14,07

Распространение волны переключения при наложении интенсивной пластической деформации кручением

© О.А. Гладилин [1,2], Ю.Д. Заворотнев [2,¶], Л.С. Метлов [2]

[1] ФГБОУВО „Донецкий государственный университет“,
283001 Донецк, Россия
[2] ФГБНУ „Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина“,
Донецк, Россия

[¶] E-mail: zavorotnev.yurii@mail.ru

Поступила в Редакцию 16 августа 2025 г.
В окончательной редакции 1 октября 2025 г.
Принята к публикации 18 октября 2025 г.

Изучены форма кинка и поведение плотности дислокаций при наложении интенсивной пластической деформации кручением в двухкомпонентных растворах меди. Показано, что процесс перехода в стационарное состояние в двухкомпонентном растворе меди является осциллирующим. Обнаружены особенности поведения скоростей изменения плотностей краевых и винтовых дислокаций как функций от деформации, что приводит к спиралевидной зависимости этих зависимостей.

Ключевые слова: кинк, дислокации, параметр порядка, феноменологическая теория Ландау, инварианты Лифшица, интенсивная пластическая деформация кручением, автомодельная подстановка.

DOI: 10.61011/FTT.2025.10.61982.89-25

1. Введение

Материалы, используемые в промышленности, часто подвергаются повышенным разрушающим нагрузкам. Поэтому актуальным являются исследования формирования их свойств при наложении интенсивной мегапластической деформации. Скорость нарастания подобных нагрузок может быть низкой или высокой. В последнем случае может возникнуть импульсная волна в форме кинка. Этот процесс является автоволновым и представляет собой простейший топологический солитон. Кинк выглядит как стенка, разделяющая две области пространства с различными значениями некоторой величины. Очевидно, что после прохождения кинка должно установиться равновесное состояние. Однако, если импульс внешнего воздействия будет достаточно сильным, то система независимо от первоначального состояния перейдет в стационарное, существование которого обнаружено в [1–5] при исследовании двухкомпонентных растворов меди при наложении интенсивной пластической деформации кручением (ИПДКР).

Автоволновые процессы широко распространены в природе. В частности, это волны в реакции Белоусова–Жаботинского [6], в биологических тканях [7,8], межфазных границах [9,10], локализованные сильнонеравновесные состояния в однородных диссипативных структурах [11,12]. В настоящее время динамика кинка достаточно подробно для различных процессов изучается на основе уравнения синус-Гордона. В работе [13] изучена динамика кинка в среде с пространственной неоднородностью периодического потенциала и с одиночной точечной примесью. Исследованы [14] аналитические зависимости от времени скорости кинка, движущегося под действием однородной нестационарной внешней силы в среде с диссипацией и рассмотрены случаи гармонически зависящей от времени внешней силы и силы, зависящей от времени ступенчатым образом. Показано, что в случае приближения „недеформируемого кинка“ примесь действует как притягивающий потенциал, поэтому солитоны могут быть локализованы и излучать [15].

Для случая приближения „деформируемого кинка“, в дополнение к колебательному движению кинка на потенциале, создаваемом примесью, возникают эффекты деформации кинка (например, сильное изменение его формы), имеющие резонансный характер [15]. Учитывалась и возможность возбуждения примесной моды при рассеянии кинка, приводящая к существенному изменению результатов динамики кинка [16]. Отметим здесь такой интересный эффект, как отражение кинка притягивающей примесью из-за резонансного обмена энергией между трансляционной модой кинка и примесной модой.

Рассматривался также случай многих „точечных примесей“ дельтообразного вида, представляющих интерес для некоторых физических приложений [17], и даже случай пространственной модуляции периодического потенциала гармонического вида [18]. Необходимо отметить, что влияние больших возмущений в общем случае можно проводить только с помощью численных методов [19,20]. В работе [21] показано, что возмущенное уравнение синус-Гордона качественно хорошо описывает динамику и взаимодействие кинков с топологическими зарядами $S = \pm 1$ в нематических жидких кристаллах.

Кроме того, изучена [22] зависимость скорости движения волны переброса от параметра нелокальности среды, рассмотрены дозвуковой и сверхзвуковой режимы движения волны. Исследованы условия устойчивости кинка и антикинка в системах „среда–источник“ [23]. Необходимо отметить, что изучение формы кинка с помощью феноменологической теории Ландау в общем виде в двухкомпонентных соединениях меди при наложении ИПДКР без учета поведения дислокаций проводилось в [24].

Рассмотренные ранее модели кинка не учитывали наличия имеющихся в реальных физических соединениях взаимодействующих между собой динамических подсистем, в частности различного рода дислокаций, которые играют важную роль при фазовых переходах. В настоящей работе, которая является продолжением серии работ, посвященных изучению влияния ИПДКР на двухкомпонентные растворы меди (см. обзоры [1,2]), сделана попытка восполнить этот пробел с использованием автомодельных решений системы уравнений Ландау–Халатникова. Следует подчеркнуть, что экспериментальные данные, подтверждающие выводы данной статьи, на данный момент отсутствуют, и полученные теоретические результаты служат основанием для постановки соответствующего эксперимента.

2. Теория

Как показано в работах [2,25], феноменологическая теория Ландау удовлетворительно описывает процессы, происходящие в двухкомпонентных растворах. Обусловлено это тем, что в теории твердое тело представлено в виде непрерывного континуума. Однако, симметрия задачи учитывается при выборе соответствующих параметров порядка. Исходя из феноменологической теории Ландау, неравновесный термодинамический потенциал, описывающий распространение кинка при наложении ИПДКР вдоль оси OZ, имеет вид

$$\Phi = -\frac{\alpha_1}{2}q^2 + \frac{\alpha_2}{4}q^4 + \frac{\alpha_3}{6}q^6 + \beta_1\varphi_1 + \frac{\beta_2}{2}\varphi_1^2 + \frac{\beta_3}{3}\varphi_1^3 + \frac{\beta_4}{4}\varphi_1^4 + \beta_5\left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial z}\right)^2 + \omega_1\varphi_2 + \frac{\omega_2}{2}\varphi_2^2 + M(N)^2\frac{\omega_3}{3}\varphi_2^3 + \frac{\omega_4}{4}\varphi_2^4 + M(N)^2\omega_3\left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial z}\right)^2 + \delta_1 q^2\varphi_1 + \delta_2 q^2\varphi_2 + \delta_3\varphi_1\varphi_2 + \gamma_1 M(N)^s\left(q_x\frac{\partial q_y}{\partial z} - q_y\frac{\partial q_x}{\partial z}\right) + \gamma_2 M(N)^r\left[\left(\frac{\partial q_x}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial q_y}{\partial z}\right)^2\right], \quad (1)$$

где α_i $(i = 1{-}3)$, β_i $(i = 1{-}5)$, ω_i $(i = 1{-}5)$, δ_i $(i = 1{-}3)$, γ_i $(i = 1{-}2)$ — феноменологические параметры, $\mathbf{q}\,[\mathrm{m}]$ — векторный структурный параметр порядка (ПП), который определяется как линейная комбинация сдвигов атомов элементарной ячейки и преобразуется по некоторому неприводимому представлению группы симметрии кристалла, q_x, q_y, q_z — компоненты векторного структурного ПП, $\varphi_1, \varphi_2\,[\mathrm{m}^{-2}]$ — плотности краевых и винтовых дислокаций, т.е. суммарная длина соответствующих дислокаций в единице объема, N — число оборотов, $r{-}s = 4$ $(r = 6,\ s = 2)$ [2], $M(N)\,[\mathrm{N{\cdot}m}]$ — направленный по оси OZ момент кручения. Благодаря этому моменту возникает пространственная неоднородность кристаллической структуры, описываемая производными от компонент структурного ПП. Кроме этого, имеет место неоднородность плотностей распределения дислокаций. Конкуренция последних двух слагаемых с производными от структурного ПП приводит к появлению винтовой оси симметрии, а также спирального распределения структурного ПП и плотностей дислокаций [2]. Первое из этих двух слагаемых, составленное из инвариантов Лифшица, может быть равно нулю в кристаллах некоторой симметрии, но при наложении ИПДКР, когда симметрия понижается, будет отлично от нуля. Этим обстоятельством и обусловлено появление множителя $M(N)^2$ в двух последних слагаемых выражения (1). Как указано выше, плотность φ_2 описывает винтовую дислокацию. В настоящей задаче предполагается, что $\varphi_2 \neq 0$ только при наложении ИПДКР. Следовательно, $\omega_1 = 0$, $\omega_3 < 0$ и соответствующее слагаемое имеет множитель $M(N)^2$. Кроме этого аналогичный множитель содержит и слагаемое с пространственной производной от φ_2, поскольку при $M(0) = 0$ винтовая дислокация отсутствует. Необходимо отметить, что при наложении ИПДКР по оси OZ вектор структурного ПП при движении вдоль OZ вращается вокруг этой оси, т.е. меняются компоненты q_x, q_y, а q_z остается постоянным при неизменной величине момента. Однако модуль структурного ПП и его компоненты зависят от величины наложенного момента.

Хотя в реальных ГЦК-металлах дислокации обычно имеют смешанный характер и часто связаны с дефектами упаковки, в рамках феноменологической теории Ландау ограничимся рассмотрением краевых и винтовых компонент. При этом, поскольку дислокации между собой взаимодействуют локально в местах пересечений их дислокационных линий (ядер), то важным является, каков общий процент концевых или винтовых дислокаций не зависимо от того, являются они составными или чистыми. По этой же причине в феноменологическом приближении не имеет значения, являются они бесконечными или образуют петли. Частичные дислокации здесь также эффективно учтены, поскольку плотность дислокаций того или иного вида меняется непрерывно, и наличие частичных дислокаций приведет к некоторому (небольшому) изменению плотности дислокаций того вида, к которому ближе всего по своей природе данная частичная дислокация.

Динамику кинка рассмотрим с помощью системы дифференциальных уравнений Ландау–Халатникова для

компонент векторного и скалярных ПП

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} = -\chi_i \frac{\delta\Phi}{\delta q_i}, \quad \frac{\partial \varphi_j}{\partial t} = -\chi_j \frac{\delta\Phi}{\delta \varphi_j}, \tag{2}$$

где $i = x, y$, $j = 1, 2$,

$$\frac{\delta\Phi}{\delta q_i} = \sum_k^n (-1)^k \frac{d^k}{dz^k} \frac{\partial\Phi}{\partial\left(\frac{d^k q_i}{dz^k}\right)},$$

$$\frac{\delta\Phi}{\delta \varphi_j} = \sum_k^n (-1)^k \frac{d^k}{dz^k} \frac{\partial\Phi}{\partial\left(\frac{d^k \varphi_j}{dz^k}\right)} \tag{3}$$

— функциональные производные, t — время, χ — матричный кинетический коэффициент, характеризующий скорость релаксации системы к положению равновесия. Подставляя выражения (3) в (2) получаем

$$\begin{cases} \dfrac{\partial q_x}{\partial t} = -\chi_x \Big[q_x(-\alpha_1 + \alpha_2 q^2 + \alpha_3 q^4 + 2\delta_2\varphi_2) \\ \qquad + 2\gamma_1 M(N)^r \dfrac{\partial q_y}{\partial z} - 2\gamma_2 M(N)^s \dfrac{\partial^2 q_x}{\partial^2 z} \Big], \\ \dfrac{\partial q_y}{\partial t} = -\chi_y \Big[q_y(-\alpha_1 + \alpha_2 q^2 + \alpha_3 q^4 + 2\delta_2\varphi_2) \\ \qquad - 2\gamma_1 M(N)^r \dfrac{\partial q_x}{\partial z} - 2\gamma_2 M(N)^s \dfrac{\partial^2 q_y}{\partial^2 z} \Big], \\ \dfrac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -\chi_1 \Big[\delta_1 q^2 + \beta_1 + \beta_2\varphi_1 + \beta_3\varphi_1^2 + \beta_4\varphi_1^3 \\ \qquad - 2\beta_3 \dfrac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} + \delta_3\varphi_2 \Big], \\ \dfrac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -\chi_2 \Big[\delta_2 q^2 + \omega_2\varphi_2 + M(N)^2\omega_3\varphi_2^2 + \omega_4\varphi_2^3 \\ \qquad - 2M(N)^2\omega_3 \dfrac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} + \delta_3\varphi_1 \Big]. \end{cases} \tag{4}$$

В систему уравнений (4) время t явно не входит, поэтому она является автономной. Такие уравнения имеют множество решений. Для облегчения их поиска применяют автомодельные подстановки, в которых независимые переменные связываются определенным способом. В нашем случае удобно воспользоваться автомодельной подстановкой типа „бегущая волна“, которая имеет вид

$$u = z - ct, \tag{5}$$

где c — скорость распространения кинка. В результате первоначальная система преобразуется в систему обыкновенных дифференциальных уравнений и полученное решение будет неподвижным относительно новой системы координат.

После подстановки (5) в (4) имеем

$$\begin{cases} 2\chi_x\gamma_2 M(N)^s \dfrac{d^2 q_x}{du^2} - 2\chi_x\gamma_1 M(N)^r \dfrac{dq_y}{du} + c\dfrac{dq_x}{du} \\ \quad = \chi_x q_x(-\alpha_1 + \alpha_2 q^2 + \alpha_3 q^4 + 2\delta_1\varphi_1 + 2\delta_2\varphi_2), \\ 2\chi_y\gamma_2 M(N)^s \dfrac{d^2 q_y}{du^2} + 2\chi_y\gamma_1 M(N)^r \dfrac{dq_x}{du} + c\dfrac{dq_y}{du} \\ \quad = \chi_y q_y(-\alpha_1 + \alpha_2 q^2 + \alpha_3 q^4 + 2\delta_1\varphi_1 + 2\delta_2\varphi_2), \\ c\dfrac{d\varphi_1}{du} + 2\chi_1\beta_5 \dfrac{d^2\varphi_1}{du^2} = \chi_1(\delta_1 q^2 + \beta_1 + \beta_2\varphi_1 \\ \qquad + \beta_3\varphi_1^2 + \beta_4\varphi_1^3 + \delta_3\varphi_2), \\ c\dfrac{d\varphi_2}{du} + 2\chi_2 M(N)^2\omega_5 \dfrac{d^2\varphi_2}{du^2} = \chi_2\big(\delta_2 q^2 + \omega_2\varphi_2 \\ \qquad + M(N)^2\omega_3\varphi_2^2 + \omega_4\varphi_2^3 + \delta_3\varphi_1\big). \end{cases} \tag{6}$$

В случае $\gamma_2 = 0$, $\beta_5 = 0$, $\omega_5 = 0$ система (6) будет системой обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. В теории этих уравнений доказано, что все интегральные кривые сходятся к стационарной точке, которая определяется как точка пересечения изоклин горизонтальных и вертикальных производных (главные или нуль изоклины). Изоклиной, по определению, называется геометрическое место точек, в которых касательные к интегральным кривым имеют одно и тоже направление. Изоклина вертикальных производных в автономных уравнениях отсутствует. Поэтому горизонтальная изоклина является асимптотой для интегральных кривых и стационарное состояние, экспериментально обнаруженное в [1,3,5,25], математически недостижимо за конечный промежуток времени. Включение вторых производных в системе (6) приводит к возникновению затухающих колебательных процессов при увеличении значения переменной u.

Поскольку нахождение решения системы (6) в аналитической форме затруднительно, то для численного анализа использовался математический пакет MatLab. Поскольку феноменологические параметры конкретно для двухкомпонентных растворов меди не определены, то их значения выбирались из условия существования решения. В предложенной схеме эксперимента [1,3,5,25] перед наложением ИПДКР образец подвергался отжигу. В результате такого воздействия менялись размеры элементарной ячейки. При наложении ИПДКР наблюдаемые величины независимо от температуры отжига асимптотически сходились к определенным значениям, характерным для стационарного состояния. В настоящей работе изменение размера элементарной ячейки описывает структурный ПП. Следовательно, его величина зависит от температуры отжига. В силу этого начальные условия (НУ) для структурного ПП при решении системы (6) определялись в соответствии с результатами работ [1,3,5,25]. Для плотности винтовых дислокаций, ввиду их появления только при наложении ИПДКР, НУ выбирались нулевыми. Начальные условия

для плотности краевых дислокаций определялись из уравнения равновесия при отсутствии ИПДКР

$$\beta_1 + \beta_2\varphi_1 + \beta_3\varphi_1^2 + \beta_4\varphi_1^3 + \delta_1 q_0^2 = 0, \qquad (7)$$

где q_0 — начальное условие для структурного ПП.

3. Обсуждение результатов

Результаты, полученные при численном анализе представлены на рис. 1. Движение кинка в реальной системе координат осуществляется справа налево, т.е. после его прохода система переходит в равновесное состояние. Колебательный характер этого перехода, похожий на последовательность солитонов, обусловлен инерционностью системы. Подобного типа кинки наблюдались при прохождении волны в плазме и носят название бесстолкновительных. При построении графика на рис. 1 начальные условия для структурного ПП выбирались меньше, чем его значение в стационарном состоянии. Однако, если температура отжига будет такой, что величина структурного параметра до наложения ИПДКР будет больше стационарного, то волна переключения также будет иметь осциллирующий характер с затуханием с фазой колебания сдвинутой на 180° по отношению к представленному на рис. 1, но во всех случаях асимптотическое поведение будет одинаковым, что свидетельствует о переходе в стационарное состояние. Из рис. 1 видно, что частота колебательного процесса не является стабильной. Чем больше амплитуда, тем меньше период колебаний. В силу наличия взаимодействия между различными ПП изменение дислокационных характеристик также имеет осциллирующий характер с затуханием. Каждая из этих кривых приближается к соответствующей асимптоте. Как видно из графика рис. 1 экстремумы кривых на начальном этапе не совпадают. Это рассогласование, по-видимому, связано с инерционностью установления равновесия между подсистемами.

Рассмотрим вопрос динамики дислокационных плотностей как функций деформации и времени. В теории упрочнения и динамического возврата в ее атомно-дислокационной формулировке [26,27] предполагается, что изменение плотности дислокаций с возрастанием степени деформации dq за „время“ du имеет вид

$$d\varphi_i = \frac{\partial\varphi_i}{\partial q}\,dq + \frac{\partial\varphi_i}{\partial u}\,du, \qquad (8)$$

где $\partial\varphi_i/\partial q$ — интенсивность размножения дислокаций в процессе деформации, $\partial\varphi_i/\partial u$ — интенсивность изменения плотности дислокаций за счет их генераций и аннигиляций вследствие необратимых внутренних процессов, записанная в автомодельной переменной. Следует учесть, что реальная скорость определяется как $\partial\varphi_i/\partial t$, где t — время, причем знаки этих определений противоположны в силу соотношения (5). Тогда полная

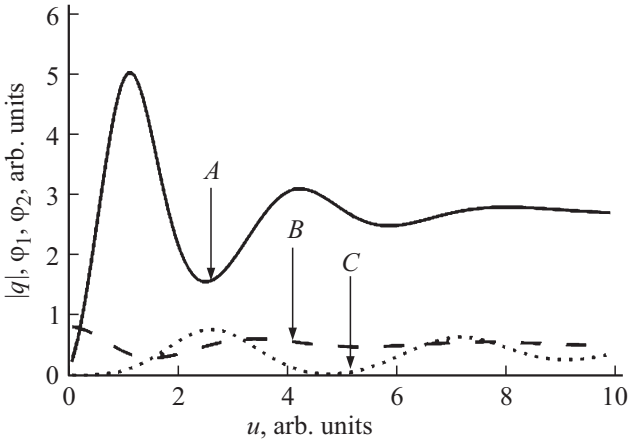

Рис. 1. Конфигурации кинка (A), плотностей краевых (B) и винтовых (C) дислокаций.

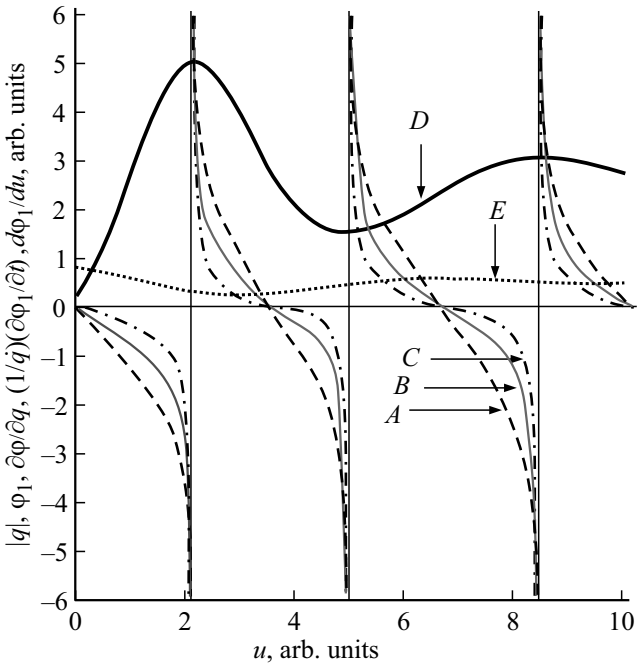

Рис. 2. Зависимости скоростей рождения и уничтожения дислокаций краевого вида и их суммы. Объяснение в тексте.

скорость изменения плотностей как функций от деформации имеет вид

$$\frac{d\varphi_i}{dq} = \frac{\partial\varphi_i}{\partial q} + \frac{\partial\varphi_i}{\partial u}\left(\frac{\partial q}{\partial u}\right)^{-1}. \qquad (9)$$

На рис. 2 показаны графики первого (C) и второго (B) слагаемых правой части соотношения (9), кривая (A) — их сумма. Как следует из (9), имеет место сингулярность (разрыв второго рода) каждого слагаемого и их суммы в точках экстремума зависимости величины кинка от автомодельной переменной. Такая сингулярность означает, как показано на рис. 3, изменение знака направления движения в координатах $\varphi-q$. Нули производных

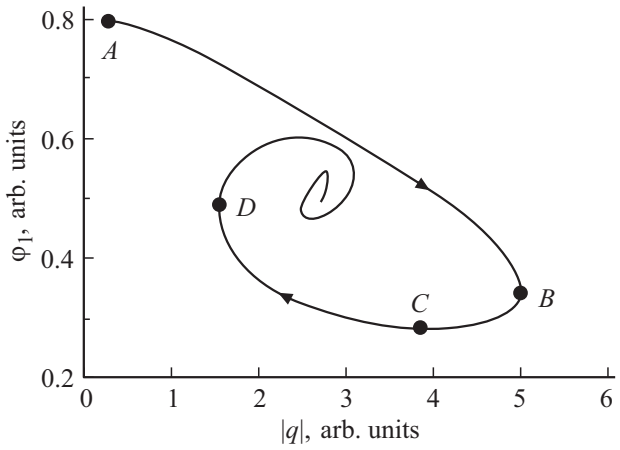

Рис. 3. Зависимость плотности дислокаций φ_1 от деформации в процессе наложения ИПДКР.

на рис. 2 соответствуют экстремумам зависимости $\varphi(q)$. В итоге образуется сходящаяся к определенной особой точке структура, по форме напоминающая логарифмическую спираль (рис. 3). Единственность этой точки (устойчивый фокус) обусловлена переходом системы в стационарное состояние. Отсюда следует вывод, что все кривые $\varphi_1(q)$ независимо от температуры отжига (начальное состояние) будут сходиться к одной точке. Рассмотрим первый интервал от нуля до точки первого максимума кинка (рис. 2). Все слагаемые выражения (9) отрицательны. Следовательно, в этом промежутке скорость рождений дислокаций падает и ввиду отрицательности второго слагаемого (9) растет скорость аннигиляции, причем этот процесс является доминирующим ввиду большей величины по модулю соответствующей производной. В результате плотность дислокаций падает (часть кривой AB, рис. 3). После прохождения точки разрыва все производные меняют знак. Кроме этого, величина кинка ($|q|$) падает, что означает движение на плоскости $\varphi-q$ в обратную сторону (участок BD). Этот интервал удобно разбить на два части. Первая — от точки разрыва до точки нуля производных, что соответствует движению от точки B на рис. 3 до точки C. Второй — от точки нуля до точки разрыва производных при большем значении переменной u (от точки C до точки D на рис. 3). На первом интервале все производные положительны, но их величины уменьшаются. Следовательно, часть плотности дислокации, обусловленную изменением деформации, при движении $B \to C$ имеет тенденцию к уменьшению. Одновременно идет процесс сильного торможения рождения за счет внутренних процессов, и суммарная плотность дислокаций падает (см. рис. 3, нижняя ветвь BC). На втором интервале все производные по автомодельной переменной отрицательны, но при движении в обратную сторону падают по абсолютной величине. Следовательно, превалируют процессы, отвечающие за рост плотности дислокаций (рис. 3, участок CD). Поскольку на последующих интервалах размах колебаний кинка уменьшается, то спираль на рис. 3 скручивается в точку.

Представляет интерес провести для сравнения подобный анализ для возникающей при наложении ИПДКР спиральной дислокации. Как видно из рис. 1, размах колебаний и соответствующие мгновенные частоты плотностей φ_1 и φ_2 не совпадают. В связи с этим, поведение соответствующих производных существенно различаются. На рис. 4 приведены результаты вычислений. Кривые A и B — графики кинка и плотности винтовой дислокации, D, E и C — скорости аннигиляции, рождения и их сумма соответственно. Такое различие связано с тем, что синхронизация колебаний винтового и структурного ПП достигается при больших значениях переменной u. В силу этого знак всех производных в интервалах, где полностью отсутствует синхронизация, не меняется. В частности, в первом интервале $0 < u < 1$ все производные положительны, а во втором $1 < u < 2.5$ (первый промежуток между сингулярностями) — отрицательны (рис. 4). Также на обоих интервалах зависимости обоих ПП меняются монотонно. На третьем интервале $2.5 < u < 4.2$ (второй промежуток между сингулярностями) характер поведения зависимости $\varphi_2(q)$ существенно меняется, и она становится немонотонной. Далее соотношения поведения рассматриваемых зависимостей становится похожей на представленные на рис. 2. Однако, следует учитывать, что колебания плотности винтовой дислокации характеризуются малым декрементом. Все это

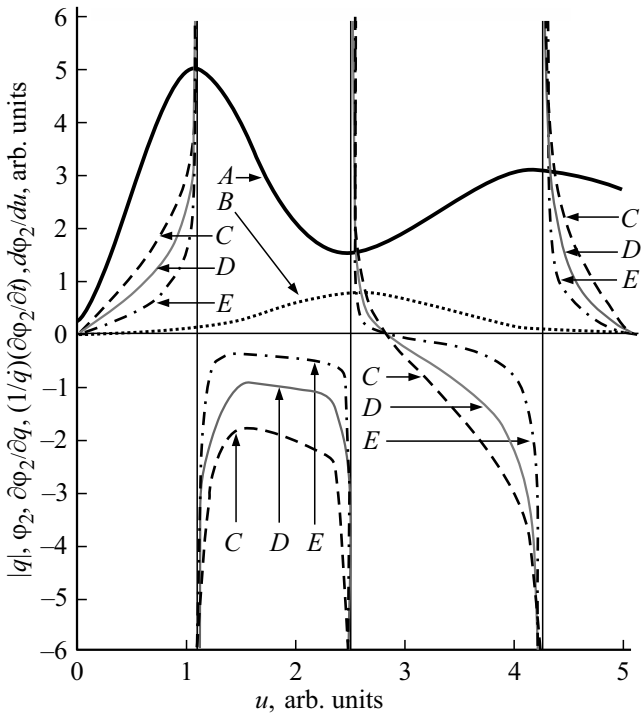

Рис. 4. Зависимости скоростей рождения и уничтожения винтовой дислокаций и их суммы. Объяснение в тексте.

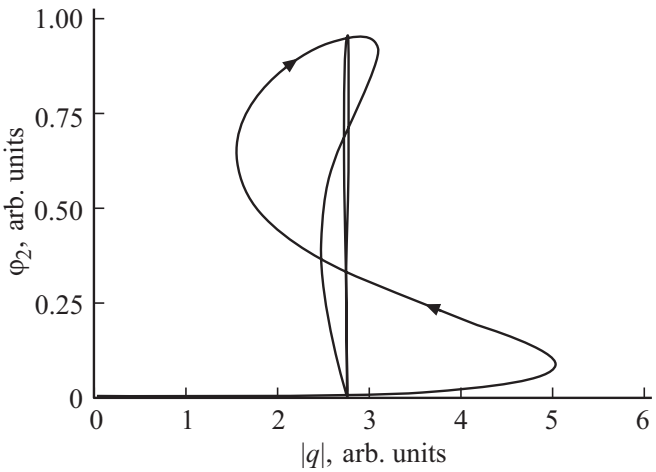

Рис. 5. Зависимость плотности дислокации φ_2 от деформации в процессе наложения ИПДКР.

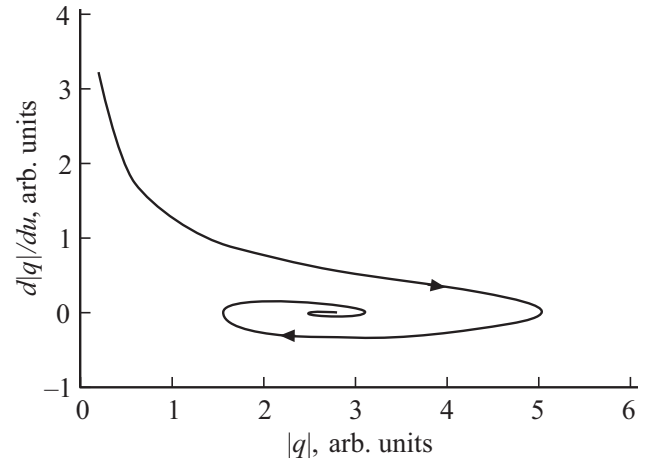

Рис. 6. Фазовый портрет структурного ПП при наложении ИПДКР.

приводит к тому, что фазовая траектория напоминает восьмерку (рис. 5). С ростом переменной u петли восьмерки сужаются, и с ростом u она вырождается отрезок прямой линии с уменьшающейся длины и на бесконечности схлопывающейся в точку (устойчивый фокус).

На рис. 6 приведен фазовый портрет структурного ПП. Очевидно, что особая точка, представляющая собой стационарное состояние, является устойчивым фокусом, а фазовая траектория приближенно является логарифмической спиралью. Такое поведение траектории описывает неустойчивость состояния системы в переходном слое, что подтверждается осциллирующим поведением структурного ПП, представленным на рис. 1.

Практически аналогичным образом ведут себя и фазовые портреты плотностей дислокаций. Различие между ними состоит в скорости скручивания и форме петель при движении к устойчивому фокусу.

4. Выводы

Теоретически предсказано, что граница области перехода (кинк) в стационарное состояние при наложении ИПДКР не является ступенькой и имеет конечную ширину в пространстве, внутри которой переход является осциллирующим с затуханием. Благодаря колебательным процессам в переходной области возникают сингулярности скоростей рождения и аннигиляции дислокаций как функций от деформации.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России по теме НИР „Формирование структуры и свойств перспективных многофункциональных материалов“ (FREZ-2023-0001) для ФГБНУ „Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Б.Б. Страумал, Ю.Д. Заворотнев, Г.С. Давдян. Физика и техника высоких давлений **32**, 5 (2022).
[2] Б.Б. Страумал, Ю.Д. Заворотнев, Г.С. Давдян, А.Г. Петренко, Е.Ю. Томашевская. Физика и техника высоких давлений, **33**, 45 (2023).
[3] B.B. Straumal, A.R. Kilmametov, Yu. Ivanisenko, A.A. Mazilkin, O.A. Kogtenkova, L. Kurmanaeva, A. Korneva, P. Zięba, B. Baretzky. Int. J. Mater. Res. **106**, 657 (2015).
[4] K. Edalati. Z. Horita. Acta Mater. **59**, 6831 (2011).
[5] B.B. Straumal, A.R. Kilmametov, Yu.O. Kucheev, L. Kurmanaeva, Yu. Ivanisenko, B. Baretzky, A. Korneva, P. Zięba, D.A. Molodov. Mater. Lett. **118**, 111 (2014).
[6] A.N. Zaikin, A.M. Zhabotinsky.. Nature. **225**, 535 (1970).
[7] N.A. Gorelova, J. Bures. J. Neurobiol. **14**, 353 (1987).
[8] R.A. Gray, J. Jalife. Int. J. Bifurc. Chaos. **6**, 415 (1996).
[9] В.Н. Кащеев. Автомодельные решения эволюционного уравнения диффузионного типа. — Препринт ЛАФИ-098. Саласпилс (1986). 21 с.
[10] В.Н. Кащеев. Кинки при структурных фазовых переходах в системах с многокомпонентным параметром порядка. Препринт — ЛАФИ-107. Саласпилс (1987). 22 с.
[11] Б.С. Кернер. В.В. Осипов. Автосолитоны: локализованные сильнонеравновесные области в однородных диссипативных системах. — Наука, М. (1991). 200 с.
[12] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. УФН, **157**, *2*, 201 (1989).
[13] Е.Г. Екомасов, Р.В. Кудрявцев, К.Ю. Самсонов, В.Н. Назаров, Д.К. Кабанов. Известия вузов. ПНД. **31**, 693 (2023). DOI: 10.18500/0869-6632-003069.
[14] Л.А. Краснобаева, А.В. Шаповалов. Компьютерные исследования и моделирование. **1**, 263 (2009).
[15] О.М. Браун, Ю.С. Кившарь. Модель Френкеля–Конторовой: Концепции, методы, приложения. М.: Физматлит (2008). 519 с.
[16] Т.И. Белова, А.Е. Кудрявцев. УФН. **167**, 377 (1997).

[17] D.R. Gulevich, F.V. Kusmartsev. Phys. Rev. B **74**, 214303 (2006). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.214303
[18] J.A. González, S. Cuenda, A. Sánchez. Phys. Rev. E **75**, 036611 (2007).
[19] B. Piette, W.J Zakrzewski. J. Phys. A Math. Theor. **40**, 5995 (2007).
[20] B. Piette, W.J. Zakrzewski. Phys. Rev. E. **79**, 046603 (2009).
[21] В.А. Делев. Многофазные системы. **15**, 201 (2020).
[22] О.Н. Шабловский. Вестник Гомельского государственного технического университета имени П.О. Сухого. Серия „Математика. Механика. Физика“. № 1 (100), 5 (2025) DOI: 10.62595/1819-5245-2025-1-5-14.
[23] О.Н. Шабловский. Вестник Гомельского государственного технического университета имени П.О. Сухого. Серия „Математика. Механика. Физика“. **12**, 51 (2020). DOI: 10.14529/mmph200406.
[24] Ю.Д. Заворотнев, Л.С. Метлов, Е.Ю. Томашевская. ФТТ **64**, 462 (2022).
[25] B.B. Straumal. A.R. Kilmetov, Anna Korneva, P. Zieba, Yuri Zavorotnev, Leonid Metlov, Olga Popova, Brigitte Baretzky. Crystals. **11**, *7*, 766 (2021).
[26] Л.Е. Попов, Н.А. Конева, И.В. Терешко, Деформационное упрочнение упорядоченных сплавов. Металургия, М. (1979). 256 с.
[27] Л.Е. Попов, В.С. Кобытев, Т.А Ковалевская. Пластическая деформация сплавов. Металургия, М. (1984). 183 с.

Редактор Ю.Э. Китаев