

12. Неразрушающая диагностика наногетероструктур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN методом температурной спектроскопии адмиттанса / О. В. Кучерова, В. И. Зубков, Е. О. Цвелев, И. Н. Яковлев, А. В. Соломонов // Заводская лаборатория. 2010. Т. 76, № 3. С. 24–28.

13. Пат. RU № 2437112. Способ определения параметров полупроводниковых структур. В. И. Зубков, О. В. Кучерова, И. Н. Яковлев. 2010. Оpubл. 20.12.2011.

14. Зубков В. И. Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса. СПб.: ООО «Техномедиа», Изд-во «Элмор», 2007. 220 с.

V. I. Zubkov, A. V. Solomnikova, A. A. Egorenkov
Saint Petersburg Electrotechnical University «LETI»

TEMPERATURE DEPENDENCE OF CARRIER CONCENTRATION IN BORON-DOPED DIAMOND WITH ACCOUNTING THE CONCENTRATION-DEPENDENT ACTIVATION ENERGY

Single-crystal diamond samples doped with boron were investigated by admittance spectroscopy. Current-voltage and capacitance-voltage characteristics were measured. Temperature conductance spectra were used for calculation activation energy for boron impurity in diamond. Capacitance-voltage characteristics, measured at various temperatures and bias frequencies were used for obtaining free charge carrier concentration profiles into the depths of the samples. Experimental results demonstrate a decrease of boron activation energy from 340 to 220 meV at doping level increasing for two orders of magnitude – from $5 \cdot 10^{16}$ до $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, which correlates well with the literature data. Theoretical calculations of temperature dependence of carrier concentration in diamond doped with boron were carried out for samples of various doping levels taking into account the dependence of activation energy on concentration. The obtained experimental and theoretical data are in good agreement with each other.

Admittance spectroscopy, boron doped diamond, carrier concentration, activation energy

УДК 620.179.16

К. Е. Аббакумов, А. В. Вагин

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)

Волновые процессы в слоистой микронеоднородной среде с неоднородными граничными условиями

Рассмотрен вопрос о том, как с помощью измеренных параметров поверхностной волны определить характеристики неоднородной среды. В работе исследовано распространение поверхностных волн в микронеоднородной слоистой среде типа «сталь-графит» с неоднородными граничными условиями на границах слоев. Выведены и решены относительно волнового числа дисперсионные уравнения для продольной и поперечных вертикально и горизонтально поляризованных волн. Выведено дисперсионное уравнение для поверхностной волны, распространяющейся в упругом неоднородном полупространстве с заданными эффективными модулями упругости. В дисперсионное уравнение подставлены выражения продольной и поперечных волн, полученные для среды с неоднородностями, затем уравнение решено относительно волнового числа поверхностной волны. Построены графические зависимости полученных скоростей от относительной толщины слоя. Полученные зависимости используются применительно к задачам определения физико-механических характеристик неоднородной среды при контроле объекта поверхностной волной. Расчеты проводились для общей толщины слоя сталь-графит 1 мм на частоте ультразвука 1 МГц.

Дисперсионное уравнение, продольная волна, поперечная волна, поверхностная волна, неоднородная среда, скорость распространения

В целом ряде практических задач современной акустики приходится иметь дело с распространением звука в слоистых трещиноватых или микронеоднородных средах. Микронеоднородными слоистыми средами называются неоднородные среды, составленные из содержащей сло-

истой среды и включений, причем размеры включений и расстояние между включениями малы по сравнению с длиной волны, распространяющейся в неоднородной среде. Если среда состоит из чередующихся слоев двух однородных и изотропных веществ, то она слоистая. В случае рассмот-

рения слоистой среды «в среднем», т. е. если слои достаточно тонкие, она будет вести себя как однородная, но анизотропная. Такая среда называется мелкослоистой. Под условием тонкости слоев понимается малость их толщины по сравнению с длинами волн сжатия и сдвига в материалах этих сред. Твердое вещество, которое содержит бесконечные равномерно расположенные параллельные плоскости с определенными коэффициентами отражения и прохождения, служит периодической средой, которая характеризуется эффективными скоростью распространения волнового процесса и коэффициентом затухания ультразвука, значения которых устанавливаются при акустических измерениях.

Анализ слоистой среды с однородными граничными условиями, учитывающими полную передачу составляющих упругих смещений и механических напряжений для продольных волн приведен в [1]. Аналогичное рассмотрение ведется и для поперечных волн с вертикальной и горизонтальной поляризацией относительно выбранного направления распространения волны, что представлено в [2]. Полученные результаты рассмотрения распространения волн применяются к задачам нахождения основных физико-механических параметров среды. Однако наибольший интерес представляет распространение поверхностных волн в слоистой микронеоднородной среде. Интерес к анализу поверхностных волн обусловлен тем, что параметры этих волн существенно зависят от свойств слоя, в котором они распространяются, так как практически вся энергия волны локализуется в поверхностном слое толщиной порядка двух длин волн.

Таким образом, если известна скорость распространения поверхностной волны в среде, то с достаточной точностью будут известны ее физико-механические характеристики. Преимущество

использования поверхностных волн заключается также в универсальности контроля деталей любых форм и размеров, так как использование объемных волн, размер которых вдоль волнового фронта составляет много длин волн, не позволяет исследовать поверхностный слой объекта контроля, поскольку отражение от дефекта маскируется отражением от поверхности [3].

В настоящей публикации рассматривается распространение поверхностных волн в микронеоднородной слоистой среде с неоднородными граничными условиями на границах слоев. Изучение распространения волн в неоднородных средах – это актуальная задача неразрушающего контроля деталей и изделий, так как микротрещины приводят к изменению характеристик среды, которые, в свою очередь, являются параметрами, входящими в выражения для упругих волн, и влияют на их характеристики, что оказывает существенное влияние на результат контроля.

Микронеоднородности могут быть обусловлены инородными включениями, градиентами температуры, скорости, концентрации, зернистым строением вещества и т. д. Поскольку среда содержит неоднородности слоистой формы, то для того чтобы исследовать распространение поверхностных волн, нужно знать параметры объемной среды с учетом геометрии распространения волн относительно этих слоев.

Среда с микротрещинами может быть описана с помощью эффективных динамических модулей упругости, расчет которых сложен и достигается на основе методов статистической механики [4] и метода самосогласованного поля [5].

Для определения скорости поверхностной волны необходимо рассмотреть вначале распространение продольной и поперечных волн параллельно слоям микронеоднородной среды (рис. 1). В качестве слоистой структуры принимается среда типа «сталь-графит». Частота ультразвука – 1 МГц.

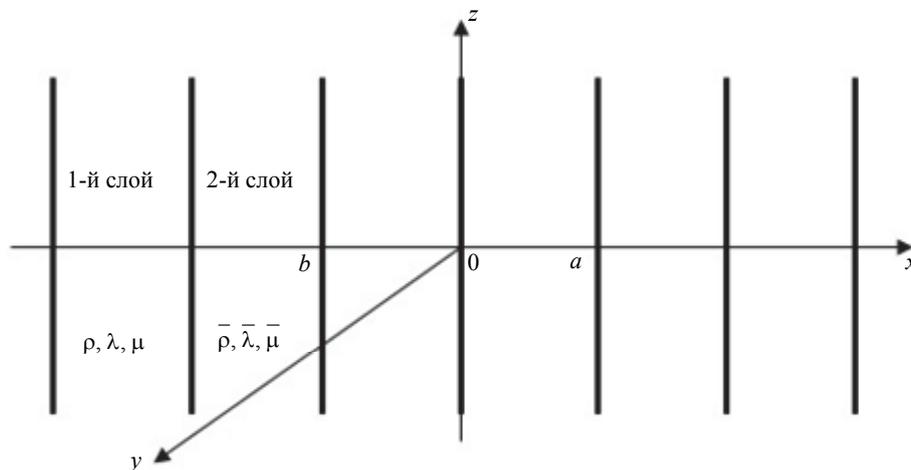


Рис. 1

На рис. 1: a – толщина первого слоя; b – толщина второго слоя; ρ – плотность; λ, μ – параметры Ламе. Соответствующие параметры во второй среде обозначены чертой сверху.

Общее решение для волнового уравнения для продольной и поперечных волн запишем через специально выбранные частные решения, а именно – четное и нечетное относительно середин слоев.

Для первого слоя имеем

$$\begin{aligned} \xi_{lx} &= P(z)e^{-ikx}, \quad \xi_{lz} = \frac{P'(z)}{ik}e^{-ikx}, \\ \xi_{tx} &= -\frac{Q'(z)}{ik}e^{-ikx}, \quad \xi_{tz} = Q(z)e^{-ikx}, \end{aligned} \quad (1)$$

где ξ_{lx}, ξ_{lz} – продольные, а ξ_{tx}, ξ_{tz} – поперечные смещения. Причем

$$\begin{aligned} P(z) &= A \cos \alpha \left(z - \frac{a}{2} \right) + B \sin \alpha \left(z - \frac{a}{2} \right), \\ \alpha^2 &= k_l^2 - k^2, \\ Q(z) &= C \cos \beta \left(z - \frac{a}{2} \right) + D \sin \beta \left(z - \frac{a}{2} \right), \\ \beta^2 &= k_t^2 - k^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где A, B, C, D – пока неопределенные постоянные; k_l, k_t – волновые числа продольной и поперечной волн соответственно.

Видно, что в последнем выражении выделены симметричная и антисимметричная части относительно середины слоя [1].

Для слоистой среды с микронеоднородностями в указанном направлении распространения волны компоненты тензора механических напряжений определяются через следующие выражения:

$$\sigma_{xz} = 2\mu \left(P'(z) + \frac{k^2 - \beta^2}{2ik} Q(z) \right) e^{-ikx}, \quad \sigma_{yz} = 0,$$

$$\sigma_{zz} = \left(\frac{\lambda k_l^2 + 2\mu \alpha^2}{ik} P(z) + 2\mu Q'(z) \right) e^{-ikx}. \quad (3)$$

Уравнения (1)–(3) во второй среде обозначаются чертой сверху.

Введем неоднородные граничные условия, которые будут учитывать неполную передачу составляющих упругих смещений при сохранении равенства упругих напряжений для каждой границы слоистой системы:

$$\begin{aligned} \xi_x(0) &= \overline{\xi_x(0)} - \frac{\sigma_{xz}(0)}{KGT}, \quad \sigma_{xz}(0) = \overline{\sigma_{xz}(0)}, \\ \xi_z(0) &= \overline{\xi_z(0)} - \frac{\sigma_{zz}(0)}{KGN}, \quad \sigma_{zz}(0) = \overline{\sigma_{zz}(0)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где KGT, KGN – тангенциальный и нормальный коэффициенты жесткости.

Предполагается, что в общем случае плоская граница двух упругих полупространств, образовалась за счет совокупности взаимодействия выступов и впадин микрорельефа. Тогда «разрывы» в передаче упругих смещений возникают за счет множества микроконтактов между двумя рассматриваемыми средами.

Подставляя соответствующие выражения в граничные условия (4) получаем 8 уравнений для постоянных $A, B, C, D, \bar{A}, \bar{B}, \bar{C}, \bar{D}$, которые распадаются на две независимые группы: для продольной и поперечной волн.

Найдем дисперсионное уравнение для определения скорости продольной волны в слоистой среде с неоднородными граничными условиями при распространении параллельно слоям. Так как волна в «среднем» продольная, то коэффициенты $B = C = \bar{B} = \bar{C} = 0$. Тогда аналогично последовательности действий, которая изложена в [1], получим детерминант четырех уравнений, описывающих продольную волну, и приравняем его нулю:

$$\begin{vmatrix} ik \cos \alpha \left(\frac{a}{2} \right) & -\beta \cos \beta \left(\frac{a}{2} \right) & ik \cos \bar{\alpha} \left(\frac{b}{2} \right) + \frac{2\mu \bar{\alpha} ik \sin \bar{\alpha} \left(\frac{b}{2} \right)}{KGT} & \frac{\bar{\mu} (\bar{k}^2 - \bar{\beta}^2) \sin \bar{\beta} \left(\frac{b}{2} \right)}{-\bar{\beta} \cos \bar{\beta} \left(\frac{b}{2} \right)} \\ \alpha \sin \alpha \left(\frac{a}{2} \right) & -ik \sin \beta \left(\frac{a}{2} \right) & \frac{(\bar{\lambda} \bar{k}_l^2 + 2\mu \bar{\alpha}^2) \cos \bar{\alpha} \left(\frac{b}{2} \right)}{KGN} & \frac{ik \sin \bar{\beta} \left(\frac{b}{2} \right) - 2\mu \bar{\beta} ik \cos \bar{\beta} \left(\frac{b}{2} \right)}{-KGN} \\ 2\mu \alpha ik \sin \alpha \left(\frac{a}{2} \right) & \mu (k^2 - \beta^2) \sin \beta \left(\frac{a}{2} \right) & -2\mu \bar{\alpha} ik \sin \bar{\alpha} \left(\frac{b}{2} \right) & \frac{\bar{\mu} (\bar{k}^2 - \bar{\beta}^2) \sin \bar{\beta} \left(\frac{b}{2} \right)}{-KGN} \\ (\lambda k_l^2 + 2\mu \alpha^2) \cos \alpha \left(\frac{a}{2} \right) & 2\mu \beta ik \cos \beta \left(\frac{a}{2} \right) & \frac{(\bar{\lambda} \bar{k}_l^2 + 2\mu \bar{\alpha}^2) \cos \bar{\alpha} \left(\frac{b}{2} \right)}{-KGN} & \frac{2\mu \bar{\beta} ik \cos \bar{\beta} \left(\frac{b}{2} \right)}{-KGN} \end{vmatrix} = 0.$$

Вычисляя данный определитель разложением по первой строке, получим дисперсионное уравнение, определяющее значение волнового числа k , т. е. значение скорости распространения волны сжатия $c_l = \omega/k$, где ω – круговая частота:

$$\begin{aligned}
 & 4(\mu - \bar{\mu})^2 X \bar{X} \left[1 - \frac{\bar{k}_l^2 \operatorname{ctg}\left(\frac{\beta b}{2}\right)}{KGN} \right] + \\
 & + \omega^2 \rho \left[\frac{\omega^2 \rho}{k^2} - 4(\mu - \bar{\mu}) \right] \bar{X} \times \\
 & \times \operatorname{tg}\left(\frac{\beta a}{2}\right) \left[1 - \frac{k^2 \operatorname{ctg}\left(\frac{\alpha b}{2}\right)}{KGT} \right] + \omega^2 \bar{\rho} \times \\
 & \times \left[\frac{\omega^2 \bar{\rho}}{k^2} + 4(\mu - \bar{\mu}) + \frac{\bar{\rho} k^2 \operatorname{ctg}\left(\frac{\alpha b}{2}\right)}{KGT} \right] X \times \\
 & \times \operatorname{tg}\left(\frac{\beta b}{2}\right) - \frac{\omega^4 \rho \bar{\rho}}{k^2 \bar{k}_l^2} \left[Y \operatorname{tg}\left(\frac{\beta b}{2}\right) + \bar{Y} \operatorname{tg}\left(\frac{\beta a}{2}\right) \right] \times \\
 & \times \left[1 - \frac{\rho \bar{k}_l^2 \operatorname{ctg}\left(\frac{\alpha b}{2}\right)}{KGN} \right] = 0, \tag{5}
 \end{aligned}$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned}
 X &= k^2 \operatorname{tg}\left(\frac{\beta a}{2}\right) + \alpha \beta \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha a}{2}\right), \\
 \bar{X} &= k^2 \operatorname{tg}\left(\frac{\beta b}{2}\right) + \bar{\alpha} \bar{\beta} \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha b}{2}\right), \\
 Y &= k^2 \operatorname{tg}\left(\frac{\beta a}{2}\right) - \bar{\alpha} \bar{\beta} \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha b}{2}\right), \\
 \bar{Y} &= k^2 \operatorname{tg}\left(\frac{\beta b}{2}\right) - \alpha \beta \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha a}{2}\right).
 \end{aligned}$$

Решая уравнение (5) относительно волнового числа, можно найти скорость продольной волны при распространении параллельно слоям структуры с микронеоднородностями. Построим графическую зависимость эффективной скорости продольной волны c_l от относительной толщины слоя $n = a/(a + b)$ (рис. 2).

Вид графической зависимости, представленной на рис. 2, аналогичен полученной зависимости для продольной волны, рассчитанной для слоистой среды с однородными граничными условиями, однако значения скорости несколько уменьшились, что согласуется с физическим смыслом при распространении волны в среде с неоднородностями [2].

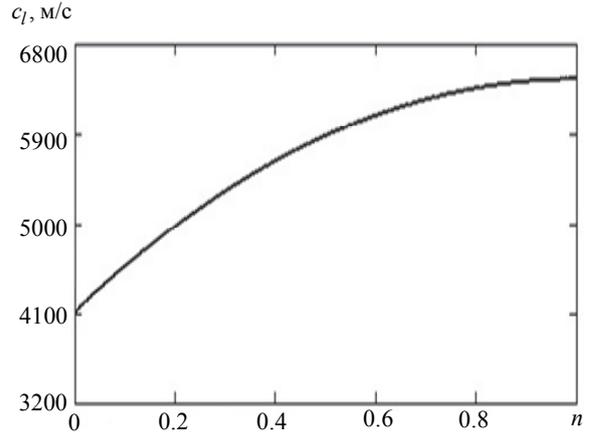


Рис. 2

Аналогично последовательности получения дисперсионного уравнения для продольной волны получаем дисперсионное уравнение для поперечной волны (6):

$$\begin{aligned}
 & \frac{\bar{\mu} \bar{\beta}}{\mu \beta} \left(\operatorname{tg}^2 \frac{\beta a}{2} + \operatorname{tg}^2 \frac{\beta a}{2} \right) + \left[1 + \left(\frac{\bar{\mu} \bar{\beta}}{\mu \beta} \right)^2 \right] \operatorname{tg}\left(\frac{\beta a}{2}\right) \operatorname{tg}\left(\frac{\beta a}{2}\right) + \\
 & + \left[1 + \frac{\bar{\mu}^2 \beta \operatorname{tg}\left(\frac{\beta a}{2}\right)}{KGN} \right] + \left[1 + \frac{\mu \bar{\beta}^2 \operatorname{tg}\left(\frac{\beta a}{2}\right)}{KGT} \right] = 0. \tag{6}
 \end{aligned}$$

Решая уравнение (6) относительно волнового числа, получим скорости поперечных волн с вертикальной и горизонтальной поляризацией.

Скорость поперечной горизонтально поляризованной волны $c_{i,H}^2$ имеет следующий вид:

$$c_{i,H}^2 = \left(\frac{a\mu + b\bar{\mu}}{a\rho + b\bar{\rho}} \right) \left[1 + \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{a\mu}{2}\right)}{KGT} + \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{b\bar{\mu}}{2}\right)}{KGN} \right],$$

а скорость поперечной вертикально поляризованной волны $c_{i,V}^2$ –

$$c_{i,V}^2 = \frac{a + b}{\tilde{\rho} \left(\frac{a}{\mu} + \frac{b}{\bar{\mu}} \right)} \left[1 + \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{b\bar{\mu}}{2}\right)}{KGT} + \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{a\mu}{2}\right)}{KGN} \right],$$

где $\tilde{\rho} = n\rho + \bar{n}\bar{\rho}$, $\bar{n} = \frac{b}{a+b}$ – относительная толщина второго слоя.

Графические зависимости поперечных волн с горизонтальной и вертикальной поляризацией приведены на рис. 3 и 4 соответственно.

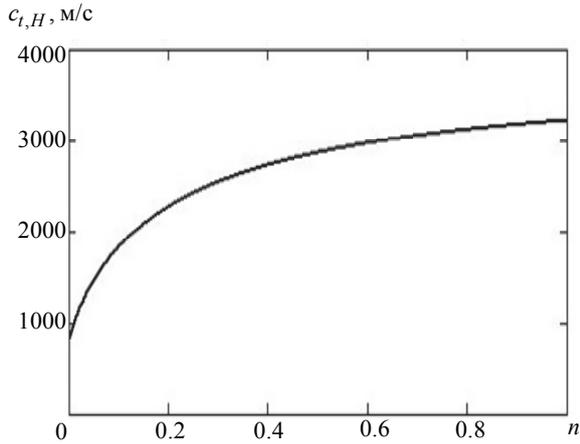


Рис. 3

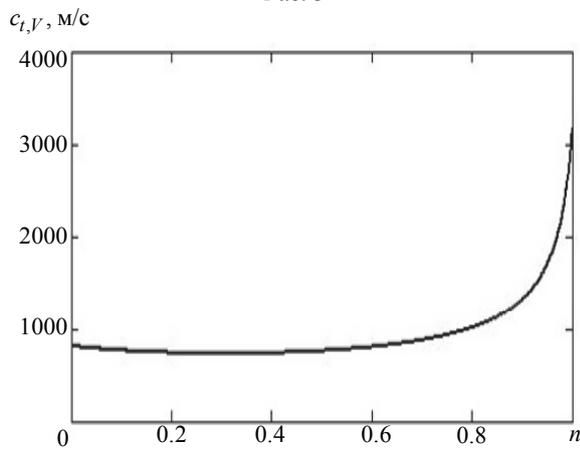


Рис. 4

Получив формулы для скоростей продольной и поперечных вертикально и горизонтально поляризованных волн, можно определить скорость поверхностной волны. Рассмотрим упругое полупространство, представленное на рис. 5.

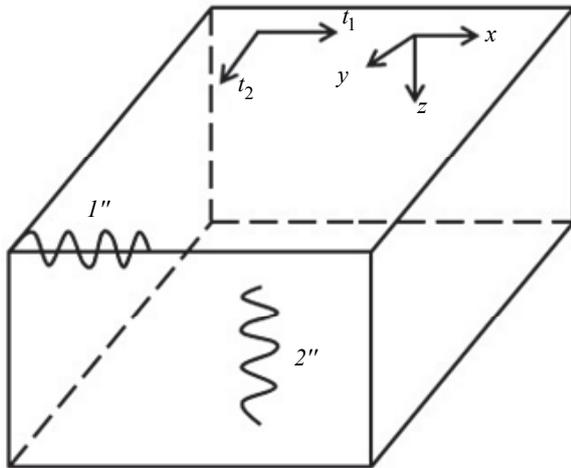


Рис. 5

На рис. 5 $1''$ – направление распространения поверхностной волны; $2''$ – направление распространения продольной и поперечной волн; t_1 – вертикальная поляризация поперечной волны; t_2 – горизонтальная поляризация поперечной волны.

Не вступая в рассуждения о форме и размерах неоднородности, которая имеется в упругом полупространстве, авторы предлагают формальный учет особенностей распространения волны в микронеоднородной среде, что отражается на эффективных упругих параметрах среды для длинноволнового приближения: $r, D \ll \lambda_B$, где λ_B – длина волны; r – расстояние между трещинами; D – диаметр трещины. Тогда для упругой среды с трещинами можно записать эффективные динамические плотность и модули упругости $\rho_{эф}, \mu_{эф}, \lambda_{эф}$ [6]:

$$\begin{aligned} \rho_{эф} &= \rho_0 \left| 1 - \frac{\Delta\rho^*}{\rho_0} \exp(-z_0/z) \right|, \\ \mu_{эф} &= \mu_0 \left| 1 - \frac{\Delta\mu^*}{\mu_0} \exp(-z_0/z) \right|, \\ \lambda_{эф} &= \lambda_0 \left| 1 - \frac{\Delta\lambda^*}{\lambda_0} \exp(-z_0/z) \right|, \end{aligned} \quad (7)$$

где ρ_0, μ_0, λ_0 – значения характеристик среды без неоднородностей; $\Delta\rho^*, \Delta\mu^*, \Delta\lambda^*$ – разность эффективных значений в поверхностном слое и в глубине; z_0 – толщина приповерхностного слоя.

Тогда неоднородность упругой изотропной среды выражается уравнениями (7).

Решения волновых уравнений, описывающих распространение плоских упругих волн могут быть записаны в виде потенциальной ξ_l и соленоидальной ξ_t частей:

$$\frac{\partial^2 \xi_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi_l}{\partial z^2} + k_l^2 \xi_l = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 \xi_t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi_t}{\partial z^2} + k_t^2 \xi_t = 0. \quad (9)$$

Решения уравнений (8), (9) будем искать в виде плоской поверхностной волны:

$$\xi_{lx} = P(z) e^{-i(\omega t - kx)}, \quad (10)$$

$$\xi_{tz} = Q(z) e^{-i(\omega t - kx)}. \quad (11)$$

Подставляя выражения (10), (11) в (8), (9), получим два уравнения для $P(z), Q(z)$:

$$\frac{\partial^2 P(z)}{\partial z^2} - (k^2 - k_l^2) P(z) = 0,$$

$$\frac{\partial^2 Q(z)}{\partial z^2} - (k^2 - k_t^2) Q(z) = 0.$$

Решением двух последних уравнений являются функции вида $\exp(\pm\sqrt{k^2 - k_t^2} z)$ и $\exp(\pm\sqrt{k^2 - k_t^2} z)$. Если $k^2 > k_t^2 > k_l^2$, то решения с положительными радикалами в экспоненте соответствуют нарастающему с глубиной распространению волны, а решения с отрицательными радикалами – поверхностной волне (убывающему с глубиной распространению). В соответствии с этим, вводя следующие обозначения:

$$q = \sqrt{k^2 - k_t^2}, \quad s = \sqrt{k^2 - k_l^2},$$

выражения для продольного и поперечного смещений можно записать в виде

$$\xi_{lx} = Ae^{-qz-i(\omega t-kx)},$$

$$\xi_{tx} = Be^{-sz-i(\omega t-kx)},$$

где A, B – произвольные постоянные.

Таким образом, решая эту систему уравнений, получаем дисперсионное уравнение для поверхностной волны:

$$4k^2 \left[s(1+\bar{\gamma}) + \frac{\bar{\gamma}}{z_0} \right] \left[q(1+\bar{\delta}) + \frac{\bar{\delta}}{z_0} \right] - \left[(s^2 + k^2)(1+\bar{\gamma}) + \frac{s\bar{\gamma}}{z_0} + \frac{\bar{\gamma}}{z_0^2} \right] \times \left\{ (s^2 + k^2)(1+\bar{\delta}) + \frac{c_R^2}{c_t^2} \left[\frac{q\bar{\delta}}{z_0} + \frac{\bar{\delta}}{z_0^2} \right] \right\} = 0, \quad (12)$$

где $\bar{\gamma}, \bar{\delta}$ – величины, зависящие от неоднородности среды; c_R – скорость поверхностной волны.

Подставляя в выражение (12) скорости c_l, c_t , найденные ранее, и выбирая соответствующие величины $\bar{\gamma}, \bar{\delta}$, можно построить графическую зависимость скорости поверхностной волны от относительной толщины слоя (рис. 6). Построение выполняем при значениях $\bar{\lambda} = 3 \cdot 10^{-3}$, $\bar{\delta} = 3 \cdot 10^{-3}$, $z_0 = 10^{-4}$ м, $KGN = 10^{17}$ Н/м³, $KGT = 10^{17}$ Н/м³.

Из данной зависимости видно, что при увеличении относительной толщины слоя зависимость спадает, что характерно для условий несплошного контакта между средами с неоднородностями, т. е. скорость поверхностной волны уменьшается с глубиной проникновения. В случае, если устремить коэффициент перфорации $\zeta \rightarrow 1$; $KGT, KGN \rightarrow \infty$,

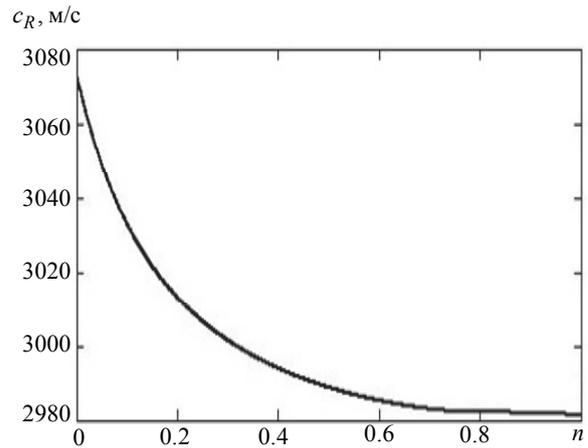


Рис. 6

что соответствует сплошному контакту на границе между средами, который учитывается классическими граничными условиями, получим зависимости, выведенные в [1]. Тогда, анализируя уравнение (12), можно сказать, что в скоростях c_l, c_t заложены параметры, учитывающие степень сплошности границ среды.

В работе выведено и решено относительно волнового числа дисперсионное уравнение для продольной и поперечных волн вертикальной и горизонтальной поляризации. Получено дисперсионное уравнение для поверхностной волны, распространяющейся в микронеоднородной среде. Найдена скорость поверхностной волны с помощью решения относительно волнового числа дисперсионного уравнения для поверхностной волны и подстановки в него известных выражений для продольной и поперечных волн. Полученные зависимости используются применительно к задачам нахождения физико-механических характеристик среды на основе контроля объекта поверхностными волнами. Анализ построенных графических зависимостей найденных скоростей от относительной толщины слоя показал, что они сопоставимы с экспериментальными значениями, приведенными в [6]. Наличие неоднородности в материале среды приводит к незначительному увеличению глубины проникновения поверхностной волны. Амплитуда поверхностной волны на глубине двух длин волн уменьшается приблизительно в 10 раз, что видно из построенных зависимостей. Таким образом, параметры поверхностной волны будут в значительной степени зависеть от физико-механических характеристик среды, в которой она распространяется, что даст возможность получить информацию о среде, оценивая только распространяющуюся волну.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аббакумов К. Е., Вагин А. В. Волновые процессы в мелкослоистой среде // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2018. № 8. С. 87–90.
2. Бреховских Л. М., Годин О. А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989, 412 с.
3. Викторов И. А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 288 с.
4. Чабан И. А. Расчет эффективных параметров микронеоднородных сред методом самосогласованного поля // Акустический журн. 1965. Т. 11, вып. 1. С. 102–109.
5. Чабан И. А. Метод самосогласованного поля в применении к расчету эффективных параметров микронеоднородных сред // Акустический журн. 1964. Т. 10, вып. 3. С. 351–358.
6. Хлыбов А. А. Исследование влияния микронеоднородности среды на распространение поверхностных волн // Дефектоскопия. 2018. Вып. 6. С. 3–10.

К. Е. Abbakumov, A. V. Vagin
Saint Petersburg Electrotechnical University «LETI»

WAVE PROCESSES IN A LAYERED MICROINHOMOGENEOUS MEDIUM WITH INHOMOGENEOUS BOUNDARY CONDITIONS

The question of how to determine the characteristics of a heterogeneous medium using the measured parameters of a surface wave is considered. The paper studies the propagation of surface waves in a microheterogeneous layered medium of the "steel-graphite" type with inhomogeneous boundary conditions at the boundaries of the layers. Dispersion equations for vertically and horizontally polarized longitudinal and transverse waves are derived and solved for the wave number. Dispersion equation is derived for a surface wave propagating in an elastic inhomogeneous half-space with given effective elastic moduluses. Expressions of longitudinal and transverse waves obtained for a medium with inhomogeneities are substituted into the dispersion equation, then the equation is solved for the wavenumber of the surface wave. Graphic dependences of the obtained velocities on the relative layer thickness are constructed. The obtained dependences are used in relation to the tasks of determining the physicommechanical characteristics of an inhomogeneous medium when the object is monitored by a surface wave. The calculations were performed for a total thickness of the steel-graphite layer equal to 1 mm at an ultrasound frequency of 1 MHz.

Dispersion equation, longitudinal wave, transverse wave, surface wave, heterogeneous environment, propagation velocity
