $\Omega_{s\xi}$ частица совершает поступательное движение в канале, одновременно колеблясь около оси в поперечном направлении $O\xi$. Траектория движения в поперечной плоскости соответствует двум ограниченным по амплитуде независимым взаимно ортогональным осцилляторам с частотами $\Omega_{s\xi}$ и начальными фазами, определяемыми параметрами системы и начальными условиями. Из (3.6) следует, что в среде с

движущейся периодически неоднородной намагниченностью при попутном движении частиц с магнитным моментом может иметь место упорядоченное и ограниченное размерами канала движение этих частиц (т.е. каналирование) с углом захвата в канал $\theta_0 = v_\xi^{(\max)}/v_z = \lambda_\xi \Omega_{s\xi}/v_z$.

Рассмотрим более подробно движение в плоскости ξ, z. Допустим, что частицы влетают в канал вдоль Oz, т.е. при $v_\xi = 0$. Характер движения зависит от фазы попутной СВ и ориентации момента частицы g. Для всех частиц с $g = -1$, движущихся при фазе СВ из интервалов $-\pi/4 < \varphi < \pi/4$, $3\pi/4 < \varphi < 5\pi/4$ $(\Delta\varphi_1)$, наблюдается периодическая фокусировка в точках

$$z = \pi v_z(2s + 1)/2\Omega(\varphi), \quad s = 0,1,2,...,$$

и максимальное уширение пучка при $z = \pi v_z s/\Omega(\varphi)$.

Интересно рассмотреть интегральные характеристики фокусировки однородного по времени пучка для канала оптимальной длины $z_0 \equiv z(\varphi = 0, \pi/2)$. Если полный поток частиц за половину периода СВ на входе канала равен J_0, то плотность потока $\rho(z_0, |\xi_1|)$ и его интегральное значение $J(z_0, |\xi| \le |\xi_1|)$ в области $|\xi| \le |\xi_0|$ за тот же период времени в сечении z_0 равны

$$\rho(z_0, |\xi_1|) = 2J_0 \int_{\varphi_1(\xi_1)}^{\pi/4} d\varphi/\pi a \cos[\pi(\cos 2\varphi)^{1/2}/2], \tag{3.7}$$

$$J(z_0, |\xi| \le |\xi_1|) = 2\int_0^{|\xi_1|} \rho(z_0, |\xi|) d\xi;$$

здесь $\varphi(\xi)$ — функция, обратная $\xi(\varphi)$. На рис. 3 представлены соответствующие кривые. Исходный однородный поток фокусируется вблизи оси канала, причем в области $|\xi| \le 0{,}05\lambda_\xi$ локализуется 40%, а при $|\xi| \le 0{,}1\lambda_\xi$ — 53% всех частиц.

Аналогичная фокусировка будет для частиц, ориентированных параллельно ($g = 1$) и попадающих в канал в интервале фаз

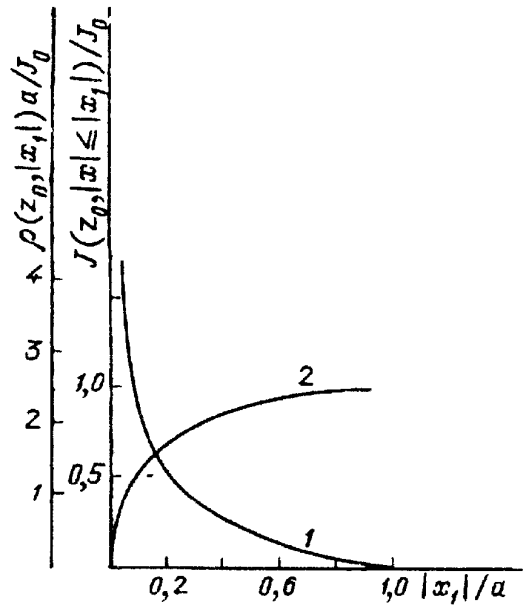


Рис. 3. Характеристики фокусировки частиц при оптимальной длине канала. Кривая *1* соответствует нормированной плотности потока частиц $\rho(z_0, |x_1|)$, кривая *2* — нормированному интегральному потоку J в области $|x| \le |x_1|$

$\pi/4 < \varphi < 3\pi/4, \quad 5\pi/4 < \varphi < 7\pi/4 \quad (\Delta\varphi_2)$.

Частицы, соответствующие фазам $\varphi = \pm\pi/4, \pm 3\pi/4$,движутся прямолинейно. Иной характер движения у остальных частиц (с $g = -1$ при $\Delta\varphi_2$ и $g = 1$ при $\Delta\varphi_1$). Для них $\mathrm{Re}\,\Omega = 0$, $\mathrm{Im}\,\Omega = |\Omega|$ и

$$\xi = \xi_0 \,\mathrm{ch}(|\Omega| z/v_z) + (v_z/|\Omega|)\,\mathrm{sh}(|\Omega| z/v_z).$$

На расстоянии z, удовлетворяющем условию $|\Omega| z/v_z \gg 1$, имеем

$$\xi = \{[\xi_0 + (v_z/|\Omega|)]/2\} \exp(|\Omega| z/v_z),$$

что при $v_z > -|\Omega|\xi_0$ соответствует уходу частиц из канала без пересечения ее оси, а при $v_z < -|\Omega|\xi_0$ с пересечением оси канала и выходом сквозь другую "стенку" канала. Интересная ситуация возникает, когда поперечная скорость частицы на входе канала $v_z = -|\Omega|\xi_0$. При этом в произвольном сечении z для рассматриваемых частиц

$$\xi = \xi_0 \exp(-|\Omega| z/v_z),$$

т.е. происходит асимптотическая фокусировка с резким возрастанием плотности на оси канала. Такой режим можно осуществить, если, например, инвертировать фазу СВ на π вблизи точки z_0.

Сделаем оценки. Из дисперсионного уравнения для продольной СВ [32]

$$\omega = \gamma H_0 + \eta k^2,$$

где η — обменный параметр, H_0 — магнитное поле, можно определить характеристики системы. С целью максимальной фокусировки желательно использование широких каналов. Учитывая, что максимальный размер канала $a, b < 2/k$, целесообразно использовать СВ с относительно малым значением $k \approx 10^4$ см$^{-1}$ (фактически это магнитостатические волны). Для реальных оценочных параметров $H_0 = 10^3$ Э, $V_0 = 10^{-23}$ см^3, $\delta_s = 0{,}1$ [33] и значений $\mu_1 \approx (2-8)\,\mu_B$, $\Omega_{max} \approx (1-2)\cdot 10^5$ с$^{-1}$ и $z_0 \approx 2-4$ см.

Гораздо большие частоты каналирования и соответственно меньшие фокусные расстояния соответствуют нейтральным атомам и молекулам парамагнитного типа. Учитывая, что для них $m = 2\cdot 10^{-24} A$ (A — атомный вес, г), находим, что при $k = 10^5$ см$^{-1}$, $\delta_s = 0{,}1$ имеем $\Omega(\varphi_0) \approx 30-130\,A^{-1/2}$ МГц, $z_0 \approx (1-0{,}2)\cdot 10^{-2}\,A^{1/2}$ см, а при $k = 10^4$ см$^{-1}$ $\Omega(\varphi_0) \approx 5-15\,A^{-1/2}$ МГц, $z_0 \approx (1{,}2-0{,}3)\cdot 10^{-1}\,A^{1/2}$ см.

Для рассматриваемого случая широкого канала с поперечными размерами в интервале 1—0,1 мкм максимальный угол захвата в канал $\theta_0 \approx 2-20$ угл.сек для нейтронов и $\theta_0 \approx 3-10$ угл.мин для атомов и молекул парамагнитного типа.

Технически гораздо проще эксперименты с каналом длиной $l \ll z_0$, но $l \gg 1/k$, что соответствует, в частности, ферромагнитной пленке.

При этом параллельный на входе пучок превращается на выходе канала (с другой стороны пленки) длиной l в сходящийся с малым углом

$$2\psi(\varphi) = 2\mathrm{arctg}(\xi_0 \Omega^2 l \cos 2\varphi/v_z^2) \qquad (3.8)$$

при вершине. В ходе такой трансформации пучок уменьшается по поперечному размеру

$$2\xi = 2(\xi_0 - z\,\mathrm{tg}\,\psi(\varphi)) = 2\xi_0(1 - \Omega^2 l \cos 2\varphi \cdot v_z^{-2})$$

и фокусируется в точке

$$z = \tilde{z}(\varphi) \equiv \xi_0 \,\mathrm{ctg}\,\psi(\varphi). \tag{3.9}$$

Рассмотрим вид решения при $\tilde{z}_0 = \tilde{z}(\varphi_0)$. Частицы со значениями g и $\Delta\varphi_{1,2}$, соответствующие фокусировке в длинном канале, фокусируются в $\tilde{z}_0$ в пределах области $\xi(\tilde{z}_0,\varphi) \le \xi_0\,(1 - \cos 2\varphi)$.

Численно рассчитанные для этого случая характеристики фокусировки $\rho(\tilde{z}_0,\xi_1)$ и $J(\tilde{z}_0, |\xi| \le |\xi_1|)$ во все области изменения ξ практически не отличаются от аналогичных характеристик для длинного канала, т.е. канал длиной $z = l << z_0$ фокусирует так же эффективно, как и с $z = z_0$. При приведенных выше оценочных параметрах и толщине пленки $l = 0{,}1$ см фокусное расстояние для нейтронов в случае СВ с $k = 2\cdot 10^4$ см$^{-1}$ равно $\tilde{z}_0 \approx 4-20$ см.

Из условия пространственного синхронизма бегущей СВ и каналирующейся в канале длиной z частицы

$$\omega\,|v_z^{-1} - (v_z \pm \Delta v_z)^{-1}|\, z \le \pi$$

можно оценить допустимую степень монохроматичности потока частиц

$$|\Delta v_z/v_z| \le \pi v_z/\omega z_0.$$

В анализируемых случаях каналирование возможно, если $|\Delta v_z/v_z| \le 10^{-4}-10^{-1}$. Заметим, что при возбуждении стоячей СВ эффективное взаимодействие осуществляется только с той из двух бегущих волн, образующих стоячую, которая является попутной к потоку частиц. Возможно, в частности, использование СВ с очень большими k при малой толщине l, что имеет место при возбуждении в тонких пленках с $l \approx 10^{-5} \div 10^{-6}$ см спин-волнового резонанса с $k = n\pi/l$, $n = 1,2,...$ Для такой системы имеем $|\Delta v_z/v_z| < 2/n$, а фокус находится в точке $\tilde{z}_0 \approx 0{,}1$ см.

3.2. Ориентационное взаимодействие частиц с упругой волной в магнитном канале. Проведем рассмотрение движения частиц с магнитным моментом в случае, когда в направлении ориентации магнитных моментов насыщенного ферромагнетика Oz возбуждена продольная упругая ультразвуковая (УЗ) волна с частотой ω и амплитудой Δz. Такая волна модулирует расстояние между магнитными моментами атомов по закону

$$d = d_0[1 + \delta_p \cos(kz_{n_z} - \omega t + \varphi)],\ \mu_{1zn_z} = \mu_1,\ \delta_p = k\Delta z << 1. \tag{3.10}$$

Проводя вычисления, полностью аналогичные случаю СВ, находим решения, идентичные $r(t)$ (3.5), но отличающиеся от случая СВ частотой

$$\Omega = \Omega_{p\xi} \approx 6\,(-\mu_0\mu_1 g\,\delta_p \cos\varphi k^3 \lambda_\xi/mV_0)^{1/2}.$$

Особенности движения и фокусировки частиц в поле УЗ соответствуют случаю СВ с учетом того, что фокусировка и каналирование имеют место при $g = -1$, $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$ и $g = 1$, $\pi/2 < \varphi < 3\pi/2$. Из оценок следует, что возбуждение УЗ волны с частотой 10 ГГц, скоростью $v_{УВ} = 2\cdot 10^5$ см/с и амплитудой $\Delta z = 5\cdot 10^{-9}$ см приводит к каналированию с параметрами $\Omega_p \approx 10^8 A^{-1/2}$ Гц,

$z_0 \approx 10^{-3} A^{1/2}$ см при размерах канала $a,b < 10^{-5}$ см. Соответственно в случае УЗ волны частотой 100 МГц и амплитудой $\Delta z \approx 2 \cdot 10^{-8}$ см имеем $\Omega_p \approx$ $\approx 10^5 A^{-1/2}$ Гц, $z_0 \approx A^{1/2}$ см; $a,b < 10^{-3}$ см. Этот оценочный набор параметров УЗ волны вполне достижим, что делает реальным наблюдение ориентационных особенностей при прохождении сквозь модулированный магнетик синхронных с волной нейтронов. Для случая пучка парамагнитных атомов все параметры улучшаются в $(\mu_B/\mu_1)^{1/2} \approx 30$ раз.

3.3. Фокусировка частиц доменной стенкой. Как следует из предыдущего рассмотрения, появление упругой возвращающей силы, обусловливающей эффекты каналирования и фокусировки, вызвано переменной продольной составляющей намагниченности стенок канала. Такая пространственная составляющая, наряду со случаями СВ, УВ, может иметь место также в переходной доменной стенке (ДС) Нееля. Проведем анализ движения в канале из магнитных моментов $\vec{\mu}_1$, изменение ориентации которых соответствует повороту намагниченности в пределах ДС.

Рассмотрим ДС между двумя слоями насыщенного ферромагнетика (доменами) с направлениями ориентации магнитных моментов по отношению к оси соответственно φ_1 и φ_2. Положим, что стенка толщиной $l_{ст}$ расположена в интервале от z=0 до z=l и для нее изменение направления $\varphi(z)$ и продольной составляющей намагниченности μ_{1zn_z} имеет вид

$$\varphi(z) = \varphi_1 + \varkappa z, \ \mu_{1zn_z} = \mu_1 \cos \varphi(z), \ \varphi(z=l) = \varphi_2; \tag{3.11}$$

здесь $\varkappa = (\varphi_2 - \varphi_1)/l_{ст}$ — период вращения намагниченности в ДС толщиной $l_{ст}$.

Используя изложенный в 3.1 метод вычисления W, находим

$$W = \mu_0 \mu_1 g \sum_{\mathbf{n}} (1 - 3\cos^2\theta_{\mathbf{n}}) \cos(\varphi_1 + \varkappa z_{n_z})/[(z - z_{n_z})^2 + r_\perp^2]^{1/2}, \tag{3.12}$$

где $g = \pm 1$ для параллельной и антипараллельной ориентации $\vec{\mu}_0$ относительно оси Oz.

Переходя в систему координат, связанную с продольным движением частицы $z - z_{n_z} = z'_{n_z}$, и заменяя суммирование по n_z в (3.12) интегрированием, находим выражения для поперечной и продольной составляющих силы, действующей на частицу в канале

$$F_\xi \approx 10^3 \mu_0 \mu_1 g \cos(\varphi_1 + \varkappa z)\, \varkappa^3 \lambda_\xi \xi/\pi^3 V_0,$$

$$F_z \approx \pi \mu_0 \mu_1 g \sin(\varphi_1 + \varkappa z)\, \varkappa/V_0, \ a,b < 2/\varkappa.$$

Решение уравнения продольного движения

$$m\frac{d^2 z}{dt^2} = F_z(z) \equiv F_{z0} \sin(\varphi_1 + \varkappa z), \ F_{z0} = \pi \mu_0 \mu_1 g \varkappa V_0^{-1}$$

имеет вид

$$z + F_{z0}\{[\sin(\varphi_1 + \varkappa z) - \sin\varphi_1]\varkappa^{-1} - z\cos\varphi_1\}(m\varkappa v_z^2)^{-1} = v_z t,$$

Итерационный метод при малом F_{z0} приводит к приближенному решению

$$z \approx v_z t - F_{z0}\{[\sin(\varphi_1 + \varkappa v_z t) - \sin\varphi_1]\varkappa^{-1} - v_z t\cos\varphi_1\}/(m\varkappa v_z^2)^{-1}, \quad (3.13)$$

$$v_z(t) \approx v_z - \{F_{z0}[\cos(\varphi_1 + \varkappa v_z t) - \cos\varphi_1]/m\varkappa v_z\} \equiv v_z - \Delta v_z(t).$$

Для обычной толщины ДС $l_{ст} \approx 10^{-5} \div 10^{-6}$ см и при начальной продольной скорости частиц $v_z \gtrsim 10^5$ см/с имеем $|\Delta v_z^{max}| \lesssim 10^{-3}$ см/с.

Уравнение движения в поперечном направлении соответствует осциллятору с переменной частотой $\Omega(t)$. Для нахождения в этом направлении $O\xi$ решения в первом приближении используем нулевое приближение для продольного движения $z = v_z t$. В итоге имеем

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = -\Omega_0^2\cos(\varphi_1 + \varkappa v_z t)\xi, \quad \Omega_0 = 6[\mu_0\mu_1 g\varkappa^3\lambda_\xi(mV_0)^{-1}]^{1/2}. \quad (3.14)$$

Тип решения существенно зависит от соотношения между Ω_0 и $\varkappa v_z \equiv \omega_0$. В том случае, когда $|\Omega_0| >> \omega_0$, система соответствует осциллятору с медленно изменяющейся частотой и решение имеет общий вид

$$\xi = \tilde{\xi}(t)\exp[\pm i\int_0^t \Omega(\tau)d\tau], \quad \Omega(\tau) = \Omega_0\cos(\varphi_1 + \varkappa v_z\tau),$$

причем амплитуда $\tilde{\xi}(t)$ медленно меняется по сравнению с фазовым множителем. Переходя в (3.14) к укороченному уравнению, находим

$$\xi = [\xi_0^2 + (v_\xi^2/\Omega^2(t))]^{1/2}\cos\{\int_0^t \Omega(t(z))dz/v_z -$$

$$- \arccos[\xi_0/[\xi_0^2 + (v_\xi^2/\Omega^2(t))]^{1/2}\}, \quad (3.15)$$

что качественно соответствует каналированию для СВ и УВ (3.6).

Для другого предельного случая очень быстрого изменения мгновенной частоты $\Omega(t)$, когда $|\Omega_0| << \omega_0$, систему даже приближенно нельзя интерпретировать как осциллятор и решение можно найти, используя метод малого параметра Ω_0/ω_0. Для этого случая решение имеет вид

$$\xi = \xi_0 + (v_\xi z/v_z) + \Omega_0^2[(\xi_0/v_z\varkappa)\{[\cos(\varphi_1 + \varkappa z) - \cos\varphi_1]\varkappa^{-1} +$$

$$+ z\sin\varphi_1\} + (v_\xi/v_z^3\varkappa^2)\{z[\cos\varphi_1 + \cos(\varphi_1 + \varkappa z)] +$$

$$+ 2[\sin\varphi_1 - \sin(\varphi_1 + \varkappa z)]\varkappa^{-1}\}]. \quad (3.16)$$

Для выбора типа решения сделаем численные оценки. При среднем значении $l_{ст} \approx 3\cdot 10^{-6}$ см для нейтронов и парамагнитных атомов имеем $|\Omega_0| \approx 10^9$ Гц и $|\Omega_0| \approx 3\cdot 10^{10} A^{1/2}$ Гц, где A — атомный вес атомов, движущихся сквозь кристалл. Для всех частиц при скоростях $v_z > 10^5$ см/с $\omega_0 >> |\Omega_0|$, т.е. реализуется второй случай, который будет рассмотрен более детально. Заметим, что для нейтронов такой режим реализуется и при меньших скоростях.

Для начально параллельного пучка угол сходимости и фокусное расстояние соответственно равны

$$\psi \approx \operatorname{tg}\psi = -\frac{d\xi}{dz} \approx \Omega_0^2\xi_0(\sin\varphi_2 - \sin\varphi_1)(\varkappa v_z^2)^{-1}, \quad (3.17)$$

$$\tilde{z}_0 = \xi_0 \operatorname{ctg}\psi \approx \xi_0/\psi. \qquad (3.18)$$

Выясним характер фокусировки. В случае $g = 1$ и для $\sin\varphi_2 > \sin\varphi_1$ (а при $g = -1$ и $\sin\varphi_1 > \sin\varphi_2$) имеем $\psi > 0$ и $\tilde{z}_0 > 0$, что соответствует тонкой собирающей линзе с действительным фокусом в $\tilde{z}_0$. Видно, что наибольший угол сходимости пучка и соответственно наименьшее фокусное расстояние $\tilde{z}_0$ реализуются для 180°-йДС, соединяющей два домена с ориентацией намагниченности $\varphi_1 = -\pi/2, \varphi_2 = \pi/2$ для $g = 1$ и $\varphi_1 = \pi/2, \varphi_2 = 3\pi/2$ для $g = -1$. Для такой оптимальной системы фокусное расстояние в случае нейтронов равно $\tilde{z}_0 \approx 0{,}04$ см при $v_z \approx 2\cdot 10^5$ см/с, а для легких атомов $\tilde{z}_0 \approx 2\cdot 10^{-3}$ см при $v_z \approx 10^6$ см/с.

Для другого набора параметров ($g=-1$, $\sin\varphi_2 > \sin\varphi_1$ и $g=1$, $\sin\varphi_2 < \sin\varphi_1$) имеем $\psi < 0$, что соответствует тонкой рассеивающей линзе с мнимым фокусом в точке $\tilde{z}_0 < 0$.

В условиях реального эксперимента сложно создать такую двухдоменную магнитную структуру с одной стенкой [34]. Обычно ненасыщенный ферромагнетик даже при небольшой толщине состоит из большого числа доменов с линейными размерами $L_0 \gtrsim 1$ мкм. Рассмотрим особенности движения в такой многодоменной структуре с чередующимися направлениями намагниченности $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_1, \varphi_2, \ldots$ и с учетом того, что обычно $L_0 \ll \tilde{z}_0$. Допустим, что первый и второй (в направлении движения) домены характеризуются таким сочетанием g, φ_1 и φ_2, что их ДС является фокусирующей, т.е. $\psi > 0$, $\tilde{z}_0 > 0$. При прохождении второго домена до области падения частиц на вторую стенку апертура входного пучка уменьшается в $(1 - 2L_0\psi/\xi_0)$ раз. Вторая ДС с учетом замены на этой стенке $\varphi_1 \to \varphi_2, \varphi_2 \to \varphi_1$ аналогична рассеивающей линзе с углом расходимости $-\psi < 0$. Поскольку пучок падает на эту ДС сходящимся с $\psi > 0$, то на ее выходе мы имеем параллельный пучок, аналогичный исходному, но с уменьшенной апертурой. Повторяя такой цикл сужения пучка на каждой последующей паре ДС (рис. 4), находим, что при прохождении канала длиной z параллельный на входе пучок остается параллельным (после четного числа доменов) или сходящимся (после нечетного числа), а его поперечный размер уменьшается в K_0 раз

$$K_0^{-1} = [1 - (2L_0\psi/\xi_0)]^{z/2L_0} \approx \exp(-z/\tilde{z}_0).$$

Например, для магнетика общей толщиной $z \approx 0{,}2$ см при вышеполученном оценочном значении $\tilde{z}_0 \approx 0{,}04$ см имеем $K_0 \approx 150$.

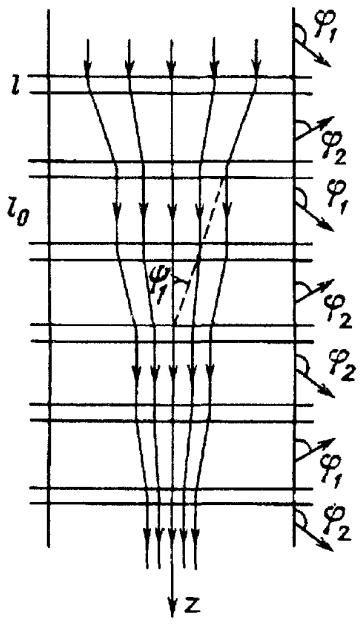


Рис. 4. Асимптотическая фокусировка потока частиц многодоменной структурой с чередующимися направлениями намагниченности

Такой режим движения качественно соответствует рассмотренной выше асимптотической фокусировке частиц для СВ и УЗ, но реализуется без всякого внешнего воздействия в естественной многодоменной структуре.

В другом предельном случае, когда первый и второй домены характеризуются такими значениями g, φ_1, φ_2, что при прохождении первой ДС $\psi < 0$, происходит расширение пучка и уход частиц из канала. Такой ситуации соответствует $K_0^{-1} \approx \exp(z/\tilde{z}_0)$.

3.4. Захват частиц в режим магнитного каналирования и возможности экспериментальной реализации. Проведенное выше рассмотрение соответствует движению частиц, траектория которых ограничена одним каналом. Ясно, что такое решение может быть справедливым.

Предельный угол захвата таких частиц

$$\theta_0 \approx v_\xi / v_z \lesssim \Omega(\lambda_\xi^2 - \xi_0^2)^{1/2} / v_z$$

очень мал и составляет, например, для элементарного внутрикристаллического канала доли угловой секунды. Тем не менее, как следует из последующего анализа, захват в режим каналирования оказывается возможным и для частиц, падающих на кристалл в пределах углового интервала $\Delta\theta >> \theta_0$ относительно оси канала.

Для объяснения "макроугловой" задачи захвата временно не будем учитывать микроскопические вариации траектории движения незахваченных частиц в пределах каждого элементарного канала, а рассмотрим макроскопически усредненное движение, при котором кристаллическая решетка из системы плоскостей заменяется сплошной средой. Очевидно, что такая замена допустима для частиц, поперечная скорость которых v_ξ превышает интервал скоростей, при которых возможен захват в канал.

Рассмотрим макроскопическое движение частиц, падающих на поверхность магнетика под углом $\theta = \operatorname{arctg}(v_x/v_z)$. Магнетик выберем в форме пластины толщиной x_0 (рис. 5). Используя выражение для двумерной плотности распределения атомных магнитных моментов в приближении непрерывной среды, приведем выражение для усредненной энергии взаимодействия частицы с магнетиком [30] $\langle W \rangle$ к виду, допускающему непосредственное вычисление $\langle W \rangle$ при произвольной координате

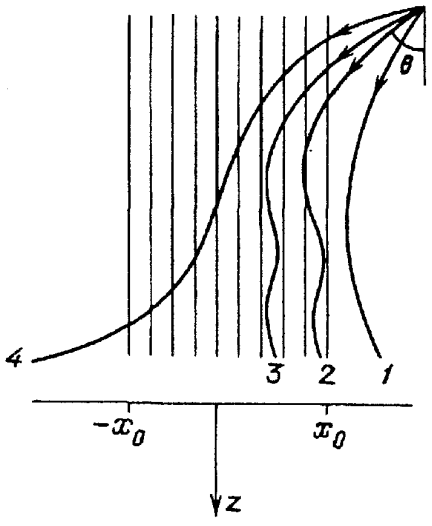


Рис. 5. Захват частиц в магнитный канал. *1* — отражение медленной частицы, *2*, *3* — захват в элементарный канал частиц с поперечными скоростями $|v_{x2}| < |v_{x3}| < |\Delta v_x^{max}|$, *4* — движение незахваченной частицы с $|v_{x4}| > |\Delta v_x^{max}|$

$$\langle W\rangle = -2\mu_0\mu_1 gPV_0^{-1}\left\{\operatorname{arctg}\left[8k\left(\frac{x_0}{2}+x\right)\pi^{-1}\right] + \right.$$
$$\left. + \operatorname{arctg}\left[8k\left(\frac{x_0}{2}-x\right)\pi^{-1}\right]\right\}; \qquad (3.19)$$

здесь $P = \delta_s^2 \cos 2\varphi$ для СВ и $P = 4\delta_p \cos\varphi$ для УЗ.

Решение усредненного уравнения движения для частицы имеет вид

$$v_x^2 = v_x^2(x = \pm\infty) + \Delta v_x^2(x), \qquad (3.20)$$

где

$$\Delta v_x^2 = 8\mu_0\mu_1 gP(mV_0)^{-1}\left\{\operatorname{arctg}\left[8k\left(\frac{x_0}{2}+x\right)\pi^{-1}\right] + \right.$$
$$\left. + \operatorname{arctg}\left[8k\left(\frac{x_0}{2}-x\right)\pi^{-1}\right]\right\}.$$

Из решения (3.20) видно, что частица с ориентацией g, движущаяся в такой фазе СВ или УЗ, что $g\cos 2\varphi_{СВ} > 0$ или $g\cos\varphi_{УВ} > 0$, при приближении к магнетику ускоряется, причем ее скорость достигает наибольшего значения в плоскости x=0. При дальнейшем движении частица начинает замедляться и асимптотическое значение $v_x^2(\pm\infty)$ достигает начальной величины $v_x^2(\mp\infty)$. Очевидно, что если начальная скорость превышает величину $v_{0x} = \Omega a/2$, необходимую для каналирования, то рассмотренный макроскопический эффект ускорения тем более не приводит к каналированию.

Другая ситуация будет в случае частиц, характеристики движения которых удовлетворяют соотношению $g\cos 2\varphi_{СВ} < 0$ или $g\cos\varphi_{УВ} < 0$. Приближение таких частиц к магнетику приводит к уменьшению их поперечной скорости. Физическая природа торможения связана с взаимодействием момента с макроскопическим полем, формируемым бегущей СВ или УЗ. В частности, если $|\Delta v_x^{max}| \geq |v_x(\pm\infty)|$, то возможна полная остановка частицы (в пространстве поперечной скорости). Если это условие будет иметь место при $|x| > |x_0|/2$, то частица вообще не попадет внутрь магнетика, а после отражения будет двигаться обратно (случай *1* на рис. 5). Если же равенство $|\Delta v_x(x)| = |v_x(\pm\infty)|$ будет иметь место внутри магнетика в каком-либо его сечении, т.е. при $0 < |x| < |x_0|/2$, то движущаяся в объеме частица будет уменьшать свою поперечную скорость $|v_x|$ до величины $|v_{0x}|$, при которой начинают выполняться условия захвата в микроканал (кривые *2,3* на рис. 5). Поскольку полученные выше фазовые условия каналирования $g\cos 2\varphi_{СВ} < 0$, $g\cos\varphi_{УВ} < 0$ совпадают с условиями замедления, то такие частицы захватываются в канал. При всех этих аномалиях поперечного движения продольная скорость частицы вдоль магнетика остается неизменной.

Таким образом, условия макрозахвата в микроканал имеют вид

$$g\cos 2\varphi_{СВ} < 0,\ g\cos\varphi_{УВ} < 0,\ |\Delta v_x^{max}|^2 \geq v_x^2(\pm\infty) - (\Omega^2 a^2/4). \qquad (3.21)$$

Оценим величину эффекта торможения. Для приведенных выше параметров магнетика имеем $|\Delta v_x^{max}| \approx 300\delta_s$ см/с и $|\Delta v_x^{max}| \approx 600\,\delta_p^{1/2}$ см/с соответст-

венно для СВ и УЗ в случае нейтронов и $|\Delta v_x^{max}| \approx 5\cdot 10^3\,\delta_s$ см/с, $|\Delta v_x^{max}| \approx$ $\approx 10^4\,\delta_p^{1/2}$ см/с для парамагнитных атомов.

Видно, что в случае тепловых нейтронов с $v_z > 10^5$ см/с магнитное торможение реализует режим каналирования с захватом в интервале углов вплоть до десятков угловых минут, что на много порядков превышает критический угол захвата в отдельный микроканал. Для атомов с некомпенсированным магнитным моментом формально очень большой угол макрозахвата в магнитный канал вряд ли облегчит задачу осуществления каналирования из-за очень сильного торможения и рассеяния на атомах решетки. По-видимому, такой эксперимент может быть успешно осуществлен только с экзотичными атомами типа мезоатома.

В заключение проведем анализ условий применимости используемого классического подхода к движению частиц в микроканалах.

Квантовое рассмотрение задачи о движении частиц в магнитной потенциальной яме типа (3.3), (3.4) приводит к квантованию в параболическом потенциале $V = m\Omega^2\xi^2/2$, который соответствует появлению энергетического спектра $E_n = \hbar\Omega(n + 1/2)$, $n = 0,1,2,...$ Как следует из принципа соответствия, классическое рассмотрение совпадает с квантовым при $n >> 1$. Только в этом случае все направления каналирования образуют квазинепрерывный континуум, что соответствует классическому захвату в канал при всех углах меньше критического. Приравнивая высоту потенциального барьера $V^{max} = m\Omega^2\lambda_\xi^2/2$ значению E_n^{max}, легко получить оценочный критерий справедливости классического решения

$$n^{max} \approx m\Omega\lambda_\xi^2/2\hbar >> 1.$$

Из этого условия видим, что оно совместимо с требованием увеличения размеров канала до значений, ограниченных только условиями $ak, bk < 2$, накладываемыми с целью максимальной фокусировки. Оценим минимальные размеры канала, совместимые с представлением о классическом каналировании. Оценки показывают, что для случая предельно больших k при использовании ДС, магнитных геликонов и при спин-волновом резонансе минимальный размер канала для нейтронов соответственно равен 50 и 5 Å. Последняя цифра позволяет надеяться на возможность реализации "истинного" каналирования во внутрикристаллическом элементарном магнитном канале, размеры которого могут достигать 10 Å. В более узких каналах полное "запирание" частицы невозможно и все особенности магнитного каналирования соответствуют квазиканалированию, рассмотренному выше в задаче о движении квантов в кристаллах.

4. Особенности и теория магнитного каналирования нейтронов в немагнитных кристаллах

4.1. К о г е р е н т н о - ш в и н г е р о в с к и й м е х а н и з м к а н а л и р о в а н и я н е й т р а л ь н ы х ч а с т и ц в к р и с т а л л а х. Рассмотренный выше механизм магнитного каналирования нейтронов и других частиц с магнитным моментом в кристаллах требует, как минимум, наличия магнитной упорядочен-

ной структуры. Ниже будет проведен анализ принципиально другого магнитного механизма каналирования, существующего с равной эффективностью как в магнитных, так и в немагнитных кристаллах. Говоря ниже для определенности о нейтронах, отметим применимость механизма к любым частицам с моментом [35].

Поясним природу эффекта. Энергия взаимодействия нейтрона с немагнитной решеткой, кроме чисто ядерных процессов, связана с особенностями электродинамики движущихся сред. В системе координат, связанной с движущейся внутри кристалла в атомном электрическом поле частицей, имеется магнитное поле $\mathbf{H} = [\mathbf{E}\mathbf{v}]$.

В случае плоскостного канала усредненное по площади элементарной ячейки S_0 значение вектора $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, направленного от плоскости к середине канала, уменьшается там до нуля. Следовательно, среднее значение $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ принимает максимальное (амплитудное) значение вблизи плоскости, уменьшается по величине до нуля и изменяет знак в центре канала (в середине межплоскостного канала) и возрастает по абсолютной величине до того же максимального значения при приближении к следующей плоскости канала. При проходе сквозь эту плоскость вследствие изменения знака вектора напряженности электрического поля эффективное поле $\mathbf{H}$ скачком изменяет знак на противоположный, а его дальнейшее пространственное изменение полностью повторяет поведение в предыдущем канале.

При учете теплового движения решетки скачки поля при переходе сквозь плотность, естественно, сглаживаются. В итоге взаимодействие магнитного момента в таком поле характеризуются чередующейся системой потенциальных ям и барьеров.

Максимальное значение $H^{\max}$ в плоскости можно найти из формулы

$$\oint H\mathrm{d}l = 4\pi i/c$$

с учетом того, что в системе покоя нейтрона движение ядер и электронов атомов, лежащих в пределах кристаллической плоскости эквивалентно току i. Максимальный ток соответствует такому случаю, когда контур интегрирования проходит в непосредственной близости от статической ("замороженной") кристаллической плоскости. При увеличении размера контура (отходе от непосредственного охвата плоскости и включении в его пределы части двух соседних примыкающих каналов) в него попадают не только ядра, но и часть атомных электронов. С учетом разного их знака это эквивалентно уменьшению тока сквозь контур.

Учитывая, что для плоскости шириной L, на которой заряды ядер Ze расположены в узлах элементарных ячеек площадью S_0, значение эффективного максимального тока равно $i^{\max} = ZevL/S_0$, имеем $H^{\max} = 2\pi Zev/S_0c$. Это поле достигает $H^{\max} \approx 10^5$Э для резонансных и $H^{\max} \approx 10^8$Эдля быстрых нейтронов, что должно приводить к изменению траектории движения в кристаллах.

В соответствии с существующей традиционной терминологией, рассматриваемое нейтрон-решеточное взаимодействие может быть охарактеризовано как когерентно-швингеровское и является обобщением хорошо известного нейтрон-атомного швингеровского рассеяния.

4.2. Структура потенциальной ямы магнитного взаимодействия нейтрона в кристаллическом канале. Как следует из предшествующего рассмотрения, эффективность нейтрон-решеточного взаимодействия зависит от конкретного вида поля решетки **E**, определяющего магнитное поле **H**.

Для простоты дальнейшего рассмотрения ограничимся использованием поля атома в форме экранированного кулоновского потенциала

$$V_e = Ze\exp(-r/R)/r, \quad R = \hbar^2/m_e e^2 Z^{1/3}.$$

Использование более точных потенциалов резко усложняет решение, не изменяя общей картины каналирования. Из вида V_e, используя правило $E_r = -\nabla V_e$, находим поле **H**, действующее на нейтрон со стороны одного атома

$$H_r = Ze[(1/r^2) + (1/rR)]\,[\mathbf{e}_r\,\mathbf{v}]\exp(-r/R)/c. \tag{4.1}$$

Выражение для магнитной потенциальной энергии нейтрона $V_\mu = \mu\hat{\sigma}H_r$, определяемой через спиновые матрицы Паули $\hat{\sigma}$, будем исследовать в лабораторной системе с осью Oy, совпадающей с осью канала, и осью Ox, перпендикулярной кристаллическим плоскостям. Ось Oz лежит вдоль плоскости.

Обычным для случая каналирования является предположение о возможности замены потенциала V_μ, содержащего периодически изменяющиеся по знаку составляющие $\mu\sigma_x H_x$, $\mu\sigma_y H_y$, обусловленные знакопеременными компонентами поля E_z, E_y, и не изменяющую знак переменную составляющую $\mu\sigma_z H_z$, связанную с E_x, усредненным потенциалом $\langle V_\mu\rangle$. Такое усреднение в классическом рассмотрении связано с нечувствительностью траектории движения массивных частиц к быстроизменяющимся и слабым по величине вариациям периодического поля H_r. Из-за слабости взаимодействия нейтрона с отдельным атомом только усредненные интегральные параметры поля формируют траекторию движения. Квантовое обоснование будет дано ниже.

Учитывая знакопеременный симметричный характер изменения H_x и H_y в пределах каждого продольного периода решетки, находим $\langle H_x\rangle = \langle H_y\rangle = 0$. Используя стандартный метод усреднения по плоскости посредством интегрирования с весом $1/S_0$ по поперечной координате $\rho = (r^2 - x^2)^{1/2}$, приходим к усредненному магнитному потенциалу статической ("замороженной") плоскости

$$\langle V_\mu\rangle = \mu\sigma_z(\vec{\xi}\mathbf{e}_x)\int_0^\infty H_z((x^2+\rho^2)^{1/2})\cdot 2\pi\rho\,d\rho/S_0(x^2+\rho^2)^{1/2},$$

где $\vec{\xi}$ — вектор нормали к плоскости yz.

Интегрирование с использованием (4.1) приводит к выражению

$$\langle V_\mu\rangle = \mu\sigma_z(\vec{\xi}\mathbf{e}_x)\cdot 2\pi e v Z\exp(-x/R)/S_0 c, \tag{4.2}$$

которое не учитывает теплового движения решетки. После его усреднения с использованием нормального закона распределения флуктуаций положения атомов с дисперсией u^2 и с учетом влияния на структуру потенциальной ямы двух ближайших к ней плоскостей, образующих канал, окончательно находим

$$\langle\langle V_\mu \rangle\rangle = \sigma_z [V_0(x) - V_0(x \pm d)]\, v/c, \tag{4.3}$$

где

$$V_0(x) = (\pi\mu Ze/S_0)\exp(u^2/2R^2)\{\exp(-x/R)[1-\Phi((u/R\sqrt{2}) - (x/u\sqrt{2}))] - \\ -\exp(x/R)[1 - \Phi((u/R\sqrt{2}) + (x/u\sqrt{2}))]\},$$

$\Phi(\alpha)$ — интеграл вероятности, d — межплоскостное расстояние. В дальнейшем дважды усредненный потенциал $\langle\langle V_\mu \rangle\rangle$ будем обозначать $V(x)$.

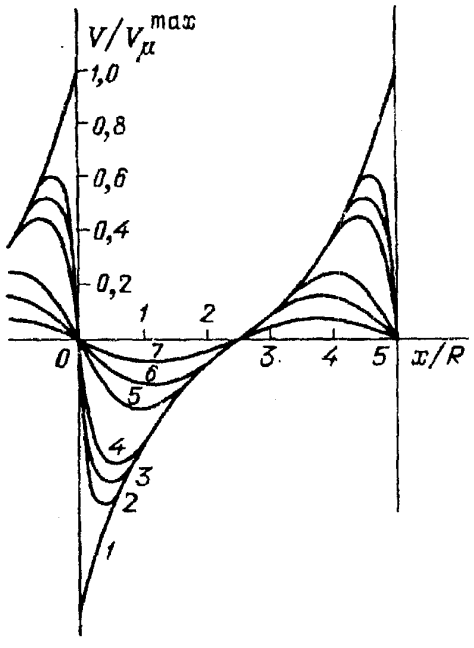
На рис. 6 представлена вычисленная по формуле (4.3) структура магнитного потенциала $V(x)$ в кристалле. Интересной зависимостью от параметров кристалла обладает структура ямы. В случае $u << R,d$ положение минимума потенциальной ямы задается выражением

$$x_0 \approx \sqrt{2}u\,\{\ln[\sqrt{2}R/\sqrt{\pi}u\,[1 + \exp(-d/R)]]\}^{1/2}. \tag{4.4}$$

В другом предельном случае $R < u < d$ имеем

$$x_0 \approx u[1 + (R^2/2d^2) + (u/2R)\exp(-d^2/2u^2)]. \tag{4.5}$$

Из (4.4) и (4.5), а также численного расчета, представленного на рис. 7, следует, что с ростом среднеквадратичной амплитуды тепловых колебаний атомов u центр ямы смещается в направлении от плоскости к середине канала, а ее глубина уменьшается. Такое же смещение с одновременным увеличением глубины ямы и высоты барьера происходит при увеличении ширины канала d.



Рис, 6. Приведенная к случаю статической ("замороженной") решетки потенциальная энергия нейтрона в плоскостном канале шириной $a = 5R$. *1* — статическая решетка с $u = 0$, *2* — $u = R/6$, *3* — $u = R/4$, *4* — $u = R/3$, *5* — $u = R/\sqrt{2}$, *6* — $u = R$, *7* — $u = R/\sqrt{2}$

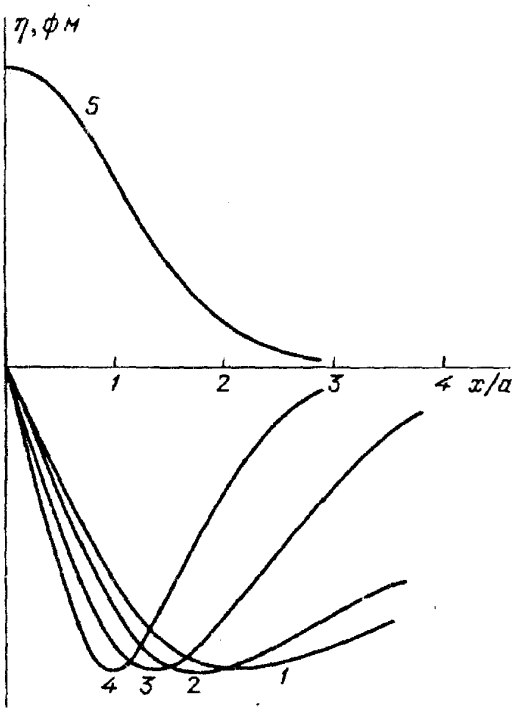


Рис. 7. Изменение формы нормированной потенциальной ямы нейтронами $\eta = V/V_\mu^{max}$ в зависимости от отношения u/R; *1* — $u = R/6$, *2* — $u = R/3$, *3* — $u = R$, *4* — $u >> R$, *5* — функция пространственного распределения плотности локализации ядер около середины кристаллической плоскости $x = 0$

4.3. Волновые функции и движение каналированных нейтронов. Движение нейтрона в анализируемом магнитном потенциальном поле описывается двухкомпонентным уравнением Паули, учитывающим также потенциал взаимодействия нейтрона с ядром

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V_n + V(x)\right)\begin{vmatrix}\Psi_1\\ \Psi_2\end{vmatrix} = E\begin{vmatrix}\Psi_1\\ \Psi_2\end{vmatrix}, \quad V(x) \equiv \langle\langle \mu \hat{\vec{\sigma}} \mathbf{H}\rangle\rangle. \tag{4.6}$$

Волновые функции $\Psi_{1,2}$ соответствуют двум возможным ориентациям момента нейтрона по отношению к оси квантования, параллельной H. Потенциал ядерного рассеяния нейтрона V_n характеризуется (особенно при не очень больших энергиях) слабо анизотропной функцией — амплитудой рассеяния $f_n(\theta)$. В частности, для s-рассеяния $f_n(\theta) = R_0$ (R_0 — радиус ядра). Вторая часть потенциала, детально рассмотренная выше, связана с швингеровским взаимодействием [3, 36, 37] и сводится в итоге к когерентному рассеянию на системе атомов. Амплитуда швингеровского рассеяния характеризуется высокой степенью анизотропии и в случае малых углов определяется величиной $f_\mu(\theta) = iZ\mu e/\hbar c\theta$. Известно (например, [38]), что процесс каналирования частиц и использование для его описания усредненного кристаллического потенциала плоскости возможно только при малоугловом когерентном рассеянии вперед с участка плоскости, значительно превышающего (в продольном направлении) межатомное рассеяние, с последующей интерференцией амплитуд рассеяния. Основную роль в таком процессе будет играть магнитная часть потенциала $V(x)$ в (4.3). Это обусловлено тем, что при характерных для рассматриваемого процесса углах падения на плоскость $\theta < 10^{-3}$ имеем $|f_\mu/f_n| >> 1$. В итоге нулевое приближение решения (4.6) может быть найдено без учета ядерного взаимодействия и при использовании только одного потенциала $V(x)$. На основе найденного таким способом пространственного распределения частиц по сечению канала $|\psi(x)|^2$ может быть рассчитано изменение выхода ядерной реакции с участием каналированных частиц. Это же замечание относится и к другим рассматриваемым механизмам каналирования (квазиканалирования) нейтронов.

С учетом диагонального вида матрицы $\hat{\sigma}_z$ исходное уравнение (4.6) распадается на два независимых уравнения Шрёдингера для нейтронов разных поляризаций

$$\Delta\Psi_{1,2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E \pm V(x))\,\Psi_{1,2} = 0. \tag{4.7}$$

Вид магнитного потенциала при изменении поляризации нейтрона преобразуется как зеркальное отображение относительно прямой V=0 на рис. 6.

Учитывая сложный вид потенциала $V(x)$, решение задачи можно искать либо методами квазиклассики, либо численными методами. Ниже приводятся результаты обоих методов. Начнем с квазиклассики.

Стандартный метод многомерной квазиклассики дает результат

$$\Psi_{1,2} = C_{1,2}(p_{0x}/p_x)^{1/2}\exp\left\{i\left[p_y y \pm \int_{x_0}^{x} p_x dx\right]/\hbar\right\}, \tag{4.8}$$

где $p_x = [p_{0x}^2 \pm 2mV(x)]^{1/2}$ — поперечный импульс частицы на классической траектории между точками поворота x_1 и x_2, определяемыми из условия

$$p_{0x}^2 = 2m|V(x_{1,2})|.$$

Критерий применимости квазиклассического приближения в многомерном случае имеет вид [39]

$$|(\Delta p/p) - [3(\nabla p)^2/2p^2] - [(n\nabla p)\nabla n/p] + n\Delta n + [(\nabla n)^2/2]| << 2p^2/\hbar^2.$$

Это соотношение устанавливает связь между возможными значениями p и характером пространственного изменения единичного вектора этого импульса $n = \mathbf{p}/p$. Для двумерного движения $n = (e_x p_x + e_y p_y)$ и условие применимости с учетом явного вида p_x преобразуется к виду

$$\left| 2\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + m\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 p_x^{-2} \right| << \frac{4p^4}{m\hbar^2}.$$

Видно, что (4.8) неприменимо в непосредственной окрестности δx точек поворота $x_{1,2}$. В работе [35] показано, что

$$\delta x \approx \hbar^2 V_0^{\max}/8m^3 v^3 c r_0,$$

где $r_0 \approx u$ для стенки ямы, ближней к плоскости, и $r_0 \approx R$ для стенки, ближней к центру канала. Прямые оценки показывают, что во всем интервале параметров Z=5–50, S_0=10^{-16}–10^{-15} см^2, u=10^{-10}–$2\cdot10^{-9}$ см, R=(1–3)$\cdot10^{-9}$ см величина $\delta x \approx 10^{-14}$ см для тепловых и более быстрых нейтронов. Вблизи дна и вершины ямы, где $\partial V/\partial x \approx 0$, δx еще меньше.

Есть еще одно ограничение, следующее из второго слагаемого в (4.9), которое везде, кроме областей δx вблизи $x_{1,2}$, превосходит по важности первое. Непосредственный анализ (4.3) показывает, что

$$\partial^2 V/\partial x^2 \approx V_0^{\max}/uR$$

вблизи дна и вершины барьера и

$$\partial^2 V/\partial x^2 \approx V_0^{\max}/r_0^2$$

в остальной области. Используя эти оценки, находим, что (4.8) будет обоснованным во всей области изменения x, если продольная скорость нейтрона

$$v > (\hbar^2 V_0^{\max}/2m^3 uRc)^{1/3}$$

для области энергий поперечного движения около дна ямы, и

$$v > (\hbar^2 V_0^{\max}/2m^3 r_0^2 c)^{1/3}$$

для остальной области энергий. При тех же параметрах приходим к требованию $v > 10^{-4}$ см/с, которое выполняется для тепловых и более быстрых нейтронов.

В связи с периодической зависимостью потенциала $V(x)$ решение (4.8) должно удовлетворять теореме Блоха $\Psi(x) = f\Psi(x \pm d)$, $|f| = 1$. Из условия непрерывности $\Psi_{1,2}$ в любой точке (например, в x_2) находим дисперсионное уравнение, определяющее разрешенные значения энергии движущегося в канале нейтрона,

$$|\cos\varphi_1 \cdot \mathrm{ch}\,\varphi_2 - G(x)\sin\varphi_1 \cdot \mathrm{sh}\,\varphi_2| \le 1, \quad x \to x_2, \tag{4.10}$$

где $G(x) = \{[p_x(x < x_2)/p_x(x > x_2)] + [p_x(x > x_2)/p_x(x < x_2)]\}/2$,

$$\varphi_1 = \int_{x_1}^{x_2} p_x \, dx/\hbar, \quad \varphi_2 = \int_{x_2}^{x_1+d} |p_x| \, dx/\hbar$$

— действительные функции. Переходя к пределу $x \to x_2$, находим

$$G(x_2) = 0, \quad |\cos\varphi_1 \cdot \mathrm{ch}\,\varphi_2| \leq 1.$$

Учитывая, что максимальное значение

$$\varphi_{1,2}^{\max} \leq |p_x^{\max}| \equiv (2mV_0^{\max})^{1/2} d/\hbar \ll 1,$$

для всех возможных параметров (это соответствует большой прозрачности межканальных барьеров и отсутствию уровней связанного в канале движения), находим, что условие (4.10) выполняется, если

$$\int_{x_1}^{x_2} p_x \, dx \geq \int_{x_2}^{x_1+d} |p_x| \, dx.$$

Принимая во внимание симметричный вид потенциальной кривой, находим, что последнее условие будет выполняться только в случае $|x_2 - x_1| \geq d/2$. Очевидно, что это возможно только для энергии поперечного движения, которая лежит выше середины потенциала, т.е. при $V > 0$ на рис. 6. Движение с $V < 0$ соответствует области непропускания и является запрещенным. В случае надбарьерного движения, когда $\varphi_2 = i|\varphi_2|$, $G(x_2) = 1$, условие (4.10) принимает вид тождественного соотношения $|\cos(\varphi_1 + |\varphi_2|)| \leq 1$, что соответствует отсутствию в квазиклассическом приближении запрещенных зон и состояний.

При малости $\varphi_{1,2}^{\max} \ll 1$, что соответствует узким каналам и нейтронам умеренной энергии, состояние нейтрона в решетке является делокализованным и соответствует геометрической оптике плоскослоистой среды с переменным показателем преломления. Для легких парамагнитных атомов глубина ямы резко возрастает и для быстрых частиц может достигать единиц эВ. В этом случае $\varphi_{1,2}^{\max} \gg 1$, а число дискретных уровней чисто каналированного (локализованного) движения определяется количеством узлов дисперсионного уравнения (4.10). Этот же результат будет иметь место для нейтронов очень высокой энергии при их движении в широких каналах. Оценки показывают, что для парамагнитных атомов первые дискретные уровни в канале появляются при продольной скорости $v \approx 10^6$см/с, а при $v \approx 10^9$см/с их количество достигает нескольких десятков. Точные значения пороговых энергий и числа дискретных уровней энергии проще определить из нижеприведенных результатов численного расчета.

Определим характерный угол околобарьерного движения (т.е. при поперечной энергии, равной высоте барьера) для нейтронов и предельный угол каналирования (угол Линдхарда) для парамагнитных атомов

$$\theta_0 = [4V_0^{\max}/(p^2/2m)]^{1/2} = 4(\pi\mu Ze\eta_0/S_0 mcv)^{1/2}, \qquad (4.11)$$

где $\eta_0 \approx 0{,}3-0{,}7$ — относительная глубина потенциальной ямы по отношению к "замороженной" решетке для всех возможных значений R и u.

Уменьшение угла (4.11) с ростом продольной скорости связано с более быстрым возрастанием энергии продольного движения по сравнению с линейным ростом глубины ямы и высоты барьера. Уместно отметить, что более медленное, по сравнению со случаем кулоновского каналирования тяжелых заряженных частиц, для которых $\theta_0 \sim 1/v$, убывание угла $\theta_0 \sim 1/v^{1/2}$ при возрастании скорости для магнитного каналирования приводит к некоторому сближению этого параметра для двух типов каналирования, а также к необходимости учета магнитных эффектов при каналировании парамагнитных ионов. Для приведенных выше параметров имеем $\theta_0 \approx 3'-5'$ при $v \approx 4\cdot 10^6$ см/с, $E_0 \approx 10$ эВ и $\theta_0 \approx 15''-20''$ при $v \approx 10^9$ см/с, $E_0 \approx 1$ МэВ для нейтронов и $\theta_0 \approx 0{,}5-1°$, $\theta_0 \approx 3'-5'$ при тех же скоростях для легких парамагнитных атомов.

В работе [40] проведено решение спектральной задачи для каналирования нейтронов и других частиц с моментом в немагнитной решетке численными методами. Нахождение энергетического спектра проводилось на основе псевдоспектрального метода для эквивалентной исходному уравнению Шрёдингера (4.7) системы уравнений

$$[(kd + 2n\pi)^2 - \lambda]\Psi_n + \sum_{s=-N}^{N} \tilde{V}_{n-s}\Psi_s = 0, \quad s,n = 0,\pm 1,\ldots,\pm N; \tag{4.12}$$

здесь Ψ_n и $\tilde{V}_{n-s}$ — коэффициенты Фурье разложения волновой функции и безразмерного потенциала $\tilde{V}(x) = V_0(x)2m/\hbar^2 d^2$, в котором k — квазиимпульс частицы, $\lambda = 2mE_\perp/\hbar^2 d^2$ — уровни энергии в канале в безразмерных единицах. Решение искалось с использованием N=64 собственных волн и сетки с переменным шагом. На рис. 8 представлена структура энергетического спектра в масштабе структуры потенциала $\tilde{V}^{max}(x) \equiv \tilde{V}^{max}$.

Как показывает анализ зонной структуры, определяющим параметром, задающим в итоге все особенности ориентационного движения, является безразмерная амплитуда $\tilde{V}^{max}$. Для малых ее значений $\tilde{V}^{max} < 1$ (что соответствует низкой продольной скорости движения частицы или малой величине ее магнитного момента) поперечное движение является полностью делокализованным. Первый уровень связанного (т.е. чисто каналированного движения) появляется

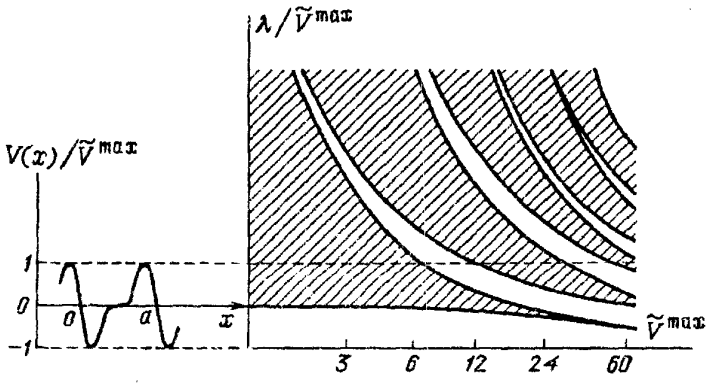


Рис. 8. Зонная структура спектра каналирования нейтральных частиц

при $\tilde{V}^{max} \approx 10$. При увеличении потенциала до $\tilde{V}^{max} \approx 100$ число квазидискретных уровней (точнее, зон разрешенного движения) возрастает до 3, а при $\tilde{V}^{max} \gtrsim 10^3$ задача, вследствие принципа соответствия, допускает эквивалентное классическое решение.

4.4. Сравнительная эффективность нейтрон-ядерного (оптического) и когерентно-швингеровского (электромагнитного) взаимодействий нейтрона с кристаллической плоскостью. Как отмечено выше, нейтрон-ядерное взаимодействие описывается псевдопотенциалом Ферми $V(r) = 2\pi\hbar^2 b\,\delta(r - r_n)/m$, в котором b — длина рассеяния нейтрона на ядре, m — его масса. При усреднении такого потенциала по площади элементарной ячейки S_0 в плоскости каналирования и по тепловым колебаниям решетки приходим к усредненному нейтрон-ядерному потенциалу плоскости

$$V_s = (\sqrt{2\pi}\hbar^2 b/muS_0)\exp(-x^2/2u^2). \qquad (4.13)$$

В отличие от случая каналирования заряженных частиц, где тип налетающей частицы однозначно определяет тип потенциала (яма или барьер) и характер взаимодействия (притяжение, как у электронов, или отталкивание, как у протонов и позитронов), в данном случае для одних и тех же частиц (нейтронов) возможно как притяжение (при $b < 0$), так и отталкивание (при $b > 0$). Потенциал V_s обычно мал.

Например, для типичных параметров $u \approx 0{,}1-0{,}2$ Å, $S_0 \approx 10^{-15}$ см^2, $|b| \approx 10^{-12}$ см имеем $V_s^{max} \approx 10^{-6}$эВ. Ясно, что такой потенциал не может обеспечить локализованное движение нейтрона, которое будет делокализованным, но упорядоченным (квазиканалирование).

Наряду с нейтрон-ядерным движущаяся частица будет участвовать также в когерентно-швингеровском взаимодействии. Как показано выше (смотри (4.3)), $V(x) \sim v$. При малой энергии движущегося нейтрона $E < E_0$ имеем $V_s^{max} > V^{max}$.

Характерное значение энергии E_0 определяется из условия $V_s^{max} = V^{max}$ и равно

$$E_0 = [(\hbar^2 bc/\mu\mu Ze)^2/\pi m]\exp(u^2/R^2). \qquad (4.14)$$

При малой энергии нейтронов (например, для УХН) $V_s^{max} >> V^{max}$. В противоположном случае быстрых нейтронов с $E > E_0$ $V_s^{max} < V^{max}$. В частности, при E= = 10 МэВ имеем $V^{max} \approx 10^3 V_s^{max}$.

Значение E_0 при типичных параметрах $Z \approx 30$, $u \approx 0{,}1-0{,}2$ Å, $R \approx$ $\approx 0{,}2-0{,}3$ Å равно $E_0 \approx 100$ эВ.

Суммарный потенциал нейтрон-кристаллического взаимодействия определяется совместным действием обоих механизмов. В итоге полный потенциал становится несимметричным (особенно при $E \approx E_0$).

Можно сделать несколько замечаний, связанных с учетом энергетической структуры длины рассеяния b. Известно (см., например, [1, 2]), что

$$b = b_0 + \{\Gamma_n(E)/[2k\,(E - E_n + i\,\Gamma)]\}.$$

В этом выражении $b_0 = R_0$, т.е. радиусу рассеивающего ядра, $\Gamma_n(E)$ и Γ — соответственно, нейтронная и полная ширина резонанса с энергией E_n [1,2], $k = (2mE)^{1/2}/\hbar$ — волновое число движущегося нейтрона. Поскольку $\Gamma_n(E) \sim E^{1/2}$, то второе слагаемое в выражении для b зависит от энергии нейтрона E только в виде резонанса Брейта — Вигнера

$$(E - E_n + i\,\Gamma)^{-1}.$$

Для большинства ядер нейтронные резонансы соответствуют $E_n \approx 10$—100 кэВ. Для тепловых и медленных нейтронов с $E \ll E_n$ второе (дисперсионное) слагаемое в b несущественно и $b \approx b_0$. Именно этот результат использовался в вышеприведенных расчетах. Влияние дисперсионного члена может проявиться только в окрестности резонанса с $E \approx E_n \gg E_0$, но возникающее при этом очень сильное поглощение делает каналирование труднонаблюдаемым. Кроме того, при $E \gg E_0$ основным механизмом взаимодействия становится когерентно-швингеровское, что делает малосущественным вклад b.

5. Механизм и теория индуцированно-дисперсионного каналирования нейтральных частиц с внутренними электромагнитными резонансами

5.1. Особенности взаимодействия частицы с резонансной структурой в продольно-периодическом потенциале. Рассмотренные выше механизмы каналирования нейтральных частиц, природа которых связана с особенностями ядерного взаимодействия или наличием у частиц собственного магнитного момента, могут быть дополнены еще одним механизмом упорядоченной фокусировки и удержания в канале, связанным с наличием внутреннего энергетического спектра у частиц. Причиной проявления упорядочивающей силы при этом является стационарное взаимодействие переменного наведенного момента, вызванного периодическим воздействием, с периодическим (переменным в системе покоя движущейся частицы) полем потенциала решетки, наводящим (индуцирующим) этот момент.

Конкретный механизм заключается в следующем. Если частота перехода ω_{kl} между уровнями E_k и E_l движущегося атома или другой частицы будет близкой к одной из частот внешнего воздействия (частот "соударения" с периодически расположенными атомами решетки) $\omega_n = 2n\pi v/d$, где n=1,2,3,..., то возможно возбуждение атома. Здесь v — скорость атома, d — продольный период решетки.

Впервые этот эффект рассматривался в [41—43], а более детально в [44].

Однако наряду с тривиальным возбуждением внутренних степеней свободы атома возникает еще один, не замеченный ранее эффект. Дело в том, что на атоме, находящемся под действием периодического поля решетки, наводится (индуцируется) электрический (а в магнитной решетке, кроме того — магнитный) момент $\mathbf{p} = \alpha\mathbf{E}$, который взаимодействует с вызвавшим его полем решетки

Е. Поскольку момент изменяется синхронно с полем, то это взаимодействие длится в течение всего движения. Характер взаимодействия сложным образом зависит от соотношения ω_{kl} и ω_n, поперечной структуры поля $E(r_\perp)$ решетки в сечении канала и от релаксационных параметров движущегося атома. Впервые идея о возможности и оценки эффективности такого индуцированно-дисперсионного /ИД/ взаимодействия были сделаны в [45], а более детально развиты в [46].

Перейдем к количественному рассмотрению ИД потенциала, считая частицу квантовой системой с двумя уровнями энергии. Поскольку размер частицы может быть одного порядка с периодом решетки и размерами ее атома, то взаимодействие в общем случае является недипольным.

Анализ будем проводить в системе координат, связанной с продольным движением частицы. Остановимся на случае плоскостного каналирования. Пусть плоскость y,z совпадает с кристаллической плоскостью. Движение частицы в поле решетки описывается посредством введения гамильтониана $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$, в котором $\hat{H}_0$ характеризует внутреннее состояние частицы, а $\hat{V}$ описывает ее взаимодействие с решеткой. Последний оператор можно представить в виде разложения по двумерным векторам обратной решетки $g = \{2\pi n_y/a_y,\ 2\pi n_z/a_z\}$, усредненного по тепловым колебаниям расположенных в точках r_n атомов решетки

$$\hat{V}(R; r_1,\ldots,r_Z; t) \equiv \sum_{\mathbf{g}} V_{\mathbf{g}} \exp(i\omega_{\mathbf{g}} t) =$$

$$= (2\pi u^2)^{-3/2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-r^2/2u^2) \sum_n [Ze\Phi(|\mathbf{r}_l - \mathbf{r} - \mathbf{r}_n|) -$$

$$- \sum_{l=1}^{Z} e\Phi(|\mathbf{r}_l - \mathbf{r} - \mathbf{r}_n|)]\, d\mathbf{r} = (\pi Z_0 e^2/S) \sum_{\mathbf{g}} \gamma_{\mathbf{g}}^{-1} \exp[i\mathbf{g}\mathbf{v}t + (u^2/2a^2)] \times$$

$$\times \sum_{j=0}^{1} \{Z \exp[x\gamma_{\mathbf{g}}(-1)^j] \operatorname{erfc}((u\gamma_{\mathbf{g}}/\sqrt{2}) + [x(-1)^j/u\sqrt{2}]) -$$

$$- \sum_{l=1}^{Z} \exp[i\mathbf{g}\vec{\rho}_l + x_l\gamma_{\mathbf{g}}(-1)^j] \operatorname{erfc}((u\gamma_{\mathbf{g}}/\sqrt{2}) + [x_l(-1)^j/u\sqrt{2}]); \qquad (5.1)$$

здесь a_y, a_z — периоды атомной решетки в плоскости каналирования, n_y, n_z — целые неотрицательные числа $\mathbf{R} = \{x,0,0\}$, $\mathbf{r}_l = \{x_l, \rho_l\}$ — соответственно координаты ядра с зарядом Ze и l-го электрона движущегося атома, S — площадь, приходящаяся на один атом в плоскости каналирования, u — амплитуда тепловых колебаний, $\gamma_{\mathbf{g}} = [g^2 + (1/a^2)]^{1/2}$.

При вычислении (5.1) в качестве модельного выбран стандартный потенциал экранированного кулоновского типа $\Phi(r) = (Z_0 e/r)\exp(-r/a)$, в котором $a = 0{,}885a_0/(Z^{2/3} + Z_0^{2/3})^{1/3}$ — радиус экранирования, $a_0 = \hbar^2/me^2$. Вкладом

магнитного взаимодействия швингеровского типа в H можно пренебречь, так как векторный потенциал в $c/v >> 1$ раз меньше скалярного.

Очевидно, что основной вклад в ИД-взаимодействие дают резонансные компоненты разложения (5.1), для которых частота $\omega_{\mathbf{g}} \equiv \omega$ близка к частоте перехода между уровнями 1 и 2 $\omega_{12} \equiv \omega_0$, а также нулевая (стационарная) компонента, которой отвечает $\mathbf{g} = 0$.

Поскольку под действием резонансного когерентного взаимодействия атом находится в суперпозиционном смешанном состоянии, то для нахождения потенциала взаимного воздействия атома и решетки необходимо использовать уравнение для матрицы плотности

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \{\hat{H}_0 + \hat{V}_0 + \hat{V}_{\mathbf{g}} \exp(i\omega_{\mathbf{g}} t), \hat{\rho}\} - iT\hat{\rho}, \; V_0 \equiv V_{\mathbf{g}=0}. \tag{5.2}$$

Релаксационные процессы в системе (5.2) описываются с помощью феноменологически вводимой матрицы

$$T\hat{\rho} = \begin{pmatrix} (\rho_{11} - \rho_{11}^{(0)})/T_1 & \rho_{12}/T_2 \\ \rho_{21}/T_2 & (\rho_{22} - \rho_{22}^{(0)})/T_1 \end{pmatrix}; \tag{5.3}$$

здесь T_1 и T_2 — времена продольной и поперечной релаксации, выраженной в случае двухуровневой системы через скорость w_{21} перехода из состояния 1 в 2 под действием некогерентного воздействия со стороны решетки, через скорость A спонтанных переходов из 2 в 1 и через скорости $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$ процессов фазовой релаксации обоих уровней

$$1/T_1 = 2w_{21} + A \equiv \gamma, \quad 1/T_2 = (1/T_1) + \varkappa_1 + \varkappa_2 \equiv \Gamma.$$

В отсутствие внешнего резонансного возмущения ($\gamma_{\mathbf{g}} = 0$) равновесные значения населенностей уровней равны

$$\rho_{11}^{(0)} = (w_{21} + A)/(2w_{21} + A), \quad \rho_{22}^{(0)} = w_{21}/(2w_{21} + A).$$

Вопрос о вычислении $w_{21}, \varkappa_1, \varkappa_2, A$ будет рассмотрен ниже. В покомпонентной форме операторное уравнение (5.2) имеет вид

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = [(V_{12}\rho_{21} - \rho_{12}V_{21})/i\hbar] - \gamma(\rho_{11} - \rho_{11}^{(0)}),$$

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = [V_{21}(\rho_{11} - \rho_{22})/i\hbar] + [\rho_{21}(V_{22} - V_{11})/i\hbar] - i\rho_{21}\omega_0 - \Gamma\rho_{21}; \tag{5.4}$$

здесь

$$V_{21} = V_{12}^* = (V_g)_{21} \exp(-i\omega t) \equiv \hbar\Omega(x) \exp(-i\omega t), \; V_{11,22} = (V_0)_{11,22}.$$

Вводя обозначения $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, $\alpha = (V_{22} - V_{11})/\hbar$ и делая замену $\rho(t) = \rho_{11} - \rho_{22}, \rho_0(t) = \rho_{21} \exp(i\omega t)$, из (5.4) находим

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 4\Omega \operatorname{Im} \rho_0 - \gamma\rho + A, \quad \frac{\partial \rho_0}{\partial t} = (i\beta - \Gamma)\rho_0 - i\Omega\rho, \; \beta = \Delta\omega - \alpha.$$

Эти уравнения для трех вещественных функций $\operatorname{Im}\rho_0$, $\operatorname{Re}\rho_0, \rho$ определяют эволюцию двухуровневой системы под действием кристаллического поля, являющегося одновременно и термостатом и возмущением. Итоговый вид потенциала взаимодействия движущегося атома с кристаллической плоскостью определяется выражением

$$V(x,t) = \mathrm{Sp}\,(\hat{V}\hat{\rho}) = \sum_{i,j=1}^{2} V_{ij}\rho_{ji} = (V_{11}(x) + V_{22}(x))/2 + \\ + \alpha\hbar\rho(x,t) + 2\hbar\Omega\,\mathrm{Re}\,\rho_0(x,t). \qquad (5.5)$$

Дальнейший анализ особенностей потенциала $V(x, t)$ и связанного с ним каналирования возможен только для конкретной частицы (атома). Отметим также, что выбор необходимых параметров движения (скорость, направление) частицы, обеспечивающих заданную баунс-частоту **vg**, может быть существенно облегчен, если использовать развиваемое в работах [47] по динамическому хаосу представление о кристаллической плоскости, как системе кристаллических осей.

5.2. Особенности индуцированно-дисперсионного каналирования для мезоатомов. В связи с очень большими затруднениями и неэффективностью ориентационного движения атомов обычного типа в кристаллах (очень сильное торможение, рассеяние, возбуждение, ионизация) проведем анализ условий ИД-взаимодействия для мезоатомов, имеющих малые размеры и большую устойчивость. Для конкретности расчетов рассмотрим особенности движения таких частиц в поле кристаллической плоскости (100) кристалла LiH. При движении со скоростью v под действием g-компоненты возмущения происходит переход между квантовыми уровнями μ-мезона

$$\Psi_1 \equiv \Psi_{100} = (b_0^{3/2}\sqrt{\pi})^{-1}\exp[(-iE_1 t/\hbar) - (r_0/b_0)],$$

$$\Psi_2 \equiv \Psi_{210} = (4b_0^{5/2}\sqrt{2\pi})^{-1}\, r_0\cos\theta_0 \cdot \exp[(-iE_2 t/\hbar) - (r_0/2b_0)];$$

здесь $b_0 = a_0 m_e/m_\mu$, m_μ— масса мезона, а угол θ отсчитывается от оси x.

Два первых члена в потенциале (5.5) зависят от V_{11}, V_{22} и характеризуют чисто электростатическое взаимодействие пространственно распределенного электрического заряда нейтрального мезоатома (локализованного ядра и "размазанного" с плотностью $e|\Psi_{1,2}(\mathbf{r}_0)|^2$ заряда мезонного облака) с усредненным поперечно неоднородным электрическим полем кристаллической плоскости. Ясно, что при стремлении эффективного размера движущегося атома к нулю $(b_0 \to 0)$ V_{11}, $V_{22} \to 0$ вне зависимости от того, обладает ли атом собственным статическим электрическим моментом или только наведенным. Случай мезоатома соответствует очень малому размеру $b_0 \approx 2{,}5\cdot 10^{-11}$ см. Простые оценки на основе очевидных соотношений $V_{11,22}^{\max} < eb_0E \approx V_0 b_0/a_0$ приводят к результату $V_{11,22}^{\max} < 10^{-3}$эВ, который совпадает с очень громоздким результатом прямых вычислений [46]. Вычисленная в [46] амплитуда третьего члена в потенциале (5.5), связанного с чисто индуцированным взаимодействием и определяемым V_{12}, достигает 0,1 эВ. Такое соотношение вкладов позволяет пренебречь элементами V_{11}, V_{22} для мезоатома.

Для дальнейших вычислений необходимо знание релаксационных параметров.

Безызлучательная релаксация w_{21} определяется взаимодействием мезоато-

ма с нерезонансными (случайными) компонентами преобразованного в движущуюся систему электростатического поля решетки, выполняющими роль термостата. Для вычисления w_{21} необходимо сначала определить вероятность перехода μ-мезона в мезоатоме под действием одного движущегося мимо мезоатома кристаллической плоскости, а затем выполнить операцию усреднения для всех атомов в плоскости. Если положение возмущающего атома решетки в момент времени t определяется радиусом-вектором $R_0 = \{0,\ y,\ vt\}$, то энергия взаимодействия между мезоатомом и атомом решетки имеет вид

$$W(t) = -[Z_0e^2/|\mathbf{R}_0 - \mathbf{R} - \mathbf{r}_0|]\exp(-|\mathbf{R}_0 - \mathbf{R} - \mathbf{r}_0|/a) \approx$$
$$\approx -(Z_0e^2/|R_0 - R|)\{1 + [(yy_0 + xx_0 + vtz_0)/|R_0 - R|]\} \times$$
$$\times \exp\{-|\mathbf{R}_0 - \mathbf{R}| - [(xx_0 + yy_0 + vtz_0)/|\mathbf{R}_0 - \mathbf{R}|]a^{-1}\},$$

где

$$|\mathbf{R}_0 - \mathbf{R}| = [x^2 + y^2 + (vt)^2]^{1/2}.$$

В соответствии с первым порядком нестационарной теории возмущений полная вероятность перехода равна

$$P_{21} = \left|\int_{-\infty}^{\infty} W_{21}((x^2 + y^2 + v^2t^2)^{1/2}) \exp(i\omega_0 t)\, dt\right|^2/\hbar^2.$$

После усреднения по y и с учетом конкретного времени пролета частицы вдоль одной элементарной ячейки a_z/v искомая вероятность некогерентного перехода в единицу времени принимает вид

$$w_{21} = (2v/S)\int_0^{\infty} P_{21}(x,y)\, dy. \qquad (5.6)$$

Время поперечной релаксации T_2 выражается через вероятности дефазировки основного и возбужденного состояний $\Psi_{1,2}$ движущегося мезоатома. Расчетный метод анализа дефазировки может быть связан с моделью осциллятора с переменной частотой.

При пролете частицы мимо атома решетки имеет место нестационарное возмущение. В соответствии с подходом, впервые предложенным Ленцем и Вайскопфом [48], в ходе такого возмущения положение уровней пролетающей частицы испытывает смещение с последующим возвратом (после пролета) в исходное положение. В ходе такого смещения фаза волновой функции получает дополнительное (к ее обычному ходу $E_{1,2}t/\hbar$) приращение

$$\eta_{1,2} = \int_{-\infty}^{\infty} W_{11,22}((\rho^2 + v^2t^2)^{1/2})\, dt/\hbar.$$

При многократном последовательном случайном взаимодействии совокупность таких случайных фазовых флуктуаций приводит к уменьшению, а затем к полному нарушению когерентности состояний. В соответствии с общей теорией (например, [48]) процесс дефазировки может быть количественно описан по-

средством введения эффективного сечения столкновений $\sigma(\eta)$. Определим его вид.

Процесс дефазировки характеризуется корреляционной функцией

$$B(\tau) \equiv \langle \exp(-i\eta(t)) \exp(i\eta(t+\tau)) \rangle = \langle \exp(i\eta(\tau)) \rangle.$$

С помощью метода Андерсена, описанного в [48], можно найти уравнение, которому подчиняются $B(\tau)$.

Для этого образуем разность $B(\tau + \Delta\tau) - B(\tau) = \Delta B(\tau)$, которая в явном виде имеет структуру

$$\Delta B(\tau) = \langle \exp(i\eta(\tau)) \exp(i\eta(\Delta\tau)) \rangle - \langle \exp(i\eta(\tau)) \rangle.$$

Из-за очевидной эргодичности и марковости процесса дефазировки возможна факторизация первого коррелятора справа, что в итоге дает

$$\Delta B(\tau) = -B[\langle 1 - \exp(-i\eta(\Delta\tau)) \rangle].$$

Момент $\langle 1 - \exp(-i\eta(\Delta\tau)) \rangle$ может быть вычислен посредством процедуры усреднения фазового члена $(1 - \exp(-i\eta))$ по возможным координатам всех атомов решетки в составе "размазанной" (за счет тепловых смещений) плоскости, которые пролетели мимо мезоатома (в системе его покоя) за время $\Delta\tau$:

$$\langle 1 - \exp(-i\eta) \rangle = \Delta\tau \cdot \theta(x),$$

$$\theta(x) = v\langle n \rangle a_x \int_0^{\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \, [1 - \exp(-i\eta(\rho))] \times$$

$$\times \exp\{-[x - (\rho/\cos\varphi)]^2/2u^2\}/\sqrt{2\pi}\,u;$$

здесь x — расстояние от плоскости, $\langle n \rangle = 1/Sa_x$ — средняя концентрация атомов кристалла, a_x — межплоскостное расстояние. В итоге имеем разностное соотношение $\Delta B = -\Delta\tau \, B\theta(x)$, которое при $\Delta\tau \to 0$ переходит в дифференциальное уравнение с решением $B = \exp[-(\theta' + i\theta'')]$.

Величина $\theta' \equiv \langle n \rangle v\sigma$, выраженная через эффективное сечение столкновений

$$\sigma = (a_x/\sqrt{2\pi}\,u) \int_0^{\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho (1 - \cos\eta(\rho)) \exp\{-[x - (\rho/\cos\varphi)]^2/2u^2\},$$

задает искомое время дефазировки конкретного состояния мезоатома и определяет параметры корреляционной матрицы

$$\varkappa_{1,2} = \theta'(\eta_{1,2}) = v\sigma_{1,2}(\eta_{1,2})/Sa_x. \qquad (5.7)$$

Точные, но громоздкие выражения для w_{21} (5.6), $\varkappa_{1,2}$ (5.7) и вероятности спонтанного перехода $A = (2e/3)^8/b_0\hbar^4c^3 \approx 1{,}3 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ найдены в [46]. Полученная совокупность параметров позволяет провести анализ структуры потенциальной ямы (5.5) и особенностей движения мезоатома.

Условие резонанса $\omega_n \equiv 2\pi n v/a_z \approx \omega_{21} \equiv \omega_0$ при $\omega_{21} \approx 5 \cdot 10^{18}$ с$^{-1}$ и конкретном продольном периоде a_z выполняется для $v \approx 6 \cdot 10^9$ см/с, чему соответствует энергия продольного движения мезоатома ≈ 25 МэВ.

С учетом определенной ниже длины деканалирования $\Delta z_d \approx 1-30$ мкм и

удовлетворяющегося вследствие этого соотношения $\gamma \ll v/\Delta z_d \ll \Gamma$ из (5.5) можно получить справедливую для всей устойчивой части траектории $v/\Gamma < z < \Delta z_d$ квазистационарную форму для $V(x)$

$$V(x) \approx \frac{\hbar\Delta\omega}{2}\left\{\frac{4A\Omega^2}{4\Omega^2\Gamma + \gamma(\Gamma^2 + \Delta\omega^2)} + \frac{(\lambda_1 + \gamma)(2\gamma - \lambda_1 - C_2)}{(\lambda_1 + \Gamma)(3\lambda_1 + C_2)} \times \right.$$

$$\left. \times \left[1 - \frac{A(\Gamma^2 + \Delta\omega^2)}{C_0}\right]\right\}; \qquad (5.8)$$

здесь $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ — корни характеристического уравнения для системы (5.4)

$$\lambda^3 + C_2\lambda^2 + C_1\lambda + C_0 = 0,$$

в котором

$$C_0 = \Gamma^2\gamma + 4\Omega^2\Gamma + \beta^2\gamma,\ C_1 = 2\Gamma\gamma + \Gamma^2 + 4\Omega^2 + \beta^2,\ C_0 = 2\Gamma + \gamma.$$

На рис. 9 представлен вычисленный по (5.8) вид индуцированно-дисперсионного потенциала взаимодействия мезоатома с двумя кристаллическими плоскостями при двух симметричных значениях расстройки $\Delta\omega = \pm\omega_{21}/5$. В первом случае ($\Delta\omega > 0$) потенциальная яма, обеспечивающая устойчивое ориентационное движение, примыкает к кристаллической плоскости. Вследствие большой аналогии со структурой потенциальной ямы для отрицательно заряженных частиц назовем его ИД$^-$-потенциалом. Соответственно случаю $\Delta\omega < 0$ отвечает ИД$^+$-потенциал. Определим количественные характеристики процесса каналирования мезоатомов.

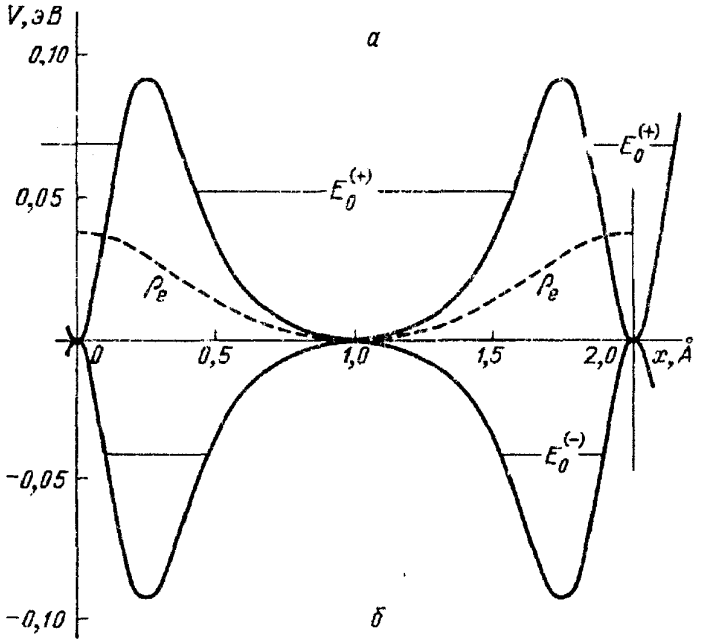


Рис. 9. Структура потенциальной энергии и разрешенные уровни энергии при индуцированно-дисперсионном каналировании нейтральных атомов мюония для $\Delta\omega > 0$ ($V^{(+)}, E_0^{(+)}$) (*а*) и $\Delta\omega < 0$ ($V^{(-)}, E_0^{(-)}$) (*б*). $\rho_e(x)$ — нормированная структура усредненной электронной плотности атомов решетки, расположенных на кристаллических плоскостях (100) в кристалле

Аппроксимируя любую из ям ИД$^-$-потенциала функцией

$$V^{(-)} = \alpha^{(-)}\xi^2 + \beta^{(-)}\xi^3,\ \xi = x - x_0,$$

где $\alpha^{(-)} \approx 1{,}47$ эВ/А^2, $\beta^{(-)} \approx 1{,}08$ эВ/А^3, x_0 — точка минимума, получаем, что в такой яме существует только одно связанное состояние

$$\Psi_0^{(-)} = \exp[-\xi^2/2(l^{(-)})^2]\,[1 - \beta^{(-)}(l^{(-)})^3\,(M/2\alpha^{(-)})^{1/2} \times$$
$$\times\,\{(\xi/l^{(-)}) + [(\xi^3/3(l^{(-)})^3]\}\,n^{-1}]/(e^{(-)}\sqrt{\pi})^{1/2}$$

с энергией $E_0^{(-)} = \hbar\sqrt{\alpha^{(-)}/2M} \approx -0{,}04$ эВ, M — масса мезоатома. Вероятность заселения этого состояния частицей, падающей под углом $\theta = 0$, равна $P_0^{(-)} \approx 0{,}14$. Учитывая, что в межплоскостном интервале имеются две такие ямы, общую вероятность следует удвоить.

ИД$^+$-потенциал включает на каждом периоде по две ямы равной глубины, но разной ширины. Аппроксимируя более широкую из них параболой

$$V^{(1+)} = \alpha^{(+)}\xi^2, \quad \alpha^{(+)} \approx 1{,}54\ \text{эВ/Å}^2,$$

а более узкую — функцией

$$V^{(2+)} = -V_0^{(2+)}/\operatorname{ch}^2(\xi/\beta^{(+)}), \quad V_0^{(2+)} \approx 0{,}09\ \text{эВ}, \quad \beta^{(+)} \approx 0{,}1\ \text{Å},$$

находим, что и в этом случае возникают только по одному квантованному состоянию

$$E_0^{(1+)} \approx 0{,}05\ \text{эВ}, \quad \Psi_0^{(1+)} = \exp[-\xi^2/2\,(l^{(+)})^2]\,/\,(l^{(+)}\sqrt{\pi})^{1/2},$$

$$E_0^{(2+)} \approx 0{,}07\ \text{эВ}, \quad \Psi_0^{(2+)} = (2/\beta^{(+)}B(s,s))^{1/2}\,/\,[2\operatorname{ch}(\xi/\beta^{(+)})]^s;$$

здесь $l^{(+)} = [\,\hbar\,(2\alpha^{(+)}M)^{1/2}\,]^{1/2}$,

$$s = [(2MV_0^{(2+)}\beta^{(+)2}/\hbar^2) + (1/4)]^{1/2} - (1/2) \approx 0{,}36.$$

Вероятности заселения этих уровней равны 0,33 и 0,18 [46].

Вычисленная по квантовой теории [49] длина деканалирования для найденных состояний равна $z_d^{(1+)} \approx 30$ мкм, $z_d^{(2+)} \approx z_d^{(-)} \approx 1{,}5$ мкм.

Несложно показать, что торможение частицы в течение интервала ее ориентационного движения как в случае ИД$^+$- , так и для ИД$^-$-потенциалов не приводит к существенному изменению выбранной расстройки. Значение "длины расстройки" z_p можно оценить, исходя из условия равенства частотного сдвига положения резонанса из-за торможения

$$\delta\omega(z_p) \approx \omega_0\delta v\,(z_p)/c \approx z_p g\cos\varphi_0(-\mathrm{d}\varepsilon/\mathrm{d}z)_e\,/Mc$$

усредненной полной ширине резонансного перехода

$$\langle\Gamma\rangle = \int\Gamma(x)\,|\Psi_0^-(x)|^2\mathrm{d}x \approx 10^{16}\,\text{с}^{-1}.$$

Очевидно, что в образцах длиной $z < z_p$ сдвиг "маскируется" шириной линии и не влияет на резонансные характеристики. Из условия $\delta\omega(z_p) = \langle\Gamma\rangle$ находим $z_p \approx 70$—100 мкм, так что $z_d < z_p$ и на всем пути ориентационного движения $z \le z_d$ влияние сдвига резонанса малосущественно.

Отметим, что необходимая для резонанса скорость (и энергия) продольного движения частицы может быть значительно уменьшена, если использовать высшие гармоники баунс-частоты $\omega_0 = 2\pi n v/a_z$ или использовать переходы между расщепленными во внешнем магнитном поле компонентами 1s-состояния, вызванными разными ориентациями спина μ-мезона.

6. Эксперименты по малоугловому ориентационному движению нейтральных частиц и квантов

В работах [50—52] представлены результаты экспериментальных исследований по каналированию быстрых нейтронов и жестких γ-квантов [50], а также мягкого рентгеновского излучения [51], Наиболее убедительные результаты, в значительной степени подтверждающие возможность каналирования быстрых нейтронов с энергией 2,5 МэВ и, с меньшей уверенностью, жестких квантов с энергией около 3 МэВ, получены [50]. Измерения проводились на горизонтальном канале реактора ВВР — М ИЯИ АН УССР.

Формирование начального нейтронного пучка и ограничение углового размера детектора производилось с помощью двух коллиматоров из нормализованной стали длиной 2 м со сквозным каналом сечением 3×3 мм^2. Между коллиматорами на гониометрической головке размещался предварительно ориентированный монокристалл Ge (мозаичность менее 40") в форме цилиндра диаметром 56 мм и высотой 20 мм. Результаты эксперимента по снятию угловой зависимости коэффициента пропускания быстрых нейтронов в приосевом $[1\bar{1}0]$-направлении представлены на рис. 10. Отсутствие теоретических расчетов по осевому малоугловому движению нейтральных частиц затрудняет интерпретацию эксперимента с точки зрения осевого каналирования (теоретической основой для постановки эксперимента была гипотеза об однократном когерентном рассеянии частиц одной или несколькими цепочками [36, 37], что правомочно при небольшой длине канала), хотя основные закономерности полученной угловой зависимости могут быть объяснены на основе развитой в разделе 4 теории плоскостного каналирования за счет когерентно-швингеровского взаимодействия.

На этой же установке было проведено исследование особенностей малоуг-

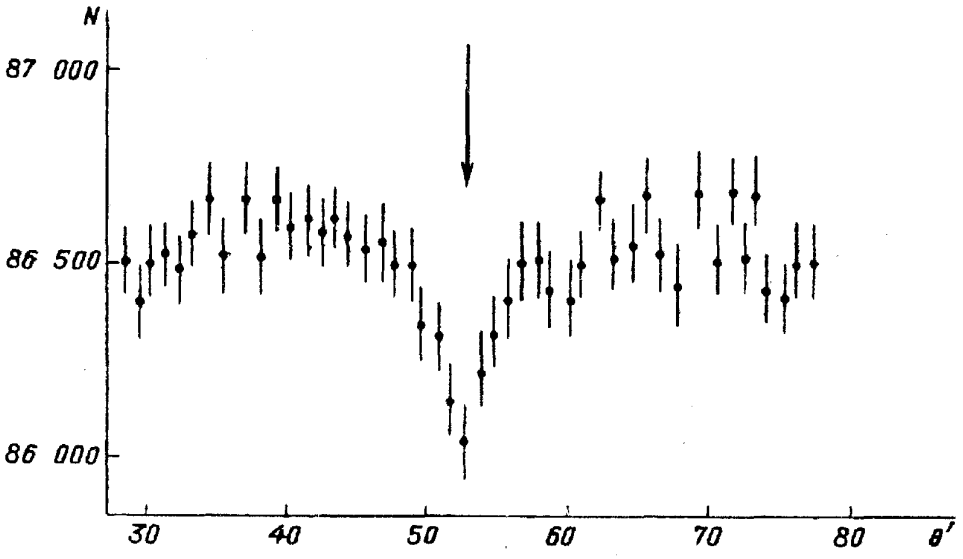


Рис. 10. Зависимость скорости счета быстрых нейтронов от угла поворота монокристалла Ge относительно пучка. Угол θ отсчитывается от направления оси $[1\bar{1}0]$ (стрелка) по пучку

левого приосевого движения жесткого γ-излучения, сопутствующего эмиссии быстрых нейтронов из активной зоны реактора. Возможность раздельного исследования результатов движения нейтронов и квантов связана с управлением эффективности счета и обработки сигналов от протонов отдачи (нейтронный канал) и электронов отдачи (канал квантов). Результаты эксперимента по снятию угловой зависимости прохождения γ-квантов в приосевом $[1\bar{1}0]$-направлении представлены на рис. 11. В отличие от нейтронного канала в направлении оси наблюдается четко выраженный максимум с относительной амплитудой около 2%. К сожалению, отсутствие теоретических работ по осевому каналированию квантов (точнее — квазиканалированию) не позволяет однозначно идентифицировать полученный результат как прямое наблюдение явления каналирования. Прямое применение результатов развитой в разделе 2 теории плоскостного каналирования приводит к относительной амплитуде возможного максимума 0,5%. Вместе с тем, ясно, что различие величины эффекта в 4 раза не является очень большим и вполне может быть объяснено при создании теории осевого квазиканалирования. Уместно отметить, что собственная интерпретация авторами работы [50] появления максимума, как результата отсутствия дифракции при строго приосевом движении, не является вполне убедительной. Во-первых, сама дифракция при отстройке от центра максимума должна проявляться при гораздо больших углах, чем полуширина пика пропускания. Во-вторых, при включении канала дифракции может иметь место не только уменьшение интенсивности прямого пучка за счет перекачки в брэгговский максимум, но и его рост за счет двухволнового эффекта аномального прохождения (эффекта Борманна). По-видимому, однозначная интерпретация будет возможной только после создания соответствующей теории.

В дальнейшем желательна постановка экспериментов в геометрии, допускающей адекватную интерпретацию в рамках существующей теории.

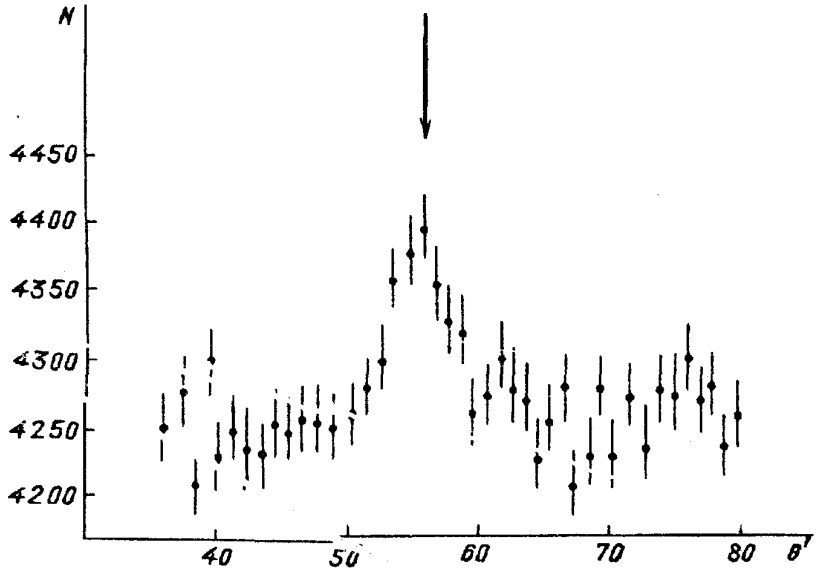


Рис. 11. Зависимость скорости счета γ-квантов с энергией $\hbar\omega \lesssim 3$ МэВ в тех же условиях, что на рис. 10

7. Заключение

Как следует из обзора, несмотря на явную слабость взаимодействия нейтральных частиц и квантов с атомами упорядочение расположенных плоскостей и осей, существует несколько достаточно эффективных механизмов, способных обеспечить их сильносвязанное ориентационное движение типа каналирования или менее связанное типа квазиканалирования с очевидными экспериментальными последствиями.

Типичная ситуация соответствует наличию только одного (редко 2—3) уровней квантового движения как в межплоскостном (осевом) канале, так и в узком канале шириной в доли или единицы нанометра. При этом область возможной локализации частицы (кванта) в поперечном направлении существенно превосходит размер канала, что ведет к небольшим количественным отличиям итоговых характеристик транспортировки потоков при каналировании и в режиме неориентационного движения.

В связи с этим существенно возрастают (по сравнению со случаем заряженных частиц) требования к коллимации исходного пучка и, главное, к надежной статистике результатов при измерении эффекта. Вместе с тем можно указать на ряд случаев, когда малое отличие в поперечной структуре волновой функции (при каналировании и без него) может приводить к большому итоговому различию (например, при каналировании резонансных и медленных нейтронов в многоатомной решетке с чередующимися сильно- и слабопоглощающими нейтроны ядрами). Кроме того, сама специфика каналированного движения позволяет ставить эксперименты в новой, отличной от традиционной геометрии. В качестве примера можно указать на возможность идентификации каналирования квантов по дифракционному максимуму в направлении, отличном от обычного брэгговского.

Отметим, что вне рамок настоящего обзора остался анализ ряда крайне слабых механизмов упорядочивающего взаимодействия (например, за счет сильного и слабого взаимодействий, за счет наличия у нейтрона высших электрических мультипольных моментов, втягивающих его в область высокого градиента поля решетки, за счет аномалий восприимчивости при рассеянии γ-квантов с энергией, близкой к порогу рождения электрон-позитронной пары и т.д.), неспособных обеспечить наблюдаемые эффекты.

Для дальнейшего исследования эффектов каналирования и развития приложений целесообразна постановка экспериментов по плоскостному каналированию нейтронов как при больших энергиях за счет когерентно-швингеровского механизма, так и при малых за счет "оптического" фермиевского взаимодействия. В качестве наиболее перспективных систем поидуцированно-дисперсионному каналированию можно указать на кристаллы цеолитов, для некоторых из которых имеющиеся периодически "насаженные" на микроканалы микрополости могут выполнять роль формирующего траекторию периодического воздействия. В таких структурах, очевидно, возможно каналирование атомов во-

дорода. Во всех случаях желательно использование более коллимированных пучков с расходимостью, по крайней мере, меньшей угла Линдхарда.

Нам представляется, что выполнение всего возможного комплекса оптимизирующих условий позволит выйти на уровень практического использования эффектов каналирования нейтральных частиц и квантов как для решения обратных задач структурного анализа, так и для создания систем фокусировки, транспортировки и управления потоками нейтрального излучения, включая поворот при изгибе кристалла на малый угол.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] *Гуревич И.И., Тарасов Л.В.* Физика нейтронов низких энергий. —М.: Атомиздат, 1965.
2. *Бекурц К., Виртц К.* Нейтронная физика. — М.: ИЛ, 1968.
3. *Власов Н.А. Нейтроны.* — М.: Наука, 1971.
4. *Насонов Н.И. //* Письма ЖТФ, 1979. Т. 5. С. 982.
5. *Винецкий В.Л., Файнгольд М.И. //*УФЖ. 1980. Т. 25. С. 1093.
6. *Винецкий В.Л., Файнгольд М.И. //*УФЖ. 1982. Т. 27. С. 884.
7. *Базылев В.А., Жеваго Н.К. //*УФН. 1990. Т. 160. С. 47.
8. *Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н.* Гамма лазеры. — М.: Изд-во МГУ, 1989.
9. *Yinetsky V.L., Faingold M.J.* //Sol. State Commim. 1981. V.40. P. 7.
10. *Насонов Н.И. //*Вопросы атомной науки и техники. Сер. "Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение". 1982. Т. 3. С. 85.
[11] *Komarov F.F., Kumakhov M.A., Zhevago N.K.* // Rad. Eff. Lett. 1983. V. 76. P.119.
12. *Жеваго Н.К.* // ДАН СССР, 1985. Т. 281. С. 67.
13. *Жеваго Н.К., Рязанов А.И.* //ФТТ. 1986. Т. 28. С. 130.
14. *Жеваго Н.К., Рязанов А.И.* // ДАН СССР. 1986. Т. 280. С. 347.
15. *Zhevago N.K., Ryazanov A.J.* // Rad. Eff. 1987. V. 104. P. 87.
16. *Kellar N.* //Proc. Phys. Soc. 1951. V. B64. P. 369.
17. *Marion L.* // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 9. P. 194.
18. *Alvares-Estrada R.F.* // J. Phys. A. 1984. V. 17. P. 475.
19. *Кумахов М.А.* Излучение каналированных частиц в кристаллах. — М.: Энергоиздат, 1986.
20. *Аркадьев В.А., Коломийцев А.И., Кумахов М.А.* //УФН. 1989. Т. 157. С. 529.
[21] *Маркузе Д.* Оптические волноводы. — М.: ИЛ, 1974.
22. *Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н.* //ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 351.
23. *Базылев В.А., Жеваго Н.К* Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. — М.: Наука, 1987. С. 61.
24. *Брек Д.* Цеолитовые молекулярные сита. — М.: Мир, 1976.
25. *Брэгг У., Кларитбулл Г.* Кристаллическая структура минералов. — М.: Мир, 1967.
26. *Elachi C., Evans G., Grunihaner F.* // Appl. Opt. 1975. V. 14. P. 14.
27. *Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н.* //ФТТ. 1982. Т. 24. С. 3718.
28. *Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н.* //ФТТ. 1983. Т. 25. С. 1397.
29. *Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н.* //ЖТФ. 1983, Т. 53. С. 1254.
30. *Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н.* //ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 481.
[31] *Абрагам А.* Ядерный магнетизм. — М.: ИЛ, 1957.
32. *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. — М.: Наука, 1967.
33. *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. — М.: Наука, 1973.
34. *Йелон А.* Физика тонких пленок. Т. VI. — М.: Мир, 1973.
35. *Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н.* //ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 177.
36. *Дюмин А.Н., Коренблит И.Я., Токарев Б.Б.* //Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 413.
37. *Барышевский В.Г., Зайцева А.М.* // Изв. вузов Сер. "Физика". 1985. Т. 28. С. 103.
38. *Ахиезер А.И., Болдышев В.Ф., Шульга Н.Ф.* //Физ. ЭЧАЯ. 1973. Т. 10. С. 51.
39. *Жирнов Н.И.* //Изв. вузов Сер. "Физика". 1974. № 1. С. 63.
40. *Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н., Савенкова Н.П. //* Ж.. вычисл. мат. и мат. физ. 1988. Т. 28. С. 954.
[41] *Окороков В.В.* //Письма ЖЭТФ. 1965. Т. 2. С. 175.

42. *Окороков В.В.* //ЯФ. 1965. Т. 2. С. 1009.
43. *Окороков В.В., Толченков Д.Л.,, Хижняков И.С.* //Письма ЖЭТФ. 1972. Т. 16. С. 588.
44. *Калашников Н.П.* Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах. — М.: Атомиздат, 1981.
45. *Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н., Максюта Н.В.//* Взаимодействие мёссбауэровского излучения с веществом. — М.: Изд-во МГУ, 1987. С. 140.
46. *Высоцкий В.И., Максюта Н.В.* Препринт Ин-та металлофизики АН УССР ИМФ 13-90. — Киев, 1990.
47. *Akhiezer A.J., Truten V.J., ShuIga N.F.* //Phys. Rep., PTI, Kharkov. 1991. № 1.
48. *Собельман И.И.* Введение в теорию атомных спектров. — М.: Физматгиз, 1963.
49. *Базылев В.А., Головизнин В.В.* //ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 1204.
50. *Дюмин А.Н., Рубан В.А., Токарев Б.Б., Власов М.Ф.* //УФЖ. 1986. Т. 31. С. 1135.
[51] *Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н., Любимов А.Г.* //Тезисы докладов III Всесоюзного Совещания "Рентгенографическая диагностика несовершенств кристаллов, применяемых в науке, технике и производстве полупроводниковых приборов". —Черновцы, 1989. С. 15.
52. *Любимов А.Г.* //Письма ЖЭТФ. 1991. Т. 17, № 6. С. 69.

Статья поступила 27.12.91 г.,
после доработки 24.04.92 г.