

б) эпюра вертикальных перемещений точек арки [мм]

Рис. 4. Эпюры перемещений точек арки

**Заключение.** Разработана методика расчёта бесшарнирных арок постоянной жёсткости кругового очертания при статическом

действии радиально направленных равномерно распределённых ветровых нагрузок. Методика реализована в программе, составленной в среде MathCad.

#### СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Нагрузки и воздействия: СНиП 2.01.07–85 / Госстрой СССР. – М.: Введ. с 01. 01. 1987. – Госстрой СССР, 1987. – 36 с., с изменением №1.
2. Игнатюк, В.И. К определению усилий в бесшарнирных круговых арках, нагруженных радиально действующими равномерно распределёнными нагрузками / В.И. Игнатюк, О.С. Семенюк // Вестник БрГТУ. – 2010. – № 5: Физика, математика, информатика. – С. 53–58.
3. Борисевич, А.А. Строительная механика: учебное пособие / А.А. Борисевич, Е.М. Сидорович, В.И. Игнатюк. – Мн.: БНТУ, 2009. – 756 с.

Материал поступил в редакцию 30.11.11

#### IGNATIUK V.I., SIEMIENIUK O.S. Defining efforts in fixed-end circular arches loading radially acting evenly distributing loads

Problem of defining efforts in fixed-end arches of constant hardness of circular outline in static action of radially directed evenly distributing wind loads is solved. Dependences are got with help of method of strength in a frame of reference. Approbation of results is done. Methods are realized in the program composed in MathCad.

УДК 621.315

Паращук В.В., Русаков К.И.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В УСЛОВИЯХ СТРИМЕРНОГО РАЗРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК СТРИМЕРНОГО ЛАЗЕРА

**Введение.** Открытие стримерных разрядов в полупроводниках, сопровождающихся интенсивным лазерным эффектом (1973 г., США), стимулировало, с одной стороны, дальнейшее развитие физики пробойных и предпробойных явлений в сильных полях в твердых телах и, с другой стороны, способствовало возникновению нового научного направления – физики стримерного разряда в полупроводниках и физики стримерных лазеров (ПСЛ). Примечательно, что по характеру возбуждения ПСЛ являются ближайшим аналогом инжекционных лазеров, поскольку в одном случае накачка осуществляется в сильном электрическом поле в чистом виде, в другом – существенно током, что представляет интерес для сравнения их характеристик, выявления особенностей и общих закономерностей физических процессов.

Соответствующие исследования стали интенсивно развиваться как в Республике Беларусь (Институт физики НАН Беларуси, Брестский технический университет), так и за рубежом: в России (ФИАН) и ряде других научных учреждений СНГ, Японии (Осакий университет), Канаде (Ванкуверский университет). В настоящее время одной из тенденций в физике и технике полупроводниковых приборов является создание перспективных транзисторов, интегральных микросхем (оптоэлектронных систем) и новой элементной базы оптоакустоэлектроники на основе использования прямозонных материалов с большой шириной запрещенной зоны, в особенности типа GaN. В указанных соединениях роль излучательных, в том числе нелинейных оптических, процессов велика, и проявляются они наиболее ярко, поэтому вопросы о протекающих в сильных электрических полях явлениях и взаимодействии оптических и электрических полей в данных средах актуальны.

В этой связи представляется необходимым исследование соответствующих процессов при стримерном разряде в широкозонных

полупроводниках, что связано с необычностью свойств и сложностью данного явления, возможностью получения новой информации о строении вещества и перспективой широких практических применений. Однако дальнейшее развитие исследований по физике и технике полупроводниковых стримерных лазеров (ПСЛ) тормозилось отсутствием однозначного понимания основных процессов, происходящих при неполном электрическом пробое как в полупроводниках в частности, так и в твердых телах вообще. Не существовало единого теоретического подхода, позволяющего удовлетворительно объяснить всю совокупность наблюдавшихся свойств стримерного разряда. Кроме этого, практическое использование имевшихся аналогов стримерного лазера и стримерных технологий сдерживалось рядом причин: низким значением средней мощности и относительно невысокой импульсной мощностью при комнатной температуре, значительной нестабильностью пространственно-временных характеристик, связанной с крупномасштабным ветвлением разрядов, деградацией приэлектродной области, существенной в случае предельных режимов, применением относительно высоких рабочих напряжений. Необходимость решения отмеченных задач обуславливает актуальность темы исследований.

Цель настоящей работы – выяснение роли излучательных, в том числе нелинейных оптических процессов в развитии стримерного разряда, установление закономерностей воздействия разряда на активную среду как сложного явления – в условиях интенсивного излучения и сильного электрического поля и поиск новых методов существенного повышения ресурса и мощности (КПД) лазера при предельных режимах, включая пакетно-импульсный.

**1. Динамика электрон-фотонной системы в сильных электрических полях.** Стримерный разряд (СР) в полупроводниках рассматривается как разновидность неразрушающего электрического

Паращук Валентин Владимирович, ведущий научный сотрудник Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

Беларусь, 220072, г. Минск, пр. Независимости, 68, e-mail: v\_shchuka@rambler.ru.

Русаков Константин Иванович, профессор кафедры физики Брестского государственного технического университета.

Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

пробоя в твердых телах и является эффективным методом получения лазерного эффекта (действия) в однородных средах при возбуждении короткими импульсами электрического поля. Идея этого метода была выдвинута школой Н.Г. Басова [1] и обоснована применительно к условиям СР в приближении стационарной модели. Несмотря на достигнутые успехи в изучении свойств излучения разряда в режимах люминесценции (школа В.П. Грибковского [2, 3]) и генерации света [1–3], остался невыясненным главный вопрос – о механизме формирования самого разряда в полупроводнике, включая его динамику. В частности это касается физической причины его кристаллографической ориентации и высокой скорости распространения (~10<sup>9</sup> см/с), а также наличия пространственно-временной структуры светящегося трека, условий возникновения и отсутствия разрушений в разрядном канале. Рассмотрение этих вопросов требует привлечения представления о пространственно-временной картине развития стримера с учетом вклада излучательных процессов и является предметом исследования настоящей работы.

В соответствии с гипотезой В.П. Грибковского [3] стримерный разряд можно рассматривать как самоорганизованный процесс. Впоследствии она подтвердилась независимыми данными других исследователей применительно к оптическому разряду в твердых телах [4]. В порядке развития этой идеи нами установлено [5], что в условиях разряда возникают интенсивные электромагнитные волны видимого и микроволнового спектральных диапазонов и между ними происходит взаимодействие, определяющее кристаллографическую ориентацию направлений распространения, пороговые условия возникновения и некоторые другие свойства стримеров. В рамках данных представлений показано также, что при высокой интенсивности излучения разряда (~10<sup>9</sup>–10<sup>11</sup> Вт/см<sup>2</sup>) важную роль играют процессы самовоздействия в режиме самоканализирования света, обуславливающие нитеобразную форму (в виде филаментов толщиной порядка 1 мкм), спектральные особенности и специфическую диаграмму направленности излучения стримера [6].

Развитие стримерного разряда как самоорганизованного процесса предполагает многообразие явлений взаимодействия между неравновесными носителями заряда, фотонами, фононами и сильным электрическим полем, в том числе образование в такой сложной системе пространственно-неоднородных диссипативных структур (ДС) и установление автоколебаний (АК) [3]. Возможность автоколебаний в условиях стримерного разряда отмечалась ранее [2, 7, 8], однако пространственно-временная картина развития стримера и роль излучательной рекомбинации, включая стимулированную, в этом процессе не были изучены. Данные вопросы представляют значительный интерес в плане утвердившейся точки зрения на лазерную среду [11] как на нелинейную диссипативную систему, способную демонстрировать сложную собственную динамику от различных регулярных (автоколебания) до хаотических 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.

**1.1. 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]:

$$\partial n/\partial t = (1/e)\text{div } j_e + \alpha_e \nu_e + \alpha_p \nu_p + W - n/\tau_e, \quad (1)$$

$$\partial p/\partial t = - (1/e)\text{div } j_p + \alpha_e \nu_e n + \alpha_p \nu_p p + W - p/\tau_p, \quad (2)$$

$$\text{div } E = 4\pi e (p - n)/\epsilon, \quad (3)$$

$$j_e = en\mu_e E + e\nabla(nD_e), \quad j_p = ep\mu_p E - e\nabla(pD_p). \quad (4)$$

Здесь (1), (2) – кинетические уравнения ( $t$  – время) для концентрации неравновесных носителей заряда  $n$  и  $p$  (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;  $W$  – скорость образования электронно-дырочных пар за счет туннельного эффекта и (или) фотоионизации;

$\alpha_e, \alpha_p$  – коэффициенты (вероятность) ударной ионизации,  $\nu_e, \nu_p$  – абсолютные значения дрейфовых скоростей,  $\alpha_f = a/E \exp(-b/E^2)$  – вероятность соответствующего процесса для электронов (дырок),  $a \approx 3,55 \hbar\omega_0/e\ell^2$  и  $b \approx 2,4E_i/\hbar\omega_0/(e\ell)^2$  – материальные константы,  $\ell$  – длина свободного пробега носителей,  $\hbar\omega_0$  – энергия оптических фононов,  $E_i$  – энергия ионизации;  $j_e(j_p)$  – плотность тока,  $\mu_e(\mu_p)$  и  $D_e(D_p)$  – подвижности и коэффициенты диффузии носителей;  $\tau_e(\tau_p)$  и  $\tau_f$  – 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 быстротекающего явления, пренебрегают [1,2,7]. 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  $\nu_d = \nu_0 = \text{const}$ . Исходная система уравнений (1)–(4) для случая ударной ионизации с учетом стимулированной излучательной рекомбинации может быть записана как

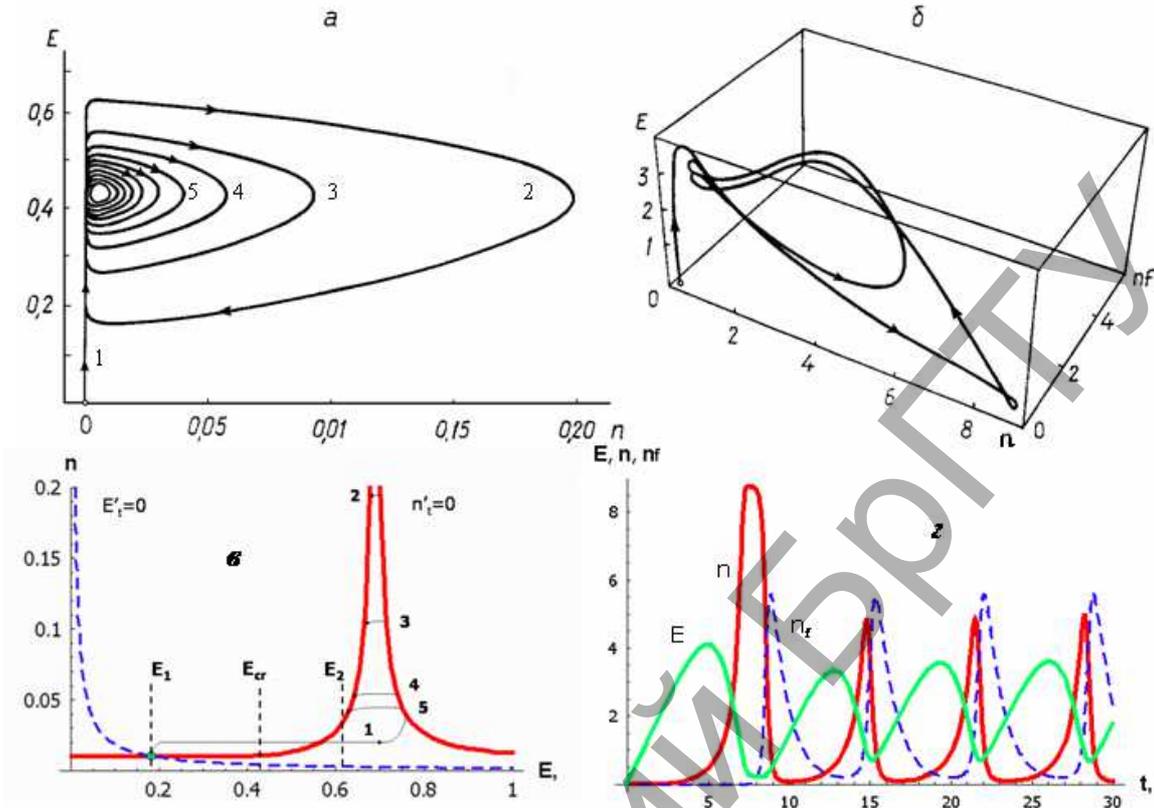
$$\partial n/\partial t = \alpha_e \nu_e n + \nu_0 \partial n/\partial x - n/\tau - \eta (n - n_{inv}) n_f, \quad (5)$$

$$\partial n_f/\partial t = - n_f/\tau_f + \eta (n - n_{inv}) n_f, \quad (6)$$

$$\partial/\partial t \text{div } E = \partial/\partial t \text{div } E - 1/\tau_m \text{div } E, \quad (7)$$

в которой через  $n_f$  обозначена плотность фотонов и под концентрацией неравновесных электронов  $n$  подразумевается 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  $n_f$  [9]. Вторая компонента плазмы  $p$  (положительные заряды) или условие электрической нейтральности кристалла учтены в уравнении (7) для напряженности суммарного электрического поля в кристалле  $E$  [10], используемом вместо (3). При этом  $E$  – составляющая напряженности прикладываемого "внешнего" поля,  $\tau$  и  $\tau_f$  – времена жизни электронов проводимости и фотонов соответственно,  $\eta$  – удельный коэффициент усиления,  $n_{inv}$  – концентрация на пороге инверсии,  $\tau_m$  – максвелловское время релаксации. Интенсивность излучения предполагается пропорциональной плотности фотонов,  $I = c\hbar\omega_f/n_{кр} (n_{кр} - \text{показатель преломления среды})$ .

Коэффициент  $k = \eta (n - n_{inv})$  описывает в линейном приближении скорость испускания фотонов [9]. 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 [9].



$A=10^{-3}$  (а, б),  $B=1$  (б);  $\tau=10$  (а, б),  $n_{inv}=10^{-2}$ ;  $t \rightarrow 3 \cdot 10^4$  (а),  $2 \cdot 10^3$  (б);  $C_1=0$ ;  $\tau_f=1$  (б);  $\eta=1$ ;  $n_0=10^{-10}$  (а, б),  $10^{-3}$  (б);  $n_0=10^{-3}$  (б);  $E_0=10^{-6}$  (а, б),  $10^{-2}$  (б)  
**Рис. 1.** Автоколебания электрон-фотонной системы в условиях спонтанной (а, б) и стимулированной (б, г) рекомбинации. Характеристики системы (в) и временные зависимости поля, плотности плазмы и фотонов (г). Представлено в безразмерном виде

В условиях  $\mu_p \ll \mu_n$  максвелловское время релаксации представим следующим образом:

$$\tau_m = \epsilon_0 \epsilon_2 / e(\mu_e n + \mu_p p) \approx \epsilon_0 \epsilon_2 / e \mu_e n = C_0 / n, \quad (8)$$

где  $C_0 = \epsilon_0 \epsilon_2 / e \mu_e$ ,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $\epsilon_2$  – диэлектрическая проницаемость кристалла. С целью упрощения расчетов соотношение (7) можно использовать в виде

$$\partial E / \partial t = A - En / C_0 + C_1, \quad A = \partial E / \partial t, \quad C_1 = E_0 n_0 / C_0 - A_0. \quad (9)$$

Дрейфовая скорость электронов  $v_e \approx \mu_e E / (1 + \mu_e E / v_0) \rightarrow v_0 \approx 10^7$  см/с насыщается при  $E \sim 10^4$  В/см и в интересующей нас области сильных полей (порог ударной ионизации  $E \geq 10^5$  В/см) полагается постоянной  $v_e = v_0$  аналогично существующим представлениям [1].

### 1.2. 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 [2]:

$$E' = B t / (R + x)^2, \quad (10)$$

где  $B = 2RU_0 / (\epsilon \tau_1)$ ;  $U_0$  – амплитуда,  $\tau_1$  – длительность фронта возбуждающего импульса или постоянная нарастания непрерывного напряжения;  $\epsilon = (\epsilon_1 + \epsilon_2) / \epsilon_1$ ,  $\epsilon_1$  – диэлектрическая проницаемость внешней среды,  $\epsilon_2$  – диэлектрическая проницаемость кристалла. Отсюда следует

$$A = \partial E / \partial t = B / (R + x)^2, \quad A_0 = A|_{x=0} = B / R^2 = 2U_0 / (\epsilon \tau_1 R). \quad (11)$$

Параметр  $A$  представляет собой скорость роста напряженности внешнего поля или крутизну переднего фронта возбуждающего импульса. Используемое приближение согласуется с данными [2], 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  $A$  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:  $t=0, n=n_0, n_f=n_0, E=E_0, x=0, \partial E / \partial t=0, A=\partial E / \partial t=A_0$ ; безразмерные величины:  $n/n_1, n_f/n_1, n_{inv}/n_1, E/E_1, t/t_1, T/\tau_0, \tau/\tau_0, \tau_f/\tau_0, x/x_1, R/x_1, v_e/v_0, A_0/A_1, C_1/A_1$ ; начальные данные  $n_0 = 0 \dots 10^2, n_{f0} = 10^{-18} \dots 10^2, E_0 = 10^{-6} \dots 10^2$ ; нормировочные параметры  $n_1=10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $E_1=10^6$  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:  $\epsilon_1=2, \epsilon_2=10, v_e=10^5 \dots 10^7$  см/с,  $\mu_e = 300$  см<sup>2</sup>/(В·с),  $\mu_p = 50$  см<sup>2</sup>/(В·с),  $\tau=10^{-9} \dots 10^{-11}$  с,  $\tau_f=10^{-12}$  с,  $R = 10^{-4}$  см,  $U_0=10^4 \dots 10^5$  В,  $\tau_1=10^{-8} \dots 10^{-10}$  с,  $\eta=10^{-5} \dots 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с,  $E_i = 3$  эВ,  $\hbar\omega_0=30$  мэВ,  $\ell=5 \cdot 10^{-7}$  см (CdS, 300 К). Здесь  $T$  – период автоколебаний (пульсаций) исследуемой системы.

Система уравнений (5),(7) анализировалась численно с использованием программы "Математика 4" (методом Рунге-Кутты 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, а). Изучено влияние на решения времени жизни неравновесных носителей и скорости роста внешнего поля.

С увеличением скорости в пределах  $A = 0,001...0,6$  при  $\tau = 10$ , 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 аperiodическому режиму, сопровождающийся вначале ростом стационарного значения концентрации до  $n \approx 2$  ( $A = 0,5$ ,  $\tau = 0$ ), а затем ее резким падением. Этот факт можно объяснить установлением в системе автоколебаний общей синхронной частоты, что характерно для двухкомпонентной системы [11]. Далее будет показано, что для трехкомпонентной системы (случай вынужденной рекомбинации) ситуация несколько сложнее и существует немонокотная зависимость решений от крутизны фронта внешнего поля, что также согласуется с известными представлениями.

При увеличении времени жизни  $\tau$  от 10 до 500 и  $A=0,001$  период колебаний  $T$  возрастает в диапазоне 73...280 К, с ростом крутизны фронта до  $A = 0,1$  – уменьшается ( $T = 7,5$ ), а в процессе затухающих колебаний изменяется непрерывно. В области  $A < 0,001$ ,  $\tau < 10$  решения отсутствуют.

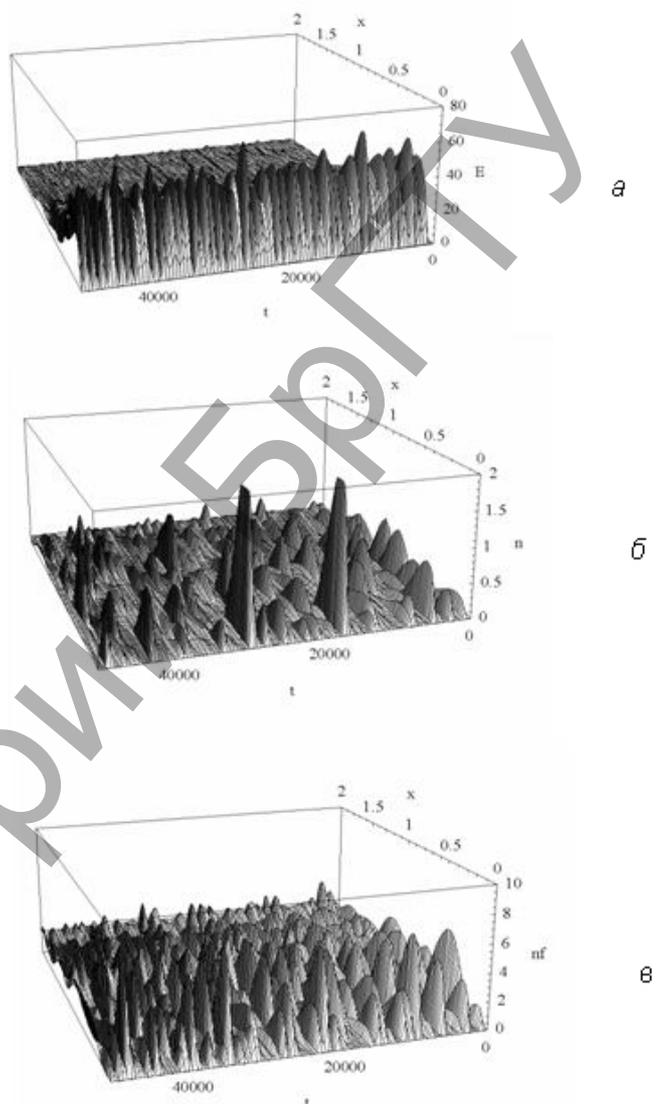
Для качественного описания механизма возникновения автоколебаний в данной системе на рис. 1,в представлены ее характеристики (нуль-изоклины  $E$  и  $n$ ) и предполагаемая схема реализации решений (циклов). Видно, что на начальном этапе в процессе каждого последующего цикла характеристики перестраиваются (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  $\sim 10^{12}$  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 [12], то его можно считать одной из причин рассматриваемого явления и в нашем случае.

**1.3. 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  $A$ ,  $n_{inv}$ ,  $\eta$ ,  $\tau_f$  и др. представлен в параметрическом виде  $E(n, n_f)$  (рис. 1, б), как временная функция  $E(t, 0)$ ,  $n(t, 0)$ ,  $n_f(t, 0)$  (рис. 1, з) 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 ( $x-r_0=R$ ) или на переднем фронте данного процесса (разряда), поэтому формируемая область поля как бы является продолжением электрода в кристалле.

На рис. 3 показаны аналогичные процессы в большем масштабе изменения пространственной координаты вплоть до размера кристалла  $\sim 1$  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, з) следует, что в режиме регулярных или квазипери-

одических 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.



$B=2$ ,  $n_{inv}=10^{-2}$ ,  $t \rightarrow 50000$ ,  $x \rightarrow 2$ ,  $\tau_f=0,08$ ,  $\eta=1$ ;  $n_0=0$ ,  $n_{f0}=10^{-5}$ ,  $E_0=10^{-2}$ ,  $C_1=0$ ,  $C_0 \equiv C_0/2$ ,  $v_0=-0,001$

**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

Устойчивые периодические колебания (режим регулярных пульсаций) электрического поля, концентрации неравновесных носителей и плотности фотонов в рассматриваемой системе возникают при  $n_{inv} \equiv 0,01$ ,  $\eta \equiv 1$ ,  $A=1...10$ ,  $\tau_f \equiv 1$  (рис. 1, б). При этом концентрация носителей и плотность фотонов достигают максимальных значений  $n=5...30$ ,  $n_f=3...10$  (рис. 1, з), а чувствительность системы к значению удельного коэффициента усиления  $\eta$  коррелирует с одним из основных условий возбуждения стримера – необходимостью определенной квантовой эффективности среды [2–4]. Анализ решений указывает на существование оптимума в зависимости от времени жизни фотонов.

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 [11]. Среди других возможных причин возникновения автоколебаний следует отметить формирование доменов, по аналогии с генерирующими структурами на основе эффекта Ганна [4].

Зависимость решений от скорости нарастания внешнего поля носит немонотонный характер, и имеют место осцилляции скорости ( $V$ ) движения ДС. Характерный размер области неоднородности  $\sim 1$  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  $V_{\max} \geq 5 \cdot 10^9$  см/с (рис. 4, а) в согласии с данными для разрядов, пульсации скорости распространения стримеров также выявлены на опыте [13]. В первом приближении указанный размер продольной неоднородности канала ( $\sim 30$  мкм), деленный на среднюю скорость распространения структур ( $\sim 10^9$  см/с), соответствует длительности светового импульса в несколько пикосекунд.

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:

$$V = (\partial n / \partial t) / (\partial n / \partial x), \quad (12)$$

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

$$V \approx v_0 + v_0 \alpha_0 r_0 = v_0 (1 + \alpha_0 r_0). \quad (13)$$

В условиях интенсивного размножения неравновесных носителей при ударной ионизации выполняется условие  $\alpha_0 r_0 \sim 10$ , откуда  $V \gg v_0$ . При учете стимулированных процессов ( $n > n_{inv}$ ) максимальное значение скорости  $V$  дополнительно возрастает по сравнению с  $v_0 \sim 10^7$  см/с еще примерно на порядок (полагается  $n_f^s \sim 10^{19}$  см $^{-3}$ ,  $\eta \sim 10^{-6}$  см $^3$ /с):

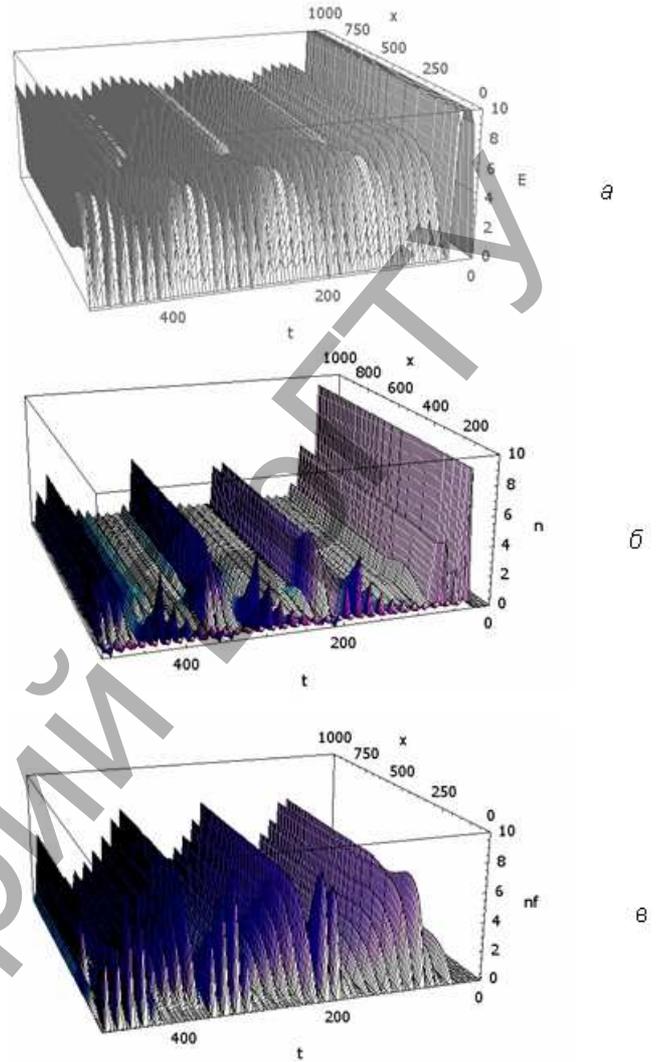
$$V \approx v_0 + \eta n_f^s r_0 = v_0 (1 + \eta n_f^s r_0 / v_0) \sim 10^2 v_0. \quad (14)$$

Анализ экспериментальных данных по условиям возбуждения стримерных разрядов [1–4] и сравнение с данными приведенного выше расчета показывают, что в режиме периодических колебаний (регулярных пульсаций) в нелинейной системе создаются оптимальные условия возникновения стримеров. При этом автоколебания можно рассматривать как один из источников интенсивного микроволнового излучения, вносящего по данным [5] существенный вклад в развитие разряда. Автоколебательный режим или режим регулярных пульсаций обуславливает малую длительность генерируемых импульсов тока ( $\sim 10^{-11}$  с и менее) и тем самым уменьшает (исключает) роль разогрева решетки кристалла в формировании стримера. Данный режим объясняет также прерывистую структуру разрядного канала [1, 13].

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 [11] находит объяснение эффект оптического гашения стримера [2–4, 8]. 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, 8] 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.

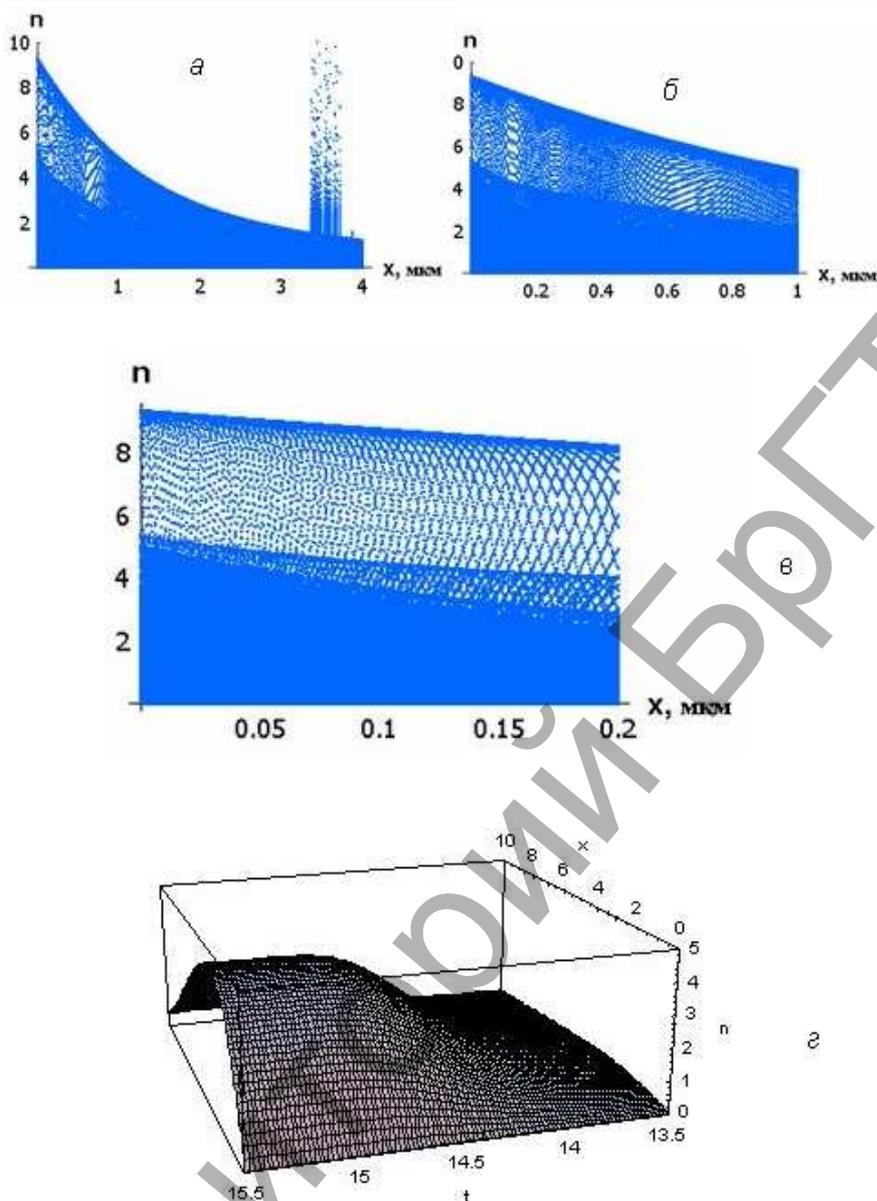


$B=1$ ,  $n_{inv}=10^{-2}$ ,  $t \rightarrow 500$ ,  $x \rightarrow 10000$ ,  $\tau_f=0,08$ ,  $\eta=1$ ;  $n_0=0$ ,  $n_{f0}=10^{-5}$ ,  $E_0=10^{-2}$ ,  $C_1=0,95$ ,  $v_0=0,3$

а)  $E(t,x)$ , б)  $n(t,x)$ , в)  $n_f(t,x)$

Рис. 3. Формирование автоколебательных режимов электрон-фотонной системы на значительных расстояниях от области возбуждения (электрода)

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 в широкой области  $\sim 10^7 \dots 10^9$  см/с изменением амплитуды возбуждающих импульсов поля, 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 [14]. Аналогичное явление в твердых телах ранее не наблюдалось, но в рамках развиваемого представления может быть предсказано.



$B=5, n_{inv}=10^{-2}, t \rightarrow 200, x \rightarrow 50, \tau_f=1, \eta=1, n_0=0, n_{i0}=10^{-5}, E_0=10^{-2}, C_1=0, C_0 \equiv C_0/2, \nu_0=0,001; V \approx \Delta x / \Delta t = 5 \cdot 10^4 / 10^{-13} = 5 \cdot 10^9 \text{ см/с}, \Delta n = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} (z)$   
**Рис. 4.** Хаос и структуры в электрон-фотонной системе (а-г). Оценка скорости развития структур (г)

**1.4. 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 ( $W_t = A_i N_i E^{10/3} \exp(-E_i/E)$ , где  $A_i \approx 10^{-7} \text{ с}^{-1} (\text{В/см})^{-10/3}, E_c = 7,4 \cdot 10^7 \text{ В/см}, N_i = 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} (\text{CdS}, 80 \text{ К})$  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  $\alpha(z) = \alpha_0 \exp\{-(E/E_0)/[(z-r_0)/r_0]\}$ , где  $\alpha_0 = a_1/l \exp[-(E/E_0)], E_i = a_2 \epsilon / e l, a_1 = 0,6, a_2 = 0,3$ . 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 является фотоионизация ( $W_f(z) = (kI_0/\hbar\omega) \exp(-kz), k \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$  – эффективный коэффициент поглощения кванта тормозного излучения носителей заряда в горячей электронно-дырочной плазме,  $I_0 \sim 10^9 \text{ Вт/см}^2$  – 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 [1], для которой характерно обратное соотношение.

**2. Нелинейно-оптические свойства полупроводников в условиях стримерного разряда.** В канале стримерного разряда в полупроводниках реализуются пиковые значения интенсивности

светового поля  $I \sim 10^9 \dots 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> [1, 13], более чем достаточные для возникновения различных нелинейных оптических эффектов, в частности, самовоздействия излучения в режиме автоканализации [15]. Однако в этих условиях, в том числе в средах с кубической ( $n_2$ ) и пятого порядка ( $n_4$ ) нелинейностями, коэффициенты  $n_2$ ,  $n_4$  и остальные параметры рассматриваемой задачи – радиус волнового фронта, размеры и характер исходного пучка (двух- или трехмерный случай), детально не известны, в связи с чем требуется численное моделирование процесса. Ниже анализируются пороговые, энергетические и пространственные характеристики эффекта в зависимости от величин нелинейностей и других параметров для гексагональных и кубических полупроводников, рассмотрены условия оптимального автоканализования.

**2.1. Энергетические и пороговые условия эффекта самоканализования света.** В широкозонных соединениях типа  $A_2B_6$  (гексагональных CdS, CdSe и кубических CdTe) эффекты самовоздействия носят сложный характер в зависимости от длительности импульсов, способа возбуждения (однофотонное, двухфотонное) и других условий, проявляющийся в конкуренции процессов самофокусировки и дефокусировки [16, 17]. При этом реализуется совместное действие нелинейностей  $n_2 + n_4$  ( $n_2 > 0$ ,  $n_4 < 0$ ). Для указанных сред разработана теория самоканализования (самоканализации) интенсивных световых пучков [15], результаты которой используются в настоящей работе.

Анализ существующих литературных данных по самовоздействию света указывает на целесообразность численного моделирования эффекта самоканализования излучения в условиях разряда при варьировании коэффициентов нелинейностей в пределах  $n_2 \sim 10^{-9} \dots 10^{-8}$  ед. СГСЭ,  $n_4 \sim -(10^{-14} \dots 10^{-12})$  ед. СГСЭ. Критерий эффекта, учитывающий дифракцию, самофокусировку и самодефокусировку света, можно записать следующим образом:

$$(2 | n_2 E^2 + n_4 E^4 | / n_0)^{1/2} = 1,22 \lambda / (D n_0), \quad (15)$$

где  $D$  – исходный диаметр пучка,  $\lambda$  – длина волны в вакууме,  $E$  – амплитуда напряженности электрического поля световой волны,  $n_0$  – линейный показатель преломления среды. Соответствующая (15) мощность излучения равна

$$P_{cr1-4} = |c D / (64 n_4) \{ [(n_0 n_2 D)^2 \pm 2 \cdot 1,22^2 n_0 n_4 \lambda^2]^{1/2} \pm n_0 n_2 D \}|. \quad (16)$$

Анализ четырех возможных значений  $P_{cr}$  согласно (16) показывает, что минимальный порог эффекта  $P_{cr1}$  соответствует знаку "–" в обеих диадах последнего выражения. Аналогично обозначим через  $P_{cr2}$  мощность, соответствующую знаку "+" в диадах,  $P_{cr3}$  – последовательно знакам "+, –" и  $P_{cr4}$  – знакам "–, +". В частности, для монокристаллов сульфида кадмия в области края собственного поглощения ( $n_2 = 1,2 \cdot 10^{-9}$  ед. СГСЭ,  $n_4 = -1,4 \cdot 10^{-12}$  ед. СГСЭ [18]) при  $D = 1$  мм имеем  $P_{cr1} \approx 150$ ,  $P_{cr2} \approx 1830$ ,  $P_{cr3} \approx 180$  и  $P_{cr4} \approx 2160$  Вт. Мощность свечения, выходящего вдоль канала стримера, достигает  $P \sim 10$  кВт [18], поэтому при стримерном разряде условие самоканализования света по порогу эффекта  $P_s > P_{cr}$  выполняется со значительным запасом.

В соответствии с теоретическими [19, 20] и экспериментальными [21] данными процесс самоканализования излучения приводит к вытеснению плазмы неравновесных носителей за пределы светового канала, т.е. области сильного электрического поля, а следовательно – к уменьшению величины тока ниже порога разрушений. Это согласуется с отсутствием разрушений в накале стримерного разряда в полупроводниках [1–4] и может быть одной из причин его неразрушающего характера.

**2.2. Определение радиуса волноводного канала.** Оценим размеры самосжимающегося пучка в рассматриваемой среде, где радиус канала  $R$  осциллирует и зависит от размерности пучка [15]. Анализ зависимости  $R(P_{cr})$  с учетом критерия (15) и экспериментальных данных для коэффициентов нелинейностей при оптическом возбуждении [16] указывает на наличие двух характерных миниму-

мов (ветвей) этой зависимости (рис. 5), причем для критерия  $P_{cr1}$  ветви располагаются ниже, чем для  $P_{cr2}$ .

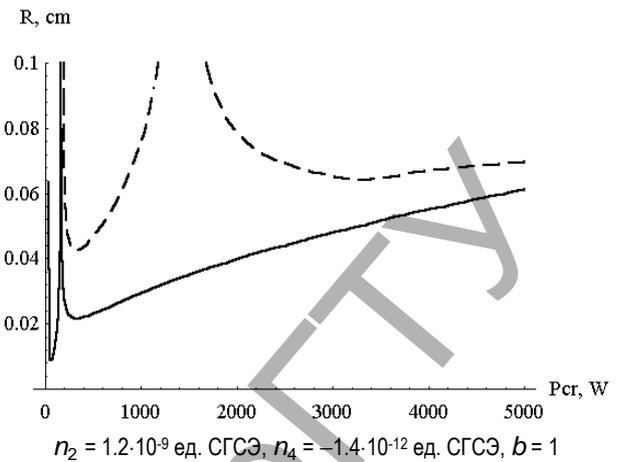


Рис. 5. Пространственно-энергетические характеристики эффекта самоканализования света для критериев  $P_{cr1}$  (1) и  $P_{cr2}$  (2)

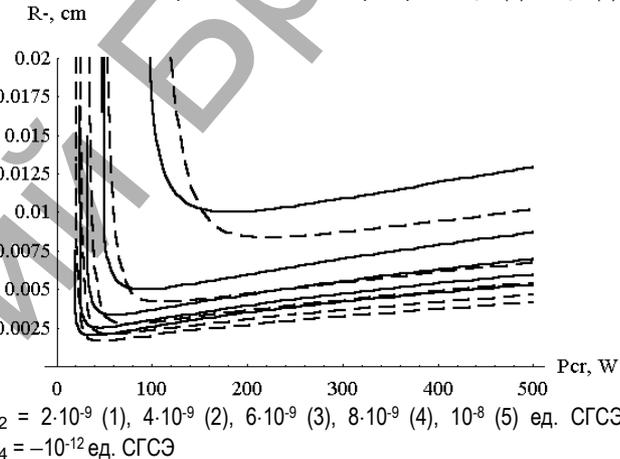


Рис. 6. Зависимость радиуса светового канала от пороговой мощности при варьировании коэффициентов нелинейностей для сферических (сплошные кривые) и цилиндрических (штриховые) пучков

Наименьшему влиянию параметров волновой поверхности ( $b$ ) подвержена ветвь в области  $P_{cr} = 200 \dots 300$  Вт для случая  $P_{cr1}$ , в связи с чем она представляет наибольший интерес с точки зрения численного моделирования. Здесь  $b$  является коэффициентом пропорциональности в зависимости  $R_f^2 = b R_0^2 / |Q|$ , где  $Q = n_2 E^2 / n_0 - (k R_0)^2$ ,  $R_f$  – радиус кривизны волновой поверхности,  $k$  – волновое число,  $R_0 = D/2$  – радиус исходного пучка. Увеличение коэффициента нелинейности  $n_2$  в пределах порядка по сравнению с известными данными для кристаллов CdS приводит к уменьшению пороговой мощности и поперечных размеров светового канала до значений, соответствующих параметрам стримера  $P_{cr} \leq 10 \dots 30$  Вт,  $R \leq 10$  мкм (рис. 6). Аналогичные изменения происходят с уменьшением коэффициента  $n_4$  от  $\sim 10^{-12}$  до  $10^{-14}$  ед. СГСЭ.

**2.3. Анизотропия эффекта самоканализования света и симметрия кристаллографической ориентации разрядов.** На примере кристаллов сульфида кадмия рассчитаем анизотропию нелинейной восприимчивости пятого порядка  $\chi^{(5)}$ , определяющую пороговые и пространственные свойства самоканализования света. Поведение системы в сильном электрическом поле может быть промоделировано использованием неполностью симметричного тензора 6-го ранга типа  $[[V^2]^3]$  [22] или  $[V^2][V^2]^2$  [23] – по аналогии с тензором электрооптического эффекта (данный тензор, как известно, несимметричен). Исследуем случай первого их них, результаты моделиро-

вания с учетом второго тензора подобны. Пространственное распределение  $\chi^{(5)}$ , соответствующее свертке данного тензора в плоскости типа  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$  кристаллов определяется соотношением

$$\chi^{(5)}_{\langle 10\bar{1}0 \rangle} = \chi_{111} \sin^6 \Theta + \chi_{333} \cos^6 \Theta + 3(\chi_{113} + 4\chi_{155}) \times \sin^4 \Theta \cos^2 \Theta + 3(\chi_{133} + 4\chi_{355}) \sin^2 \Theta \cos^4 \Theta. \quad (17)$$

В приближении  $\chi_{133} \approx \chi_{355} \approx \chi_{333}$ ;  $\chi_{133} \approx \chi_{155} \sim 0,1\chi_{333}$  соотношение (17) дает три направления, симметричные относительно  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$  ( $\Theta = \pi/2$ ), которые отличаются от направлений разрядов в среднем на  $\pm (2...5)^\circ$ . В базисной плоскости  $\langle 0001 \rangle$  угловое распределение  $\chi^{(5)}$  имеет вид

$$\chi^{(5)}_{\langle 0001 \rangle} = 16(\chi_{111} - \chi_{222}) \cos^6 \varphi + 24(\chi_{222} - \chi_{111}) \cos^4 \varphi + 9(\chi_{111} - \chi_{222}) \cos^2 \varphi + \chi_{222} \quad (18)$$

и дает локальные максимумы в направлениях типа  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$  в достаточно широкой области  $+\infty > \chi_{111} > \chi_{222}$ . Анализ обоих соотношений (17) и (18) показывает, что пространственная анизотропия рассматриваемой нелинейной восприимчивости, а следовательно, и эффекта самоканалирования примерно соответствуют ориентации стримеров. Это свидетельствует о том, что данный эффект обусловливает не только кристаллографическую ориентацию, но и нитевидную форму стримерного разряда.

Аналогичные расчеты для кубических полупроводников (симметрии  $\bar{4}3m$ ) с использованием тензоров 4-го ранга, например  $[V^2]^2$  или  $V[V^3]$ , приводят к локализации максимумов распределения нелинейной восприимчивости в направлениях  $\langle 110 \rangle$ , соответствующих ориентации стримеров в кристаллах CdTe, GaAs и InP с точностью до нескольких градусов.

Следует отметить, что в экспериментально установленной пространственной картине (системе направлений) стримерных разрядов, в частности, в гексагональных полупроводниках [1, 24, 25], отсутствуют все основные элементы симметрии класса  $6mm$ , за исключением призматических плоскостей, в которых они локализованы; заметна асимметрия наблюдаемой картины (в пределах  $0,5^\circ...1^\circ$ ) относительно оси 6-го порядка. Это свидетельствует об изменении (искажении) симметрии кристалла и о том, что в данных условиях одновременно возникают два семейства разрядов - положительно и отрицательно направленных (разнополярных) - в соответствии с представлениями о релаксации заряда в анизотропной среде и в средах с низкой размерностью [26]. В кубических полупроводниках также наблюдаются искажения симметрии решетки, проявляющиеся в неполном совпадении путей разрядов с направлениями  $\langle 110 \rangle$ . В этой связи пространственная ориентация стримеров отражает точечную группу симметрии не только исходного, т.е. невозмущенного кристалла (известные принцип Неймана или теорема Германа), но и результат взаимодействия поля со средой и соответствует общему принципу суперпозиции симметрий Кюри - принципу сложения диссимметрий. Поэтому использование "неразрушающих" стримерных разрядов является тонким и в некоторых случаях уникальным инструментом исследования электрических, нелинейно-оптических, кристаллографических и ряда других свойств твердых тел в сильных полях.

**3. Оптимизация предельных режимов стримерного полупроводникового лазера.** Повышение ресурса, стабильности и некоторых других базовых характеристик стримерного излучения является одной из проблем, которая полностью не решена до настоящего времени и требует учета взаимодействия разряда со средой (обратная связь) и комплексного характера воздействия вследствие сильных электрических и оптических полей, а также других интенсивных факторов, сопровождающих разряд. Опыт показывает, что максимальная эффективность стримерного возбуждения достигается при использовании дополнительного разрядного промежутка непосредственно в окружающей среде (диэлектрической жидкости), обостряющего фронт прикладываемого импульса напряжения [24, 27, 28]. В этом случае для увеличения срока службы излучающего элемента требуется применение специальных мер его защиты от непосредственного воздействия искрового разряда в жидкости.

**3.1. Разработка методов улучшения характеристик лазера при предельных режимах эксплуатации.** В качестве одной из наиболее

эффективных защитных мер от воздействия на рабочий кристалл сильного электрического поля и искрового разряда, как было установлено, является использование предохраняющего (буферного) материала. Одновременно буферный слой не должен препятствовать интенсивной генерации излучения стримеров. Поиск материалов, пригодных для создания предохраняющего слоя осуществлялся среди различных твердых тел - диэлектриков, полупроводников и металлов при различных условиях, среди которых важнейшими являются условия перехода (передачи энергии) разрядов между слоями. В итоге было выявлено, что наибольшей эффективностью в указанном смысле характеризуется система, состоящая из рабочего кристалла - пластинки CdS толщиной ~ 0,5 мм, ориентированной в плоскости типа  $\langle 0001 \rangle$ , и защитного слоя из этого же кристалла толщиной ~ 1 мм, вырезанного в плоскости  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$  (рис. 7) [28-32].

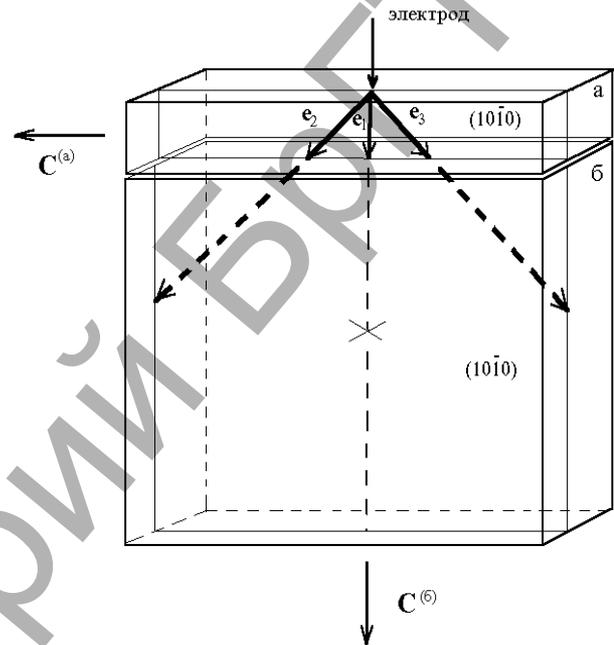


Рис. 7. Схема возбуждения разрядов и взаимная ориентация защитного (буферного) (а) и рабочего (б) кристаллов CdS в импульсно-периодическом режиме

В плоскости  $\langle 0001 \rangle$  проекции стримерных треков образуют шестилучевую звезду, что облегчает наблюдения, а во втором (буферном) образце разряды распространяются под некоторыми углами к нормали. Наибольшая длина стримерных треков и интенсивность их свечения наблюдаются при такой геометрии перехода (оптимальные условия), когда пространственная ориентация стримеров в защитном (буферном а) и рабочем (б) кристаллах практически одинакова. Это соответствует наименьшим потерям энергии при переходе и обеспечивает минимальные разрушения поверхности рабочего тела. Так как плоскости  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$  кристаллов, в которых распространяются стримеры, параллельны, то этим достигается незначительное отклонение стримеров типа  $e_2$  и  $e_3$  в рабочем кристалле от первоначальных в защитном слое. В отличие от стримеров указанного типа, переход  $e_1$  затруднен из-за необходимости существенного изменения направления движения на  $\sim 90^\circ$ . Такой переход разрядов из одного кристалла в другой возможен вследствие близости углов ориентации стримеров к значению  $\pm 45^\circ$  относительно оси C.

В описанной геометрии возбуждения одиночными импульсами с частотой следования до 50 Гц и амплитудой не более 50 кВ в рабочем кристалле на протяжении, как минимум 2 часов наблюдалась устойчивая картина стримерных треков без заметного снижения интенсивности свечения, что при прочих равных условиях на 1-2 порядка превышает литературные данные и соответствует  $N \sim 10^6$  импульсов. Влияние защитного слоя на интенсивность стримерного излучателя и его ресурс показаны на рис. 8.

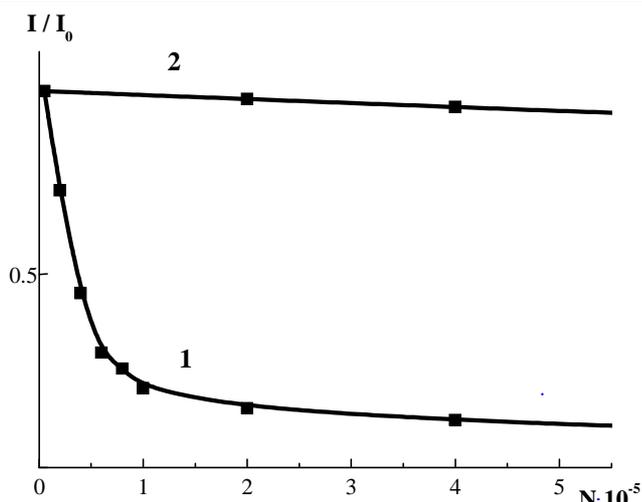


Рис. 8. Сравнительная интенсивность свечения стримерных разрядов в зависимости от экспозиции в отсутствие (1) и при наличии буферного слоя (2)

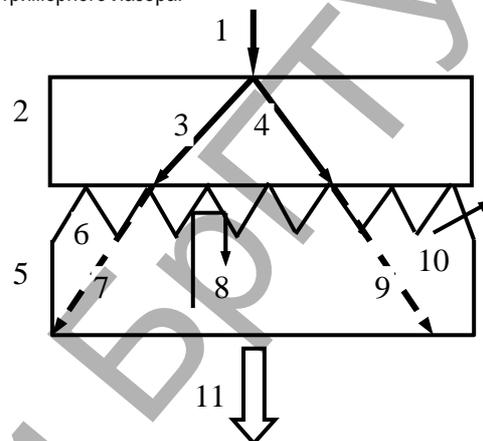
Следует отметить, что при предельных режимах в защитном материале возникают разрушения в виде глубокого, почти сквозного кратера, тогда как в рабочем кристалле они имеют незначительную глубину проникновения (практически на уровне начальной стадии разрушений). С увеличением количества возбуждающих импульсов до  $\sim 10^5$  размеры кратера возрастают, и для восстановления начальной энергии излучения необходимо сдвигать игольной электрод от исходного положения на расстояние  $\sim 1,0 \dots 1,5$  мм.

**3.2. Влияние кристаллического микрорельефа на эффективность излучателя при стримерном возбуждении.** С целью повышения мощности и КПД ПСЛ изучены условия перехода разрядов между кристаллами для случая, когда в роли рабочего кристалла использовался образец в виде пластины толщиной не более 100 мкм, имеющий одну полированную поверхность с напыленным зеркальным покрытием или без него, а другую – травленную с микрорельефом, элементы которого сравнимы с длиной волны света [33]. При этом поверхностью перехода стримеров служила поверхность микрорельефа, а буферным кристаллом – образец с двумя полированными поверхностями толщиной 1–2 мм, ориентированный указанным выше образом (рис. 9). Резонатор лазера образован поверхностью микрорельефа и противоположной ей поверхностью рабочего кристалла. Опыты проводились также в отсутствие буферного кристалла.

На систему подавались пакеты импульсов амплитудой до 200 кВ. Выяснилось, что в случае наличия микрорельефа на поверхности излучателя контакт между кристаллами хуже, чем между полированными поверхностями, что несколько затрудняет переход стримера. Однако указанный недостаток компенсируется значительным усилением стримерного свечения (в 2...3 раза). В отсутствие буферного кристалла интенсивность излучателя дополнительно повышается.

О достижении режима генерации света в исследуемой системе свидетельствовало резкое сужение спектра (близкий к одномодовому режим) и возникновение характерной диаграммы направленности излучения с угловой расходимостью  $\sim 30^\circ$ , типичной для поперечной геометрии стримерного возбуждения в образцах с нанесенными зеркалами (без микрорельефа) [27]. На основании данных [33] можно полагать, что микроструктура на поверхности излучателя приводит к значительному увеличению потерь для неаксиальных мод и повышению эффективности отражения (возврата) излучения (рис. 9, лучи 8) в активную среду, вследствие чего возрастает КПД генерации. При этом положительную роль играет не только вывод (преломление) неаксиальных мод (10), но и рассеяние соответствующих лучей на гранях элементов микроструктуры. Увеличение мощности выходного излучения обусловлено также повышением степени однородности светового пучка в активной области из-за его рассеяния

на рельефе. Разрушения, возникающие на естественных поверхностях фигур травления микрорельефа, прогрессируют медленнее, чем в случае гладкой поверхности. При этом возрастает лучевая прочность такого излучателя и его эффективность в целом. Механизм указанного явления детально исследован на примере полупроводникового лазера с оптической двухфотонной накачкой [33]. Результаты этих исследований были положены в основу разработки мощных полупроводниковых лазеров типа излучающее зеркало, накачиваемых электронным пучком [34], и оказались полезными, как следует из вышесказанного, для увеличения мощности (КПД) и ресурса стримерного лазера.



1 – электрод, 2, 5 – буферный и рабочий кристаллы, 6 – микрорельеф, 3, 4 – разряды в защитном слое, 7, 9 – стримеры в рабочем кристалле, 8, 10 – отраженные и преломленные лучи на гранях элементов микрорельефа, 11 – генерируемый пучок света

Рис. 9. Схема возбуждения генерации света в лазерной системе при наличии микрорельефа

**3.3. Взаимодействие стримерного разряда с активной средой лазера.** В связи с комплексным воздействием стримерных разрядов представляло интерес выяснить их влияние на спектроскопические характеристики активной среды при различных условиях. Использовались образцы в виде плоскопараллельных пластинок толщиной 0,5–1,1 мм, ориентированных в плоскостях (1010) так, чтобы полярная ось была направлена вдоль длинной стороны пластины. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) регистрировались с грани образца, через которую выходило излучение стримерных разрядов, возбуждаемых импульсами напряжения амплитудой  $\sim 50$  кВ с частотой следования до 5 Гц. При этом влияние искры, воздействующей на противоположную грань кристалла, устранялось. Люминесценция возбуждалась излучением непрерывного гелий-кадмиевого лазера при  $T \approx 300\text{K}$  и  $80\text{K}$ .

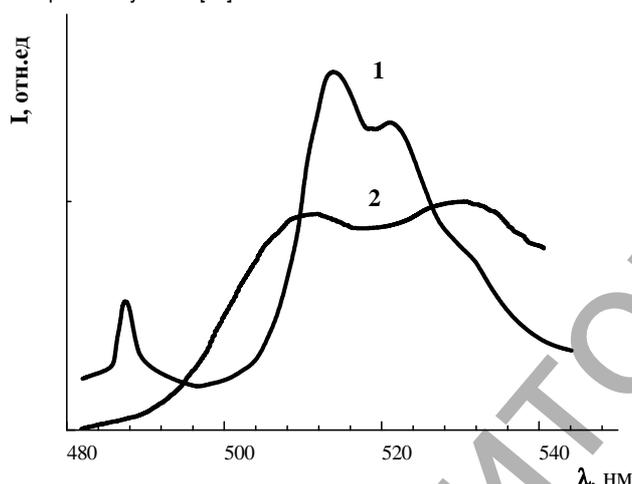
Установлено, что в условиях использовавшегося в качестве диэлектрической среды авиационного керосина при  $T = 300\text{K}$  воздействие на кристалл (экспозиция)  $N \sim 5 \cdot 10^3$  разрядов приводит к снижению интенсивности ФЛ примерно в 2 раза по сравнению с начальной интенсивностью – аналогично данным работ [35]. Предпринимались меры по устранению непосредственного влияния излучения лазера. Дальнейшая экспозиция при  $N \sim 5 \cdot 10^3$  также сопровождалась уменьшением интенсивности ФЛ. Затем опыты были повторены при  $T = 80\text{K}$  с целью контроля поведения экситонных линий. Особенность поведения этих линий состоит в зависимости их интенсивности от экспозиции, в частности в постепенном ее увеличении в  $\sim 10$  раз при  $N = 1,5 \cdot 10^4$  и резком уменьшении после  $N = 2,5 \cdot 10^4$ . Данный эффект усиления-тушения ФЛ носит обратимый характер, так как воспроизводится после выдержки в течение времени  $t \sim 24$  ч при  $T = 300\text{K}$ . Соответствующая перестройка спектра ФЛ с ростом экспозиции до  $N = 3 \cdot 10^4$  показана на рис. 10.

Интенсивность "зеленой полосы" уменьшается приблизительно в два раза по сравнению со случаем  $N = 2,5 \cdot 10^4$ , полуширина ее увеличивается, а экситонные линии исчезают, что свидетельствует о

сильном изменении состояния поверхности кристалла. Наблюдаемую трансформацию спектра с учетом данных [35] можно объяснить интенсивным разложением приповерхностного слоя с образованием безызлучательных дефектов и комплексов.

Вследствие совместного действия сильного электрического поля и мощного излучения разрядов в приповерхностном слое, вероятно, происходит разрушение кристаллической решетки, начинающееся на различного рода дефектах, образованию которых способствуют механические деформации и остаточные напряжения. При этом оказавшиеся на поверхности решетки ионизированные (вследствие высоких уровней возбуждения) атомы исходных компонентов кристалла и примесей могут вступать в химические реакции с окружающей кристалл диэлектрической жидкостью и создавать различные комплексы, приводящие к изменению спектра ФЛ.

В пользу высказанных предположений свидетельствуют специальные опыты по исследованию электроискровой обработки поверхности высокотемпературных сверхпроводников [36–40], как наиболее чувствительных к влиянию внешних воздействий [41, 42]. При этом в качестве источника искры использовался разработанный для возбуждения стримерных разрядов пакетно-импульсный генератор [43]. В этих работах показана многоплановость воздействия искрового разряда, приводящего к реконструкции (модификации) поверхности сверхпроводящей керамики [36, 37, 39, 40] и стабилизации ее характеристик [38–40]. Похожее воздействие оказывает мощное лазерное излучение [44].



$T = 80 \text{ K}$ ; возбуждение излучением непрерывного лазера ЛГН-409,  $\lambda = 325 \text{ нм}$ ,  $P = 3 \text{ мВт}$

**Рис. 10.** Спектры ФЛ монокристаллов CdS в зоне воздействия стримерного разряда при экспозиции  $N = 2.5 \cdot 10^4$  (1) и  $3 \cdot 10^4$  (2)

При использовании в качестве диэлектрической среды авиационного керосина воздействие искрового разряда и сильного электрического поля приводят к разложению больших органических молекул на мелкие части и образованию различных ассоциатов с дефектами на поверхности кристаллической решетки. Разложение монокристаллов CdS не стимулируется гексаном, этилацетатом и этанолом [45]. Опыты по стримерной накачке в гексане и серном эфире указали на отсутствие перестройки спектра даже при экспозиции  $N = 3 \cdot 10^4$ , что свидетельствует о меньшей интенсивности процессов разложения поверхности сульфида кадмия в этих жидкостях по сравнению с керосином в рассматриваемых условиях. Таким образом, путем выбора окружающей диэлектрической среды представляется возможным минимизировать влияние указанных факторов с целью улучшения характеристик стримерного лазера.

**3.4. Поиск новых перспективных активных сред.** Стримерное свечение получено и исследовано с участием авторов в ряде бинарных, тройных и более сложных соединений, как хорошо изученных, так и новых (см. обзор [24]): ZnS (длина волны излучения

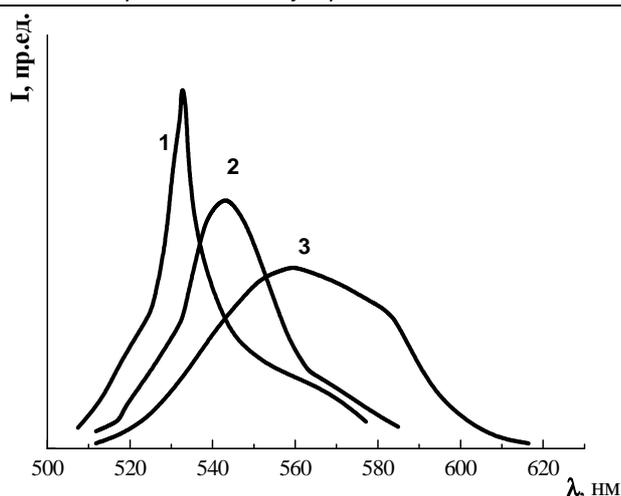
$\lambda \sim 345 \dots 355 \text{ нм}$ ), ZnO ( $\sim 400 \text{ нм}$ ), ZnSe (447...470 нм), ZnTe, CdSe и  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  (610...630 нм), GaAs ( $\sim 830 \text{ нм}$ );  $\text{AgGaS}_2$  ( $\sim 550 \text{ нм}$ ),  $\text{CuGaS}_2$ ,  $\text{CuGaSe}_2$  (820...960 нм),  $\text{CuGaS}_{2x}\text{Se}_{2(1-x)}$  (700...960 нм). Общий итог этих исследований – стримерные разряды как быстропотекающее явление несут характер кооперативных самоорганизованных процессов [3], в которых оптическим явлениям отводится важнейшая роль. При этом результаты исследования эффективности полупроводникового лазера с использованием микрорельефа при оптической накачке [33] и накачке электронным пучком [34] оказались полезными, как отмечалось выше, для увеличения мощности (КПД) и ресурса стримерного лазера.

Ниже остановимся на результатах изучения условий возбуждения, пространственных и оптических свойств разрядов еще в двух интересных средах – кристаллах  $\text{CaGa}_2\text{S}_4$  и  $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7$ , активированных ионами европия, – представителях широкозонных соединений типа  $A_m^{\text{II}}B_n^{\text{VI}}C_n^{\text{VI}}$  ( $m = n - 3$ ,  $n = 4, 5, 6 \dots$ ) [46]. Это монокристаллы орторомбической симметрии класса  $D_{2h}^{24}$  и кубической сингонии соответственно. Соединения  $\text{CaGa}_2\text{S}_4$  характеризуются слоистой кристаллической структурой при толщине слоевого пакета  $\sim 30 \dots 100 \text{ мкм}$  и являются модельным объектом для исследования закономерностей стримерных разрядов в квазидвухмерных средах. Использование неразрушающих разрядов расширяет возможности изучения реальной структуры кристалла, его электрических и оптических свойств. Кроме того, активированные редкоземельными ионами кристаллы данного класса перспективны для создания высокоэффективных источников дневного света, экранов рентгеновских устройств, цветных дисплеев и других систем отображения информации.

Использовались монокристаллы размером  $\sim 5 \times 3 \times 1 \text{ мм}$  с удельным сопротивлением  $\sim 10^9 \dots 10^{10} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , выращенные диффузионным методом газотранспортной реакции и методом Бриджмена. Рабочая поверхность образцов получена путем скалывания, разряды возбуждались импульсами напряжения амплитудой  $\sim 50 \text{ кВ}$  длительностью  $\sim 100 \text{ нс}$  по стандартной методике, а также в пакетно-импульсном режиме. Определены оптимальные условия возникновения разрядов при комнатной температуре и температуре жидкого азота в зависимости от геометрии опыта, амплитуды и полярности возбуждающих импульсов. Наблюдались кристаллографически ориентированные одиночные разряды, локализованные в плоскости слоевого пакета, с выходом основной части светового потока вдоль канала [28–32, 47, 48]. При этом переход от  $T \approx 300 \text{ K}$  к  $80 \text{ K}$  приводит к заметному увеличению интенсивности разряда в согласии с существующими данными.

Образование одиночных разрядов, снижение общего числа стримеров и их типов наблюдалось нами ранее в стержневидных [25] и пластинчатых кристаллах сульфида кадмия [49], а также независимо другими авторами в щелочно-галогидных кристаллах [50]. Данный эффект интерпретируется в рамках представлений о взаимодействии электромагнитных волн микроволнового и видимого диапазонов, иницированных стримером [5, 25, 51], и о самоорганизованных процессах при разряде [3].

Легирование кристаллов  $\text{CaGa}_2\text{S}_4$  ( $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7$ ) многозарядной глубокой примесью Eu приводит к резкому увеличению интенсивности стримерного излучения в желто-зеленой области спектра (рис. 11), что может быть обусловлено вкладом как собственных, так и примесных каналов рекомбинации (включая примесное краевое излучение). При этом наличие люминесценции в области края поглощения и прямоzonной энергетической структуры кристалла являются необходимыми условиями возникновения стримеров в полупроводниках – в согласии с существующими представлениями. Подобная энергетическая структура обеспечивает высокий квантовый выход излучения, принимающего (по данным [5, 25]) непосредственное участие в формировании разряда. Следует отметить, что слоистым соединениям присущи особенности, обусловленные различием свойств среды в плоскости слоя (двухмерность, взаимодействие слоев и др.) и перпендикулярно ей, которые могут влиять на формирование стримеров.



$T \approx 80$  (1,2) и 300K (3); возбуждение излучением импульсного азотного лазера (ЛГИ-21,  $\lambda = 337,1$  нм,  $\tau_{\text{и}} \approx 10$  нс)

Рис. 11. Спектры стримерной (1,2) и фотолюминесценции (3) кристаллов  $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}$

**3.5. Разработка мощного пакетно-импульсного ПСЛ.** Экспериментально нами обнаружено влияние размеров и формы лазерного элемента на ориентацию и количество треков стримеров и их типов (размерный эффект) – в соответствии с предсказываемыми результатами по взаимодействию электромагнитных волн [5, 25, 51, 52]. Показана возможность управления этим процессом и получены одиночные (неветвящиеся) треки разрядов с увеличенной длиной (рис. 12). Разработан метод селективного возбуждения стримеров различных типов с использованием тонких стержневидных кристаллов, позволяющий значительно снизить нестабильность ближнего и дальнего поля и увеличить мощность излучения из канала стримерного разряда в 2–3 раза [53]. Размерный эффект расширяет функциональные возможности и повышает эффективность управления характеристиками стримерного лазера.

Обоснован и реализован пакетно-импульсный режим действия ПСЛ (рис. 13, табл. 1,2), обеспечивающий повышение эффективной частоты следования в цуге до  $10^7$  Гц, средней мощности излучения на 2-3 порядка ( $\geq 10$  мВт) по сравнению с известными данными и пиковой мощности – до  $\sim 10^4$  Вт в продольном варианте генерации при 300 К (видимая область спектра) [28–32, 43, 51–56]. Предложено использование пакетно-импульсного стримерного лазера в медицине и других областях лазерных технологий [55, 56].

Повышение средней мощности генерации стримерного лазера в пакетно-импульсном режиме связано с уменьшением накопления объемного заряда на рабочем веществе в условиях возбуждения знакопеременными импульсами электрического поля высокой частоты и быстрой релаксации фотопроводимости кристалла, а также с возникновением стримеров разных полярностей от одного электрического цуга. Показано, что увеличение пиковой мощности генерации в этом режиме вызвано повышением уровня возбуждения, обусловленным перераспределением электрического поля в системе кристалл-диэлектрик в области высоких частот (возрастанием эффективного поля) и исключением накопления объемного заряда.

Изучена поляризация излучения стримеров разных типов в кристаллах гексагональной и кубической симметрии в зависимости от геометрии опыта. Оказалось, что свечение разрядов вдоль направления распространения, в том числе в тонких стержневидных кристаллах, линейно поляризовано с высокой степенью ( $\sim 0,97$ ). Ориентация вектора напряженности электрического поля излучения на выходе из канала стримера одинакова для всех типов разрядов.

Результаты исследования закономерностей поляризации излучения соответствуют закономерностям фазового синхронизма СВЧ-волн и света в аналогичных условиях, а также спектрально-поляризационным и пространственным свойствам взаимодействующих волн при наличии квантов света в области края собственного

поглощения полупроводника, т.е. согласуются с предполагаемым механизмом развития (моделью) стримера, учитывающим излучательные процессы [5, 6, 8, 25, 51, 57].

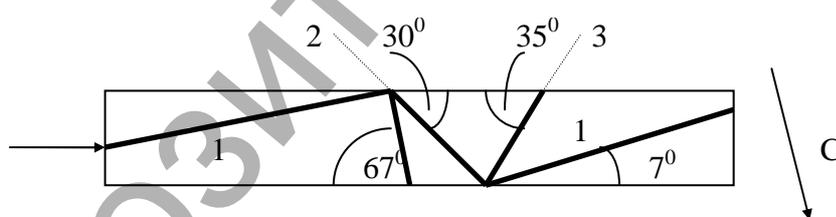
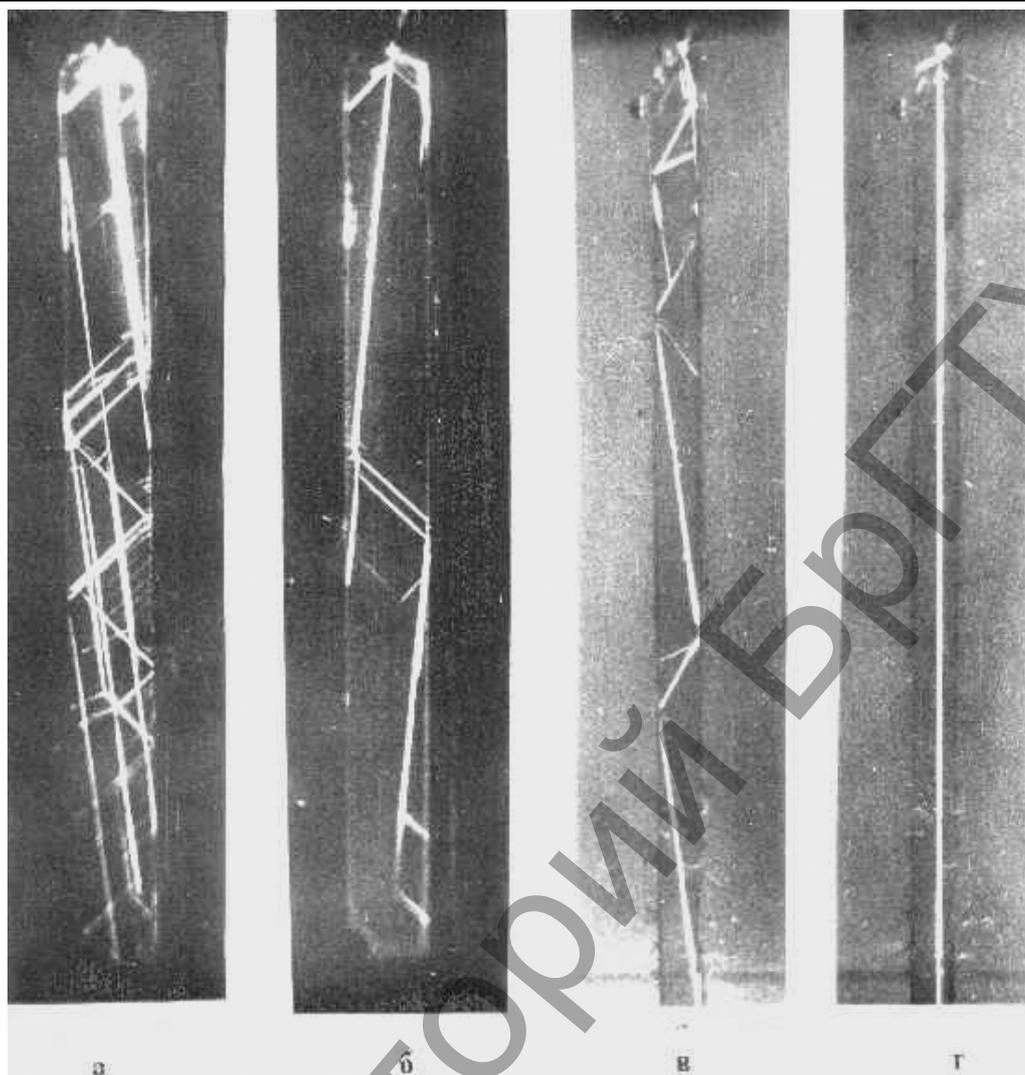
**Заключение.** Обоснована модель стримерного разряда в полупроводниках, основанная на учете нелинейной поляризации кристалла, процессов ударной, туннельной и фотоионизации, излучательных спонтанной и стимулированной рекомбинации, взаимодействия (самовоздействия) электромагнитных волн и электрон-фотонного взаимодействия в сильном электрическом поле, удовлетворительно объясняющая совокупность основных свойств стримеров и генерируемого ими излучения. Симметрия системы кристаллографических направлений стримерных разрядов в широкозонных полупроводниках соответствует общему принципу суперпозиции симметрий и отражает процесс взаимодействия сильного электрического поля со средой. Данное взаимодействие приводит к изменению (искажению) симметрии кристалла.

Рассмотрена возможность эффекта самовоздействия света в режиме автоканализации (волноводный режим) при стримерном разряде в средах с кубической ( $n_2$ ) и пятого порядка ( $n_4$ ) оптически нелинейностями. В рамках самосогласованной задачи определены пороговые, энергетические и пространственные характеристики автоканализации света (поперечные размеры светового канала, диаграмма направленности излучения и некоторые другие) в зависимости от величин нелинейностей для гексагональных полупроводников. Эти данные близки к соответствующим характеристикам стримерных треков. Показано, что в условиях самовоздействия света в сильном электрическом поле изменения показателя преломления кристалла ( $\geq 10^{-2}$ ) достаточны для формирования квазиоптического волновода с параметрами канала стримерного разряда. При совместном действии нелинейностей  $n_2$  и  $n_4$  существенно понижается порог автоканализации в полупроводниках в согласии с выводами общей теории указанного эффекта для нелинейных сред.

Проанализирована пространственная зависимость оптической нелинейной восприимчивости высоких порядков в электрическом поле, определяющей пороговые и энергетические свойства процесса самоканализации света, и выявлена ее сильная анизотропия с образованием выделенных направлений в типичных широкозонных соединениях, примерно или точно соответствующих ориентации разрядов. Устойчивость процесса самоканализации стримерного излучения обусловлена рядом факторов: сильным анизотропным электрическим полем, высокими значениями оптических нелинейностей в области края поглощения кристалла, отрицательным знаком нелинейности высокого порядка ( $n_4$ ), а также совпадением пространственной зависимости рассматриваемого и других нелинейных явлений. Нелинейное взаимодействие излучения разряда с полупроводником в волноводном режиме приводит к нитеобразной форме стримера и обуславливает спектрально-кинетиические особенности его свечения.

Численно 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 пространственно-неоднородных 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 (регулярных пульсаций), соответствующем оптимальным условиям возникновения и развития стримера.



$d$ : 1,5 (а, б); 0,4 (в, з)

ориентации положительных разрядов (в).

**Рис. 12.** Распределение стримеров в стержневидных кристаллах CdS различной толщины ( $d$ ) при положительной (а, в) и отрицательной (б, з) полярности возбуждающего поля

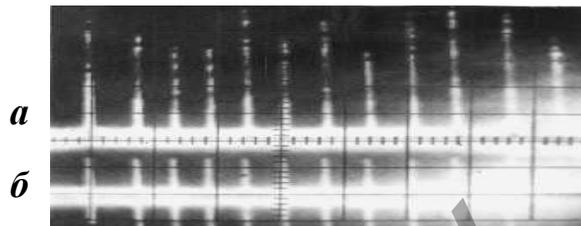
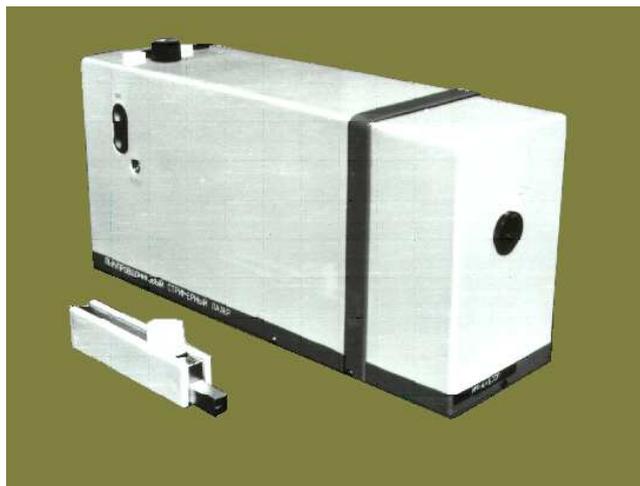
мм. На вставке - схема

Данный режим обуславливает длительность генерируемых импульсов тока в пикосекундном диапазоне и уменьшает роль разогрева решетки кристалла при развитии разряда. Кроме того, автоколебательные процессы объясняют прерывистую структуру разрядного канала и служат источником интенсивного микроволнового излучения, участвующего в формировании стримера.

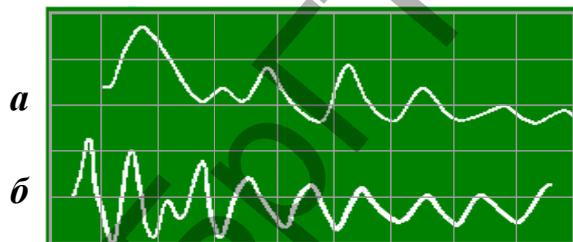
Обнаружен размерный эффект – свойство разрядов изменять ориентацию и закономерности кристаллографического ветвления в пространственно-ограниченных средах (тонких пластинчатых и стержневидных кристаллах в характерной области  $\leq 0,5$  мм), интерпретируемый в рамках развиваемых представлений. На основе данного эффекта разработан метод селективного возбуждения разрядов, позволяющий одновременно решить ряд проблем - исключить явление ветвления, существенно снизить амплитуду высоковольтных импульсов напряжения, увеличить мощность лазерного излучения, стабилизировать ближнее и дальнее поле излучения. Это рас-

ширяет функциональные возможности и повышает эффективность управления характеристиками ПСЛ.

Результаты теоретических исследований взаимодействия электромагнитных волн, в том числе нелинейных оптических процессов и динамики электрон-фотонной системы в сильном электрическом поле, согласуются с полученными экспериментальными данными по условиям возбуждения, распространения и излучательным (энергетическим, спектрально-поляризационным и т.п.) свойствам стримерных разрядов в многочисленных широкозонных полупроводниках, как хорошо изученных, так и новых (типов  $A^IVB^VI$ ,  $A^{III}B^V$ ,  $A^IVB^VI$ ,  $A^IVB^VI$ ,  $A^IVB^VI$ ). Обнаружено и изучено стримерное свечение в новых перспективных соединениях  $CaGa_2S_4:Eu$  и  $Ca_4Ga_2S_7:Eu$  – представителях широкозонных соединений типа  $A_m^{IV}B_2^{III}C_n^{VI}$  ( $m = n - 3$ ,  $n = 4, 5, 6, \dots$ ) с орторомбической и кубической симметрией и показано, что закономерности разрядов в слоистых кристаллах подобны таковым для стримеров в пластинчатых (квазидвухмерных) и стержневидных средах.

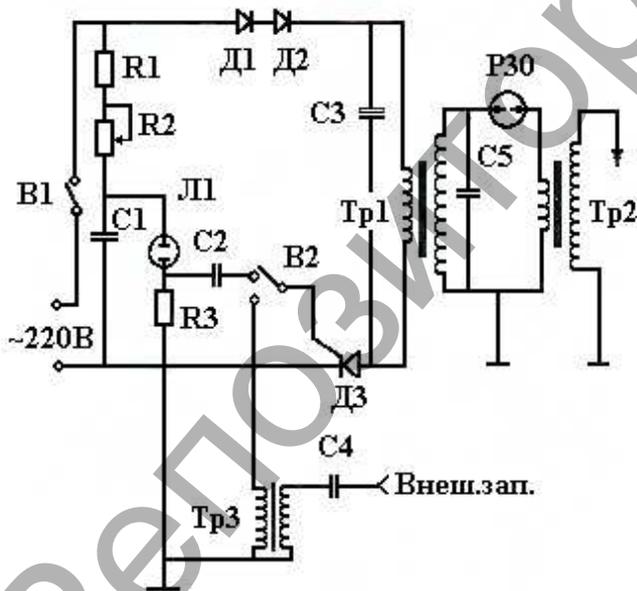


Осциллограммы пакетов световых (а) и электрических (б) импульсов. Развёртка - 500 мкс/дел.

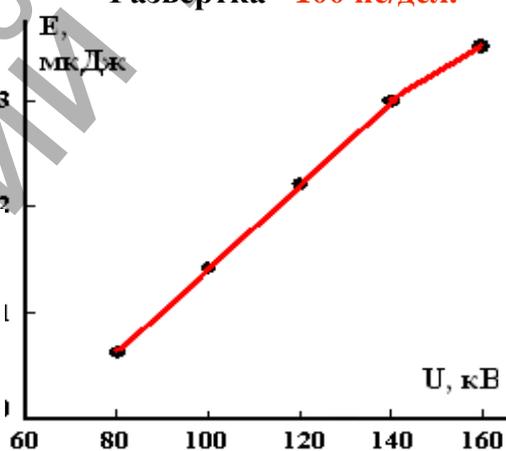


Структура импульсов. Развёртка - 100 нс/дел.

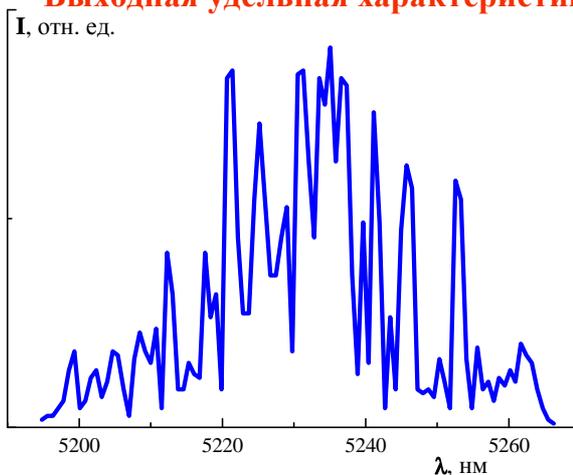
Пакетно - импульсный стримерный лазер – экспонат ВДНХ СССР.  
 $f \rightarrow 10$  МГц,  $P_n \sim 10$  кВт,  
 $P_{cp} \geq 10$  мВт,  $\tau_n \leq 100$  пс



Принципиальная электрическая схема генератора



Выходная удельная характеристика



Спектр генерации ПСЛ (300 К)

Рис. 13. Оптимизация пакетно-импульсного режима лазера

Физически обоснован и реализован пакетно-импульсный режим действия стримерного лазера, обеспечивающий повышение эффективной частоты следования в цуге до  $\sim 10^7$  Гц, средней мощности

излучения на 2-3 порядка ( $\geq 10$  мВт) по сравнению с известными данными и пиковой мощности до  $\sim 10^4$  Вт в продольном варианте генерации (CdS, 300K). Показано, что увеличение средней мощности

Таблица 1. Характеристики полупроводниковых стримерных лазеров

Вещество излучателя	Температура, T, °K	Длина волны, нм	Вариант генерации, режим	Мощность, P, Вт	Примечание
ZnS	77 300	345-355 -	попер. (⊥) прод. (  )	~10 <sup>2</sup> ~10 <sup>3</sup>	U = 90 кВ Прерывистая U = 150 кВ структура
ZnO	300	400	⊥	1-3	-
ZnSe	77 300 77, 300	447-451 471 -	⊥ ⊥ 	- - -	Расходимость диаграммы в центр. пятне $\gamma$ и конусе $\eta$ : $\gamma = 14^\circ$ ; $\eta$ - отсут.
CdS	77 300 77 300	496-504 520-530 - 520-530	⊥ ⊥    	~10 <sup>4</sup> 10 <sup>2</sup> -10 <sup>3</sup> 5·10 <sup>3</sup> 300	<b>P<sub>ср</sub> = 40 мкВт (300 К, 20 Гц)</b> $\tau = 30\text{пс} \pm 10\text{нс}(\perp)$ ; 1-3пс (  ) $\gamma = 9^\circ$ ; $\eta = 22^\circ$ $\gamma = 15^\circ$ ; $\eta = 40^\circ$ ; <b>U &lt; 100 кВ</b> Нестабильность 50-70% Ресурс ~ 10 <sup>6</sup> имп. (20 Гц)
CdS <sub>x</sub> Se <sub>1-x</sub>	300(77)	610-630		-	$x = 0,5; 0,65$
CdSe	77, 300	-	⊥,	-	-
CdTe	300	838		2-10	-
GaAs	77 300	(831)847 902	⊥ ⊥	(3-5)350 300-320	Слабая зависимость P(T); Длина трека > 5 см
InP	77 300	898 946	⊥ ⊥	200 170-180	-
InP	77 300	898 946	Домены Ганна	800 200	Непрерывный трек $E = 2 \cdot 10^4$ В/см; $\tau = 30$ пс
GaAs	77 300	847 902	-	800 200	$E = 10^4$ В/см КПД = 0,5% (300 К); 2% (77К)
ZnSe	77 300	447 473	-	600 100	$E = 5 \cdot 10^4$ В/см

Таблица 2. Основные характеристики пакетно-импульсного лазера:

- Режим работы – пакетно-пакетный (режим вложенных пакетов).
- Амплитуда возбуждающих импульсов напряжения – до 200 кВ.
- Материал иллучателя – CdS, возможна замена (таблица).
- Длина волны излучения – 520–530 нм.
- Импульсная мощность – до ~ 10<sup>4</sup> Вт (T = 300 К), средняя ≥ 10 мВт.
- Длительность световых импульсов < 100 пс.
- Частота следования внешних пакетов – ≤ 50 Гц, внутренних 1–20 кГц.
- Частота световых импульсов – до ~ 10<sup>7</sup> Гц.
- Количество импульсов: внешнего пакета ≤ 20, внутреннего 10–15, в единицу времени до ~ 104.
- Угол расходимости излучения ≤ 15°.
- Размер генерирующей области 1–10 мкм.
- КПД ~ 10 %.
- Питание - от сети переменного тока ( потребляемая мощность ≤ 50 В·А) и автономное (≤ 20 Вт).
- Габариты - 340×160×100 мм, масса ~ 5 кг.
- Экспонат ВДНХ СССР, 1988 г., тематическая выставка "Полупроводники и научно-технический прогресс" павильона АН СССР.

генерации стримерного лазера в пакетно-импульсном режиме связано с уменьшением накопления объемного заряда на рабочем веществе в условиях возбуждения знакопеременными импульсами электрического поля высокой частоты и быстрой релаксации фотопроводимости кристалла, а также с возникновением стримеров разных полярностей от одного электрического цуга. Увеличение пиковой мощности генерации в этом режиме вызвано повышением уровня возбуждения, обусловленным перераспределением электрического поля в системе кристалл-диэлектрик в области высоких частот (возрастанием эффективного поля в активной среде) и исключением накопления объемного заряда. Рассмотрена возможность использования пакетно-импульсного стримерного лазера в медицине и других областях лазерных технологий.

Разработан метод повышения более чем на порядок ресурса стримерного лазера при предельных режимах работы, включая пакетно-импульсный режим, основанный на использовании защитного слоя из однотипного полупроводника с ориентацией, соответствующей минимальным изменениям направлений распространения стримеров (минимальным энергетическим потерям) на границе перехода защит-

ный слой – излучатель. На примере кристаллов CdS обнаружено влияние стримерных разрядов на излучательные свойства активной среды, проявляющееся в возникновении обратимых изменений интенсивности и перестройки ее спектра ФЛ. Спектральные изменения обусловлены образованием в приповерхностной области комплексов, связанных с дефектами, и процессами химического разложения кристалла под действием разрядов. Определены условия минимизации данного явления с целью повышения ресурса и стабильности характеристик стримерного лазера. Показано, что микрорельеф в виде фигур травления с размером элементов порядка длины волны света, сформированный на поверхности активной среды, повышает не только ресурс, но и эффективность излучателя при стримерном возбуждении, что обусловлено отражением от естественных кристаллических граней элементов микрорельефа и выводом через них неаксиальных мод излучения, препятствующих генерации света.

## СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Басов, Н.Г. Стримерные лазеры на твердом теле / Н.Г. Басов, А.Г. Молчанов, А.С. Насибов, А.З. Обидин, А.Н. Печенов, Ю.М. Попов // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 70. – № 5. – С. 1751–1761.

2. Gribkovskii, V.P. Streamer Discharges in Semiconductors / V.P. Gribkovskii, A.A. Gladyschuk, V.V. Zubritskii, V.V. Parashchuk, G.P. Yablonskii // Phys. Stat. Sol. (a). – 1983. – V. 77. – № 2. – P. 765–774.
3. Грибковский, В.П. Стримеры в полупроводниках – кооперативные самоорганизованные процессы // Доклады АН БССР. – 1985. – Т. 29. – №10. – С. 896–898; Полупроводниковые лазеры. – Мн: Университетское, 1988. – 235 с.
4. Емельянов, В.И. Пространственная самоорганизация волны генерации дефектов и образование упорядоченных, кристаллографически ориентированных областей оптического повреждения при действии на кристаллы лазерного излучения / В.И. Емельянов, А.В. Рогачева // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34. – № 6. – С. 531–536.
5. Паращук, В.В. Излучательные процессы при разряде в полупроводниках / В.В. Паращук, В.П. Грибковский, К.И. Русаков, А.Н. Прокопья // Доклады АН Беларуси. – 1997. – Т. 41. – № 3. – С. 43–47.
6. Паращук, В.В. Об автоканализации света при стримерном разряде в полупроводниках / В.В. Паращук, В.П. Грибковский // Докл. АН Беларуси. – 1997. – Т. 41. – № 1. – С. 44–49.
7. Владимиров, В.В. Возбуждение высокочастотных автоколебаний в стримерных полупроводниковых лазерах / В.В. Владимиров, В.Н. Горшков, О.В. Константинов, Н.И. Кускова // Доклады АН СССР. – 1989. – Т. 305. – № 3. – С. 586–588.
8. Паращук, В.В. Автоколебания электрон-фотонной системы в условиях стримерного разряда / В.В. Паращук, В.П. Грибковский // Доклады АН Беларуси. – 2001. – Т. 45. – № 1. – С. 56–59.
9. Елисеев, П.Г. Явления в полупроводниковых лазерах, связанные с нелинейной рефракцией и влиянием носителей тока на показатель преломления / П.Г. Елисеев, А.П. Богатов // Нелинейная оптика полупроводниковых лазеров / Труды ФИАН. – Т. 166. – М.: Наука, 1986. – С. 15–51.
10. 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.
11. Васильев, В.А. Автоволновые процессы (Современные проблемы физики) / В.А. Васильев, Ю.М. Романовский, В.Г. Яхно // Под ред. Д.С. Чернавского. – М.: Наука, 1987. – 240 с.
12. Тагер, А.С. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ / А.С. Тагер, В.М. Вальд-Перлов – М.: Советское радио, 1968. – 480 с.
13. Обидин, А.З. Исследование генерации света в направлении стримерного канала в полупроводниках  $A_2V_6$  // Квантовая электроника / А.З. Обидин, А.Н. Печенов, Ю.М. Попов, В.А. Фролов – 1983. – Т. 10. – № 6. – С. 1165–1170.
14. Лагарьков, А.Н. Волны электрического пробоя в ограниченной плазме / А.Н. Лагарьков, И.М. Руткевич – М.: Наука, 1989. – 206 с.
15. Ахманов, С.А. О самофокусировке и самоканализации интенсивных световых пучков в нелинейной среде / С.А. Ахманов, А.П. Сухоруков, Р.В. Холлов // ЖЭТФ. – 1966. – Т. 50. – № 6. – С. 1537–1549.
16. Борщ, А.А. Анизотропия нелинейной восприимчивости кристаллов сульфида кадмия / А.А. Борщ, М.С. Бродин, Ф.Н. Марчевский, В.Н. Семиошко // Квантовая электроника. – 1984. – Т. 11. – № 10. – С. 2041–2048.
17. Борщ, А.А. Двухволновое взаимодействие наносекундных лазерных импульсов в кристаллах CdTe и природа их нелинейности / А.А. Борщ, В.И. Волков, А.И. Мицкан // Квантовая электроника. – 1995. – Т. 22. – № 4. – С. 383–385.
18. Насибов, А.С. Генерация оптического излучения в направлении распространения стримера в CdS // Краткие сообщения по физике / А.С. Насибов, А.З. Обидин, А.Н. Печенов, Ю.М. Попов, В.А. Фролов – 1978. – № 11. – С. 39–42.
19. Богомолов, Я.Л. Ионизационное самоканализирование сверхсильных электромагнитных волн в плазме / Я.Л. Богомолов, С.Ф. Лирин, В.Е. Семенов, А.М. Сергеев // Письма в ЖЭТФ. – 1987. – Т. 45. – № 11. – С. 532–535.
20. Келдыш, Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47. – № 5(11). – С. 1945–1957.
21. Зверев, Г.М. О самофокусировке лазерного излучения в твердых диэлектриках / Г.М. Зверев, Э.К. Малдугис, В.А. Пашков // Письма в ЖЭТФ. – 1969. – Т. 9. – № 1. – С. 108–110.
22. Fumi, F.G. The Elastic Coefficients in Trigonal and Hexagonal Crystals // Phys. Rev. – 1952. – Vol. 86. – № 4. – P. 561.
23. Vedam, K. Non - Linear Piezo - Optics // Acta Crystallogr / K. Vedam, R. Srinivasan – 1967. – Vol. 22. – № 5. – P. 630–634.
24. Грибковский, В.П. Стримерное свечение в полупроводниках // ЖПС. – 1984. – Т. 40. – № 5. – С. 709–718.
25. Грибковский, В.П. О кристаллографической ориентации стримерных разрядов / В.П. Грибковский, В.В. Паращук, К.И. Русаков // ЖТФ. – 1994. – Т. 64. – № 11. – С. 169–171.
26. Дьяконов, М.И. Релаксация заряда в анизотропной среде и в средах с низкой размерностью / М.И. Дьяконов, А.С. Фурман // ЖЭТФ. – 1987. – Т. 92. – № 3. – С. 1012–1020.
27. Basov, N.G. Laser Action in Semiconductor and Dielectrics Excited by the Electric Field / N.G. Basov, A.G. Molchanov, A.S. Nasibov, A.Z. Obidin, A.N. Pechenov, Yu.M. Popov // IEEE J. Quantum Electron. – 1974. – Vol. QE-10. – № 9. – P. 794–796.
28. Паращук, В.В. О повышении ресурса и эффективности стримерного полупроводникового лазера / В.В. Паращук, К.И. Русаков // Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 2006. – № 4. – С. 90–94.
29. Русаков, К.И. О повышении эффективности стримерного полупроводникового лазера / К.И. Русаков, В.В. Паращук // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37. – № 1. – С. 69–73.
30. Паращук, В.В. Оптимизация предельных режимов стримерного полупроводникового лазера / В.В. Паращук, К.И. Русаков, Р.Б. Джаббаров // Известия Томского политех. ун-та. – 2007. – Т. 310. – № 1. – С. 82–86.
31. Паращук, В.В. Повышение эффективности и ресурса стримерного лазера / В.В. Паращук, К.И. Русаков, Р.Б. Джаббаров // Вестник БГТУ – 2005. – № 5: Физика, математика, информатика. – С. 18–21.
32. Русаков, К.И. Новые активные среды и повышение эффективности стримерных лазеров / К.И. Русаков, В.В. Паращук, Р.Б. Джаббаров // Сб. "Лазерная и оптико-электронная техника". – Мн.: Академия управления при Президенте РБ. – Вып. 10. – С. 151–160.
33. Грибковский, В.П. Повышение КПД и мощности полупроводникового лазера с оптической двухфотонной накачкой / В.П. Грибковский, В.В. Паращук, Г.П. Яблонский // Квантовая электроника / Ин-т полупроводников АН УССР. – Киев: Наукова думка, 1990. – № 38. – С. 1–7.
34. Гурский, А.Л. Лазеры с возбуждением электронным пучком на основе соединений  $A_2V_6$  (Обзор) // ЖПС. – 1999. – Т. 66. – № 5. – С. 601–618.
35. Яблонский, Г.П. Образование дефектов решетки в широкозонных полупроводниках  $A_2V_6$  под воздействием излучения азотного лазера // ФТТ. – 1984. – Т. 26. – № 4. – С. 995–1001.
36. Parashchuk, V.V. The influence of electric discharge on the properties of high-temperature superconductors // Phys. Stat. Sol.(a). – 1990. – Vol. 122 – № 2. – P. 631–636.
37. Паращук, В.В. Влияние сильного электрического поля на высокотемпературную сверхпроводимость // Письма в ЖТФ. – 1990. – Т. 16. – № 2. – С. 36–39.
38. Беляева, А.К. Влияние воздуха на магнитные свойства высокотемпературных сверхпроводников / А.К. Беляева, В.Ф. Малишевский, В.В. Паращук, Э.А. Смольянинова // Сверхпроводимость. Физика, химия, техника. – 1990. – Т. 3. – № 6. – С. 1128–1130.
39. Parashchuk, V.V. The influence of spark treatment on the magnetic properties of high-temperature superconductors // Ternary and multinary compounds: Proc. 8<sup>th</sup> Int. Conf., Kishinev, 1990. – Kishinev, 1992. – Vol. 2. – P. 225–227.
40. Parashchuk, V.V. The influence of spark treatment on the magnetic properties of high-temperature superconductors // Ternary and multinary compounds: Abst. 8<sup>th</sup> Int. Conf. – Kishinev, 1990. – P. 235.
41. Головашкин, А.И. Влияние на температуру перехода  $T_c$  высокотемпературного сверхпроводника  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  экспозиции его в парах азота / А.И. Головашкин, И.С. Левченко, Г.П. Мотулевич, Л.М. Полухина // ФТТ. – 1988. – Т. 30. – № 8. – С. 2520–2523.
42. Ануфриев, А.Н. Влияние обработки в коронном разряде на параметры ячеистых структур для магнитооптического транспаранта / А.Н. Ануфриев, В.Г. Костишин // Письма в ЖТФ. – 1989. – Т. 15. – № 13. – С. 1–5.

43. Паращук, В.В. Мощный пакетно-импульсный полупроводниковый стримерный лазер / В.В. Паращук, К.И. Русаков // Лазерная и оптико-электронная техника: сб. науч. тр. / Под ред. И.А. Малевича, И.С. Манака. – Минск: Университетское, 1989. – С. 97–100.
44. Грибковский, В.П. Влияние лазерного излучения на свойства сверхпроводящей керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  / В.П. Грибковский, В.Н. Болтунов, В.В. Паращук [и др.] // Лазерная технология: материалы респ. науч. конф. – Вильнюс, 23–26 октября 1989 г. – Вып. 8. – С. 121.
45. Яблонский, Г.П. Фоторазложение полупроводников ZnS, ZnSe и CdS под воздействием УФ-излучения He-Cd-лазера / Г.П. Яблонский, А.К. Беляева // Физика и химия обработки материалов. – 1989. – № 4. – С. 30–34.
46. Тагиев, Б.Г. Люминесцентные свойства соединений  $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$  / Б.Г. Тагиев, А.Б. Абдуллаев, О.Б. Тагиев [и др.] // ЖПС. – 1995. – Т. 62. – № 3. – С. 145–151.
47. Грибковский, В.П. Свечение электрических разрядов в монокристаллах  $CaGa_2S_4:Eu$  / В.П. Грибковский, Б.Г. Тагиев, Р.Б. Джаббаров, В.В. Паращук // Физика импульсных разрядов в конденсированных средах: сб. материалов IX науч. школы / Ин-т импульсных процес. и технол. НАН Украины. – Николаев, 1999. – С. 28–29.
48. Tagiev, B.G. The streamer luminescence in  $CaGa_2S_4: Eu^{2+}$  / B.G. Tagiev, R.B. Jabbarov, V.P. Gribkovskii, V.V. Parashchuk // Luminescence and Optical Spectroscopy of Condensed Matter.: abstracts. Intern. Conf., Osaka (Japan), August 23–27 1999 / Intern. Soc. for Opt. Eng. – Osaka, 1999. – P. 53.
49. Гладышук, А.А. Влияние толщины кристалла, температуры, одноосного сжатия, полярности электрического импульса и разрядного промежутка на стримерные разряды в сульфиде кадмия / А.А. Гладышук, А.Л. Гурский, В.В. Паращук, Г.П. Яблонский, В.П. Грибковский, С.А. Пендюр, О.Н. Таленский // ЖПС. – 1985. – Т. 42. – № 6. – С. 889–895.
50. Миронов, А.Л. Формирование длинных неветвящихся каналов пробоя в щелочно-галогидных кристаллах / А.Л. Миронов, А.И. Зубарев, В.Г. Шпак, В.В. Быков // ЖТФ. – 1990. – Т. 60. – № 11. – С. 203–206.
51. Грибковский, В.П. Стримерный лазер с селективным возбуждением / В.П. Грибковский, В.В. Паращук, А.Н. Прокопеня, К.И. Русаков // Известия РАН. Сер. Физическая. – 1995. – Т. 59. – № 6. – С. 30–33.
52. Грибковский, В.П. Стримерный лазер с селективным возбуждением / В.П. Грибковский, В.В. Паращук, К.И. Русаков // Лазерная и оптико-электронная техника: сб. науч. тр. / Под ред. И.А. Малевича, И.С. Манака, Е.Д. Карих. – Минск: Белгосуниверситет, 1992. – Вып. 2. – С. 9–11.
53. А. с. 1755336 А1 СССР, МКИ<sup>5</sup> H01L21/66. Способ возбуждения заданного типа стримерного разряда в гексагональных полупроводниках / В.П. Грибковский, К.И. Русаков, В.В. Паращук (СССР). – № 4878458/25; Заявлено 30.10.90; Опубл. 15.08.92, Бюл. № 30 // Изобретения. Заявки и патенты. – 1992. – № 30. – С. 213.
54. Грибковский, В.П. Стримерное возбуждение генерации в высокочастотном режиме / В.П. Грибковский, В.В. Паращук, Г.П. Яблонский // Квантовая электроника. – 1989. – Т. 16. – № 6. – С. 1145–1149.
55. Грибковский, В.П. Характеристики пакетно-импульсного стримерного лазера / В.П. Грибковский, В.В. Паращук, К.И. Русаков // Белорусско-польский науч.-практ. семинар и выставка инновационных разработок и наукоемкой продукции: тез. докл., Гродно, 14–16 ноября 2000 г. / Белорусский ин-т сист. анализа и информ. обесп. науч.-тех. сферы. – Минск, 2000. – С. 14.
56. Паращук, В.В. Полупроводниковый стримерный лазер для медицинских целей / В.В. Паращук, В.П. Грибковский, К.И. Русаков // Оптика лазеров: тез. докл. VII Междунар. конф., С.-Петербург, 21–25 июня 1993 г. / ГОИ. – С.-Петербург, 1993. – Ч. II. – С. 641.
57. Parashchuk, V.V. Dynamics of an electron-photon system in strong electric fields // JOSA B. – 2006. – V. 23. – No.2. – P. 326–331.

Материал поступил в редакцию 08.11.11

#### PARASHCHUK V.V., RUSAKOV K.I. Modeling of streamer discharges in semiconductors and optimization of steamer lasers characteristics

The role of radiative processes, including nonlinear optical processes in the development of a streamer discharges are investigated. We have established patterns of the impact of discharge on the active medium as a complex phenomenon in terms of intense radiation and strong electrical field. We conducted a search for new methods of resource capacity and a significant increase of laser power in extreme conditions, including packet-switching regime.

УДК 669.45+548.735

Пинчук А.И., Шепелевич В.Г., Щербаченко Л.П.

### МИКРОТВЕРДОСТЬ БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ ФОЛЬГ СПЛАВА ВИСМУТ-ОЛОВО

**Введение.** Ограничения на использование в ряде отраслей промышленности легкоплавких сплавов, содержащих вредные для человека и окружающей среды металлы (например, ртуть, свинец), вызвали замену в данных сплавах экологически вредных компонентов. В результате резко увеличилось число публикаций, посвященных разработке и исследованию новых припоев, а также получение их современными методами. К заменителям относятся олово, индий, висмут и др. [1–3], однако в связи с их высокой стоимостью по сравнению со стоимостью свинца целесообразно использовать легкоплавкие сплавы, полученные по энерго- и ресурсосберегающим технологиям, к которым относится, например, высокоскоростное затвердевание [4, 5].

Материалы, полученные методами сверхбыстрой закалки из расплава, характеризуются образованием микрокристаллической структуры, расширением области растворимости легирующих элементов, измельчением или отсутствием сегрегации, что приводит к появлению совершенно нового класса конструкционных материалов, которые

невозможно получить традиционными методами [6]. Последнее обуславливает актуальность исследований в данной области. В настоящей работе представлены результаты исследования структуры и микротвердости быстрозатвердевшей фольги сплава Bi-Sn.

**Методика эксперимента.** Сплавы системы Sn – Bi, содержащие 58 масс.% висмута и 42 масс.% олова, получены сплавлением компонентов, чистота которых не менее 99,99 %, в кварцевых ампулах. Затем из них изготовлены фольги путем спиннингования (схема установки приведена на рисунке 1). Электродвигатель (1) вызывает вращение медного цилиндра (2) диаметром 17,5 см, на внешней полированной поверхности которого осуществлялась кристаллизация капли расплава. Частота вращения изменялась и была равна 200, 500, 1000, 2000 и 3000 об/мин. Скорость охлаждения расплава, как показал расчет [7], находится в пределах  $10^5 \dots 10^6$  К/с. В результате кристаллизации получались фольги длиной до 5 см, шириной до 1 см и толщиной 20...80 мкм.

Пинчук Александр Иванович, к.ф.-м.н., доцент кафедры физики Брестского государственного технического университета.

Щербаченко Лилия Павловна, ассистент кафедры физики Брестского государственного технического университета.

Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Шепелевич Василий Григорьевич, д.ф.-м.н., профессор кафедры физики твердого тела Белорусского государственного университета.

Беларусь, БГУ, 220050, г. Минск, пр. Независимости, 4.

Физика, математика, информатика