ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ПРИМЕСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Э.Р. ГАСАНОВ
Бакинский Государственный Университет
Az 1148, г. Баку, ул. З.Халилова 23

М.Ф. НОВРУЗОВ
Институт Физики НАН Азербайджана
Az 1143 г. Баку, пр .Г.Джавида 33

Построена теория распространения термомагнитных волн в примесных полупроводниках. Доказано, что частота термомагнитных волн в примесных полупроводниках очень сильно зависит от частоты рекомбинации носителей тока, и при определенных условиях рекомбинационная волна ослабляет термомагнитные волны.

The thermomagnetic wave's theory in the semiconductors with impurities is constructed. It is shown that the thermomagnetic wave's frequency depends on a frequency of the current carrier's recombination and in the concrete conditions the recombination wave suppresses the thermomagnetic waves.

В работах [1,2,3] построена теория неустойчивости термомагнитных волн в твердых телах. Математическим методом Боголюбова-Митропольского [4] вычислены частоты и амплитуды термомагнитных волн как функция внешнего электрического и магнитного полей. В данной работе мы изложим теорию распространения термомагнитных волн в примесных полупроводниках типа Ge легированных золотом. Если в полупроводнике имеется независящий от координат и времени градиент температуры $\overrightarrow{\nabla T}$, то при наличии внешнего постоянного электрического и магнитного полей без учета гидродинамического движения плотность электрического тока имеет вид

$$\vec{j} = \sigma\vec{E}^* + \sigma'\left[\vec{E}^*\vec{H}\right] - \alpha\overrightarrow{\nabla T} - \alpha'\left[\overrightarrow{\nabla T}\vec{H}\right] \qquad (1)$$

где $\vec{E}^* = \vec{E} + \dfrac{T}{e}\dfrac{\nabla n}{n}$ (2) (e>0), n – концентрация носителей заряда. Определение $\vec{E}$ из векторного уравнения (1) сводится к решению векторного уравнения $\vec{x} = \vec{a} + \left[\vec{в}, \vec{x}\right]$ (3) относительно неизвестного вектора $\vec{x}, \left(\vec{в}\vec{x}\right) = \left(\vec{в}\vec{a}\right)$ так как $\left[\vec{в}\left[\vec{в}\vec{x}\right]\ \right] = 0$. Подставляя вместо $\left[\vec{x}\vec{в}\right]$, правую часть его выражения $\vec{a} + \left[\vec{в}\vec{x}\right]$, получим

$$\vec{x} = \vec{a} + \left[\vec{в}\vec{a}\right] + \left[\vec{в}\left[\vec{в}\vec{x}\right]\ \right]$$

$$\vec{x} = \frac{\vec{a} + \left[\vec{в}\vec{a}\right] + \left[\vec{a}\vec{в}\right]\vec{в}}{1 + в^2}$$

Используя уравнения Максвелла $rot\vec{H} = \dfrac{4\pi}{c}\vec{j}$, получим для электрического поля

$$\vec{E} = -\Lambda'\left[\overrightarrow{\nabla T}\vec{\mathrm{H}}\right] + \frac{c}{4\pi\sigma}rot\vec{H} - \frac{c\sigma'}{4\pi\sigma^2}\left[rot\vec{H}, \vec{H}\right] + \frac{\mathrm{T}}{\mathrm{E}}\frac{\nabla n}{n} + \Lambda\nabla\mathrm{T} \qquad (4)$$

Здесь $\Lambda = \dfrac{\alpha}{\sigma}$; $\Lambda' = \dfrac{\alpha'\sigma - \alpha\sigma'}{\sigma^2}$, $\sigma -$ коэффициент электропроводности, Λ-дифференциальная термоэдс, Λ'-коэффициент эффекта Нернета-Эттингаузена. Будем рассматривать полупроводник электронного типа в пренебрежении собственной проводимостью (в частности, пренебрегаем наличием свободных дырок). Пусть, помимо легирующих мелких доноров (концентрация их есть N_α), имеются ешё и отрицательно заряженные центры захвата (в концентрации N) заряд их до захвата равен –Ze (e>0), после захвата -(Z+1)e. Коэффициент рекомбинации C_n(E) зависит от напряжённости электрического поля E, возрастает с увеличением E. Вероятность обратного выброса будем считать не зависящей от поля. Это допустимо (в невырождённым полупроводнике) при не слишком сильных полях, когда вероятностью автоионизации примесного центра можно пренебречь. Мелкие доноры будем считать полностью заряженными; участием их в рекомбинационных процессах будем пренебрегать. В случае кристаллов германия такой подход оправдан. Обозначим через N_- концентрацию центров рекомбинации, уже захвативших каждый по электрону. В условиях равновесия коэффициент рекомбинации обозначим через $C_n(0)$ и

$$f(E) = \frac{C_n(E)}{C_n(0)} \geq 1 \ .$$

В условиях равновесия

$$n_1 = \frac{n^{(0)}\left(N - N\_\right)^0}{N\_} \qquad (5)$$

Тогда основные уравнения, описывающие распределение заряда и поля в полупроводнике будем иметь вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + div\vec{j} - \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{rek} = 0$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{rek} = C_{n_1 0}\{n_1 N\_ - (N - N\_)n\, f(E)\} \qquad (6)$$

$$\frac{\partial N\_}{\partial t} - \left(\frac{\partial N\_}{\partial t}\right)_{rek} = 0$$

$$\vec{j} = -\mu n\vec{E} - D\nabla n$$

Здесь, μ, D и ξ подвижность, коэффициент диффузии и диэлектрическая проницаемость среды, соответственно.

В стационарных условиях

$$N\_ = \frac{Nnf(E)}{n_1 + nf(E)} \qquad (7)$$

В кристалле Ge легированным золотом Au концентрация носителей заряда определяется из выражения [5]

$$N_d - 2N = n + N\_ \qquad (8)$$

Используя уравнения Максвелла

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -c\, rot\vec{E}$$

и линеаризую систему уравнений (6) совместно с (4) получим для переменного электрического поля следующие векторное уравнение

$$\vec{E}' = i\frac{\Lambda_0' c}{\omega}\left[\vec{k}\left(\overrightarrow{\nabla T}\vec{E}'\right) - \vec{E}'\left(\overrightarrow{\nabla T}\vec{k}\right)\right] -$$

$$-\Lambda_0'\beta\left[\overrightarrow{\nabla T}\mathrm{H}_0\right]\frac{\vec{E}_0\vec{E}'}{E_0^{\,2}} - i\frac{c^2}{4\pi\sigma\omega}\left[\vec{k}\left(\vec{k}\vec{E}' - k^2\vec{E}'\right)\right] + \qquad (9)$$

$$+\frac{\mathrm{T}}{en_0}\overrightarrow{\nabla n} + \Lambda_0\overrightarrow{\nabla T}\varphi\frac{\vec{E}_0\vec{E}'}{E_0^{\,2}}$$

$$\Lambda_0' = 2\frac{E_0^2}{\Lambda_0}\frac{d\Lambda'}{d\left(E_0^2\right)},$$

$\vec{k}$ − волновой вектор, ω − частота

$$\varphi = \frac{2E_0^{\,2}}{\Lambda_0}\frac{d\Lambda}{d\left(E_0^{\,2}\right)}.$$

Обозначив частоты рекомбинации $\nu(E_0) = (N - N\_)^0 C_n(E_0)$ и частоты испускания $\nu(0) = n_1 c_n(0)$ определим, $n', N\_$ из (6) и получим

$$N'\_ = An' + An_0\frac{\vec{E}_0\vec{E}'}{E_0^{\,2}}$$

$$A = \frac{\nu(E_0)}{\nu(0) - i\omega} \qquad (10)$$

$$n' = \psi n_0 + 2\frac{\vec{E}_0\vec{E}'}{E_0^{\,2}} + i\frac{n_0 k u_0}{R}\times\frac{2\left(\vec{E}_0\vec{E}'\right)}{E_0^{\,2}} \qquad (11)$$

$$`R = -i\omega - i\left(\vec{k}\vec{H}\right) - k^2 D + \nu(E_0) - \nu(0)A \qquad (12)$$

$$\psi = \frac{\nu(0)A - \nu(E_0)}{R}$$

Подставляя (10-12) в (9) мы получим векторное уравнение для $\vec{E}'$ следующего вида

$$\vec{E}' = i\frac{\Lambda_0^{/} c}{\omega}\left[\vec{k}\left(\overrightarrow{\nabla T}\vec{E}'\right) - \vec{E}'\left(\overrightarrow{\nabla T}\vec{k}\right)\right] -$$

$$\Lambda_0'\beta\left[\overrightarrow{\nabla T}\mathrm{H}_0\right]\frac{\vec{E}_0\vec{E}'}{E_0^{\,2}} - i\frac{c^2}{4\pi\sigma\omega}\left[\vec{k}\left(\vec{k}\vec{E}'\right) - k^2\vec{E}'\right] + \qquad (13)$$

$$+\Lambda_0\overrightarrow{\nabla T}\varphi\frac{\vec{E}_0\vec{E}'}{E_0^{\,2}} + \frac{\mathrm{T}}{e}\vec{\nabla}\left[\psi\frac{\vec{E}_0\vec{E}'}{E_0^{\,2}} + i\frac{\vec{k}\vec{u}_0}{R}\frac{\vec{E}_0\vec{E}'}{E_0^{\,2}}\right]$$

$$\vec{u}_0 = \mu\vec{E}_0$$

Для решения векторного уравнения (13) выберем координатную систему

$$\vec{E}_0 = \vec{i}E_{0x},\ \vec{\mathrm{H}}_0 = \vec{k}\mathrm{H}_{0z},\ \overrightarrow{\nabla T} = \vec{j}\nabla_y\mathrm{T} \qquad (14)$$

$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ − единичные векторы по координатным осям. С учётом (14) из (13) получим следующие три уравнения относительно $E_x{}', E_y{}', E_z{}'$

$$\left[1 - i\frac{\omega(y)}{\omega} - i\frac{\omega_y^{\,2} + \omega_z^{\,2}}{4\pi\sigma\omega} - i\frac{\mathrm{T}k_x}{lE_0}\left(\psi + i\frac{k_x u_0}{R}\right)\right]E_x{}' +$$

$$+\left[\frac{\omega_x\omega_y}{4\pi\sigma\omega} + \frac{\omega(x)}{\omega}\right]E_y' + i\frac{\omega_x\omega_z}{4\pi\sigma\omega}E_z' = 0$$

I

$$\left[i\frac{\omega_x^{\,2}}{4\pi\sigma\omega} - \frac{E_T}{E_0}\varphi\right]E_x' + \left[1 + i\frac{2\omega_y^{\,2}}{4\pi\sigma\omega} + i\frac{\omega_x^2 + \omega_z^2}{4\pi\sigma\omega}\right]E_y' +$$

$$+ i\frac{\omega_y\omega_z}{4\pi\sigma\omega}E_z' = 0$$

II

$$i\frac{\omega_x\omega_z}{4\pi\sigma\omega}E_x' + i\left[\frac{\omega_y\omega_z}{4\pi\sigma\omega} + \frac{\omega(z)}{\omega}\right]E_y' +$$

$$+\left[1 - i\frac{\omega(y)}{\omega} + i\frac{\omega_z^2}{4\pi\sigma\omega}\right]E_z' = 0$$

III

Уравнения I, II, III напишем в следующем виде

$$\begin{cases} a_1E_x' + b_1E_y' + c_1E_z' = 0 & I \\ a_2E_x' + b_2E_y' + c_2E_z' = 0 & II \\ a_3E_x' + b_3E_y' + c_3E_z' = 0 & III \end{cases} \qquad (15)$$

Для отличного от нуля значения E'_x, E'_y, E'_z требуется

$$\begin{vmatrix} a_1 & b_1 & c_1 \\ a_2 & b_2 & c_2 \\ a_3 & b_3 & c_3 \end{vmatrix} = a_1b_2c_3 + b_1c_2a_3 + c_1a_2b_3 - \tag{16}$$
$$- c_1b_2a_3 - a_1c_2b_3 - b_1a_2c_3 = 0$$

В (15) были приняты следующие обозначения $\omega_x = ck_x$, $\omega_y = ck_y$, $\omega_z = ck_z$

$$\omega(y) = -c\Lambda'_0 k_y \nabla_y \mathrm{T},\ \omega(x) =$$
$$- c\Lambda'_0 k_x \nabla_y \mathrm{T},\ \omega(z) = -c\Lambda'_0 k_z \nabla_y \mathrm{T}$$

$\omega_{x,y,z}$ - соответствующие частоты электромагнитных волн по координатным осям, $\omega(x), \omega(y), \omega(z)$ частоты термомагнитных волн по координатным осям.

Решение (15) в общем виде слишком громоздко и поэтому мы будем исследовать распространение термомагнитных волн по отдельным координатным осям.

Рассмотрим случай $k_y = k_z = 0,\ k_x \neq 0$. Тогда из (15), после несложных расчетов, получим уравнение для определения частоты распространяющихся волн по x:

$$y^4 + \left[1 + i\frac{\nu(E_0) - \nu(0)\omega(x)\varphi}{k_x u_0} - i\left(\frac{c}{u_0}\right)^2 \frac{k_x u_0}{4\pi\sigma}\right] y^3 +$$
$$\left(\frac{c}{u_0}\right)^2 \left[\frac{\omega(x)}{4\pi\sigma} - \frac{\nu(E_0)}{4\pi\sigma} + i\frac{k_x u_0}{4\pi\sigma}\right] y^2 +$$
$$+ \left(\frac{c}{u_0}\right)^2 \left[\frac{\omega(x) - \nu(0)}{c} + i\frac{\omega(x)}{4\pi\sigma}\frac{\nu(E_0)}{k_x u_0}\right] y + \tag{17}$$
$$\left(\frac{c}{u_0}\right)^2 \frac{\nu(0)}{\nu}\frac{\omega(x)}{k_x u_0}\left(\frac{k_x D}{u_0} + i\right) = 0$$

Здесь $y = \dfrac{\omega}{k_x u_0}$. Считая, что $y = y_0 + iy_1$ и $y_1 << y_0$, из (17) определим y_0 и y_1

$$y_0 = \frac{\omega_0}{k_x u_0};\ y_1 = \frac{\omega_1}{k_x u_0}$$
$$\omega_0 = k_x u_0 y_0,\ \omega_1 = k_x u_0 y_1 \tag{18}$$

После вычислений из (17) получим

$$\omega_0^{(1)} = k_x u_0 \frac{\psi_1}{\psi};\ \omega_0^{(2)} = -k_x u_0 \frac{\psi_1 + \psi^2}{\psi}$$
$$\omega_1^{(1)} = -k_x u_0 \frac{d_1\psi_1}{d\psi};\ \omega_1^{(2)} = k_x u_0 \frac{d_1}{d}\frac{\psi_1 + \psi^2}{\psi} \tag{19}$$

$$d_1 = \frac{\omega(x)\nu(E_0)}{4\pi\sigma k_x u_0};\ \psi = (1 + d_1)\left(\frac{u_0}{c}\right)^2 \frac{2\pi\sigma}{k_x u_0}\frac{4\pi\sigma}{\omega(x)\nu(E_0)}$$
$$\psi_1 = \frac{1}{2}\left(\frac{u_0}{c}\right)^2 \frac{\omega(x) - \nu(0)}{k_x u_0}\frac{\nu(0)}{\nu(E_0)}\frac{k_x D}{u_0}$$

Легко, видно из (19), что при выполнении условия $\omega(x) > \nu(0)$ волна с частотой $\omega_0^{(2)}$ с инкрементом является термомагнитной. Неустойчивость этой волны соответствует значению электрического поля $E_0 > \dfrac{\nu(E_0)}{k_x \mu_0}$. Когда частота теплового переброса электронов $\nu(0) > \omega(x)$ волна, распространяющаяся по внешнему электрическому полю E_0, является рекомбинационной и растущей с инкрементом $\omega_1^{(1)}$.

Таким образом, в примесных полупроводниках Ge легированных Au возможно возникновение неустойчивой термомагнитной волны. Эта волна взаимодействует с рекомбинационной волной. При определённых условиях рекомбинационная волна может ослабить термомагнитные волны.

[1]. *E.R.Həsənov, M.F.Novruzov* «AMEA Fizika institutu Xəbərləri №5», Bakı, 2005, 176-179.

[2]. *E.R.Həsənov, M.F.Novruzov* «AMEA Fizika institunun 60 illiyinə həsr olunmuş Beynəlxalq konfrans, Fizika-2005 məqalələr toplusu», Bakı, 2005, 235-236.

[3]. *E.R.Gasanov, R.R.Huseynov, M.F. Novruzov* «Third International Conference on Technical and Physical Problems in Power Engineering», May 29-31, 2006, Ankara, Turkey.

[4]. *Н.Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский* «Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний », Москва, 1963, стр.36- 94.

[5]. *В.Л.Бонч-Бруевич, И.П.Звягин, А.Г.Миронов* «Доменная неустойчивость в полупроводниках», «Наука», Москва, 1972, 126

Received: 10.02.2007