

Проверка теории броуновского движения частицы через потенциальный барьер в вязкой среде при экспериментальном изучении дислокационной акустической релаксации в нормальном и сверхпроводящем ниобии

В. Д. Нацик, П. П. Паль-Валь

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: palval@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 28 мая 1997 г.

Теория Крамерса (1940 г.), описывающая термически активированный выход частиц из потенциальной ямы в вязкой среде, использована для интерпретации пика акустического поглощения, обнаруженного Крамером и Бауэром (1967 г.) в ниобии в области температур жидкого гелия. Показано, что зарегистрированные в экспериментах свойства пика соответствуют модели резонансного взаимодействия звуковых колебаний с цепочками дислокационных кинков. Кинки — частицеподобные возбуждения на дислокационных линиях — под действием звуковых колебаний совершают диффузионный дрейф в потенциальном рельефе Пайерлса второго рода, испытывая при этом также вязкое трение со стороны электронов проводимости. Возможность резкого контролируемого изменения электронной вязкости при сверхпроводящем переходе создает предпосылки для проверки выводов теории Крамерса при экспериментальном изучении дислокационного вклада в затухание звука. Оказалось, что при достаточно низких температурах для кинков в ниобии создаются условия наблюдения предсказанной Крамерсом аномалии: возрастания диффузионной подвижности частиц при увеличении коэффициента динамического трения. Данное обстоятельство позволило интерпретировать одно из наиболее интересных свойств пика Крамера — Бауэра, не имевшее до настоящего времени удовлетворительного объяснения, — смещение пика в сторону низких температур при переводе ниобия из сверхпроводящего в нормальное состояние магнитным полем. Кратко обсуждены возможности наблюдения квантовой диффузии кинков в акустических экспериментах.

Теорію Крамерса (1940 р.), котра описує термічно активований вихід частинок із потенціальної ями у в'язкому середовищі, використано для інтерпретації піка акустичного поглинання, відкритого Крамером і Бауером (1967 р.) в ніобії в області температур рідкого гелію. Показано, що зареєстровані в експериментах властивості піка відповідають моделі резонансної взаємодії звукових коливань з ланцюжками дислокаційних кінків. Кінки — частинкоподібні збудження на дислокаційних лініях — під дією звукових коливань здійснюють дифузійний дрейф у потенціальному рельєфі Пайерлса другого роду, зазнаючи при цьому також в'язкого тертя з боку електронів провідності. Можливість різкої контрольованої зміни електронної в'язкості при переході у стан надпровідності створює передумови для перевірки висновків теорії Крамерса при експериментальному дослідженні дислокаційного внеску у поглинання звуку. Виявилось, що при достатньо низьких температурах для кінків в ніобії створюються умови спостереження завбаченої Крамерсом аномалії: зростання дифузійної рухливості частинок при зростанні коефіцієнта динамічного тертя. Ця обставина дозволила інтерпретувати одну з найбільш цікавих властивостей піка Крамера — Бауера, що не мала до цього часу задовільного пояснення, — зсув піка у бік низьких температур при переводі ніобію із надпровідного у нормальний стан магнітним полем. Стисло обговорено можливості спостереження квантової дифузії кінків в акустичних експериментах.

PACS: 05.40.+j, 62.80.+f, 74.30.Gn, 61.70.Ga

Введение

Для многих разделов физической кинетики первостепенный интерес имеет вопрос о термически активированном движении частиц (квази- или псевдочастиц) через потенциальные энергетические барьеры. В 1940 г. Крамерс впервые обратил внимание на важную и нетривиальную роль в процессах такого типа вязкости среды, в контакте с которой находятся движущиеся частицы [1]. В этой работе описано одномерное броуновское движение частицы в потенциальном рельефе сложной формы (рис. 1, а), происходящее под действием тепловых сил со стороны термодинамически равновесной среды, и вычислено среднее время, за которое частица, вначале захваченная потенциальной ямой А, уходит из нее через барьер В. Следуя основным представлениям классической теории броуновского движения, Крамерс предполагает возможность разделения действия среды на частицу на две компоненты: силу вязкого трения и быстрые тепловые толчки. Основным результатом его анализа — вывод о немонотонной зависимости времени выхода частицы из потенциальной ямы от величины коэффициента трения. Оказалось, что при большой вязкости среды рост коэффициента трения замедляет выход частицы из ямы; вместе с тем можно указать и другой предельный случай достаточно малой вязкости среды, когда имеет место обратный эффект — рост коэффициента трения ускоряет процесс выхода. Этот вывод далеко не очевидный и в какой-то степени даже неожиданный: первый случай кажется интуитивно понятным, тогда как второй производит впечатление парадокса и может рассматриваться как своеобразная аномалия.

Анализ Крамерса, как и теория броуновского движения в целом, основан на феноменологических предположениях о специфических корреляционных свойствах случайной силы, описывающей взаимодействие частицы со средой. Справедливость таких предположений в той или другой конкретной физической ситуации, как правило, не очевидна. Поэтому принципиальный интерес приобретает постановка физических экспериментов, позволяющих проверять нетривиальные предсказания теории броуновского движения, подобные выводу о немонотонной зависимости времени выхода задемпфированной частицы из потенциальной ямы от коэффициента трения.

Теория Крамерса разрабатывалась с целью прояснения актуальных в то время вопросов кинетики химических реакций и кинетики распада тяжелых атомных ядер в рамках капельной модели ядра. Нам не известны попытки эксперименталь-

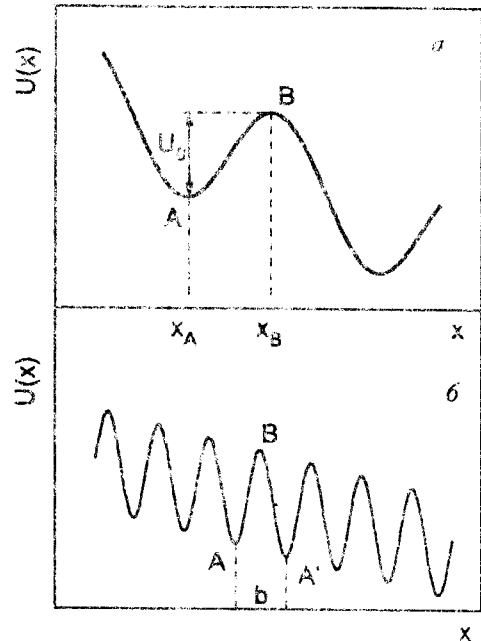


Рис. 1. Два типа потенциальных рельефов, в которых рассматривается броуновское движение частицы: единичная потенциальная яма конечной глубины (а); сумма периодического кристаллического рельефа и потенциального поля постоянной силы (б).

ной проверки отмеченного выше вывода теории о роли вязкости в реакциях подобного типа. Нам также трудно оценить возможность контролируемого изменения вязкости при измерениях скоростей реакций в экспериментах, выполняемых в указанных областях науки. В настоящей работе мы хотим обратить внимание на интересную возможность экспериментальной проверки теории Крамерса при изучении динамических дислокационных процессов в металлических сверхпроводниках, если эксперименты выполнять при температурах ниже критической температуры сверхпроводящего перехода T_c .

Наиболее эффективными объектами изучения, которые можно использовать для решения указанной задачи, являются ОЦК металлы. Из них, в свою очередь, можно выделить ниобий, имеющий сравнительно высокую температуру сверхпроводящего перехода $T_c = 9,3$ К, что расширяет возможности эксперимента. Типичным элементом дислокационной структуры ОЦК металлов является набор дислокаций линии которых расположены в протяженных прямолинейных долинах решеточного потенциального рельефа (рельефа Пайерлса первого рода) [2]. Специальными воздействиями на таких дислокациях можно создавать частицеподобные возбуждения — перегибы

(кинки), соединяющие два прямолинейных участка дислокационной линии, расположенные в соседних долинах рельефа Пайерлса [3,4]. Одномерное движение кинков вдоль дислокационной линии сопряжено с преодолением еще одной системы решеточных потенциальных барьеров — рельефа Пайерлса второго рода. Кроме того, на движущиеся кинки действует сила вязкого трения, обусловленная рассеянием на дислокациях фононов и электронов проводимости [4–6]. В металлах, имеющих стандартные электронные параметры, в области температур $T \leq 10$ К основную роль в демпфировании движения дислокационной линии играет электронная компонента [5,6]. Таким образом, термически активированное перемещение кинка (псевдочастицы) через барьеры Пайерлса второго рода в вязкой электронной среде полностью соответствует процессу, рассмотренному Крамерсом. Преимущество использования сверхпроводника для проверки вывода теории Крамерса о роли вязкости заключается в возможности контролируемого изменения коэффициента электронного трения кинка: при $T < T_c$ электронное демпфирование дислокаций можно весьма значительно изменять переводом металла из сверхпроводящего в нормальное состояние включением внешнего магнитного поля [7,8].

Экспериментальное изучение кинетики образования и перемещения дислокационных кинков основано на использовании метода акустической спектроскопии [3,4,9]. Варьируя частоту колебаний и температуру образцов, можно реализовать условия резонансного взаимодействия звука с кинками; детальное изучение этих резонансов позволяет получать достаточно обширную информацию как о динамических и кинетических характеристиках кинков, так и о параметрах преодолеваемых ими потенциальных барьеров. При фиксированной частоте колебаний каждому из таких резонансов соответствует пик на температурной зависимости поглощения звука. В 1967 г. Крамер и Бауэр [10], изучая низкотемпературные акустические свойства ниобия на частоте порядка 10^5 Гц, обнаружили ранее неизвестный пик поглощения, локализованный в температурной области вблизи 3 К и изменяющий свое положение на оси температур при изменении частоты колебаний, а также при сверхпроводящем переходе. Позже существование такого пика было подтверждено рядом других исследователей [11–15]. В работе [15] детально проанализированы свойства пика Крамера — Бауэра и показано, что большинство из них можно описать в рамках модели резонансного взаимодействия звука с цепочками дислокацион-

ных кинков, совершающих термоактивированное диффузионное движение в рельефе Пайерлса второго рода.

Однако предложенное в [13] объяснение поведения пика в сверхпроводящем состоянии выглядело несколько искусственным: основой этого объяснения служило предположение о значительном изменении решеточного потенциального рельефа для дислокаций в ниобии при сверхпроводящем переходе. Это предположение не противоречит существующим представлениям о связи решеточных и электронных свойств переходных ОЦК металлов, но для него не существует других экспериментальных подтверждений.

Определенная неудовлетворенность, оставшаяся в связи с этой проблемой после работы [15], побудила нас более внимательно отнестись к анализу тех изменений в диффузионной подвижности дислокационных кинков, которые могут возникнуть при значительном изменении электронной вязкости. Оказалось, что дислокационные и электронные параметры ниобия имеют значения, допускающие реализацию предсказанной Крамерсом аномальной зависимости диффузионной подвижности частицы (в нашем случае — кинка) от коэффициента торможения: учет данного обстоятельства без каких-либо дополнительных предположений позволяет единообразно описать особенности поведения пика Крамера — Бауэра как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях. Изложение деталей такого анализа и обоснованию указанного выше вывода посвящена настоящая статья.

В первом разделе мы изложим основные положения теории Крамерса [1], придав им форму, удобную для применения теории к описанию броуновского движения дислокационных кинков.

Во втором разделе систематизированы экспериментальные данные, полученные различными исследователями при изучении пика акустической релаксации Крамера — Бауэра в нормальном и сверхпроводящем ниобии. Здесь также кратко изложены основные положения предложенной в [15] дислокационной модели, привлекаемой для объяснения физической природы пика.

В третьем разделе проанализирован вклад ансамбля дислокационных кинков в логарифмический декремент колебаний образца. Анализ базируется на использовании результатов теории Крамерса для описания броуновского движения кинка через барьеры рельефа Пайерлса второго рода.

В четвертом разделе проведено сравнение выводов теории с данными, полученными при экспери-

ментальном изучении пика Крамера—Бауэра. Показано, что использование теории Крамерса позволяет описать все основные особенности пика.

1. Теория Крамерса

В работе [1] изучено одномерное движение частицы под действием суммы двух независимых сил $f(x) + f_S(t)$: первое слагаемое $f(x) = -dU(x)/dx$ описывает действие на частицу потенциального поля $U(x)$ (рис. 1,а); второе слагаемое $f_S(t)$ — случайная сила, обусловленная тепловым движением термодинамически равновесной среды, в которую погружена частица. Изменение во времени динамических переменных частицы, импульса $p(t)$ и координаты $x(t)$, подчиняется классическим уравнениям Гамильтона:

$$\begin{cases} \dot{p} = f(x) + f_S(t) \\ m\dot{x} = p \end{cases}, \quad (1)$$

где m — масса частицы, а точка обозначает производную по времени. В результате действия случайной силы $f_S(t)$ изменение динамических переменных во времени также приобретает случайный характер, поэтому для описания движения частицы удобнее пользоваться функцией распределения $\rho(p, x, t)$ для изображающей точки (p, x) в фазовом пространстве. В общем случае функция $\rho(p, x, t)$ должна удовлетворять кинетическому уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \dot{f}(x) \frac{\partial}{\partial p} + \frac{p}{m} \frac{\partial}{\partial x} \right) \rho = \hat{L}_S(\rho), \quad (2)$$

в котором левая часть определяет движение частицы в фазовом пространстве в отсутствие среды, а $\hat{L}_S(\rho)$ — некоторый функционал (интеграл столкновений), описывающий изменение функции распределения под действием среды.

Получить явный вид оператора \hat{L} можно только конкретизируя статистические свойства случайной силы $f_S(t)$ и устанавливая ее связь с температурой и диссипативными характеристиками среды. Крамерс исходит из предположения, что случайный процесс $f_S(t)$ имеет достаточно малое время корреляции τ : с одной стороны, значения $f_S(t)$ и $f_S(t + \tau)$ считаются статистически независимыми; с другой стороны, передаваемый за это время частице импульс

$$p_\tau = \int_t^{t+\tau} f_S(t') dt'$$

можно считать очень малым. Определенная таким образом величина p_τ не зависит от времени t , кроме того, предполагается, что p_τ имеет термодинамически равновесную функцию распределения, определяемую свойствами среды. Формальным выражением этих предположений служит равенство

$$\overline{(p_\tau)^n} = \mu_n \tau^n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (3)$$

где черта означает статистическое усреднение, а коэффициенты μ_n явно не зависят от времени t , но могут зависеть от переменных p и x и параметров среды. Используя (3), интеграл столкновений можно записать в виде ряда по моментам передаваемого импульса:

$$\hat{L}_S(\rho) = - \frac{\partial}{\partial p} (\mu_1 \rho) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial p^2} (\mu_2 \rho) + \dots \quad (4)$$

Следующий шаг — установление связи коэффициентов μ_1 и μ_2 с физическими характеристиками среды. Решить эту задачу можно, обратившись к анализу двух предельных случаев, для которых функцию распределения $\rho(p, x, t)$ легко записать, основываясь на простых физических соображениях*. Первый из них — установившееся движение частицы с постоянным средним импульсом $\bar{p} = p_0 = \text{const}$ под действием однородного потенциала $U(x) = -f_0 x$, где f_0 — постоянная сила: Такое движение, как известно, можно описать, характеризуя взаимодействие частицы со средой коэффициентом вязкого торможения β :

$$\begin{cases} \beta V = f_0, \\ \bar{x} = Vt; \end{cases} \quad (5)$$

здесь $V = \bar{x} = m^{-1} \bar{p}$ — средняя скорость установившегося движения. Если пренебречь дисперсией импульса и координаты, а интересоваться только изменениями их средних значений, то движению (5) можно поставить в соответствие функцию распределения вида

$$\rho(p, x, t) = \text{const} \cdot \delta(p - mV) \delta(x - Vt), \quad (6)$$

* Изложенные ниже соображения несколько отличаются от соображений Крамерса.

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака. Легко проверить, что уравнение (2) допускает такой вид диффузии в фазовом пространстве, если в интеграле столкновений (4) сохранить только первое слагаемое и положить в нем:

$$\mu_1 = -\frac{\beta}{m} p. \quad (7)$$

Второй предельный случай — стационарное состояние частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими берегами: $U(-\infty) = U(\infty) = \infty$. В этом случае функция $\rho(p, x, t)$ должна совпадать с равновесным распределением Больцмана

$$\rho_B(p, x) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{E(p, x)}{kT}\right), \quad (8)$$

$$E = \frac{p^2}{2m} + U(x).$$

Для описания присущей распределению (8) дисперсии импульса и координаты в интеграле столкновений (4) необходимо сохранить оба слагаемых. При этом функция (8) будет удовлетворять уравнению (2), если вместе с (7) полагать

$$\mu_2 = 2\beta kT. \quad (9)$$

Сохранение в интеграле столкновений только двух слагаемых и выбор коэффициентов μ_1 и μ_2 в виде (7) и (9) полностью соответствует классической картине броуновского движения, предложенной Эйнштейном. В этом приближении диффузия изображающей точки частицы в двумерном фазовом пространстве описывается решениями дифференциального уравнения в частных производных типа уравнения Фоккера — Планка:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = \frac{dU(x)}{dx} \frac{\partial}{\partial p} \rho - \frac{p}{m} \frac{\partial}{\partial x} \rho + \frac{\beta}{m} \frac{\partial}{\partial p} \left(p\rho + mkT \frac{\partial}{\partial p} \rho \right). \quad (10)$$

Отметим, что при выводе этого уравнения коэффициент трения β и температура T введены как две отдельные характеристики среды, что, однако, не противоречит возможной температурной зависимости $\beta(T)$.

Решение интересующей нас задачи о выходе частицы из ямы A потенциального рельефа $U(x)$ (рис. 1,а) сводится к поискам решения уравнения (10), удовлетворяющего начальному условию вида $\rho(p, x, 0) = \text{const} \cdot \delta(p)\delta(x - x_A)$. Рассматривая предел достаточно низких температур $kT \ll U_0$, Крамерс показал, что температурная зависимость средней частоты ν выхода частицы из

ямы A через барьер B без учета обратного процесса описывается выражением, формально похожим на классический закон Аррениуса для скоростей химических реакций:

$$\nu = \nu_0(\beta, T) \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right). \quad (11)$$

Однако предэкспоненциальный фактор $\nu_0(\beta, T)$ в этом выражении остается сложной функцией параметров β и T . В явном виде удастся получить только асимптотики функции $\nu_0(\beta, T)$ в пределах большой ($\beta \rightarrow \infty$) и малой ($\beta \rightarrow 0$) вязкости. В каждом из этих случаев диффузия в двумерном фазовом (p, x) -пространстве сводится к одномерной проблеме. При больших значениях коэффициента трения главную роль играет диффузионный поток вдоль пространственной координаты x , а роль эффективного коэффициента диффузии d_x выполняет величина, обратно пропорциональная коэффициенту трения β :

$$d_x = mkT/\beta.$$

При слабом трении выход частицы из ямы определяется одномерной диффузией вдоль энергетической координаты $I(E) = \oint p dx$, где интегрирование выполняется по контуру постоянной энергии $E(p, x) = E$ (I — адиабатический инвариант для незадемпфированного движения частицы в потенциальной яме A). В этом случае роль эффективного коэффициента диффузии d_I выполняет величина, пропорциональная коэффициенту трения β :

$$d_I = \frac{\beta kT I}{m} \frac{dI}{dE}.$$

Крамерс получил также оценку для характерного значения коэффициента трения β_0 , разделяющего указанные асимптотики:

$$\beta_0 = \frac{kT}{2\pi U_0} \left(m U''_A \right)^{1/2} = \frac{m \nu_{A,B} kT}{U_0}. \quad (12)$$

Здесь и в дальнейшем кроме высоты барьера U_0 мы будем использовать также его дифференциальные характеристики $U''_{A,B}$ и соответствующие им характерные частоты $\nu_{A,B}$ незадемпфированного движения частицы вблизи дна ямы и вершины барьера:

$$U''_{A,B} = \left| \frac{d^2 U(x)}{dx^2} \right|_{x=x_{A,B}}, \quad \nu_{A,B} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{U''_{A,B}}{m} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

В конечном итоге Крамерс показал, что зависимость $v_0(\beta, T)$ при любых значениях вязкости

среды достаточно хорошо описывается сравнительно простой интерполяционной формулой

$$v_0(\beta, T) \equiv \begin{cases} \beta U_0 / (mkT), & \beta < \beta_0; \\ v_A \left\{ \left[1 + \left(\beta / (4\pi m v_B) \right)^2 \right]^{1/2} - \beta / (4\pi m v_B) \right\}, & \beta > \beta_0. \end{cases} \quad (14)$$

Таким образом, теория предсказывает немонотонную зависимость скорости реакции (11) от вязкости среды: линейный рост предэкспоненты в (11) при малых значениях $\beta < \beta_0$ переходит в широкий максимум в области значений $\beta_0 < \beta < 4\pi m v_B$, а при дальнейшем увеличении вязкости предэкспонента убывает по закону $v_0 \equiv 2\pi m v_A v_B \beta^{-1}$. Описываемая верхней строчкой формулы (14) аномалия — увеличение скорости реакции с ростом вязкости среды — является следствием специфического характера диффузии изображающей точки вдоль энергетической координаты.

В заключение данного раздела обсудим более сложный диффузионный процесс, лежащий в основе многих кинетических явлений в кристаллах. В физике кристаллов очень часто возникает необходимость описания макроскопических диффузионных потоков, для которых рассмотренный Крамерсом элементарный процесс активированного перехода частицы через отдельный барьер многократно повторяется в пространстве (диффузия примесей, электронов, поляронов, элементов дислокационной линии и т.п. в периодическом потенциальном рельефе кристаллической решетки). В этих случаях задача заключается в вычислении макроскопического диффузионного потока или макроскопических средних значений смещения частицы $u = \langle \bar{x} \rangle$ и скорости $\dot{u} = \langle \dot{\bar{x}} \rangle$ для потенциала

$$U(x) = U_p(x) - f_0 x, \quad (15)$$

где $U_p(x) = U_p(x + b)$ — периодический (с периодом b) потенциал решетки, а f_0 — приложенная к частице постоянная сила (рис. 1,б). Операция усреднения $\langle \dots \rangle$ подразумевает вычисление средних значений соответствующих величин за времена, значительно превышающие время v^{-1} выхода частицы из отдельной ямы. Согласно хорошо известным положениям теории диффузии в кристаллах [16], макроскопический диффузионный поток характеризуется коэффициентом пространственной диффузии D , который для одномерных

процессов связан с длиной b и частотой ν элементарного скачка соотношением $D = b^2 \nu$. Средняя скорость диффузионного дрейфа \dot{u} , приобретенная частицей под действием постоянной силы f_0 , в линейном приближении ($b f_0 \ll kT$) определяется соотношениями Эйнштейна [16,17]

$$\beta_d \dot{u} = f_0, \quad \beta_d = \frac{kT}{D} = \frac{kT}{b^2 \nu}. \quad (16)$$

Соотношения (16) справедливы и в случае действия на частицу переменной во времени силы $f(t)$, если характерная частота изменения силы остается малой по сравнению с частотой диффузионных скачков ν .

Отметим, что в задачах рассматриваемого типа роль среды, взаимодействие с которой определяет коэффициент трения частицы β , играет совокупность квазичастиц кристалла (фононов, электронов проводимости и т.п.), которые рассматриваются на диффундирующей частице или псевдочастице. В дальнейшем это трение будем называть динамическим (или трением первого порядка). Вместе с тем из соотношений (16) видно, что установившийся диффузионный дрейф частицы в кристаллическом рельефе под действием постоянной силы f_0 также формально эквивалентен ее движению в вязкой среде с коэффициентом трения β_d . Это трение описывает реальную диссипацию механической энергии частицы $f_0 \dot{x}$, сопровождающую процесс случайных активированных блужданий в решетке; такое трение можно назвать диффузионным (или трением второго порядка). Формулы (11), (14) и (16) описывают связь между диффузионным β_d и динамическим β трением частицы:

$$\beta_d = \frac{kT}{b^2 v_0(\beta, T)} \exp\left(\frac{U_0}{kT}\right). \quad (17)$$

Такая связь неоднозначна: при достаточно большой величине динамической вязкости β_d пропорционально β , тогда как в противоположном предельном случае β_d обратно пропорционально β ;

можно указать также большой интервал значений β , для которых $v_0 \equiv v_A$ и β_d практически не зависит от величины β . Следует обратить внимание на качественно различный характер температурных зависимостей динамической $\beta(T)$ и диффузионной $\beta_d(T)$ вязкости. Как правило, $\beta(T)$ убывает с понижением температуры: фононная вязкость — вследствие понижения плотности тепловых фононов; электронная вязкость в сверхпроводнике — вследствие куперовского спаривания электронов. В противоположность этому $\beta_d(T)$, согласно (17), при понижении температуры экспоненциально возрастает, и температурная зависимость $\beta(T)$ может только ослабить или усилить это возрастание.

2. Пик Крамера—Бауэра

При экспериментальном изучении акустических свойств ниобия в области температур жидкого гелия сначала Крамер и Бауэр [10], а затем и ряд других исследователей [11–15] наблюдали пик поглощения релаксационного типа (рис. 2). В экспериментах был использован довольно широкий диапазон звуковых и ультразвуковых частот от $2 \cdot 10^4$ до $7 \cdot 10^7$ Гц и отмечено систематическое смещение температуры пика T_p в сторону высоких температур при увеличении частоты колебаний (см. таблицу).

Таблица

Частотная зависимость температуры пика Крамера—Бауэра в нормальном и сверхпроводящем состояниях

Круговая частота колебаний ω , с^{-1}	Температура пика T_p , К		Источник
	n-состояние	s-состояние	
$1,3 \cdot 10^5$	—	2,62	[13]
$4,6 \cdot 10^5$	—	3,14	[13]
$5,0 \cdot 10^5$	2,08	3,24	[10]
$5,3 \cdot 10^5$	2,05	3,15	[14,15]
$1,5 \cdot 10^6$	2,37	3,75	[10]
$6,3 \cdot 10^7$	—	6,3	[11]
$1,9 \cdot 10^8$	4,7	7	[12]
$1,9 \cdot 10^8$	—	7,15	[11]
$3,1 \cdot 10^8$	—	7,5	[11]
$4,4 \cdot 10^8$	—	7,8	[11]

Основные измерения выполнялись на образцах, находящихся в сверхпроводящем состоянии, так как во всех случаях пик локализовался ниже $T_c \approx 9,3$ К. В некоторых случаях в процессе

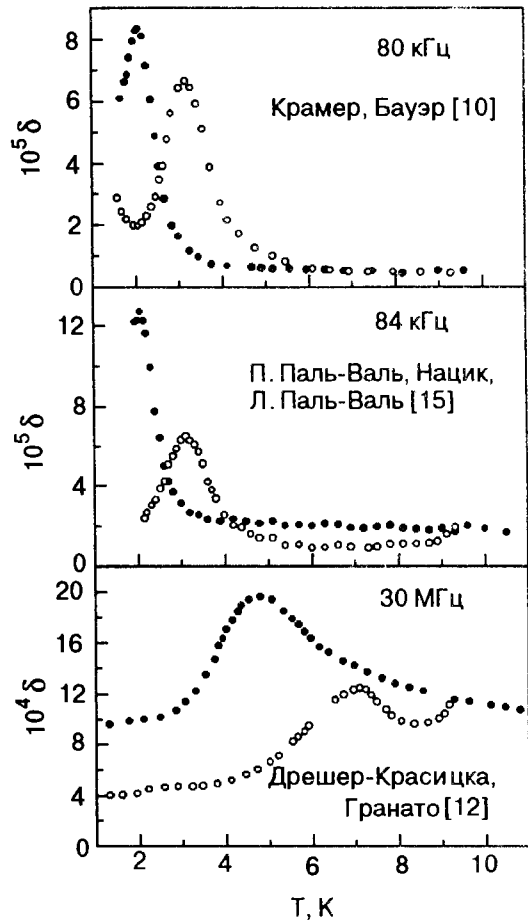


Рис. 2. Низкотемпературные пики акустической релаксации в ниобии в нормальном (●) и сверхпроводящем (○) состояниях при различных частотах ультразвука по данным [10,12,15].

измерений образцы переводились в нормальное состояние [10,12,14,15] наложением магнитного поля критической величины $H > H_{c2} \approx 5$ кЭ, что приводило к смещению пика в сторону низких температур (рис. 2, таблица). Наличие пика и его реакция на сверхпроводящий переход можно также объяснить [18] аномалии полевых зависимостей акустического поглощения в ниобии в смешанном состоянии при $H_{c1} < H < H_{c2}$, которые были зарегистрированы в работах [18–21].

В работах [10–15] наблюдалось влияние на пик не только сверхпроводящего перехода, но и ряда других факторов, характеризующих как структурное состояние образцов (монокристаллы, поликристаллы, размер зерна, примесный состав, предварительная пластическая деформация), так и условия эксперимента (скорость охлаждения образцов до гелиевых температур). В результате

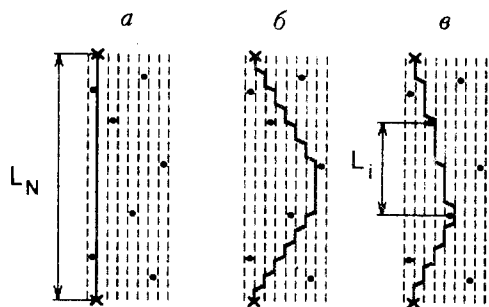


Рис. 3. Дислокационная модель [15], привлекаемая для интерпретации пика Крамера – Бауэра: различные конфигурации дислокационной линии (—), расположенной в рельефе Пайерлса первого рода до (а), во время (б) и после быстрого охлаждения образцов (в); (---) — минимумы рельефа; × — узлы дислокационной сетки; ● — примесные атомы.

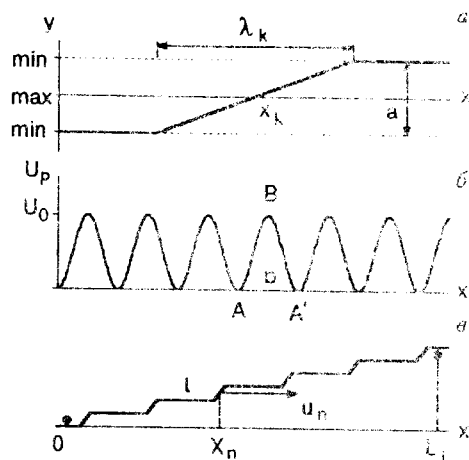


Рис. 4. Перегибы (кинки) на дислокационной линии по модели [15]: отдельный кинк и его геометрические характеристики (а); рельеф Пайерлса второго рода для кинка (б); цепочка кинков, ограниченная примесными атомами (●) (в).

обобщения экспериментальных наблюдений в работе авторов [15] отмечены следующие наиболее существенные особенности акустической релаксации в ниобии при гелиевых температурах:

- все перечисленные в таблице пики поглощения имеют единую физическую природу и обусловлены действием в образцах ниобия системы однотипных термически активированных релаксаторов;

- линейный отклик релаксаторов на акустическое возбуждение образцов соответствует модели стандартного линейного тела с одной характерной частотой релаксации;

- температурная зависимость характерной частоты релаксации качественно описывается соотношением Аррениуса (11), а эмпирические значения параметров, входящих в это соотношение, имеют величины порядка $U_0 \sim (2-3) \cdot 10^{-3}$ эВ и $\nu_0 \sim 10^{10}-10^{11}$ с⁻¹;

- переход образцов из нормального в сверхпроводящее состояние приводит к значительному уменьшению частоты релаксации, что формально эквивалентно увеличению энергии активации на величину $\delta U_0 \sim 1 \cdot 10^{-3}$ эВ;

- релаксаторы, ответственные за пик Крамера – Бауэра, появляются в образцах в результате действия термоупругих напряжений при быстром охлаждении; при медленном охлаждении пик отсутствует;

- увеличение концентрации примесей в образцах способствует накоплению релаксаторов при быстром охлаждении.

Критически обсудив все вероятные механизмы появления перечисленных выше особенностей, мы предложили в работе [15] для их объяснения простую дислокационную модель. Эта модель базируется на электронномикроскопических данных

о дислокационной структуре ОЦК металлов [2], на известных в теории дислокаций представлениях о дислокационных перегибах (кинках) и их динамических свойствах [3,4,9], а также на результатах компьютерного моделирования движения отдельного кинка в ОЦК металлах через барьеры Пайерлса второго рода [22]. Основные положения модели иллюстрируются рис. 3 и 4. Предполагается, что в исходных образцах ниобия имеется сетка винтовых дислокаций системы скольжения $\langle 111 \rangle \{011\}$, состоящая из прямолинейных сегментов L_N , лежащих в долинах рельефа Пайерлса первого рода (рис. 3,а). При быстром охлаждении образца термоупругие напряжения выгибают сегменты между узлами сетки и образуют на них систему кинков (рис. 3,б). После стабилизации температуры термоупругие напряжения исчезают, но кинки на дислокациях остаются благодаря тормозящему действию примесей, препятствующих возврату сегментов к исходным прямолинейным конфигурациям (рис. 3,в). Под действием малых переменных механических напряжений, сопровождающих звуковые колебания образца, кинки перемещаются вдоль дислокации, преодолевая барьеры рельефа Пайерлса второго рода $U_p(x)$ (рис. 4,б). Вклад ограниченных примесными атомами цепочек кинков L_i (рис. 4,в) в отклик образца на звуковое возбуждение при определенных условиях приобретает резонансный характер, что и является причиной появления пика поглощения. Форма пика и его положение на оси температур определяются температурной зависимостью подвижности кинков в рельефе $U_p(x)$.

3. Взаимодействие звуковых колебаний с дислокационными кинками

Отдельный кинк, соединяющий два прямолинейных участка дислокационной линии, расположенных в соседних долинах рельефа Пайерлса (рис. 4,а), характеризуется шириной λ_k и эффективной массой m_k . В простейшем случае синусоидального рельефа эти величины определяются формулами [23]

$$\lambda_k = a \left(\frac{2C}{\pi ab \sigma_p} \right)^{1/2}, \quad m_k = \frac{4aM}{\pi^2} \left(\frac{\pi ab \sigma_p}{2C} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

где C и M — соответственно линейная плотность собственной энергии и эффективной массы дислокации; σ_p — напряжение Пайерлса; a — период рельефа Пайерлса; b — величина вектора Бюргера дислокации. Одномерное движение кинка вдоль вершины рельефа (ось x на рис. 4,а) эквивалентно движению частицы с массой m_k , если в качестве координаты такой псевдочастицы выбрать координату центра кинка x_k . Движение кинка происходит в периодическом потенциале рельефа Пайерлса второго рода $U_p(x) = U_p(x + b)$ (рис. 4,б), а при наличии в плоскости скольжения дислокации сдвигового напряжения $\sigma(x, t)$ полная потенциальная энергия кинка имеет вид

$$U_p(x, t) = U_p(x) - ab \int \sigma(x, t) dx. \quad (19)$$

Роль среды-термостата, в которой происходит движение кинка, играет система электронов проводимости и система тепловых фононов. Рассеяние электронов и фононов на кинке, движущемся с постоянной средней скоростью $\bar{x}_k = V_k = \text{const}$, приводит к появлению силы вязкого трения βV_k [4-6], а коэффициент трения состоит из суммы электронной и фононной компонент.

Рассмотрим взаимодействие акустического поля с отдельной цепочкой кинков L_i , ограниченной примесными атомами (рис. 4,в). При достаточно большой длине исходного сегмента L_N и не слишком больших концентрациях примесей $b/L_N \ll c \ll b/\lambda$ сегменты L_i будут содержать большое число N_i кинков, разделенных прямолинейными участками $l = L_i/N_i + 1 \gg \lambda_k$. Кинки взаимодействуют между собой посредством дальнедействующих сил кулоновского типа [3], поэтому в отсутствие напряжений ($\sigma = 0$) они образуют эквидистантные цепочки $X_n = nl$ ($n = 1, 2, \dots, N_i$). Если в области расположения цепочки действует сдвиговая компонента напря-

жения акустического поля $\sigma(x, t) = \sigma_0(x) \exp(i\omega t)$ (ω — круговая частота колебаний) с достаточно малой амплитудой $ab^2|\sigma_0| \ll U_0$, то цепочка будет совершать малые вынужденные колебания, при которых отдельный кинк с номером n диффундирует в рельефе (19), смещаясь из положения равновесия X_n на величину $|\bar{x}_{kn} - X_n| \gg b$

В условиях реального эксперимента $\omega \leq 10^8 \text{ с}^{-1} \ll v_A$, а длина звуковой волны $2\pi s/\omega \geq 10^{-2} \text{ см} \gg L_i$ (s — скорость звука). Эти неравенства позволяют считать напряжение σ_0 однородным на длине L_i . Под действием однородной и медленно изменяющейся во времени силы $f_\sigma = ab\sigma_0 \exp(i\omega t)$ отдельные кинки будут совершать диффузионный дрейф в рельефе $U_p(x)$, обсужденный в конце разд. 1. Для описания такого движения удобно пользоваться средними смещениями $u_n(t) = \langle \bar{x}_{kn} \rangle - X_n$, которые удовлетворяют неравенствам $\max |u_n| \gg b$ и $|u_{n+1} - u_n| \ll l$. При диффузионном движении кинка средняя сила инерции $m_k \ddot{u}_n \sim m_k \omega^2 u_n$ пренебрежимо мала по сравнению с силой диффузионного трения $\beta_d \dot{u}_n \sim \omega \beta_d u_n$ ($m_k \omega \ll \beta_d$), поэтому коллективное движение цепочки кинков определяется балансом сил трения $\beta_d \dot{u}_n$, сил взаимодействия между кинками $f_{nn'}$ и движущей силы f_σ :

$$\beta_d \dot{u}_n + \sum_{n'} f_{nn'} = ab\sigma_0 e^{i\omega t}. \quad (20)$$

В монографии [3] показано, что при малых колебаниях цепочки большого числа N_i кинков силу $\sum_{n'} f_{nn'}$ можно аппроксимировать выражением

$$\sum_{n'} f_{nn'} \approx \frac{\pi^2 a^2 C_k}{(L_i)^2} u_n,$$

где C_k — эффективное линейное натяжение цепочки кинков (по порядку величины $2C_k \sim 2C - Gb^2$, где G — модуль сдвига). Следовательно, цепочка кинков под действием переменного напряжения совершает вынужденные колебания, эквивалентные колебаниям сильно затемированного осциллятора:

$$u_n(t) = \frac{\sigma_0 b l^3 (N_i + 1)^2}{\pi^2 a C_k} \frac{e^{i\omega t}}{1 + i\omega \tau_{di}}, \quad (21)$$

$$\tau_{di} = \frac{\beta_d l^3 (N_i + 1)^2}{\pi^2 a^2 C_k}.$$

С помощью выражения (21) легко вычислить энергию w_i , диссипируемую цепочкой кинков L_i за период колебаний $2\pi/\omega$:

$$w_i = \sum_{n=1}^{N_i} \int_0^{2\pi/\omega} dt \operatorname{Re} f_{\sigma}(t) \operatorname{Re} \dot{u}_n(t) = \frac{\sigma_0^2 b^2 l^3 N_i (N_i + 1)^2}{\pi C_k} \frac{\omega \tau_{di}}{1 + \omega^2 \tau_{di}^2} \quad (22)$$

В реальных образцах параметры N_i и l являются случайными величинами. Введем среднее число дислокационных кинков в единице объема ρ_k и безразмерный параметр

$$\kappa = \frac{\overline{l^3}}{a^3} (N_i + 1)^2 = \frac{L_i^3}{a^3 (N_i + 1)} \quad (23)$$

где черта означает статистическое усреднение по ансамблю кинков. Кроме того, в образце имеется несколько эквивалентных систем скольжения, содержащих дислокации рассматриваемого типа, и для характеристики их взаимодействия с отдельной модой упругих колебаний образца необходимо ввести средний ориентационный фактор χ , определяемый соотношением $2W_0 M_e \chi = \sigma_0^2$, где M_e — модуль упругости, соответствующий рассматриваемой моде колебаний, а W_0 — средняя по периоду плотность энергии колебаний. Вычисляя с помощью (22) среднюю энергию, диссипируемую в единице объема образца, получаем следующее выражение для логарифмического декремента отдельной моды колебаний:

$$\delta = \frac{\sum L_i w_i}{2W_0} = \frac{\chi M_e b^2 a^3 \kappa \rho_k}{\pi C_k} \frac{\omega \tau_d}{1 + \omega^2 \tau_d^2} \quad (24)$$

$$\tau_d = \frac{\alpha \kappa \beta_d}{\pi^2 C_k} = \frac{\alpha \kappa k T}{\pi^2 b^2 C_k v_0(\beta, t)} \exp\left(\frac{U_0}{kT}\right) \quad (25)$$

При записи выражения для времени релаксации τ_d мы воспользовались формулой (17) для коэффициента диффузионного трения β_d .

Формулы (24) и (25) дают исчерпывающее описание вклада дислокационных кинков во внутреннее трение образца. В эти формулы входят параметры ρ_k и κ , характеризующие распределение кинков в объеме образца, и параметры U_0 и $v_0(\beta, T)$, характеризующие взаимодействие отдельного кинка с рельефом Пайерлса второго рода и квазичастицами (электронами и фононами). На температурной зависимости декремента $\delta(T)$ воз-

можно появление пиков, расположенных в точках температурной шкалы $T_p(\omega)$, определяемых уравнением

$$\omega \tau_d(T_p) = 1 \quad (26)$$

В тех случаях, когда фигурирующая в формуле (25) частота $v_0(\beta, T)$ существенно зависит от коэффициента динамического трения кинков β , положение пиков поглощения на оси температур T_p также становится чувствительным к величине коэффициента β и характеру его температурной зависимости.

4. Теория и эксперимент

Согласно результатам компьютерного моделирования движения кинка на винтовой дислокации системы скольжения $\langle 111 \rangle \{011\}$ в ОЦК металлах, характерные значения барьеров Пайерлса второго рода U_0 имеют величину порядка 10^{-3} эВ [22]. При таких значениях энергии активации и разумных значениях параметров, входящих в показатель предэкспоненты в формуле (25), пик на температурной зависимости декремента (24) попадает в область гелиевых температур. Высота пика

$$\delta_m = \delta(T_p) = \frac{\chi M_e b^2 a^3 \kappa \rho_k}{2\pi C_k} \quad (27)$$

пропорциональна параметрам κ и ρ_k , характеризующим распределение кинков в образце. Таким образом, сформулированная в разд. 2 модель и соответствующие ей формулы (24) и (25) дают качественное описание большинства свойств пика Крамера — Бауэра, перечисленных в этом разделе. Дополнительного анализа требует только эффект смещения пика при сверхпроводящем переходе.

В работе [15], анализируя уравнение (26), связывающее температуру пика T_p с частотой колебаний ω , мы считали зависимость времени релаксации τ_d от коэффициента динамического трения β несущественной и в формуле (25) полагали $v_0 = v_A$. В этом случае уравнение (26) можно записать в виде

$$\ln \omega T_p = -\ln \alpha - \frac{U_0}{kT_p} \quad (28)$$

$$\alpha = \frac{\alpha \kappa k}{\pi^2 b^2 C_k v_A} \quad (29)$$

Сравнение экспериментальных данных, приведенных в таблице, с формулой (28) показано на рис. 5. Для нормального (n) состояния положе-

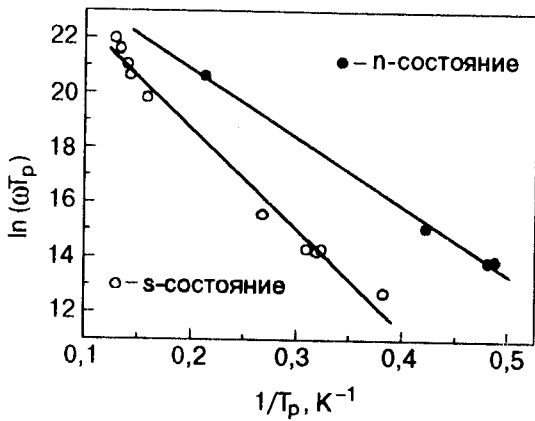


Рис. 5. Сопоставление экспериментальных данных (см. таблицу) по частотной зависимости температуры пика Крамера – Бауэра $T_p(\omega)$ с соотношением (28) [15].

ние пика на оси температур хорошо согласуется с формулой (28), но для сверхпроводящего (s) состояния такое согласие хуже. Кроме того, наклоны прямых для нормального и сверхпроводящего состояний существенно отличаются, что в рамках принятых предположений означает влияние сверхпроводящего перехода на высоту барьеров Пайерлса для кинков: $U_{0n} \cong 2,15$ мэВ, $U_{0s} \cong 3,23$ мэВ.

В настоящей работе мы обсудим другую возможность объяснения влияния сверхпроводящего перехода на пик Крамера – Бауэра, основанную на анализе зависимости частоты $\nu_0(\beta, T)$ в формуле (25) от коэффициента электронного трения кинков, который резко уменьшается при таком переходе [5]. Согласно выводам Крамерса, появление существенной зависимости частоты $\nu_0(\beta, T)$ от коэффициента β возможно только при выполнении определенных неравенств между величинами коэффициента динамического трения β , массы кинка m_k и параметров рельефа $U_{P(x)}$ (см. формулу (14)). Для получения полуколичественных оценок предположим, что рельеф $U_{P(x)}$ имеет синусоидальную форму

$$U_{P(x)} = \frac{U_0}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi}{b} x \right), \quad (30)$$

а в качестве оценки для высоты барьеров возьмем значения рельефа $U_0 \sim (2-3) \cdot 10^{-3}$ эВ, полученные из рис. 5. Воспользуемся стандартными оценками континуальной теории дислокаций $2C \sim Gb^2$ и $2M \sim \rho b^2$ (ρ – плотность кристалла), а также будем считать, что для ниобия выполняется соотношение $\sigma_p \sim 10^{-2}G$, характерное для большинства ОЦК металлов. Для рассматриваемой системы скольжения в ниобии $a = 3,3 \cdot 10^{-8}$ см,

$b = 2,9 \cdot 10^{-8}$ см, $G = 3,9 \cdot 10^{11}$ дн/см², плотность ниобия $\rho = 8,6$ г/см³. С помощью этих оценок и формул (12), (13) и (30) получаем порядок величины нескольких важных параметров, входящих в формулу (14):

$$m_k \sim 10^{-23} \text{ г}, \quad \nu_A = \nu_B \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}, \quad (31)$$

$$\beta_0(T - 5\text{K}) \sim 10^{-12} \text{ г} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Переходя к оценке величины коэффициента торможения кинков β , отметим, что в металлах в области гелиевых температур основную роль в динамическом торможении кинков играет упругое рассеяние на них электронов проводимости и тепловых фононов [4,5]. Используя приведенные в обзорах [4,5] результаты, для суммарного вклада электронов и фононов в коэффициент β при $T < 10$ К можно записать следующее выражение:

$$\beta = \beta_e + \beta_{ph} = \frac{a}{\lambda_k} \left[q_e a b p_F n_e \gamma_{n,s}(T) + q_{ph} \frac{\hbar b}{a^3} \left(\frac{T}{\Theta} \right)^{9/2} \right]; \quad (32)$$

$$\gamma_n(T) \equiv 1, \quad \gamma_s(T) = 2 \left[1 + \exp \frac{\Delta(T)}{kT} \right]^{-1}.$$

Здесь p_F и n_e – импульс Ферми и плотность электронов проводимости соответственно; $\gamma_{n,s}(T)$ – функция, описывающая изменение числа электронных возбуждений при переходе металла из нормального в сверхпроводящее состояние; $\Delta(T)$ – энергетическая щель сверхпроводника; Θ – температура Дебая; q_e и q_{ph} – численные коэффициенты, точные значения которых зависят от деталей рассеяния электронов и фононов на ядре дислокации. Существующие теории позволяют получить для коэффициентов q_e и q_{ph} только очень грубые (с неопределенностью в пределах одного порядка) оценки: $q_e \sim 10^{-1}$, $q_{ph} \sim 5 \cdot 10^5$.

Для ниобия $\Theta \cong 275$ К, $p_F \cong 10^{-19}$ г·см/с, $n_e \cong 10^{23}$ см⁻³. Воспользовавшись этими значениями, легко видеть, что в нормальном состоянии электронная компонента коэффициента трения имеет величину $\beta_{en} \sim 10^{-13}$ г·с⁻¹ и при рассматриваемых температурах $T < 10$ К значительно превышает фоновую компоненту $\beta_{ph} < 10^{-14}$ г·с⁻¹. В сверхпроводящем состоянии электронная компонента трения резко (экспоненциально) уменьшается с понижением температуры. Уменьшается также и фоновая компонента, но по степенному закону, поэтому существует температура T_0 , ниже которой $\beta_{es}(T) < \beta_{ph}(T)$: температура T_0

определяется условием равенства электронной и фононной компонент трения в сверхпроводящем состоянии, которое можно записать в виде уравнения

$$\gamma_s(T_0) = q \left(\frac{T_0}{\Theta} \right)^{9/2}, \quad q = \frac{\hbar q_{ph}}{q_e p_F n_e d^4}. \quad (33)$$

К сожалению, вследствие большой неопределенности параметров q_{ph} и q_e значение параметра q можно оценить с точностью в пределах двух порядков: $q \sim 10^5 - 10^7$. Учитывая эту неопределенность и используя значение щели для ниобия $\Delta(0) \cong 1,5 \cdot 10^{-3}$ эВ [24], легко получить оценку $T_0 \sim 1 - 3$ К.

Выполненный выше анализ показывает, что при интересующих нас температурах коэффициент динамического трения кинков удовлетворяет неравенству $\beta < \beta_0$, следовательно, для частотного фактора $\nu_0(\beta, T)$ необходимо пользоваться выражением, приведенным в верхней строчке формулы (14). В температурном интервале $T_0 < T < T_c$ фононной компонентой в формуле (32) можно пренебречь и для времени релаксации τ_d получить выражение

$$\tau_d(T) = \frac{\eta T^2}{\gamma_{n,s}(T)} \exp\left(\frac{U_0}{kT}\right), \quad (34a)$$

$$\eta = \frac{k^2 m_k a \kappa}{\pi^2 b^2 C_k U_0 \beta_{en}}. \quad (34b)$$

Формула (34a) дает естественное объяснение эффекту повышения энергии активации для пика Крамера – Бауэра при переходе ниобия в сверхпроводящее состояние: при достаточно низких температурах $\Delta(T) \gg kT$ и температурная зависимость времени релаксации в сверхпроводящем состоянии приобретает вид

$$\tau_d(T) \cong \frac{\eta T^2}{2} \exp\left(\frac{U_0 + \Delta}{kT}\right).$$

Отметим, что порядок величины Δ соответствует скачку энергии активации, определенному по изменению наклонов прямых на рис. 5. Но теперь этот эффект не связан с изменением решеточных характеристик ниобия при сверхпроводящем переходе, а является следствием предсказанного Крамерсом аномального влияния вязкости на броуновское движение частиц (в нашем случае – дислокационных кинков).

Использование формулы (34a) позволяет записать уравнение (26), определяющее температуру пика T_p , в следующем виде:

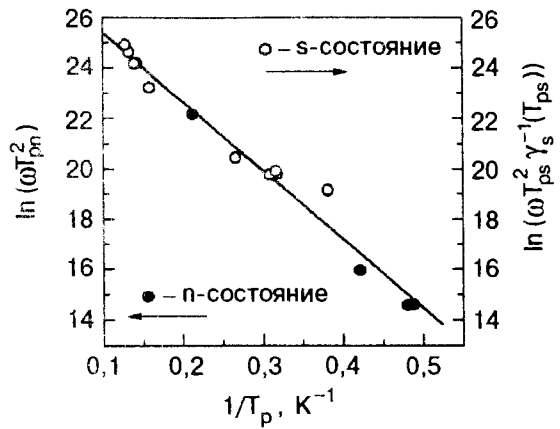


Рис. 6. Сопоставление экспериментальных данных (см. таблицу) по частотной зависимости температуры пика Крамера – Бауэра $T_p(\omega)$ с соотношениями (35). Значения функции $\gamma_s(T)$ вычислялись с использованием данных о значении щели $\Delta(T)$ для ниобия, приведенных в обзоре [24].

для нормального состояния

$$\ln \omega T_{pn}^2 = -\ln \eta - \frac{U_0}{kT_{pn}}; \quad (35a)$$

для сверхпроводящего состояния

$$\ln \frac{\omega T_{ps}^2}{\gamma_s(T_{ps})} = -\ln \eta - \frac{U_0}{kT_{ps}}. \quad (35b)$$

Хорошее согласие между формулами (35) и экспериментальными данными, приведенными в таблице, иллюстрирует рис. 6. Из этого рисунка видно, что регистрируемые в экспериментах значения T_p как в нормальном (T_{pn}), так и в сверхпроводящем (T_{ps}) состояниях дают одинаковые значения высоты барьера $U_0 \cong 2,4 \cdot 10^{-3}$ эВ и параметра $\eta \cong 1,5 \cdot 10^{-12}$ с·К⁻².

Весьма важным обстоятельством, свидетельствующим в пользу применимости изложенных выше соображений для описания пика Крамера – Бауэра, является корреляция температур T_{ps} с величиной и температурной зависимостью энергетической щели ниобия $\Delta(T)$, определяемыми из независимых экспериментов [24].

Воспользовавшись полученными выше эмпирическими оценками параметров теории, экспериментальными значениями $\delta_m \sim 10^{-4}$ и формулами (27) и (34b), можно также оценить порядок величин параметров, характеризующих распределение кинков в образцах: $\kappa \sim 10^5$, $\rho_k \sim 10^{14}$ см⁻³.

Таким образом, изложенная в разд. 2 дислокационная модель в сочетании с теорией Крамерса активированного движения частицы через потен-

циальный барьер и теорией электронного торможения дислокаций дают достаточно хорошее полуколичественное описание всех особенностей пика Крамера—Бауэра, зарегистрированных в экспериментах. Следует, правда, отметить, что точка $T_{ps} = 2,62$ К на рис. 6 заметно отклоняется от прямой, описываемой уравнением (356). Наиболее вероятной причиной такого отклонения является, по-видимому, возрастающая при понижении температуры в s -состоянии роль фононной компоненты в коэффициенте динамического трения кинков. Для количественного описания отклонения необходимо в уравнении (33) принять значение параметра $q \sim 10^7$ и соответствующее ему значение $T_0 \cong 3$ К. Однако однозначная интерпретация указанного отклонения требует экспериментальной регистрации пика в s -состоянии при более низких температурах, что возможно только при изучении колебаний с круговой частотой порядка и ниже 10^4 с⁻¹.

В заключение данного раздела уместно также обсудить высказанные в работе [25] соображения о возможном влиянии на свойства пика Крамера—Бауэра квантовых свойств дислокационных кинков. Согласно общим законам квантовой статистики, должна существовать характерная температура T_q , ниже которой диффузия кинков в рельефе $U_p(x)$ будет определяться не только термически активированным переходом кинков через барьеры U_0 , но и возможностью подбарьерного просачивания (квантового туннелирования). Детальное обсуждение туннелирования кинков через барьеры рельефа Пайерлса второго рода и оценка для температуры T_q содержатся в работе [26]:

$$kT_q \cong \frac{\hbar}{b} \left(\frac{U_0}{2m_k} \right)^{1/2} = \hbar v_A. \quad (36)$$

Согласно выводам работы [26], при $T > T_q$ диффузия кинков имеет термически активированный характер, а переход к чисто квантовому пределу происходит при $T < 0,5 T_q$; в интервале $(0,5-1) T_q$ процесс диффузии определяется совместным действием квантового туннелирования и термической активации. Подстановка в (36) параметров кинков в ниобии дает оценку $T_q \sim 3$ К. Следовательно, существенного влияния квантовых эффектов на пик Крамера—Бауэра можно ожидать в экспериментах на частотах $\omega < 10^4$ с⁻¹, для которых температура пика смещается ниже 2 К. Теоретическое описание таких эффектов должно базироваться на квантовом аналоге теории Крамерса.

Заключение

1. Цель работы — теоретическая интерпретация пика акустического поглощения, впервые обнаруженного при изучении ниобия в области температур жидкого гелия Крамером и Бауэром [10] и позже наблюдавшегося рядом других исследователей [11–15]. Главное внимание уделено анализу наиболее интересной особенности пика — его смещению в сторону низких температур при переводе ниобия из сверхпроводящего в нормальное состояние магнитным полем.

2. Анализ базируется на предложенной нами ранее [15] модели резонансного взаимодействия звуковых колебаний с цепочками кинков на винтовых дислокациях системы скольжения $(111)\{011\}$ и на использовании для описания диффузии кинков в решеточном потенциальном рельефе (рельеф Пайерлса второго рода) результатов работы Крамерса [1], в которой описана кинетика термически активированного выхода частицы из потенциальной ямы с учетом действующей на нее силы вязкого трения. В случае движения кинков на дислокациях в металле при низких температурах главной причиной трения является их взаимодействие с электронами проводимости. Поэтому переход металла из нормального в сверхпроводящее состояние (и обратный* переход), сильно изменяющий вязкость электронного газа, сопровождается значительным контролируемым изменением коэффициента трения кинков. Данное обстоятельство создает уникальные предпосылки для экспериментальной проверки выводов теории Крамерса о роли вязкости в процессах активационного движения частиц.

3. В работе дано краткое изложение основных положений теории Крамерса в форме, удобной для ее применения к описанию диффузии дислокационных кинков. Систематизированы основные свойства пика Крамера—Бауэра, зарегистрированные в экспериментах, приведена таблица, характеризующая зависимость температуры пика от частоты колебаний в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

4. Показано, что для кинков в ниобии в области гелиевых температур выполняются условия наблюдения предсказанного Крамерсом нетривиального кинетического эффекта — возрастания диффузионной подвижности частиц с ростом коэффициента трения. Благодаря этому эффекту время релаксации (характерное время диффузии) для цепочек дислокационных кинков в сверхпроводящем состоянии оказывается значительно выше, чем в нормальном, что и является причиной наблюдаемого в экспериментах смещения пика дислокационного поглощения в сторону низких температур при переходе

ниобия из сверхпроводящего в нормальное состояние.

5. Согласно выводам теории, величина смещения пика Крамера – Бауэра при сверхпроводящем переходе должна коррелировать с температурной зависимостью энергетической щели сверхпроводника. Использование при анализе свойств пика значений щели, полученных из независимых экспериментов [24], подтверждает эти выводы. Данное обстоятельство является весомым аргументом в пользу адекватности теории и эксперимента.

6. Сравнение экспериментальных данных с результатами теории позволило получить эмпирические оценки для ряда параметров, характеризующих кинки на дислокациях системы $(111)\{011\}$ в ниобии: порядки величин массы кинка, величины барьеров Пайерлса второго рода, коэффициентов электронного и фононного трения кинка, объемной плотности кинков.

7. Получена приблизительная оценка (2–3 К) для характерной температуры, ниже которой диффузия кинков в решеточном рельефе в ниобии может приобретать квантовый характер. Для изучения квантовой диффузии кинков методами акустической спектроскопии необходимо использование частот колебаний порядка и ниже 10^4 Гц.

Работа частично поддержана Государственным фондом фундаментальных исследований Украины (проект 2.4/156 «Бион») и Международной Соросовской программой поддержки образования в области точных наук (грант № SPU 072042).

1. Н. А. Кramers, *Physica* **7**, 284 (1940).
2. L. P. Kubin, *Comments Condensed Matter. Phys.* **14**, 67 (1988).
3. Дж. Хирт, И. Лоте, *Теория дислокаций*, Атомиздат, Москва (1972).
4. А. Зегер, П. Шиллер, в кн.: *Физическая акустика*, т. III, ч. А, Мир, Москва (1969).
5. М. И. Каганов, В. Я. Кравченко, В. Д. Нацик, *УФН* **111**, 655 (1973).
6. В. И. Альшиц, В. Л. Инденбом, *УФН* **115**, 3 (1975).
7. V. I. Startsev, in: *Dislocations in Solids*, North-Holland, Amsterdam, New York, Oxford (1983), V.6, p.142.
8. В. И. Старцев, В. Я. Ильичев, В. В. Пустовалов, *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах*, Металлургия, Москва (1975).
9. G. Alefeld, *J. Appl. Phys.* **36**, 2633 (1965).
10. E. J. Kramer and C. L. Bauer, *Phys. Rev.* **163**, 407 (1967).
11. K. F. Huang, A. V. Granato, and H. K. Birnbaum, *Phys. Rev.* **B32**, 2178 (1985).
12. E. Drescher-Krasicka and A. V. Granato, *J. Phys. (Paris)* **46**, 1073 (1985).
13. G. Cannelli, R. Cantelli, and F. Cordero, *Phys. Rev.* **B34**, 7721 (1986).
14. P. P. Pal-Val, V. D. Natsik, H.-J. Kaufmann, and A. S. Sologubenko, *Material Science Forum* **119–121**, 117 (1993).

15. П. П. Паль-Валь, В. Д. Нацик, Л. Н. Паль-Валь *ФНТ* **21**, 647 (1995).
16. Дж. Маннинг, *Кинетика диффузии атомов в кристаллах*, Мир, Москва (1971).
17. C. V. Heer, *Statistical Mechanics, Kinetic Theory and Stochastic Processes*, Acad. Press, New York-London (1972).
18. P. P. Pal-Val, V. D. Natsik, L. N. Pal-Val, and T. V. Kustova, *Phys. Status Solidi (a)* **157**, 311 (1996).
19. E. M. Forgan and C. E. Gough, *Phys. Lett.* **21**, 133 (1966).
20. М. Готтлиб, М. Гарбуни, С. К. Джонс, в кн.: *Физическая акустика*, т. VII, Мир, Москва (1974).
21. J. Dominec and K. Misek, *J. Phys. (Paris)* **48**, C8-489 (1987).
22. О. В. Клявин, Н. П. Лиходедов, А. Н. Орлов, *ФТТ* **27**, 3388 (1985).
23. А. М. Косевич, *Дислокации в теории упругости*, Киев, Наукова думка (1978).
24. R. Meservey and B. V. Schwartz, in: *Superconductivity*, V.1, Marcel Dekker, Inc., New York (1969).
25. E. B. Hermida, A. Seeger, and W. Ulfert, *J. Phys. (Paris)* **IV 6**, C8-175 (1996).
26. Б. В. Петухов, *Кристаллография* **40**, 433 (1995).

Check of theory of Brownian motion of a particle through a potential barrier in viscous medium during experimental study of dislocation acoustic relaxation in normal and superconducting niobium

V. D. Natsik and P. P. Pal-Val

The Kramers theory (1940) describing the thermally activated escape of a particle from a potential well in viscous medium is used to interpret the acoustic absorption peak revealed by Kramer and Bauer (1967) in niobium at liquid helium temperatures. It is shown that the experimentally recorded properties of the peak comply with the model of resonance interaction between sound vibrations and the chains of dislocation kinks (particle-like excitation along the dislocation lines). The sound vibrations make the kinks drift diffusively in the second-order Peierls potential relief and experience viscous friction due to the conduction electrons. The possibility of an abrupt controlled change in the electron viscosity during the superconducting transition permits testing the Kramers theory conclusions during experimental studies of a dislocation contribution to the sound attenuation. It turns out that at quite low temperatures niobium develops certain conditions for the kinks, which permit observation of the anomaly predicted by Kramers, i.e. an increase in the particle mobility when the dynamic friction coefficient grows. This fact has been helpful in interpreting one of the most interesting properties of the Kramer-Bauer peak which so far was not quite clear — the displacement of the peak towards low temperatures as niobium experienced the superconducting to normal state transition induced by the magnetic fields. The possibilities of observing quantum diffusion of kinks in acoustic experiments are also discussed briefly.