

05.1
©1994

О СТРУКТУРЕ КОЛЕБАНИЙ, ЗАТУХАЮЩИХ В СРЕДЕ С ДИСЛОКАЦИЯМИ

Н.В. Чертова

В настоящее время идеи и методы калибровочных теорий поля широко используются для описания динамики сред с дефектами в рамках континуального подхода [1-3]. В работах [4,5] было показано, что спектр нормальных колебаний "пластически несжимаемой" среды, описываемой простейшей калибровочной моделью, состоит из "оптических" ($k_{3,4}, k_{5,7}, k_{10}$) и "акустических" ($k_{6,8}, k_9, k_{11}, k_{1,2}$) ветвей, среди которых две ветви нулевые (рис. 1). Частота $\omega_0 = \sqrt{2\mu/B}$, где μ — модуль сдвига, B — новая константа материала, имеющая смысл конфигурационной энергии на единицу длины дислокации, является граничной для колебаний "оптических" ветвей, дисперсионные соотношения которых действительны при $\omega > \omega_0$ и мнимы при $\omega < \omega_0$. Соответственно колебания "оптических" ветвей экспоненциально затухают, не распространяясь в глубь материала, при $\omega < \omega_0$, и распространяются на любое расстояние без затухания при $\omega > \omega_0$. Чтобы исследовать структуру колебаний, затухающих в среде с дислокациями, необходимо рассмотреть конфигурации нормальных колебаний в зависимости от ω , поскольку эффект граничной частоты наблюдается для законов дисперсии в виде $k(\omega)$. Конфигурации нормальных колебаний в зависимости от ω приведены на рис. 2, где для разных мод представлены отношения компонент вектора полных смещений (внешних степеней свободы) к компонентам тензора (внешних степеней свободы) к компонентам тензора пластической дисторсии и соотношения компонент тензора пластической дисторсии, которые являются внутренними степенями свободы. Цифры на кривых обозначают принадлежность соответствующей ветви колебаний рис. 1. Конфигурация нормальных колебаний в зависимости от k были рассмотрены в работах [4,5].

Анализ конфигураций нормальных колебаний в зависимости от ω показывает, что структура колеблющихся величин одинакова при $\omega \rightarrow \infty$ и $k \rightarrow \infty$, где законы дисперсии практически линейны. Ветки $k_{5,7}$ и k_{10} в указанном пределе описывают колебания внешних степеней свободы, кото-

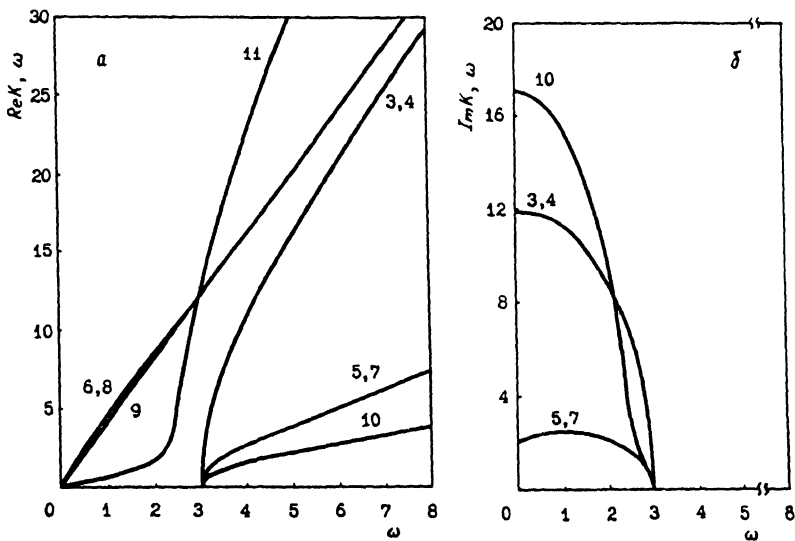


Рис. 1. Спектр нормальных колебаний “пластически несжимаемой” среды с дислокациями: а — $\text{Re}K(\omega)$, б — $\text{Im}K(\omega)$.

рые являются чисто упругими колебаниями ($\beta \sim U/\omega$) и распространяются со скоростями продольного и поперечного звуков в упругой среде. Остальные моды в пределе больших ω представляют колебания внутренних степеней свободы, их конфигурации определяются соотношениями $U \sim \beta/\omega$. В обратном пределе, когда ω и k стремятся к нулю, идентичны конфигурации нормальных колебаний “акустических” ветвей $k_{6,8}$, k_9 , k_{11} , дисперсионные соотношения которых в низкочастотном пределе также линейны. Моды $k_{6,8}$ при $\omega \rightarrow 0$ представляют колебания внутренних степеней свободы, их конфигурации определяются соотношениями $U \sim \beta\omega$. Ветвь k_9 при любом ω описывает колебания внутренних степеней свободы с конфигурациями $\beta_{xz} = -\beta_{zx}$. Колебания внешних степеней свободы при $\omega \rightarrow 0$ описывает ветвь k_{11} , возбуждения которой распространяются со скоростью волны объемного упругого сжатия. Структура колебаний “оптических” ветвей, за исключением $k_{3,4}$, у которых соотношения колеблющихся величин постоянны, при $\omega \rightarrow 0$ существенно изменилась. Если при $k \rightarrow 0$ конфигурации $k_{5,7}$ и k_{10} соответствуют волне “девиатора напряжений” (компоненты вектора смещений стремятся к нулю, а отношения недиагональных компонент тензора пластической дилатации к единице), то при $\omega \rightarrow 0$ структура колебаний k_5 определяется условиями $U_y = 0$, $\frac{\beta_{xy}}{\beta_{yx}} \rightarrow \infty$ при $\beta_{yx} \rightarrow 0$ и

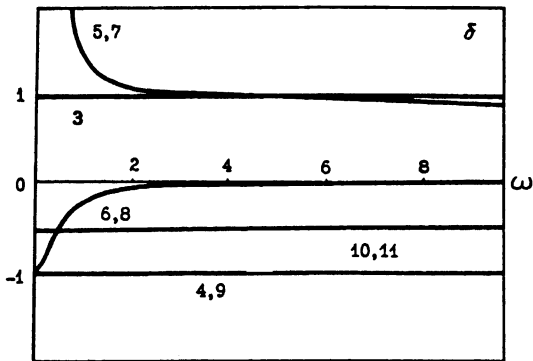
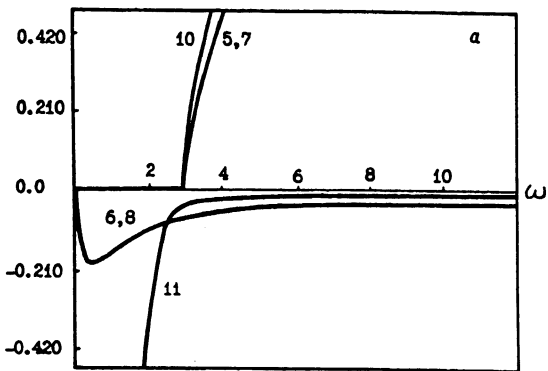


Рис. 2. Конфигурация нормальных колебаний при разных ω . На а кривые 10, 11 определяют отношения продольных смещений U_x к диагональной компоненте тензора пластической дисторсии β_{xx} для ветвей $k_{10,11}$; 5, 6 — отношение $\frac{U_y}{\beta_{yx}}$ для ветвей $k_{5,6}$; 7, 8 — $\frac{U_x}{\beta_{xx}}$ для ветвей $k_{7,8}$. На б кривые 10, 11 определяют $\frac{\beta_{yy}\beta_{zz}}{\beta_{xx}\beta_{zz}}$ для $k_{10,11}$, 5, 6 — $\frac{\beta_{xy}}{\beta_{yx}}$ для $k_{5,6}$; 7, 8 — $\frac{\beta_{xz}}{\beta_{zx}}$ для $k_{7,8}$; 3, 9 — $\frac{\beta_{xx}}{\beta_{zz}}$ для $k_{3,9}$, 4 — $\frac{\beta_{yy}}{\beta_{zz}}$ для k_4 .

аналогично для $k_7 U_z = 0$, $\frac{\beta_{xz}}{\beta_{zx}} \rightarrow \infty$ при $\beta_{zx} \rightarrow 0$. Структура колебаний “оптических” ветвей лишь в окрестности ω_0 соответствует волне “девиатора” напряжений.

Таким образом, эффект экспоненциального затухания “оптических” ветвей при $\omega < \omega_0$ наблюдается для волн, структура которых существенно изменяется в интервале $0 < \omega < \omega_0$. Конфигурация длинноволновых колебаний, соответствующие волне девиатора напряжений, будут иметь возбуждения с частотой в окрестности ω_0 , что является существенным дополнением к выводам автора [6] о непроницаемости упругопластической среды по отношению к воздействию девиатора напряжений с частотой меньше ω_0 .

Список литературы

- [1] *Кадич А., Еделен Д.* Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций. М., 1987. 168 с.
- [2] *Edelen D.G.B., Lagoudas D.S.* // Int. J. Engng. Sci. 1988. V. 26. N 8. P. 837-846.
- [3] *Гриняев Ю.В., Чертова Н.В.* // Изв. вузов. Физика. 1990. В. 2. С. 34-50.
- [4] *Попов В.Л., Чертова Н.В.* // Изв. вузов. Физика. 1992. В. 4. С. 81-93.
- [5] *Popov V.I., Tshertova N.V.* // Int. J. Engng. Sci. 1992. V. 30. N 3. P. 335-340.
- [6] *Попов В.Л.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 23. С. 79-82.

Институт физики
прочности и материаловедения
Томск

Поступило в Редакцию
18 марта 1994 г.

