

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования

«Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина»

НАУЧНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ

Сборник материалов
Республиканской научной конференции,
посвященной 90-летию со дня рождения академика Н.А. Борисевича

Брест, 26–27 сентября 2013 года

Брест
БрГУ имени А.С. Пушкина
2013

УДК 537.312.62:541.123.3:546.562

В.Р. СОБОЛЬ¹, Б.В. КОРЗУН¹, И.И. МАКОЕД², Т.В. ДУБИНА²¹Минск, БГПУ; ²Брест БрГУ**О ВЛИЯНИИ ОТКРЫТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ
НА ГЕЛИКОНОПОДОБНЫЕ ВОЛНЫ В МЕТАЛЛАХ**

При рассмотрении электромагнитных высокочастотных, в том числе оптических, свойств анизотропных кристаллических сред, к которым относятся и так называемые мультиферроики, то есть материалы, обладающие эффектом двойного взаимосвязанного упорядочения по магнитным и электрическим характеристикам, их свойства, как известно, принято описывать, используя макроскопические соотношения с тензорными характеристиками в материальных уравнениях. Как показывает опыт и простые оценки, в широком смысле абсолютно отражающей и непрозрачной средой для электромагнитного поля может явиться разве что сверхпроводник, и то для частотного диапазона, отвечающего кванту с энергией меньшей ширины запрещенной зоны в основном состоянии, т.е. при температуре равной нулю [1; 4]. При прочих условиях добротность резонатора из такого материала будет очень высока, но существенно отличаться от предельного значения. Это свидетельствует о проникновении и рассеянии части энергии поля в объем материала из-за неидеальности условий. В проводящих материалах – металлах обычно не прозрачных в видимой области спектра при частотах ниже плазменных, возможно просветление при внешнем возбуждении анизотропии свойств, например, за счет воздействия постоянного магнитного поля. В сообщении представлены некоторые аспекты высокочастотного возбуждения проводящего монокристалла из типичного проводника, обладающего анизотропией изоэнергетической поверхности.

Формально свойства сред по их способности к просветлению в переменном электромагнитном поле выражаются спецификой тензорных коэффициентов материальных констант ϵ и μ , которые для случая направленного упорядочивающего воздействия вдоль оси oz декартовой прямоугольной системы можно представить тензорами второго ранга типа:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & -\epsilon_{xy} & 0 \\ -i\epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad \mu = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & -\mu_{xy} & 0 \\ -i\mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}.$$

Недиагональные эрмитовы компоненты отвечают явлению оптической активности при распространении поперечной волны с конечным значением вектора вдоль направления упорядочивающего воздействия. Подобная

волна, как известно, является эллиптической, у которой параметры эллиптичности определяются величиной угла между волновым вектором и осью oZ . Представленные тензоры $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ при положительности недиагональной компоненты отвечают правостороннему вращению для диэлектрических сред. Однотипность знаков эрмитовых компонент в мультиферроике характеризует аддитивный вклад в правостороннее вращение плоскости поляризации исходной волны [4–7].

Формализм феноменологических уравнений позволяет обобщить рассмотрение на широкий круг кристаллических материалов как характеризующихся протеканием токов смещения, так и чистых проводников или смешанным типом проводимости. Возможность возбуждения волн подобных геликонам рассмотрена для модельной среды, имеющей открытость поверхности Ферми в направлении оси oX нормальна внешнему магнитному полю вдоль оси oZ (открытость типа слабо гофрированного цилиндра).

Обычно волны в металлах с циркулярной односторонней поляризацией возможны благодаря специфичности статического тензора проводимости для некомпенсированного металла с большой величиной недиагональных компонент. Тем не менее, для открытой изонергетической поверхности одна из диагональных компонент мала по сравнению с холловской компонентой и по этой причине, как будет показано ниже для материала типа меди при строгой ориентации волнового вектора перпендикулярно направлению открытости возбуждение геликоноподобной волны невозможно. При сильной гофрированности цилиндра реальна промежуточная ситуация с определяющим вкладом в формирование поля электронов на замкнутых участках траекторий.

Исходные уравнения для электромагнитного поля в хорошем по проводимости материале (металле) в приближении гауссовой системы единиц имеют вид [4–7]:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}; \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (1)$$

Здесь \vec{H} и \vec{E} – векторы электромагнитного поля, \vec{B} – магнитной индукции, \vec{j} – вектор плотности тока проводимости, c – скорость света.

Из (1) следует известное соотношение для описания свойств электромагнитного поля в среде

$$\nabla(\nabla E) - \nabla^2 \vec{E} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}, \quad (2)$$

которое, если пробное поле взять в виде плоской волны типа $\propto \exp[i\vec{k}\vec{r} - i\omega t]$, (\vec{k} – волновой вектор, ω – частота, \vec{r} – радиус вектор некоторой точки в объеме среды), позволяет получить дисперсионное со-

отношение для исследуемого электромагнитного поля. В данном случае материальное соотношение связи следует из кинетического уравнения для электронной функции распределения вероятности, которое может быть представлено как

$$(\tau^{-1} - i\omega)\Psi + \Omega\Psi + ik\bar{\frac{\partial \bar{r}}{\partial t}} = e\bar{v}\bar{E}, \quad (3)$$

где τ – время свободного пробега электронов, Ω – ларморовская частота, e – заряд электрона, Ψ – неравновесная поправка к функции распределения электронов, \bar{v} – вектор скорости Ферми.

В условиях слабой пространственной дисперсии ларморовский радиус значительно меньше толщины скин-слоя и последний член в левой части (3) мал по сравнению с остальными. В пределе сильного внешнего поля максимальным параметром с размерностью частоты в левой части (3) является ларморовская частота

$$|\tau^{-1} - i\omega| \ll \Omega. \quad (4)$$

Решение уравнения (3) для тензора проводимости σ широко известно в виде разложения по малому параметру $\gamma = (\tau^{-1} - i\omega)/\Omega$. Для поверхности Ферми, открытой в направлении оси oX при ориентации магнитного поля вдоль оси oZ , имеет место характерный вид $\hat{\sigma}$

$$\hat{\sigma} = \sigma_0 \begin{pmatrix} \gamma^{-2} & \gamma & \gamma \\ -\gamma & 1 & 1 \\ -\gamma & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

Здесь σ_0 – статическая проводимость в нулевом магнитном поле.

Следуя (2) представим систему уравнений, описывающую электромагнитное поле в среде с учетом всех возможных компонент поля

$$\begin{aligned} \left(k_x^2 - \frac{4\pi i \omega \sigma_0}{c^2 \gamma^2}\right) E_x - \frac{4\pi i \omega \sigma_0 \gamma}{c^2} E_y - \frac{4\pi i \omega \sigma_0 \gamma}{c^2} E_z &= 0, \\ \frac{4\pi i \omega \sigma_0 \gamma}{c^2} E_x + \left(k_z^2 - \frac{4\pi i \omega \sigma_0}{c^2}\right) E_y - \frac{4\pi i \omega \sigma_0}{c^2} E_z &= 0, \\ \frac{4\pi i \omega \sigma_0 \gamma}{c^2} E_x - \frac{4\pi i \omega \sigma_0}{c^2} E_y - \frac{4\pi i \omega \sigma_0}{c^2} E_z &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Как результат для направления распространения волны вдоль оси oZ волновой вектор можно представить [7–9].

$$k_z^2 = \left(\frac{\tau^{-1} - i\omega}{\Omega}\right)^2 \frac{4\pi i \omega \sigma_0}{c^2}. \quad (7)$$

Для наиболее простого случая, обратное время свободного пробега электронов выше частоты поля. Это имеет место для структурно совершенных чистых монокристаллов, для которых τ при низких температурах может достигать 10^{-10} с, что отвечает сопротивлению 10^{-10} Ом см при скорости Ферми около 10^8 см/с. Для микроволнового диапазона ($\omega \cong 10^9$ с $^{-1}$) возможно пренебречь частотными эффектами поля на свойства электронного газа и чувствительность материала к возмущению. Соответственно волновой вектор, эффективный комплексный показатель преломления среды, коэффициент отражения при нормальном падении могут быть представлены как

$$k_z = \frac{1+i}{\sqrt{2}\Omega\tau c} \sqrt{4\pi\omega\sigma_0}, \quad (8)$$

$$N = \frac{1+i}{\sqrt{2}} \frac{\omega_p}{\Omega\sqrt{\omega\tau}}, \quad (9)$$

$$R = 1 - \frac{2\sqrt{2\omega\tau}\Omega}{\omega_p}. \quad (10)$$

Рассмотрим ограничивающие факторы по принятому ранее приближению малости пространственной дисперсии. Ранее взятое условие $kr_L < 1$ отвечает частотному диапазону, принадлежащему микроволновой области

$$\omega < \frac{\Omega^4 c^2 \tau}{\omega_p^2 \nu^2} \cong 10^{10} \text{ с}^{-1}. \quad (11)$$

Таким образом, комплексность волнового вектора не располагает возможным возбуждение волн геликонного типа в металлах при ориентировании внешнего магнитного поля строго перпендикулярно направлению открытости.

Другой предельный случай отвечает оптическому диапазону частот ($\omega \cong 10^{15}$ с $^{-1}$), и волновой вектор k_z имеет вид

$$k_z^2 = \frac{-\omega^2}{\Omega^2} \frac{4\pi i \omega \sigma_0}{c^2}. \quad (12)$$

Ограничения по требованиям слабой пространственной дисперсии определяют частоту электромагнитного поля

$$\omega^3 < \frac{\Omega^4 c^2}{\omega_p^2 \tau \nu^2} \cong 10^{31} \text{ с}^{-3}. \quad (13)$$

Здесь ω_p — частота плазменных колебаний. Условие (13) определяет по сути тот же частотный диапазон и противоречит термину оптический. Тем не менее, приближение слабой пространственной дисперсии может быть применено к оптической области по той причине, что эффективный путь частицы определяется

в этом случае произведением обратной оптической частоты и скорости Ферми. Соответственно, путь пройденный электроном за период действия поля будет малым в сравнении с глубиной скин слоя. Соответственно волновой вектор, показатель преломления и коэффициент отражения могут быть представлены как

$$k_z = \frac{(1-i)\omega \omega_p \sqrt{\omega \tau}}{\sqrt{2}\Omega c}, \quad N = \frac{(1-i)\omega_p \sqrt{\omega \tau}}{\sqrt{2}\Omega}, \quad R = 1 - \frac{2\sqrt{2}\Omega}{\omega_p \sqrt{\omega \tau}}.$$

В заключение отметим, что циркулярные электромагнитные волны типа геликонов в некомпенсированных металлах, обладающих открытостями поверхности Ферми, не могут быть возбуждены вдоль внешнего магнитного поля при его ориентации нормально направлению открытости, что физически означает инфинитность движения частиц при анизотропии тензора проводимости, приводящую к отрицательности диэлектрической проницаемости среды. Наклонное ориентирование внешнего магнитного поля к направлению открытости не исключает возможности существования геликоноподобных волн за счет вытянутых, замкнутых орбит.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chambers, R.G. The anomalous skin-effect / R.G. Chambers // Proc. Roy. Soc. (London). 1952. – Vol. A215, № 1123. – P. 481–496.
2. Менде, Ф.Ф. Сверхпроводящие и охлаждаемые резонансные системы / Ф.Ф. Менде, И.И. Бондаренко, А.В. Трубицын. – Киев : Наук. Думка, 1976. – 271 с.
3. Microwave cavity made from high temperature superconductor / W. Radlife, J. Gallop, C. Langham [et al.] // Electron Lett. – 1988. – Vol. 24, № 17. – P. 1085–1086.
4. Песчанский, В.Г. Аномальная прозрачность тонких металлических пластин в области радиочастот / В.Г. Песчанский, К. Ясемидис // ФНТ. – 1980. – Т.6, № 4. – С. 541–544.
5. Канер, Э.А. Электромагнитные волны в металлах в магнитном поле / Э.А. Канер, В.Г. Скобов // УФН. – 1966. – Т. 89, вып. 3. – С. 367–408.
6. Sobol, V.R. Electron iso-energetic surface openness and helicon type wave in metal / V.R. Sobol // Известия Гомельского гос. ун-та им. Ф. Скорины. – 2001. – № 6(9). – С. 53–56.
7. О воздействии магнитного поля на низкотемпературный импеданс ВТСП иттриевой керамики в диапазоне дециметровых волн / С.Е. Демьянов, А.А. Дрозд, В.Р. Соболев [и др.] // ФММ. – 1990. – № 9. – С. 80–84.
8. Decimeter-wave impedance measurements of Y- and Ti- based superconductors with and without an external magnetic field / S.E. Demyanov, V.R. Sobol, A.A. Drozd [et al.] // Bull. Mater. Sci. – 1991. – Vol. 14, № 3. – P. 807–810.
9. Соболев, В.Р. О влиянии магнитного поля на частотные явления переноса в проводящих средах / В.Р. Соболев, О.И. Мазуренко // Изв. Бел. инженер. акад. – 1997. – № 1(3)/3. – С. 201–204.