Письма в ЖТФ, том 21, вып. 2 26 января 1995 г.

05.1

ВИХРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДИСТОРСИИ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

В.Л.Попов, Е.Е.Слядников

В серии работ Ю.И. Мещерякова с соавторами [1–3] было обнаружено, что в металлических материалах при прохождении ударной волны возникают сильные локальные развороты среды (мезоротации), имеющие ярко выраженный локализованный характер и группирующиеся в цепочки, спирали и суперструктурные ротации.

В работе [4] было показано, что при описании дислокационного континуума в рамках динамической калибровочной теории с группой локальных трансляций мы естественно приходим к идее локальных разворотов при распространении волн, позволяющей описать динамику пластических поворотов в среде. Недостатком этой теории являлось то, что она не позволяла описывать "остаточные повороты" в материале (или, точнее говоря, остаточные изгибы кручения). Для описания последних в работе [5] было построено калибровочное расширение модели [4] путем включения в нее локализованной группы поворотов. Однако и эта теория не позволяет описать формирование наблюдаемых в эксперименте линейных цепочек ротаций [1–3].

Покажем, что на основе динамической калибровочной теории [4–6] может быть построена термодинамическая теория упругопластических сред типа теории Гинзбурга–Ландау, позволяющая описать формирование суперструктурных ротаций. Будем предполагать, что среда интенсивной ударной волной приведена в сильновозбужденное состояние. Поскольку симметрия среды по отношению к локальным группам трансляций и поворотов при сильных возбуждениях сохраняется, то отклонения среды от однородного состояния могут быть охарактеризованы теми же переменными, которые используются в динамических теориях [7]: вектором полных смещений $\mathbf{u}$, тензором пластической дисторсии β_{ij} и тензором пластического изгиба–кручения $\varkappa_{ij}$. Для определения типов структур, которые могут возникать в данной среде, будем в духе теории фазовых переходов Ландау искать разложение синергетического потенциала системы по степеням переменных $\mathbf{u}$, β_{ij} и $\varkappa_{ij}$ и их градиентов. Для простоты будем рассматривать систему, в которой отсутствуют макроскопические гидродинамические потоки и, следовательно $\mathbf{u} \equiv 0$. Кроме того, в [8] было показано, что симметричная часть тензора пластической дисторсии в упругопластической среде (ε_{ij}) оказывается в низкочастотном пределе подавленной из-за большой величины энергии упругих напряжений. Рассматривая только (медленную) эволюцию системы вблизи точки "фазового перехода" (перехода из однородного состояния в состояние со структурой) мы можем, следовательно, пренебречь также и полем ε_{ij}. Таким образом, единственным движением, возбуждаемым в среде при рассматриваемых условиях, являются пластические повороты (характеризуемые антисимметричной частью ω_{ij} тензора пластической дисторсии). Синергетический потенциал G такой модели, инвариантный относительно группы локальных поворотов, может быть получен аналогично [5] и иметь вид

$$G = \int \left\{ \beta\mathbf{\Omega}^6 + \alpha\mathbf{\Omega}^4 + \frac{C}{2}\left[\left(\frac{\partial\Omega_m}{\partial x_k} - \varkappa_{km} \right) \left(\frac{\partial\Omega_m}{\partial x_k} - \varkappa_{km} \right) + \right. \right.$$

$$\left. + \left(\frac{\partial\Omega_i}{\partial x_i} - \varkappa_{ii} \right) \left(\frac{\partial\Omega_j}{\partial x_j} - \varkappa_{jj} \right) \right] +$$

$$\left. + \frac{\Pi}{2} \left[\frac{\partial\varkappa_{ij}}{\partial x_e}\frac{\partial\varkappa_{ij}}{\partial x_e} - \frac{\partial\varkappa_{ij}}{\partial x_e}\frac{\partial\varkappa_{ej}}{\partial x_i} \right] \right\} dV, \tag{1}$$

где $\mathbf{\Omega}$ — вектор пластического поворота (псевдовектор, соответствующий антисимметричной части тензора пластической дисторсии ω_{ij}),

$$\Omega_i = \frac{1}{2} e_{ijk}\omega_{jk}, \tag{2}$$

а $\varkappa_{ki}$ — тензор пластического изгиба–кручения; e_{ijk} в (2) есть тензор Леви–Чивиты.

Отметим, что функционал (1) по своей структуре аналогичен свободной энергии Гинзбурга–Ландау [9]. Однако из-за того, что члены второго порядка в разложении энергии по β_{ij} содержат только симметричную часть тензора пластической дисторсии [6], разложение по $\mathbf{\Omega}$ начинается с членов четвертого порядка (а не второго, как в теории Гинзбурга–Ландау).

Феноменологические константы модели: α, β, C и Π не могут быть, конечно, определены чисто теоретически.

Можно, однако, сделать определенные заключения о зависимости коэффициента α от параметра внешнего воздействия E. Если коэффициент α в (1) остается положительным при любых степенях возбуждения среды, то минимум синергетического потенциала достигается при $\mathbf{\Omega} = 0$ и в системе никакой структуры не возникает. Поскольку эксперимент показывает возникновение структур при достаточно высоких степенях возбуждения, естественно предположить, что при некотором значении энергии накачки α меняет знак. При отрицательных значениях α состояние $\mathbf{\Omega} = 0$ уже не соответствует минимуму синергетического потенциала. При этом в системе могут осуществляться как стабильные однородные решения с

$$|\mathbf{\Omega}| = \sqrt{3|\alpha|/5\beta}, \tag{3}$$

так и метастабильные неоднородные решения. Покажем, что последние в полной аналогии с ситуацией, имеющей место в сверхпроводниках второго рода, имеют характер "вихрей".

К выводу о существовании вихрей можно прийти уже из одних только соображений калибровочной инвариантности и свойств анизотропии системы при воздействии ударной волны, не решая уравнений Гинзбурга–Ландау. Состояние системы, соответствующее минимуму синергетического потенциала, является вырожденным относительно изменения направления вектора $\mathbf{\Omega}$. Поэтому наиболее низкоэнергетическими возбуждениями в системе являются конфигурации, в которых поле $\mathbf{\Omega}$ плавно изменяется по направлению без изменения абсолютной величины. Это утверждение, однако, верно только для изотропной среды. Поскольку в среде, находящейся под воздействием плоской ударной волны, направление распространения волны оказывается физически выделенным, то для описания такой среды нам было бы необходимо построить потенциал, учитывающий анизотропию реальной среды. Не проделывая подробно это построение, отметим, что в этом случае потенциал среды не изменяется при вращении вектора $\mathbf{\Omega}$ только в одной плоскости, совпадающей с плоскостью фронта волны. Для пояснения физической природы происхождения вихрей в среде под действием плоской ударной волны рассмотрим среду, топологически эквивалентную тору (тело со сквозным отверстием в направлении распространения волны). Если создать в ней некоторое поле $\mathbf{\Omega}$ — такое, что вектор $\mathbf{\Omega}$ поворачивается в плоскости фронта ударной волны при обходе по контуру, охватывающему отверстие тора, на угол $\theta = 2\pi n$ (n — целое число), — то такое поле не может быть никаким непрерывным преобразованием, не изменяющим абсолютной величины $\mathbf{\Omega}$, переведенное в состояние с $\mathbf{\Omega} = \mathbf{const}$, соответствующее абсолютному минимуму синергетического потенциала. При любых непрерывных преобразованиях поля $\mathbf{\Omega}$, не изменяющих его сбсолютной величины, приращение угла поворота θ при обходе по замкнутому контуру, охватывающему отверстие, остается неизменным и, следовательно, является топологическим инвариантом поля поворотов. В процессе релаксации поле поворотов, имеющее описанную конфигурацию, будет стремиться к некоторому состоянию с минимумом синергетического потенциала при заданном значении топологического инварианта θ. Это состояние имеет более высокую энергию, чем состояние с $\mathbf{\Omega} = \mathbf{const}$ и, следовательно, является метастабильным. Такое метастабильное состояние существует при любом размере отверстия. Устремляя радиус последнего к нулю, мы придем к решению в виде "вихря" в непрерывной односвязной среде. Детальная структура такого вихря должна находиться из (нелинейных) дифференциальных уравнений равновесия, следующих из синергетического потенциала (1). Характерный размер одиночного вихря может быть, однако, оценен без решения уравнений равновесия из соображений размерности. Действительно, из феноменологических констант потенциала (1) можно составить единственную комбинацию, имеющую размерность длины, а именно

$$l = \sqrt{\Pi/C}, \tag{4}$$

которая, очевидно, и определяет характерный пространственный масштаб любых структур, возникающих в данной системе.

В силу сохранения топологического инварианта θ, вихри могут рождаться в среде только группами с нулевым полным инвариантом θ, причем направление оси вихря совпадает с направлением распространения волны.

В заключение отметим, что при снятии нагрузки среда должна возвращаться в исходное состояние с $\mathbf{\Omega} = 0$, что сопровождается исчезновением вихрей. Однако если возмущение в области ядра вихря в момент нагрузки превышало предел прочности материала, то после снятия нагрузки должен остаться след в области локализации вихря, который, по-видимому, и наблюдался в экспериментах [1–3].

Работа выполнена при частичной поддержке фонда Сороса.

Список литературы

[1] *Мещеряков Ю.И., Атрошенко С.А.* // Изв. вузов. Физика. 1992. В. 4. С. 105–123.

[2] *Диваков А.К., Коханчик Л.С., Мещеряков Ю.И., Мышляев М.М.* // ПМТФ. 1987. В. 3. С. 135–144.

[3] *Атрошенко С.А., Баличева Т.В., Диваков А.К., Мещеряков Ю.И.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 22. С. 8–11.

[4] *Попов В.Л.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 14. С. 80–82.

[5] *Попов В.Л.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 14. С. 32–35.

[6] *Попов В.Л.* // ФММ. 1994. Т. 77. В. 3. С. 5–20.

[7] *Попов В.Л.* Динамическая калибровочная теория волн в упругопластических средах. Автореферат докт. дисс. Томск, 1994.

[8] *Попов В.Л.* // Изв. вузов. Физика. 1994. В. 4. С. 37–43.

[9] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика. Ч. 2. М.: Наука, 1978.

Институт физики прочности
и материаловедения СО РАН
Томск

Поступило в Редакцию
28 августа 1994 г.