ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМЫ ЭДК - ЭКСИТОННЫЙ ГАЗ В ГРЕЮЩЕМ СВЧ ПОЛЕ

А.Г. Макаров, С.Г. Тиходеев

УДК 537.311.33

Изучена устойчивость системы экситоны - свободные носители - ЭДК под действием греющего СВЧ поля, а также возможность возникновения затухающих колебаний средних плотностей фаз и температуры капель.

В достаточно сильных СВЧ полях наблюдалось возникновение осцилляций СВЧ проводимости германия в условиях существования электронно-дырочных капель (ЭДК) /1-4/. В работе /4/ осцилляции объяснялись перекачкой свободных носителей (СН) в ЭДК и обратно. При этом не учитывался перегрев капель относительно решетки. С другой стороны, в /5,6/ показано, что перегрев капель горячими носителями, возникающими под действием СВЧ поля, может существенно влиять на кинетику процессов в системе. Цель настоящей работы - продемонстрировать необходимость учета этого обстоятельства при оценке условий возникновения осцилляций, по крайней мере, в температурном диапазоне вблизи 4 К.

Влияние нагрева СН на кинетику системы в СВЧ поле можно учесть, добавив к обычно используемым уравнениям баланса свободных экситонов (СЭ) - СН - ЭДК /4/ уравнения для температур СН (T_e) и ЭДК (T_d):

$$\frac{dn_e}{dt} = -\Gamma_e[n_e - n_e(T_d)] + \alpha n_{ex}n_e - \beta n_e^2 - \frac{n_e}{\tau_e}, \qquad (1)$$

$$\frac{dn_{ex}}{dt} = -\Gamma[n_{ex} - n_{ex}(T_d)] - \alpha n_{ex}n_e + \beta n_e^2 - \frac{n_{ex}}{\tau_{ex}}, \qquad (2)$$

$$\frac{dN}{dt} = \Gamma_e[n_e - n_e(T_d)] + \Gamma[n_{ex} - n_{ex}(T_d)] - \frac{N}{\tau_0}, \qquad (3)$$

$$\frac{dE_d}{dt} = \Gamma_e E_e n_e + \Gamma(\phi - \mu)[n_{ex} - n_{ex}(T_d)] - N\widetilde{\Gamma}(T_d - T), \qquad (4)$$

$$\frac{dE_e}{dt} = \frac{e^2 E_i^2}{m_e} \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2} - K(T_e - T) - \frac{\hbar\overline{\omega}}{1 + 2N_{\overline{\omega}}} \nu_{ph}. \qquad (5)$$

Здесь N_d - концентрация ЭДК, n_{ex}, n_e и N - средние концентрации СЭ, СН и носителей в жидкой фазе, $n_{ex}(T_d)$, $n_e(T_d)$ и v_{ex}, v_e - термодинамически равновесные концентрации и скорости СЭ и СН, τ_e, τ_{ex}, τ_o - время жизни СН, СЭ и ЭДК, $\Gamma = 4\pi R^2 N_d v_{ex}$, $\Gamma_e = \Gamma v_e/v_{ex}$, $\widetilde{\Gamma} = m_e U^2/T\tau_p$, R - радиус ЭДК, e и m_e - заряд и эффективная масса СН, $\alpha \propto \exp(- E_{ex}/T_e)$, $\beta \propto T_e^{-2}$ /7/ - коэффициенты ударной ионизации СЭ и связывания СН в экситоны, $-\mu$- химический потенциал носителей в ЭДК, ϕ и E_{ex} - работа выхода экситона из капли и его энергия связи, U - скорость звука, τ_p - время релаксации импульса ЭДК, T - температура решетки (мы используем для температуры энергетические единицы), E_e - энергия СН, $\nu = \nu_e + \nu_{ex} + \nu_{ph}$ - суммарная частота столкновений электронно-дырочных, электронно-экситонных и электронно-фононных, ω и E_i - частота и напряженность СВЧ поля в образце, $\hbar\omega$ - энергия фононов, $N_{\overline{\omega}} = [\exp(\hbar\overline{\omega}/T) - 1]^{-1}$, K - доля энергии СН, теряемая при столкновении с экситоном.

Исследование системы пяти уравнений (1) - (5) на устойчивость вблизи точки покоя n_e^0, n_{ex}^0, Γ^0, T_d^0 представляет собой сложную и громоздкую задачу. Следующие физические соображения позволяют свести задачу на устойчивость к системе двух линеаризованных уравнений. Ограничимся температурным диапазоном вблизи 4 К, где частоты столкновений в газовой фазе (ν_e, $\nu_{ex} > 10^{10}$ с$^{-1}$) намного превышают частоты столкновений СН с ЭДК (Γ_e, $\Gamma \sim 10^6 - 10^7$ с$^{-1}$). Это позволяет считать релаксацию СН по энергии быстрой и положить в (5) $dE_e/dt = 0$. В рассматриваемом диапазоне $\nu \sim \sim \nu_e \gg \nu_{ex} \gg \omega$*), $K(T_e - T)\nu_{ex} \gg \hbar\overline{\omega}\nu_{ph}$ /9/, и вместо (5) получаем:

$$0 = \frac{e^2 E_i^2}{m_e} \frac{1}{\nu_e} - K(T_e - T)\nu_{ex}. \qquad (6)$$

---

*) В отсутствие разогрева ($n_e \sim n_e(T_d)$) при $T \sim 4$ К, как было измерено в /8/, $\nu_e \sim \nu_{ex}$. В нашем случае $n_e \gg n_e(T_d)$ и $\nu_e \gg \nu_{ex}$.

Интересующие нас времена порядка $10^{-7} - 10^{-6}$ /1-4/, поэтому можно всюду пренебречь более медленными процессами рекомбинации ($10^{-5} - 10^{-4}$ с). Для дальнейшего удобно перейти к уравнениям относительно средней плотности носителей в газовой фазе $\bar{n} = n_e + n_{ex}$ и температуры ЭДК T_d. Воспользуемся соотношением

$$\frac{dE_d}{dt} = T_d \frac{dS}{dt} - \mu \frac{dN}{dt}, \quad T_d \frac{dS}{dt} = c_0 N \frac{dT_d}{dt}$$

(S - энтропия ЭДЖ, $c_o = (\pi^2/2) T_d (E_F^e + E_F^h)/E_F^e E_F^h$ - удельная теплоемкость ЭДЖ, E_F^e и E_F^h - энергия Ферми электронов и дырок в ЭДК), справедливым для вырожденной ЭДЖ. Учтем, что в СВЧ поле $n_e \gg n_e(T_d)$ и опустим члены, содержащие n_e (T_d). В результате получим:

$$\frac{d\bar{n}}{dt} = -\Gamma\bar{n} - \Gamma\left(\frac{v_e}{v_{ex}} - 1\right) n_e + \Gamma n_{ex}(T_d), \tag{7}$$

$$c_0 \frac{dT_d}{dt} = \frac{\Gamma}{N}\left[\frac{v_e}{v_{ex}}(\mu + E_e) - \phi\right] n_e + \frac{\Gamma}{N}\phi[\bar{n} - n_{ex}(T_d)] - \tilde{\Gamma}(T_d - T), \tag{8}$$

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{d\bar{n}}{dt}. \tag{9}$$

Проварьируем уравнения (6) - (9) вблизи точки покоя, удерживая только линейные по вариации δn_e, $\delta\bar{n}$, δT_d, δN члены.

Анализ соотношения величин n_{ex}, n_e и T_e (который мы здесь не приводим) показывает, что при $T \sim 4$ К можно не учитывать вариацию δT_e и при слабой ионизации ($\gamma = n_e/\bar{n} \ll 1$) из (6) получаем $\delta n_e = -\gamma\delta\bar{n}$.

Линеаризованные уравнения имеют вид:

$$\frac{1}{\Gamma^0}\frac{d\bar{n}}{dt} = -A\delta\bar{n} + B\delta T_d, \tag{10}$$

$$\frac{1}{\Gamma^0}\frac{dT_d}{dt} = -C\delta\bar{n} - D\delta T_d. \tag{11}$$

Здесь

$$A = 1 - \left(\frac{v_e}{v_{ex}} - 1\right)\gamma, \quad B = \frac{\partial n_{ex}(T_d)}{\partial T_d}, \quad C = \frac{\phi}{c_0 N^0}\left\{\gamma\left[(\mu + E_e - \phi)\frac{v_e}{v_{ex}} \times\right.\right.$$

$$\times \left(1 - \frac{\bar{n}^0}{3N^0}\right) + \frac{v_e}{v_{ex}} - 1\Big] - 1\Big\},$$

$$D = \frac{\tilde{\Gamma}}{c_0 \Gamma^0} + \frac{\phi}{c_0 N^0} B.$$

Решение соответствующего характеристического уравнения:

$$\frac{2\lambda_{1,2}}{\Gamma^0} = -(A + D) \pm \left\{(A - D)^2 + 4CB\right\}^{1/2}, \tag{12}$$

$A + D > 0$, поэтому в рассматриваемой системе возможны либо затухающие осцилляции плотности $\bar{n}$ ($Re\lambda < 0$, $Im\lambda \neq 0$), либо монотонно нарастающие во времени – т.е. система становится неустойчивой ($Re\lambda > 0$, $Im\lambda = 0$). Первый случай осуществляется при $C < 0$ и $(A - D)^2 < 4|CB|$. Этому условию соответствует степень ионизации экситонного газа

$$\gamma > \frac{\tilde{\Gamma}}{c_0 \Gamma^0} \left\{\frac{\mu + E_e - \phi}{\phi} \frac{v_e}{v_{ex}} \left(1 - \frac{\bar{n}^0}{3N^0}\right)\right\}^{-1}. \tag{13}$$

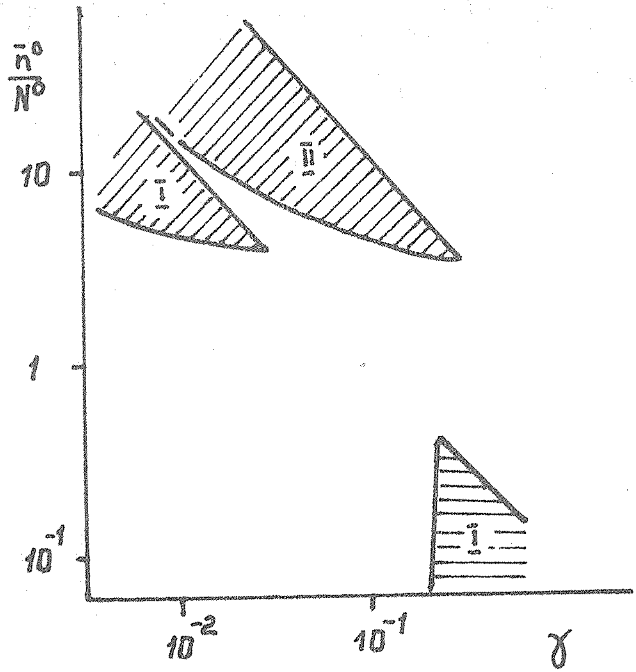
Второй случай осуществляется при $AD < BC$ или значениях γ:

$$\gamma > \left\{\frac{\mu + E_e - \phi}{m_e U^2} \left(\frac{3}{2} + \frac{\phi}{T}\right) \frac{v_e}{v_{ex}} \Gamma^0 \tau_p \frac{\bar{n}^0}{N^0} \left(\frac{\bar{n}^0}{3N^0} - 1\right) + \frac{v_e}{v_{ex}} - 1\right\}^{-1}. \tag{14}$$

Необходимо также учесть, что в точке покоя температура ЭДК не должна превышать критической для ЭДЖ - $T_c \sim 6$ К. Отсюда вытекает дополнительное ограничение на γ:

$$\gamma < \frac{T_c - T}{T} \left\{\frac{\frac{v_e}{v_{ex}} (E_e + \mu) - \phi}{m_e U^2} \Gamma^0 \tau_p \frac{\bar{n}^0}{N^0}\right\}^{-1} \tag{15}$$

Области на плоскости переменных γ, $\bar{n}^0/N^0$, соответствующие неравенствам (13-15) в зависимости от Γ^0 приведены на рис. 1. Видно, что система становится неустойчивой при относительно высокой плотности газовой фазы. При низкой плотности в системе возможны затухающие колебания, например, при установлении равновесия после возбуждающего импульса.



Р и с. 1. Области существования затухающих колебаний (горизонтальная штриховка) в системе ЭДК - СЭ - СН и область неустойчивости существования системы (наклонная штриховка). I – $\Gamma = 10^7$ $с^{-1}$, II – $\Gamma = 10^6$ $с^{-1}$. Для затухающих колебаний область II не показана, потому что она попадает за пределы значений γ, имеющих физический смысл

В области неустойчивости поведение системы нельзя определить в рамках развитого выше линейного приближения. Не исключено, что нелинейные уравнения имеют в этом случае устойчивые автоколебательные решения, которым могут соответствовать наблюдавшиеся экспериментально /4/ незатухающие осцилляции. Напомним,что анализ, проведенный в работе /4/ без учета разогрева капель, дает только затухающие осцилляции.

В рассмотренной нами модели мы не учитывали пространственную неоднородность системы. Включение диффузии в уравнения (1) - (5), в принципе, может привести к возникновению автоволновых процессов в системе ЭДК - СЭ - СН /10/.

В заключение авторы выражают благодарность С.П. Смолину за неоднократные обсуждения и ценные замечания.

Поступила в редакцию 2 сентября 1983 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.М. Ашкинадзе, В.В. Рождественский, Письма в ЖЭТФ, 15, 371 (1972).
2. Б.М. Ашкинадзе. Ф.К. Султанов, Письма в ЖЭТФ, 16, 271 (1972).
3. T. Sanada. T. Ohyama. E. Otsuka. Sol. St. Comm.. 12 , 1201 (1973).
4. А.А. Маненков, В.А. Миляев, В.А. Санина, ФТТ, 22, 395 (1980).
5. Б.М. Ашкинадзе, И.М. Фишман, ЖЭТФ, 78, 1793 (1980).
6. A.G. Makarov et al., Sol. St. Comm.,43, 69 (1982).
7. П.Д. Алтухов, Б.М. Ашкинадзе, ФТТ, 17, 1572 (1975).
8. А.А. Маненков, В.А. Миляев, В.А. Санина, ДАН, 250, 1371 (1980).
9. А.Г. Макаров и др., ДАН, 269, 596 (1983).
10. А.М. Жаботинский, Концентрационные колебания, "Наука", М., 1974 г. 1974 г.