Beynəlxalq Konfrans “Fizika-2005”
International Conference “Fizika-2005”
Международная Конференция “Fizika-2005”

7 - 9 İyun / June / Июнь 2005 №63 səhifə / page / стр. 235-236

Bakı, Azərbaycan Baku, Azerbaijan Баку, Азербайджан

КОЛЕБАНИЯ ТОКА В ПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ ПРИ НАЛИЧИИ ТЕРМОМАГНИТНЫХ ВОЛН

ГАСАНОВ Э.Р., НОВРУЗОВ М.Ф.

Институт Физики Национальной Академии Наук Азербайджана
Аз. 1143. проспект Г.Джавида 33

Теоретически исследованы колебания тока, при наличии продольных и поперечных термомагнитных волн в проводящих средах. Найдены зависимости колебательной части тока от частоты термомагнитных волн.

Keçirici mühitlərdə uzununa və eninə termomaqnit dalğaları olduqda cərəyan rəqslərinin termomaqnit dalğalarının tezliklərindən asılılığı nəzəri olaraq tədqiq edilmişdir.

The current oscillations at the existence of longitudinal and transversal thermomagnetic waves in conducting medium are investigated theoretically. Dependences of oscillation part current on thermomagnetic wave frequency are obtained.

При наличии градиента температура 8T, в твердых телах возбуждаются термомагнитные волны. Возникновения термомагнитных волн связано с появлением переменного магнитного поля внутри кристалла из-за гидродинамического движения носителей тока [1]. Частота термомагнитных волн существенным образом зависит от направления волнового вектора $\vec{\kappa}$ и градиента температуры ∇T. При $\vec{\kappa} \parallel \overrightarrow{\nabla T}$ термомагнитные волны называются продольными волнами, при $\vec{\kappa} \perp \overrightarrow{\nabla T}$ термомагнитные волны называются поперечными термомагнитными волнами. Если в твердых телах возбуждены продольные или поперечные термомагнитные волны, то звуковые волны, которые в твердых телах возбуждены малыми колебаниями атомов решетки, могут в принципе, изменяться. Эти физические процессы меняют плотность тока, и происходит колебание. В этой работе мы изложим результат теоретического исследования колебания тока при наличии в проводящих средах продольных, или поперечных термомагнитных волн.

При наличии градиента температуры электрический ток имеет вид:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}_{eff} - \alpha\overrightarrow{\nabla T} - \alpha_1\left[\overrightarrow{\nabla T}\vec{H}\right] + \sigma_1\left[\overrightarrow{E_{eff}}\vec{H}\right] \qquad (1)$$

$$\overrightarrow{E_{eff}} = \vec{E} + \frac{1}{e}\nabla\xi + \frac{\varepsilon_0}{e}\,\text{grant div}\,\vec{\text{u}} \qquad (2)$$

Здесь - $\frac{\varepsilon_0}{e}\,\text{grant div}\,\vec{\text{u}}$ поле, создаваемое движением решетки, $\vec{E}$-электрическое поле свободных зарядов, ξ-химический потенциал свободных носителей тока. К уравнениям (1-2) нужно присоединить уравнение Пуассона для E, и Максвелла для H, а также уравнение колебания решетки кристалла

$$\begin{aligned} divE &= -\frac{4\pi e}{\xi}\left(n_0 div\vec{u} + n_e'\right) \\ \frac{\partial H}{\partial t} &= -c\,rotE \\ \rho u_i'' &= \frac{\partial\sigma_{ik}}{\partial x_k} + \varepsilon_0\nabla n_e' \end{aligned} \qquad (3)$$

Здесь- σ_{ik} тензор напряжений, ε_0-энергия одного заряда, n_0-равновесные значения концентраций носителей тока. Подставляя (3) в (1-2) мы получим нелинейной дифференциальное уравнение относительно электрического поля E. Решение этого уравнения в линейном приближении, возможно, при $\vec{\kappa} \parallel \overrightarrow{\nabla T}$ и при $\vec{\kappa} \perp \overrightarrow{\nabla T}$. Дисперсное уравнение, полученное из (1-2-3) относительно частоты ω при $\vec{\kappa} \parallel \overrightarrow{\nabla T}$ имеем вид: [2]

$$\omega^5 + A\omega^4 + B\omega^3 + C\omega^2 + D\omega + R = 0 \qquad (4)$$

Коэффициенты в (4) A, B, C, D-R известные величины. Решение (4) мы рассмотрим в пределе изменения частоты

$$CK \succ\succ \frac{C^2K^2}{4\pi\sigma} \succ\succ \omega_T \qquad (5)$$

где $\sigma = en_0\mu_0$, $\omega_T = CK \wedge \nabla T$ частота продольных термомагнитных волн.

Решение (4) с учетом (5) дают частоте затухание. Если волна распространяется вдоль оси кристалла т.е.

$$\wedge'_{i\kappa} = \begin{cases} 0, i \neq \kappa \\ \neq 0, i = \kappa \end{cases}$$

то в кристалле распространяются две термомагнитные волны *е* частотами

$$\begin{aligned} \omega_1 &= -C\vec{K}\,\overrightarrow{\nabla T} \wedge'_{22} = \omega_{T2} \\ \omega_2 &= -C\vec{K}\,\overrightarrow{\nabla T} \wedge'_{33} = \omega_{T3} \end{aligned} \qquad (6)$$

Здесь $\wedge'_{22}$, $\wedge'_{33}$ -коэффициент Нернста-Эттингаузена. Подставляя (6) в $E' = E'_0 e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}$ и E' в (1) $J = J_0 + J'$ находим колебательную часть тока в кристалле.

Таким образом, получим

$$J' \sim e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} \sim e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega_{T2} t)}$$

$$\sim A(t)\cos(\omega_{T2}t + \theta) \quad \text{или}$$

$$J' \sim A(t)\cos(\omega_{T3}t + \theta)$$

θ- начальная фаза, A(t)-амплитуда колебания тока, которое зависит от ($\omega_{T2}t$, $\omega_{T3}t$) частоты продольных термомагнитных волн.

Исследование тока, как функция частоты поперечных термомагнитных волн показывает, что

$$J' \sim A(t)\cos(\omega_T t + \theta)$$

где $\omega_T = -C \wedge'_{21} K_1 \nabla_2 T, \quad \nabla_2 T = \frac{\partial T}{\partial x}$

$$K_1 = K_{1z}, \quad K_x = 0, \quad K_y = 0$$

Таким образом, плотность тока в проводящих кристаллах при наличии продольных или поперечных термомагнитных волн сильно колеблется, т.е. Состояние кристалла неустойчивое. В колебательном режиме тока кристалл испускает из себя высокочастотные волны. В анизотропном кристалле могут распространяться несколько термомагнитные волны [2] к колебания тока имеет место в любом направлении внутри кристалла.

[1]. Л.Э. Гуревич ЖЭТФ, 44, 1963

[2]. Э.Р. Гасанов, АМЕА, «Хябярляр» 2003, XXIII, 35 (II) с.6.