ИЗЛУЧЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПРИМЕСНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Э.Р. ГАСАНОВ[1,2], RASOUL NEZHAD HOSSEIN[2]

[1]Бакинский Государственный Университет,
[2]Национальная Академия Наук Азербайджана,
Институт Физики им. академика Г.М. Абдуллаева
A Z 1143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

İki tip keçiriciliyə malik aşqarlı yarımkeçiricinin impedansı hesablanmışdır (elektron və deşiklər). İki şərt daxilində impedansın həqiqi və xəyalı hissələri tapılmışdır. Xarici maqnit sahəsi müəyyən intervalda dəyişəndə, impedansın işarəsinin dəyişməsi şərtləri tapılmışdır. Yarım keçiricinin enerji şualandırması şərtində tezliyin qiyməti hesablanmışdır.

Вычислен импеданс примесного полупроводника с двумя типами (электроны и дырки) носителей тока. Найдены выражения вещественной и мнимой части импеданса в двух предельных случаях. Показано, что импеданс меняет знак, когда внешнее магнитное поле изменяется в определенном интервале. Определены интервалы изменения магнитного поля, при которых полупроводник становится источником излучения энергии. Определены значения частоты излучения.

There has been calculated impedance of extrinsic semiconductor with two types (electron and holes) of change carriers. Real and imaginary parts of impedance in 2 limiting cases have been found out. It is shown that impedance changes a sign when external magnetic field changes in the certain interval. There have been determined intervals of magnetic field changes when the semiconductor becomes the source of energy radiation. Values of radiation frequency are determined.

В отличие от внутренней неустойчивости условия возникновения внешней неустойчивости заключается в том, чтобы во внешней цепи возникали нарастающие колебания тока. При этом комплексной величиной оказываются не частота возникающих колебаний, а волновые векторы, определяемые из дисперсионного уравнения. При внешней неустойчивости, частота возникающих колебаний определяется из условия равенства нулю полного сопротивления цепи. Это связано с тем, что при определенных условиях нарастание волн внутри кристалла, отрицательно в некоторой области частот. Наличие отрицательного активного сопротивления приводит к возможности использования системы для генерации энергии. Эта генерация энергии происходит на частотах, определяемых условием равенства нулю полного сопротивления цепи. Поэтому теоретическое исследование внешней неустойчивости удобнее всего производить посредством вычисления (и соответственно измерения) импеданса кристалла как функции напряженности постоянного внешнего электрического поля, магнитного поля.

В этой работе мы можем теорию внешней неустойчивости в примесных полупроводниках, находящихся во внешнем электрическом и перпендикулярно к нему магнитном поле. 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

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

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.

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\nu_{-}=\gamma_{-}(E_0)N_0,\ \nu_{+}=\gamma_{+}(0)N_{-}^{0},\ \nu_{+}^{E}=\gamma_{+}(E_0)N_0 \tag{4}$$
$$\nu_{-}'=\gamma_{-}(E_0)n_{-}^{0}+\gamma_{-}(0)n_{1-},$$
$$\nu_{+}'=\gamma_{+}(0)n_{+}^{0}+\gamma_{+}(E_0)n_{1+}$$

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

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

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

$$Z=\frac{\Delta V}{\Delta J} \tag{6}$$
$$Z=\operatorname{Re}Z+iJ_mZ$$

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

1) высокочастотный предел т.е. $w >> \nu_{\pm},\nu_{+}^{E},\nu_{\pm}'$

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

$$\frac{JmZ}{Z_0}=\frac{3eE_0}{2Tk_y}\left(\frac{S}{\upsilon_0}\right)^2\left(\frac{\mu_{-}H}{c}\right)^4\left(\nu_{+}^{E}H_2'-\nu_{-}H_1'\right)\frac{1}{wH} \tag{7}$$

Здесь $Z_0=\frac{L_x}{\sigma_0 S}$, L_x -длина образца, $\sigma_0=e\left(n^0\mu_{-}+n_{+}^{0}\mu_{+}\right)$, S -поперечное сечение образца

$$\theta=\frac{L_x\nu_{-}(n_{+}\nu_{+}^{E}\beta_{-}^{\mu}\beta_{+}^{\gamma}+\frac{\mu_{+}}{\mu}n_{-}^{0}\nu_{+}\beta_{+}^{\mu}\beta_{-}^{\gamma})}{n_0k_y\nu_{-}^{2}},$$

$$n_0=n_{-}^{0}+n_{+}^{0},\quad \upsilon_{-}=\mu_{-}E_0$$

$$H_1=\frac{2\alpha_{+}\nu_{-}c}{n_0w\beta_{+}^{\mu}\theta\mu_{+}}\left(n_{-}^{0}\alpha_{-}\beta_{-}^{\gamma}+\frac{\mu_{+}\nu_{+}^{E}n_{+}^{0}\beta_{+}^{\gamma}}{\mu_{-}\nu_{-}}\right),$$

$$H_1'=\frac{2n_{-}^{0}\beta_{-}^{\gamma}c}{n_0\beta_{+}^{\mu}\mu_{+}\theta},\ H_2'=\frac{2n_{+}^{0}\beta_{-}^{\gamma}c}{n_0\beta_{+}^{\mu}\mu_{+}\theta},$$

$$H_3=\frac{c}{\mu_{+}}\frac{\theta\mu_{-}}{e\upsilon_{-}^{0}\delta\mu_{+}},$$

$$H_2=\frac{2\nu_{-}c}{n_0\beta_{+}^{\mu}\theta\mu_{+}w}\left(n_{-}^{0}\beta_{-}^{\gamma}+\frac{\mu_{+}\nu_{+}n_{+}^{0}\beta_{+}^{\gamma}}{\mu_{-}\nu_{-}}\right)$$

δ -коэффициенты инжекции на контактах.

2) низкочастотный предел т.е. $w << \nu_{\pm},\nu_{+}^{E},\nu_{\pm}'$

$$\frac{\operatorname{Re}Z}{Z_0}=\left(\frac{\mu_{+}H}{c}\right)^2 *$$
$$\left(1+\frac{wH_1'}{\nu_{-}H}\left(\cos\frac{\mu H\theta}{c}-1\right)-\left(\frac{\nu_{+}^{E}H_2'}{\nu_{+}H}+\frac{H}{H_3}\right)\sin\frac{\mu H\theta}{c}\right)$$

$$\frac{JmZ}{Z_0}=\frac{3eE_0}{2Tk_y}\left(\frac{S}{\upsilon_{-}}\right)^2\left(\frac{\mu_{-}H}{c}\right)^4\frac{w}{H}\left(\frac{\nu_{+}^{E}H'}{\nu_{+}^{2}}{}_{2}-\frac{H_1'}{\nu_{-}}\right) \tag{8}$$

Из (7) видно, что вещественная часть импеданса осциллирует как функция температуры, магнитного и электрического полей. Аргумент тригонометрических функций не зависит от частоты переменного тока. Для внешней неустойчивости т.е. $\operatorname{Re}Z\le 0$ требуется

$\max(H_3) < H > \max(H_1, H_2)$. При этом JmZ не зависит от магнитного поля и имеет положительный знак

$$\frac{\gamma_+(E_0)}{\gamma_-(E_0)} \frac{\mu_+ n_+^0}{\mu_- n_-^0} \frac{\beta_+^\gamma}{\beta_-^\gamma} > 1 \quad (9)$$

и знак отрицательный, если выполняется обратное неравенства. Частота излучения энергии находятся из формулы $|\mathrm{Re}\, Z| - R = 0$, R -сопротивление цепи

$$w = \frac{2\nu_- c\left(n_-^0 \beta_-^\gamma + \dfrac{\mu_+ \nu_+^E n_+^0 \beta_+^\gamma}{\mu_- \nu_-}\right)}{\left[1 + \left(\dfrac{c}{\mu_+ H}\right)^2 \dfrac{R}{Z_0}\right] H \mu_+ n_+ \beta_+^\mu \theta} \quad (10)$$

Таким образом, в высокочастотном случае вещественная часть импеданса приходить через ноль или осцилляционным образом или без осцилляции. Мнимая часть импеданса менять знак без осцилляции и имеет определенный знак.

Анализ (8) показывает, что в низкочастотном случае имеется несколько области изменения магнитного поля, при которых $|\mathrm{Re}\, Z| < 0$, путем осцилляции и без осцилляции. JmZ меняет знак без осцилляции и в каждом интервале изменения магнитного поля имеет определенный знак.

Частота излучения в низкочастотном случае, когда $\dfrac{\mu_- H\theta}{c} = \dfrac{\pi}{2}$

$$w = \frac{\nu_- H}{H_1'}\left[1 + \left(\frac{c}{\mu_+ H}\right)^2 \frac{R}{Z_0}\left(1 - \frac{H}{H_3} - \frac{\nu_+^E H_2'}{\nu_+ H}\right)\right] \quad (11)$$

Таким образом, примесный полупроводник с определенными примесями становится источником излучения энергии во внешнем электрическом и перпендикулярно к нему магнитном поле. Частота захвата и частота испускания могут быть больше или меньше чем частота переменного электрического поля. В этих двух случаях, излучения энергии полупроводником существенно зависит от значения 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.