

УДК 530.182 : 539.214

© 1990

О ВЛИЯНИИ КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИХ ДЕФЕКТОВ НА КИНЕТИКУ РАСПАДА МЕТАСТАБИЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ ЛИНЕЙНОЙ СИСТЕМЫ В ПЛОСКОМ ПОТЕНЦИАЛЬНОМ РЕЛЬЕФЕ

Б. В. Петухов

Изучено влияние короткодействующих дефектов на кинетику термоактивируемого распада метастабильного состояния линейной системы в плоском потенциальном рельефе. Отмечена аномально большая роль флуктуаций плотности дефектов в определении времени образования пар кинк—антикинк. Вследствие этого происходит полное искажение закономерностей кинетики, характерных для чистых материалов, и возникают новые режимы распада уже при относительно малых концентрациях дефектов.

Как известно, динамика многих линейных систем обусловлена зарождением и движением кинков или топологических солитонов [1, 2]. В качестве примеров таких систем укажем дислокации в кристаллах, ступени на кристаллических гранях, доменные стенки в двумерных фазах, волны зарядовой плотности в пайерлсовских диэлектриках и т. п. Теория обусловленного кинками распада метастабильного состояния линейной системы в идеальном плоском потенциальном рельефе, описывающем достаточно чистые материалы, детально разработана (см., например [3-7]). В то же время имеющиеся во многих реальных материалах примеси и другие точечные дефекты зачастую существенно модифицируют закономерности, характерные для чистых материалов, приводя к ряду весьма своеобразных явлений. Было обнаружено, например, что влияние дефектов приводит в некоторых случаях к ускорению распада метастабильного состояния системы [8, 9] и к явлению квазилокализации кинков, обуславливающему сублинейные режимы подвижности [8, 10, 11].

Как известно, влияние неоднородностей на термоактивируемые процессы является достаточно сильным. Влияние случайного распределения энергий активации неоднократно отмечалось в связи с различными проблемами кинетики, например при обсуждении закономерностей внутреннего трения в кристаллах [12]. Однако для описания экспериментов использовались, как правило, некоторые произвольные заранее предполагаемые виды распределений, например гауссовское и т. п. Для более последовательного описания экспериментов представляет интерес вывести вид функции распределения из внутренне присущей рассматриваемой системе физической картины, хотя бы для достаточно простых конкретных моделей случайного беспорядка.

Изучение влияния дефектов на динамику кинков проводится в различных взаимодополняющих моделях. Одной из первых была предложена модель короткодействующих дефектов, учитывающая влияние точечных дефектов, расположенных непосредственно в долинах потенциального рельефа, между которыми осуществляется переход [8] (рис. 1). На этом рисунке изображена более общая ситуация, имеющая место, когда долины первоначального плоского потенциального рельефа пространственно разнесены и дефекты расположены по-разному в разных долинах. В том случае, когда переход происходит в более условном «фазовом пространстве»,

т. е. меняются фазовое состояние без изменения системы, дефекты одинаково распределены в долинах рельефа, но имеют различные в разных долинах энергии взаимодействия с системой. Дефекты предполагаются достаточно статичными, т. е. менее подвижными, чем кинки. Характерная энергия взаимодействия дефекта с системой U предполагается малой по сравнению с энергией кинка E_k .

Другой достаточно полно изученной является модель гауссовского поля [10, 13-15]. Ее физическую реализацию можно наглядно представить как ситуацию, в которой существенно «много слабых дефектов». Достоинством этой модели является возможность учета также и достаточно далекодействующих дефектов. В определенной области параметров, отвечающей ситуации «много слабых короткодействующих дефектов», обе модели перекрываются. Этот предельный случай и количественные условия перехода к нему были изучены в работе [8]. Помимо этого предела, модель короткодействующих дефектов дает возможность изучать и другие представляющие физический интерес случаи, например влияние флуктуаций, содержащих «небольшое число короткодействующих дефектов», описание которых выходит за рамки гауссовской статистики, но которые в ряде случаев дают существенный вклад в кинетику распада.

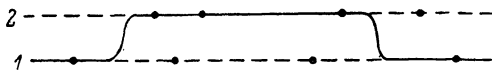


Рис. 1. Схематическое представление состояния линейной системы в плоском потенциальном рельефе в процессе перехода из метастабильного минимума рельефа 1 в более глубокий минимум 2.

Сплошная линия — состояние системы, содержащее пару кинк и антикинк; штриховые линии — долины потенциального рельефа; кружки — точечные дефекты.

Как будет показано, существенное влияние на скорость образования кинков дефекты оказывают уже при крайне низких концентрациях. Это обусловлено аномально высокой ролью флуктуаций плотности дефектов, из-за наличия которых высота барьера для зарождения кинков и время активационного зарождения также сильно флуктуируют от точки к точке. Нашей первоочередной задачей будет расчет функции распределения времени образования пары кинков. С помощью этой функции распределения будет вычислена средняя частота рождения кинков, определяющая кинетику ряда режимов распада метастабильного состояния системы. Кроме того, как будет показано, существует режим, время распада в котором определяется не усредненной частотой рождения, а существенной зависимостью от спектра времен рождения кинков. Рассчитанная функция распределения позволит найти закономерности кинетики распада и в этом случае.

1. Функция распределения во времени образования пары кинков

Энергия активации для рождения пары E_n определяется максимумами «потенциала» пары кинк—антикинк $E(x_1, x_2)$, представляющего собой разность энергий системы в состоянии с кинком в точке x_1 и антикинком в точке x_2 , и в первоначальном состоянии, т. е. в отсутствие пары

$$E(x_1, x_2) = 2E_k + E_i(x_2 - x_1) - Fa(x_2 - x_1) + UN(x_1, x_2). \quad (1)$$

Здесь $E_i(x_2 - x_1)$ — энергия притяжения кинка и антикинка (для конкретных расчетов в настоящей работе берется часто используемый в приложениях вид взаимодействия $E_i(x) = -\alpha/x$ [3]), Fa — разница энергий в расчете на единицу длины между минимумами потенциального рельефа (эта разница, предполагающаяся малой по сравнению с высотой барьера, может быть обусловлена внешней силой), U — изменение энергии взаимо-

действия с дефектом при переходе системы из одного минимума в другой,

$$N(x_1, x_2) = \int_{x_1}^{x_2} [\rho_2(x) - \rho_1(x)] dx$$
 — разность числа дефектов на отрезке (x_1, x_2) во второй и первой долинах рельефа ($\rho_2(x), \rho_1(x)$ — соответствующие плотности числа дефектов). Отметим, что знак U может быть любым, но его можно изменять, одновременно изменяя знак $N(x_1, x_2)$ (т. е. переставляя номера долин). Для определенности в дальнейшем будет считаться $U > 0$. Таким образом, дефекты из первой долины будут понижать энергию пары кинк—антикинк и барьер для ее образования; дефекты из второй долины, напротив, будут повышать энергию пары и препятствовать расхождению кинка и антикинка.

В отсутствие дефектов потенциал (1) имеет максимум при критическом разделении кинка и антикинка $l_0(F) = \sqrt{\alpha/Fa}$, отвечающем неустойчивому равновесию. Высота максимума $E_0(F) = 2E_k - 2\sqrt{\alpha Fa}$ есть энергия активации для зарождения пары в чистом материале. Наличие дефектов приводит как к средней перенормировке внешней силы $F \rightarrow \bar{F} = F + (U/a)(\bar{\rho}_2 - \bar{\rho}_1)$, определяющей средний сдвиг энергии активации $E_0(F) \rightarrow E_0(\bar{F})$ ($\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2$ — средние плотности дефектов на единицу длины в первой и второй долинах рельефа), так и к флуктуациям энергии активации $E_n\{N(x)\}$ от точки к точке.

Для времени термоактивируемого зарождения пары кинков будем использовать, как обычно, закон Аррениуса $\tau = \tau_* \exp\{E_n\{N(x)\}/kT\}$. Здесь T — температура; k — постоянная Больцмана; τ_* — несущественный для дальнейшего предэкспоненциальный множитель, изменением которого под влиянием дефектов будем пренебрегать. Функцию распределения определим функциональным интегралом

$$P(\tau) = \int \delta\left(\tau - \tau_* \exp\left[\frac{E_n\{N(x)\}}{kT}\right]\right) \exp\{\Delta S\{N(x)\}\} D\rho_1(x) D\rho_2(x), \quad (2)$$

где

$$\Delta S\{N(x)\} = - \int \left[\rho_1(x) \ln \frac{\rho_1(x)}{e\bar{\rho}_1} + \rho_2(x) \ln \frac{\rho_2(x)}{e\bar{\rho}_2} + \bar{\rho}_1 + \bar{\rho}_2 \right] dx \quad (3)$$

— энтропия случайного распределения дефектов, отсчитанная от равновесного значения.

Нас интересует случай сильного влияния дефектов, когда характерные отклонения τ от времени зарождения кинков в чистом материале τ_0 велики. Эти отклонения реализуются на достаточно сильных флуктуациях плотности дефектов. Вклад таких флуктуаций в статистический вес с экспоненциальной точностью совпадает со вкладом оптимальной конфигурации, обеспечивающей максимум энтропии ΔS при данном τ , т. е. определяемой из решения вариационной задачи на экстремум функционала

$$\mathcal{F}\{N(x)\} = \Delta S\{N(x)\} + \lambda \frac{kT}{U} \ln \tau\{N(x)\}, \quad (4)$$

где λ — множитель Лагранжа.

Отметим, что точное вычисление нормировки функции распределения выходит за рамки использованного приближения, но влияние нормирующих множителей в интересующем нас случае больших отклонений τ от $\tau = \tau(E_0(\bar{F}))$, которому отвечает $|\Delta S| \gg 1$, будет несущественным.

Вариация функционала $\mathcal{F}\{N(x)\}$ дает следующее решение для оптимальной флуктуации. В силу статистической однородности оптимальные плотности ρ_1 и ρ_2 и соответствующий им потенциал пары кинков $E(l)$ зависят лишь от относительной координаты l . До достижения потенциалом $E(l)$ максимального значения в некоторой точке l_1 оптимальным является равномерное распределение дефектов с постоянными плотностями $\rho_1(l) = \bar{\rho}_1 e^{-\lambda}$ и $\rho_2(l) = \bar{\rho}_2 e^{\lambda}$. Это эквивалентно простой перенормировке внешней силы F в однородной задаче

$$F \rightarrow F^* = F(1 + \delta_1 e^{-\lambda} - \delta_2 e^{\lambda}), \quad (5)$$

где $\delta_1 \equiv \bar{\rho}_1 U / Fa$, $\delta_2 \equiv \bar{\rho}_2 U / Fa$. Положение точки l_1 находится по-разному для τ , лежащих по разные стороны от точки максимума $P(\tau)$ $\bar{\tau}$.

При $\tau > \bar{\tau}$ находится из условия экстремальности \mathcal{F} по l_1

$$l_1 = l_0 \left[1 - \frac{\delta_1}{\lambda} (e^{-\lambda} - 1) - \frac{\delta_2}{\lambda} (e^{\lambda} - 1) \right]^{-1/2}.$$

Используя результаты для однородного случая при отсутствии дефектов, нетрудно получить связь между λ и τ . Вместо τ будет удобно использовать логарифмическую переменную $X = (kT/2 \sqrt{\alpha Fa}) \ln(\tau_0/\tau)$. Выражая входящую в τ энергию активации через l_1 и F^* , получаем

$$X = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{1 - \frac{\delta_1}{\lambda} (e^{-\lambda} - 1) - \frac{\delta_2}{\lambda} (e^{\lambda} - 1)} + (1 + \delta_1 e^{-\lambda} - \delta_2 e^{\lambda}) \sqrt{1 - \frac{\delta_1}{\lambda} (e^{-\lambda} - 1) - \frac{\delta_2}{\lambda} (e^{\lambda} - 1)} \right\} - 1. \quad (6)$$

Вычисляя изменение энтропии $\Delta S_{1 \text{ опт}}$ на интервале $0 \leq l \leq l_1$, получаем функцию распределения $P_1(\tau)$ для $\tau > \bar{\tau}$ ($X < X_0 \equiv \sqrt{1 + \delta_1} - \sqrt{-\delta_2} - 1$) в виде

$$P_1(\tau) = \exp \left\{ - \frac{\sqrt{\alpha Fa}}{U} \frac{\lambda \left[\frac{\delta_1}{\lambda} (e^{-\lambda} - 1) + \frac{\delta_2}{\lambda} (e^{\lambda} - 1) + \delta_1 e^{-\lambda} - \delta_2 e^{\lambda} \right]}{\sqrt{1 - \frac{\delta_1}{\lambda} (e^{-\lambda} - 1) - \frac{\delta_2}{\lambda} (e^{\lambda} - 1)}} \right\}. \quad (7)$$

Зависимость $P_1(\tau)$ от τ представлена выражениями (6) и (7) в параметрическом виде (λ — параметр). Используя эти выражения, можно изучать поведение $P_1(\tau)$ в различных предельных случаях. Например, при $|X| \gg \gg 1$, производя соответствующие разложения, получаем

$$P_1(\tau) \approx \exp \left\{ 2 \frac{\sqrt{\alpha Fa}}{U} \varphi X \right\} = \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{(kT/U) \varphi}, \quad (8)$$

где φ определяется трансцендентным уравнением

$$\delta_1 \frac{e^{-\varphi} - 1}{\varphi} + \delta_2 \frac{e^{\varphi} - 1}{\varphi} = 1. \quad (9)$$

При $\tau < \bar{\tau}$ определяемая (5) сила F^* больше F . В этом случае максимум $E(l)$ находится при $l_1 = l_0(F^*) < l_0(F)$ и поведение оптимальной флуктуации иное. Изменение плотностей за точкой l_1 подчинено условию, что потенциал $E(l)$ не превосходит свое значение в l_1 (т. е. что в l_1 действительно реализуется максимальное значение потенциала. В рассмотренном ранее интервале значений τ это условие выполнялось автоматически). Варьирование ΔS по ρ_1 и ρ_2 с учетом этого условия приводит к следующим выражениям для оптимальных плотностей $\rho_1(l)$ и $\rho_2(l)$ при $l_0(F^*) \leq l \leq \leq l_0(F)$:

$$\rho_1(l) = \frac{1}{2} [\sqrt{\rho_0^2(l) + 4\bar{\rho}_1^2} + \rho_0(l)], \quad \rho_2(l) = \frac{1}{2} [\sqrt{\rho_0^2(l) + 4\bar{\rho}_2^2} - \rho_0(l)], \quad (10), (11)$$

где

$$\rho_0(l) = \frac{1}{U} \left(\frac{\alpha}{l^2} - Fa \right).$$

С использованием выражений для оптимальных плотностей (10) и (11) получаем вклад в энтропию от интервала $l_0(F^*) \leq l \leq l_0(F)$ $\Delta S_{2 \text{ опт}}$ и функцию распределения $P_2(\tau)$, определяемую суммарным изменением энтропии $P_2(\tau) = \exp \{ \Delta S_{1 \text{ опт}} + \Delta S_{2 \text{ опт}} \}$

$$P_2(\tau) = \exp \left\{ -2 \frac{\sqrt{\alpha Fa}}{U} \left[(X+1) \ln \frac{1}{2\delta_1} (\sqrt{X^2(X+2)^2 + 4\delta_1\delta_2} + X(X+2)) - f(X^2 + 2X) \right] \right\}. \quad (12)$$

Здесь

$$f(z) = \int_{\delta_1 - \delta_2}^z dz' \frac{\sqrt{1+z'}}{\sqrt{z'^2 + 4\delta_1\delta_2}}.$$

Для $X \gg \sqrt{\delta_1\delta_2}$ имеет место приближенное выражение

$$P_2(\tau) \simeq \exp \left\{ -2 \frac{\sqrt{\alpha Fa}}{U} \left[X \ln \frac{X}{\delta_1} + (X+2) \ln(X+2) - 2X - 2 \ln 2 \right] \right\}. \quad (13)$$

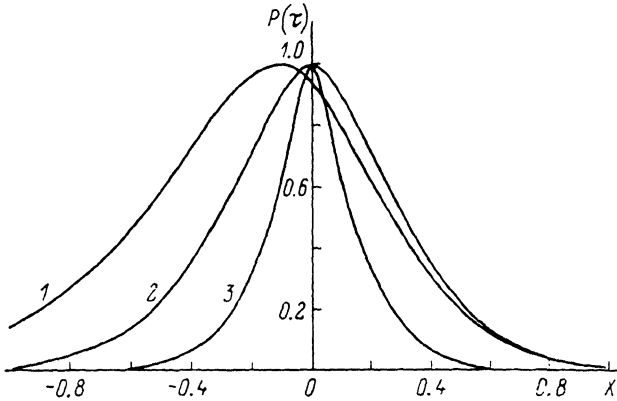


Рис. 2. Функция распределения $P(\tau) = \begin{cases} P_1(\tau), & \tau > \bar{\tau}, \\ P_2(\tau), & \tau < \bar{\tau}. \end{cases}$

$\sqrt{\alpha Fa}/U=1$. δ_1, δ_2 : 1 — 0.1, 0.3; 2 — 0.1, 0.1; 3 — 0.01, 0.01. Масштаб по оси абсцисс логарифмический $X=(kT/2\sqrt{\alpha Fa}) \ln(\tau_0/\tau)$.

При $X \gg 1$ из (13) следует

$$P_2(\tau) \simeq \exp \left\{ -2 \frac{\sqrt{\alpha Fa}}{U} X \ln \frac{X^2}{e^2\delta_1} \right\}. \quad (14)$$

На рис. 2 проиллюстрировано поведение функции распределения при нескольких значениях параметров.

2. Вычисление средних величин.

Средняя частота рождения кинков

Найденная функция распределения может быть использована для расчета различных средних величин. Вычисление любых моментов $\langle \tau^n \rangle = \int \tau^n P(\tau) d\tau$ удобно производить исходя непосредственно из полученного выражения для $\Delta S_{\text{онт}}$ при произвольных λ с учетом того обстоятельства, что, согласно (4), эти моменты есть просто $\exp\{\mathcal{F}_{\text{онт}}\}$ при $\lambda = nU/kT$. Нас в первую очередь интересует средняя частота образования кинков $I = \langle 1/\tau \rangle$, получающаяся при $\lambda = -U/kT$ и равная $I = \exp\{-E_{\text{эфф}}/kT\}$,

$$E_{\text{эфф}} = 2E_k - 2\sqrt{\alpha Fa} \frac{kT}{U} f(\delta_1 e^{U/kT} - \delta_2 e^{-U/kT}). \quad (15)$$

В пределе слабого влияния дефектов, что имеет место при условии $\delta_1 e^{U/kT} - \delta_2 e^{-U/kT} \ll 1$, $\delta_2 - \delta_1 \ll 1$, $E_{\text{эфф}}$ приближенно выражается формулой

$$E_{\text{эфф}} \simeq E_0(F) - kT \sqrt{\frac{a}{Fa}} [\bar{\rho}_1 (e^{U/kT} - 1) + \bar{\rho}_2 (e^{-U/kT} - 1)]. \quad (16)$$

В этой формуле наглядно выражена асимметрия влияния дефектов из различных долин рельефа, резко усиливающаяся по мере увеличения мощности дефектов, характеризуемой параметром U . Более существенным при сопоставимых плотностях оказывается влияние дефектов из первой долины рельефа, приводящих к уменьшению времени зарождения кинков (их плотность $\bar{\rho}_1$ входит в эффективную энергию активации $E_{\text{эфф}}$ с экспоненциальным множителем $e^{U/kT}$, который может принимать аномально большие значения. Наличие этого множителя обусловлено тем физическим обстоятельством, что определяющий вклад в скорость образования кинков вносят флуктуации с повышенной плотностью дефектов). Дефекты из долины 2, увеличивающие время зарождения кинков, влияют значительно слабее.

При $U/kT \gg 1$ $\rho_2 \text{ опт} \rightarrow 0$ и зависимость $E_{\text{эфф}}$ от $\bar{\rho}_2$ приобретает наглядный смысл: средняя частота зарождения кинков I пропорциональна пуассоновской вероятности $e^{-\bar{\rho}_2 l_0}$ отсутствия мешающих зарождению дефектов на критической длине l_0 .

Зависимость $E_{\text{эфф}}$ от $\bar{\rho}_1$ также имеет в этом случае наглядный смысл, который легко увидеть из разложения I по $\bar{\rho}_1$. Линейный член разложения дает известную перенормировку средней частоты рождения кинков, описывающую влияние одиночных дефектов $I \simeq I_0 (1 + \bar{\rho}_1 l_0 e^{U/kT})$ [8]. Последующие члены разложения описывают влияние двойных, тройных и т. д. скоплений дефектов на критической длине l_0 .

Менее наглядные результаты, описываемые общей формулой (15), охватывают также случай сильного влияния дефектов, сопровождающегося изменением критического размера пары кинков. Приведем результат, относящийся к пределу $\bar{\rho}_1 e^{U/kT} \gg 1$

$$E_{\text{эфф}} \simeq 2E_k - kT \sqrt{\frac{a\bar{\rho}_1}{U}} e^{U/2kT} - 2\sqrt{aFa} \frac{kT}{U} \ln \frac{Fa}{\bar{\rho}_1 U}. \quad (17)$$

Как видно из (17), в этом случае имеют место заметное уменьшение эффективной энергии активации и увеличение средней частоты рождения кинков по сравнению с чистым материалом [9]. Такая ситуация осуществляется при более статичных дефектах, которые за время распада не успевают перераспределиться по долинам рельефа в равновесном соотношении $\bar{\rho}_2 = \bar{\rho}_1 e^{U/kT}$. Если же дефекты достаточно подвижны и равновесное соотношение успевает установиться за время, меньшее времени распада, влияние дефектов из разных долин на среднюю скорость образования кинков взаимно компенсируются и $E_{\text{эфф}} \simeq E_0(F)$, как и в чистом материале.

3. Время распада метастабильного состояния системы

До сих пор изучались время образования пары кинков в каком-то наугад выбранном месте и распределение этого времени в зависимости от выбора места или, другими словами, от локальной конфигурации дефектов. Вопрос о связи этих величин с временем полного распада метастабильного состояния системы решается во многом аналогично тому, как это делается для чистых систем, для которых в зависимости от длины системы рассматриваются два режима — одиночного и множественного рождения пар кинков [16]. Для систем, длина которых не слишком велика и временем распространения кинков можно пренебречь по сравнению с временем их рождения, полный распад осуществляется рождением одной пары кинков и время распада τ_p убывает обратно пропорционально L

$$\tau_p \sim \Delta^2 / LL. \quad (18)$$

Здесь Δl — длина порядка размера критической пары; I — частота рождения кинков, в системах с дефектами — средняя частота, вычисленная в предыдущем разделе.

Ограничение на применимость формулы (18) в системах с дефектами связано с тем, что в этом случае длина системы должна быть достаточной для того, чтобы определяющие среднюю частоту I редкие флуктуации плотности дефектов встречались на длине L с заметной вероятностью. Количественно это можно выразить условием

$$L > L_0 \sim \Delta l e^{-\Delta S_{\text{онт}}} \simeq \Delta l \exp \left\{ 2 \frac{\sqrt{aFa}}{kT} e^{U/2kT} \right\}. \quad (19)$$

Здесь применена оценка для $\Delta S_{\text{онт}}$, относящаяся к случаю сильного влияния дефектов $\delta_1 e^{U/kT} \gg 1$, который и в дальнейшем будет использоваться для количественной иллюстрации возникающих закономерностей.

При меньших длинах ($L < L_0$) время распада определяется не средней частотой рождения кинков, а «хвостом» функции распределения $P(\tau)$, относящимся к рождению пар кинков на флуктуациях, вероятность встретить которые на данной длине порядка единицы

$$(L/\Delta l) P(\tau) \sim 1. \quad (20)$$

С использованием $P(\tau)$ в виде (14) получаем отсюда время распада

$$\tau_p \sim \tau_0 (\Delta l/L)^x, \quad (21)$$

где x определяется уравнением

$$\left(\frac{U}{xkT} \right)^2 \exp \left\{ \frac{U}{xkT} \right\} = \frac{1}{4e^2} \frac{U}{a\bar{p}_1} \ln^2 \frac{L}{\Delta l}. \quad (22)$$

При $L \rightarrow L_0$ из (22) следует $x \rightarrow 1$ и τ_p приближается к времени распада, определяемому средней частотой рождения кинков (18). При $L < L_0$ $x > 1$ и определяемая (21) зависимость времени распада от длины системы является более резкой.

4. Режим перехода, определяемый сплэем кинков времен образования кинков

При достаточно большой длине системы время распада определяется множественным рождением пар кинков со столкновениями и аннигиляцией кинков и антикинков. В этом случае зависимость времени распада от длины системы выходит на насыщение, так как эффективная длина, на которой следует рассматривать независимое рождение пар кинков, ограничивается длиной свободного пробега кинков до их аннигиляции. Из условия совпадения этих масштабов и находится самосогласованным образом время распада как в чистых системах, так и в системах с дефектами. Отличие заключается в видоизменении вследствие явления квазилокализации режимов подвижности кинков. Длина свободного пробега кинка за время t $L_{\text{св}}(t)$ определяется при наличии дефектов, согласно [8, 10, 11], вероятностью $\mathcal{P}_s(t)$ встретить препятствие на пути движения кинка с временем преодоления t или большим $L_{\text{св}}(t)/\Delta l \sim \mathcal{P}_s^{-1}(t)$. Для такой вероятности в работе [11] было получено выражение, аналогичное (8)

$$\mathcal{P}_s(t) \sim t^{(-kT/U)\varphi}, \quad (23)$$

где φ находится из уравнения (9), которое запишем в виде

$$\bar{p}_1 U \frac{e^{-\varphi} - 1}{\varphi} + \bar{p}_2 U \frac{e^{\varphi} - 1}{\varphi} = Fa. \quad (24)$$

Самосогласованное уравнение для определения времени распада, заменяющее при множественном рождении пар уравнение (20), есть

Используя для $P(\tau)$ выражение (14), находим из уравнения (25) время перехода $\tau_p = \tau_* \exp\{E_a/kT\}$ с энергией активации, выражаемой формулой

$$E_a \approx 2E_k [1 - \varphi/2 \ln(E_k \varphi / e \sqrt{\alpha \bar{\rho}_1 U})]. \quad (26)$$

Это выражение совместно с уравнением для φ (24) дает параметрическую зависимость E_a от внешней силы F (рис. 3). Заметное изменение энергии активации имеет место в узком интервале $F \leq F_c \equiv \bar{\rho}_2 U/a$. При $F \gg F_c$ выражение для энергии активации упрощается и переходит в

$$E_a \approx 2E_k \left[1 - \ln\left(\frac{F}{F_c} \ln \frac{F}{F_c}\right) / 2 \ln \frac{E_k \ln \frac{F}{F_c}}{e \sqrt{\alpha \bar{\rho}_1 U}} \right]. \quad (26a)$$

Таким образом, в этом интервале нагрузок зависимость энергии активации от внешней силы является довольно слабой и близкой к логарифмической, часто получаемой в экспериментах по изучению подвижности дислокаций и макроскопической пластичности (см., например, [17-19]).

Применимость выражений (25) и (26) и существование описываемого

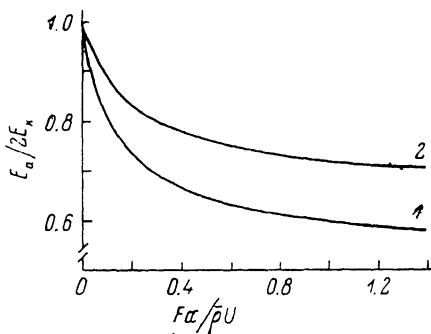


Рис. 3. Зависимость энергии активации E_a от внешней силы F при $\bar{\rho}_1 = \bar{\rho}_2 \equiv \bar{\rho}$ и $E_k/\sqrt{\alpha \bar{\rho} U} = 10^2$ (1), 10^3 (2).

ими режима ограничены со стороны высоких температур и низких концентраций дефектов. Это обусловлено увеличением длины свободного пробега кинков до аннигиляции и переходом к режиму, описываемому средней частотой рождения кинков, когда время распада дается выражением полученным в [8, 10, 11, 14]

$$\tau_p \approx \tau_* \exp\left\{ \frac{E_a \varphi}{kT} \frac{1}{1 + (kT/U) \varphi} \right\}. \quad (27)$$

Смена режимов происходит при соотношении параметров, приблизительно выражающемся условием

$$\varphi \approx \frac{e}{E_k} \sqrt{\alpha \bar{\rho}_1 U} e^{U/2kT}. \quad (28)$$

В настоящей работе развит новый подход к изучению влияния точечных дефектов на кинетику распада метастабильного состояния линейной системы в плоском потенциальном рельефе, основанный на расчете и использовании функции распределения времени рождения пары кинков. Новый подход позволяет не только обобщить ряд прежде полученных результатов, касающихся расчета средней частоты образования кинков в зависимости от внешней силы, температуры, концентрации дефектов и других параметров, но и предсказать и изучить новый, не обсуждавшийся ранее, режим распада, определяемый гетерогенным зарождением кинков. В этом режиме скорость распада не пропорциональна средней частоте рождения кинков и длине системы, а определяется вероятностью наиболее сильных флуктуаций локальной высоты преодолеваемого барьера, т. е. непосредственно распределением времени зарождения пары кинков. Полученные для этого режима закономерности могут, в частности, объяснить неоднократно экспериментально наблюдавшуюся в различных материалах логарифмическую зависимость энергии активации скорости движения дислокаций от внешней силы.

Помимо описания кинетики распада под действием постоянной внешней силы, произведенного в настоящей работе, возможны и представляют интерес также приложения найденной функции распределения времени образования кинков и к описанию экспериментов с динамическим нагружением, например импульсным [20], к расчету формы релаксационных пиков внутреннего трения [12] и т. п.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М., 1988. 694 с.
- [2] Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С. Нелинейные волны намагнитченности. Динамические и топологические солитоны. Киев, 1983. 192 с.
- [3] Зегер А., Шиллер П. Физическая акустика. IIIA. М., 1968. С. 428—573.
- [4] Петухов Б. В., Покровский В. Л. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 8. С. 634—647.
- [5] Büttiker M., Landauer R. // Phys. Rev. 1981. V. A23. N 3. P. 1397—1410.
- [6] Петухов Б. В. // ФНТ. 1986. Т. 12. № 7. С. 749—755.
- [7] Ивлев Б. И., Мельников В. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 11. С. 1944—1954.
- [8] Петухов Б. В. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 5. С. 1445—1449.
- [9] Петухов Б. В. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 14. С. 833—836.
- [10] Винокур В. М., Иоффе Л. Б., Сагдеев И. Р. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1987. Т. 51. № 4. С. 763—767.
- [11] Петухов Б. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 2893—2897.
- [12] Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах. М., 1975. 472 с.
- [13] Винокур В. М., Минеев М. Б. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 5. С. 1809—1819.
- [14] Vinokur V. M. // J. Physique. 1986. V. 47. N 9. P. 1425—1429.
- [15] Feigel'man M. V., Vinokur V. M. // J. Physique. 1988. V. 49. N 10. P. 1731—1736.
- [16] Lothe J., Hirth J. P. // Phys. Rev. 1959. V. 115. N 3. P. 543—550.
- [17] George A., Escaravage C., Champier G., Schröter W. // Phys. St. Sol. (b). 1972. V. 53. N 2. P. 483—496.
- [18] Alexander H., Kisielowski-Kimmerich C., Swalski A. T. // Phys. St. Sol. (a). 1987. V. 104. N 1. P. 183—192.
- [19] Лубенец С. В., Фоменко Л. С. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 2. С. 145—150.
- [20] Никитенко В. И., Фарбер Б. Я., Иушин Ю. Л. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 4(10). С. 1304—1318.

Институт кристаллографии АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
6 февраля 1989 г.
В окончательной редакции
6 октября 1989 г.