

РАДИОФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА И ПЛАЗМЫ

УДК 537.86:539.2

РЭЛЕЕВСКИЕ ВОЛНЫ В ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Ю. О. Аверков¹, Ф. Г. Басс², В. М. Яковенко¹

¹*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: yuaver@online.kharkiv.com*

²*Бар-Иланский университет, Рамат-Ган, 52900, Израиль
E-mail: bassfr@mail.biu.ac.il*

Исследовано резонансное взаимодействие рэлеевской волны и поверхностного геликона, распространяющихся вдоль границы раздела вакуум - твердое тело в сильном магнитном поле. Полученные результаты дают возможность возбуждать поверхностный звук с помощью магнитного диполя, расположенного вблизи поверхности проводника. Найдено выражение для декремента бесстолкновительного затухания рэлеевской волны вследствие ее взаимодействия с объемными геликонами. Показано, что при низких температурах такое затухание будет преобладать над столкновительным затуханием. Ил. 1. Библиогр.: 11 назв.

Ключевые слова: волны Рэлея, объемный геликон, поверхностный геликон, бесстолкновительное затухание, связанные волны.

Известно, что в проводящих твердых телах в сильном магнитном поле существуют слабо затухающие спиральные электромагнитные волны (геликоны) [1]. На возможность распространения низкочастотных электромагнитных возбуждений в металле при наличии сильного постоянного магнитного поля впервые было указано в работах [2, 3]. В этих работах исследовалось распространение электромагнитной волны вдоль постоянного магнитного поля, направленного по нормали к поверхности кристалла. Было показано, что в области сильных магнитных полей, где электронная циклотронная частота значительно превышает частоту электромагнитной волны и частоту релаксации импульса электронов, в металле может распространяться слабо затухающая спиральная электромагнитная волна. Низкочастотные спиральные волны в проводящей гиротропной анизотропной среде без учета пространственной дисперсии подробно исследованы в работе [4]. Если гиротропия преобладает над анизотропией, т. е. диагональные компоненты тензора удельных сопротивлений меньше недиагональных, то, как было установлено в [4], в среде распространяются слабо затухающие эллиптически поляризованные волны. Если волновой вектор электромагнитной волны и постоянное магнитное поле направлены под углом друг к другу или если их направление не совпадает с осью симметрии кристалла, то становится существенной пространственная дисперсия и возникает затухание Ландау [5]. Возможность взаимной трансформации слабо затухающих электромагнитных и звуковых волн в метал-

лах вследствие их резонансного взаимодействия впервые была изучена в работе [6]. Было обнаружено, что связь звуковой волны и геликона, обусловленная индукционным взаимодействием электронов с решеткой, вблизи резонанса становится настолько сильной, что обе волны имеют равные декременты затухания и одинаковую поляризацию. Возможность существования поверхностных слабозатухающих спиральных волн (поверхностных геликонов) на границе двух полупроводников в сильном магнитном поле была впервые показана в работе [7]. В работах [8, 9] были изучены вопросы усиления поверхностных геликонов квазинейтральным пучком заряженных частиц и их возбуждение поперечной звуковой волной, падающей на границу раздела сред вакуум - полупроводник. Нами исследованы магнитоакустические явления, связанные с взаимодействием волны Рэлея с объемными и поверхностными геликонами.

Показано, что бесстолкновительное затухание рэлеевской волны за счет ее взаимодействия с объемными геликонами может оказаться более сильным эффектом по сравнению со столкновительным затуханием.

1. Взаимодействие рэлеевской волны с объемными геликонами. Пусть ось (Oy) направлена по нормали к границе раздела сред вакуум $(y < 0)$ - проводящее твердое тело $(y > 0)$.

Проводящую среду будем считать немагнитной. Ось (Oz) направлена вдоль постоянного

магнитного поля \vec{H}_0 . В области низких частот и сильного магнитного поля

$$\omega, \nu \ll \Omega, \quad (1)$$

где Ω - электронная циклотронная частота; ν - частота релаксации импульса электронов; ω - частота электромагнитной волны в исходной системе уравнений, состоящей из уравнений Максвелла, уравнений движения электронов проводимости и ионов решетки. Можно пренебречь инерцией электронов и диссипативными членами:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{4\pi n_0 e}{c} \left(\vec{v} - \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \right); \quad (3)$$

$$\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}, \vec{H}_0] = 0; \quad (4)$$

$$M \left[\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} - s_l^2 \Delta \vec{u} - s_l^2 - s_t^2 \text{grad div } \vec{u} \right] =$$

$$-e \vec{E} - \frac{e}{c} \left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t}, \vec{H}_0 \right], \quad (5)$$

где M - масса иона решетки с зарядом $-e$; c - скорость света в вакууме; n_0 - равновесная концентрация электронов; s_l - скорость продольного звука; s_t - скорость поперечного звука; \vec{u} - смещение атомов решетки; \vec{v} - скорость электронов. Вследствие индукционной связи электронов проводимости с решеткой электромагнитные поля в системе уравнений (2)-(5) представляют собой суперпозицию полей геликона и полей, связанных с поперечными и продольными звуковыми волнами. Аналогичным образом, смещения ионов решетки представляют собой суперпозицию смещений под действием поперечных и продольных звуковых волн, а также вынужденных смещений под действием электромагнитного поля геликона. Поперечные звуковые волны имеют следующие две поляризации: поляризация $t1$ $u_x = 0, u_y \neq 0, u_z \neq 0$ и поляризация $t2$ $u_x \neq 0, u_y \neq 0, u_z = 0$. Заметим, что для поперечных \vec{u}^t и продольных \vec{u}^l звуковых волн выполняются следующие соотношения:

$$\text{div } \vec{u}^t = 0; \quad \vec{u}^l = -\nabla \Phi \vec{r}, t. \quad (6)$$

Воспользовавшись свойствами (6), из системы уравнений (2)-(5) находим магнитные поля, связанные с поперечными и продольными звуковыми волнами. Здесь необходимо отметить, что индукционное взаимодействие электронов с решеткой приводит к перепутыванию различных нор-

мальных колебаний друг с другом. Поэтому, как было отмечено в [6], при распространении в металле одной из волн будут возникать все остальные. Это означает, что при распространении поперечной звуковой волны должны возникать связанные с ней электромагнитные возмущения. Для поперечных волн \vec{u}^t получаем следующие решения для магнитных полей:

$$H_x^{t1} = -\frac{4\pi n_0 |e| \omega}{c \Delta_{u0}^t} k_z k_t^2 - k_x^2 u_y^{t1}; \quad (7)$$

$$H_y^{t1} = \frac{4\pi n_0 |e| \omega}{c \Delta_{u0}^t} k_z \left(k_x k_{yt} - i \frac{4\pi \omega \sigma_{xy}}{c^2} \right) u_y^{t1}; \quad (8)$$

$$H_z^{t1} = \frac{4\pi n_0 |e| \omega}{c \Delta_{u0}^t} \left(k_x k_z^2 + i \frac{4\pi \omega \sigma_{xy}}{c^2} k_{yt} \right) u_y^{t1}, \quad (9)$$

где $\sigma_{xy} = |e| n_0 c / H_0$ - компонента тензора проводимости решетки; $k_t^2 = \omega^2 / s_t^2$; $k_{\square}^2 = k_x^2 + k_y^2$;

$$\Delta_{u0}^t = k_t^2 k_z^2 - \left(\frac{4\pi \omega \sigma_{xy}}{c^2} \right)^2; \quad k_{yt} = \sqrt{k_t^2 - k_{\square}^2}. \quad (10)$$

Для поперечных волн \vec{u}^{t2} соответствующие магнитные поля имеют вид:

$$H_x^{t2} = -\frac{4\pi n_0 |e| \omega k_z}{c \Delta_{u0}^t k_x} \times$$

$$\times \left(k_x k_z^2 - i \frac{4\pi \omega \sigma_{xy}}{c^2} k_{yt} \right) u_y^{t2}; \quad (12)$$

$$H_y^{t2} = -\frac{4\pi n_0 |e| \omega k_z}{c \Delta_{u0}^t k_x} \times$$

$$\times \left(k_{yt} k_z^2 + i \frac{4\pi \omega \sigma_{xy}}{c^2} k_x \right) u_y^{t2}; \quad (13)$$

$$H_z^{t2} = \frac{4\pi n_0 |e| \omega k_z}{c \Delta_{u0}^t k_x} k_t^2 - k_z^2 u_y^{t2}. \quad (14)$$

Для продольных волн \vec{u}^l имеем

$$H_x^l = i \frac{4\pi n_0 |e| \omega}{c \Delta_{u0}^l} k_z \times$$

$$\times \left(k_{yt} k_t^2 + i \frac{4\pi \omega \sigma_{xy}}{c^2} k_x \right) \Phi; \quad (15)$$

$$H_y^l = -i \frac{4\pi n_0 |e| \omega}{c \Delta_{u0}^l} k_z \times$$

$$\times \left(k_x k_t^2 - i \frac{4\pi \omega \sigma_{xy}}{c^2} k_{yt} \right) \Phi; \quad (16)$$

$$H_z^l = \frac{16\pi^2 n_0 |e| \omega^2}{c^3 \Delta_{u0}^l} k_l^2 - k_z^2 \sigma_{xy} \Phi, \quad (17)$$

где $k_l^2 = \omega^2 / s_l^2$; $k_{yl} = \sqrt{k_l^2 - k_{\square}^2}$;

$$\Delta_{u0}^l = k_l^2 k_z^2 - \left(\frac{4\pi\omega\sigma_{xy}}{c^2} \right)^2. \quad (18)$$

Подставив в правую часть уравнения (5) поля геликона, находим компоненты вектора смещения, описывающего вынужденные колебания ионов решетки в поле геликона \vec{H}^h :

$$u_x^h = \frac{|e|\omega}{Mck_z\gamma_l\gamma_l} \alpha + \chi\beta H_x^h; \quad (19)$$

$$u_y^h = \frac{|e|\omega}{Mck_z\gamma_l\gamma_l} \alpha\chi + \beta H_x^h; \quad (20)$$

$$u_z^h = \frac{|e|\alpha\omega}{Mck_x k_{yh} \gamma_l \gamma_l} k_x \chi + k_{yh} H_x^h, \quad (21)$$

где $k_{yh} = \sqrt{k_h^2 - k_{\square}^2}$; k_h^2 - квадрат полного волнового вектора геликона;

$$\alpha = k_x k_{yh} s_l^2 - s_t^2; \quad (22)$$

$$\beta = \omega^2 - s_l^2 k_h^2 + k_{yh}^2 s_l^2 - s_t^2; \quad (23)$$

$$\gamma_t = \omega^2 - s_t^2 k_h^2; \quad \gamma_l = \omega^2 - s_l^2 k_h^2; \quad (24)$$

$$\chi = k_h^2 - k_x^2 \left(k_x k_{yh} - i \frac{4\pi\omega\sigma_{xy}}{c^2} \right)^{-1}. \quad (25)$$

Дисперсионное уравнение связанной волны геликона и поверхностного звука получаем из граничных условий на поверхности проводящего твердого тела. Эти условия можно разбить на две группы: электродинамические и акустические. Электродинамические граничные условия представляют собой условия непрерывности компонент H_y и H_z полных магнитных полей при $y=0$

$$H_{y \ y=0} = 0, \quad H_{z \ y=0} = 0. \quad (26)$$

Последнее условие связано с пренебрежением поверхностными токами поперек поля \vec{H}_0 вследствие бесконечной проводимости решетки вдоль \vec{H}_0 . Акустические граничные условия получаются из равенства нулю упругого давления на границе $y=0$ и имеют следующий вид:

$$\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} = 0; \quad (27)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} = 0; \quad (28)$$

$$s_l^2 \frac{\partial u_y}{\partial y} + s_l^2 - 2s_t^2 \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = 0, \quad (29)$$

где \vec{u} - полный вектор смещения ионов решетки. Подставив в (26)-(29) полученные выше выражения для магнитных полей и смещений ионов решетки и положив $k_x = 0$, получим дисперсионное уравнение, описывающее связь волны Рэлея с объемными геликонами:

$$\Delta_R = - \frac{\omega^2 H_0^2}{4\pi n_0 M} \frac{k_{yh} - i|k_z|}{s_t^2 s_l^2 k_{yl}^2 - k_{yh}^2 k_{yt}^2 - k_{yh}^2} \frac{1}{\omega^2 - \omega_l^2} \frac{1}{\omega^2 - \omega_t^2} \times$$

$$\times \left[k_{yl} k_{yl} + i|k_z| \omega^2 - \omega_l^2 \Delta_{10} - k_z^2 k_{yt} + i|k_z| \omega^2 - \omega_t^2 \left(\Delta_{20} + \frac{k_{yh} \omega^2 - s_l^2 k_h^2}{k_{yt} k_h^2} \Delta_R \right) \right], \quad (30)$$

где Δ_R - дисперсионное уравнение рэлеевской волны;

$$\Delta_R = 4s_t^2 k_z^2 k_{yl} k_{yt} + s_t^2 k_{yt}^2 - k_z^2; \quad (31)$$

$$\Delta_{10} = s_l^2 s_t^2 k_{yh} k_z^2 - k_{yt}^2 k_{yt}^2 - k_{yt}^2 - k_{yh}^2 - 2s_l^2 s_t^2 k_z^2 k_{yt} \left[k_{yl}^2 - k_{yh}^2 + 2k_{yh}^2 (1 - \delta_s) \right]; \quad (32)$$

$$\Delta_{20} = 2s_l^2 s_t^2 k_{yl} k_{yh} k_{yt}^2 - k_{yh}^2 - s_t^2 s_l^2 k_{yt}^2 - k_z^2 \left[k_{yl}^2 - k_{yh}^2 + 2k_{yh}^2 (1 - \delta_s) \right]; \quad (33)$$

$\delta_s = s_t^2 / s_l^2$. Величины ω_l и ω_t являются дисперсионными соотношениями электромагнитных волн, связанных с продольным и поперечным звуком соответственно:

$$\omega_l^2 = k_l^2 k_z^2 \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma_{xy}} \right)^2; \quad \omega_t^2 = k_t^2 k_z^2 \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma_{xy}} \right)^2. \quad (34)$$

Зависимость величин ω_l и ω_t от магнитного поля является следствием индукционной связи звука с электронной подсистемой. Связь с объемными геликонами в уравнении (30) осуществляется че-

рез волновой вектор k_h , который находится из соответствующего закона дисперсии

$$\omega_h^2 = k_h^2 k_z^2 \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma_{xy}} \right)^2. \quad (35)$$

Из (30)-(34) видно, что при $H_0 = 0$ в рассматриваемой системе остается лишь рэлеевская волна, а связанные с ней электромагнитные возбуждения ω_l , ω_t и объемные геликоны исчезают. Найдем затухание рэлеевской волны вследствие ее взаимодействия с объемными геликонами. Для этого положим

$$\omega = \omega_R + \delta\omega, \quad (36)$$

где $\omega_R = |k_z| s_t \xi$ - решение дисперсионного уравнения $\Delta_R = 0$; ξ - безразмерный параметр, зависящий от соотношения величин скоростей звуковых волн s_t/s_l и изменяющийся в пределах от 0,874 (при $s_t/s_l = 1/\sqrt{2}$) до 0,955 (при $s_t/s_l = 0$) [10]. Будем также полагать, что геликоны распространяются под малыми углами φ к магнитному полю \vec{H}_0

$$\text{tg}^2 \varphi = \frac{k_{yh}^2}{k_z^2} \ll 1. \quad (37)$$

В этом приближении получаем следующее выражение для мнимой части $\text{Im } \delta\omega$ поправки к частоте ω_R :

$$\text{Im } \delta\omega = -\frac{H_0^2}{16\pi n_0 M} \frac{\xi |k_z| \text{tg } \varphi}{s_t \eta_1 \eta_2^2} \times \frac{\eta_1 + \eta_2 \left[\begin{matrix} 1 + \eta_1 & \eta_2 + 2\delta_s - 1 & -1 \end{matrix} \right]}{\xi^2 - 2 + \delta_s \eta_2 / \eta_1 + \eta_1 / \eta_2}, \quad (38)$$

где $\eta_1 = \sqrt{1 - \delta_s \xi^2}$; $\eta_2 = \sqrt{1 - \xi^2}$. Так как объемные геликоны распространяются вглубь среды ($k_{yh} > 0$), то $\text{tg } \varphi = k_{yh} / |k_z| > 0$. Численные оценки показывают, что $\text{Im } \delta\omega < 0$ для двух вышеуказанных предельных значений ξ и δ_s , а величина $|\text{Im } \delta\omega|$ порядка 10^8 c^{-1} при $H_0 \ll 50 \text{ кЭ}$, $n_0 \ll 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $M \ll 10^{-24} \text{ г}$, $\text{tan } \varphi \ll 0.1$. Заметим, что учет столкновительных членов в системе уравнений (2)-(5) приводит к возникновению поправок порядка $O m/M$ (где m - масса электрона) в уравнении движения ионов решетки. Следовательно, декремент столкновительного затухания рэлеевской волны Γ бу-

дет величиной порядка $O \nu m/M$ [11]. В металлах при низких температурах $\nu \ll 10^9 \text{ c}^{-1}$ и для указанных выше параметров среды будет выполняться неравенство $|\text{Im } \delta\omega| \ll \Gamma$. Это означает, что бесстолкновительное затухание рэлеевской волны вследствие ее взаимодействия с объемными геликонами будет основным механизмом затухания.

2. Резонансное взаимодействие рэлеевской волны с поверхностными геликонами. Решение граничных условий (26)-(29) в предположении почти поперечного по отношению к \vec{H}_0 распространения поверхностных волн

$$\frac{\omega^2}{s_t^2}, \frac{\omega^2}{s_l^2} \ll k_x^2 \ll k_z^2 \ll \frac{4\pi\omega\sigma_{xy}}{c^2} \quad (39)$$

приводит к следующему дисперсионному уравнению для связанной поверхностной геликон-рэлеевской волны:

$$\omega - \omega_{sh} \Delta_R = -\frac{2|e|H_0 k_x |k_x| s_t^2}{Mc} \times \left[k_{yt} - i|k_x| \right]^2 \left(1 - \frac{4\pi\omega\sigma_{xy} |k_x|}{c^2 k_z^2} \frac{|k_x|}{k_x} \right) + 2|k_x| |k_x| + i k_{yt} - \frac{\omega^2}{s_t^2}, \quad (40)$$

где ω_{sh} - закон дисперсии поверхностного геликона

$$\omega_{sh} = \frac{cH_0 k_z^2 |k_x|}{2\pi n_0 |e| k_x}; \quad k_{yh} = i|k_x|; \quad (41)$$

$$\Delta_R = 4s_t^2 k_x^2 k_{yt} k_{yt} + s_t^2 k_{yt}^2 - k_x^2. \quad (42)$$

В резонансном случае ($\omega_{res} = \omega_{sh} = \omega_R$) получаем следующие выражения для квадрата поправки к частоте и резонансного значения k_x :

$$\delta\omega^2 = \frac{2\pi n_0 e^2 s_t^2}{Mc^2 \text{tg}^2 \vartheta} \times \frac{2\eta_1 - \eta_2 - 1}{\xi^2 - 2 + \delta_s \eta_2 / \eta_1 + \eta_1 / \eta_2}; \quad (43)$$

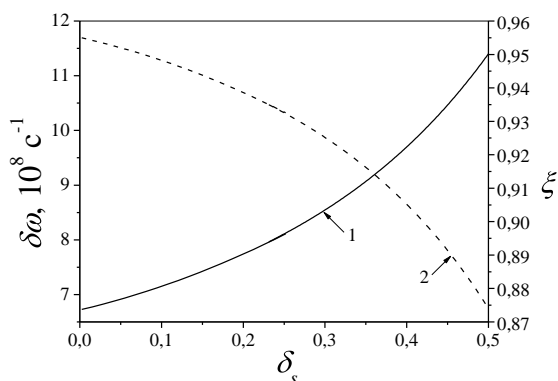
$$k_x^{res} = \frac{2\pi n_0 |e| s_t \xi}{cH_0 \text{tg}^2 \vartheta}, \quad (44)$$

где $\text{tg } \vartheta = k_z / k_x$ - тангенс угла между волновым вектором связанной волны в плоскости xz и положительным направлением оси Ox . Численные оценки показывают, что $\delta\omega^2 > 0$ для двух пре-

дельных значений ξ и δ_s . Если в качестве проводящего твердого тела выбрать металл, то для вышеуказанных параметров магнитного поля и решетки для $\text{tg}^2 \vartheta \approx 0,1$ получим $\delta\omega \approx 10^9 \text{ c}^{-1}$ и $\delta\omega \approx \nu m/M \approx 10^6 \text{ c}^{-1}$. При этом $\omega_{res} \approx 10^{10} \text{ c}^{-1}$ и $\omega_{res} \approx \Omega \approx 10^{12} \text{ c}^{-1}$. Из условия $\omega_{res} \approx \Omega$ находим ограничение снизу на угол ϑ

$$\text{tg}^2 \vartheta \approx \frac{2\pi n_0 m s_i^2 \xi^2}{H_0^2}. \quad (44)$$

Следовательно, взаимная трансформация рэлеевской волны и поверхностного геликона может быть обнаружимым эффектом при низких (гелиевых) температурах. В точке пересечения соответствующих дисперсионных кривых происходит их расщепление на две ветви связанных геликон-рэлеевских колебаний подобно тому, как это происходит при взаимной трансформации объемного звука и объемного геликона [6]. На рисунке приведены зависимости величин $\delta\omega$ и ξ от параметра δ_s для вышеуказанных параметров магнитного поля и решетки.



Зависимости $\delta\omega$ δ_s (кривая 1) и ξ δ_s (кривая 2)

Из рисунка видно, что величина расщепления дисперсионных кривых поверхностного геликона и рэлеевской волны достигает наибольшего значения при $\delta_s = 0,5$. Заметим, что учет поляризации поперечной волны $\vec{u}^{\perp 1}$ с компонентами $u_x = 0, u_y \neq 0, u_z \neq 0$ вместо

$$u_x = 0, u_y = 0, u_z \neq 0, \text{ рассмотренной в работе$$

[9], приводит к более слабой связи рэлеевской волны и поверхностного геликона в резонансе. Это выражается в том, что квадрат поправки к частоте оказывается на порядок меньше по сравнению с аналогичным выражением в [9].

Выводы. Таким образом, в настоящей работе показана возможность бесстолкновитель-

ного затухания рэлеевской волны вследствие ее взаимодействия с объемными геликонами. При низких температурах этот механизм затухания оказывается более эффективным по сравнению со столкновительным затуханием. Получено выражение для поправки к частоте рэлеевской волны в случае ее резонансного взаимодействия с поверхностным геликоном. Это позволяет возбуждать поверхностный звук с помощью магнитного диполя, расположенного вблизи поверхности проводящего твердого тела.

Авторы выражают благодарность С. И. Ханкиной за полезные обсуждения результатов работы.

1. Канер Э. А. Избранные труды. - Киев: Наук. думка, 1989. - 552 с.
2. Константинов О. В., Перель В. И. О возможности прохождения электромагнитных волн через металл в сильном магнитном поле // Журн. эксперим. и техн. физики. - 1960. - 38, вып.1. - С.161-164.
3. Aigrain P. Les "Helicons" dans les semiconducteurs // Proc. Int. Conf. on Semicond. Phys., Prague. - 1960. - P.224-226.
4. Басс Ф. Г., Бланк А. Я., Каганов М. И. Гальваномагнитные явления в переменном электромагнитном поле // Журн. эксперим. и техн. физики. - 1963. - 45, вып.4(10). - С.1081-1086.
5. Канер Э. А., Скобов В. Г. Электромагнитные волны в металлах в магнитном поле // Успехи физ. наук. - 1966. - 89, №3. - С.367-408.
6. Канер Э. А., Скобов В. Г. Теория связанных электромагнитных и звуковых волн в металлах в магнитном поле // Журн. эксперим. и техн. физики. - 1964. - 46, вып.1. - С.273-286.
7. Ханкина С. И., Яковенко В. М. К теории поверхностных волн в твердых телах // Физика твердого тела. - 1967. - 9, вып.2. - С.578-582.
8. Ханкина С. И., Яковенко В. М. О возбуждении поверхностных электромагнитных волн в полупроводниках // Физика твердого тела. - 1967. - 9, вып.10. - С.2943-2947.
9. Ханкина С. И., Яковенко В. М. Взаимодействие упругих волн и поверхностных геликонов в проводящих твердых телах // Изв. вузов. Радиофизика. - 1981. - 24, №11. - С.1403-1407.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VII. Теория упругости. - М.: Наука, 1965. - 204 с.
11. Канер Э. А., Яковенко В. М. Геликондальная неустойчивость в металлах и полупроводниках // Журн. эксперим. и техн. физики. - 1967. - 53, вып.2. - С.712-716.

RAYLEIGH WAVES IN SEMIBOUNDED MAGNETOACTIVE SOLID STATE PLASMA

Yu. O. Averkov, F. G. Bass, V. M. Yakovenko

The resonance interaction of the Rayleigh wave and a surface helicon, which propagate along an interface plane of a vacuum - solid-state plasma in the presence of high magnetic field, is investigated. The obtained results give the possibility of excitation of a surface sound with the aid of a magnetic dipole that is placed near the interface. The expression for the decrement of the collisionless relaxation of the Rayleigh wave into bulk helicons is derived. It has been shown that at low temperature this relaxation mechanism dominates over usual collision relaxation of a surface sound.

Keywords: Rayleigh waves, bulk helicon, surface helicon, collisionless relaxation, bound waves

РЕЛСЕВСЬКІ ХВИЛІ В НАПВОБМЕЖЕНІЙ
МАГНІТОАКТИВНІЙ ПЛАЗМІ
ТВЕРДОГО ТІЛА

Ю. О. Аверков, Ф. Г. Басс, В. М. Яковенко

Досліджено резонансну взаємодію релсєвської хвилі і поверхневого гелікона, що поширюються уздовж границі розділу вакуум - тверде тіло в сильному магнітному

полі. Отримані результати дають можливість збуджувати поверхневий звук за допомогою магнітного диполя, розташованого поблизу поверхні провідника. Знайдено вираження для декремента беззіштовхувального загасання релсєвської хвилі внаслідок її взаємодії з об'ємними геліконами. Показано, що при низьких температурах таке загасання буде переважати над зіштовхувальним загасанням.

Ключові слова: хвилі Релєя, об'ємний гелікон, поверхневий гелікон, беззіштовхувальне загасання, зв'язані хвилі.

Рукопись поступила 1 июня 2007 г.