ИНТЕРВАЛ ИЗМЕНЕНИЯ ЗА ОДИН ПЕРИОД ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ КОЛЕБАНИЯХ ТОКА В ПРИМЕСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Э.Р. ГАСАНОВ, Ш.Г ГАНБАРОВА

Бакинский Государственный Университет,

Институт Физик им. академика Г.М. Абдуллаева НАН Азербайджана

A Z 1143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Aşqarlı yarımkeçiricinin xarici elektrik və maqnit sahəsində impedansı hesablanmışdır. Xarici dövrədə yaranan cərəyan rəqslərinə uyğun elektirk sahəsinin dəyişmə intervalı tapılmışdır.

Вычислен импеданс примесного полупроводника при наличии внешнего электрического и магнитного полей. Найдены интервалы изменения электрического поля, при которых возникает колебания тока во внешней цепи за один период колебаний.

There has been calculated impedance of impurity semiconductor in the presence of external electric and magnetic fields. There has found of change electric field at which oscillations of current are set in external circuit over the cycle of oscillations.

Колебания тока в любом образце происходит, когда вещественная часть импеданса становится отрицательным. При этом комплексной величиной оказывается не частота, возникающая колебания, а волновые векторы, определяемые из дисперсионного уравнения. Колебания тока существенно изменяется при наличии внешнего магнитного поля.

В этой работе мы будем теоретически исследовать колебания токов в примесных полупроводниках (т.е. внешняя неустойчивость), находящихся во внешнем электрическом и перпендикулярном к нему магнитных полях. Мы рассмотрим случай сильного $\mu_{\pm}H >> C$ магнитного поля. Пусть концентрация носителей тока n_+ (дырок) n_- (электронов) и концентрация однократно и двукратно заряженных примесных центров N и N_-, причем

$$N_- << N, \qquad n_{\pm} << N, N_- \qquad (1)$$

Однократно заряженные центры захватывают через кулоновский барьер электроны и испускают через барьер дырки. Двукратно заряженные центры могут испускать электроны и захватывать дырки при тепловых возбуждениях.

Концентрация $n_{\pm}$, N_- и плотность потока, при наличии электрического и магнитного полей, удовлетворяют уравнениям

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + div\vec{j}_- = \gamma_-(E)n_{1-}N_- - \gamma_-(0)n_{1-}N = \left(\frac{\partial n_-}{\partial t}\right)_{рек}$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + div\vec{j}_+ = \gamma_+(E)n_{1+}N - \gamma_+(0)n_{1+}N_- = \left(\frac{\partial n_+}{\partial t}\right)_{рек}$$

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = \left(\frac{\partial n_+}{\partial t}\right)_{рек} - \left(\frac{\partial n_-}{\partial t}\right)_{рек}$$

$$divJ = ediv(j_+ - j_-) = 0$$

$$\begin{aligned}\vec{j}_{\pm} &= \pm n_{\pm}\mu_{\pm}(E,H)\vec{E} + \\ &+ n_{\pm}\mu_{1\pm}(E,H)\left[\vec{E}\vec{h}\right] \pm n_{\pm}\mu_{2\pm}(E,H)\vec{h}\left[\vec{E}\vec{h}\right] - \\ &- D_{\pm}\nabla n_{\pm} \mp D_{1\pm}\left\{\nabla\vec{n}_{\pm},\vec{h}\right\} - D_{2\pm}\vec{h}\left\{\nabla\vec{n}_{\pm},\vec{h}\right\}\end{aligned} \qquad (2)$$

Здесь $\vec{h}$ -единичный вектор по магнитному полю, $\mu_{\pm}(E,H)$ омическая подвижность, $\mu_{1\pm}(E,H)$ - холловская подвижность, $\mu_{2\pm}(E,H)$ -фокусировочная подвижность дырок и электронов, $D_{\pm}$, $D_{1\pm}$, $D_{2\pm}$ соответственно омический, холловский и фокусировочный коэффициенты носителей тока.

Для упрощения громоздких вычислений мы рассмотрим случай, когда носители тока имеют эффективную температуру. Тогда коэффициент диффузии

$$D_{\pm} = \frac{T_{эф}}{e}\mu_{\pm}, \quad T_{эф} = \frac{T}{3}\left(\frac{cE_0}{SH}\right) \qquad (3)$$

где S -скорость звука в полупроводнике, T -температура в эргах. Кроме того, будем рассматривать кристаллы, размеры которого удовлетворяют следующим соотношениям

$$L_x >> L_y,\ L_z$$

Внешнее электрическое поле направленно по оси x, а магнитное поле по оси z. Положим

$$n_{\pm}(x,t) = n_{\pm}^0 + \Delta n_{\pm}(x,t),\ N_-(x,t) = N_-^0 + \Delta N_-(x,t)$$

$$\vec{E}(x,t) = \vec{E}_0 + \Delta\vec{E}(x,t)$$

Вводя характерные частоты

$$\nu_- = \gamma_-(E_0)N_0, \nu_+ = \gamma_+(0)N_-^0,$$
$$\nu_+^E = \gamma_+(E_0)N_0 \qquad (4)$$

$$\nu'_- = \gamma_-(E_0)n_-^0 + \gamma_-(0)n_{1-},$$
$$\nu'_+ = \gamma_+(0)n_+^0 + \gamma_+(E_0)n_{1+}$$

и безразмерные параметры

$$\beta_\pm^\gamma = 2\frac{d\ln\gamma_\pm(E_0)}{d\ln(E_0^2)},\ \beta_\pm^\mu = 1 + 2\frac{d\ln\mu_\pm(E_0)}{d\ln(E_0^2)}$$

линеаризуя систему (2) с учётом (3-4) мы получим значения переменного электрического поля

$$\Delta\vec{E} = A\Delta\vec{J} + \vec{B}_1\Delta n_- + \vec{B}_2\Delta n_+ \qquad (5)$$

Из-за громоздкости выражений A, $\vec{B}_1$, $\vec{B}_2$ мы их выписывать не будем. Находя значения $\Delta n_\pm$ из линеаризованного уравнения (2) мы определим переменную разность потенциалов на концах полупроводника $\Delta v = \int_0^L \Delta E(x,t)dx$ и импеданс Z

$$Z = \frac{\Delta V}{\Delta J} \qquad Z = \operatorname{Re} Z + iJ_m Z \qquad (6)$$

Выражения импеданса в общем виде очень сложны. Поэтому мы будем выписывать выражения вещественной и мнимой части импеданса предельных случаях.

$$\frac{\operatorname{Re} Z}{Z_0} = \left(\frac{\mu_+ H}{c}\right)^2\left(1 - \frac{H_1}{H} + \frac{H_2}{H}\cos\frac{\mu H\theta}{c} - \frac{H}{H_3}\sin\frac{\mu H\theta}{c}\right) \qquad (7)$$

Здесь H_1, H_2, H_3-характерные магнитные поля.

Из выражения (7) видно, что при $H = H_1$ вещественная часть может происходит через 0 только осцилляционным образом. Для нахождения значения магнитного поля, при котором $\operatorname{Re} Z < 0$ мы будем исследовать (7) за 1 период колебания, т.е. когда $\alpha = \frac{\mu H\theta}{c}$, α меняется от 0 до 2π. Зная $\alpha = 0$, соответствует $H = 0$ магнитного поля и поэтому не имеет физического смысла. Мы будем рассматривать значение α за 1 период следующим образом $\alpha = \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{3}, \frac{2\pi}{3}, \frac{3\pi}{4}, 2\pi$. $\theta = \left(\frac{E_1}{E_0}\right)^2$

E_0-внешнее электрическое поле, E_1-характерное электрическое поле.

$$E_0\left(\frac{\pi}{6}\right) = E_1\left(\frac{6H_3}{\pi H_{хар}}\left(1 + \frac{R}{Z_0}\right)\right)^{1/2}$$
$$E_0\left(\frac{\pi}{4}\right) = 2E_1\left(\frac{H_3}{\sqrt{2}\pi H_{хар}}\left(1 + \frac{R}{Z_0}\right)\right)^{1/2}$$
$$E_0\left(\frac{\pi}{3}\right) = E_1\left(\frac{3H_3}{\pi H_{хар}}\left(1 + \frac{R}{Z_0}\right)\right)^{1/2} \qquad (8)$$
$$E_0\left(\frac{2\pi}{3}\right) = E_1\left(\frac{3H_3}{2\pi H_{хар}}\left(1 + \frac{R}{Z_0}\right)\right)^{1/2}$$
$$E_0\left(\frac{3\pi}{4}\right) = 2E_1\left(\frac{H_3}{3\pi H_{хар}}\left(1 + \frac{R}{Z_0}\right)\right)^{1/2}$$
$$E_0(2\pi) = E_1\left(\frac{H_3}{2\pi H_{хар}}\left(1 + \frac{R}{Z_0}\right)\right)^{1/2}$$

Из (8) видно, что электрическое поле E_0 имеет разное значение при разных значениях α. Поэтому можно найти максимальное и минимальное значение электрического поля, когда значение α меняется от 0 до 2π. Это значение имеет следующий вид

$$\frac{E_0\left(\frac{\pi}{6}\right)}{E_0\left(\frac{\pi}{4}\right)} = \frac{1}{2}\sqrt{6\sqrt{2}} \quad \frac{E_0\left(\frac{\pi}{6}\right)}{E_0\left(\frac{\pi}{3}\right)} = \sqrt{2} \quad \frac{E_0\left(\frac{\pi}{6}\right)}{E_0\left(\frac{2\pi}{3}\right)} = 2 \qquad (9)$$
$$\frac{E_0\left(\frac{\pi}{6}\right)}{E_0\left(\frac{3\pi}{4}\right)} = \frac{3}{2}\sqrt{2} \qquad \frac{E_0\left(\frac{\pi}{6}\right)}{E_0(3\pi)} = 2\sqrt{3}$$

Из (9) видно, что внешнее электрическое поле, соответствующее колебанию тока в точке $\frac{\pi}{6}$, больше электрического поля в точке $\frac{\pi}{4}$ и меньше в точках $\frac{\pi}{3}, \frac{2\pi}{3}, \frac{3\pi}{4}, 2\pi$.

Таким образом, изменение электрического поля за 1 период нескольких точках одного периода существенно зависит от магнитного поля и можно управлять колебания тока с помощью внешнего магнитного поля.

[1]. *R.H. Yazdankhan, E.R. Gasanov.* The semiconductor impedance of electron type charge carriers with homogeneous bound and conditions HAHA. "Fizika"3 XIII 2007 стр. 16

[2]. *Reza Yazdankhan Hoseyn, E.R. Gasanov*. The crystal impedance at relaxation of electrons and holes. Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах. 12-15 сентябрь. Махачкала, 2007, стр.356.