

УДК 537.312.62

© 1991

ЛОКАЛЬНЫЕ ФОНОННЫЕ МОДЫ В СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛАХ

В. М. Гвоздиков

Рассмотрена модель слоистого кристалла, в которой силовая матрица экспоненциально убывает с ростом разности номеров взаимодействующих слоев. Исследован спектр фононных мод, локализованных в окрестности дефектного слоя, силовая матрица вблизи которого отличается от таковой для идеального кристалла. В зависимости от знака изменения силовой матрицы реализуется либо высокочастотная, либо низкочастотная локальная мода. Показано, что при размягчении решетки вблизи дефектного слоя, если величина этого размягчения не превышает пороговую, в фононном спектре возникает низкочастотная локальная мода, тогда как при ужесточении решетки реализуется высокочастотная локальная мода. С помощью функции Грина и трансфер-матрицы вычислены фононные спектры бесконечного кристалла и кристалла, состоящего из конечного числа слоев. Обсуждается связь полученных результатов с известным эффектом усиления сверхпроводимости вблизи плоскостей двойникования.

Дефекты кристаллической решетки, как известно, существенно влияют на фононный спектр твердого тела. Теоретические основы в исследовании этого явления были заложены в работах И. М. Лифшица, который впервые предсказал существование локализованных вблизи изотопической примеси колебаний кристаллической решетки [1]. В дальнейшем были исследованы колебательные спектры кристаллов, содержащих как линейные, так и плоские дефекты кристаллической структуры. В работах Лифшица и Косевича [2-4] было показано, что вблизи линейного или плоского дефектов также возникают локальные фононные моды. Расчет спектра локальных мод в цитированных работах был выполнен в длинноволновом приближении. Между тем в ряде задач, связанных с этой проблемой, желательно знать полный спектр локализованных фононных мод. К числу таких задач можно отнести, например, не объясненный пока с точки зрения микроструктуры эффект усиления сверхпроводимости вблизи плоскостей двойникования [5, 6]. Этот эффект принято связывать с вкладом локализованных на плоскостях двойникования фононных мод в константу электрон-фононного взаимодействия. Учет такого вклада требует знания всего фононного спектра, а не только его длинноволновой части.

Одно из актуальных направлений современной теории твердого тела связано с исследованием свойств слоистых кристаллов [7]. Важным дополнительным стимулом в изучении слоистых кристаллов явилось открытие высокотемпературных сверхпроводников на основе металлооксидных соединений, имеющих слоистую структуру [8]. Наличие небольшого изотопического эффекта у этих материалов свидетельствует о том, что фононы, по-видимому, дают некоторый вклад в формирование сверхпроводящей фазы наряду с другим, пока не установленным механизмом куперовского спаривания.

В настоящей работе предложена простая модель слоистого кристалла, силовая матрица которого экспоненциально зависит от разности номеров взаимодействующих слоев. В рамках этой модели вычислен точный спектр однородного кристалла (бесконечного и с конечным числом слоев), а также в случае, когда в кристалле имеется дефектный слой, вблизи которого си-

дловая матрица отличается от таковой для остальных слоев. Кратко об-суждается связь со сверхпроводимостью плоскостей двойникования.

1. Будем исходить из упрощенной модели кристаллической решетки, принятой в [4], которая, хотя и не учитывает явным образом трехмерный характер колебаний атомов решетки, дает тем не менее качественно верные результаты. Уравнения колебаний решетки в упомянутой модели имеют вид

$$\omega^2 u(\mathbf{n}) - \frac{1}{m} \sum_{\mathbf{n}'} \alpha(\mathbf{n} - \mathbf{n}') u(\mathbf{n}') = \sum_{\mathbf{n}'} U(\mathbf{n}, \mathbf{n}') u(\mathbf{n}'). \quad (1)$$

Здесь m — масса атомов, образующих кристаллическую решетку; α — силовая матрица идеального кристалла; U — изменение силовой матрицы, обусловленное дефектным слоем; ω — частота колебаний; u — смещение узлов кристаллической решетки.

Считая решетку в плоскости слоев квадратной с периодом, равным b , представим амплитуду колебаний в виде

$$u(\mathbf{n}) = \chi_{\mathbf{q}}(n_z) \exp[ib(q_x n_x + q_y n_y)]. \quad (2)$$

Используя (2), уравнению (1) можно придать форму уравнения колебаний одномерного кристалла, в которое двумерный вектор \mathbf{q} входит как параметр

$$\omega^2 \chi_{\mathbf{q}}(n) - \sum_{n'} \Lambda_{\mathbf{q}}(n - n') \chi_{\mathbf{q}}(n') = \sum_{n'} U(n, n') \chi_{\mathbf{q}}(n'). \quad (3)$$

Здесь принято $n = n_z$, а силовая матрица Λ равна

$$\Lambda_{\mathbf{q}}(n) = \frac{1}{m} \sum_{n_x, n_y} \alpha(n) \exp[ib(q_x n_x + q_y n_y)]. \quad (4)$$

Из определения (4) следует, что матрица Λ обладает таким свойством

$$\sum_n \Lambda_{\mathbf{q}}(n) = \omega^2(\mathbf{q}, 0). \quad (5)$$

Функция $\omega(\mathbf{q}, k_z)$, стоящая в правой части формулы (5), определяет закон дисперсии идеального кристалла.

Рассмотрим кристалл, каждый слой которого является плоскостью симметрии. В этом случае силовая матрица Λ будет четной и убывающей с ростом разности номеров слоев $n - n'$ функцией. Расчет силовой матрицы из первых принципов представляет собой сложную задачу. В отсутствие такого расчета будем считать в дальнейшем, что матрица Λ имеет вид

$$\Lambda_{\mathbf{q}}(n - n') = \Lambda_{\mathbf{q}}(0) \exp(-\gamma a |n - n'|). \quad (6)$$

Формула (6) отражает основной момент рассматриваемой модели и позволяет получить явные выражения для спектра слоистого кристалла, содержащего дефектную плоскость. Подставив (6) в (5), получаем

$$\omega^2(\mathbf{q}, 0) = \Lambda_{\mathbf{q}}(0) S(\gamma, 0), \quad (7)$$

где введена необходимая для дальнейшего функция

$$S(\gamma, k) = \sum_n \exp(-\gamma a |n| + i k a n) = \frac{\text{sh } \gamma a}{\text{ch } \gamma a - \cos k a}. \quad (8)$$

В пределе $k=0$ из (8) следует

$$S(\gamma, 0) = \text{cth} \left(\frac{\gamma a}{2} \right).$$

Для того чтобы явным образом учесть свойство (5), которое в рассматриваемой модели сводится к равенству (7), представим уравнение колебаний (3) в виде

$$\sum_{n'} \{(\omega^2 - \omega^2(\mathbf{q}, 0) + \Lambda_{\mathbf{q}}(0) S(\gamma, 0)) \delta_{nn'} - \Lambda_{\mathbf{q}}(0) \exp(-\gamma a |n - n'|)\} \chi_{\mathbf{q}}(n') = 0. \quad (9)$$

В этом уравнении положено $U(n, n') = 0$, т. е. кристалл предполагается идеальным. Представив далее $\chi_{\mathbf{q}}(n)$ в виде

$$\chi_{\mathbf{q}}(n) = \chi_{\mathbf{q}}(k) \exp(ikn),$$

с помощью (8) приходим к следующему выражению для закона дисперсии в рассматриваемой модели слоистого кристалла:

$$\omega^2(\mathbf{q}, k) = \omega^2(\mathbf{q}, 0) + \Lambda_{\mathbf{q}}(0) [S(\gamma, k) - S(\gamma, 0)]. \quad (10)$$

Из (10) следует, что закон дисперсии в направлении поперек слоев носит зонный характер, т. е. является периодической функцией квазиимпульса k : $\omega^2(\mathbf{q}, k) = \omega^2(\mathbf{q}, k + 2\pi/a)$. Границы зоны, связанной с поперечным законом дисперсии, определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \omega_{\max}^2(\mathbf{q}) &= \omega^2(\mathbf{q}, 0), \quad k_{\max} = 0, \\ \omega_{\min}^2(\mathbf{q}) &= \omega^2(\mathbf{q}, 0) \operatorname{th}^2\left(\frac{\gamma a}{2}\right), \quad k_{\min} = \frac{\pi}{a}. \end{aligned} \quad (11)$$

Для исследования закона дисперсии слоистого кристалла в рассматриваемой модели в случае конечного числа слоев N удобно переформулировать уравнения колебаний на язык трансфер-матрицы, воспользовавшись затем известной теоремой Абелеса [9]. С этой целью представим уравнение (9) в виде

$$\sum_{n'} \{\delta_{nn'} - \sigma(\mathbf{q}, \omega) \exp(-\gamma a |n - n'|)\} \chi_{\mathbf{q}}(n') = 0, \quad (12)$$

где

$$\sigma(\mathbf{q}, \omega) = \Lambda_{\mathbf{q}}(0) (\omega^2 - \omega^2(\mathbf{q}, 0) + \Lambda_{\mathbf{q}}(0) S(\gamma, 0))^{-1}. \quad (13)$$

Определим величины

$$A_n(\mathbf{q}, \omega) = \sigma(\mathbf{q}, \omega) \sum_{n' \geq n} e^{-\gamma a (n' - n)} \chi_{\mathbf{q}}(n'), \quad (14)$$

$$B_n(\mathbf{q}, \omega) = \sigma(\mathbf{q}, \omega) \sum_{n' < n} e^{-\gamma a (n - n')} \chi_{\mathbf{q}}(n'). \quad (15)$$

С их помощью решение уравнения (12) можно представить в виде суммы

$$\chi_{\mathbf{q}}(n) = A_n(\mathbf{q}, \omega) + B_n(\mathbf{q}, \omega). \quad (16)$$

С другой стороны, исходя из определения величин A_n и B_n , нетрудно получить для них рекуррентные соотношения, которые удобно записать в матричной форме

$$\begin{pmatrix} A_{n+1} \\ B_{n+1} \end{pmatrix} = \hat{T} \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Входящая в равенство (17) трансфер-матрица \hat{T} имеет вид

$$\hat{T} = \begin{pmatrix} (1 - \sigma) e^{\gamma a} & -\sigma e^{\gamma a} \\ \sigma e^{-\gamma a} & (1 + \sigma) e^{-\gamma a} \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Для бесконечного однородного слоистого кристалла дисперсионное уравнение, определяющее спектр фононов в рассматриваемой модели с учетом вытекающего из (18) условия $\det \hat{T} = 1$, равно

$$\cos ka = \frac{1}{2} \operatorname{Sp} \hat{T}. \quad (19)$$

Подставив в (19) элементы \hat{T} -матрицы, приходим к уже полученному выше закону дисперсии (10). В случае ограниченного кристалла, содержа-

цего конечное число слоев N , фоновый спектр в направлении поперек слоев становится дискретным, а волновой вектор k квантуется. Метод трансфер-матрицы позволяет выполнить расчет спектра в случае конечного числа слоев N . Действительно, из определения величин A_n и B_n (14), (15) следует, что при конечном числе слоев N $A_n=0$, если $n > N$, и $B_n=0$, если $n < 1$. Из определения трансфер-матрицы (17) следует

$$\begin{pmatrix} A_{N+1} \\ B_{N+1} \end{pmatrix} = \hat{T}^{N+1} \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Положив в (20), согласно сказанному выше, $A_{N+1}=B_0=0$, получаем

$$\hat{T}_{11}^{N+1} A_0 = 0, \quad B_{N+1} = \hat{T}_{21}^{N+1} A_0. \quad (21)$$

Поскольку $A_0 \neq 0$, то для определения дискретного спектра фононов в поперечном по отношению к слоям направлении получаем условие $\hat{T}_{11}^{N+1} = 0$. Для того чтобы представить это условие в явном виде, воспользуемся известной формулой Абелеса [9], с помощью которой имеем

$$\hat{T}^{N+1} = \begin{pmatrix} T_{11} U_{N+1} - U_N & T_{12} U_{N+1} \\ T_{21} U_{N+1} & T_{22} U_{N+1} - U_N \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Входящие в (22) элементы трансфер-матрицы определены формулой (17), а U_N — полиномы Чебышева, явный вид которых дается выражением

$$U_N(ka) = \sin(Nka) / \sin ka. \quad (23)$$

Связь величины ka с элементами трансфер-матрицы по-прежнему дается соотношением (19). С помощью (22) и (19) условие $\hat{T}_{11}^{N+1} = 0$, определяющее спектр, представим в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(Nka) &= Q(\gamma, \sigma(\mathbf{q}, \omega)), \\ \cos ka &= \operatorname{ch} \gamma a - \sigma(\mathbf{q}, \omega) \operatorname{sh} \gamma a. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь

$$Q(\gamma, \sigma) = \frac{\sigma(1-\sigma)e^{i\alpha}(\sigma^{-1} \operatorname{sh}(2\gamma a) - \operatorname{sh}^2 \gamma a)^{1/2}}{1 - (1-\sigma)e^{i\alpha}(\operatorname{ch} \gamma a - \sigma \operatorname{sh} \gamma a)}. \quad (25)$$

Уравнение (24), вообще говоря, может быть решено лишь численно. Однако его квазиклассическое решение, справедливое при $N \gg 1$, может быть получено весьма просто. В самом деле, разрешив первое из уравнений системы (24) относительно ka , имеем

$$k_n a = \frac{1}{N} [\pi n + \operatorname{arctg} Q(\gamma, \sigma)], \quad n = 0, 1 \dots N-1. \quad (26)$$

Из (26) видно, что при $N \gg 1$ второй член в правой части значительно меньше πn для большинства допустимых значений целого числа n . Опустив этот член, видим, что дело сводится к квантованию поперечной компоненты волнового вектора фонона $k_n a = \pi n / N$. Подставив это выражение во второе равенство (24), для N ветвей спектра получаем

$$\omega^2(\mathbf{q}, \frac{\pi n}{aN}) = \omega^2(\mathbf{q}, 0) + \Lambda_{\mathbf{q}}(0) \left[S\left(\gamma, \frac{\pi n}{N}\right) - S(\gamma, 0) \right], \quad n = 0, 1 \dots N-1. \quad (27)$$

2. Перейдем к рассмотрению неоднородной системы, в которой один из слоев кристалла сильнее или слабее взаимодействует с остальными слоями. В этом случае уравнение колебаний решетки имеет вид (9), но с отличной от нуля правой частью, равной

$$\sum_{n'} U_{\mathbf{q}}(n, n') \chi_{\mathbf{q}}(n'). \quad (28)$$

Напомним, что U — это отклонение силовой матрицы от соответствующей величины однородного кристалла, обусловленное присутствием «дефектного» слоя. Для упрощения расчета будем считать, что матрица U локализована вблизи дефектного слоя, имеющего номер $n=0$, и равна

$$U_{\mathbf{q}}(n, n') = U_0(\mathbf{q}) \delta_{0n} \delta_{0n'}. \quad (29)$$

Решение уравнения (9) с правой частью (28) можно представить в виде

$$\chi_{\mathbf{q}}(n) = \sum_{n', n''} U_{\mathbf{q}}(n', n'') \chi_{\mathbf{q}}(n'') G_{n'n}(\omega). \quad (30)$$

Функция Грина удовлетворяет уравнению

$$\sum_{n'} \{(\omega^2 - \omega^2(\mathbf{q}, 0) + \Lambda_{\mathbf{q}}(0) S(\gamma, 0)) \delta_{nn'} - \Lambda_{\mathbf{q}}(0) e^{-\gamma a |n-n'|}\} G_{n'n''}(\omega) = \delta_{nn''}. \quad (31)$$

Переходя к Фурье-представлению

$$G_{nn'}(\omega) = \frac{a}{2\pi} \int_{-\pi/a}^{\pi/a} G(k, \omega) e^{ika(n-n')} dk, \quad (32)$$

имеем

$$G^{-1}(k, \omega) = \omega^2 - \omega^2(\mathbf{q}, 0) + \Lambda_{\mathbf{q}}(0) [S(\gamma, k) - S(\gamma, 0)]. \quad (33)$$

Полюсы функции Грина определяют спектр однородного слоистого кристалла, который уже был получен выше и задается формулой (10). Подставив (29), (32) в (30), приходим к дисперсионному уравнению, определяющему спектр дополнительных фоновых мод, связанных с «дефектным» слоем

$$V_0^{-1} = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{dx}{\Omega^2 - S(\gamma, x)}, \quad (34)$$

$$V_0 = \frac{U_0 \operatorname{th}(\gamma a/2)}{2\pi \omega_{\min}^2(\mathbf{q})},$$

$$\Omega^2 = \frac{\omega^2 \operatorname{th}(\gamma a/2)}{\omega_{\min}^2(\mathbf{q})}. \quad (35)$$

Здесь введены безразмерная частота Ω и параметр взаимодействия V_0 . Уравнение (34) аналогично уравнению Лифшица [1], полученному при исследовании колебательного спектра кристалла, содержащего локальную изотопическую примесь замещения. Роль примеси в рассматриваемой задаче играет «дефектный» слой. При этом видно, что (34) определяет локализованную на «дефектном» слое моду $\omega^2 = \omega^2(\mathbf{q})$, поскольку поперечный импульс вообще не входит в уравнение (34). Подставляя (8) в (34) и выполнив интегрирование, получаем

$$V_0^{-1} = F(\Omega^2), \quad (36)$$

$$F(\Omega^2) = \frac{2\pi}{\Omega^2} \left[\frac{\operatorname{sign}(\Omega^2 - \Omega_{\min}^2) \operatorname{sh} \gamma a}{\sqrt{\Omega^2 \operatorname{ch} \gamma a - \operatorname{sh} \gamma a)^2 - \Omega^2}} + 1 \right]. \quad (37)$$

Нетрудно убедиться, что область определения функции $F(\Omega^2)$ лежит вне границ фонового спектра однородного слоистого кристалла (11), которые в безразмерных обозначениях равны

$$\Omega_{\min}^2 = \operatorname{th}\left(\frac{\gamma a}{2}\right), \quad \Omega_{\max}^2 = \operatorname{cth}\left(\frac{\gamma a}{2}\right). \quad (38)$$

Снизу спектр ограничен значением $\Omega^2 = 0$, при этом $F(0) = -2\pi \operatorname{cth} \gamma a$.

Графическое решение дисперсионного уравнения (36) изображено на рис. 1, из которого следует, что при $V_0 > 0$ решение расположено справа от Ω_{\max} и существует при любых значениях параметра V_0 . При $V_0 < 0$ решение расположено в интервале $0 \leq \Omega < \Omega_{\min}$ и существует

лишь при $2\pi|V_0| < \text{th } \gamma a$. Поскольку дисперсионное уравнение (36) не зависит от волнового числа k , связанного с распространением колебаний поперек слоев, можно утверждать, что новая фононная мода локализована вблизи «дефектного» слоя в полной аналогии с локальной фононной модой в модели Лифшица [1]. График зависимости частоты локализованной на «дефектном» слое моды Ω_* от параметра V_0^{-1} , характеризующего знак и величину локального изменения силовой матрицы, изображен на рис. 2. Видно, что в зависимости от знака V_0 реализуется либо высокочастотная ($V_0 > 0$), либо низкочастотная ($V_0 < 0$) локальные моды. При этом величина щели, разделяющей два типа решений уравнения (36), равна $\Delta^2 = 2 \text{sh}^{-1} \gamma a$, а величина порога по V_0^{-1} , левее которого существует низко-

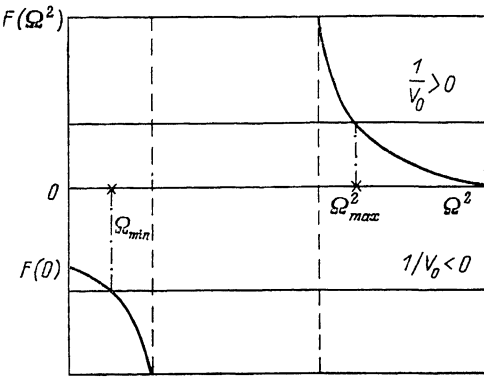


Рис. 1. Графическое решение дисперсионного уравнения (36), определяющего численные значения локальной фононной моды в безграничном слое кристалле (обозначено крестиком) в зависимости от величины и знака изменения силового параметра $1/V_0$ вблизи дефектного слоя. Ω_{\min} и Ω_{\max} — границы зоны непрерывного спектра.

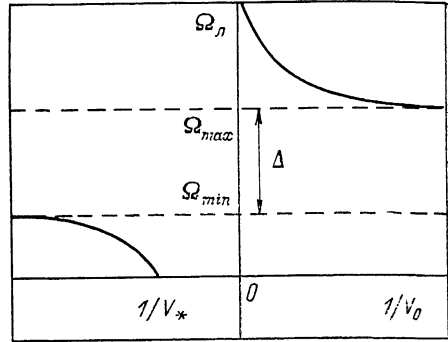


Рис. 2. Зависимость локальной фононной моды от силового параметра V_0 .

При $1/V_0 > 0$ реализуется высокочастотная локальная мода, отделенная щелью Δ от низкочастотной моды, которая возникает при отрицательных значениях силового параметра $1/V_0$, меньших $1/V_*$.

частотная ветвь, равна $V_*^{-1} = -2\pi \text{cth } \gamma a$. При очень слабой связи слоев, когда $\gamma a \gg 11$, щель Δ экспоненциально мала $\Delta^2 \simeq \text{exp}(-\gamma a)$, а ее границы Ω_{\min}^2 и Ω_{\max}^2 , как видно из (38), стремятся с разных сторон к единице. Порог V_*^{-1} при этом максимально приближен к положительной полуоси и равен $(V_*^{-1})_{\min} = -2\pi$. По мере усиления связи между слоями пороговая точка V_*^{-1} сдвигается влево, а щель Δ^2 растет, прижимая в пределе $\gamma a \rightarrow 0$ низкочастотную моду к нулю. Отметим, что впервые локальные моды в кристаллах с плоским дефектом были исследованы в [2, 3]. В отличие от рассматриваемой в данной работе модели, позволяющей получить $\Omega_x(\mathbf{q})$ при любых значениях двумерного волнового вектора \mathbf{q} , в [2, 3] рассматривалось только длинноволновое приближение.

В случае конечного числа слоев N за счет квантования поперечного слоя импульса фононов вместо уравнения (36) получаем

$$V_0^{-1} = F_N(\Omega^2), \quad (39)$$

$$F_N(\Omega^2) = \sum_{n=1}^N [\Omega^2 - S(\gamma, k_n)]^{-1}. \quad (40)$$

Здесь суммирование пробегает все значения k_n , определяемые уравнением (26).

Графическое решение уравнения (39) изображено на рис. 3. В отличие от дисперсионного уравнения для безграничного кристалла (36) функция F_N определена на всей полуоси $\Omega^2 > 0$, за исключением конечного числа точек разрыва, попадающих внутрь интервала $\Omega_{\min}^2 \div \Omega_{\max}^2$. Эти точки определяются нулями знаменателя в (40) и задают рассмотренный выше дискретный спектр кристалла при конечном числе слоев N . Таким

образом, при конечном числе слоев уравнение (39) определяет полный спектр и включает как дискретный спектр (26), (27), так и новую моду, локализованную вблизи «дефектного» слоя. Аналогично безграничному кристаллу эта локальная мода существует справа от Ω_{\max} при любых положительных значениях константы V_0 . В случае $V_0 < 0$ она расположена в интервале частот $0 \leq \Omega < \Omega_{\min}$ и существует лишь при $|V_0| < F_N^{-1}(0)$.

Полученные выше результаты, как представляется автору, позволяют под новым углом зрения взглянуть на проблему локализованной на плоскостях двойникового сверхпроводящей фазы. Известно [6], что локальное усиление сверхпроводимости вблизи плоскостей двойникового возникает не у всяких материалов. Причина этого до сих пор остается неясной. С другой стороны, плоскость двойникового, как известно, представляет собой границу между двумя монокристаллическими областями (двойниками), которые связаны друг с другом операцией точечной

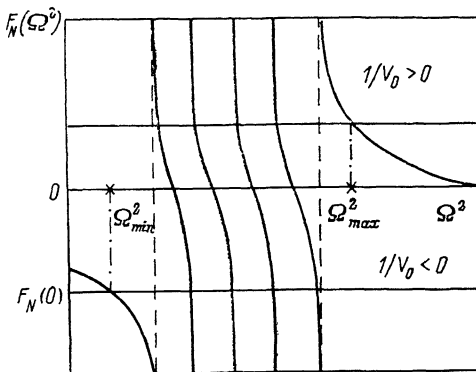


Рис. 3. Графическое решение дисперсионного уравнения (39), определяющего численные значения локальной фоновой моды в слоистом кристалле, содержащем конечное число слоев N (обозначено крестиком), в зависимости от величины и знака силового параметра $1/V_0$ вблизи дефектного слоя.

В отличие от безграничного слоистого кристалла графическое решение уравнения (39) дает полный спектр, включая N корней, расположенных внутри полосы $\Omega_{\min} - \Omega_{\max}$.

симметрии, и является одной из кристаллографических плоскостей. Рассмотренная выше модель плоского дефекта удовлетворяет перечисленным условиям и может быть использована в качестве модели плоскости двойникового. Слоистая структура, принятая в модели, не имеет принципиального значения, поскольку при $\gamma a \ll 1$ она описывает взаимодействие сразу большого числа слоев, т. е. по сути анизотропный кристалл. Усиление сверхпроводимости плоскостей двойникового принято связывать с появлением на них локальных фоновых мод [6]. Если принять эту точку зрения, то наибольший вклад в увеличение константы электрон-фононной связи, а вместе с ней и критической температуры дает низкочастотная локальная мода. Существование такой моды, как показано выше, возможно только при отрицательном значении силового параметра V_0 , при условии $V_0^{-1} > > 2\pi \operatorname{cth} \gamma a$. Последнее обстоятельство позволяет дать ответ на вопрос, почему усиление сверхпроводимости вблизи плоскостей двойникового имеет место не во всех материалах. В связи с этим любопытно отметить, что в таких металлах, как Sn, In, Nb, Re, обнаруживающих сверхпроводимость плоскостей двойникового, двойникование происходит по плоскостям с меньшей, чем в объеме, ретикулярной плотностью атомов кристаллической решетки, а в Al, Pb, где этого эффекта нет — с большей [6]. Меньшая плотность атомов в данном случае означает размягчение силовых связей вблизи плоскостей двойникового, т. е. отрицательные значения параметра $V_0 < 0$, что, согласно рассматриваемой модели (рис. 2), является необходимым условием существования низкочастотной локальной моды. С другой стороны, известно, что именно низкочастотная мода дает заметный вклад в константу электрон-фононного взаимодействия, приводя к увеличению критической температуры сверхпроводящего перехода. В настоящее время имеются сведения об усилении сверхпроводимости вблизи плоскостей двойникового в органических и высокотемпературных сверхпроводниках. Вопрос о сверхпроводимости плоскостей двойникового, кратко затронутый выше, требует отдельного рассмотрения.

В заключение отметим, что рассмотренная выше модель в смысле своего математического содержания весьма близка к рассмотренной автором задаче о локальных плазменных колебаниях в сверхрешетках [10].

Автор признателен А. М. Ермолаеву и В. А. Ямпольскому за обсуждение результатов работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Лифшиц И. М. // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. № 11. С. 1017—1025.
- [2] Lifshitz I. M., Kosevich A. M. // Reports Progr. Phys. 1966. V. 29. N 1. P. 217—253.
- [3] Лифшиц И. М. Избранные труды. Физика реальных кристаллов и неупорядоченных систем. М.: Наука, 1987. 552 с.
- [4] Косевич А. М. Основы механики кристаллической решетки. М.: Наука, 1972. 280 с.
- [5] Хайкин М. С., Хлюстикова И. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. № 2. С. 167—169.
- [6] Хлюстикова И. Н., Буздин А. И. // УФН. 1988. Т. 155. № 1. С. 47—88.
- [7] Беленький Г. Л., Салаев Э. Ю., Сулейманов Р. А. // УФН. 1988. Т. 155. № 1. С. 89—128.
- [8] Bednords J. G., Müller K. A. // Z. Phys. 1986. V. B64. N 1. P. 189—197.
- [9] Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с.
- [10] Гвоздилов В. М. // ФНТ. 1990. Т. 16. № 9. С. 1156—1163.

Харьковский
государственный университет
им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
23 ноября 1990 г.

В окончательной редакции
24 апреля 1990 г.