Литература

[1] Pockrand I. – J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, v. 9, N 17, p. 2423–2432.
[2] Maystre D., Petit R. – Opt. Commun., 1976, v. 17, N 2, p. 196–200.
[3] Гандельман Г.М., Кондратенко П.С. – Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 5, с. 246–248.
[4] Ursu I., Mihailescu I.N., Prokhorov A.M., Tokarev V.N., Konov V.I. – J. Appl. Phys., 1987, v. 61, N 7, p. 2445–2457.

Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений (ВНИИОФИ)

Поступило в Редакцию 5 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 15 12 августа 1988 г.

СДВИГОВЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В УПРУГИХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю.А. Косевич, Е.С. Сыркин

Наряду с поверхностными волнами Рэлея большой интерес для приложений представляют упругие поперечные волны со смещением, параллельным свободной поверхности твердого тела. Известно [1], что такие волны „неустойчивы" в том смысле, что даже небольшие изменения граничных условий или свойств среды могут превратить их в сдвиговые поверхностные волны. Среди сдвиговых поверхностных волн, нашедших широкое практическое применение и обладающих рядом любопытных особенностей, можно выделить чисто упругие волны Лява [2], электрозвуковые волны Гуляева–Блюстейна в пьезокристаллах [3, 4], магнитозвуковые в ферромагнетиках [5] и антиферромагнетиках [6, 7], а также упругие волны в полупространстве со свободной границей гребенчатого профиля [8] и на границе упругого тела с вязкой жидкостью (газом) [9].

В настоящей работе проанализированы сдвиговые поверхностные волны в твердотельных системах с трехмерной (металлы)[1] или двумерной (гетероструктуры) проводимостью, помещенных во внешнее магнитное поле. Рассмотрены проводящие системы с конечным

[1] В [1] аналогичная задача рассматривалась с некорректными граничными условиями, соответствующими отсутствию магнитного поля вне металла.

удельным сопротивлением – холловским и диссипативным. На соотношение между этими сопротивлениями, как известно, влияют величина (и направление) внешнего магнитного поля.

В локальном гидродинамическом режиме уравнения теории упругости и электродинамики сплошных сред для немагнитоупорядоченных трехмерных металлов в магнитном поле имеют вид:

$$\rho \ddot{U}_i = \partial \sigma_{ik}^{(e)}/\partial x_k + \frac{1}{c}\left[\vec{j}, \vec{H}_0\right]_i, \quad rot\,\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j},$$
$$\vec{E} = \lambda_H\left[\vec{j}, \vec{H}_0\right] + \lambda_D \vec{j} - \frac{1}{c}\left[\dot{\vec{U}}, \vec{H}_0\right], \quad rot\,\vec{E} = -\frac{1}{c}\,\partial \vec{H}/\partial t, \tag{1}$$

где $\sigma_{ik}^{(e)} = C_{ikem} U_{em}$, U_i – тензор упругих напряжений и вектор упругого смещения, $\vec{n}_0 = \vec{H}_0/H_0$, $\vec{j}$, ρ – плотность тока и вещества, λ_H и λ_D – холловское и диссипативное удельные сопротивления, C_{iklm} – тензор упругих модулей. Граничные условия к уравнениям (1) на поверхности раздела металл–вакуум сводятся к следующим:

$$\sigma_{in}^{(e)} = 0, \quad H_t = \tilde{H}_t, \quad E_t = \tilde{E}_t, \tag{2}$$

где $H_t, E_t, \tilde{H}_t, \tilde{E}_t$ – касательные к границе составляющие магнитного и электрического полей в металле и вакууме соответственно, $\sigma_{in} = \sigma_{ik} n_k$, $\vec{n}$ – единичный вектор нормали к границе.

Рассмотрим проводящий кубический кристалл с плоскостью границы (001) и направлением распространения волны вдоль [100] (ось X). Пусть магнитное поле направлено по нормали к границе (по оси Z). В такой геометрии дисперсионное уравнение для связанных сдвиговых упругих и затухающих на глубине скин-слоя электромагнитных волн в пренебрежении холловским сопротивлением ($\lambda_D \gg \lambda_H$) имеет вид:

$$\left[\frac{\rho\omega^2}{k^2} - C_{44}(1-p^2)\right]\left[i\omega - \frac{c^2\lambda_D}{4\pi}k^2(1-p^2)\right] = -\frac{i\omega p^2 H_0^2}{4\pi} \tag{3}$$

(решение ищется в виде $U_y \sim exp\{ikx - i\omega t + pz\}$). С использованием граничных условий (2) для обратной глубины проникновения поверхностной волны при $\omega \ll 4\pi C_{44}/(\rho c^2 \lambda_D)$ получаем выражение

$$p = \frac{H_0^2/4\pi C_{44}}{1 + H_0^2/4\pi C_{44}} \cdot \frac{\omega^2}{c^2 k}. \tag{4}$$

Найденная сдвиговая волна является незатухающей ($Jm\,p = 0$), глубоко проникающей ($p \ll 1$) поверхностной ($Re\,p > 0$).

Наиболее сильная модификация объемных сдвиговых волн происходит при их распространении вдоль магнитного поля. Если внешнее магнитное поле направлено параллельно поверхности вдоль [100], то дисперсионное уравнение для связанных сдвиговых упругих и электромагнитных волн при $\lambda_D \gg \lambda_H$ имеет вид

$$\left[\frac{\rho\omega^2}{k^2} - c_{44}(1-p^2)\right]\left[i\omega - \frac{\lambda_D c^2 k^2}{4\pi}(1-p^2)\right] = \frac{i\omega k^2 H_0^2}{4\pi}, \tag{5}$$

и для обратной глубины проникновения сдвиговой поверхностной волны получаем следующее выражение

$$p = (1+i)\frac{H_0^2 k}{4\pi c_{44}}\sqrt{\frac{\lambda_D\,\omega\,\rho\,c^2}{8\pi c_{44}}}. \tag{6}$$

В отличие от (4) сдвиговая поверхностная волна (6) является затухающей в направлении своего распространения ($Jm p > 0$) за счет конечности диссипативного сопротивления λ_D. Отметим, что в случае идеальной проводящей среды ($\lambda_D = 0$) волна (6) становится объемной, а волна (4) остается поверхностной, поскольку в области слабого затухания ее характеристики не зависят от проводимости среды. Выражение (6) получено для упругой проводящей среды, у которой холловское сопротивление λ_H пренебрежимо мало по сравнению с диссипативным λ_D. В пределе очень сильных магнитных полей, когда между диссипативным и холловским сопротивлениями выполняется обратное соотношение $\lambda_H \gg \lambda_D$, сдвиговые поверхностные волны в геометрии $\vec{K} \parallel \vec{H}_0$ отсутствуют.

Связанные с холловской проводимостью бездиссипативные силы Лоренца в сильном магнитном поле существенно влияют на характеристики упругих волн, распространяющихся вблизи двумерного ($2D$) проводящего слоя в диэлектрической системе – инверсионный слой в гетеропереходе. Уравнения динамики таких систем сводятся к уравнениям Максвелла и теории упругости в соприкасающихся диэлектрических средах и граничным условиям на плоскости проводящего слоя. Граничные условия (2) видоизменяются следующим образом [10]:

$$\sigma_{ni}^{(1)} - \sigma_{ni}^{(2)} = \frac{1}{c}\left[\vec{j}_S, \vec{H}_0\right]_i, \quad \left[\vec{H}_1 - \vec{H}_2, \vec{n}\right] = \frac{4\pi}{c}\vec{j}_S, \tag{7}$$

$$u_i^{(1)} = u_i^{(2)}, \quad E_t^{(1)} = E_t^{(2)},$$

где $\vec{n}$ – единичный вектор нормали к границе, направленный из среды (1) в среду (2), $\vec{j}_S$ – плотность поверхностного тока (на единицу площади) $2D$ проводящего канала. Соотношение между $\vec{j}_S$, $\vec{E}$ и $\vec{u}$ определяется уравнениями (1) с точностью до замены λ_H, λ_D на λ_H^*, λ_D^* – сопротивления $2H$ слоя, отнесенные к единице площади. Внешнее магнитное поле в дальнейшем предполагается направленным по нормали к $2D$ слою.

Если $2D$ проводящий слой находится вблизи свободной поверхности диэлектрической упруго-изотропной среды на расстоянии, гораздо меньшем длины волны, то при $\lambda_H^* \gg \lambda_D^*$ для одного корня дисперсионного уравнения[2] получаем соотношение

$$\frac{p}{k} \cong \sqrt{1-\frac{V^2}{C_t^2}} = \frac{V^2 \cdot 2\pi H_0^2}{\rho \lambda_H^{*2} c^2 c_t^2}, \quad c_t^2 = \frac{c_{44}}{\rho}, \tag{8}$$

которое соответствует поверхностной волне, распространяющейся со скоростью $V < c_t$. Поляризация этой волны имеет вид

$$\frac{u_{tz}}{u_{ty}} = \frac{1}{\lambda_H^*} \cdot \frac{H_0^2}{c^2 \rho c_t} \equiv \gamma, \quad |u_e| \ll |u_t|, \tag{9}$$

т.е. волна является практически чисто поперечной и бездисперсионной, а ее плоскость поляризации наклонена под углом $\varphi = arctg\gamma$ относительно плоскости границы (при получении (8) и (9) было использовано представление вектора смещения $\vec{u}$ в виде $\vec{u} = \vec{u}_e + \vec{u}_t$, $rot\,\vec{u}_e = 0$, $div\,\vec{u}_t = 0$). При учете приповерхностных искажений эта глубоко проникающая сдвиговая поверхностная волна может стать дисперсионной и отличие ее скорости от c_t будет возрастать с ростом частоты [11].

В случае расположения двумерного электронного слоя в глубине упругой диэлектрической среды дисперсионное уравнение для скорости поверхностной волны также имеет два корня: первое решение $p = 0 (V = c_t)$ соответствует однородной чисто поперечной волне, поляризованной в сагиттальной плоскости; второй корень

$$p = \frac{V^2 \pi H_0^2}{c^2 \lambda_H^{*2} c_t^2 C^2} k \tag{10}$$

отвечает поверхностной волне, поляризованной в плоскости границы. Отношение компоненты смещения u_x вдоль волнового вектора к перпендикулярной к нему u_{ty} порядка $\gamma \ll 1$, т.е. волна (10) является практически чисто сдвиговой поверхностной.

В заключение отметим, что анализ сдвиговых поверхностных волн, распространяющихся вблизи $2D$ электронного слоя, проведен в случае $\lambda_H^* \gg \lambda_D^*$. Такое соотношение между сопротивлениями реализуется в условиях квантования эффекта Холла в $2D$ проводящем канале, например, в инверсионном слое в гетеропереходе на основе $GaAs-AlGaAs$.

---

2 Второй корень соответствует поверхностной волне Рэлея, которая из-за влияния двумерной холловской проводимости из двухпарциальной становится трехпарциальной.

Литература

[1] Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах, М.: Наука, 1981. 287 с.

[2] Амензаде Ю.А. Теория упругости, М.: Высшая школа, 1976. 272 с.

[3] Гуляев Ю.В. – Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, № 1, с. 63–65.

[4] Bleustein J.L. – Appl. Phys. Lett., 1968, v. 13, N 12, p. 412–413.

[5] Parekh J.P. – Electron. Lett, 1969, v. 5, N 14, p. 322–323.

[6] Гуляев Ю.В., Кузавко Ю.А., Олейник И.Н. Шавров В.Г. – ЖЭТФ, 1984, т. 87, № 2(8), с. 674–676.

[7] Каганов М.И., Косевич Ю.А. – Поверхность. Физ. Хим. Мех., 1986, № 6, с. 148–150.

[8] Гуляев Ю.В., Плесский В.П. – Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, № 5, с. 220–223.

[9] Плесский В.П., Тен Ю.А. – Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 5, с. 296–300.

[10] Косевич Ю.А. – Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 10, с. 493–495.

[11] Косевич Ю.А., Сыркин Е.С. – Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 23, с. 1439–1442.

Всесоюзный научно-исследовательский
Центр по изучению свойств
поверхности и вакуума, Москва

Поступило в Редакцию
27 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 15 12 августа 1988 г.

ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

И.В. Москаленко, Л.Х. Пальмисте,
Ю.К. Проценко, К.Ю. Саар,
А.Х. Вяли, Э.А. Урбаник,
Д.А. Щеглов

Интенсивное развитие программ по изучению взаимодействия „плазма–поверхность" привело к активной разработке таких локальных методов диагностики как лазерная флуоресценция (ЛФ) (см., например, сборник [1] , содержащий большое количество работ с применением метода ЛФ).Создание специализированной диагностической аппаратуры [2, 3] позволяет распространить применение этой методики на ряд других случаев исследования разряженных