Здесь: ε_1 , ε_2 – соответственно комплексные диэлектрические проницаемости запыляющего материала и плазмы; v – отношение объёма запыляющего материала к общему объёму запыленной плазмы. Результаты расчёта коэффициента затухания электромагнитной волны, распространяющейся в плазме высокочастотного емкостного разряда мощностью 1 кВт в зависимости от степени её запыления, представлены на рис. 4.

Как видно из рис. 4, изменение коэффициента затухания электромагнитного поля емкостного

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Луценко Ю.Ю. Особенности электромагнитного поля высокочастотного емкостного разряда шнурового вида, горящего при атмосферном давлении // Журнал технической физики. – 2005. – № 11. – С. 124–127.
- Энергия разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону. Справочник под ред. В.Н. Кондратьева. – М.: Наука, 1974. – 350 с.

разряда наблюдается лишь при степенях запыления $v>10^{-2}$. Подобные степени запыления на практике невозможно получить. Реальные степени запыления разряда, в частности при использовании пневматического питателя, составляют $v<10^{-4}$.

Таким образом, результаты расчётов позволяют утверждать, что горение высокочастотного емкостного разряда устойчиво при его запылении диэлектрическими и проводящими материалами при $v < 10^{-2}$, что подтверждается результатами экспериментальных измерений.

- Качанов А.В., Трехов Е.С., Фетисов Е.П. Электродинамическая модель высокочастотного факельного разряда // Журнал технической физики. – 1970. – Т. 40. – № 2. – С. 340–345.
- Нетушил А.В., Жуховицкий Б.Я., Кудин В.Н., Парини Е.П. Высокочастотный нагрев диэлектриков и полупроводников. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1959. – 480 с.

Поступила 7.12.2006 г.

УДК 621.315.592

ДИНАМИКА РАЗВИТИЯ СТРИМЕРНОГО РАЗРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.В. Паращук, К.И. Русаков*

Институт физики им. Б.И. Степанова НАНБ, г. Минск Брестский государственный технический университет E-mail: v shchuka@rambler.ru

Промоделирована пространственно-временная динамика стримерных разрядов в полупроводниках с учетом процессов ударной (туннельной и фото-) ионизации, излучательных спонтанной и стимулированной рекомбинации, а также электрон-фотонного взаимодействия в сильном электрическом поле. Показана возможность образования в этих условиях пространственнонеоднородных диссипативных структур, автоколебательных регулярных и иных режимов, установлены их закономерности и взаимосвязь с динамикой разряда стримерного лазера. Выявлены немонотонная зависимость характеристик системы от основных параметров – скорости возбуждения, времени жизни неравновесных носителей и фотонов, квантовой эффективности активной среды, а также усиление взаимодействия структур в условиях стимулированной рекомбинации, обуславливающие многообразие собственной динамики системы. Излучательные процессы обеспечивают высокую скорость распространения структур, сравнимую с фазовой скоростью света, и являются основным механизмом генерации неравновесных носителей в автоколебательном режиме, соответствующем оптимальным условия возникновения и развития стримера.

1. Введение

Электрические («стримерные») разряды в полупроводниках — сравнительно новое и не до конца изученное явление, представляющее значительный научный и практический интерес [1—4], в частности, для создания нового поколения полупроводниковых лазеров и современной элементной базы оптоакусто-электроники и информатики на основе использования прямозонных материалов с большой шириной запрещенной зоны.

Ранее [2, 3] была выдвинута и качественно обоснована идея о самоорганизации стримеров, в соответствии с которой процесс развития разряда предполагает многообразие явлений взаимодействия между неравновесными носителями заряда, фотонами, фононами, электрическим полем и т. д., в том числе образование в такой сложной системе пространственно-неоднородных диссипативных структур (ДС) и установление автоколебаний (АК). Указанные режимы, как известно, являются важнейшими элементами поведения (самоорганизации) нелинейной системы [5]. В связи со сложностью рассматриваемых явлений приобретает актуальность численное моделирование соответствующих процессов.

Возможность АК режимов следует из данных наших предварительных исследований [4, 6] и отмечалась также в независимых исследованиях других авторов [7] применительно к условиям туннельного механизма генерации неравновесных носителей и безызлучательной спонтанной рекомбинации. Однако пространственно-временная картина развития стримера и роль излучательной рекомбинации, включая стимулированную, в этом процессе не изучены. Данные вопросы представляют значительный интерес в плане утвердившейся точки зрения на лазерную среду как на нелинейную диссипативную систему, способную демонстрировать сложную собственную динамику от различных регулярных (автоколебания) до хаотическх режимов и составляют предмет исследований настоящей работы. В свою очередь можно надеяться, что выявление разнообразных динамических режимов позволит расширить области применения стримерных лазеров, а также использовать их как модельный экспериментальный и теоретический объект для исследований динамики других нелинейных систем, в том числе оптических.

2. Физические предпосылки построения модели

В соответствии со сказанным выше в основу исследуемой модели положено взаимодействие в кристалле электронов, фотонов и сильного электрического поля, образующих в первом приближении трехкомпонентную систему. При этом система уравнений, описывающих процесс генерации носителей заряда на переднем фронте разрядного канала и перемещение области сильного поля в пространстве, имеет следующий вид [1]:

$$\partial n/\partial t = (1/e) \operatorname{div} \mathbf{j}_e + \alpha_e \upsilon_e n + \alpha_n \upsilon_n p + W - n/\tau_e,$$
 (1)

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -(1/e) \operatorname{div} \mathbf{j}_p + \alpha_e \upsilon_e n + \alpha_p \upsilon_p p + W - p/\tau_p, \quad (2)$$
$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi e(p - n)/\varepsilon, \quad (3)$$

$$iv \mathbf{E} = 4\pi e(p-n)/\varepsilon, \tag{3}$$

$$\mathbf{j}_{e} = en\mu_{e}\mathbf{E} + e\nabla(nD_{e}), \, \mathbf{j}_{p} = ep\mu_{p}\mathbf{E} - e\nabla(pD_{p}). \tag{4}$$

Здесь (1), (2) — кинетические уравнения (t – время) для концентрации неравновесных носителей заряда *п* и *р* (соответственно электронов и дырок) с учетом процессов генерации электронно-дырочных пар, дрейфа в поле и спонтанной излучательной рекомбинации; (3) – уравнение Пуассона для напряженности электрического поля E в кристалле; Wскорость образования электронно-дырочных пар за счет туннельного эффекта и(или) фотоионизации; $\alpha_e \alpha_p$ – коэффициенты (вероятность) ударной ионизации, $\upsilon_e \upsilon_p$ – абсолютные значения дрейфовых скоростей, $\alpha_i = a/Eexp(-b/E^2)$ – вероятность соответствующего процесса для электронов (дырок), $a \approx 3.55 \hbar \omega_0 / e\ell^2$ и $b \approx 2.4 E_i \hbar \omega_0 / (e\ell)^2$ – материальные константы, ℓ – длина свободного пробега носителей, $\hbar\omega_0$ – энергия оптических фононов, E_i – энергия ионизации; $j_e(j_p)$ — плотность тока, $\mu_e(\mu_n)$ и $D_e(\bar{D}_n)$ - подвижности и коэффициенты диффузии носителей; $\tau_{e}(\tau_{p})$ и τ_{f} – времена жизни электронов проводимости (дырок) и фотонов соответственно.

В исследуемых широкозонных полупроводниках, например, CdS, плотность тока дырок значительно ниже, чем для электронов ($\mu_e/\mu_p \sim 10$ при 77 и 300 К), поэтому дырочным током в существующих моделях стримерного разряда, как быстропротекающего явления, пренебрегают [1, 4, 7]. Кроме этого, в рассматриваемых при электрическом пробое уравнениях баланса для электронов и дырок и в уравнении Пуассона допустим ряд приближений, используемых, в частности, для описания процесса размножения неравновесных носителей в лавинно-пролетных диодах. Так, в малой области кристалла (внутри канала стримера радиусом $r=r_0$) возможно однокоординатное приближение в отношении распределения неравновесных носителей тока и электрического поля, пренебрегается диффузией носителей и учитывается насыщение их дрейфовой скорости, т. е. полагается $\upsilon_d = \upsilon_0 = \text{const.}$ Исходная система уравнений (1)-(4) для случая ударной ионизации с учетом стимулированной излучательной рекомбинации может быть записана как

$$\partial n/\partial t = \alpha_e \upsilon_e n + \upsilon_0 \partial n/\partial x - n/\tau - \eta (n - n_{inv}) n_f,$$
 (5)

$$\partial n_{f}/\partial t = -n_{f}/\tau_{f} + \eta(n - n_{inv})n_{f}, \qquad (6)$$

$$\partial/\partial t \operatorname{div} \mathbf{E} = \partial/\partial t \operatorname{div} \mathbf{E}' - 1/\tau_{M} \operatorname{div} \mathbf{E},$$
 (7)

в которой через n_t обозначена плотность фотонов и под концентрацией неравновесных электронов *n* подразумевает ся плотность плазмы объемного заряда, поскольку ток носит преимущественно электронный характер. Соответственно (5) – кинетическое уравнение для концентрации неравновесных электронов *n* (фактически плотности плазмы), (6) – кинетическое уравнение для плотности фотонов n_f [8]. Вторая компонента плазмы р (положительные заряды) или условие электрической нейтральности кристалла учтены в уравнении (7) для напряженности суммарного электрического поля в кристалле Е [9], используемом вместо (3). При этом Е' – составляющая напряженности прикладываемого «внешнего» поля, т и т_f – времена жизни электронов проводимости и фотонов соответственно, η – удельный коэффициент усиления, *n*_{inv} – концентрация на пороге инверсии, $\tau_{\rm M}$ – максвелловское время релаксации. Интенсивность излучения предполагается пропорциональной плотности фотонов, $I=c\hbar\omega n_f/N(N-$ показатель преломления среды).

Коэффициент $k=\eta(n-n_{inv})$ описывает в линейном приближении скорость испускания фотонов [8]. Концентрация на пороге инверсии соответствует отсутствию поглощения (усиления). При увеличении уровня возбуждения и переходе от поглощения к усилению, т. е. через порог инверсии, знак последнего члена в уравнении для концентрации носителей (5) изменяется с отрицательного на положительный. В итоге изменяется знак нелинейной составляющей показателя преломления, обусловленной, в частности, восприимчивостью третьего порядка, и самодефокусировка сменяется самофокусировкой [8].

В условиях $\mu_n << \mu_n$ «максвелловское» время релаксации представим следующим образом:

$$\tau_{\rm M} = \varepsilon_0 e_2 / e(\mu_e n + \mu_p p) \approx \varepsilon_0 e_2 / e\mu_e n = C_0 / n, \qquad (8)$$

где $C_0 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 / e \mu_e$, ε_0 – электрическая постоянная, ε_2 – диэлектрическая проницаемость кристалла. С целью упрощения расчетов соотношение (7) можно использовать в виде

$$\partial E/\partial t = A - En/C_0 + C_1, A = \partial E'/\partial t, C_1 = E_0 n_0/C_0 - A_0.$$
 (9)

Дрейфовая скорость электронов $\upsilon_e \approx \mu_e E/(1+\mu_e E/\upsilon_0) \rightarrow \upsilon_0 \approx 10^7$ см/с насыщается при $E \sim 10^4$ В/см и в интересующей нас области сильных полей (порог ударной ионизации соответствует $E \geq 10^5$ В/см) полагается постоянной, $\upsilon_e = \upsilon_0$, аналогично существующим представлениям [1].

3. Автоколебания в условиях спонтанной рекомбинации

Исследуем вначале условия возникновения автоколебательных режимов в простейшем случае — для «двухкомпонентной» системы электронов и поля в условиях спонтанной рекомбинации (система уравнений (5) и (7)). Пусть внешнее поле **E**' подводится к кристаллу при помощи иглового электрода с радиусом закругления $R = r_0$ (электрод соприкасается с кристаллом, начало координаты *x* находится на его поверхности) и для простоты аппроксимируется линейной зависимостью от времени в одномерном случае [4]:

$$\mathbf{E}' = Bt/(R+x)^2, \tag{10}$$

где $B=2RU_0/(\varepsilon\tau_1)$; U_0 – амплитуда, τ_1 – длительность фронта возбуждающего импульса или постоянная нарастания непрерывного напряжения; $\varepsilon = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/\varepsilon_1$, ε_1 – диэлектрическая проницаемость внешней среды, ε_2 – диэлектрическая проницаемость кристалла. Отсюда следует

 $A = \partial E' / \partial t = B / (R + x)^2$, $A_0 = A|_{x=0} = B / R^2 = 2U_0 / (\varepsilon \tau_1 R)$. (11)

Параметр А представляет собой скорость роста напряженности внешнего поля или крутизну переднего фронта возбуждающего импульса. Используемое приближение согласуется с данными [4], в соответствии с которыми форма импульса напряжения, т. е. электрического поля, при возбуждении стримерного разряда играет второстепенную роль по сравнению с крутизной (скоростью роста) переднего фронта импульса. Кроме того, для возникновения стримера необходим оптимальный разрядный промежуток электрод-кристалл в окружающей диэлектрической среде, обеспечивающий обострение фронта возбуждающего импульса. Следовательно, требуется и оптимальная крутизна этого фронта. К такому же выводу приводят изложенные ниже результаты анализа рассматриваемой системы для случаев спонтанной и вынужденной рекомбинации. Из выражения (10) следует, что величина А зависит в определенной мере от формы (характеристик) разрядного промежутка через параметр R (при условии x < R), однако в нашем случае полагается, что она постоянна.

Для различных задач в настоящей работе использовались начальные и граничные условия: t=0, $n=n_0$, $n_j=n_0$, $E=E_0$, x=0, $\partial E/\partial t=0$, $A=\partial E'/\partial t=A_0$; безразмерные величины: n/n_1 , n_j/n_1 , n_{inv}/n_1 , E/E_1 , t/t_1 , T/τ_0 , τ/τ_0 , τ_j/τ_0 , x/x_1 , R/x_1 , υ_e/υ_0 , A_0/A_1 , C_1/A_1 ; начальные данные $n_0=0...10^2$, $n_{j0}=10^{-18}...10^2$, $E_0=10^{36}...10^2$; нормировочные параметры $n_1=10^{18}$ см⁻³, $E_1=10^6$ В/см, $t_1=10^{-13}$ с, $\tau_0=10^{-12}$ с, $x_1=10^{-4}$ см, $A_1=10^{18}$ В/(см·с) и типичные значения физических величин для широкозонных полупроводников: $\varepsilon_1=2$, $\varepsilon_2=10$, $\upsilon_e=10^3...10^7$ см/с, μ_e =300 см²/(В·с), μ_p =50 см²/(В·с), τ =10⁻⁹...10⁻¹¹ с, τ_f =10⁻¹² с, R=10⁻⁴ см, U_0 =10⁴...10⁵ В, τ_1 =10⁻⁸...10⁻¹⁰ с, η =10⁻⁵...10⁻⁸ см³/с, E_i =3 эВ, $\hbar\omega_0$ =30 мэВ, ℓ =5·10⁻⁷ см (CdS, 300 K). Здесь *T* – период автоколебаний (пульсаций) исследуемой системы.

Система уравнений (5), (7) анализировалась численно с использованием программы «Математика 4» (методом Рунге-Кутта и др.) при B=1 (1...5), $C_0=1,84$, $C_1=1$ (0,1...2), в скобках указаны пределы варьирования параметров. Решения соответствующей задачи получены в параметрическом виде E(n)в широком временном диапазоне – до нескольких наносекунд (рис. 1, *a*). Изучено влияние на решения времени жизни неравновесных носителей и скорости роста внешнего поля.



Рис. 1. Автоколебания электрон-фотонной системы в условиях спонтанной (а, в) и стимулированной (б, г) рекомбинации. Характеристики системы (в) и временные зависимости поля, плотности плазмы и фотонов (г). А=10³ (а, в), B=1 (б); τ=10 (а, в), n_{inv}=10¹²; t→3·10⁴ (а), 2·10³ (б); C₁=0; τ_i=1 (б); η=1; n₀=10⁷⁰ (а, в), 10¹³ (б); n_{in}=10³ (б); E₀=10⁷⁶ (а, в), 10¹² (б). Представлено в безразмерном виде

увеличением скорости в пределах С *А*=0.001...0,6 при *т*=10, или времени жизни в диапазоне $\tau=10...500$ при A=0,5 наблюдается переход от периодического режима или режима слабозатухающих колебаний (пульсаций) поля и концентрации носителей к апериодическому режиму, сопровождающийся вначале ростом стационарного значения концентрации до $n \approx 2$ (A=0,5, $\tau = 10$), а затем ее резким падением. Этот факт можно объяснить установлением в системе автоколебаний общей синхронной частоты, что характерно для двухкомпонентной системы [5]. Далее будет показано, что для трехкомпонентной системы (случай вынужденной рекомбинации) ситуация несколько сложней и существует немонотонная зависимость решений от крутизны фронта внешнего поля, что также согласуется с известными представлениями. При увеличении времени жизни τ от 10 до 500 и A=0.001период колебаний Т возрастает в диапазоне 73...280 К, с ростом крутизны фронта до A=0,1уменьшается (T=7,5), а в процессе затухающих колебаний изменяется непрерывно. В области $A < 0,001, \tau < 10$ решения отсутствуют.

Для качественного описания механизма возникновения автоколебаний в данной системе на рис. 1, в, представлены ее характеристики (нульизоклины *E* и *n*) и предполагаемая схема реализации решений (циклов). Видно, что на начальном этапе в процессе каждого последующего цикла характеристики перестраиваются (штриховые кривые) вследствие изменения начальных условий, а в дальнейшем их положение стабилизируется и возникают периодические колебания в системе. Механизм автоколебаний в подобной «двухкомпонентной» системе аналитически исследован в работе [7] применительно к условиям туннельного эффекта. Согласно этим данным автоколебания связаны с возникновением отрицательной динамической дифференциальной проводимости (ОДДП) в области размножения (на частотах ~10¹² Гц), обусловленной запаздыванием процесса туннелирования при насыщении дрейфовой скорости носителей заряда. Поскольку в условиях ударной ионизации известно аналогичное явление запаздывания пробоя или слабых пролетных эффектов, сопровождающееся возникновением ОДДП и автоколебаний (самовозбуждением) на лавинных частотах [13], то его можно считать одной из причин рассматриваемого явления и в нашем случае.

4. Автоколебательные процессы с участием стимулированной рекомбинации и формирование диссипативных структур

Анализ решений системы уравнений (5)–(7) для случая стимулированной рекомбинации в зависимости от параметров задачи A n_{inv} , η , τ_f и др. представлен в параметрическом виде $E(n,n_f)$ (рис. 1, δ), как временная функция E(t,0), n(t,0), $n_f(t,0)$ (рис. 1, ϵ) и в виде пространственно-временных зависимостей E(t,x), n(t,x), $n_f(t,x)$ при различных условиях (рис. 2–4). В частности, на рис. 2 показана картина развития электрон-фотонного взаимодействия в сильном электрическом поле в малой области сильного поля кристалла вблизи электрода ($x \sim r_0 = R$) или на переднем фронте данного процесса (разряда), поэтому формируемая область поля как

На рис. 3 показаны аналогичные процессы в большем масштабе изменения пространственной координаты вплоть до размера кристалла ~1 см (при этом мелкомасштабная по координате структура пространственно не разрешена, за исключением близкорасположенного заднего фронта).

Из представленных временных зависимостей E(t,0), n(t,0), $n_f(t,0)$ (рис. 1, z) следует, что в режиме регулярных или квазипериодических колебаний плотность плазмы и фотонов в условиях насыщения дрейфовой скорости носителей заряда отстает по времени от развития электрического поля (процесса ударной ионизации) почти на полпериода. Это по аналогии с двухкомпонентной системой указывает на возникновение ОДДП как одной из возможных причин формирования автоколебаний.

Устойчивые периодические колебания (режим регулярных пульсаций) электрического поля, концентрации неравновесных носителей и плотности фотонов в рассматриваемой системе возникают при $n_{inv} \approx 0,01$, $\eta \approx 1$, A=1...10, $\tau_{j} \approx 1$ (рис. 1, δ). При этом концентрация носителей и плотность фотонов достигают максимальных значений n=5...30, $n_{f}=3...10$ (рис. 1, ϵ), а чувствительность системы к значению удельного коэффициента усиления η коррелирует с одним из основных условий возбуждения стримера — необходимостью определенной квантовой эффективности среды [2, 3]. Анализ решений указывает на существование оптимума в зависимости от времени жизни фотонов.



Рис. 2. Пространственно-временная динамика: а) электрического поля, б) плотности плазмы, в) фотонов и формирование регулярных режимов и диссипативных структур в области фронта сильного поля. B=2, $n_{inv}=10^{-2}$, $t \rightarrow 50000$, $x \rightarrow 2$, $\tau_t=0.08$, $\eta=1$; $n_0=0$, $n_{i0}=10^{-5}$, $E_0=10^{-2}$, $C_1=0$, $C_0=C_0$ /2, $\upsilon_0=-0,001$

Варьирование начальных условий в широких пределах не влияет на параметры установившихся автоколебаний (за исключением начальной фазы). Наличие пространственной неоднородности решений (рис. 2–4) указывает на образование диссипативных структур, например в форме бегущего импульса или фронта [5]. Среди других возможных причин возникновения автоколебаний следует отметить формирование доменов, по аналогии с генерирующими структурами на основе эффекта Ганна [3].

Зависимость решений от скорости нарастания внешнего поля носит немонотонный характер, и имеют место осцилляции скорости (*V*) движения ДС. Характерный размер области неоднородности порядка 1 мкм близок к параметрам канала стримера (имеется ввиду продольный размер, поскольку канал разряда сильно неоднороден вдоль оси и представляет собой квазипериодическую последовательность светящихся точек и штрихов длиной 1...30 мкм и более [1]), а длительность светового импульса 3...5 пс отвечает его излучательным свойствам. Оценка максимальных значений скорости движения приводит к значениям $V_{\rm max} \ge 5 \cdot 10^9$ см/с (рис. 4, *г*) в согласии с данными для разрядов, пульсации скорости распространения стримеров также выявлены на опыте [10]. В первом приближении указанный размер продольной неоднородности канала (~30 мкм), деленный на среднюю скорость распространения структур (~10⁹ см/с), соответствует длительности светового импульса в несколько пикосекунд.



Рис. 3. Формирование автоколебательных режимов электрон-фотонной системы на значительных расстояниях от области возбуждения (электрода): а) E(t,x), б) n(t,x), в) $n_i(t,x)$. B=1, $n_{inv}=10^{-2}$, $t \rightarrow 500$, $x \rightarrow 10000$, $\tau_i=0.08$, $\eta=1$; $n_0=0$, $n_{i0}=10^{-5}$, $E_0=10^{-2}$, $C_1=0.95$, $\upsilon_0=0.3$

Оценку скорости перемещения диссипативных структур можно получить также по аналогии с представлением о движении переднего фронта стримера [1]. В данном случае под скоростью ДС подразумевается скорость переноса профиля плотности (градиента) концентрации неравновесных носителей:

$$V = (\partial n / \partial t) / (\partial n / \partial x), \tag{12}$$

которая значительно превосходит дрейфовую скорость электронов. Действительно, подставляя в (5) значение оценки производной по времени в области максимальной напряженности электрического поля (сначала без учета рекомбинационных членов) и используя оценку пространственной производной в этой области по данным цитируемой литературы в виде $\partial n/\partial x \approx n_s/r_0$, имеем

$$V \approx \upsilon_0 + \upsilon_0 \alpha_0 r_0 = \upsilon_0 (1 + \alpha_0 r_0). \tag{13}$$

В условиях интенсивного размножения неравновесных носителей при ударной ионизации выполняется условие $\alpha_0 r_0 \sim 10$, откуда $V > \upsilon_0$. При учете стимулированных процессов ($n > n_{inv}$) максимальное значение скорости V дополнительно возрастает по сравнению с $\upsilon_0 \sim 10^7$ см/с еще примерно на порядок (полагается $n_f^s \sim 10^{19}$ см⁻³, $\eta \sim 10^{-6}$ см³/с):

$$\forall \approx \upsilon_0 + \eta n_f^s r_0 = \upsilon_0 (1 + \eta n_f^s r_0 / \upsilon_0) \sim 10^2 \upsilon_0.$$
(14)

Анализ экспериментальных данных по условиям возбуждения стримерных разрядов [1, 4] и сравнение с данными приведенного выше расчета показывают, что в режиме периодических колебаний в нелинейной системе создаются оптимальные условия возникновения стримеров. При этом автоколебания можно рассматривать как один из источников интенсивного микроволнового излучения, вносящего по данным [11] существенный вклад в развитие разряда. Автоколебательный режим или режим регулярных пульсаций обуславливает малую длительность генерируемых импульсов тока (~10⁻¹¹с и менее) и тем самым уменьшает (исключает) роль разогрева решетки кристалла в формировании стримера. Данный режим объясняет также прерывистую структуру разрядного канала [1].

В случае вынужденной рекомбинации (генерации света) усиливается взаимодействие структур. Их развитие, характеризующееся переходом от хаоса к АК и ДС (рис. 2–4), напоминает процесс формирования стримера. В рамках представлений о влиянии внешних воздействий на поведение ДС [5] находит объяснение эффект оптического гашения стримера [2–4, 6]. При этом предсказывается слабое влияние подсветки на заключительном этапе формирования разряда со свойствами диссипативной структуры.

Анализ экспериментальных закономерностей взаимодействия стримерных разрядов в полупроводниках при различных условиях [1–4, 6] позволяет заключить, что при высоких уровнях возбуждения стримеры ведут себя как диссипативные структуры, а при средних уровнях — подобно структурам в нелинейной консервативной среде (солитонам), т. е. объединяют в себе свойства обеих структур. В этом смысле можно говорить о большей степени самоорганизации стримерных разрядов по сравнению с рассмотренными структурами.

Действительно, главное различие указанных структур заключается в том, что после столкновения солитоны восстанавливают свою форму и скорость распространения, тогда как структуры типа бегущий фронт (импульс) при встрече взаимно уничтожаются, либо один из них поглощает другой и усиливается. Скорость и форма бегущего фронта не зависят от начальных условий в широком диапазоне изменения, тогда как в случае солитона эти характеристики фронта определяются начальными возмущениями. Скорость стримерных разрядов можно варьировать примерно в пределах двух порядков изменением амплитуды возбуждающих импульсов поля (~10⁷...10⁹ см/с), что, с одной стороны, подчеркивает их солитонную природу, а с другой стороны, при достижении фазовой скорости света возможно установление режима бегущей волны, присущего диссипативным структурам. При встрече в условиях средних уровней возбуждения стримеры ведут себя подобно ДС. Следует отметить, что в газовой среде обнаружено продолжение распространения стримера в течение некоторого времени после снятия напряжения, интерпретируемое как проявление солитонных свойств разряда [12]. Аналогичное явление в твердых телах ранее не наблюдалось, но в рамках развиваемого представления может быть предсказано.



Рис. 4. Хаос и структуры в электрон-фотонной системе (a-в). Оценка скорости развития структур (r). B=5, $n_{\rm inv}$ =10⁻², $t \rightarrow 200, x \rightarrow 50, \tau_i$ =1, η =1; n_0 =0, n_{t0} =10⁻⁵, E_0 =10⁻², C_i =0, C_0 = $C_0/2, v_0$ =0,001; $V \approx \Delta x / \Delta t$ =5·10⁻⁴/10⁻¹³=5·10⁹ см/c, Δn =5·10¹⁸ см⁻³ (r)

5. Эффективность различных механизмов генерации неравновесных носителей в автоколебательном режиме

С целью сравнения вклада различных механизмов размножения неравновесных носителей в формирование автоколебательных режимов исследованы решения электрон-фотонной системы в условиях туннельного эффекта, ударной- и фотоионизации.

Анализ решений с учетом спонтанной и вынужденной рекомбинации в случае туннельного эффекта $(W_i = A_v N_v E^{10/3} \exp(-E_c/E), \text{ где } A_v \approx 10^{-7} \text{ c}^{-1} (\text{B/cm})^{-10/3},$

 $E_{=}$ 7,4·10⁷ B/cm, $N_{=}$ 2·10²² cm⁻³ (CdS, 80 K) показывает, что при одинаковых условиях - крутизне фронта возбуждающего импульса, скорости рекомбинации и др. достигаемая концентрация неравновесных носителей в автоколебательном режиме примерно на порядок меньше, чем при ударной ионизации, а поля, требуемые для получения равной концентрации – значительно выше. Чтобы убедиться в том, что различные приближения для вероятности ударной ионизации приводят к одинаковому результату, расчеты выполнены также для другой часто используемой в литературе аппроксимации $\alpha(z) = \alpha_0 \exp\{-(E_i/E_0)/[(z-r_0)/r_0]\},$ где $\alpha_0 = a_1/lexp[-(E_i/E_0)], E_i = a_2 \in j/el, a_1 = 0, 6, a_2 = 0, 3.$ Основные закономерности процесса электрон-фотонного взаимодействия в сильных электрических полях, выявленные на примере ударной ионизации, такие как автоколебательный характер, существование оптимума по ряду параметров и т. д. - сохраняются и в случае туннельного эффекта.

Если механизмом генерации неравновесных носителей фотоионизация является $(W_{1}(z)=(kI_{0}/\hbar\omega)\exp(-kz), k\sim 10^{2} \text{ см}^{-1}$ – эффективный коэффициент поглощения кванта тормозного излучения носителей заряда в горячей электронно-дырочной плазме, $I_0 \sim 10^9$ Вт/см² – его интенсивность), то расчет дает в оптимальном варианте значения концентрации носителей и плотности фотонов. близкие к соответствующим данным для ударной ионизации и несколько превышающие их в 1,5...2,0 раза. Следовательно, в автоколебательном режиме эффективность излучательных процессов как механизма генерации неравновесных носителей заряда преобладает над эффективностью туннельного эффекта, в отличие от стационарной модели, для которой характерно обратное соотношение [1].

6. Заключение

В системе, моделирующей динамику развития стримерного разряда в полупроводниках с участием неравновесных носителей заряда, фотонов и сильного электрического поля, формируется широкий спектр динамических режимов – от хаоса до различных актоколебательных режимов и пространственно-неоднородных диссипативных структур как элементов проявления самоорганизации. Сравнение эффективности вероятных механизмов генерации неравновесных носителей указывает на преобладающий вклад в этих условиях излучательного процесса. Данный процесс ответственен за скорость формирования и распространения диссипативных структур, сравнимую с фазовой скоростью света в среде. Автоколебательный и ДС режимы, помимо высокой скорости распространения, объясняют ряд других важных физических свойств стримерного разряда в полупроводниках – пространственно-временную структуру, условия возникновения, влияние внешних воздействий и неразрушающий характер разряда, являющийся одним из его важных практических свойств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М. Стримерные лазеры на твердом теле // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 70. – № 5. – С. 1751–1761.
- Грибковский В.П. Стримеры в полупроводниках кооперативные самоорганизованные процессы // Доклады АН БССР. – 1985. – Т. 29. – № 10. – С. 896–898.
- Грибковский В.П. Полупроводниковые лазеры. Минск: Университетское, 1988. – 235 с.
- Gribkovskii V.P., Gladyshchuk A.A., Zubritskii V.V., Parashchuk V.V., Yablonskii G.P. Streamer Discharges in Semiconductors // Phys. Stat. Sol. (a). 1983. V. 77. № 2. P. 765–774.
- Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. Автоволновые процессы (Современные проблемы физики) / Под ред. Д.С. Чернавского. – М.: Наука, 1987. – 240 с.
- Паращук В.В., Грибковский В.П. Автоколебания электрон-фотонной системы в условиях стримерного разряда // Доклады НАН Беларуси. – 2001. – Т. 45. – № 1. – С. 56–59.
- Владимиров В.В., Горшков В.Н., Константинов О.В., Кускова Н.И. Возбуждение высокочастотных автоколебаний в стримерных полупроводниковых лазерах // Доклады АН СССР. 1989. Т. 305. № 3. С. 586–588.

- Елисеев П.Г., Богатов А.П. Явления в полупроводниковых лазерах, связанные с нелинейной рефракцией и влиянием носителей тока на показатель преломления // Нелинейная оптика полупроводниковых лазеров / Труды ФИАН. – Т. 166. – М.: Наука, 1986. – С. 15–51.
- Destriau G. The new phenomenon of electrophotoluminescence and its possibilities for the investigation of crystal lattice // Phil. Mag. – 1947. – V. 38. – № 285. – P. 700–739.
- Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Фролов В.А. Исследование генерации света в направлении стримерного канала в полупроводниках А₂B₆ // Квантовая электроника. -1983. – Т. 10. – № 6. – С. 1165–1170.
- Паращук В.В., Грибковский В.П., Русаков К.И., Прокопеня А.Н. Излучательные процессы при разряде в полупроводниках // Доклады АН Беларуси. – 1997. – Т. 41. – № 3. – С. 43–47.
- 12. Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. Волны электрического пробоя в ограниченной плазме. – М.: Наука, 1989. – 206 с.
- Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. – М.: Советское радио, 1968. – 480 с.

Поступила 19.04.2007 г.

УДК 539.194,535.621,535.34

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННОЙ МОЛЕКУЛЫ НF

В.Н. Стройнова

Томский политехнический университет E-mail: vns@tpu.ru

Создана расчетная модель, позволяющая получить достоверные значения полуширины и сдвига центров линий молекулы HF горячих и холодных полос вплоть до предела диссоциации. Представлены результаты расчетов вращательных и колебательных зависимостей релаксационных параметров линий HF-HF.

1. Введение

Одной из основных проблем современной теоретической спектроскопии является исследование высоколежащих колебательных состояний молекул. Достоверные значения параметров линий поглощения молекул в газовой фазе необходимы для приложений в фотохимии атмосферы, лазерной физике, при создании баз данных спектроскопической информации. Здесь представлена новая модель, в основу которой положены вариант Корфа-Левита-Черкасова ударной теории уширения, уровни энергии и волновые функции осциллятора Морзе, рассчитанные *ab initio* или полуэмпирически функции мультипольных моментов и поляризуемости двухатомных молекул. Предлагаемая модель позволяет исследовать влияние внутримолекулярной динамики двухатомных молекул в условиях сильного колебательного возбуждения на полуширину и сдвиг линий поглощения. Для проверки достоверности модели в статье проведены расчеты полуширин и сдвигов центров линий высоколежащих горячих и холодных полос молекулы HF.

Ранее были проведены измерения полуширин и сдвигов центров линий молекулы HF вплоть до v=2 [1-4]. В настоящее время экспериментальные значения полуширин и сдвигов центров линий, образованные переходами на более высокие колебательные состояния молекулы HF, отсутствуют. Хорошее согласие рассчитанных в данной работе полуширин и сдвига центров линий HF-HF с результатами измерений [1-4] также подтверждает достоверность предлагаемой модели.

В [5, 6] представлены результаты анализа зависимости релаксационных параметров линии R_0 двухатомных молекул от различных факторов внутримолекулярной динамики: изменения вращательной постоянной, дипольного, квадрупольного моментов, поляризуемости. Показано, что для линий высоколежащих колебательно-вращательных (КВ) полос молекул HF и CO наблюдаются значитель-