

АВТОКОЛЕБАНИЯ В ЭКСИТОН-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ ПРИ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ ЭКСИТОНОВ

Б.М.Ашкинадзе, А.В.Субашиев

В настоящей работе обнаружены автоколебания плотности неравновесных электронов при ударной ионизации экситонов электронами, разогретыми в СВЧ поле.

Исследовалось поглощение СВЧ излучения неравновесной электронно-дырочной плазмой в чистых кристаллах Si и Ge в области низких температур. Образцы помещались в волновод 8 мм – диапазона, мощность СВЧ излучения составляла ~ 100 мВт. Неравновесные электронно-дырочные (ЭД) пары создавались светом непрерывного He – Ne-лазера. Основная доля ЭД пар связывалась в экситоны. Их рекомбинационное излучение регистрировалось спектрометром. По ширине линии экситонной люминесценции определялась температура кристалла. Образец находился в парах He, так что температура регулировалась в диапазоне $5 \div 15$ К. Несвязавшиеся в экситоны свободные носители тока приводили к поглощению СВЧ излучения, проходящего через волноводный тракт, причем величина поглощения была пропорциональна неравновесной СВЧ проводимости образца.

На рис. 1 показаны осциллограммы импульсов СВЧ мощности, прошедшей по тракту. При интенсивности световой накачки ниже критической величины осциллограммы имеют вид, близкий к осциллограмме на рис. 1, а: имеется слабое ($< 5\%$) поглощение СВЧ излучения. При $I_0 \sim 1$ Вт/см² в прошедшем СВЧ сигнале скачком возникают колебания (рис. 1, б), форма колебаний изменяется с ростом накачки (рис. 1, в).

Из рис. 1 следует, что СВЧ проводимость образца регулярно осциллирует, частота колебаний изменяется в диапазоне $f = 0,5 \div 5$ МГц, увеличиваясь с ростом уровня СВЧ мощности, интенсивности света, а также температуры образца. Следует подчеркнуть, что колебания возникают при достижении некоторых критических значений интенсивности света и мощности СВЧ излучения, и существуют в определенном диапазоне изменения этих величин.

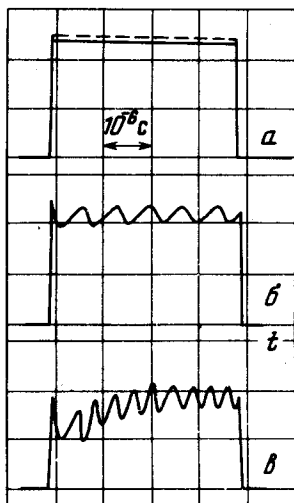


Рис. 1

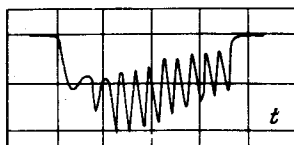


Рис. 2

Рис. 1. Осциллограммы прошедшего импульса СВЧ излучения при изменении интенсивности света I (кристалл кремния, $T = 10$ К): а – $I < I_0$ (пунктиром показан импульс при $I = 0$), б – $I \sim 1,05 I_0$; в – $I \sim 1,15 I_0$.

Рис. 2. Осциллограмма импульса СВЧ поглощения при импульсном освещении (GaAs-лазер с длительностью импульса $4 \cdot 10^{-6}$ с)

В кристаллах Si колебания можно было наблюдать в области температур $8 \div 15$ К; в кристаллах Ge они возникали при существенно меньших уровнях СВЧ мощности и наблюдались при $4 \text{ К} \lesssim T < 8 \text{ К}$. Подобные колебания обнаружены также при стационарном действии СВЧ поля и возбуждении образца импульсным GaAs лазером, обеспечивающим более высокий

темп генерации ЭД пар. Соответствующая осциллограмма колебаний для $T \cong 8$ К приведена на рис. 2¹⁾.

Обнаруженные автоколебания плотности плазмы обусловлены ионизационной неустойчивостью экситонов в СВЧ поле. Причиной неустойчивости является рост температуры электронов (нагреваемых СВЧ полем в области частот $\omega \tau_p$, где τ_p — время релаксации импульса) с увеличением их концентрации. В этих условиях увеличение концентрации электронов приводит к ускорению и, далее, к лавинообразному нарастанию процесса ударной ионизации экситонов². Процесс рекомбинации электронов возвращает систему в исходное состояние, после чего процесс повторяется снова. Соответственно, характерная частота автоколебаний определяется по порядку величины временем жизни электронов относительно рекомбинации.

Временная эволюция плотности электронов n и экситонов N в греющем СВЧ поле определяется уравнениями:

$$\frac{dn}{dt} = G - \gamma n^2 - \frac{n}{\tau_e} + \gamma N_{cv} e^{-\phi/T} N + \beta n N, \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dt} = \gamma n^2 - \frac{N}{\tau_s} - \gamma N_{cv} e^{-\phi/T} N - \beta n N. \quad (2)$$

Здесь G — темп фотовозбуждения носителей, γ — коэффициент связывания, τ_e, τ_s — времена жизни электронов и экситонов, N_{cv} — приведенная плотность состояний, ϕ — энергия ионизации экситонов, β — коэффициент ударной ионизации экситонов, зависящий от температуры электронов T_e : $\beta \cong \pi a_B^2 v_e \exp(-\frac{\phi}{T_e})$; a_B — боровский радиус, v_e — тепловая скорость электронов.

Для определения температуры электронов необходимо учесть, что при низких температурах и значительных концентрациях электронов ($n > 10^{12} \text{ см}^{-3}$) процессы электрон-электронных и электрон-дырочных столкновений существенно уменьшают время релаксации импульса электронов τ_p ³. При этом из уравнения баланса энергии⁴ следует выражение для температуры электронов, разогреваемых СВЧ полем в условиях $\omega \tau_p > 1$:

$$T_e = T + \frac{e^2 E^2 T}{4m^2 s^2 \omega^2} \left(1 + \frac{n T^2}{n_0 T_e^2} \right), \quad (3)$$

где E, ω — напряженность и частота СВЧ поля, s — скорость звука, $n_0 = AT^3$. Для кристаллов кремния при $T = 10$ К, $\omega = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $E = 65$ В/см, ($n_0 \cong 4 \cdot 10^9 \text{ Т}^3 \cdot \text{см}^{-3}$) температура электронов растет с $T_e = 25$ К (когда $n < 10^{12} \text{ см}^{-3}$) до $T_e = 35$ К при $n = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Для анализа системы (1) — (3) удобно перейти к уравнениям в безразмерных переменных $x = \gamma \tau_s n, y = \gamma \tau_s (n + N), \tau = t/\tau_s$. Получим:

$$\frac{dx}{d\tau} = g - (1 + R(x)) x^2 - (r + \rho) x + \rho y + R(x) xy,$$

$$\frac{dy}{d\tau} = g - y - (r - 1) x. \quad (4)$$

Здесь $r = \tau_s/\tau_e, g = G\gamma\tau_s^2, R = \beta/\gamma, \rho = \gamma\tau_s N_{cv} \exp(-\phi/T)$.

¹⁾ Заметим, что импульсное воздействие (импульсы СВЧ поля или импульсы света) позволяет избежать перегрева образца, приводящего к тепловому пробую экситонов¹.

Система уравнений (4) близка к системе уравнений, описывающих динамику химического реактора ⁵, и имеет аналогичную структуру фазового пространства; в частности, возможно возникновение предельного цикла вблизи некоторых стационарных решений системы (4). Линейный анализ показывает, что стационарное состояние (x_0, y_0) является неустойчивым фокусом при $r > 1$ и одновременном выполнении неравенств:

$$\sqrt{(R(x_0)/x_0 + \rho)(r-1)} > \frac{1}{2} \left[R'x_0(y_0 - x_0) - \frac{g}{x_0} - \rho \frac{y_0}{x_0} - x_0(1+R) + 1 \right] > 1. \quad (5)$$

Условия для возникновения колебаний оказываются выполненными при следующих параметрах, близких к экспериментальным значениям: $G = 10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $r = 2$, $\tau_3 = 3 \cdot 10^6 \text{ с}$, $\phi = 165 \text{ К}$, $\gamma = 10^{-3} \text{ Т}^{-2} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $E = 65 \text{ В/см}$; при этом концентрация электронов в стационарной точке $n \cong 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а температура электронов 35 К.

Как следует из (5), автоколебания возникают в области температур решетки и горячих электронов, когда процессы диссоциации и ионизации идут достаточно интенсивно, так что $(R(x_0)/x_0 + \rho)(r-1) > 1$. С другой стороны, автоколебания возможны только в определенном интервале полей и накачек G , в котором величина $R'x_0(y_0 - x_0)$ оказывается в интервале, соответствующем выполнению неравенств (5). В отсутствие роста $R(x)$ с x (т.е. без роста температуры электронов с ростом их плотности) автоколебания невозможны. Частота автоколебаний вблизи порога их возникновения равна $f \cong \frac{1}{2\pi\tau_3} \sqrt{(R(x_0)/x_0 + \rho)(r-1)}$.

Для указанных выше значений параметров оказывается $R(x_0)/x_0 \sim 11$, $\rho \sim 1$, так что $f \cong 2 \cdot 10^5 \text{ Гц}$, причем частота увеличивается с ростом температуры решетки, либо при увеличении напряженности СВЧ поля или интенсивности света. Полученное значение частоты колебаний и предсказываемое ее поведение согласуются с экспериментальными данными.

Другим доказательством правильности предлагаемой модели является отсутствие колебаний в случае разогрева электронов в условиях циклотронного резонанса (эквивалентного разогреву электронов в постоянном поле $\omega\tau_p < 1$). В этом случае температура электронов убывает с ростом концентрации и неравенства (5) невыполнимы.

Отметим, что ионизационная неустойчивость эксигенов при СВЧ разогреве имеет близкую физическую аналогию с явлением температурно-электрической неустойчивости ⁶, когда нелинейным процессом, приводящим к низкочастотным ($\sim 1 \text{ Гц}$) колебаниям в образцах с током, является тепловая ионизация примесных центров из-за нагрева образца.

Авторы признательны В.В.Белькову за помощь в эксперименте.

Литература

1. Ашкинадзе Б.М., Бельков В.В., Субашиев А.В. ФТТ, 1987, 29, 1193.
2. Алтухов П.Д., Ашкинадзе Б.М. ФТТ, 1975, 17, 1572.
3. Kawamura H., Saji H. J. Phys. Soc. Japan, 1964, 19, 288.
4. Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977.
5. Бутенин Н.В., Ю.И.Неймтрк, Фуфаев Н.А. Введение в теорию нелинейных колебаний, М.: Наука, 1976.
6. Винецкий. ФТТ, 1969, 11, 1402.