Письма в ЖТФ, том 22, вып. 1 12 января 1996 г.

01;05.2

АВТОКОЛЕБАНИЯ В СИСТЕМЕ ЭКСИТОН — НЕРАВНОВЕСНЫЕ НОСИТЕЛИ ПРИ ИОНИЗАЦИИ ЭКСИТОНОВ

© *Э.М.Шахвердиев*

Предложенная качественно в [1], впервые детально количественно исследованная в недавних работах [2–3] экситонная модель лазерного возбуждения нестационарной видимой фотолюминесценции в некоторых кислородно-октаэдрических кристаллах и родственных соединениях включает в себя процессы генерации неравновесных носителей, автолокализации электронов зоны проводимости на примере $SrTiO_3$, линейной и квадратичной рекомбинации, образования экситонов, делокализации электронов и ионизации экситонов лазерным импульсом. В работах [2–3] получены асимптотические выражения для интенсивности фотолюминесценции, концентрации неравновесных носителей, справедливые в широком диапазоне изменения длительности и интенсивности лазерного импульса. (Аналогичным асимптотическим методом в [4] проведено исследование кинетики экситонов и неравновесных носителей в Si и Ge).

В настоящей статье впервые указано на возможность наблюдения автоколебаний концентраций неравновесных носителей в системе экситон — неравновесные носители. Получено условие автоколебания, оценен период осцилляции.

Следуя [2], запишем систему кинетических уравнений в следующей форме

$$\frac{dn_{ef}}{dt} = \sigma^{(1)} n_v J - n_{ef}/\tau_{s.t.} + \sigma^{s.t} J n_{es.t.},$$

$$\frac{dn_h}{dt} = \sigma^{(1)} n_v J - \sigma v n_{es.t.} n_h + \sigma^{ex} J n_{ex},$$

$$\frac{dn_{es.t.}}{dt} = n_{ef}/\tau_{s.t} - \sigma^{s.t} J n_{es.t.} - \sigma v n_{es.t.} n_h + \sigma^{ex} J n_{ex},$$

$$\frac{dn_{ex}}{dt} = \sigma v n_{es.t} n_h - \sigma^{ex} J n_{ex} - n_{ex}/\tau_{ex}, \qquad (1)$$

$$n_{ef}(t=0) = n_h(t=0) = n_{es.t}(t=0) = n_{ex}(t=0) = 0.$$

Здесь J — интенсивность лазерного излучения; n_v, n_{ef}, n_h, $n_{es.t.}$, n_{ex} — концентрация валентных электронов, электронов зоны проводимости, дырок, автолокализованных электронов, экситонов соответсвенно; $\sigma^{(1)}$, σ, $\sigma^{s.t.}$, σ^{ex} — сечение однофотонной ионизации валентных электронов, захвата дырки автолокализованным электроном, ионизации автолокализованного электрона лазерным излучением, ионизации автолокализованного экситона соответственно; $\tau_{s.t.}$, τ_{ex} — время автолокализации свободных электронов зоны проводимости, жизни автолокализованного экситона соответственно; v — скорость дырок (электроны автолокализованы). Как и в [2], учитывая, что установление квазистационарного состояния для электронов зоны проводимости осуществляется за времена, существенно меньшие длительности наносекундного лазерного импульса, используемого в [1], т. е. $\frac{dn_{ef}}{dt} \approx 0$, легко заметить, что с учетом начальных условий [1] справедливо соотношение

$$n_h(t) \approx n_{es.t.}(t). \tag{2}$$

Стационарное состояние (т. е. особые точки) получившейся после такого упрощающего предложения системы [1]:

$$n_{ex}^{s.t.} = \sigma^{(1)} n_v J \tau_{ex}$$

$$n_h^{s.t.} = \left((\sigma^{(1)} n_v J + \sigma^{ex} J^2 \sigma^{(1)} n_v \tau_{ex})(\sigma v)^{-1} \right)^{1/2}. \tag{3}$$

Качественный анализ, т. е. определение характера устойчивости особой точки динамической системы (1), проводится по стандартной методике (см., например, [5]): задается малое отклонение от положения равновесия (здесь от стационарного состояния (3)), правые части уравнений разлагаются в ряд Тейлора в окрестности точки $(n_{ex}^{s.t.}, n_h^{s.t.})$ и получаются приближенные линейные уравнения для отклонений (т. е. возмущений). В итоге для характеристического уравнения получаем:

$$\lambda^2 - (a_{11} + a_{22})\lambda + a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21} = 0, \tag{4a}$$

где

$$a_{11} = -2\sigma v n_h^{s.t.}, \qquad a_{12} = -v\sigma'(n_h^{s.t.})^2 + \sigma^{ex} J,$$

$$a_{21} = 2\sigma v n_h^{s.t.}, \qquad a_{22} = v\sigma'(n_h^{s.t.})^2 - \sigma^{ex} J - \tau_{ex}^{-1}. \tag{4б}$$

Знак штриха означает дифференцирование функции σ по n_{ex}. Сразу отметим, что при качественном анализе мы учли возможную зависимость сечения квадратичной рекомбинации от концентрации экситонов. Как показывает анализ решений квадратного уравнения при одновременном выполнении неравенств,

$$\begin{aligned}
&1)\ \sigma' > 0,\\
&2)\ \sigma^{ex}J - v\sigma'(n_h^{s.t.})^2 < 0,\\
&3)\ \frac{1}{4}\left(\tau_{ex}^{-1} + \sigma^{ex}J - v\sigma'(n_h^{s.t.})^2 - 2\sigma v n_h^{s.t.}\right)^2 +\\
&\qquad + 2n_h^{s.t.}\sigma v\left(\sigma^{ex}J - v\sigma'(n_h^{s.t.})^2\right) < 0.
\end{aligned} \tag{5}$$

Стационарное состояние (3) системы кинетических уравнений (1) является фокусом. Как следует из (5), автоколебание концентрации носителей возможно в определенном диапазоне изменения параметров задачи и оно возникает по достижении определенного значения интенсивности лазерного импульса, т. е. является пороговым эффектом. Анализ условий (5) также показывает, что автоколебания возможны, только если сечение квадратичной рекомбинации $\sigma(n_{ex})$ является возрастающей функцией от n_{ex}, т. е. $\sigma'(n_{ex}) > 0$. В противном случае автоколебания не наблюдаются.

Согласно соотношениям (4), период осцилляции определяется выражением

$$T = 2\pi\omega^{-1} = 2\pi\left(\left|\left(\frac{a_{11} - a_{22}}{2}\right)^2 + a_{12}a_{21}\right|\right)^{-1/2} \tag{6}$$

(ω — частота колебаний). Величина $(a_{11} + a_{22})/2\omega = \delta/\omega$ определяет затухание осцилляции. Если $\delta \ll \omega$, то затухание мало. В принципиальном плане подчеркнем следующее: автоколебания в системе (1) с учетом условия (2) возможны, если кинетические коэффициенты являются функциями от n_{ex} или же n_h. Более того, как показывают проведенные исследования, даже в этом случае приходится накладывать дополнительные ограничения на характер вышеуказанной зависимости (в нашем случае в виде $\sigma'(n_{ex}) > 0$). Анализ литературных данных показывает, что, как правило, такие зависимости имеют место, если система дополнительно находится под воздействием высших агентов, скажем СВЧ излучения, температурно-электрических полей и т. п. (см., например, [6]). Для определенности допустим, что система неравновесные носители — экситон находится под дополнительным влиянием СВЧ поля. В этом случае мы предлагаем следующую физическую картину наблюдаемых автоколебаний. Допустим, что внешнее СВЧ поле способно вызвать ионизацию экситонов. Это приводит к увеличению концентрации носителей. Чем больше концентрация ионизованных экситонов, тем больше число генерируемых таким путем носителей и тем вероятнее процесс квадратичной рекомбинации. Квадратичная рекомбинация вновь связывает носители в экситоны, и система возвращается к исходному состоянию. Далее процессс повторяется снова.

Из этих физических соображений сразу видно, что период осцилляции определяется временем квардатичной рекомбинации, что составляет порядка $10^{-7}-10^{-9}$ с [3]. Конечно, получение количественной формулы для периода осцилляции, оценка величин пороговых интенсивностей требуют знания конкретной формы зависимости $\sigma(n_{ex})$. В настоящем сообщении мы ограничились лишь качественными рассуждениями. Результаты более детального и количественного анализа будут представлены отдельно.

Отметим также, что наблюдение автоколебательного процесса может накладывать также определенные ограничения на параметры СВЧ поля, на частоту, длительность, мощность СВЧ излучения (см., например, [7]).

В заключение следует подчеркнуть, что изучение автоколебательных процессов весьма важно, так как, с одной стороны, эти системы при благоприятных условиях являются генераторами излучения, а с другой стороны, благодаря тому факту, что возникновение автоколебания носит пороговый характер, этот результат может быть использован для оценки вероятности различных процессов ионизации и захвата с повышенной точностью.

Автор выражает благодарность Ю.М. Сеидову за многочисленные обсуждения.

Список литературы

[1] *Leonelli R., Brebner I.L.* // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 12. P. 8649–8656.
[2] *Шахвердиев Э.М.* // ФТТ. 1992. Т. 34. № 2. С. 603–610.
[3] *Шахвердиев Э.М.* // ФТТ. 1993. Т. 35. № 3. С. 833–843.
[4] *Шахвердиев Э.М.* // Изв. вузов. Физика. 1993. Т. 36. № 12. С. 24–26.
[5] *Андронов А.А., Леонтович Е.А., Гордон И.И., Майер А.Т.* // Теория бифуркаций динамических систем на плоскости. М.: Наука, 1967. С. 487.
[6] *Шелль Э.* Самоорганизация в полупроводниках. М.: Мир, 1991. С. 459.
[7] *Ашкинадзе Б.М., Субашиев А.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 7. С. 284–286.

Институт физики
АН Азербайджана
Баку

Поступило в Редакцию
17 июля 1995 г.