

Паращук В.В., Русаков К.И.

О МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ПРИ СТРИМЕРНОМ РАЗРЯДЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Формирование стримерных разрядов в полупроводниках является сложным процессом и до сих пор не имеет однозначного физического и математического описания. Одним из ключевых вопросов при этом является выяснение механизма генерации неравновесных носителей [1]. В настоящей работе в рамках существующих теоретических представлений (стационарной модели стримера в полупроводнике) анализируется эффективность различных механизмов генерации неравновесных носителей и рассмотрены границы применимости результатов классической теории ударной ионизации (туннелирования).

В основе принципа действия полупроводникового стримерного лазера (ПСЛ) лежит идея, выдвинутая отечественными учеными Н.Г. Басовым, Б.М. Вулом и Ю.М. Поповым (метод прямого электрополевого возбуждения [2,3]). Однако впервые она была реализована применительно к структуре типа $p\text{-}\pi\text{-}p$ с лавинной инжекцией в кристаллах GaAs [4], и только затем – при возбуждении электрических разрядов в монокристаллах CdS [5,6] и доменов Ганна (InP, ZnSe и др.) [7,8], причем известны опыты с доменами, предшествовавшие исследованиям стримерных разрядов. Эта идея получила развитие также в исследованиях однородных ударно-ионизационных волн (фронтов), возникающих в полупроводниках при сверхбыстром перенапряжении обратносмещенного $p\text{-}n$ -перехода [9-11]. В данных структурах на основе арсенидгаллиевых дрейфовых диодов с резким восстановлением напряжения типа $p^+p_0n_0n^+$, характеризующихся значительным объемом активной области ($\sim 10^5\text{-}10^6$ см³), предсказывалась возможность получения импульсной мощности генерации света до $\sim 10^5$ Вт, однако реально достигнуто значение ≈ 10 Вт. Для сравнения следует отметить, что мощность генерации при возбуждении доменов Ганна достигает $10^2\text{-}10^3$ Вт, при стримерном возбуждении - $10^3\text{-}10^4$ Вт.

Высокая эффективность нового стримерного метода получения инверсной населенности сочетается с предельной простотой его реализации, не требующей создания ни $p\text{-}n$ -перехода, ни специальных резонаторов, использования активной или пассивной синхронизации мод для формирования ультракоротких импульсов излучения во всем видимом диапазоне спектра и т. д. Стримерный разряд позволяет осуществлять сильное ультрабыстрое ($\tau \sim 10^{-14}$ с) возбуждение широкозонных полупроводников в произвольной точке объема, которое не может быть реализовано другими способами, дающее возможность достижения высокой концентрации неравновесных носителей заряда ($\sim 10^{19}$ см⁻³), достаточной для создания высокой инверсной населенности и мощной генерации света. При этом скорость рождения неравновесных носителей значительно превышает скорость безызлучательной рекомбинации и данным способом удастся возбудить свечение для широкого класса сред и условий.

В работах [6,12-15] предложена неоднократно обсуждавшаяся в литературе аналитическая модель процессов, приводящих к инверсной заселенности в канале стримера, но, тем не менее, заслуживающая более внимательного анализа. Счи-

тается, что данный канал представляет из себя проводящую область, возникающую в процессе направленного разряда. Интенсивное возбуждение малой области кристалла, непосредственно прилегающей к головке канала, осуществляется крутым фронтом импульса сильного электрического поля. Из-за ударной ионизации и туннельного эффекта в этой области растет концентрация носителей заряда, а, следовательно, и проводимость. Поле вытесняется из области сильного поля вследствие максвелловской релаксации за время

$\tau \approx \epsilon / 4\pi\sigma \sim 10^{-13}\text{-}10^{-14}$ с, что приводит к перемещению ее и самой головки вглубь кристалла. Быстрое уменьшение поля за фронтом (в области высокой концентрации неравновесных носителей заряда) способствует достижению инверсной заселенности и высокого коэффициента усиления ($\geq 10^3$ см⁻¹), так как время включения поля значительно меньше времени жизни неравновесных носителей. При этом область кристалла размером ~ 1 мкм вблизи головки стримера находится под

действием поля в течение времени $\sim \tau$. Такая малая длительность действия поля не вызывает разрушений кристаллической решетки, однако наличие мощного излучения из канала стримера, интенсивность которого выше порога оптического пробоя полупроводника или сравнима с ним, требует дополнительного обоснования этого предположения. В частности, возможно вытеснение плазмы носителей заряда за пределы канала вследствие эффекта самоканализирования света при разряде [16-20], а также в результате возникающего в условиях стримера автоколебательного режима [21, 22], снижающих величину протекающего по каналу тока.

Уравнения, описывающие процесс генерации носителей заряда на переднем фронте разрядного канала и перемещение области сильного поля в пространстве, записываются с учетом приближений, которые можно допустить в рассматриваемых уравнениях баланса для электронов и дырок и в уравнениях Пуассона для электрического поля при пробое, обычно используемых для описания процесса размножения неравновесных носителей в лавинно-пролетных диодах [12, 13], широкого круга процессов в диодах Шоттки [23], транзисторных структурах [24] и других полупроводниковых приборах. Предполагается, что наиболее вероятным излучательным процессом, который может обеспечить режим самораспространения стримера в условиях фотоионизации, является тормозное излучение носителей заряда в горячей электронно-дырочной плазме [13]. В соответствии с данными [6,12-15] выражение для распределения концентрации электронов (и поля) на переднем фронте стримера в случае совместного действия ударной ионизации и фотоионизации может быть представлено как

$$n_0 = \left(n_i + \frac{\xi I_0}{v_0 + u} \gamma(\xi, g_0) g_0^{-\xi} \right) \exp(g_0), \quad (1)$$

где $g_0 = v_0 / (v_0 + u) E_0 / E_i \alpha_0 r_0$, $\xi = E_0 / E_i k r_0$, $\gamma(\xi, g_0) = \int_0^{g_0} \exp(-t) t^{\xi-1} dt$; n_i – начальное значение концентрации

Паращук Валентин Владимирович, к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

Беларусь, 220072, г. Минск, пр. Ф. Скорины, 70.

Русаков Константин Иванович, к.ф.-м.н., доцент каф. физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

неравновесных носителей, k - эффективный коэффициент поглощения тормозного излучения носителей заряда в горячей электронно-дырочной плазме, u_0 - дрейфовая скорость насыщения, u - скорость движения переднего фронта.

Аналогичное выражение для концентрации носителей на границе стримера в случае туннельного эффекта имеет вид

$$n_0 = \frac{r_0}{v_0 + u} N_v A E_0 E_c^{7/3} \Gamma\left(-\frac{7}{3}, \frac{E_c}{E_0}\right), \quad (2)$$

где $\Gamma(\alpha, x) = \int_x^\infty \exp(-t) t^{\alpha-1} dt \approx x^{\alpha-1} \exp(-x)$, $x \gg 1$;

α - коэффициент ударной ионизации, $A \approx 10^{-7} \text{с}^{-1} (\text{В/см})^{-10/3}$ - коэффициент, слабо влияющий на процесс пробоя и требующий уточнения в каждом конкретном случае [25]), $N_v = 2 \cdot 10^{22} \text{см}^{-3}$ - концентрация электронов в валентной зоне. Характеристическое поле $E_c = \pi^4 (m_e \epsilon_g / m I_H)^{1/2} \epsilon_g / e$; $a_H = 7,4 \cdot 10^7 \text{В/см}$ (CdS, 80 К). Здесь ϵ_g - ширина запрещенной зоны, a_H - радиус первой боровской орбиты, I_H - энергия ионизации атома водорода. Выражение для коэффициента ударной ионизации получено из сравнения теоретических и опытных данных [13]: $\alpha(z) = \alpha_0 \exp(-(E_i/E_0) / [(z-r_0)/r_0])$, где $\alpha_0 = a_1 / [l \exp(-E_i/E_0)]$, $E_i = a_2 \epsilon_i / e l$, $a_1 = 0,6$, $a_2 = 0,3$.

Оценка по (1,2) величин полей, необходимых для достижения в CdS концентрации неравновесных носителей $n_0 = 10^{19} \text{см}^{-3}$ при начальном значении $n_i = 10^{14} \text{см}^{-3}$, дали согласно [6,12-15] для механизма ударной ионизации $E_0 = 7 \cdot 10^6 \text{В/см}$, для туннельного эффекта $5,5 \cdot 10^6 \text{В/см}$ и для фотоионизации $\geq 10^7 \text{В/см}$, что говорит о наибольшей вероятности туннельного эффекта в этих условиях. Однако это различие, как можно видеть, невелико и, кроме того, отсутствует анализ влияния разброса исходных данных и внешних факторов на вероятности рассмотренных механизмов генерации неравновесных носителей заряда и параметры модели (оценки приводились для случая $T = 80 \text{К}$, $u = 3 \cdot 10^8 \text{см/с}$).

Анализ соотношений (1,2) показывает, что на результаты приведенных расчетов существенное влияние оказывает величина начальной концентрации электронов. Так, при уменьшении n_i от значения 10^{14}см^{-3} , соответствующего удельному сопротивлению кристалла $\rho \approx 200 \text{Ом}\cdot\text{см}$ (фактически порогу возникновения стримера), до $n_i \sim 1$, что отвечает более благоприятным начальным условиям возникновения разряда [1], вклад процессов ударной ионизации и фотоионизации в механизм генерации неравновесных носителей становится одинаковым и для достижения концентрации $n_0 = 10^{19} \text{см}^{-3}$ в обоих случаях требуется поле $E_0 \approx 2,5 \cdot 10^7 \text{В/см}$. В отношении туннельного эффекта (внутренней холодной эмиссии или электростатической ионизации) необходимо отметить, что существующие различные подходы [25,26], описывающие данное явление, дают расхождение в оценке вероятности процесса в пределах нескольких порядков. В настоящее время разработаны и широко применяются на практике полупроводниковые приборы, в основе работы которых лежит использование в чистом виде, как туннельного эффекта, так и ударной ионизации (туннельные, лавино-пролетные диоды и др. [27]). Поэтому каждый из рассмотренных процессов, включая фотоионизацию, вносит существенный вклад в формирование стримерного разряда. Электростатическая ионизация не может быть ответственной за смену ориентации разрядов при изменении температуры ввиду ее слабой чувствительности к этому фактору [25]. В то же время коэффициент ударной ионизации существенно зависит от него [28]. В частности, с ростом температуры он

уменьшается, что коррелирует с уменьшением интенсивности разрядов, объяснявшимся ранее только изменением подвижности носителей. Данный коэффициент чувствителен также к воздействию магнитного поля, причем зависимость от напряженности поля имеет вид кривой с максимумом, что следует учитывать при изучении свойств разрядов. Высказывалось предположение о следующем разделении вклада процессов: туннельный эффект является основным механизмом генерации неравновесных носителей, а анизотропия ударной ионизации - причиной кристаллографической направленности стримера [29].

В рассмотренной модели использован ряд неизвестных параметров и допущений, в том числе результатов стационарной теории туннелирования. Так, критерий применимости этой теории имеет следующий вид [30]

$$\tau_u > \tau_i = \frac{9h}{\pi^2 e E a} \exp\left(\frac{\pi^2 m_r^{1/2} \epsilon_g^{3/2}}{ehE}\right), \quad (3)$$

где $\tau_u \sim 10^{-14} - 10^{-12} \text{с}$ (CdS) - время действия импульса электрического поля на электрон, τ_i - время (постоянная) туннелирования, a - постоянная кристаллической решетки в направлении E . При типичных полях $E = 5 \cdot 10^6 \text{В/см}$ расчет дает $\tau_i \sim 10^{-7} \text{с}$ и условие (3) не выполняется, хотя в целом рамки применимости соответствующей теории достаточно широки. В частности, с ростом напряженности поля время туннелирования резко уменьшается: при $E = 10^7 \text{В/см}$ $\tau_i \sim 10^{-11} \text{с}$, а при $E = 2,5 \cdot 10^7 \text{В/см}$ $\tau_i \sim 10^{-14} \text{с}$, т.е. критерий (3) выполняется в области $E \geq 10^7 \text{В/см}$. Моделирование автоволновых режимов при стримерном разряде [21,22] показывает, что в этом случае ударная ионизация и фотоионизация обеспечивают значительно большую концентрацию неравновесных носителей, чем туннельный эффект, а требуемые в последнем случае поля при одинаковых условиях на порядок выше. Кроме того, как показано в исследованиях [31-34], при указанных условиях резко возрастает вероятность ультрабыстрых процессов нетуннельного электрополевого возбуждения и беспороговой ударной ионизации виртуальными электронами. Однако для выявления этих процессов требуются детальные исследования предельных и некоторых других характеристик разрядов.

Несмотря на то, что в рассматриваемом подходе принципиальный вопрос о кристаллографической направленности стримеров не исследуется, он все же позволил впервые аналитически описать процесс формирования разряда в полупроводниках и послужил основой для создания других моделей.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Грибковский В.П. Стримерное свечение в полупроводниках // ЖПС. - 1984. - Т. 40, № 5. - С. 709-718.
2. Басов Н.Г., Вул Б.М., Попов Ю.М. Квантовомеханические полупроводниковые генераторы и усилители электромагнитных колебаний // Письма в ЖЭТФ. - 1959. - Т. 37, № 2(8). - С. 587-588.
3. Квантовая электроника. Малая Энциклопедия / Под общ. ред. М.Е. Жаботинского. - М.: Сов. Энциклопедия, 1969. - С. 371.
4. Weiser K. and Woods J.F. Evidence for avalanche injection laser in p-type GaAs // Appl. Phys. Lett. - 1965. - Vol. 7, № 1. - P. 225-228.
5. Nicoll F.H. Intense recombination radiation and room-temperature lasing in CdS excited by high-voltage RF current pulses // Appl. Phys. Lett. - 1973. - Vol. 23, № 8. - P. 465-466.
6. Генерация света в полупроводниках и диэлектриках, возбуждаемых электрическим полем / Н.Г. Басов, А.Г. Молчанов, А.С. Насибов и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1974. - Т. 19, № 10. - С. 650-654.
7. Домены Ганна в канале электрического разряда и возбуждаемое ими лазерное излучение / В.Д. Дубров, И. Исмаи-

- лов, А.З. Обидин и др. // Краткие сообщения по физике. - 1984. - № 7. - С. 3 - 6.
8. Лазерное излучение в ZnSe, возбуждаемое доменами Ганна в канале стримерного разряда / В.Д. Дубров, И. Исмаилов, А.З. Обидин и др. // Краткие сообщения по физике. - 1985. - № 6. - С. 3 - 5.
 9. Формирование высоковольтных перепадов напряжения пикосекундного диапазона на арсенидгаллиевых диодах / Ж.И. Алферов, И.В. Грехов, В.М. Ефанов и др. // Письма в ЖТФ. - 1987. - Т.13, № 18. - С. 1089 - 1093.
 10. Грехов И.В., Ефанов В.М. О возможности быстрой генерации плотной электронно-дырочной плазмы большого объема в арсениде галлия // Письма в ЖТФ. - 1988. - Т.14, № 23. - С. 2121-2124.
 11. Грехов И.В., Ефанов В.М. О возможности генерации стимулированного излучения с помощью ударно-ионизационных волн в полупроводниках // Письма в ЖТФ. - 1990. - Т.16, № 17. - С. 9-14.
 12. Semiconductor Streamer Lasers / N.G. Basov, A.G. Molchanov, A.S. Nasibov et al. // IEEE J. Quant. Electron. - 1977, Vol. QE-13, № 8. - P. 699 - 704.
 13. Стримерные разряды в твердом теле / Н.Г. Басов, А.Г. Молчанов, А.С. Насибов и др. - М., 1976. - 55 с. - (Препринт / ФИАН; № 41).
 14. Стримерные лазеры на твердом теле / Н.Г. Басов, А.Г. Молчанов, А.С. Насибов и др. // ЖЭТФ. - 1976. - Т. 70, №5. - С.1751-1761.
 15. Laser Action in Semiconductor and Dielectrics Excited by the Electric Field / N.G. Basov, A.G. Molchanov, A.S. Nasibov et al. // IEEE J. Quant. Electr. - 1974. - Vol. QE-10, № 9. - P. 794 - 796.
 16. Паращук В.В., Грибковский В.П. Об автоканализации света при стримерном разряде в полупроводниках // Докл. АН Беларуси. - 1997. - Т. 41, №1. - С. 44-49.
 17. Паращук В.В., Грибковский В.П., Русаков К.И. Самоканализация света при стримерном разряде в полупроводниках // Lietuvos fizikos zurnalas. - 1997.- Vol. 37, № 4. - P. 343 - 347.
 18. Русаков К.И., Паращук В.В. Волноводные свойства стримерных полупроводниковых лазеров // Вестник Брест. гос.тех. ун-та. Физика, математика, химия. - 2000. - №5. - С.15-17.
 19. Паращук В.В., Русаков К.И. Автоканализация света в полупроводниках с кубической и пятого порядка нелинейностями // Вестник Брест. гос. тех. ун-та. Физика, математика, химия. - 2001. - №5. - С. 14 -21.
 20. Паращук В.В. Нелинейнооптические и акустоэлектронные процессы в кристаллах сульфида кадмия. - Минск, 2001. - 27 с. (Препринт / НАН Беларуси. Ин-т физики; № 735).
 21. Паращук В.В., Грибковский В.П. Автоколебания электрон-фотонной системы в условиях стримерного разряда // Докл. НАН Беларуси. - 2001. - Т.45, №1. - С. 56-59.
 22. Parashchuk V.V., Gribkovskii V.P. Nonlinear optical effects in crystals at streamer discharge // Proc. of SPIE. Optics of Crystals / Edit. V.V. Shepelevich, N.N. Egorov. - 2001. - Vol. 4358. - P. 165-170.
 23. Баранов В.В., Соловьев Я.А., Зеленков В.А. Диоды Шоттки с многослойным маскирующим диэлектриком: особенности моделирования // Современные проблемы проектирования и производства радиоэлектронных средств / Под ред. В.Л. Ланина и др. - Новополоцк: ПГУ, 2000. - С. 32 - 36.
 24. Моделирование процессов дрейфа носителей заряда в транзисторных структурах с учетом влияния пассивирующего диэлектрика / А.П. Достанко, Е.Л. Сакович, В.В. Баранов, В.Г. Шилкин // Докл. АН БССР. - 1991. - Т. 35, № 11. - С. 986-990.
 25. Франц В. Пробой диэлектриков / Под ред. В.А. Чуенкова. - М.: ИИЛ, 1961. - 207 с.
 26. Келдыш Л.В. О влиянии колебаний решетки кристалла на рождение электронно-дырочных пар в сильном электрическом поле // ЖЭТФ. - 1958. - Т.34, № 1. - С. 962.
 27. Зеегер К. Физика полупроводников / Пер. с англ. Р. Брасиса и др.; Под ред. Ю.К. Пожелы. - М.: Мир, 1977. - 615 с.
 28. Богданов Е.В., Брандт Н.Б., Флейшман Л.С. Измерение скорости ударной ионизации в полупроводниковых сплавах Hg_{1-x}Cd_xTe // Физика и техн. применение полупров. А^{IV}В^{VI}: Тез. докл. V Всес. совещания, Вильнюс, 1-3 декабря 1983 г. / Вильнюс. гос. ун-т. - Вильнюс, 1983. - Т. 2. - С. 50-51.
 29. Лазеры на InP и GaAs, возбуждаемые сильным электрическим полем / В.Д. Дубров, И. Исмаилов, А.З. Обидин и др. - М., 1985. - 40 с. - (Препринт / ФИАН; № 233).
 30. Грибковский В.П. Полупроводниковые лазеры. - Минск: Университетское, 1988. - С. 235-264.
 31. Войтиков С.В., Грибковский В.П. Наклонные межзонные переходы в кристаллах, возбуждаемых быстрыми и узкими фронтами электрического поля // Докл. АН БССР. - 1984. - Т. 28, № 12. - С. 1074 - 1077.
 32. Voitikov S.V., Gribkovskii V.P. On the theory of crystal excitation by electric discharges // Phys. Stat. Sol. (b). - 1984. - Vol. 126, № 2. - P. 415 - 423.
 33. Войтиков С.В. Ударная ионизация виртуальными электронами при ультракоротком возбуждении полупроводников // Докл. АН БССР. - 1990. - Т. 34, № 12. - С. 1085 - 1088.
 34. Voitikov S.V. Unthreshold Impact Ionization by Virtual Electrons in Semiconductors under Streamer Discharge excitation // Phys. Stat. Sol. (b). - 1991. - Vol. 163, № 1. - P. 151-160.

УДК 535.337

Филонович С.А., Ракович Ю.П., Гомеш М.Ж.М., Гладыщук А.А.

АНТИСТОКСОВА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРАХ НАНОКРИСТАЛЛОВ CdTe

ВВЕДЕНИЕ

Антистоксова фотолюминесценция или возрастание частоты в полупроводниковых соединениях – явление, при котором энергия фотона фотолюминесценции (ФЛ) больше энергии возбуждения, – в последнее время привлекает всё большее внимания. Подобные АСФЛ эффекты наблюдались в объемных полупроводниках [1, 9, 10], гетероструктурах [2, 3], квантовых ямах [4, 8] и самоорганизованных квантовых точках (КТ) [5, 6] при низких температурах. Недавно антисток-

сова фотолюминесценция наблюдалась в Si [11], InP, CdSe [7, 12] и PbS нанокристаллах (НК) [13] Возрастание частоты фотонов обычно достигается при помощи: (1) Оже-процессов [14, 15], (2) нелинейных механизмов, таких как двухфотонное поглощение [3, 5, 13], (3) термической активации путем поглощения фононов [11, 12].

В данной работе сообщается о наблюдении четко разрешенной полосы АСФЛ при комнатной температуре и очень низкой интенсивности возбуждения в коллоидных НК CdTe.

Филонович С.А., Аспирант университета Миньо, г. Брага, Португалия.

Гомеш М.Ж.М. ???

Гладыщук Анатолий Антонович, зав. каф. физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.