

УДК 533.951

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УПРУГИХ ВОЛН И ПОВЕРХНОСТНЫХ ГЕЛИКОНОВ В ПРОВОДЯЩИХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

С. И. Ханкина, В. М. Яковенко

Рассмотрено взаимодействие поперечного звука с поверхностными геликонами. Найдены условия, при которых звуковая волна полностью трансформируется в поверхностный геликон. Показана возможность существования поверхностных магнитоакустических колебаний.

В работах [1, 2] показана возможность существования и определен спектр поверхностных геликонов, возникающих на границе магнитоактивной плазмы с диэлектриком (вакуумом). Экспериментально эти волны наблюдались в InSb при комнатных температурах [3]. В качестве источника возбуждения и приема волн использовались катушки и петли связи.

В настоящей работе предлагается иной способ возбуждения поверхностных геликонов, основанный на их взаимодействии с объемными поперечными звуковыми волнами. Такое взаимодействие в магнитоактивной плазме твердого тела (ПТТ) осуществляется благодаря индукционному механизму связи электронов проводимости с кристаллической решеткой. Найден угол падения звука на границу раздела сред, при котором отраженный звук отсутствует, а падающая волна полностью трансформируется в поверхностный геликон. В работе показано также существование сдвиговых магнитоакустических колебаний поперечного типа.

Выберем систему координат таким образом, что ось Oy направлена по нормали к плоскости раздела ПТТ ($y < 0$) — вакуум ($y > 0$). Постоянное магнитное поле H_0 параллельно оси Oz . Для описания электромагнитных и упругих свойств среды воспользуемся уравнениями Максвелла, теории упругости, а также материальными уравнениями, связывающими переменный ток с электромагнитными и звуковыми полями. Решение ищем в виде плоских волн $\exp[i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)]$.

После линеаризации исходная система уравнений для малых колебаний имеет вид [4]

$$-i\omega H + (c/4\pi en_0) \operatorname{rot}[\operatorname{rot} H, H_0] = i\omega H_0 \operatorname{div} u + \omega k_z H_0 u; \quad (1)$$

$$\omega^2 u + s_t^2 \Delta u + (s_l^2 - s_t^2) \operatorname{grad} \operatorname{div} u = (-1/4\pi\rho) [\operatorname{rot} H, H_0]. \quad (2)$$

Здесь H — переменное магнитное поле, u — вектор смещения решетки, s_t и s_l — скорости поперечного и продольного звука, ρ — плотность кристалла, $-e$, m , n_0 — заряд, масса и равновесная концентрация электронов.

Уравнения (1), (2) получены в области частот $\omega \ll |\omega_H|$, $\omega_H = (-eH_0/mc)$. Магнитное поле предполагается настолько сильным,

что можно пренебречь диссипативными эффектами, и преобладающим является индукционный механизм связи электронов проводимости с решеткой.

Пусть на границу раздела падает поперечная звуковая волна. Эта волна создает переменное магнитное поле, которое определяется из уравнения (1). В свою очередь, поверхностные геликоны возбуждают, как это следует из (2), звуковые поля, и, таким образом, происходит взаимодействие звуковых колебаний с электромагнитными. Поскольку электронная проводимость ПТТ достаточно велика, то компоненты электрического поля малы, и все электромагнитные свойства определяются переменными магнитными полями. Поэтому в вакууме поля описываются уравнениями магнитостатики

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = 0. \quad (3)$$

В качестве граничных условий выберем непрерывность H_y - и H_z -компонент магнитного поля*, равенство нулю упругого давления на поверхности ПТТ и условия излучения при $y = \pm \infty$. Амплитуды магнитных и звуковых полей можно выразить через амплитуду падающей волны. Условие обращения в нуль коэффициента отражения поперечного звука означает трансформацию упругой волны в поверхностный геликон. При этом изменяется спектр поверхностного геликона, а его амплитуда может нарастать. Действительно, из-за анизотропии электромагнитных свойств среды невозможно разделить звуковые колебания на продольные и поперечные и найти дисперсионное соотношение связанных волн в общем виде. Ограничимся поэтому рассмотрением частных случаев. Известно, что при $k_z = 0$ поверхностные геликоны не возникают, а поперечный звук, как это следует из (1), не возбуждает электромагнитного поля, и в нем можно выделить две поляризации: ($u_x \neq 0$, $u_y \neq 0$, $u_z = 0$) и ($u_z \neq 0$, $u_x = u_y = 0$). В дальнейшем рассмотрим волну с поляризацией $u_z \neq 0$. Если такая волна распространяется почти перпендикулярно к \mathbf{H}_0 , то в силу малости параметра k_z/k_x можно пренебречь компонентами u_x и u_y по сравнению с u_z . Возникающие при этом поверхностные геликоны вызывают смещение кристаллической решетки по всем направлениям**. При этом они, с одной стороны, уравновешивают давление, создаваемое падающей волной, и, с другой стороны, дополнительно возбуждают поперечные и продольные звуковые колебания. Условие равенства нулю упругого давления на границе $y = 0$ имеет вид

$$(\partial u_z / \partial y) + ik_z u_y = 0; \quad (4)$$

$$(\partial u_x / \partial y) + ik_x u_y = 0,$$

$$2s_t^2(\partial u_y / \partial y) + (s_t^2 - 2s_l^2)(ik_x u_x + (\partial u_y / \partial y)) = 0, \quad (5)$$

$$u = u_t \exp(ik_{yt} y) + u_l \exp(ik_{yl} y) + u_h \exp(ik_{yh} y),$$

u_t , u_l , u_h — смещения решетки, вызванные поперечным, продольным звуком и поверхностным геликоном соответственно,

$$k_{yt}^2 = (\omega^2/s_t^2) - k_x^2, \quad k_{yl}^2 = (\omega^2/s_l^2) - k_x^2,$$

$$k_{yh}^2 = -k_x^2, \quad \operatorname{Im} k_{yh} < 0.$$

Дисперсионное соотношение для сдвиговых ($\operatorname{div} u = 0$) магнитоакустических колебаний находится из граничных условий на компоненты и условия (4):

* H_x -компонента претерпевает разрыв на поверхности раздела из-за бесконечно большой проводимости вдоль \mathbf{H}_0 .

** u_z -составляющая этих вынужденных колебаний является наименьшей.

$$k_{yt} \left(2 \frac{|k_x|}{k_x} \frac{k_z^2 c^2 \omega_H}{\omega_0^2} - \omega - i\Gamma \right) = -i \frac{H_0^2 |k_x| \omega_0^4 s_t^2}{4 \pi \rho c^4 \omega_H^2 \omega^3} \times$$

$$\times \left(\omega^2 - \frac{k_z^4 c^4 \omega_H^2}{\omega_0^4} - \frac{k_z^2 c^2 \omega_H \omega}{\omega_0^2} \frac{|k_x|}{k_x} - i \frac{k_z^4 c^4 \omega_H^2}{\omega_0^4} \frac{k_{yt}}{|k_x|} \right)^*,$$

$$\Gamma \sim k_z^2 c^2 \nu / \omega_0^2,$$

$\omega_0 = (4\pi e^2 n_0/m)^{1/2}$ — ленгмюровская частота, ν — эффективная частота соударений электронов. Это уравнение получено в предположении, что

$$k_x^2 \gg k_z^2 \gg (\omega_0^2 \omega \nu / c^2 \omega_H^2),$$

$$k_x^2 k_z^2 \gg (\omega^2 \omega_0^4 / \omega_H^2 c^4).$$

Уравнениями (5) определяются u_x - и u_y -компоненты продольного и поперечного звукового поля, возбужденного геликоном. Из-за слабой связи звуковых и магнитных полей эти компоненты не оказывают существенного влияния на закон дисперсии.

Решение (6) ищем по малому параметру связи $(H_0^2/4\pi\rho s_t^2) \ll 1$. В отсутствие взаимодействия при $k_x < 0$ и $\omega_H < 0$ распространяется поверхностный геликон $\omega = (-2k_z^2 c^2 \omega_H / \omega_0^2) + i\Gamma$. Под действием объемного звука, падающего на границу ($\text{Re } k_{yt} > 0$), происходит изменение частоты и декремента затухания геликона на величину

$$\delta\omega = - \frac{i H_0^2}{16 \pi \rho c^4} \frac{k_x s_t^2 \omega_0^4}{\omega_{yt}^2 k_{yt}} \left(1 - i \frac{k_{yt}}{|k_x|} \right).$$

Видно, что $\text{Im } \delta\omega > 0$, т. е. поперечная звуковая волна с u_z -поляризацией трансформируется в поверхностный геликон таким образом, что отраженный звук той же поляризации при этом отсутствует. Такой процесс осуществляется при выполнении резонансных условий, когда частоты и тангенциальные составляющие волновых векторов (k_x , k_z) звука и поверхностного геликона совпадают. Математически это условие запишем следующим образом:

$$(s_t^2/s_l^2) = -2(\omega \omega_H / \omega_0^2) \sin^2 \theta \cos^2 \varphi,$$

где θ и φ — углы, определяющие направления распространения звуковой волны:

$$k_{yt} = (\omega/s_t) \cos \theta, \quad k_z = (\omega/s_t) \sin \theta \cos \varphi.$$

Отсюда следует, что преобразование объемного поперечного звука в поверхностный геликон возможно на частотах, превышающих критическую частоту

$$\omega_{кр} = (s_t^2 \omega_0^2 / 2_s^2 c^2 | \omega_H |).$$

Таким образом, при падении поперечного звука u_z -поляризации с заданной частотой и направлением на границу ПТТ — вакуум должна наблюдаться следующая картина. В отсутствие магнитного поля H_0 существует отраженный звук той же поляризации. Если H_0 достигает такой величины, что выполняется условие (8), то отраженная звуковая волна исчезает. Этот факт свидетельствует о возбуждении поверхностного геликона на границе ПТТ — вакуум и может быть использован

* Взаимодействие звука с объемными геликонами предполагается малым, так как для этих колебаний не выполняются резонансные условия.

для экспериментального обнаружения этих волн. При дальнейшем увеличении H_0 отраженный звук снова появляется. Ширина резонансной линии при этом определяется формулой (7). Из этой формулы видно, что наибольший вклад в $\text{Im } \delta\omega$ вносят звуковые волны, распространяющиеся почти вдоль поверхности раздела, т. е. $k_{yt} = 0$, $\omega = k_x s_t$. При этом необходимо учитывать обратное влияние поверхностного геликона на закон дисперсии звуковых волн. Если связь геликона со звуком слабая, т. е. $|\delta\omega| \ll \Gamma$, то

$$\delta k_{yt} \approx - (H_0^2 s_t \omega_0^4 / 4\pi\rho c^4 \omega \omega_H \nu), \quad (9)$$

где $s_t \delta k_{yt} \approx \sqrt{\omega \delta\omega}$. Из (9) следует, что звуковая волна сохраняет объемный характер, причем δk_{yt} определяет величину угла падения.

В металлах и полуметаллах типа висмута возможна сильная связь $|\delta\omega| \gg \Gamma$ между парциальными колебаниями и образование поверхностной магнитоакустической волны, фазовая скорость которой меньше s_t . В этом случае

$$\delta k_{yt} \delta\omega = - (iH_0^2 k_x s_t^2 \omega_0^4 / 16 \pi\rho c^4 \omega \omega_H^2), \quad (10)$$

т. е. при $\delta\omega = - (H_0^4 \omega_0^2 k_x^2 / 16 \pi^2 \rho^2 c^2 k_x^4 |\omega_H|)^{1/3}$.

Дисперсионные кривые для поверхностных электромагнитных и звуковых волн приведены на рис. 1 (значения θ и φ зафиксированы). Видно, что поверхностный геликон (кривая 1) переходит в поверхностную звуковую волну (кривая 2) и наоборот. В резонансе деление на звуковые и электромагнитные волны теряет смысл.

Для поляризации ($u_x \neq 0$, $u_y \neq 0$) дисперсионное соотношение связанных колебаний определяется условием непрерывности компонент H на границе раздела и условиями (5). Из уравнения (4) можно найти u_z -составляющие, которые меньше компонент u_x и u_y .

Дисперсионное соотношение в этом случае имеет вид

$$\begin{aligned} & [4 k_{yt} k_{yl} k_x^2 s_t^4 + (2k_x^2 s_t^2 - \omega^2)^2] [2(|k_x|/k_x) \times \\ & \times (k_z^2 c^2 \omega_H / \omega_0^2) - \omega - i\Gamma] = (2en_0 H_0 / \rho \omega \omega_H) \times \\ & \times (\omega_0^2 k_x^2 s_t^2 / k_z c^3) [2 k_{yt} k_{yl} k_z s_t^2 (s_t^2 + (|k_x|/k_x) s_t^2 \times \\ & \times (k_z^2 c^2 \omega_H / \omega_0^2 \omega)) - (\omega^2 / k_z) (2k_x^2 s_t^2 - \omega^2) + 2ik_{yt} |k_x| \times \\ & \times s_t^2 (\omega / k_z) (\omega - (|k_x|/k_x) (k_z^2 c^2 \omega_H / \omega_0^2)) + 2ik_{yt} (k_x k_z c^2 \omega \omega_H / \omega_0^2) s_t^2]. \end{aligned} \quad (11)$$

Частота поверхностного геликона под воздействием звука меняется на величину $\delta\omega$, причем

$$\text{Im } \delta\omega = - \frac{eH_0}{Mc} \frac{4k_x^3 \text{Re}(k_{yt} + k_{yl}) s_t^4}{[4k_{yt} k_{yl} k_x^2 s_t^4 + (2k_x^2 s_t^2 - \omega^2)^2]}, \quad (12)$$

$$M = \rho / n_0, \quad \text{Re } k_{yt} > 0, \quad \text{Re } k_{yl} < 0.$$

Нарастание амплитуды колебаний определяется объемным поперечным звуком ($\text{Re } k_{yt} > 0$), затухание — отраженной от границы продольной звуковой волной ($\text{Re } k_{yl} < 0$). При такой поляризации поверхностный

геликон может взаимодействовать как с поверхностной рэлеевской волной $\omega = |k_x|s_t \xi$, $\xi < 1$ (ξ — параметр, зависящий от отношения s_t/s_l [5]), так и с объемным звуком $\omega = |k_x|s_t \xi$, $\xi > 1$. Так как скорость такого объемного звука больше скорости распространения рэлеевской волны, то для него осуществляется резонансное взаимодействие с электромагнитными колебаниями на более высоких частотах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ханкина С. И., Яковенко В. М. — ФТТ, 1967, 9, с. 578
2. Ханкина С. И., Яковенко В. М. — ФТП, 1979, 13, с. 1795
3. Байбаков В. И., Дацко В. Н. — Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, с. 195
4. Яковенко В. М. Препринт ИРЭ АН УССР № 9, Харьков, 1971
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. — М.: Наука, 1965.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
25 августа 1980 г.

INTERACTION BETWEEN ELASTIC WAVES AND SURFACE HELICONS IN CONDUCTING SOLID BODIES

S. I. Khankina, V. M. Yakovenko

An interaction is considered between the transverse sound and surface helicons. Conditions have been found when a sound wave is completely transformed into the surface helicon. A possibility is shown for existence of surface magnetoacoustic oscillations.

Аннотации депонированных статей

УДК 533.951.2; 621.384.649

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ДВИЖЕНИЯ СГУСТКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ЛОВУШКАХ

А. И. Дзергач

Приближенно рассмотрена группировка и распад на сгустки потока заряженных частиц, влетающих в область сильного высокочастотного поля, образующего ловушки. Найдены характеристики эффективности этого процесса, определяющие требования к группирующему высокочастотному полю. Получено приближенное решение уравнений движения частиц в стационарной высокочастотной ловушке типа E_{011} с учетом собственного поля частиц для сгустка в форме равномерно заряженного пульсирующего сфероида и дана оценка предельного кулоновского поля частиц в ловушке.

*Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 4892-81. Деп. от 26 октября 1981 г.*
