

ВІСНИК

Сумського
державного
університету

1(5)'96

ГОЛОВНА РЕДКОЛЕГІЯ ЖУРНАЛУ

Головний редактор професор Ковальов І.О.

Заступник головного редактора доцент Хворост В.А.

Відповідальний секретар Миргород Н.І.

Члени редколегії: професор Кудіш В.В., професор Захаров М.В.,
професор Борисенко О.А., професор Романюк А.М.,
професор Балацький О.Ф.

Редактор Миргород Н.І.

Художнє оформлення Мясішев Б.Л.

Коректори: Тарасова С.М., Мироненко Т.Г.

Редакційна колегія розділу

"ПРИРОДОЗНАВЧІ НАУКИ: МАТЕМАТИКА, ФІЗИКА, ХІМІЯ, МЕХАНІКА"

Редактор розділу професор Куліш В.В.

Члени редколегії: професор Денісов С.І., професор Одемський О.І.,
професор Фільштинський Л.А., професор Миргород Ю.О.,
доцент Ячменьов В.О.

Редакційна колегія розділу

"МАШИНОБУДУВАННЯ, НОВІ ТЕХНОЛОГІЇ"

Редактор розділу професор Захаров М.В.

Члени редколегії: професор Сігова В.І., професор Врагов А.П.,
доцент Євтушенко А.О., доцент Захаркін О.У.,
професор Учасв П.М.

Редакційна колегія розділу

"АВТОМАТИКА, ЕЛЕКТРОНІКА, ПРИЛАДОВУДУВАННЯ"

Редактор розділу професор Борисенко О.А.

Члени редколегії: професор Володченко Г.С., професор Проценко І.Ю.,
доцент Волков О.І., доцент Воробьов Г.С.

Редакційна колегія розділу

"МЕДИЦИНА, БІОЛОГІЯ"

Редактор розділу професор Романюк А.М.

Члени редколегії: професор Лебедев А.О., професор Д'яченко А.Г.,
професор Атаман О.В., професор Рачинський І.Д.

Редакційна колегія розділу

"ЕКОНОМІКА, СОЦІАЛЬНО-ГУМАНІТАРНІ НАУКИ"

Редактор розділу професор Балацький О.Ф.

Члени редколегії: доцент Теліженко О.М., доцент Мішенін Є.В.,
доцент Кислий В.М., к.е.н. Семененко Б.А.,
професор Осадчий Ю.Г., професор Вандишев В.М.,
професор Буцєвицький В.С., професор Швачко С.О.,
доцент Литвиненко Г.І.

Адреса редакційної колегії: 244007, м.Суми, вул.Римського-Корсакова, 2. Тел.39-23-80.

© Сумський державний університет, 1996.

Фильштинский Л.А.,
на отверстия в проводящих
Одноворец Л.В., Овч
И.Е., Черноус А.Н. Элек
пленок металлов. 1. Уде
однослойных пленок
Воробьев Г.С., Макеев
металлодиэлектрических
Пушкарев К.А. Вли
излучение в системе диэ
Забашта Л.А., Забашт
в методе многоугловой э
Чумак Л.Ф. Монотонн
о дополнительной
Миронович Л.М., Це
НСТ-тесту карбамоилпр

Захаров Н.В., Мельнич
изготовления слож
конструкциях агрега
Залого В.А., Приходько
сил резания при по
Зиновьев Н.И., Мирошни
упрочнения на изно
Пузько И.Д., Хворост
методом сканирован
Захаров Н.В., Мельнич
режимов резания пр
малогабаритных агре
Зелик В.П., Пономарев Л
станков ГПС
Волков Н.И. Расчет аэро
ветроколес с лопасть

Лебедев А.А., Борисенко
Ю.А. Проблемы разви
техники
Борисенко А.А. Комбин
Онанченко Е.Л., Пр
комбинаторных кодо
чисел
Бережная О.В. Вычисле

**ВІСНИК
СУМСЬКОГО ДЕРЖАВНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
НАУКОВИЙ ЖУРНАЛ
ЗАСНОВАНИЙ У 1994 РОЦІ
ВИХОДИТЬ ДВІЧІ НА РІК
№ 1(5) - 1996**

ЗМІСТ

**ПРИРОДОЗНАВЧІ НАУКИ:
МАТЕМАТИКА, ФІЗИКА, ХІМІЯ, МЕХАНІКА**

Фильштинский Л.А., Кравец Е.М. Дифракция магнитоупругих волн на отверстия в проводящей пластинке8
Одноворец Л.В., Овчаренко Ю.М., Опанасюк Н.Н., Проценко И.Б., Черноус А.Н. Электрофизические свойства одно- и многослойных пленок металлов. 1. Удельное сопротивление и тензочувствительность однослойных пленок9
Воробьев Г.С., Макеев О.С., Пушкарев К.А., Цвык А.И. Применение металлодиэлектрических периодических структур в электронике КВЧ17
Пушкарев К.А. Влияние потерь на дифракционно-черенковское излучение в системе диэлектрической слой - дифракционная решетка22
Забашта Л.А., Забашта О.И. Восстановление оптических параметров в методе многоугловой эллисометрии24
Чумак Л.Ф. Монотонность по параметру решения нелинейной задачи о дополнителности29
Миронович Л.М., Цебржинский О.И., Шейко А.В. Отношение к НСТ-тесту карбамоилпроизводных 1,2,4-триазины34

МАШИНОБУДУВАННЯ, НОВІ ТЕХНОЛОГІЇ

Захаров Н.В., Мельниченко А.А., Латышев Н.В. Технологичность изготовления сложнопрофильных деталей, применяемых в конструкциях агрегатных станков39
Залого В.А., Приходько В.В., Гребенюк А.Г. Методика исследования сил резания при попутном тангенциальном течении44
Зиновьев Н.И., Мирошниченко Ю.В. Влияние комбинированного метода упрочнения на износостойкость режущего инструмента48
Пузько И.Д., Хворост В.А. Идентификация колебательных систем методом сканирования частот50
Захаров Н.В., Мельниченко А.А., Бескровный А.М. Оптимизация режимов резания при сверлении отверстий в сером чугуна на малогабаритных агрегатных станках57
Зелик В.П., Пономарев Л.Д. Исследование виброактивности механизмов станков ГПС60
Волков Н.И. Расчет аэродинамических характеристик ортогональных ветроколес с лопастями крылового незамкнутого типа64

АВТОМАТИКА, ЕЛЕКТРОНІКА, ПРИЛАДОВБУДУВАННЯ

Лебедев А.А., Борисенко А.А., Телетов А.С., Рачинский И.Д., Барабан Ю.А. Проблемы развития и маркетинг электронной медицинской техники75
Борисенко А.А. Комбинаторное сжатие информации79
Онанченко Е.Л., Протасова Т.А. Алгоритм формирования комбинаторных кодов на основе многозначных биномиальных чисел84
Бережная О.В. Вычисление биномиальных коэффициентов в задачах	

1. Рассмотрим от бесконечную диа(пар туннельной вдоль ко произвольного попер статическом постоя задан вектор напряж плоской монохрома влияние индукцион тензора максвелло магнитоупругости вх

$$\partial_j \sigma_{ij} + \rho_e E_i + (\vec{j} \times \vec{V})_i = 0$$

уравнения Максвелл

$$\text{rot } \vec{E} + \partial \vec{B} / \partial t = 0$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho_e, \text{ div } \vec{H} = \text{rot } \vec{A}$$

материальные уравн

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} + \alpha (\vec{V} \times \vec{H})$$

$$\vec{j} = \rho_e \vec{V} + \sigma (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{H})$$

$$\sigma_{ij} = 2\mu \epsilon_{ij} + \lambda \delta_{ij} \epsilon_{kk}$$

$$\partial_j = \partial / \partial x_j, \vec{V} = \partial \vec{u} / \partial t$$

Граничные условия н

$$[\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}]_n = 0,$$

$$[\vec{D}]_n = 0, [\sigma (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{H})]_n = X_n$$

$$[\sigma_{ij} + t_{ij}] n_j = X_i$$

$$t_{ij} = E_i D_j + H_i B_j -$$

Здесь \vec{E}, \vec{D} и \vec{H}, \vec{B} магнитного поля соо проницаемости веще электрического заряд механические переме

кодирования информации88
Кулик И.А. Об избыточности адресно-векторного кодирования90
Арбузов В.В. Оптимизация системы передачи информации с векторно-адаптивным переспросом на основе обобщенной математической модели94
Полоцкий А.Д., Володченко Г.С., Новгородцев А.И. Синтез алгоритма оценки фазового состояния динамического процесса одного класса96
Шварцкопф А.А. Оптимальное быстроедействие в задаче управления двухмятниковой системой99
Ляпота А.А. Пути повышения метрологической надежности измерителя давления газа105

МЕДИЦИНА, БИОЛОГИЯ

Рачинский И.Д. Нарушение метаболизма катехоламинов и активности симпатико-адреналовой системы как механизма развития гипертонического сердца110
Кудевляк В.Ф., Карпенко Л.И., Лахтин Ю.В. Структурные изменения десны при парадонтите с инвазией ротовых трихомонад114
Семенюк Л.Л. Репродуктивне здоров'я робітниць машинобудівної промисловості116
Семенюк Л.Л. Гіперпролактинемія як наслідок дії виробничої екосистеми119
Лебедев А.О., Лебедев А.А., Барабан Ю.А. Синдром шоковых легенів як ускладнення геморагічного шоку. Стан нереспіраторної функції легенів120
Владыка А.С. Гемосорбция в комплексе интенсивной терапии критических состояний123
Миргород Ю.А., Михно И.Л., Таран В.В. Испытание бактерицидной активности S-нонилизотиуронийхлорида в натуральных условиях126
Журавель А.А. Состояние здоровья детей, испытывающих сочетанное влияния малых доз ионизирующего излучения и солей тяжелых металлов131
Коршняк Т.В. Исследование слуховой, зрительной памяти и внимания у студентов при компьютерном тестировании134
Островский В.В., Короза С.А. Роль натрийуретического гормона в патогенезе нарушений водно-электролитного баланса и системной гемодинамики на ранних стадиях артериальной гипертензии138

ЕКОНОМІКА, СОЦІАЛЬНО-ГУМАНІТАРНІ НАУКИ

Жулавский А.Ю. Экономический потенциал территории: теория и практика оценки142
Мельник Л.Г., Боронос В.Н., Сабадаш В.В. Торговые инструменты в механизме экологической организации экономических систем147
Боронос В.Н., Каринцева А.И., Евдокимов А.В. Экономические принципы формирования устойчивого развития во времени151
Белова И.В. К вопросу об оценке экономических последствий радиоактивного загрязнения окружающей среды в результате Чернобыльской катастрофы155
Осадчий Ю.Г., Севрюк С.В. Из истории создания украинских национальных воинских формирований в 1917 году158
Швачко С.О., Кабанова С.В. Логіко-філософське обґрунтування мовних категорій квалітативності та квантитативності160
Ткаченко О.Г. Давньогрецька елегія (Із історії жанру)165
Николенко О.Н., Орлова О.В. Ассоциативный анализ лирики168
Ткаченко О.Г. Елегія "Золотого віку" римської літератури (із історії жанру)173

**ПРИРОДОЗНАВЧИ НАУКИ: МАТЕМАТИКА, ФІЗИКА,
ХІМІЯ, МЕХАНІКА**

УДК 539.3

**ДИФРАКЦІЯ МАГНІТОУПРУГИХ ВОЛН НА ОТВЕРСТІИ
В ПРОВІДЯЩІЙ ПЛАСТИНКЕ**

Фильштинский Л.А. проф., Кравец Е.М. м.н.с.

1. Рассмотрим отнесенную к декартовой системе координат $Ox_1x_2x_3$ бесконечную диа(пара)-магнитную упругую проводящую среду, ослабленную туннельной вдоль координаты x_3 цилиндрической полостью L достаточно произвольного поперечного сечения. Будем считать, что среда находится в статическом постоянном магнитном поле $\vec{H}^0 = (0; H_0; 0)$, на полости отверстия задан вектор напряжения $\vec{X}(x_1; x_2; t)$, из бесконечности возможно излучение плоской монохроматической волны смещения (рис.1). В этих условиях влияние индукционных токов приводит к появлению дополнительного тензора максвелловских напряжений. В полную систему уравнений магнитоупругости входят [1-4] уравнения движения:

$$\partial_j \sigma_{ij} + \rho_e E_i + (\vec{j} \times \vec{B})_i = \rho \partial^2 u_i / \partial t^2 \quad (i, j = 1, 2, 3); \quad (1)$$

уравнения Максвелла;

$$\text{rot } \vec{E} + \partial \vec{B} / \partial t = 0, \quad \text{rot } \vec{H} - \partial \vec{D} / \partial t = \vec{j}, \quad (2)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho, \quad \text{div } \vec{B} = 0;$$

материальные уравнения:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} + \alpha (\vec{V} \times \vec{H}), \quad \vec{B} = \mu \vec{H} - \alpha (\vec{V} \times \vec{E}),$$

$$\vec{j} = \rho_e \vec{V} + \sigma (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}), \quad \alpha = \epsilon \mu_e - \epsilon_0 \mu_0, \quad (3)$$

$$\sigma_{ij} = 2\mu \epsilon_{ij} + \lambda \delta_{ij} \epsilon_{kk}, \quad \epsilon_{ij} = (\partial_i u_j + \partial_j u_i) / 2,$$

$$\partial_j = \partial / \partial x_j, \quad \vec{V} = \partial \vec{u} / \partial t \quad (i, j, k = 1, 2, 3)$$

Граничные условия на поверхности раздела двух сред имеют вид:

$$[\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}]_n = 0, \quad [\vec{H} \cdot \vec{V} \times \vec{D}]_n = 0, \quad [\vec{B}]_n = 0,$$

$$[\vec{D}]_n = 0, \quad [\sigma (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) + \rho_e \vec{V}]_n = 0, \quad (4)$$

$$[\sigma_{ij} + t_{ij}]_n = X_n \quad (i, j, k = 1, 2, 3),$$

$$t_{ij} = E_i D_j + H_i B_j - \delta_{ij} (E_k D_k + V_k H_k) / 2.$$

Здесь \vec{E}, \vec{D} и \vec{H}, \vec{B} - напряженности и индукции электрического и магнитного полей соответственно; ϵ, ϵ_0 и μ, μ_0 - электрическая и магнитная проницаемости вещества и вакуума; ρ_e - пространственная плотность электрического заряда; \vec{j} - плотность тока; ρ - плотность вещества; u, σ_{ij} - механические перемещения и напряжения; X_n - компоненты внешней

поверхностной нагрузки; μ, λ - постоянные Ламе; δ_{ij} - символ Кронекера; символ [*] - обозначает скачок соответствующей величины на линии раздела сред.

При механическом возбуждении тела, находящегося в магнитном поле, возникает электромагнитное поле, описываемое малыми возмущениями $\vec{e} = (e_1; e_2; e_3)$ и $\vec{h} = (h_1; h_2; h_3)$. Будем в дальнейшем полагать его квазистатическим, т.е. $\vec{D} = 0$ и $\partial \vec{D} / \partial t = 0$.

Считая $\vec{H} = \vec{H}^0 + \vec{h}$, $\vec{E} = \vec{e}$, запишем линеаризованный вариант системы (1)-(4) в виде

$$\mu \nabla^2 \vec{u} + (\lambda + \mu) \text{grad div } \vec{u} + \mu_e (\vec{j} \times \vec{H}^0) = \rho \partial^2 \vec{u} / \partial t^2,$$

$$\text{rot } \vec{h} = \vec{j}, \text{ rot } \vec{e} = -\mu_e \partial \vec{h} / \partial t, \text{ div } \vec{h} = 0, \vec{b} = \mu_e \vec{h},$$

$$\vec{j} = \sigma (\vec{e} + \mu_e \vec{V} \times \vec{H}^0), [\vec{e} + \mu_e \vec{V} \times \vec{H}^0]_n = 0, [h_i] = 0,$$

$$[\sigma (\vec{e} + \mu_e \vec{V} \times \vec{H}^0)]_n = 0, [\mu_e \vec{h}]_n = 0,$$

$$[\sigma_{ij} + \mu_e (H_i^0 h_j + H_j^0 h_i - \delta_{ij} H_k^0 h_k)] n_j = X_n$$

Для некоторых материалов (медь, алюминий и др.) можно считать среду идеально проводящей ($\sigma \rightarrow \infty$). Тогда получаем следующую граничную задачу магнитоупругости:

$$\mu \nabla^2 \vec{u} + (\lambda + \mu) \text{grad div } \vec{u} + \mu_e \text{rot } \vec{h} \times \vec{H}^0 = \rho \partial^2 \vec{u} / \partial t^2,$$

$$\vec{h} = \text{rot } (\vec{u} \times \vec{H}^0), \vec{e} = -\mu_e (\vec{V} \times \vec{H}^0), [h_i] = 0, \quad (5)$$

$$[\mu_e \vec{h}]_n = 0, [\sigma_{ij} + \mu_e (H_i^0 h_j + H_j^0 h_i - \delta_{ij} H_k^0 h_k)] n_j = X_n$$

Для рассматриваемого случая статическое поле описывается следующей системой уравнений:

$$\mu \nabla^2 u_i + (\lambda + \mu) \partial_i \theta = 0, \theta = \partial_1 u_1 + \partial_2 u_2,$$

$$\mu \nabla^2 u_3 = 0, \nabla^2 = \partial_1^2 + \partial_2^2 \quad (i = 1, 2);$$

и граничных условий:

$$\sigma_{11} \cos \psi + \sigma_{12} \sin \psi = X_{1n} + (\kappa \mu_e / 2) H_0^2 (1 + \kappa \sin^2 \psi) \cos \psi,$$

$$\sigma_{21} \cos \psi + \sigma_{22} \sin \psi = X_{2n} + (\kappa \mu_e / 2) H_0^2 (1 + \kappa \sin^2 \psi) \sin \psi$$

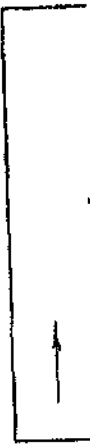
$$\sigma_{31} \cos \psi + \sigma_{32} \sin \psi = X_{3n}, \quad \kappa = \mu_e / \mu_0 - 1,$$

$$H_1^* = \kappa H_0 \sin 2\psi / 2, \quad H_2^* = H_0 (1 + \kappa \sin^2 \psi),$$

Здесь ψ - угол между положительной нормалью к контуру L и осью Ox_1 (рис.1); величины со звездочкой относятся к полости отверстия.

Т.о., статическое поле определяется обычными статическими уравнениями теории упругости, причем двумерные задачи разделяются на задачи о плоской и антиплоской деформациях. Для указанных выше материалов $\mu_e \approx \mu_0$ и $\kappa \approx 0$. В этом случае предварительное статическое магнитное поле не влияет на напряженное состояние тела.

Переходим к определению поля возмущений. Для состояния антиплоской деформации эта задача рассмотрена в [5].



Для плоской дефо уравнения движения

$$(1 + \delta) \nabla^2 u_1 + \sigma_e \partial_2 \theta$$

$$\nabla^2 u_2 + \sigma_e \partial_2 \theta = -\frac{1}{c^2}$$

компоненты электроп

$$h_1 = H_0 \partial_2 u_1, \quad h_2$$

$$e_1 = e_2 = 0, \quad e_3$$

граничные условия н

$$\sigma_{11} \cos \psi + \sigma_{12} \sin \psi$$

$$\sigma_{21} \cos \psi + \sigma_{22} \sin \psi$$

$$h_1^* = h_1, \quad h_2^* = h_2$$

В качестве механ

контуре отверстия по

из бесконечности во.

$$U_n^0 = \lambda_{mn} W_n \quad (m,$$

где U_n^0 - амплитуда п

$$W_n = \exp(i\gamma_n x)$$

Механическое по

отраженной волны:

$$U_m^*(x_1, x_2) = \sum_{n=1}^2$$

где $\omega_n(\zeta)$ - неизвестн

системы (6); ds - эле

часовой стрелки.

Для $U_m^{(n)}$ используем

$$U_m^{(n)} = -\frac{K_n K_\sigma}{2\pi^2 \mu}$$

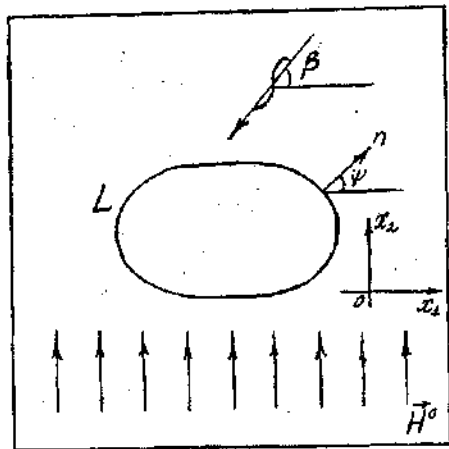


Рис.1

Для плоской деформации получаем следующие соотношения: уравнения движения:

$$(1+\delta)\nabla^2 u_1 + \sigma_2 \partial_1 \theta = \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2}, \quad c_2 = \sqrt{\mu/\rho}, \quad \sigma_2 = (\mu + \lambda)/\mu,$$

$$\nabla^2 u_2 + \sigma_1 \partial_2 \theta = -\frac{i \partial^2 u_2}{c_2^2 \partial t^2}, \quad \delta = \mu_0 H_0^2 / \mu; \quad (6)$$

компоненты электромагнитного поля

$$h_1 = H_0 \partial_2 u_1, \quad h_2 = -H_0 \partial_1 u_1, \quad h_3 = 0,$$

$$e_1 = e_2 = 0, \quad e_3 = -\mu_0 H_0 \partial u_1 / \partial t; \quad (7)$$

граничные условия на L:

$$\sigma_{11} \cos \psi + \sigma_{12} \sin \psi = X_{1n},$$

$$\sigma_{21} \cos \psi + \sigma_{22} \sin \psi = X_{2n},$$

$$h_1^* = h_1, \quad h_2^* = h_2. \quad (8)$$

В качестве механического возбуждения рассмотрим действующее на контуре отверстия нормальное давление $N = \text{Re}\{N_* \exp(-i\omega t)\}$ либо падающую из бесконечности волну смещения (расширения или сдвига)

$$U_m^0 = \lambda_{mn} W_n \quad (m, n = 1, 2), \quad (9)$$

где U_m^0 - амплитуда перемещения вдоль соответствующей оси;

$$W_n = \exp(i\gamma^{(n)} (x_1 \cos \beta + x_2 \sin \beta))$$

Механическое поле складывается из полей падающей волны (9) и отраженной волны:

$$U_m^*(x_1, x_2) = \sum_{n=1}^2 \int_L \omega_n(\zeta) U_m^{(n)}(r, \beta) ds \quad (m, n = 1, 2),$$

где $\omega_n(\zeta)$ - неизвестная плотность; $U_m^{(n)}$ - компоненты матрицы Грина для системы (6); ds - элемент дуги контура L; интегрирование ведется против часовой стрелки.

Для $U_m^{(n)}$ используем следующее интегральное представление:

$$U_m^{(n)} = -\frac{K_s K_\sigma}{2\pi^2 \mu} \sum_{p=1}^2 \int_L B_{p,m}^{(n)}(\varphi) \Phi(\theta_p) d\varphi,$$

где

$$B_{p,n}^{(n)} = \frac{A_p^{(n)}(\varphi)}{1 - \varepsilon^2 \cos^2 \varphi}, \quad B_{p,j}^{(2)} = B_{p,2}^{(1)} = \frac{A_p(\varphi)}{1 - \varepsilon^2 \cos^2 \varphi}, \quad K_\sigma = \frac{1}{1 + \sigma_+}$$

$$A_p^{(n)}(\varphi) = \frac{(-1)^p \{ \rho_p^2(\varphi) (a_n \cos^2 \varphi + b_n \sin^2 \varphi) - 1 \}}{\rho_2^2(\varphi) - \rho_1^2(\varphi)}$$

$$A_p(\varphi) = \frac{(-1)^p \rho_p^2(\varphi) \sigma_+ \sin \varphi \cos \varphi}{\rho_1^2(\varphi) - \rho_2^2(\varphi)}$$

$$a_1 = 1, \quad b_1 = 1 + \sigma_+, \quad a_2 = 1 + \delta + \sigma_+, \quad b_2 = 1 + \delta, \quad K_\delta = 1/(1 + \delta), \quad \varepsilon^2 = \sigma_+ \delta K_\sigma K_\delta$$

$$\rho_1^2(\varphi) = \frac{K_\sigma + K_\delta - \sqrt{d(\varphi)}}{2(1 - \varepsilon^2 \cos^2 \varphi)}, \quad \rho_2^2(\varphi) = \frac{K_\sigma + K_\delta + \sqrt{d(\varphi)}}{2(1 - \varepsilon^2 \cos^2 \varphi)}$$

$$d(\varphi) = (K_\sigma - K_\delta)^2 + 4\varepsilon^2 K_\sigma K_\delta \cos^2 \varphi$$

$$\Phi(\theta_p) = \cos \theta_p \operatorname{Ci} \theta_p + \sin \theta_p \operatorname{si} \theta_p + \frac{\pi i}{2} e^{i\theta_p}, \quad \theta_p = r \gamma_2 \rho_p(\varphi) |\cos(\alpha - \varphi)|$$

$$\gamma_2 = \omega / c_2, \quad \alpha = \arg(\zeta - z), \quad r = |\zeta - z|, \quad \zeta \in L, \quad z \notin L$$

Тогда для поля рассеянной волны получаем следующие выражения комбинаций амплитуд напряжений:

$$S_{11}^* + S_{22}^* = \frac{\sigma_+}{\pi} \int_L \omega_m(\zeta) g_n(\zeta, z) ds + \frac{\sigma_+ K_\sigma K_\delta \gamma_2}{\pi^2} \int_L \omega_n(\zeta) G_n^*(\zeta, z) ds$$

$$S_{22}^* - S_{11}^* \pm 2i S_{12}^* = \frac{1}{\pi} \int_L \omega_m(\zeta) k_m^\pm(\zeta, z) ds - \frac{K_\sigma K_\delta}{\pi^2} \gamma_2 \int_L \omega_n(\zeta) K_n^\pm(\zeta, z) ds \quad (10)$$

$$S_{ij} = \sigma_{ij} + t_{ij}$$

$$\text{где } g_1(\zeta, z) = \frac{K_\sigma K_\delta \cos \alpha_1}{1 - \varepsilon^2 r_1}, \quad g_2(\zeta, z) = \frac{K_\sigma}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} \frac{\sin \alpha_1}{r_1}$$

$$k_1^\pm(\zeta, z) = -\frac{2e^{\pm i\alpha}}{\delta r} + \left(\frac{2}{\delta} - \frac{K_\sigma K_\delta}{1 - \varepsilon^2} \right) \frac{\cos \alpha_1}{r_1} \mp \frac{i K_\sigma K_\delta}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} \left(\frac{2\sigma_+}{\varepsilon^2} - \frac{1}{K_\sigma} \right) \frac{\sin \alpha_1}{r_1}$$

$$k_2^\pm(\zeta, z) = \mp \frac{2i e^{\pm i\alpha}}{\delta r} \pm \frac{i(2 + \delta) \cos \alpha_1}{\delta r_1} + \frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} \left(\frac{2}{\delta} + K_\sigma \right) \frac{\sin \alpha_1}{r_1}$$

$$G_n^*(\zeta, z) = \int_0^\pi B_{p,m}^{(n)}(\varphi) \Psi_*(\theta_p) \rho_p(\varphi) n_m \operatorname{sgn}[\cos(\alpha - \varphi)] d\varphi, \quad \alpha_1 = \arg(\zeta_1 - z_1)$$

$$K_n^\pm(\zeta, z) = b_m^\pm \int_0^\pi \dots$$

$$\zeta_1 \in L, \quad z_1 \notin L$$

$$\Psi_*(\theta_p) = \cos \theta_p$$

Граничные условия $(i, j = 1, 2)$ в комп.

$$S_{11} + S_{22} = e^{2i\psi}$$

где N и T - соответствующие, приложенные

Подставляя предположения, получаем систему уравнений второго рода относительно

$$a_m^\pm(\psi_0) \omega_m(\zeta_0) +$$

Здесь

$$a_1^\pm(\psi_0) = -\frac{e^{\pm i\psi_0}}{1 - \varepsilon^2}$$

$$D_n^\pm(\zeta, \zeta_0) = \mathcal{L}_n^\pm(\zeta, \zeta_0)$$

$$\mathcal{L}_n^\pm(\zeta, \zeta_0) = \sigma_+ g_n(\zeta, \zeta_0)$$

$$\theta_n^\pm(\zeta, \zeta_0) = \sigma_+ G_n^\pm(\zeta, \zeta_0)$$

$$F^\pm(\zeta_0) = 2(N_1 \mp T_1)$$

Система (12) при помощи уравнений при помощи

В качестве примера для упругой проводимости $x_2 = r_1 \sin \psi$ ($0 \leq \psi \leq \pi$) постоянного магнитного поля

На рис. 2, 3 приведены напряжения $K = \dots$ механического возбуждения

На рис. 2 приведены отверстия пульсировавшие линии соответствующих $3\pi/2$. Кривые 1, 2 соответственно; $v = \dots$

$$K_n^{\pm}(\zeta, z) = b_n^{\pm} \int_0^{\pi} B_{p,n}^{(a)} \Psi_{*}(\theta_p) \rho_p(\varphi) e^{i\varphi} \operatorname{sgn}[\cos(\alpha - \varphi)] d\varphi, \quad r_1 = |\zeta_1 - z_1|,$$

$$\zeta_i \in L, \quad z_1 \in L, \quad b_1^{\pm} = 1, \quad b_2^{\pm} = \mp i$$

$$\Psi_{*}(\theta_p) = \cos \theta_p \operatorname{si} \theta_p - \sin \theta_p \operatorname{Ci} \theta_p - \frac{\pi}{2} e^{\theta_p}$$

Граничные условия для суммарных напряжений $S_{ij} = S_{ij}^0 + S_{ij}^*$ ($i, j = 1, 2$) в комплексной форме имеют вид

$$S_{11} + S_{22} - e^{i2\psi} (S_{22} - S_{11} \pm 2iS_{12}) = 2(N \mp iT), \quad (11)$$

где N и T - соответственно нормальная и тангенциальная нагрузки, приложенные к контуру отверстия.

Подставляя предельные значения интегралов, фигурирующих в (10), получаем систему двух сингулярных интегральных уравнений второго рода относительно плотностей $\omega_n(\zeta)$ ($n = 1, 2$):

$$a_m^{\pm}(\psi_0) \omega_m(\zeta_0) + \frac{1}{\pi} \int_L \omega_n(\zeta) D_n^{\pm}(\zeta, \zeta_0) ds = F^{\pm}(\zeta_0) \quad (12)$$

Здесь

$$a_1^{\pm}(\psi_0) = -\frac{e^{\pm i\psi_0} K_{\delta}}{1 - \varepsilon^2 \cos^2 \psi_0}, \quad a_2^{\pm}(\psi_0) = \frac{\pm i(1 - \varepsilon^2) \cos \psi_0 - \sin \psi_0}{1 - \varepsilon^2 \cos^2 \psi_0},$$

$$D_n^{\pm}(\zeta, \zeta_0) = A_n^{\pm}(\zeta, \zeta_0) + \frac{K_{\sigma} K_{\gamma}}{\pi} \gamma_2 \theta_n^{\pm}(\zeta, \zeta_0),$$

$$A_n^{\pm}(\zeta, \zeta_0) = \sigma_n g_n(\zeta, \zeta_0) - e^{\pm 2i\psi_0} k_n(\zeta, \zeta_0),$$

$$\theta_n^{\pm}(\zeta, \zeta_0) = \sigma_n G_n(\zeta, \zeta_0) + e^{\pm 2i\psi_0} K_n^{\pm}(\zeta, \zeta_0),$$

$$F^{\pm}(\zeta_0) = 2(N \mp iT) - 2i\mu \sum_{m=1}^2 \sum_{n=1}^2 \lambda_{mn} \gamma^{(n)} W_n^0 \{ \sigma_n n_m^{\pm} + b_m^{\pm} e^{\pm i(2\psi_0 - \theta)} \}, \quad \gamma^{(n)} = \gamma_2 \rho_1(\beta)$$

Система (12) приближенно сводится к системе линейных алгебраических уравнений при помощи метода механических квадратур [6].

В качестве примера рассмотрим стационарную динамическую задачу для упругой проводящей пластинки с круговым отверстием $x_1 = r_1 \cos \psi$, $x_2 = r_1 \sin \psi$ ($0 \leq \psi \leq 2\pi$), находящейся под действием статического постоянного магнитного поля $\vec{H}^0 = (0; H_0; 0)$.

На рис. 2, 3 приведены графики модуля относительного тангенциального напряжения $K = |S_{\psi\psi} / S|$ на контуре отверстия для двух случаев механического возбуждения.

На рис. 2 приведены результаты, отвечающие действию на контуре отверстия пульсирующего нормального давления ($S = N_{\perp}$). Сплошные линии соответствуют точкам $\psi = 0; \pi$; штриховая - точкам $\psi = \pi/2, 3\pi/2$. Кривые 1, 2, 3 построены для значений параметра $\delta = 0; 0,5; 1$ соответственно; $\nu = 0,3$.

Одновороц Л.В. ст.
Проценко И.Е. проф.

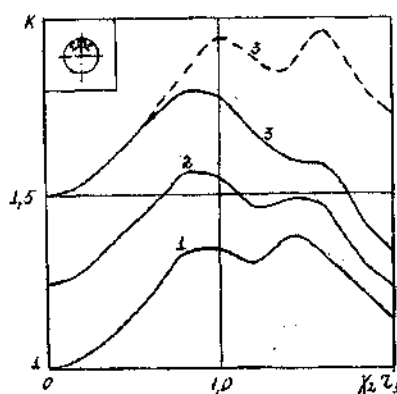


Рис. 2

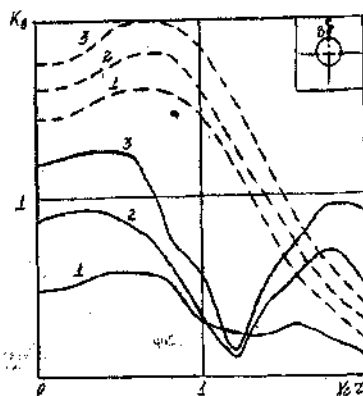


Рис. 3

На рис. 3 представлены результаты расчетов величины K в точке $\psi = \pi/2$ для случая, когда из бесконечности вдоль оси Ox_2 падает продольная волна $U_2^0 = U_0 \exp(i\gamma_1 x_2)$, $\gamma_1 = \gamma_2 \sqrt{K_0}$ ($S = -i \exp(-i\gamma_1 x_2) \sqrt{K_0}$). Сплошные линии соответствуют $\nu = 0,15$; штриховые — $\nu = 0,45$. Кривые 1, 2, 3 построены в том же соответствии.

Подобные задачи при отсутствии внешнего магнитного поля рассмотрены в [7,8].

SUMMARY

The problem about diffraction of magnetoelastic waves by a hole of arbitrary configuration in a conduct plate in the presence of a strong magnetic field are studied. The integral presentations of solutions are received and the problem are led to the system of singular integral equations. The results of calculations for circular hole are given.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shindo Y. Diffraction of antiplane shear waves by a finite crack in the presence of the magnetic field // *Z. angew. Math. und Mech.* - 1976. - V.56, N1.
2. Новацкий В. Электромагнитные эффекты в твердых телах. - М.: Мир, 1986. - 160 с.
3. Партов В.З., Кудрявцев Б.А. Электромагнитоупругость пьезокерамических и электропроводных сред. - М.: Наука, 1988. - 472 с.
4. Фильштинский Л.А., Фильштинский В.А. Упругость и оптимизация полей в телах с дефектами. Часть 1. Основные модели линейной упругости. - Сумы: Сумский сельскохозяйственный институт, 1991. - 151 с.
5. Фильштинский Л.А., Фоменко Л.И. Динамическая напряженность проводящего подпространства с отверстием в сильном магнитном поле // *Прикладная механика и техническая физика.* - 1991. - N6. - С.16-20.
6. Erdogan F., Gupta G.D. On the numerical solution of singular integral equations // *Quart. Appl. Math.* - 1972. - V.29, N4. - P.525-534.
7. Гузь А.Н., Кубенко В.Д., Черевко М.А. Дифракция упругих волн. - Киев: Наук.думка, 1978. - 307 с.
8. Фильштинский Л.А. Дифракция упругих волн на трещинах, отверстиях, включениях в изотропной среде // *Изв. АН СССР. Механика твердого тела.* - 1991. - N4. - С. 119-127.

Поступила в редколлегию 21 декабря 1995 г.

Создание элемент
и др. устройств на
полупроводников ст
свойств и процессов
отдельными слоя
практического прим
факт, что в них н
внутренние размер
образцах.

Данная работа
некоторых размерно
хрома, кобальта,
германиевым покры

Получение и исс.
при давлении газон
удельного сопротивл
качестве подложек
вплавленными мо
тензоэффекта - п
температурных эфф
К/с от комнатной т
"нагрев ↔ охлажд
способами: методом
растяжения (боль
деформации на изг
деформации на раст
растяжению жестко
нанесенной пленко
деформации в прод
 $\epsilon_1 = \Delta l/l_n$, где l_n и
соответственно. Су
измерялась с помощ
толщинах $d > 40$ нм

1. ЗАЛЮЧ

Многочисленные
что удельное сопро

Работа докладыва
физика электрон
рекомендована оргк