

## ВЫСОКОПОЛЕВЫЕ АВТОСОЛИТОНЫ В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ $p$ -Ge

*М. Н. Винославский\*, А. В. Кравченко*

*Институт физики Национальной академии наук Украины  
03028, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 28 августа 2002 г.

Экспериментально исследованы процессы образования высокополевого термодиффузионного автосолитона в фотогенерированной электронно-дырочной плазме (ЭДП), разогретой электрическим полем, при  $T = 77$  К в образцах  $p$ -Ge, ориентированных вдоль оси  $\langle 111 \rangle$ . Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ), распределений электрического поля вдоль образцов и ИК-излучения в диапазоне длин волн  $\lambda = 1.65\text{--}10$  мкм показали, что возникновение автосолитонов сопровождается появлением  $N$ -образных участков ВАХ. Автосолитоны образуются при концентрациях ЭДП  $n \geq 1 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  и напряженности поля  $E \geq 500$  В/см и проявляют себя в виде статических, движущихся и пульсирующих поперечных страт с напряженностью поля  $E_{as} = 1000\text{--}20000$  В/см и температурой носителей  $T_e \geq 1000$  К. Также наблюдалось турбулентное состояние ЭДП, когда автосолитоны хаотически возникали и исчезали в образце. Многодолинная структура зон германия отражается на динамике образования автосолитонов в виде трехступенчатого нарастания поля автосолитонов из-за междолинных переходов электронов в сильном поле автосолитонов.

PACS: 71.35.Ee, 72.20.Ht

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Для возникновения токовых неустойчивостей, сопровождающихся образованием пространственно-неоднородных диссипативных структур в виде шнуров тока либо доменов электрического поля, в монополярной системе носителей заряда требуется наличие в кристалле полупроводника отрицательной дифференциальной проводимости  $S$ - либо  $N$ -типа (см., например, [1, 2]). В биполярной плазме полупроводника подобные диссипативные структуры могут возникать также и при положительной дифференциальной проводимости образцов и значительно меньших электрических полях (см., например, обзоры в [3]). К таким диссипативным структурам в электронно-дырочной плазме (ЭДП) полупроводника относятся автосолитоны, теория которых приведена в [3]. Ряд авторов связывает с возникновением таких автосолитонов наблюдение светящихся пятен в пленках GaAs [4], токовых шнуров в обратно смещенных  $p$ - $n$ -переходах в  $\alpha$ -SiC [5] и в кремниевых  $p^+n^+p^-n^-$ -структурах [6], токовых

неустойчивостей при разогреве образцов InSb [7]. В работе [8] предсказывалась также возможность обнаружения автосолитонов в фотогенерированной ЭДП в кристаллах германия и кремния.

Ранее нами изучались высокополевого термодиффузионные автосолитоны в ЭДП в образцах  $n$ -Ge [9–13] и  $p$ -Si [14, 15]. Эти автосолитоны проявляли себя в виде узкой, поперечной к направлению тока страты сильного электрического поля ( $E_{as} = 1000\text{--}5000$  В/см) и высокой температуры носителей. Механизм образования таких автосолитонов связан с появлением положительной обратной связи для нарастания температуры носителей, разогретых электрическим полем до температуры Дебая. Многодолинная структура энергетических зон в образцах с направлением электрического поля вдоль оси, соответствующей большой эффективной массе электронов (в  $n$ -Ge поле  $E$  параллельно оси  $\langle 111 \rangle$ , в  $p$ -Si — оси  $\langle 100 \rangle$ ), отражалась на поведении автосолитонов, которые в  $n$ -Ge двигались в направлении неосновных носителей — дырок, а в  $p$ -Si образовывали ряд статических автосолитонов.

Цель настоящей работы — определить усло-

\*E-mail: mvinos@iop.kiev.ua

вия возникновения высокополевых автосолитонов в кристаллах  $p$ -Ge, проверить в них принятый ранее для  $n$ -Ge механизм образования высокополевых автосолитонов, а также изучить влияние многодолинной структуры энергетических зон и типа контактов на поведение автосолитонов. Мы рассмотрим далее явления пространственного упорядочения фотогенерированной ЭДП, которые возникают с ростом приложенного напряжения в образцах  $p$ -Ge с двумя типами контактов:  $p^+$ - $p$  и  $n$ - $p$ .

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

Образцы вырезались из  $p$ -Ge ( $\rho \approx 40 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ) в форме прямоугольной пластины размером  $0.05 \times 0.1 \times 0.8 \text{ см}^3$ , ориентированной длинной осью вдоль кристаллографической оси  $\langle 111 \rangle$ . Широкие грани образцов полировались и травились в полирующем травителе СР-4. В противоположные меньшие торцы образцов первого типа вжигались  $p^+$ - $p$ -контакты из индия, а второго типа —  $n$ - $p$ -контакты из  $\text{In} + 3\% \text{ As}$  при  $T \approx 450 \text{ К}$ . Измерения проводились при  $T_0 = 77 \text{ К}$ .

В первой установке, описанной в [11, 12], ЭДП высокой плотности ( $n \approx p = 5 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) генерировалась однородно вдоль широкой грани образца импульсом света интенсивности  $I_p$  колоколообразной формы длительностью  $\tau_p = 0.5 \text{ мс}$  от импульсной лампы ИФП-800. Благодаря использованию одиночных импульсов напряжения  $U$  прямоугольной либо пилообразной формы длительностью  $\tau_U = 5-300 \text{ мкс}$  и амплитудой до  $300 \text{ В}$ , прикладываемых к контактам образца одновременно с импульсом света, средний по образцу разогрев в течение импульса тока, оцененный из уравнения теплового баланса без учета теплоотвода в держатель, не превышал  $20 \text{ К}$ . Измерения проводились в трех режимах: 1) измерялась вольт-амперная характеристика ВАХ-1 образца в максимуме импульса света с помощью прямоугольных импульсов напряжения и изучалась эволюция высокополевых автосолитонов во времени при неизменных значениях освещения и напряжения; 2) измерялась динамическая ВАХ-2 в течение нарастающего переднего фронта импульса напряжения в максимуме импульса света и изучалась динамика образования и эволюция высокополевых автосолитонов; 3) исследовалась динамика развития высокополевых автосолитонов в зависимости от концентрации ЭДП при нарастающей интенсивности света в течение прямоугольного импульса напряжения.

Распределение напряженности электрического поля  $E(x)$  вдоль образца измерялось с помощью микросистемы из двадцати шести потенциальных зондов из фосфористой бронзы. Расстояние между смежными зондами устанавливалось в пределах  $0.15-0.4 \text{ мм}$ . Напряжение, измеряемое каждым двумя соседними зондами, регистрировалось двумя дифференциальными входами запоминающих осциллографов. По осциллограммам локальных полей во всех межзондовых промежутках  $E_{i-j}(t) = \Delta U_{i-j}(t)/l_{i-j}$ , где  $l_{i-j}$  — расстояние между зондами, строились распределения электрического поля  $E(x)$  вдоль образца в выбранные моменты времени импульса напряжения, а также определялись такие параметры высокополевых автосолитонов как время формирования, скорость движения, форма и размер. Для изучения динамики изменения температуры носителей и решетки кристалла в процессе образования и разрушения высокополевых автосолитонов использовалась вторая установка, описанная в [13], в которой измерялось ИК-излучение от образцов с помощью Ge/Au-фотоприемника при  $T = 77 \text{ К}$  в диапазоне длин волн  $\lambda = 1.65-10 \text{ мкм}$  ( $I_{IR}$ ) и в диапазоне  $\lambda = 1.65-2.5 \text{ мкм}$  с использованием стеклянного фильтра ( $I_g$ ), а также контролировалось распределение поля вдоль образца с помощью восемнадцатизондовой головки.

## 3. ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБРАЗЦОВ

Вольт-амперная характеристика неосвещенных образцов  $p$ -Ge с  $p^+$ - $p$ -контактами имеет приблизительно линейный вид с небольшим уменьшением наклона при больших напряжениях (рис. 1а, кривая 1), что связано с некоторой неомичностью контактов. На ВАХ-1 этих же освещенных образцов, построенных для установившегося значения тока, можно выделить от трех до пяти специфических участков (рис. 1а, кривая 2). На участке I для  $U < 50 \text{ В}$  ток  $J$  слабо растет с напряжением. Участки II и IV характеризуются крутым нарастанием тока при  $U_1 \approx 50 \text{ В}$  и  $U_2 \approx 170 \text{ В}$ . Участки III и V характеризуются насыщением тока либо его  $N$ -образной зависимостью. На динамической ВАХ-2 освещенных образцов с  $p^+$ - $p$ -контактами в начале нарастания импульса напряжения ток также слабо растет (см. ниже рис. 2а, участок I). Затем ток резко возрастает (участок II). После этого наблюдается либо насыщение тока, либо его  $N$ -образность (участок III), за ко-

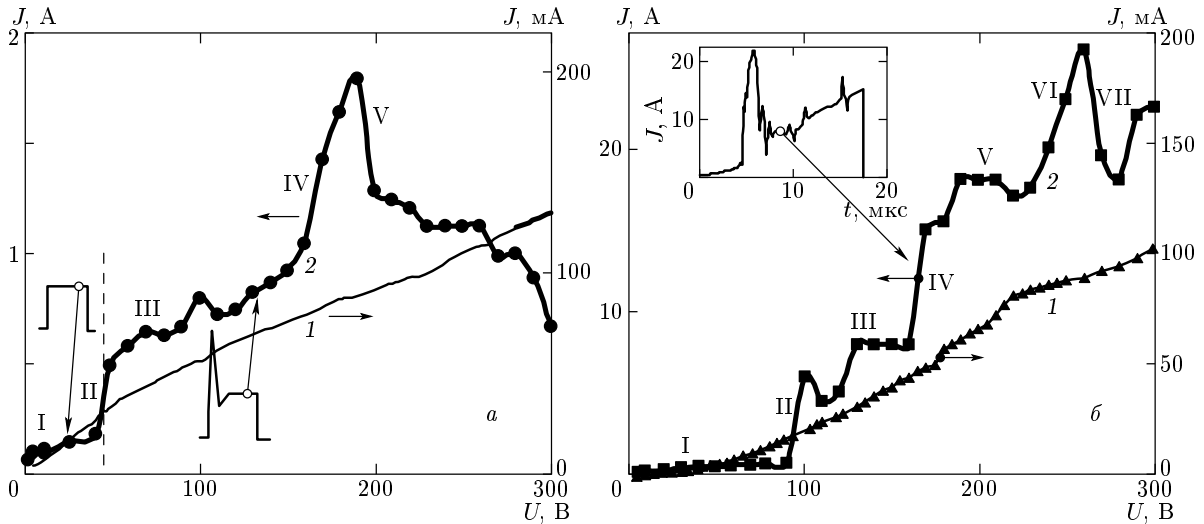


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики образцов с двумя контактами  $p^+-p$  (а) и  $n-p$  (б), полученные с помощью прямоугольных импульсов напряжения длительностью  $\tau U \approx 20$  мкс: без освещения (кривая 1) и при освещении (ВАХ-1) для момента времени, соответствующего стационарному значению тока  $J$  (кривая 2)

торым часто следует монотонный рост тока во времени даже при насыщении напряжения.

Вольт-амперная характеристика неосвещенных образцов  $p-Ge$  с  $n-p$ -контактами имеет вначале квадратичный участок, обусловленный инжекцией носителей из смещенного в прямом направлении отрицательного  $n-p$ -контакта (рис. 1б, кривая 1). Затем при больших напряжениях наклон ВАХ уменьшается, что связано с запирающим смещением в обратном направлении положительного  $n-p$ -контакта. На ВАХ-1 освещенных образцов с  $n-p$ -контактами, построенной для минимального установившегося значения тока, сначала имеется участок I слабого роста тока (рис. 1б, кривая 2), за которым следуют участки II, IV, VI крутого роста тока и участки III, V, VII его насыщения либо  $N$ -образности. На динамической ВАХ-2 освещенных образцов с  $n-p$ -контактами в течение нарастания переднего фронта импульса  $U$  также имеется сначала участок I слабого роста тока (см. ниже рис. 3а), затем следует участок II резкого возрастания тока и далее  $N$ -образный участок III.

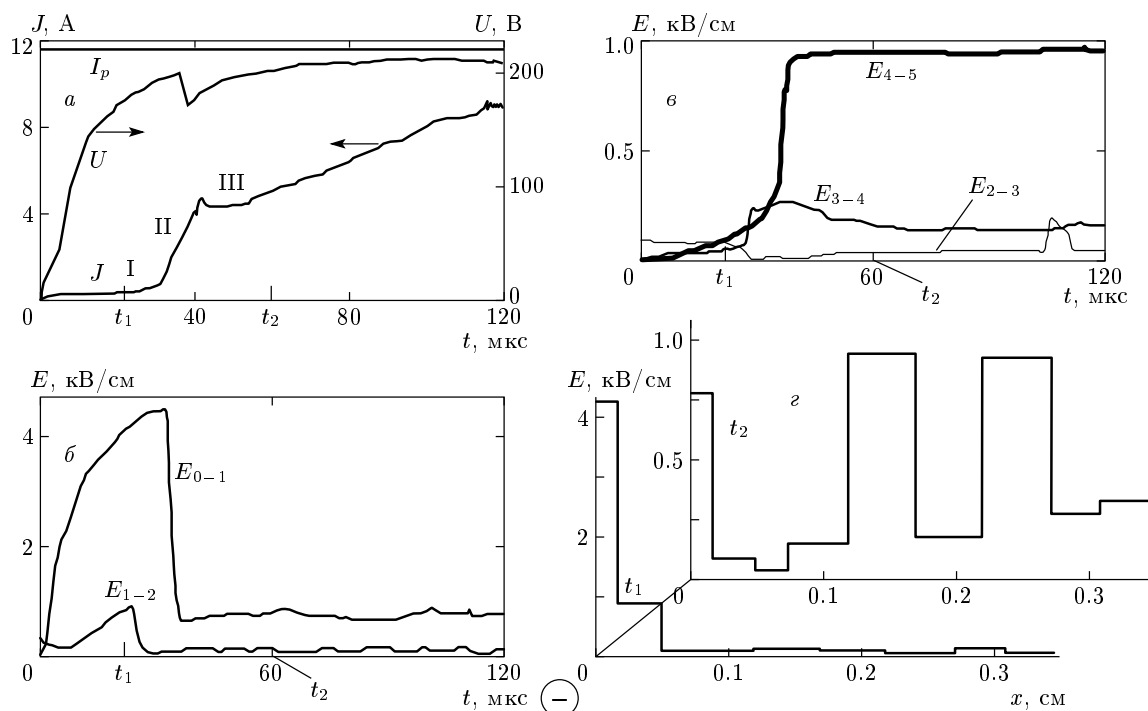
#### 4. КОНТАКТНАЯ ЭКСКЛЮЗИЯ ЭДП В ОБРАЗЦАХ С $p^+-p$ -КОНТАКТАМИ

Слабый рост тока на участке I как ВАХ-1 (рис. 1а), так и ВАХ-2 (рис. 2а) в фотогенерированной ЭДП в образце с  $p^+-p$ -контактами мы связываем с контактной эксклюзией. В этом случае

ЭДП сносится полем от отрицательного контакта к положительному в направлении дрейфа неосновных носителей — электронов. Это приводит к образованию у отрицательного контакта области эксклюзии с пониженной концентрацией ЭДП и высокой напряженностью электрического поля. Для нарастающего импульса напряжения это показано на рис. 2г (кривая  $t_1$  — распределение поля  $E(x, t_1)$ , полученное из осциллограмм локальных полей  $E_{i-j}(t_1) = \Delta U_{i-j}/l_{i-j}$ ,  $i = 0-8$ ,  $j = 1-9$  в момент  $t_1$ ). При этом в остальной части образца устанавливается высокая концентрация плазмы и слабое поле (рис. 2в, кривые  $E_{2-3}(t_1)$  и  $E_{3-4}(t_1)$ , а профиль распределения поля  $E(x)$  в переходной области эксклюзии от сильного поля к слабому при достаточном напряжении приобретает характер крутой стенки (рис. 2г, кривая  $t_1$ ), что совпадает с результатами работы [16].

#### 5. УЧАСТКИ РЕЗКОГО РОСТА ТОКА НА ВАХ

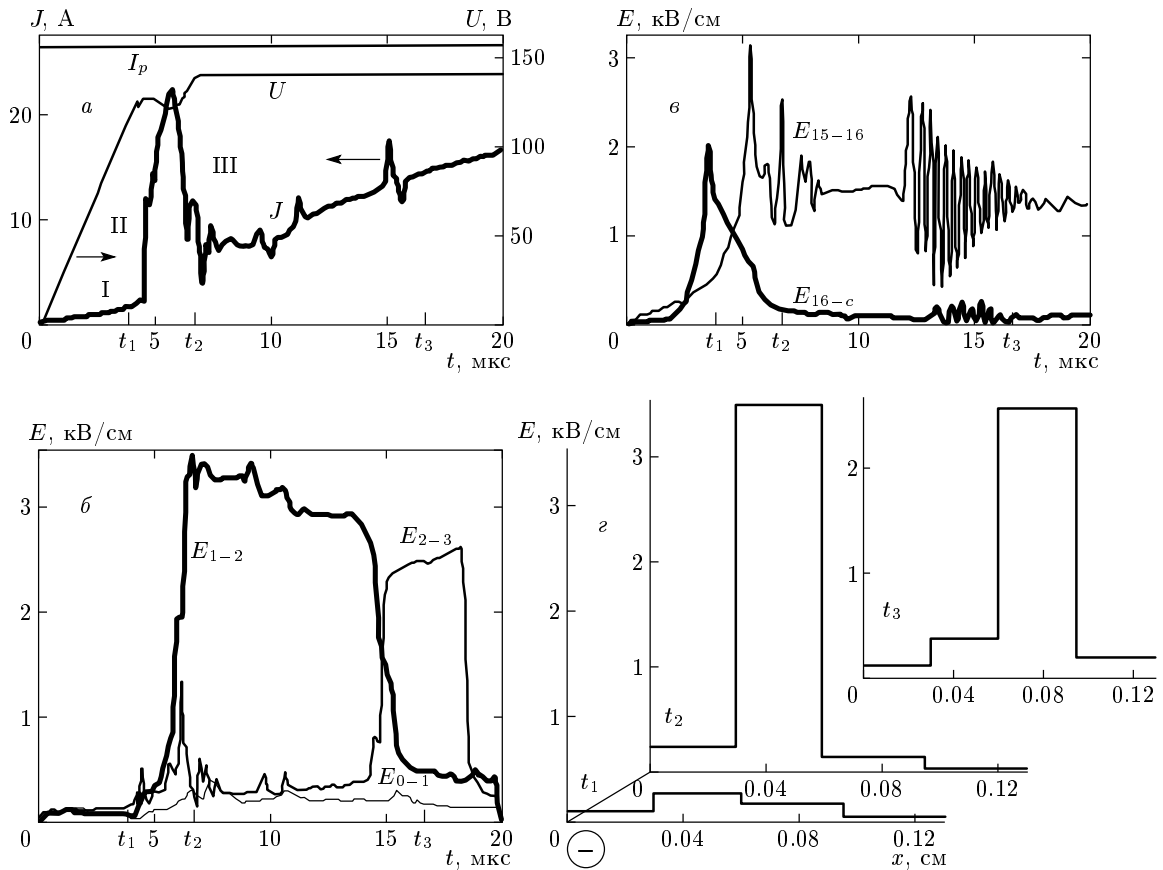
Резкое возрастание тока на участке II на ВАХ-1 (рис. 1а) и на динамической ВАХ-2 (рис. 2а) в образце с  $p^+-p$ -контактами сопровождается уменьшением напряженности поля в области эксклюзии (рис. 2б, в, кривые  $E_{0-1}-E_{2-3}$ , рис. 2г, кривая  $t_2$ ) и возрастанием поля в прилегающих участках образца. Такой рост тока сопровождается также неболь-



**Рис. 2.** а-в) Одноступенчатое нарастание локальных напряженностей поля при образовании двух статических высокополевых автосолитонов небольшой амплитуды  $E_{as1} = E_{4-5}(t_2) = \Delta U_{4-5}(t_2)/l_{4-5}$  и  $E_{as2} = E_{6-7}(t_2)$  вблизи области эксклюзии у отрицательного контакта в образце с  $p^+p$ -контактами при нарастающем импульсе напряжения  $U$  и неизменной освещенности в максимуме импульса света  $I_p$ ;  $J$  — ток. Осциллограмма поля  $E_{6-7}$  подобна осциллограмме  $E_{4-5}$ , поэтому не показана. г)  $E(x, t_1)$  и  $E(x, t_2)$  — распределения напряженности поля вблизи отрицательного контакта до и после возникновения автосолитонов, полученные из осциллограмм локальных полей  $E_{i-j}$  соответственно в моменты  $t_1$  и  $t_2$ ;  $l_{0-1} = 0.017$  см — расстояние между отрицательным контактом и первым зондом,  $l_{1-2} = 0.032$  см,  $l_{2-3} = 0.025$  см,  $l_{3-4} = 0.045$  см,  $l_{4-5} = 0.05$  см,  $l_{5-6} = 0.05$  см,  $l_{6-7} = 0.05$  см; длина образца  $l = 0.8$  см. «Минус» в кружке на рис. 2-4 означает отрицательную полярность напряжения на данном конце (контакте) образца

шим уменьшением напряжения на образце из-за сильного уменьшения сопротивления образца, которое становится сравнимым с выходным сопротивлением генератора импульсов напряжения. При этом формируется  $S$ -образный участок II на динамической ВАХ-2 (рис. 2а). Эти данные свидетельствуют о том, что в приконтактную высокополевую область приходит поток ЭДП из соседней обогащенной носителями области образца, что мы связываем с процессом обращения направления биполярного дрейфа ЭДП, разогретой электрическим полем в области эксклюзии. Причину обращения биполярного дрейфа мы видим в различной зависимости подвижностей электронов и дырок от их температуры в греющем электрическом поле [17-20]. Подобное явление наблюдалось нами ранее на образцах  $n$ -Ge при значительно меньших локальных полях в области эксклюзии [15].

Начальный участок I слабого возрастания тока на ВАХ-1 (рис. 1б) и на динамической ВАХ-2 (рис. 3а) в образцах с  $n$ - $p$ -контактами обусловлен запирающим смещением в обратном направлении  $n$ - $p$ -перехода у положительного контакта. Об этом свидетельствует начальное возрастание напряженности поля до высокой величины у этого контакта при нарастании импульса напряжения (рис. 3в). Появление участка II резкого роста тока на стационарной (рис. 1б) и динамической (рис. 3а) ВАХ в этих образцах мы связываем с «заливанием» запирающего  $n$ - $p$ -перехода фотогенерированной ЭДП под действием биполярного дрейфа. При этом поле  $E_{16-c}$  у положительного контакта резко убывает. Небольшое уменьшение напряжения в момент резкого роста тока создает  $S$ -образный участок на динамической ВАХ-2 (рис. 3а).



**Рис. 3.** а-б) Трехступенчатое нарастание напряженности поля при образовании движущегося высокополевого автосолитона большой амплитуды ( $E_{as1} = E_{1-2}$ ) вблизи инжектирующего отрицательного контакта и образование статического автосолитона невысокой амплитуды ( $E_{as2} = E_{15-16}$ ) с промежуточной пульсирующей стадией вблизи положительного запирающего контакта в образце с  $n-p$ -контактами при нарастающем импульсе напряжения  $U$  и неизменной освещенности  $I_p$  в максимуме импульса света;  $J$  — ток. з)  $E(x, t_1)$ ,  $E(x, t_2)$  и  $E(x, t_3)$  — распределения напряженности поля вблизи отрицательного контакта до и после возникновения движущегося автосолитона, полученные из осциллограмм локальных полей  $E_{i-j}$  соответственно в моменты  $t_1, t_2$  и  $t_3$ ;  $l_{0-1} = 0.03$  см,  $l_{1-2} = 0.03$  см,  $l_{2-3} = 0.035$  см,  $l_{3-4} = 0.035$  см,  $l_{15-16} = 0.025$  см,  $l_{16-c} = 0.015$  см — расстояние между последним зондом и положительным контактом; длина образца  $l = 0.8$  см

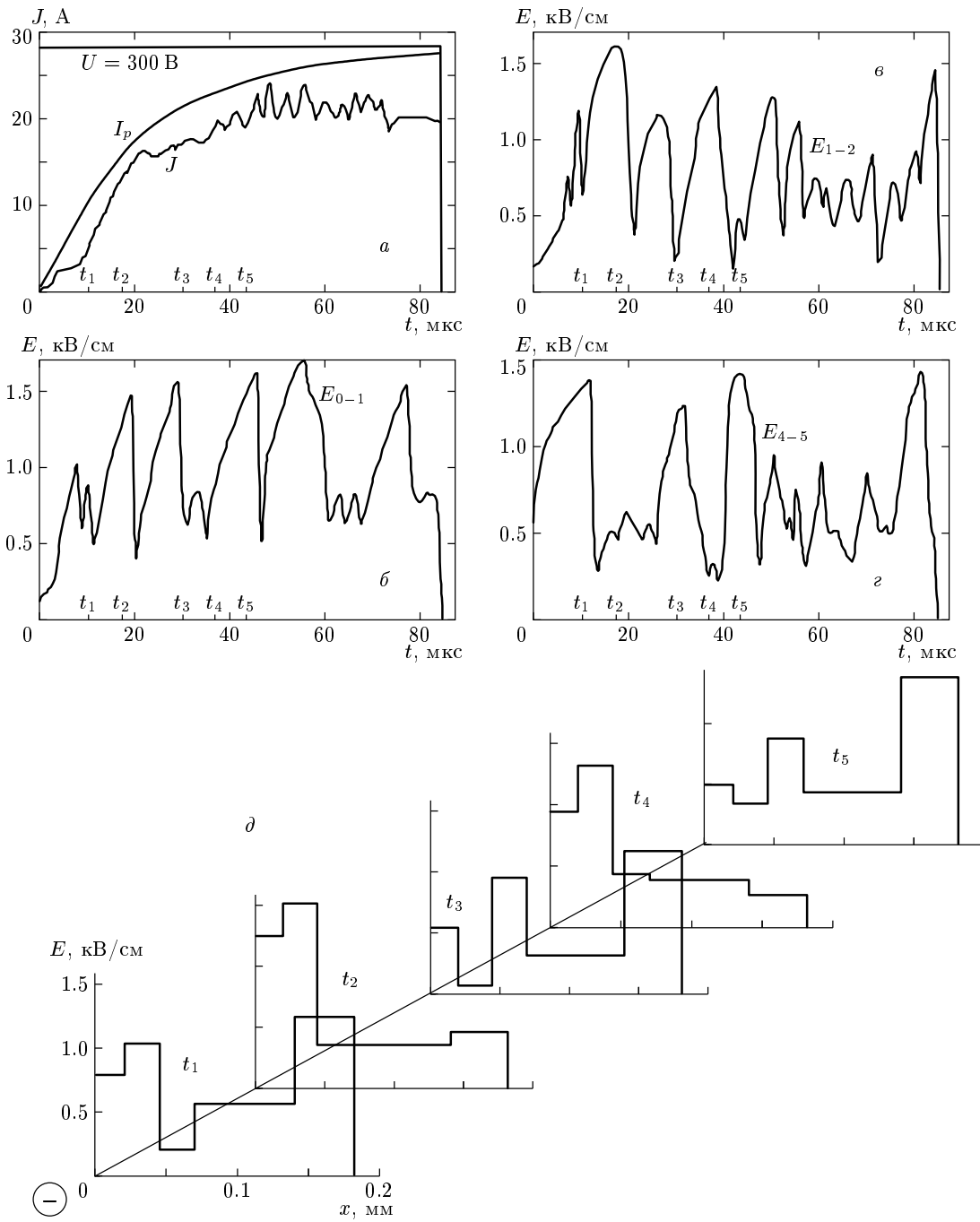
### 6. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВЫСОКОПОЛЕВЫХ АВТОСОЛИТОНОВ

Появление на стационарных ВАХ-1 ветвей III и V (рис. 1) и на динамических ВАХ-2 ветви III (рис. 2, 3), характеризующихся либо насыщением тока, либо его  $N$ -образностью, сопровождается возникновением и развитием в образце доменов сильного поля (рис. 2, 3з). Эти домены мы называем высокополевыми термодиффузионными автосолитонами в соответствии с теорией [3] и результатами, полученными в [9]. Эти автосолитоны образуются при концентрациях ЭДП  $n \geq 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и средней напряженности поля в образце  $E \geq 100$  В/см и проявляют себя в виде уединенных страт с высо-

кой напряженностью поля ( $E_{as} = 1000-20000$  В/см) и температурой носителей, превышающей 1000 К, и пониженной их концентрацией. В зависимости от интенсивности света и приложенного напряжения в образце возникали статические, движущиеся и пульсирующие высокополевыми автосолитоны. Кроме того, наблюдалось турбулентное состояние ЭДП, когда автосолитоны хаотически возникали и исчезали в различных частях образца.

#### 6.1. Статический высокополевого автосолитон

Нарастающее во времени напряжение при неизменной освещенности растягивает область исклю-



**Рис. 4.** Турбулентное состояние ЭДП — хаотическое возникновение и исчезновение автосолитонов в разных участках образца с  $p^+$ - $p$ -контактами при нарастающей освещенности  $I_p$  и постоянном высоком напряжении  $U = 300$  В:  $a$  — ток;  $б-г$  — осциллограммы локальных полей;  $д$  — распределения напряженности поля вблизи отрицательного контакта в различные моменты времени импульса  $U$ ;  $l_{0-1} = 0.03$  см,  $l_{1-2} = 0.03$  см,  $l_{2-3} = 0.03$  см,  $l_{3-4} = 0.03$  см,  $l_{15-16} = 0.03$  см; длина образца  $l = 0.8$  см

зии в образцах с  $p^+-p$ -контактами. При достижении порогового напряжения напряженность поля на протяженном участке области эксклюзии убывает (рис. 2б, в, кривые  $E_{0-1}-E_{2-3}$ ), а ток возрастает из-за обращения биполярного дрейфа. После этого ток немного уменьшается, и либо один высокополевой автосолиiton большой амплитуды, либо сразу два статических высокополевых автосолиитона меньшей амплитуды образуются на некотором удалении ( $l = 1-2$  мм) от отрицательного контакта (рис. 2,  $E_{as1} = E_{4-5} \approx E_{as2} = E_{6-7} \approx 1000$  В/см), где реализуются необходимые для образования автосолиитонов локальные значения концентрации носителей  $n \approx p \geq 1 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  и напряженности полей  $E_{i-j} \geq 500$  В/см. При этом динамика нарастания поля автосолиитона небольшой амплитуды имеет одноступенчатый характер. Высокое поле у контакта определяется в основном обеднением носителями области эксклюзии, а высокое поле автосолиитона определяется в основном высокой температурой носителей. Возникновение автосолиитонов в образцах с  $p^+-p$ -контактами незначительно уменьшает ток (на 5–15%), так как величина тока уже существенно ограничена высоким сопротивлением области эксклюзии.

Возникновение статического автосолиитона большой амплитуды ( $E_{as} = E_{1-2} \approx 5200$  В/см) в области эксклюзии в образце с  $p^+-p$ -контактами при высоких интенсивностях света и приложенных напряжениях ( $U \geq 170$  В, режим 3) сопровождается сильным джоулевым разогревом области автосолиитона. Это вызывает значительную термогенерацию ЭДП (сравнимую с фотогенерацией ЭДП) и уменьшение поля автосолиитона, что, в свою очередь, приводит либо к монотонному увеличению тока и уходу автосолиитона в соседние участки образца, либо к его разрушению и скачкообразному возрастанию тока. Статический автосолиiton большой амплитуды ( $E_{as} \approx 3200$  В/см), возникший при невысокой освещенности, небольшом напряжении ( $U \approx 100$  В) и малом установившемся токе ( $J \leq 600$  мА), может существовать длительное время (до 200 мкс) до своего распада из-за джоулева разогрева решетки.

Отметим, что обращение биполярного дрейфа ЭДП в этих образцах происходит при напряжениях, меньших чем необходимо для образования высокополевого автосолиитона, и оба эти эффекта являются самостоятельными. При этом область эксклюзии часто играет роль основной затравки для предварительного разогрева носителей и образования таких автосолиитонов. В то же время обращение биполярного дрейфа ЭДП, понижая поле в области эксклюзии,

увеличивает поле в остальной части образца и усиливает роль собственных неоднородностей образца вдали от контактов в образовании автосолиитонов.

С целью устранить начальное влияние области эксклюзии на образование высокополевых автосолиитонов и были проведены измерения на образцах с двумя  $n-p$ -контактами под действием прямоугольного импульса напряжения при неизменной освещенности. В этом случае напряженность поля  $E_{0-1}$  у отрицательного инжектирующего контакта была невелика, т. е. область эксклюзии отсутствовала (рис. 3а, кривая  $t_1$ ). В то же время высокая напряженность поля  $E_{16-c}$  в начале импульса напряжения у положительного запирающего контакта затем убывает в результате «заливания» фотогенерированной ЭДП запирающего перехода одновременно с возрастанием тока, что приводит к увеличению напряженности поля в остальной части образца ( $E_{1-2}$ ,  $E_{2-3}$ ,  $E_{15-16}$ ). В результате этого при напряжении, превышающем порог образования автосолиитонов ( $U \geq 120$  В), один статический автосолиiton высокой амплитуды образуется вблизи отрицательного контакта,  $E_{as1} = E_{1-2} \approx 3300$  В/см, и второй автосолиiton меньшей амплитуды образуется вблизи положительного контакта,  $E_{as2} = E_{15-16} \approx 1600$  В/см (рис. 3). Благодаря отсутствию области эксклюзии в этих образцах возникновение автосолиитона вызывает значительное уменьшение тока (в 1.5–2 раза). В то же время токи в этих образцах были значительно выше, чем в образцах с  $p^+-p$ -контактами (ср. рис. 1а и 1б, 2 и 3). При этом динамика нарастания поля в первом автосолиитоне вблизи отрицательного  $n-p$ -контакта в течение нарастания переднего фронта импульса  $U$  имеет трехступенчатый характер и этот автосолиiton затем движется к положительному контакту. Нарастание поля во втором автосолиитоне вблизи положительного контакта имеет одноступенчатый характер, и его статическое состояние переходит в пульсирующее состояние и обратно.

При большой амплитуде прямоугольного импульса напряжения и нарастающей интенсивности света (режим 3) в некоторых образцах в области автосолиитона большой амплитуды,  $E_{as} = E_{1-2} \geq 5000$  В/см, при достижении максимума интенсивности света наблюдалось кратковременное уменьшение поля, которое сопровождалось сильным ростом тока, после чего поле вновь возрастало до прежнего значения. Мы связываем такое уменьшение поля с межзонным пробоем в области автосолиитона, так как с ростом интенсивности света (концентрации ЭДП) ширина автосолиитона уменьшается из-за уменьшения скорости биполяр-

ного дрейфа ЭДП [11, 12] до величины, меньшей расстояния между соседними зондами, и реальная напряженность поля автосолитона значительно возрастает, достигая поля пробоя.

Следует отметить, что точность определения максимальной величины напряженности поля в статическом автосолитоне в основном зависит от соотношения между шириной  $L_{as}$  автосолитона и расстоянием  $l_{i-j}$  между соседними зондами в области автосолитона. Когда  $L_{as} \approx l_{i-j}$ , эта точность может составлять 60–80 % от реальной максимальной величины поля автосолитона. Если  $L_{as} \ll l_{i-j}$ , то реальное поле автосолитона определяется либо по косвенным проявлениям, как в случае межзонного пробоя в автосолитоне, либо более точно на примере движущегося автосолитона, что будет показано в следующем пункте.

### 6.2. Движущийся высокополевой автосолитон

Движение автосолитона наблюдалось в основном в образцах с  $n$ - $p$ -контактами при большой амплитуде прямоугольного импульса напряжения ( $U \geq 140$  В, режим 1). Возникший вблизи инжектирующего отрицательного контакта автосолитон большой амплитуды ( $E_{as} = E_{1-2} \approx 3700$  В/см, рис. 3) двигался к положительному контакту (в направлении дрейфа неосновных носителей — электронов) со скоростью  $v_{as} \approx 9 \cdot 10^3$  см/с. Скорость движения автосолитона определялась из времени его прохождения ( $t_{2-3} \approx 4$  мкс) через межзондовый промежуток  $l_{2-3} = 0.035$  см. Определяя из осциллограмм поля  $E_{2-3}(t_2)$  время вхождения автосолитона в межзондовый промежуток  $l_{2-3}$  ( $\Delta t_{2-3} \approx 0.5 \cdot 10^{-6}$  с), оцениваем ширину автосолитона у основания:  $L_{as} \approx 4.5 \cdot 10^{-3}$  см. Тогда средняя напряженность поля автосолитона может быть оценена как  $E_{as} = \Delta U_{2-3}/L_{as} = 90 \text{ В}/4.5 \cdot 10^{-3} \text{ см} \approx 2 \cdot 10^4$  В/см. Вероятно, в максимуме она еще выше с учетом приблизительно гауссова распределения напряженности поля автосолитона. Быстрое вхождение узкого автосолитона в более широкий межзондовый промежуток ( $L_{as} \ll l_{i-j}$ ), движение в нем и быстрый выход из него формируют импульс падения напряжения  $\Delta U_{as}(t)$  близкий к прямоугольной форме.

### 6.3. Пульсирующие высокополевые автосолитоны. Турбулентное состояние ЭДП

При невысоких (околопороговых) величинах интенсивности света и приложенного напряжения в

образце мог возникать автосолитон со стационарно пульсирующей амплитудой. Так, при включении прямоугольного импульса напряжения небольшой амплитуды ( $U \approx 120$  В), одновременном с началом нарастания импульса света (режим 3), в образце с  $p^+$ - $p$ -контактами в области эксклюзии возникал стационарно пульсирующий автосолитон с полем  $E_{as1} = E_{1-2} \approx 2200$  В/см. При этом амплитуда осцилляций поля автосолитона составляла  $\Delta E_{as} \approx 0.1 E_{as}$ , а частота  $f \approx 100$  кГц при токе  $J \approx 0.8$  А. Одновременно в низкополевой части образца возникал и второй, статический, автосолитон с полем  $E_{as2} = E_{7-8} \approx 1200$  В/см. Оба типа автосолитонов сосуществовали длительное время  $t_{as} \approx 250$  мкс. После распада пульсирующего автосолитона (из-за джоулева разогрева) ток резко возрос.

В некоторых образцах при высоких приложенных напряжениях  $U \geq 180$  В наблюдался другой тип пульсирующего автосолитона высокой и неизменной амплитуды ( $E_{1-2} \approx 4800$  В/см). Такой автосолитон, осциллируя, смещался в соседние межзондовые промежутки, вызывая там осцилляции полей  $E_{0-1}$  и  $E_{2-3}$  до 20 % от  $E_{max}$ . Такие осциллирующие смещения автосолитона мы связываем с более высокой скоростью поверхностной рекомбинации образца, вызванной особенностями его травления. Условия возникновения обоих типов пульсирующих автосолитонов совпадают с условиями, предсказанными теорией [3].

При высоких напряжениях  $U = 200$ – $300$  В и высокой освещенности в образцах с  $p^+$ - $p$ -контактами возникает турбулентный характер поведения ЭДП, сопровождающийся хаотичным возникновением и исчезновением автосолитонов в разных участках образца. При этом амплитуда осцилляций напряженности поля составляет  $\Delta E_{i-j} = (0.7-0.9) E_{i-j}$ , частота  $f \approx 200$  кГц, а поле автосолитона достигает  $E_{1-2} \approx E_{4-5} \approx 1500$  В/см (рис. 4). Вместе с тем, во внешнюю цепь выходят лишь небольшие осцилляции тока, составляющие около 15 % от  $J_{max}$ . Заметим, что в аналогичных экспериментах на образцах  $n$ -Ge [9–13] турбулентное состояние автосолитона не достигалось.

### 7. ИК-ИЗЛУЧЕНИЕ В ПРОЦЕССЕ ОБРАЗОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ АВТОСОЛИТОНОВ

В процессе эксклюзии в течение прямоугольного импульса напряжения с амплитудой, меньшей



порога образования автосолитона, небольшой сигнал ИК-излучения  $I_{IR}$  из области эксклюзии появлялся и исчезал, приблизительно повторяя колоколообразную форму импульса света аналогично [13]. Спектр этого излучения находился в диапазоне  $\lambda = 6\text{--}10$  мкм и соответствовал температурам носителей  $T_e = 150\text{--}300$  К.

Динамика ИК-излучения из образцов с  $p^+p$ -контактами в процессе образования и разрушения высокополевых автосолитонов изучалась при включении прямоугольного импульса напряжения ( $U \geq 80$  В) одновременно с началом нарастания импульса света (рис. 5). При этом ток и поле  $E_{0-1}$  сначала резко убывают, а поле  $E_{1-2}$  увеличивается из-за развития процесса эксклюзии ЭДП у отрицательного контакта. Затем поле  $E_{0-1}$  вторично резко убывает, а ток резко возрастает из-за увеличения концентрации ЭДП благодаря фотогенерации и обращению биполярного дрейфа. Одновременно резко возрастает поле  $E_{1-2}$ , образуя высокополевой статический автосолитон, и в этот момент быстро возрастает сигнал ИК-излучения  $I_{IR_1}$  от горячих носителей из области автосолитона.

С дальнейшим ростом освещенности и тока появляется второй быстрый рост сигнала  $I_{IR_1}$  (рис. 5) до его максимума, что мы связываем с тепловым излучением из области высокополевого автосолитона из-за ее сильного джоулевого разогрева, достигающего сотен градусов. Далее с ростом интенсивности света появляется первое резкое уменьшение сигнала  $I_{IR_1}$  после его пика одновременно с повторным возрастанием поля  $E_{1-2}$ . Мы связываем такое уменьшение сигнала  $I_{IR_1}$  с уменьшением температуры носителей. Это происходит из-за снижения вводимой мощности в области автосолитона, связанного с уменьшением подвижности электронов благодаря их переходам из горячих долин в холодную долину в сильном поле автосолитона. Так, согласно нашим расчетам, при  $T = 80$  К, концентрации ЭДП  $n = 1 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  и поле  $E = 2000$  В/см, направленном вдоль оси  $\langle 111 \rangle$ , подвижность электронов уменьшается на 25 % по сравнению со случаем, когда поле направлено вдоль оси  $\langle 100 \rangle$ .

После начального пика сигнала  $I_{IR_1}$  часто наблюдаются значительные его колебания в течение существования стационарного высокополевого автосолитона при неизменном поле  $E_{as}$  и возрастании интенсивности света и тока, что свидетельствует о сложном характере протекания процессов разогрева носителей и решетки в области автосолитона и отвода этого тепла в окружающий объем образца. Оценка температуры носителей в таком автосолитоне с уче-

том полученных сигналов  $I_{IR_1}$  и  $I_g$ , а также спектра чувствительности фотоприемника показывает, что температура электронов, дающих основной вклад в сигналы излучения горячих носителей, превышает 1000 К.

Кратковременное уменьшение поля автосолитона и рост тока, связанные с межзонным пробоем в области автосолитона, сопровождались резким возрастанием коротковолнового ИК-излучения  $I_g$ .

Аномально большие сигналы полного ИК-излучения из образца  $I_{IR} = 70\text{--}120$  мВ и ИК-излучения сквозь стеклянный фильтр  $I_g = 15\text{--}60$  мВ (при обычном уровне сигнала  $I_{IR} = 10\text{--}15$  мВ и уровне шума 1 мВ) наблюдались при подаче на образец короткого ( $t_U = 10\text{--}20$  мкс) прямоугольного импульса напряжения  $U \geq 140$  В в момент максимума импульса света при большом протекающем токе ( $J \sim 20\text{--}40$  А). Большая величина сигналов  $I_{IR}$  и  $I_g$  связана, во-первых, с прохождением рекомбинационного излучения ЭДП из области автосолитона сквозь Ge-фильтр и его попаданием на фотоприемник. Это происходит благодаря сильному разогреву области автосолитона (до  $T \gg 300$  К) и уменьшению ширины запрещенной зоны кристалла в ней до величины, меньшей, чем у Ge-фильтра, находящегося при  $T = 300$  К и предназначенного для отсекаания света импульсной лампы, отраженного от образца. Во-вторых, вклад в большой сигнал ИК-излучения помимо горячих носителей дает и разогретая решетка в высокополевым автосолитоне.

Разогрев области автосолитона существенным образом отражается на сигнале ИК-излучения из образца после разрушения автосолитона. Так, после окончания импульса напряжения наблюдается сначала быстрое уменьшение сигнала  $I_{IR}$  на 20–30 %, связанное с распадом автосолитона, а затем сигнал  $I_{IR_2}$  медленно убывает в виде двух–трех ступенек длительностью 4–10 мкс (рис. 5з). Их появление мы связываем с излучением фотогенерированных носителей из «горячего пятна», возникшего в области автосолитона, разогретой на сотни градусов. С увеличением длительности импульса напряжения до  $t_U \approx 100$  мкс растет длительность полочек на хвосте сигнала  $I_{IR}$  до 50 мкс. При еще больших длительностях импульса напряжения ( $t_U \approx 200$  мкс) после его окончания сигнал  $I_{IR}$  убывает монотонно.

В некоторых образцах при максимальной приложенной мощности наблюдалось вскипание поверхности образца возле отрицательного контакта (рис. 6). Это происходило в результате быстрого джоулевого разогрева кристалла в области высокополевого автосолитона, занимающего тонкий приповерхностный

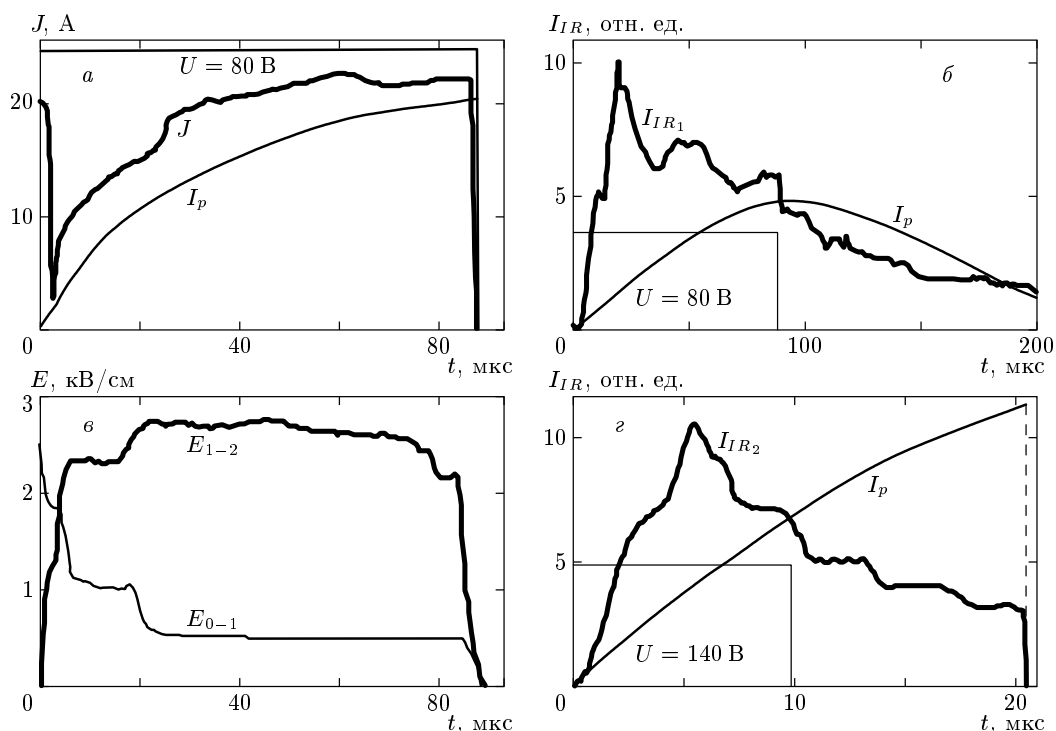


Рис. 5. Динамика ИК-излучения ( $\lambda = 1.65\text{--}10$  мкм) из приконтактной области образца с  $p^+p$ -контактами в процессе образования и распада автосолитона при нарастающей освещенности  $I_p$  в случае длинного импульса напряжения небольшой амплитуды (а, б;  $I_{IR1}$ ) и многоступенчатый спад сигнала ИК-излучения из области автосолитона после окончания короткого импульса напряжения большой амплитуды (z;  $I_{IR2}$ ); в — осциллограммы локальных полей

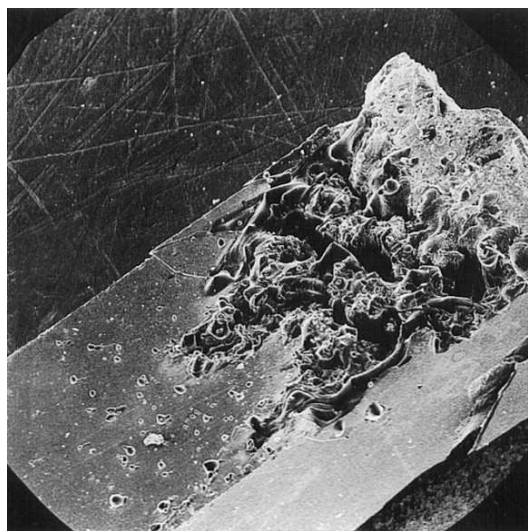


Рис. 6. След от вскипания материала образца в области высокополевого автосолитона в области эксклюзии возле отрицательного контакта после подачи на образец с двумя  $p^+p$ -контактами короткого импульса  $U \approx 300$  В в максимуме импульса света

слой с биполярной проводимостью ( $d < 10$  мкм) в области эксклюзии. Так как к образцу сверху была прижата пластинка из ВаF<sub>2</sub>, вскипевший материал образца оседал на его поверхности. Данный результат показывает, что в области автосолитона образуется «горячее пятно», температура в котором может достигать  $T > 1300$  К. Кроме того, он подтверждает оценки глубины проникновения ЭДП в образец в продольном электрическом поле, которая определяется глубиной поглощения света и глубиной диффузии неосновных носителей — электронов — за время их дрейфа вдоль образца и составляет от нескольких микрометров в области эксклюзии до десятков микрометров у тылового контакта.

### 8. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Ранее явление обращения направления биполярного дрейфа ЭДП наблюдалось для генерированного светом пакета ЭДП в германии [17], а также изучалось в случае контактной инжекции ЭДП [18–20]. Мы впервые наблюдали это явление в режиме контактной эксклюзии в образцах  $n\text{-Ge}$  [13]; оно суще-

ственно изменяло ВАХ и распределение напряженности поля.

С целью анализа состояния неравновесной ЭДП мы с помощью компьютерной программы решали уравнение баланса энергий

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{field} = \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{ac} + \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{opt} + \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{ee} + \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{eh}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — энергия частиц, и рассчитали характеристики электронов и дырок в зависимости от напряженности электрического поля и его направления относительно кристаллографических осей в образце в диапазоне температур кристалла от азотной и выше. Для этого симметричная часть функции распределения задавалась максвелловской функцией с электронной температурой, которая определялась из уравнения (1), содержащего рассеяние носителей заряда на акустических  $(d\varepsilon/dt)_{ac}$  и оптических  $(d\varepsilon/dt)_{opt}$  фононах разных ветвей [21], а также электрон-электронные  $(d\varepsilon/dt)_{ee}$  [22] и электрон-дырочные  $(d\varepsilon/dt)_{eh}$  [22, 23] взаимодействия. Асимметричная часть функции распределения определялась из уравнения Больцмана в  $\tau$ -приближении с учетом рассеяния носителей на акустических и оптических фононах [21], а также на примесях по формуле Брукса-Херринга [21, 24]. Полевой член имеет вид

$$(d\varepsilon/dt)_{field} = e\mu_{e,h}E^2,$$

где  $\mu_{e,h}$  — подвижности носителей. Концентрация электронов в разных долинах в электрическом поле, направленном несимметрично по отношению к долинам, определялась из уравнения баланса числа частиц при взаимодействии с междолинными фононами [21, 24].

Согласно вычисленной зависимости отношения подвижностей электронов и дырок от электрического поля,

$$b(E) = \mu_e(E)/\mu_p(E),$$

(рис. 7) для температуры кристалла  $T = 80$  К и направления поля в образце вдоль оси  $\langle 111 \rangle$ , дырки становятся более подвижными, чем электроны, в ограниченном диапазоне концентраций ЭДП и электрических полей. При этом возможно обращение биполярного дрейфа ЭДП, при котором движение плотности ЭДП происходит уже не в направлении дрейфа неосновных носителей — электронов, — а в направлении более подвижных носителей — дырок.

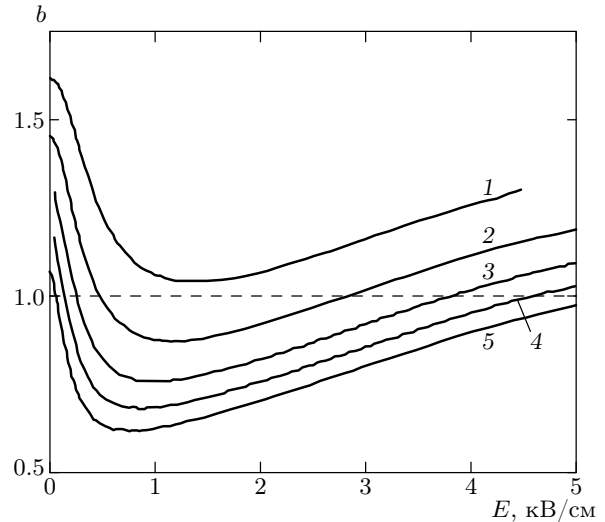


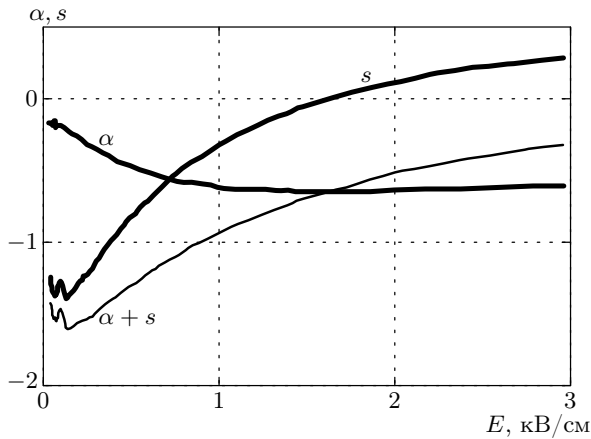
Рис. 7. Зависимости отношения подвижностей электронов и дырок  $b = \mu_e/\mu_h$  от напряженности электрического поля для разных концентраций носителей, полученные из уравнения баланса энергий:  $n = 4 \cdot 10^{15}$  (1),  $2 \cdot 10^{15}$  (2),  $1 \cdot 10^{15}$  (3),  $5 \cdot 10^{14}$  (4),  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  (5);  $b = \mu_e/\mu_h$ , где  $\mu_e$  и  $\mu_h$  — подвижности электронов и дырок

Необходимые концентрации ЭДП, согласно оценкам с использованием уравнения (1), реализуются вблизи освещенной поверхности на участке образца  $l_{1-2}$  ( $E_{1-2} \approx 1000$  В/см) в момент времени  $t_1$  (рис. 2), предшествующий резкому возрастанию тока. Локальный разогрев образца в течение импульса, а также с ростом напряжения смещает как диапазоны указанных параметров, так и место начала обращения дрейфа ЭДП.

Полученные параметры электронов и дырок, входящие также в уравнения непрерывности для потоков частиц и потоков энергии в теории [3] и реализующиеся в наших экспериментах в условиях проявления  $N$ -образных участков ВАХ либо участков насыщения тока, удовлетворяют требованиям условий образования высокополевых поперечных термодиффузионных автосолитонов [3]:

1) выполняются сильные неравенства  $\tau_\varepsilon/\tau \ll 1$  или  $l_\varepsilon/L \ll 1$  ( $\tau_\varepsilon \approx 1 \cdot 10^{-11}$  с и  $l_\varepsilon \approx 1 \cdot 10^{-5}$  см — время и длина релаксации энергии частиц;  $\tau \approx (1-5) \cdot 10^{-6}$  с — время жизни ЭДП и  $L \approx 1 \cdot 10^{-2}$  см — длина биполярной диффузии носителей);

2) нелинейное условие  $\alpha + s > -1$  выполняется в полях  $E \geq 800$  В/см (рис. 8,  $\tau_p \propto (T_e)^\alpha$  и  $\alpha = d \ln \tau_p / d \ln T_e$ ,  $\tau_\varepsilon \propto (T_e)^s$  и  $s = d \ln \tau_\varepsilon / d \ln T_e$ ,  $\tau_p$  — время релаксации импульса частиц), чтобы реа-



**Рис. 8.** Зависимости от напряженности электрического поля температурных показателей степени для времен релаксации по импульсу,  $\alpha(E) = d \ln \tau_p / d \ln T_e$ , и по энергии,  $s(E) = d \ln \tau_\varepsilon / d \ln T_e$ , а также их суммы  $\alpha(E) + s(E)$ , полученные с использованием уравнения баланса энергий (1) и выражения (2). Видно, что критерий  $\alpha + s > -1$  для возникновения высокополевых автосолитонов выполняется в поле  $E > 750$  В/см для температуры кристалла  $T = 80$  К, концентрации ЭДП  $n = 2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и направления поля вдоль оси  $\langle 111 \rangle$

лизовался механизм положительной обратной связи для нарастания температуры носителей  $T_e$ ;

3) соотношение

$$\tau_p (\approx 1 \cdot 10^{-13} \text{ с}) \ll \tau_{ee} (\approx 1 \cdot 10^{-12} \text{ с}) \ll \tau_\varepsilon (\approx 1 \cdot 10^{-11} \text{ с})$$

обеспечивает режим энергетического контроля для носителей тока и формирование автосолитона в виде высокополевого домена (для  $n \leq 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>). Величина  $\tau_\varepsilon$  вычислялась по формуле

$$\int d^3 k f \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{3nk(T_e - T)}{2\tau_\varepsilon} \quad (2)$$

с использованием уравнения (1). Здесь  $f$  — максвелловская функция распределения,  $k$  — постоянная Больцмана. Одновременное выполнение неравенств  $\tau_\varepsilon / \tau \ll 1$  и  $l_\varepsilon / L \ll 1$  для исследуемой ЭДП позволяет отнести ее, согласно [3], к  $K\Omega$ -системам, в которых могут образовываться все наблюдаемые нами типы автосолитонов в зависимости от концентрации и уровня разогрева ЭДП.

Таким образом, первая стадия формирования высокополевого автосолитона в образце под действием нарастающего переднего фронта импульса

напряжения характеризуется первым скачком возрастания локального поля до высокой величины ( $E_{as} \geq 1000$  В/см) и небольшим уменьшением тока (рис. 2, 3). Эту стадию формирования автосолитона мы связываем [9–12] с изменением вида зависимости времени  $\tau_\varepsilon$  релаксации энергии электронов от их температуры (от электрического поля) с убывающей на растущую вблизи температуры Дебая ( $\Theta_D = 430$  К для германия) [25], которая достигается, согласно нашим расчетам, в поле  $E \approx 1300$  В/см. На самом деле критерий  $\alpha + s > -1$  выполняется еще раньше, когда температура электронов  $T_e$  только приближается к  $\Theta_D$  и выполняется неравенство  $s > -1/2$  при  $\alpha \approx -1/2$ . Тогда при локальном, даже кратковременном, сильном разогреве электронов электрическим полем, согласно [3], запускается положительная обратная связь для нарастания электронной температуры. При этом уменьшается скорость отдачи электронами энергии, получаемой от электрического поля, в решетку, температура электронов растет, их подвижность уменьшается, что вызывает рост локального поля и при малом изменении величины тока еще больший разогрев электронов и образование высокополевых автосолитонов. Стационарное существование автосолитона обеспечивается благодаря компенсации на его границе термодиффузионного потока горячих носителей, направленного из центра автосолитона наружу, встречным ему диффузионным потоком холодных носителей.

Второй скачок роста поля при образовании автосолитона большой амплитуды связан с междолинным переходом электронов между эквивалентными долинами из долин с малой эффективной массой в долину с большой эффективной массой. Это приводит к уменьшению подвижности электронов и увеличению напряженности поля в области автосолитона. Третий скачок роста поля автосолитона мы связываем с забросом электронов в сильном поле автосолитона ( $E_{as} > 5000$  В/см) в более высоколежащую  $X$ -долину. С подобным междолинным переходом электронов в сильном электрическом поле в образцах  $n$ -Ge при  $T \approx 80$  К связывается появление токовых неустойчивостей [26]. В качестве затравок для образования автосолитона могут служить участки повышенного поля в области эксклюзии у отрицательного  $p^+$ - $p$ -контакта, вблизи запорного положительного  $n$ - $p$ -контакта, а также на собственных неоднородностях образцов.

Статическое состояние автосолитонов в исследуемых образцах  $p$ -Ge можно объяснить следующим образом. Во-первых, при малой концентрации примесей ( $N_a \approx 1 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>) и высокой концентрации фо-

тогенерированных носителей ( $n = 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) в низкополевой области образца ЭДП становится почти собственной и скорость биполярного дрейфа в ней стремится к нулю. Во-вторых, этому способствует также более сильный разогрев более подвижных электронов (по сравнению с дырками), а также переход электронов из «легких» долин в «тяжелую» в поле  $E$ , направленном вдоль оси  $\langle 111 \rangle$ , что уменьшает подвижность электронов и делает плазму более симметричной. Похожая ситуация реализовалась в наших экспериментах на образцах  $n$ -Ge с ориентацией поля вдоль оси  $\langle 110 \rangle$  [10] и на образцах  $p$ -Si, ориентированных вдоль оси  $\langle 100 \rangle$  [14, 15], в которых мы наблюдали образование ряда статических автосолитонов.

Согласно измерениям напряженности поля в высокополевом автосолитоне и расчетам, проведенным на основе уравнения баланса энергий (1) для  $T = 77 \text{ К}$ , температура электронов в области такого автосолитона достигает  $T_e = 1000 - 3000 \text{ К}$  и выше, что согласуется с данными измерений ИК-излучения из образца. При этом концентрация носителей в этих автосолитонах благодаря термодиффузии оказывается пониженной по сравнению с прилегающими участками образца. Кроме того, согласно [3], благодаря малой величине отношения  $\tau_E/\tau$  энергия носителей в области такого автосолитона может достигать очень больших величин и вызывать межзонный пробой. Так, согласно проведенным нами расчетам для  $n \approx 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $E_{as} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ , средняя энергия электронов становится  $\mathcal{E}_e \geq 1 \text{ эВ}$ .

## 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, ЭДП, фотогенерированная одномерно вдоль образцов  $p$ -Ge и разогретая электрическим полем при  $T = 77 \text{ К}$ , становится неустойчивой и расслаивается вдоль направления тока на поперечные высокополевые термодиффузионные автосолитоны. Они возникают в образце независимо от типа контактов (антизапорных, инжектирующих либо запорных) как вблизи контактов, так и вдали от них.

Процессы обращения направления биполярного дрейфа ЭДП в образцах с  $p^+ - p$ -контактами, а также инъекции ЭДП и «заливания» фотогенерированными носителями запорного перехода в образцах с  $n - p$ -контактами создают первые участки резкого роста тока на ВАХ и влияют на место образования автосолитонов. Повторные участки резкого возрастания и насыщения тока на ВАХ связаны с пере-

стройкой автосолитонов и нуждаются в дальнейших исследованиях.

Многодолинная структура энергетических зон германия проявляется в динамике образования автосолитона в виде трехступенчатого нарастания поля автосолитона.

В зависимости от интенсивности фотогенерации ЭДП и приложенного напряжения в образцах  $p$ -Ge реализуются разнообразные типы автосолитонов — статические, движущиеся и пульсирующие, а также турбулентное состояние ЭДП.

Для сравнения скажем, что в образцах  $n$ -Ge, ориентированных вдоль оси  $\langle 111 \rangle$  [11], нами наблюдались только автосолитоны, движущиеся в условиях биполярного дрейфа в направлении дрейфа дырок, которые являются неосновными и более подвижными носителями из-за переходов электронов в долину с тяжелой эффективной массой. В этих образцах не достигались третий скачок поля при образовании автосолитона и межзонный пробой в нем. В то же время в образцах  $p$ -Si, ориентированных вдоль оси  $\langle 100 \rangle$ , нами наблюдались только статические автосолитоны [14] также в условиях переходов электронов в долину с большой эффективной массой.

Работа выполнена при поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований (грант № 2.4/816), Международного научного фонда CRDF (грант № UP1-368) и украинско-израильского научного проекта (грант № 2М/1807-97). Авторы выражают глубокую признательность О. Г. Сарбею (Институт физики НАН Украины) за многочисленные плодотворные дискуссии и помощь в проведении вычислений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, А. Г. Миронов, *Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках*, Наука, Москва (1972).
2. E. Scholl, *Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1987).
3. Б. С. Кернер, В. В. Осипов, УФН **157**(2), 201 (1989); **160**(9), 1 (1990); *Автосолитоны*, Наука, Москва (1991).
4. И. А. Ващенко, Б. С. Кернер, В. В. Осипов, В. Ф. Синкевич, ФТП **23**, 1378 (1989).

5. Б. С. Кернер, Д. П. Литвин, В. И. Санкин, Письма в ЖТФ **13**, 819 (1987).
6. F.-J. Niedernostheide, B. S. Kerner, and H.-G. Purvins, Phys. Rev. B **46**, 7559 (1992).
7. И. К. Камилов, А. А. Степуренко, А. С. Ковалев, ФТП **34**, 433 (2000).
8. Б. С. Кернер, В. В. Осипов, ЖЭТФ **89**, 589 (1985).
9. M. N. Vinoslavskiy, B. S. Kerner, V. V. Osipov, and O. G. Sarbei, J. Phys.: Condens. Matter **2**, 2863 (1990).
10. O. G. Sarbey, M. N. Vinoslavskiy, and D. A. Khizhnyak, in *Proc. 9<sup>th</sup> Int. Conf. «Hot Carriers in Semicond.»*, Chicago, USA, August 1995, ed. by K. Hess et al., Plenum Press, New York (1995), p. 461.
11. M. N. Vinoslavskiy and O. G. Sarbey, in *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Conf. «The Physics of Semiconductors»*, Berlin, Germany, July 1996, ed. by M. Scheffler and R. Zimmermann, World Sci. Publ. Comp. (1996), p. 117.
12. О. Г. Сарбей, М. Н. Винославский, А. В. Кравченко, УФЖ **44**, 190 (1999).
13. М. Н. Винославский, А. В. Кравченко, ФТП **35**, 390 (2001).
14. M. Vinoslavskiy, A. Kravchenko, and V. Annin, J. Phys.: Condens. Matter **13**, 11623 (2001).
15. М. Н. Винославский, А. В. Кравченко, Изв. АН, серия физ. **66**, 226 (2002).
16. A. A. Akopyan, S. A. Vitusevich, and V. K. Maluytenko, J. Phys.: Condens. Matter **4**, 4267 (1992).
17. A. C. Prior, Proc. Phys. Soc. **76**, 465 (1960).
18. S. Tosima and K. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **23**, 812 (1967).
19. А. А. Акопян, З. С. Грибников, ФТП **9**, 1485 (1975).
20. A. P. Dmitriev, A. E. Stefanovich, and L. D. Tsendin, Phys. Stat. Sol. (a) **46**, 45 (1978).
21. M. Ashe and O. G. Sarbey, Phys. St. Sol. (a) **33**, 9 (1969).
22. Я. М. Дыкман, П. М. Томчук, *Явления переноса и флуктуации в полупроводниках*, Наукова думка, Киев (1984).
23. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич, ФТП **11**, 1364 (1977).
24. Э. Коңуэлл, *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях*, Мир, Москва (1970).
25. К. Зеегер, *Физика полупроводников*, Мир, Москва (1977).
26. J. C. McGroddy and M. I. Nathan, IBM J. Res. Dev. **11**, 337 (1967).