07

Влияние дрейфа вторичных дырок на тепловые процессы в лавинных фотодиодах

© А.С. Шашкина

Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет),
Санкт-Петербург, Россия
e-mail: shashkinaas@yandex.ru

Поступило в Редакцию 8 марта 2026 г.
В окончательной редакции 6 июля 2026 г.
Принято к публикации 7 июля 2026 г.

Приведен анализ влияния дрейфа вторичных дырок на локальное изменение электрического поля и джоулев нагрев в кремниевых лавинных фотодиодах. Произведено моделирование и расчет электрических полей и температурных профилей в зоне лавинного умножения. Показано, что при лавинном процессе формируется положительная обратная связь между степенью неоднородности распределения дырок, напряженностью электрического поля и температурой нагрева локальной области лавинного умножения.

Ключевые слова: лавинный фотодиод, ударная ионизация, саморазогрев, дрейф дырок, обратная засветка.

DOI: 10.61011/JTF.2027.01.64186.68-26

Введение

Лавинные фотодиоды (ЛФД) представляют собой высокочувствительные полупроводниковые приборы, в которых носители заряда, генерируемые в результате фотоэффекта, ускоряются электрическим полем и могут приобретать энергию, достаточную для ударной ионизации атомов кристаллической решетки. В результате одного акта ударной ионизации возникает дополнительная электронно-дырочная пара, которая, в свою очередь, также может участвовать в процессе умножения. Такой механизм обеспечивает значительное усиление фототока в большинстве случаев без необходимости внешних усилителей, что делает ЛФД востребованными в системах оптической связи, в детекторах экстремального ультрафиолета (EUV) и рентгеновского диапазона, а также в ряде других научных приложений.

При лавинном пробое наряду с электронами в процесс ударной ионизации вовлекаются и дырки [1-5]. Вторичные дырки, возникающие в ходе умножения, могут дрейфовать в сторону катода, попадая в области с различной напряженностью электрического поля. В зависимости от их траектории и локализации, такие носители способны локально либо усиливать, либо ослаблять электрическое поле. Это, в свою очередь, может приводить к неоднородности распределения напряженности в лавинной области.

Вероятность ударной ионизации обычно описывается коэффициентами ионизации электронов и дырок α и β, которые сильно зависят от напряженности электрического поля. Поскольку эти зависимости являются резко нелинейными, даже небольшое локальное изменение электрического поля в области умножения может существенно влиять на коэффициент лавинного умножения.

В работе [5] предложено статистическое описание лавинных процессов с учетом взаимодействия электронов и дырок, показано, что дрейф вторичных носителей способен изменить локальное поле и, как следствие, режим умножения. Современные TCAD-модели позволяют напрямую рассчитывать распределение поля, температуры и плотности носителей в трехмерной структуре ЛФД, что делает возможным количественный анализ влияния дрейфа дырок на тепловые эффекты.

При анализе тонких областей лавинного умножения важную роль играет зона „dead space“, под которой понимается минимальная эффективная длина, необходимая носителю заряда для набора энергии, достаточной для ударной ионизации, после его рождения или после предыдущего акта ионизации. На этой длине вероятность ударной ионизации существенно снижена, однако после ее прохождения носитель может инициировать новый акт ионизации. В работах [6,7] было показано, что dead space уменьшает средний коэффициент лавинного умножения, но одновременно снижает избыточный шум, поскольку вносит пространственную упорядоченность в случайный процесс ударной ионизации. Кроме того, dead space влияет на временной отклик ЛФД, изменяя динамику развития лавины.

Одним из важных типов ЛФД является back-illuminated APD (ЛФД с обратной засветкой). В таких приборах излучение вводится со стороны подложки или специально подготовленного входного окна. Одной из технологических особенностей ЛФД с обратной засветкой является истончение тыльной стороны кремниевой подложки, необходимое для уменьшения оптических потерь и обеспечения генерации носителей вблизи активной области прибора. Такая архитектура особенно важна для регистрации коротковолнового излучения, включая ультрафиолетовый, вакуумный ультрафиолетовый и экс-

тремальный ультрафиолетовый диапазоны, где глубина поглощения фотонов в кремнии мала, а любые поверхностные диэлектрические или металлические слои могут приводить к существенным оптическим потерям. Использование ЛФД с обратной засветкой позволяет повысить квантовую эффективность, уменьшить потери во входном окне и обеспечить генерацию носителей ближе к области сильного электрического поля.

Дополнительным преимуществом ЛФД с обратной засветкой является потенциальное улучшение динамических характеристик. Большинство фотоиндуцированных электронов проходит всю зону лавинного умножения, что значительно повышает чувствительность, расширяя возможности применения ЛФД в различных областях, требующих регистрации слабых потоков EUV-излучения.

Вместе с тем такие структуры имеют ряд технологических и физических ограничений. Для эффективной работы ЛФД с обратной засветкой требуется формирование чрезвычайно тонкого и однородного входного слоя, качественная пассивация тыльной поверхности и контроль поверхностных состояний, которые могут увеличивать ток утечки и шум. Кроме того, истончение подложки усложняет технологию изготовления и может снижать механическую прочность прибора. При работе в режиме сильного поля также сохраняются проблемы, характерные для лавинных фотодиодов в целом: статистический характер лавинного умножения, избыточный шум, температурная нестабильность, возможность локального перегрева и неоднородности электрического поля.

В наших работах [2,8] было применено имитационное моделирование для определения вероятностей возникновения и прерывания лавины. Также был предложен фрактальный подход для анализа шумов лавинообразования и показано, что дрейф вторичных дырок вносит существенный вклад в шумовые параметры в GaP-структурах. Также в работе [9] было показано, что фотоотклик кремниевых ЛФД при облучении EUV с длиной волны $\lambda = 13.5\,\text{nm}$ может приводить к существенному внутреннему саморазогреву области умножения, а также дрейфу пакета вторичных дырок, которые в зависимости от локализации усиливают или ослабляют разгоняющее поле.

Тем не менее влияние поля дрейфующих вторичных дырок на тепловые процессы в APD остается малоизученным из-за:

— сложности разделения электронных и дырочных вкладов [10,11];

— ограниченности моделей переноса [11,12];

— недостатка экспериментальных данных.

Этот пробел может скрывать важные механизмы деградации, функционирования шумов и тепловой нестабильности, особенно в высокоэффективных ЛФД для LiDAR, EUV-детектирования и квантовой сенсорики [13].

Таким образом, исследование взаимодействия дрейфа вторичных дырок с распределением электрического поля и тепловыми эффектами в ЛФД является актуальной задачей. Понимание этих процессов позволит оптимизировать геометрию и режимы работы фотодиодов для достижения высокой чувствительности при минимальном уровне шумов и нагреве.

Возможность формирования локальных неоднородностей вторичных носителей в области пространственного заряда (ОПЗ) при наличии градиентов дрейфовых скоростей электронов и дырок была рассмотрена, в частности, в работе Добровольского и Грязнова [14]. Наша работа развивает этот подход в направлении анализа влияния дырочной компоненты пространственного заряда на локальное электрическое поле и температурный профиль области лавинного умножения. Такой подход обусловлен тем, что электроны и дырки в ОПЗ быстро разносятся электрическим полем в противоположные стороны, причем вследствие различия их подвижностей, дрейфовых скоростей и времен пребывания в области умножения, их пространственные распределения не являются эквивалентными. Именно дырочная компонента может вносить существенный вклад в локальную модификацию градиента электрического поля и, как следствие, в перераспределение энерговыделения и саморазогрева. При этом электронная компонента не исключается из физики лавинного процесса, а учитывается в полном лавинном токе, но ее отдельное пространственное распределение не является предметом настоящей работы.

Поэтому целью настоящего исследования является количественный и качественный анализ влияния дрейфа вторичных дырок на распределение электрического поля и тепловые процессы в лавинных фотодиодах при режимах близких к лавинному пробою. Такой подход дополняет традиционное описание лавинного умножения, поскольку позволяет отдельно рассмотреть вклад вторичных дырок в перераспределение электрического поля и квазистационарного профиля саморазогрева, а также их влияние на коэффициент лавинного умножения, тепловую неустойчивость, в конечном итоге, стабильность работы прибора.

1. Физическая модель и методика расчета пространственного распределения дырок и электрического поля

Распределение электрического поля $E(x)$ в умножающей области лавинного фотодиода описывается одномерным решением уравнения Пуассона:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0},$$

где $\rho(x)$ — распределение пространственного заряда, ε — относительная диэлектрическая проницаемость используемого материала (в нашем случае кремния), ε_0 — электрическая постоянная.

Коэффициенты ионизации электронов и дырок аппроксимируются эмпирическими выражениями (α для электронов, β для дырок):

$$\alpha(E) = A_n \cdot \exp\left(-\frac{B_n}{E}\right), \tag{1}$$

$$\beta(E) = A_p \cdot \exp\left(\frac{-B_p}{E}\right), \tag{2}$$

где A_n, A_p, B_n, B_p — параметры конкретного материала. Для кремния в диапазоне сильных электрических полей характерно, что $\alpha \gg \beta$, однако вкладом дырочной ионизации нельзя пренебрегать при малой толщине умножающей области и высоких напряжениях.

В случае однородного электрического поля и в случае постоянства коэффициентов ионизации α и β по координате можно получить аналитическое выражение для усредненного значения коэффициента лавинного умножения M при инжектировании электрона в начало области умножения $x = 0$ ширины W.

Классическое интегральное выражение для M по модели Ридли–Пачека [12,15], где коэффициент умножения выражается через коэффициенты ионизации:

$$M = \frac{1}{1 - \int\limits_0^W \alpha \, \exp\left(-\int\limits_x^W (\alpha - \beta) dz\right) dx}. \tag{3}$$

Вычисляя внутренний интеграл при постоянных α и β и делая замену $r = \alpha - \beta$, получим

$$\int\limits_0^W \alpha \, \exp\big(-r(W - x)\big) dx = \frac{\alpha}{r}\big(1 - \exp(-rW)\big).$$

Подставляя это выражение в (3) и преобразовывая, получим

$$M = \frac{\alpha - \beta}{\alpha \, \exp\big(-(\alpha - \beta)W\big) - \beta}. \tag{4}$$

Выражение (4) для коэффициента ударной ионизации M позволяет анализировать предельные случаи:

— $\beta = 0$ (только электронное умножение), при котором $M = e^{\alpha W}$;

— $\alpha = \beta$, который требует предельного перехода $r \to 0$ и разложения экспоненты. Этот случай рассмотрен для GaP в [2];

— по известным M и W можно определить коэффициенты ионизации носителей как электронов, так и дырок.

Выведенная выше аналитическая формула (4) строго справедлива только при следующих приближениях:

1) электрическое поле в умножающей области однородно по толщине;

2) коэффициенты ионизации постоянны в пределах области умножения;

3) отсутствует dead-space, т. е. длина разгона носителя минимальна;

4) не учитывается вклад диффузии и временная динамика развития лавины.

В реальных ЛФД эти условия часто не выполняются: поле $E(x)$ может иметь значительный градиент, α и β определяются своей локализацией, a dead-space и локальный разогрев структуры могут заметно изменять коэффициент лавинного умножения. В таких случаях используют численные методы, например, Monte Carlo [6,11,16], TCAD-симуляции [17] или имитационное моделирование [2,8], которые учитывают пространственно-временную динамику носителей.

В настоящей работе для описания взаимосвязи поля, температуры и пространственного заряда использовалась одномерная численная модель, решающая систему уравнений Пуассона с учетом дрейфа, диффузии и теплопереноса. Все величины зависят от координаты x, отсчитанной вдоль направления дрейфа носителей, и от времени t. Модель реализована в среде Python с использованием итерационной схемы. Уравнение (3) решалось численно, позволяя учесть смещение зоны максимальной ионизации при дрейфе вторичных дырок. Была введена зависимость коэффициентов ионизации от величины электрического поля, которое, в свою очередь, зависит от координаты x. Поскольку целью настоящей работы является анализ влияния дрейфа вторичных дырок на локальное перераспределение электрического поля и джоулев нагрев, то учет вклада диффузии и временной динамики лавины является обязательным, а dead-space сознательно не вводится. В этом нет необходимости, поскольку шумовые характеристики лавинной пробоя в настоящей работе не рассматриваются. Такой подход эквивалентен TCAD-моделированию на уровне физических уравнений, однако обеспечивает большую прозрачность параметров и гибкость анализа.

Используя выражения (1) и (2) для коэффициентов ударной ионизации, задаем скорость генерации $G(x)$ пар в точке x:

$$G_n(x) = \alpha(x) \cdot n(x) \cdot \upsilon_n(x),$$

$$G_p(x) = \beta(x) \cdot p(x) \cdot \upsilon_p(x),$$

где υ_n, υ_p — скорости дрейфа, а n, p — концентрации электронов и дырок соответственно.

Вторичные дырки генерируются при ударной ионизации электронами. Их распределение зависит от координаты ионизации x'. Если электрон ионизирует атом в точке x', дырка начинает дрейфовать к аноду (в сторону $-x$). Следовательно

$$E_{\text{eff}}(x, t) = E(x, t) + \Delta E_p(x, t),$$

где $\Delta E_p(x, t)$ — изменение поля, вызванное дрейфом дырок.

Плотность дырок описывается одномерным уравнением непрерывности с учетом скорости рекомбинации $R_p(x, t)$:

$$\frac{\partial p(x, t)}{\partial t} = -\frac{\partial J_p(x, t)}{\partial x} + G_p(x, t) - R_p(x, t), \tag{5}$$

где плотность дырочного тока задается дрейф-диффузионной формой:

$$J_p(x,t) = q\mu_p p(x,t)E(x,t) - qD_p\frac{\partial p(x,t)}{\partial x}.$$

Учтем граничные условия в области лавинного умножения:

1) контакт с подложкой $J_p(0,t) = 0$,

2) свободная поверхность $(x = W) : J_p(W,t) = 0$.

Дрейфующие дырки создают пространственный заряд, изменяющий поле $E_p(x,t)$:

$$\frac{dE_p}{dx} = \frac{q}{\varepsilon}(p(x,t) - n(x,t) + N_D^+ - N_A^-), \qquad (6)$$

где N_D^+, N_A^- — концентрации ионизированных доноров и акцепторов соответственно. Решение уравнения (5) подставляется в уравнение (6) и тем самым определяется вклад $\Delta E_p(x,t)$ в E_{eff}.

При этом, если мы рассматриваем только зону лавинного умножения, то должно соблюдаться условие $\int_0^W \big(p(x,t) - \bar{p}(t)\big)dx = 0$. Тем самым для анализа влияния пространственного заряда вторичных дырок плотность $p(x,t)$ была представлена в виде суммы пространственно усредненной компоненты $\bar{p}(t)$ и пространственно неоднородной части $\Delta p(x,t)$. При фиксированном приложенном напряжении вклад $\bar{p}(t)$ не влияет на распределение электрического поля, тогда как именно $\Delta p(x,t)$ определяет локальное усиление или ослабление поля, т. е. вклад пространственного заряда вторичных дырок не приводит к изменению среднего значения электрического поля в зоне умножения, а вызывает лишь его локальное перераспределение. Таким образом, получается, что если дырка движется к катоду (в сторону $+x$), то ее заряд усиливает поле в этой области, а если дырка движется к аноду (в сторону $-x$), ее заряд ослабляет поле, однако интегральное значение поля остается неизменным.

В дальнейшем мы будем рассматривать только случай движения пакета дырок в сторону катода.

Появление локальных областей с повышенной концентрацией положительных зарядов может:

— снижать среднюю величину поля в критической зоне, увеличивая время нарастания лавины;

— перераспределять поле таким образом, что некоторая часть структуры оказывается ближе к условию пробоя.

С точки зрения теплового баланса, дрейф дырок влияет на выделяемую теплоту, поскольку изменяет распределение тока и локальные значения поля $E(x)$.

2. Тепловая модель нагрева структуры, учет саморазогрева

В ЛФД нагрев структуры в режиме умножения обусловлен в первую очередь процессами неупругого рассеяния носителей заряда на фононах. При этом часть энергии передается кристаллу, что приводит к локальному увеличению температуры. В лавинном режиме плотность тока может возрастать на несколько порядков по сравнению с фототоком в отсутствие умножения, что делает тепловые эффекты особенно заметными.

Вклад в нагрев могут вносить:

— ударная ионизация: носители многократно ионизируют атомы решетки, каждый акт ионизации сопровождается переходом части энергии в тепловую;

— утечки и темновой ток: они особенно существенны при повышенных температурах, так как формируют положительную обратную связь „увеличение температуры — рост силы тока“;

— дрейф вторичных дырок, который, как уже было показано, может изменять локальное распределение электрического поля, и соответственно тепловыделение.

Температурная зависимость α и β различна: коэффициент ионизации электронов уменьшается с ростом температуры быстрее, чем у дырок. Это приводит к изменению их соотношения и если коэффициент лавинного умножения велик, то вклад дырок в нагрев становится существенен.

Для построения тепловой модели нагрева структуры используем выражение для локальной объемной мощности нагрева ($\mathrm{W/m^3}$) в сильных электрических полях, связанной с дрейфом носителей:

$$P(x) = qE(x)\cdot\big(n(x)v_n(x) + p(x)v_p(x)\big). \qquad (7)$$

Долей энергии, уходящей в излучение и составляющей для кремния менее 1 % можно пренебречь.

Распределение температуры $T(x)$ рассчитывалось из уравнения теплопроводности $\rho C\frac{\partial T}{\partial t} - \nabla\cdot(k\nabla T) = P(x)$, где k — коэффициент теплопроводности (для кремния $150-160\,\mathrm{W/(m\cdot K)}$), C — теплоемкость, а учет влияния вторичных дырок на нагрев через плотность тока $J(x,t)$ моделировался с учетом вклада дырок, как показано выше. Следовательно, уравнение теплопроводности с учетом влияния вторичных дырок будет иметь вид:

$$\rho C\frac{\partial T}{\partial t} - \nabla\cdot(k\nabla T) = P(x,t) + \Delta P_p(x,t).$$

Поскольку тепловые процессы являются инерционными, в настоящей работе рассматривается квазистационарное приближение, при котором тепловой отклик определяется усредненным во времени энерговыделением.

Граничные условия задавались в виде:

1) контакт с подложкой $(x = 0) : T(0) = T0$,

2) свободная поверхность $(x = W) : \frac{dT}{dx}|x = W = 0$.

Расчеты проводились методом конечных разностей с итерационной процедурой:

1. Начальное распределение поля $E(x)$ — решение уравнения Пуассона для заданного обратного напряжения.

2. Вычисление коэффициентов ионизации α и β для кремния.

3. Определение распределения вторичных дырок и их вклада в поле $E_p(x)$.

4. Пересчет $E_{\text{eff}}(x)$ и повтор расчета коэффициентов ионизации.

5. Итерация до сходимости интеграла M, распределения $E_{\text{eff}}(x)$ и температурного профиля $T(x)$.

3. Результаты моделирования

В разд. 3 представлены результаты численного моделирования, иллюстрирующие роль дрейфа и накопления вторичных дырок в кремниевом лавинном фотодиоде при обратном напряжении 250 V и толщине активной области умножения $W = 1.5\,\mu$m как в случае идеальной модели, так и для структуры с обратной засветкой.

Структура ЛФД с обратной засветкой представлена на рис. 1. Показаны направление засветки, область генерации вторичных электронно-дырочных пар и направления дрейфа электронов и дырок. Конкретные профили легирования p- и n-областей в модели не задавались; распределение электрического поля $E(x)$ рассчитывается в рамках предложенного подхода.

В результате моделирования была получена связь между распределением дырок и локальным изменением электрического поля, что влияет на джоулев нагрев.

Для отображения временной динамики лавины использовались три значения безразмерного параметра $\tau = 0.25$; 0.60 и 1.00. Параметр $\tau = \frac{t}{t_p}$ нормирован на характерное время пролета вторичных дырок через область умножения и определяется шириной этой области и характерной дрейфовой скоростью носителей, которая для оценки принималась равной 10^7 cm/s, что дает $t_p \sim 10^{-11}$ s. Эта оценка используется только для физической интерпретации параметра τ и тем самым τ характеризует стадии развития лавинного процесса.

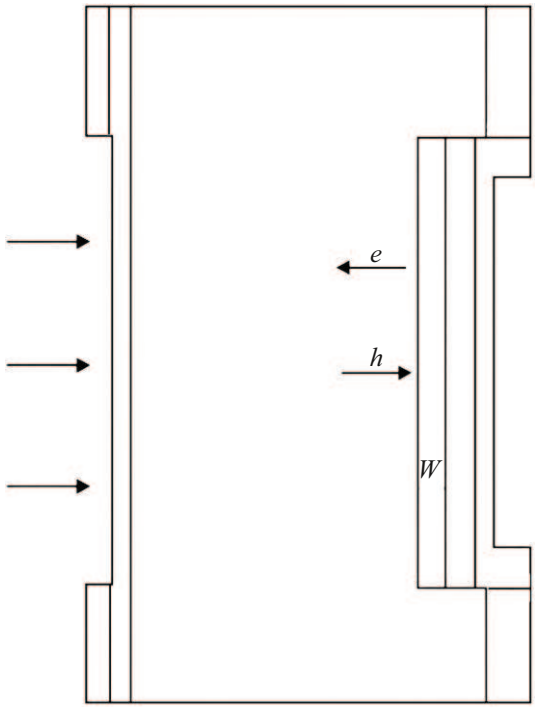


Рис. 1. Схематическое изображение расчетной области лавинного фотодиода.

На рис. 2 показаны профили распределения дырок $p(x, \tau)$ в зоне лавинного умножения для трех значений τ, где $\tau = 0$ — начало лавинного процесса. Рис. 2, *a* соответствует распределение плотности вторичных дырок в зоне лавинного умножения в идеальном случае, а на рис. 2, *b* показано аналогичное распределение для случая ЛФД с обратной засветкой, когда мы наблюдаем направленный дрейф дырок. Распределения плотности вторичных дырок на обоих графиках представлены в нормированном виде.

Для связи нормированных профилей с усредненным уровнем плотности дырок введено среднее значение по области умножения $\langle p(x, \tau)\rangle = \frac{1}{W}\int_0^W p(x, \tau)dx$. Степень пространственной неоднородности может быть охарактеризована отношением $\eta_p(x, \tau) = p(x, \tau)/\langle p(x, \tau)\rangle$, а также величиной $K_p(\tau) = p_{max}(\tau)/\langle p(\tau)\rangle$.

Таким образом, нормированные профили на рис. 2 отражают не абсолютную концентрацию дырок, а пространственную локализацию вторичных дырок относительно их среднего уровня в зоне лавинного умножения.

На рис. 3 показаны профили электрического поля $E(x, \tau)$. Величине поля $E = 166.7$ MV/m соответствует случай, когда вклад дырок не учитывается. Мы видим, что даже в идеальном случае поле не однородно по всей толщине, а меняется симметрично относительно середины области лавинного умножения. Во втором случае наблюдается пространственная асимметрия, коррелирующая с направлением движения и накопления дырок.

Рис. 4 иллюстрирует профили $\Delta T(x, \tau)$ в зоне лавинного умножения для идеализированной модели и для ЛФД с обратной засветкой. Начальная температура структуры принималась равной $T_0 = 295$ K. Анализ тепловых эффектов проводился в терминах приращения температуры $\Delta T(x, \tau) = T(x, \tau) - T_0$, обусловленного локальным тепловыделением в зоне лавинного умножения; $\Delta T(x, \tau)$ является квазистационарным температурным профилем, соответствующим усредненному во времени распределению мощности, а не мгновенным тепловым откликом за время пролета носителей через ОПЗ.

4. Обсуждение результатов

В результате моделирования было показано, что существенную роль играет пространственный градиент плотности дырок, определяющий локальные усиления и ослабления электрического поля.

В идеализированной модели распределение вторичных дырок является симметричным относительно центра

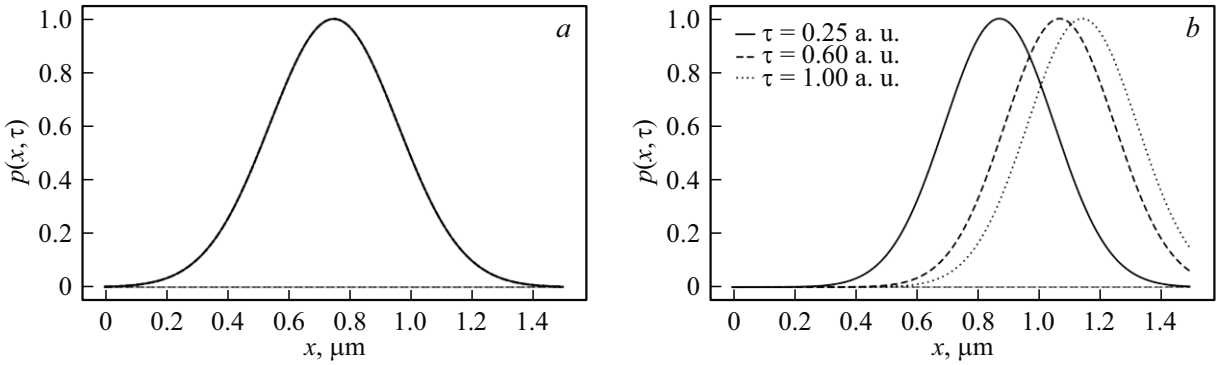


Рис. 2. Распределение плотности вторичных дырок в зоне лавинного умножения: *a* — в идеальной модели; *b* — в ЛФД с обратной засветкой.

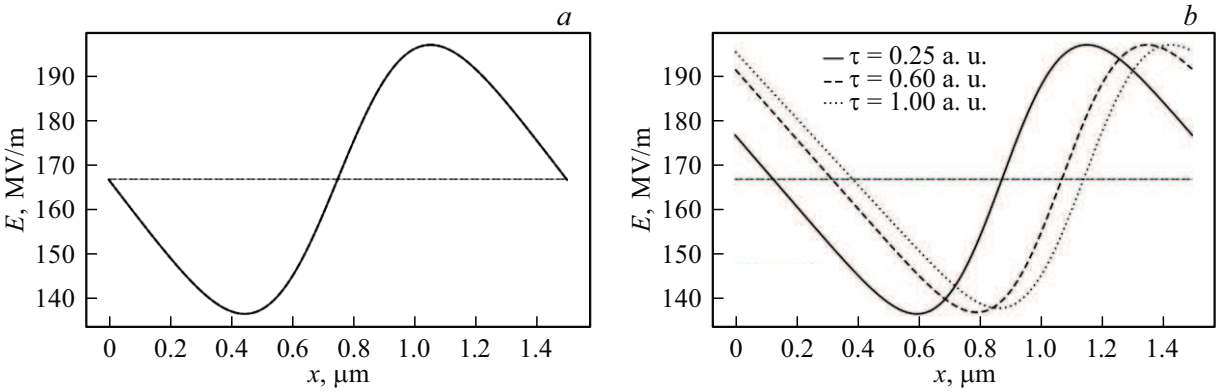


Рис. 3. Электрическое поле в зоне лавинного умножения: *a* — в идеальной модели; *b* — в ЛФД с обратной засветкой.

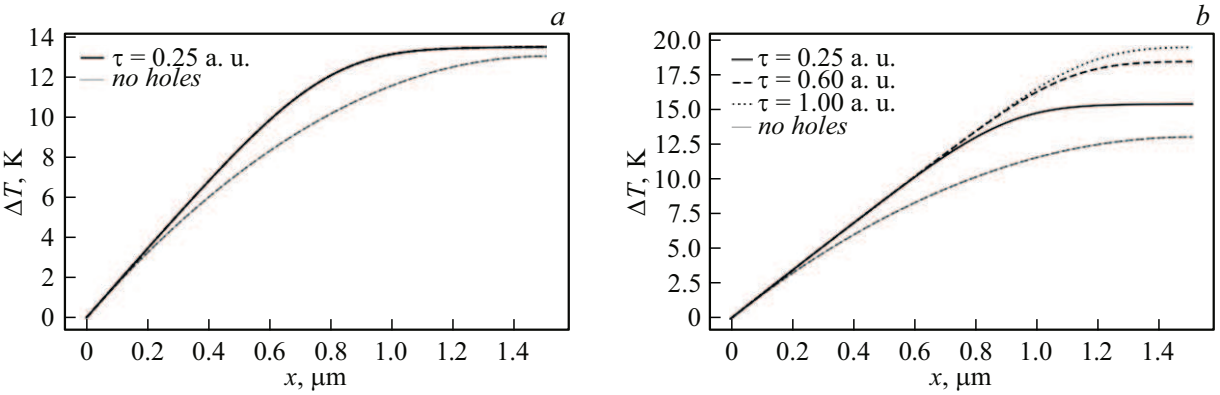


Рис. 4. Квазистационарные профили увеличения температуры в зоне лавинного умножения: *a* — в идеальной модели; *b* — в ЛФД с обратной засветкой.

зоны лавинного умножения, что приводит к симметричному профилю поля $E(x, \tau)$.

Для ЛФД с обратной засветкой реализуется направленный дрейф вторичных дырок, в результате чего распределение пространственного заряда становится асимметричным даже внутри самой зоны умножения. Это приводит к асимметричному перераспределению электрического поля: усиление поля в одной части зоны сопровождается его ослаблением в другой. Расчеты показывают, что вторичные дырки локально усиливают/ослабляют электрическое поле внутри зоны умножения на 15%, что сказывается на динамике умножения.

При изменении приложенного напряжения степень такой неоднородности будет определяться изменением $E = U/W$, $v_p(E)$, $\alpha(E)$, $\beta(E)$; в настоящей работе рассматривается фиксированный рабочий режим $U = 250$ V.

Можно сделать вывод, что архитектура фотодиода оказывает принципиальное влияние на пространственный профиль электрического поля при лавинном умножении.

Как для идеализированной модели, так и для ЛФД с обратной засветкой помимо роста числа носителей ударная ионизация приводит и к дополнительному локальному росту тепловыделения $P(x, \tau)$. В квазистационарном приближении это приводит к формированию температурного профиля $\Delta T(x, \tau)$, которое характеризует саморазогрев. В выбранной нормировке расчета эта составляющая задает основной уровень саморазогрева, на фоне которого анализируется дополнительный вклад вторичных дырок. Вклад вторичных дырок увеличивает нагрев в идеальном случае примерно на $0.5-1$ K, при этом мы можем наблюдать повышение температуры на большей площади.

Для ЛФД с обратной засветкой температурный профиль становится более рельефным. Максимум $\Delta T(x, \tau)$ смещается в сторону дрейфа вторичных дырок, что указывает на формирование областей повышенного квазистационарного саморазогрева, и приходится на область с высокой плотностью дырок, поскольку медленные дырки $(\upsilon_p < \upsilon_n)$ дольше находятся в сильном поле, и значит, больше энергии рассеивают. Такая пространственная неоднородность может создавать условия для положительной обратной связи с существенно нелинейными свойствами: $E(x, \tau) \to M(x, \tau) \to J(x, \tau) \to \Delta T(x, \tau) \to E(x, \tau)$.

Эта обратная связь может сыграть ключевую роль в развитии нестабильного лавинного пробоя и локального саморазогрева структуры.

Следует отметить, что прямое измерение мгновенной локальной температуры в области лавинного умножения затруднено; поэтому рассчитанные температурные профили следует рассматривать как модельную оценку стационарного/квазистационарного саморазогрева. В реальности такой нагрев может проявляться косвенно через изменение пробойного напряжения, темнового тока, коэффициента лавинного усиления или шумовых характеристик.

Как видно по рис. 4, *d* с течением времени температура при участии вторичных дырок повышается на $7.5-8$ K. Для кремния при $T_0 = 295$ K и $U = 250$ V приращение температуры в диапазоне $8-12$ K как раз определяет порог тепловой неустойчивости. При превышении этого порога дополнительный нагрев ускоряет генерацию новых носителей, что может привести к росту тока и лавинообразному увеличению температуры вплоть до теплового пробоя.

Заключение

В отличие от моделей, в которых лавинный ток рассматривается как суммарный, без разделения электронного и дырочного вкладов, в работе анализируется пространственное распределение дырок, образующихся в результате ударной ионизации, их дрейф в области лавинного умножения и создаваемый ими положительный пространственный заряд. Изменение электрического поля, обусловленное этим зарядом, определяется из уравнения Пуассона. Далее рассчитанное распределение электрического поля используется для оценки локального тепловыделения в области умножения. Такой подход позволил отдельно рассмотреть влияние дырочной компоненты лавинного процесса на формирование локального градиента поля и саморазогрев ЛФД.

Выявленная положительная обратная связь показывает, что локальные максимумы температуры формируются в тех областях, где поле усилено дрейфующими дырками. За счет этого может возникнуть тепловая неустойчивость, которая может повлиять на режимы работы прибора, вплоть до потери его работоспособности.

Таким образом, необходимо учитывать фактор саморазогрева за счет поля вторичных дырок на всех стадиях жизненного цикла полупроводниковых приборов.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] И.В. Грехов, Ю.Н. Сережкин. *Лавинный пробой p–n-перехода в полупроводниках* (Энергия, Л., 1980)

[2] А.С. Шашкина. *Фрактальные свойства микроплазменного пробоя твердотельных p–n-структур*: канд. физ.-мат. дисс. (Санкт-Петербургский гос. тех. ин-т (технический ун-т), СПб., 2024)

[3] А.В. Верховцева. *Статистическая теория нестационарных лавинно-пробойных процессов в кремниевых планарных фотодиодных структурах* (Автореф. канд. физ.-мат. дисс. Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, М., 2011)

[4] G. Lucovsky, R.F. Schwarz, R.B. Emmons. J. Appl. Phys., **35** (3), 622 (1964). DOI: 10.1063/1.1713426

[5] P. Windischhofer, W. Riegler. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **1003**, 165327 (2021). DOI: 10.1016/j.nima.2021.165327

[6] M.M. Hayat, B.E.A. Saleh, M.C. Teich. IEEE Trans. Electron Devices, **39** (3), 546 (1992). DOI: 10.1109/16.123476

[7] B.E.A. Saleh, M.M. Hayat, M.C. Teich. IEEE Trans. Electron Devices, **47** (3), 625 (2000). DOI: 10.1109/16.824739

[8] А.С. Шашкина, С.Д. Ханин. ФТП, **53** (6), 850 (2019). DOI: 10.21883/FTP.2019.06.47741.8983 [A.S. Shashkina, S.D. Hanin. Semiconductors, **53** (6), 838 (2019). DOI: 10.1134/S1063782619060198]

[9] P.N. Aruev, P.S. Butorin, V.V. Zabrodskii, A.V. Nikolaev, M.E. Sasin, A.S. Shashkina, E.V. Sherstnev. Measurement, **256**, 118162 (2025). DOI: 10.1016/j.measurement.2025.118162

[10] S. Tempel, M. Winslow, S.H. Kodati, S. Lee, T.J. Ronningen, S. Krishna, S. Krishnamurthy, C.H. Grein. Appl. Phys. Lett., **124** (13), 131105 (2024). DOI: 10.1063/5.0189416

[11] X. Jin, H.I.J. Lewis, X. Yi, S. Xie, B. Liang, D.L. Huffaker, C.H. Tan, J.P.R. David. Appl. Phys. Lett., **124** (25), 251104 (2024). DOI: 10.1063/5.0214617
[12] R.J. McIntyre. IEEE Trans. Electron Devices, **13** (1), 164 (1966). DOI: 10.1109/T-ED.1966.15651
[13] S. Scholes, E. Wade, A. McCarthy, J. Garcia-Armenta, R. Tobin, P.J. Soan, G.S. Buller, J. Leach. Opt. Express, **32** (27), 47735 (2024). DOI: 10.1364/OE.540821
[14] В.Н. Добровольский, С.Б. Грязнов. ФТП, **26** (8), 1366 (1992).
[15] B.K. Ridley, T.B. Watkins. Proc. Phys. Soc., **78** (2), 293 (1961). DOI: 10.1088/0370-1328/78/2/315
[16] S.C. Liew Tat Mun, C.H. Tan, Y.L. Goh, A.R.J. Marshall, J.P.R. David. J. Appl. Phys., **104** (1), 013114 (2008). DOI: 10.1063/1.2952003
[17] П.А. Иванов, А.С. Потапов, Т.П. Самсонова. ФТП, **53** (3), 407 (2019). DOI: 10.21883/FTP.2019.03.47295.9014 [P.A. Ivanov, A.S. Potapov, T.P. Samsonova. Semiconductors, **53** (3), 385 (2019).]