

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ РЕЗКИХ АРСЕНИДГАЛЛИЕВЫХ P-N-ПЕРЕХОДОВ В ОБЛАСТИ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ

Ионычев В.К., Лоскутова Н.Л., Шарамазанов Р. М., Шестеркина А.А.
ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева»,
г.Саранск

Тел. 8 (8342)29-06-33. E-mail: microelektro@mail.ru

Аннотация. Проведен расчет области ионизации в резких арсенидгаллиевых p-n-переходах в диапазоне пробивных напряжений 15 – 6000В. При расчете использовались эмпирические зависимости коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок, которые в настоящее время считаются наиболее точными и пригодными в широком диапазоне полей. Определена зависимость эффективной области ионизации от напряжения лавинного пробоя.

Ключевые слова: лавинный пробой; p-n-переход; ударная ионизация; область ионизации; напряжение пробоя; кривые Баратфа; коэффициент ионизации.

Постановка задачи

Ударная ионизация и лавинный пробой в p-n-переходах является основой работы многих полупроводниковых приборов – лавинных транзисторов, лавинных фотодиодов, стабилитронов, лавинно-пролетных диодов, и т. п. Создание этих приборов стало возможным лишь после проведения обширных исследований явлений ударной ионизации и лавинного пробоя в полупроводниках.

Ударная ионизация происходит в ограниченной части области объемного заряда, вблизи плоскости с максимальным значением поля – это так называемая область умножения. Остальная часть области объемного заряда играет роль балластного сопротивления, ограничивающего рост тока при увеличении напряжения в области пробоя. Оно дает основной вклад в дифференциальное сопротивление p-n-перехода в области лавинного пробоя на вольт-амперной характеристике.

Ширина области ионизации непосредственно входит в расчетные формулы для сопротивления пространственного заряда, и ее определение для p-n-переходов представляет значительный интерес, ее знание представляет интерес и при исследованиях глубоких центров по задержке микроплазменного пробоя p-n-перехода, а также для определения критерия применимости аналитических формул для расчета напряжения пробоя $p^+ - n - n^+ (n^+ - p - p^+)$ -переходов.

Целью работы является определение области эффективной ионизации в арсенидгаллиевых резких p-n-переходах в широком диапазоне пробивных напряжений.

Ударная ионизация в полупроводниках

Основным параметром, характеризующим интенсивность ионизации, является коэффициент ионизации носителей заряда α . Он численно равен числу электронно-дырочных пар, образуемых носителем на единице пути в направлении электрического поля. Знание зависимости α от напряженности электрического поля необходимо при анализе явлений, связанных с ударной ионизацией. Получение этой зависимости является главной задачей теоретических и экспериментальных исследований.

Теоретический анализ явления ударной ионизации очень сложен, так как требует знания закономерностей взаимодействия горячих носителей заряда с решеткой кристалла. До сих пор законченной теории ударной ионизации нет. В настоящее время невозможно рассчитать коэффициенты ионизации в конкретных полупроводниках, так как теория содержит экспериментально определяемые и подгоночные параметры [1].

В сильных электрических полях основную роль играют пять механизмов рассеяния носителей [2]: на акустических фононах, на оптических фононах, электрон-электронное, междолинное (внутризонное) и ударная ионизация. Обычно теория ударной ионизации строится для двух случаев: а) для низкой концентрации носителей заряда, когда электрон-электронное рассеяние несущественно; б) для высокой концентрации носителей, когда электрон-электронное рассеяние контролирует распределение носителей заряда по энергиям, т.е. определяет вид функции распределения [3].

Первый случай чаще всего реализуется в обратносмещенных р-п-переходах, хотя в условиях развитого пробоя и в них электрон-электронное рассеяние может быть существенным.

Второй случай, в основном, имеет место при ударной ионизации в однородных полупроводниках.

Так как большинство исследований ударной ионизации проведено на р-п-переходах, наиболее полно теоретически исследовался первый случай. При этом в простой теории предполагается, что в пробивных полях имеет место лишь рассеяние на оптических фононах и ударная ионизация. Рассеянием на акустических фононах пренебрегают, так как относительное изменение энергии носителя при одном столкновении составляет всего лишь несколько процентов [1].

Результаты расчетов выражаются через три характерных параметра полупроводника: пороговую энергию ионизации E_i , энергию оптического фонона E_R и среднюю длину свободного пробега носителей при рассеянии на оптических фононах λ_R . Из этих трех параметров в различных материалах надежно определен лишь E_R , а два других (особенно λ_R) являются подгоночными [1]. Для удобства вычислений существует ряд аппроксимаций теоретических кривых коэффициентов ионизации, достаточно хорошо описывающих их температурную и полевую зависимость. Наибольшее распространение получило выражение, приведенное в таблице 1.

В большинстве случаев экспериментальные зависимости коэффициентов ионизации от поля сравниваются с теоретическими кривыми Бараффа. Однако ввиду того, что численные расчеты были проведены лишь для некоторых значений параметра E_R/E_i , подбор лучшей кривой затруднителен. Для облегчения этой процедуры проведена аппроксимация теоретических кривых следующим выражением [4]:

$$\alpha\lambda_R = \exp[(11,5y^2 - 1,17y + 3,9 \cdot 10^{-4})c^2 + (46y^2 - 11,9y + 1,75 \cdot 10^{-2})c - (757y^2 - 75,5y + 1,92)], \quad (1)$$

$$\text{где } y = \frac{\langle E_R \rangle}{E_i}; \quad c = \frac{E_i}{eE\lambda_R}.$$

Параметр	Обозначение, Единица	Si		Ge		GaAs		GaP	
		Элект-роны	Дырки	Элект-роны	Дырки	Элект-роны	Дырки	Элект-роны	Дырки
Температура Дебая	Θ_D , К	732		430		413		581	
Энергия рамановского фона	E_R , эВ	0.063		0.037		0.036		0.050	
Длина свободного пробега	λ_R , А	100	60	70	80	40	40	35	35
Пороговая энергия ионизации	E_i , эВ	1.4 (1.1)	1.6 (1.8)	0.9 (0.8)	1.3 (0.9)	1.4 (1.7)	2.7 (1.4)	3.5 (2.6)	3.7 (2.3)
Коэффициент ионизации	$A, 10^6 \text{ см}^{-1}$	0.74	1.41	3.2	2.4	0.20	0.20	0.40	0.40
$\alpha = A \exp\left[-\left(\frac{b}{E}\right)^m\right]$	$b, 10^6 \text{ В/см}$ m	0.18	1.95	1.90	1.59	0.55	0.55	1.18	1.18
Эффективный коэффициент ионизации	$A, 10^5 \text{ см}^{-1}$	7.94		318		2.00		4.00	
	$\psi, 10^{-3} \text{ К}^{-1}$	0.51		7.05		0.70		1.85	
	$b, 10^6 \text{ В/см}$	1.49		1.72		0.55		1.18	
		0.71		1.70		1.20		1.04	

Таблица 1. Некоторые данные для Si, Ge, GaAs и GaP

$\alpha = A \exp \left[- \left(\frac{b}{E} \right)^m \right]$	$\varphi, 10^{-3} \frac{\text{K}^{-1}}{\text{m}}$	1	1	2	2
---	---	---	---	---	---

В области изменения величин $0,01 < y < 0,06$ и $5 < x < 16$ максимальная ошибка аппроксимации не превышает 2 %. В работе [5] при получении аппроксимационного выражения учтен ряд физически предельных случаев. Перестройка теоретических кривых Бараффа в виде зависимостей

$$\frac{\alpha(E)E_i}{eE} = f\left(\frac{E_i}{eE\lambda_R}\right), \quad (2)$$

показала, что они физически противоречат ряду предельных случаев. Например, в левой части выражения (2) стоит отношение потерь энергии при ионизационных столкновениях, приходящихся на единицу пути, к энергии, набираемой носителем от поля на единице пути. Поэтому должно иметь место

$$\frac{\alpha(E)E_i}{eE} \rightarrow 1 \text{ при } E_R \rightarrow 0, \quad (3)$$

для этих значений напряженности поля, так как в этом случае нет потерь энергии, кроме ионизационных. Также не выполняется требование

$$\frac{\alpha(E)E_i}{eE} \rightarrow 1 \text{ при } E \rightarrow \infty, \quad (4)$$

для любого значения параметра $\frac{E_R}{E_i}$. Этот анализ показывает, что теория Бараффа не точно описывает картину процессов ударной ионизации в «сильных» полях.

В следствии этого, в работе [6] выбрано аппроксимационное выражение, которое в «сильных» и «слабых» полях соответствовало бы соответственно теории Вольфа и теории Шокли и удовлетворяло бы условиям (3) и (4). Кроме этого, было потребовано, чтобы в умеренном диапазоне полей оно согласовывалось с теоретическими кривыми Бараффа. Такая обработка привела к следующей формуле:

$$\alpha\lambda_R = \frac{1}{c} \exp \left[a - (a^2 + c^2)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (5)$$

$$\text{где } c = \frac{E_i}{eE\lambda_R}; \quad a = 0,217 \left(\frac{E_i}{\langle E_R \rangle} \right)^{1,14}.$$

Так как теоретические кривые Бараффа правильно описывают зависимости α от напряженности электрического поля E только в умеренном диапазоне полей, а в формулу (5) входят два подгоночных параметра: E_i - пороговая ионизации, λ_R - длина свободного пробега носителей заряда при рассеивание на оптических фононах, то оптимальным их подбором можно добиться наибольшего совпадения в описании α по формуле (5) и по формуле:

$$\alpha(E) = A \exp \left[- \left(\frac{b}{E} \right)^2 \right], \quad (6)$$

которая хорошо описывает α для GaAS -р-п- переходов в диапазоне сильных полей $(3-7) \cdot 10^5$ В/см. В арсениде галлия коэффициенты ударной ионизации для электронов и для дырок одинаковы. На рис. 1 приведены зависимости коэффициентов ионизации от поля при $T=300$ К. Как видно, в диапазоне полей от $3 \cdot 10^5$ до $7 \cdot 10^5$ В/см наблюдается хорошее

соответствие между зависимостями 1 и 2, рассчитанными соответственно по выражениям (5) и (6).

Кривая 1 построена при следующих значениях параметров:

$$E_g(300K)=1,43 \text{ эВ}; E_i = 3/2 E_g=2,14 \text{ эВ}; \lambda_R = 40 \text{ \AA}; E_R = 0,036 \text{ эВ};$$

$$\langle E_R \rangle = E_R \cdot th \frac{E_R}{2kT}; \lambda_R = \lambda_0 th \frac{E_R}{2kT}.$$

Кривая 2 получена при значениях A и b , приведенных в таблице 1.

1 – кривая, рассчитанная по формуле (5); 2 – кривая, рассчитанная по формуле (6).

Как и следовало ожидать, теория коэффициентов ионизации в сильных полях (кривая 2) дает заниженные значения α в слабых полях при $E < 3 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ [6].

На рис.2 представлено отношение напряжений пробоя в зависимости от степени легирования при использовании двух выражений для коэффициентов ионизации, наиболее распространенного, и соответственно более простого (6), и более точного (5), которое хорошо описывает коэффициент ионизации в широком диапазоне полей, включая диапазон относительно слабых полей (рис.1).

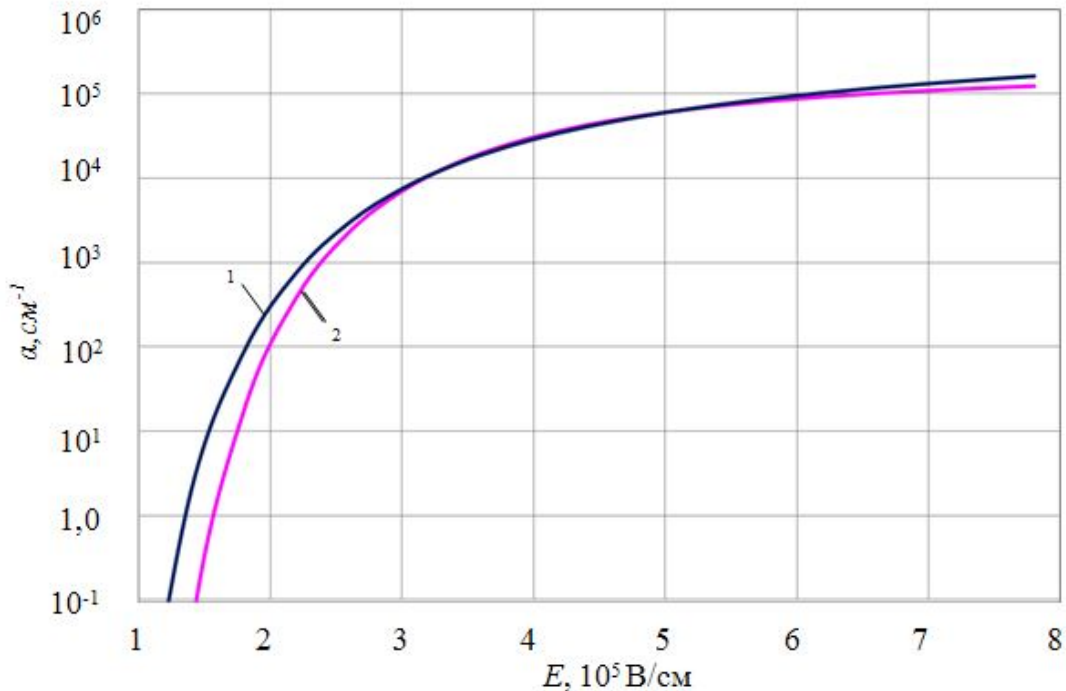


Рис. 1. Зависимость коэффициентов ударной ионизации от напряженности электрического поля в арсенидгаллиевом р-п переходе

1 – кривая, рассчитанная по формуле (5); 2 – кривая, рассчитанная по формуле (6).

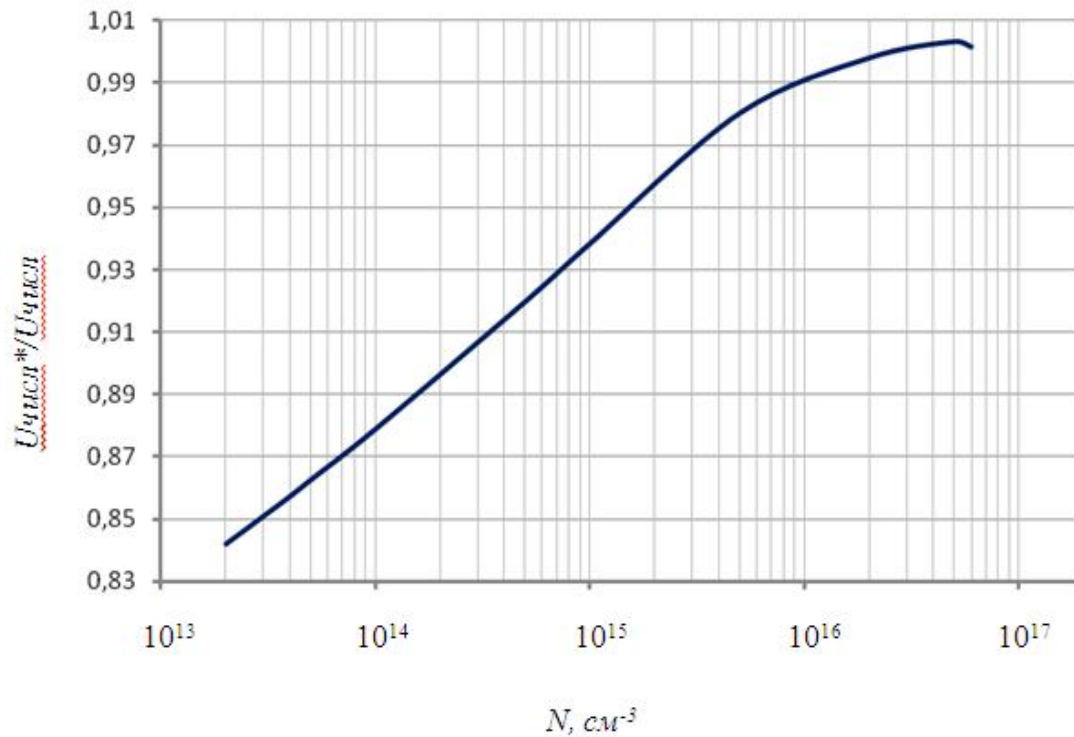


Рис. 2. Отношение напряжений лавинного пробоя для резкого р-п-перехода от концентрации легирующей примеси

Учис*- расчет, при использовании α по формуле (1.10);

Учис – расчет, при использовании α по формуле (1.11)

Напряжение пробоя р-п перехода с ограничением ОПЗ сильно легированной областью

В высоковольтных диодах расширение области объемного заряда р-п-перехода с ростом обратного смещения часто ограничивается сильнолегированными р⁺- или п⁺-слоями (рис. 3), наличие которых обусловлено двумя причинами.

Во-первых, высоковольтные диоды изготавливаются на основе высокоомных исходных материалов. К таким материалам невозможно подобрать хороший омический контакт без создания сильнолегированного приконтактного слоя с уровнем легирования $\geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Во-вторых, сильнолегированные слои создаются специально для ограничения расширения области объемного заряда с ростом обратного смещения, чтобы иметь приемлемую ширину базовой области.

При ограничении расширения области объемного заряда напряжение лавинного пробоя р-п-перехода уменьшается. Объясняется это следующим образом. Коэффициенты ударной ионизации носителей заряда являются резкими функциями напряженности электрического поля. Вследствие этого область объемного заряда р-п-перехода на рис. 3 в можно условно разделить на область ионизации (1) и области пролета (2).

Вся ударная ионизация и умножение носителей заряда происходят в области ионизации, где напряженность электрического поля достаточна для этого.

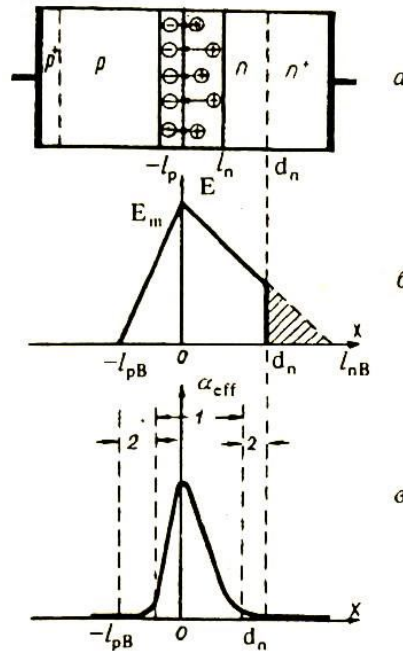


Рис. 3. Схематическое изображение резкого р-п-перехода (а), распределения поля при пробое (б) и коэффициента ионизации (в) в р-п-переходе

В области пролета напряженность поля мала для ионизации и умножения носителей заряда. Область ионизации зависит от полупроводникового материала и напряжения лавинного пробоя. По разным литературным источникам имеется значительный разброс в значениях этой величины [7].

Если при введении сильнолегированного слоя распределение примеси в области ионизации не изменяется, то лавинный пробой р-п-перехода будет происходить при том же значении максимального поля, что и без ограничения расширения области объемного заряда. Распределение электрического поля в резких р-п-переходах при напряжении лавинного пробоя показано на рис. 3 б (пунктирная линия — переход без ограничения расширения области объемного заряда, сплошная — переход с ограничением расширения области объемного заряда). Площади, ограниченные соответствующими зависимостями $E(x)$, дают напряжение лавинного пробоя р-п-перехода. Из рис. 3 б видно, что напряжение лавинного пробоя р-п-перехода с ограничением меньше напряжения пробоя без ограничения на величину площади заштрихованного треугольника. Отсюда следует, что

$$U_{B.озр} = U_{B0} - \frac{eN_d}{2\varepsilon} (l_{nB} - d_n)^2, \quad (7)$$

где e — элементарный заряд; ε — диэлектрическая проницаемость материала; U_{B0} — напряжение лавинного пробоя р-п-перехода без ограничения расширения области объемного заряда; l_{nB} — глубина проникновения области объемного заряда р-п-перехода в п-базу при напряжении пробоя; d_n — ширина умеренно легированной области п-базы. Это выражение может быть представлено так:

$$U_{B.озр} = U_{B0} \left[1 - \frac{N}{N_d} \left(1 - \frac{d_n}{l_{nB}} \right)^2 \right], \quad (8)$$

В (7) и (8) предполагается, что расширение области объемного заряда ограничивается со стороны п-базы. Если ограничение имеет место со стороны р-базы, то вместо N_d и l_{nB} должны быть взяты N_a и l_{pB} .

Для резко асимметричных p^+ - n - или n^+ - p - переходов выражение (8) упрощается:

$$U_{B,orp} = U_{B0} \left[1 - \left(1 - \frac{d_n}{l_{nB}} \right)^2 \right], \quad (9)$$

Соотношения (7) — (9) справедливы пока n^+ -область не затрагивает область ионизации.

Расчет ширины области ионизации в p^+ - n (n^+ - p) – переходах

Алгоритм расчета ширины области ионизации и напряжения пробоя p^+ - n - n^+ -перехода имеет ниже приведенный вид:

а) задается N_d в умеренно легированной n -области;

б) в первом приближении рассчитывается напряжение пробоя резкого p^+ - n -перехода и ширина области объемного заряда по формуле

$$L_B = \left(\frac{2\varepsilon U}{eN_d} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad (10)$$

в) рассчитывается напряженность поля в p^+ - n -переходе по формуле

$$E(x) = \frac{2U}{L_B} \left(1 - \frac{x}{L_B} \right); \quad (11)$$

г) рассчитывается коэффициент ударной ионизации электронов и дырок по формуле (5) или (6);

д) вычисляется ионизационный интеграл для данного напряжения пробоя

$$J = \int_0^{L_B} \alpha_n \exp \left[- \int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx; \quad (12)$$

е) если $J > 1$, то значение U уменьшается; $U = U - \Delta U$, если $J < 1$, то U увеличивается; $U = U + \Delta U$ Эта процедура повторяется до тех пор, пока J не станет равной 1 с заданной точностью. Напряжение U , при котором $J = 1$ является напряжением пробоя p^+ - n -перехода $U_{B0} = U$;

ж) задается первое значение ширины умеренно легированной области $l \leq L_B$ и рассчитывается

$$U_{p^+-n-n^+}^{(анал.)} = U_{B0} \frac{l}{L_B} \left(2 - \frac{l}{L_B} \right); \quad (13)$$

и) рассчитывается напряжение прокола p^+ - n - n^+ -структуры

$$U_p = \frac{eN_d}{2\varepsilon} l^2; \quad (14)$$

к) рассчитывается напряжение пробоя p^+ - n - n^+ -структуры по условию

$$\int_0^l \alpha_n \exp \left[- \int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx = 1, \quad (15)$$

по пунктам с б до е, только в качестве первого приближения для U берется $U_{p^+-n-n^+}^{(анал.)}$,

а $E(x)$ рассчитывается по формуле

$$E(x) = \frac{U + U_p}{l} - \frac{eN_d}{\varepsilon} x; \quad (16)$$

л) напряжение, при котором ионизационный интеграл J равен 1 будет напряжением

пробоя p^+-n-n^+ -структуры $U_{p^+-n-n^+}^{(числ.)}$;

м) рассчитываем $U_{p^+-n-n^+}^{(числ.)}$ -структуры для различных значений l ;

н) анализ зависимости $U_{p^+-n-n^+}^{(числ.)}$ структуры и $U_{p^+-n-n^+}^{(анал.)}$ от l , при котором $U_{p^+-n-n^+}^{(числ.)}$ и $U_{p^+-n-n^+}^{(анал.)}$ отличаются более чем на 0,1 % принимается за ширину области ионизации l_i .

Для определения ширины области ионизации были проведены расчеты зависимостей напряжения пробоя p^+-n-n^+ -структуры от ширины умеренно легированной n -области l . Расчеты проводились для различных концентраций легирующей донорной примеси в n -области в диапазоне от $2 \cdot 10^{13}$ до $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Напряжение лавинного пробоя p^+-n (n^+-p)-переходов (без ограничения ширины области объемного заряда) составляло от 15 до 6000 В. На рис. 4 эти зависимости представлены графически.

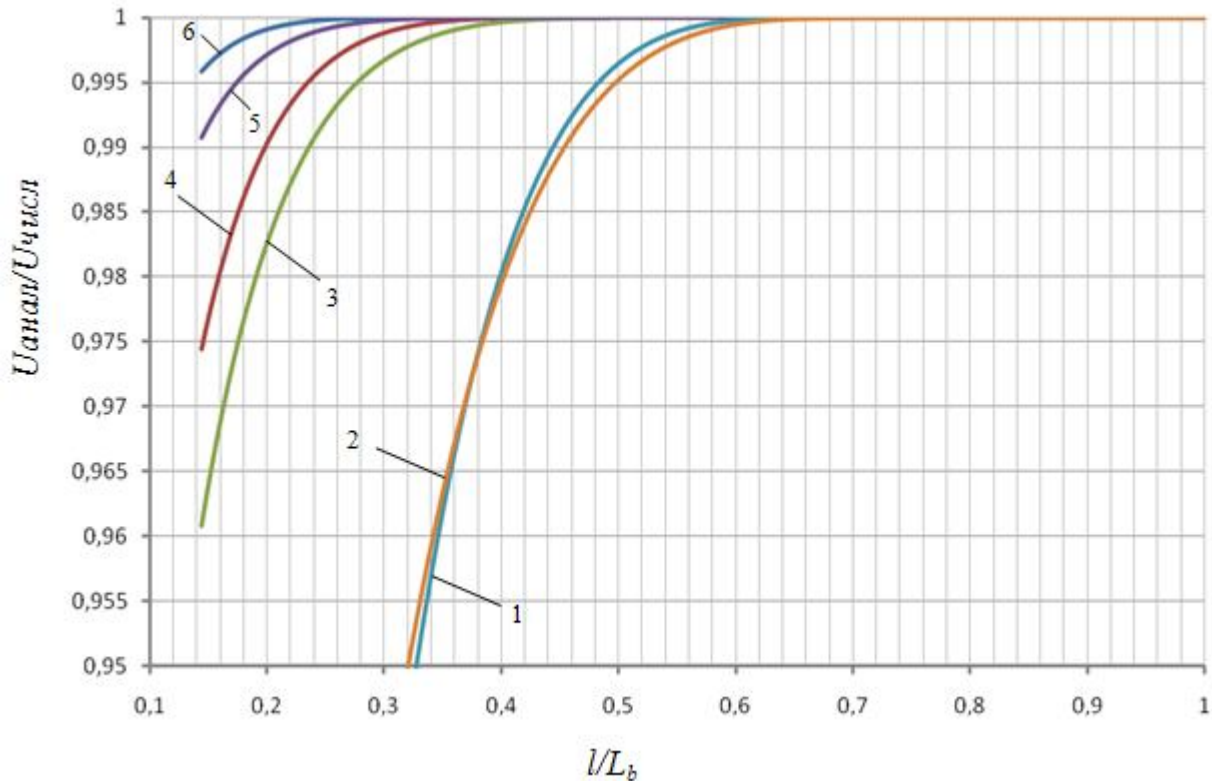


Рис. 4. Зависимость напряжения пробоя p^+-n-n^+ -структуры от ширины n -области

α - по формуле (6): 1 - $N_d = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, 3 - $N_d = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 5 - $N_d = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$;
 α - по формуле (5): 2 - $N = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, 4 - $N_d = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 6 - $N_d = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Как видно из представленных зависимостей, пока ограничение расширения области объемного заряда составляет $\left(\frac{l}{L_B} \approx 0,25 \div 1,0\right)$ в зависимости от степени легирования базы, результаты численного расчета напряжения пробоя и даваемые аналитическими формулами (5) и (6) совпадают. Однако с уменьшением l численное значение напряжения пробоя оказывается выше, чем получаемое по аналитическому выражению. Это свидетельствует о «вторжении» n^+ -слоя в область ионизации. В этом случае при тех же значениях напряженности поля в области объемного заряда условие пробоя p - n -перехода уже не выполняется (из-за уменьшения l) и пробой наступает при более высоком напряжении (при

больших напряженностях электрического поля). Видно, что ширина области ионизации для высоковольтных р-n-переходов заметно меньше по сравнению с низковольтными.

Определение значения ширины области ионизации из расчетных данных определяется выбранным критерием. Так как резкой границы, определяющей область ионизации от области пролета не имеется, необходимо определить, при каком различии между $U_{числ}$ и $U_{анал}$ можно считать, что n^+ -область «вторглась» в область ионизации. Точность расчетов $U_{числ}$ настолько высока, что можно уверенно определить значение l , при котором эта разница составляет 0,1 %.

На рис. 5 представлены зависимости ширины области ионизации от напряжения пробоя для резких p^+ -n (n^+ -p) -переходов для критериев 0,1 %, 1 %. Как следует из представленных данных, области ионизации, определенные по этим критериям, заметно различаются. Это свидетельствует о том, что граница между областями ионизации и областями пролета достаточно размыта.

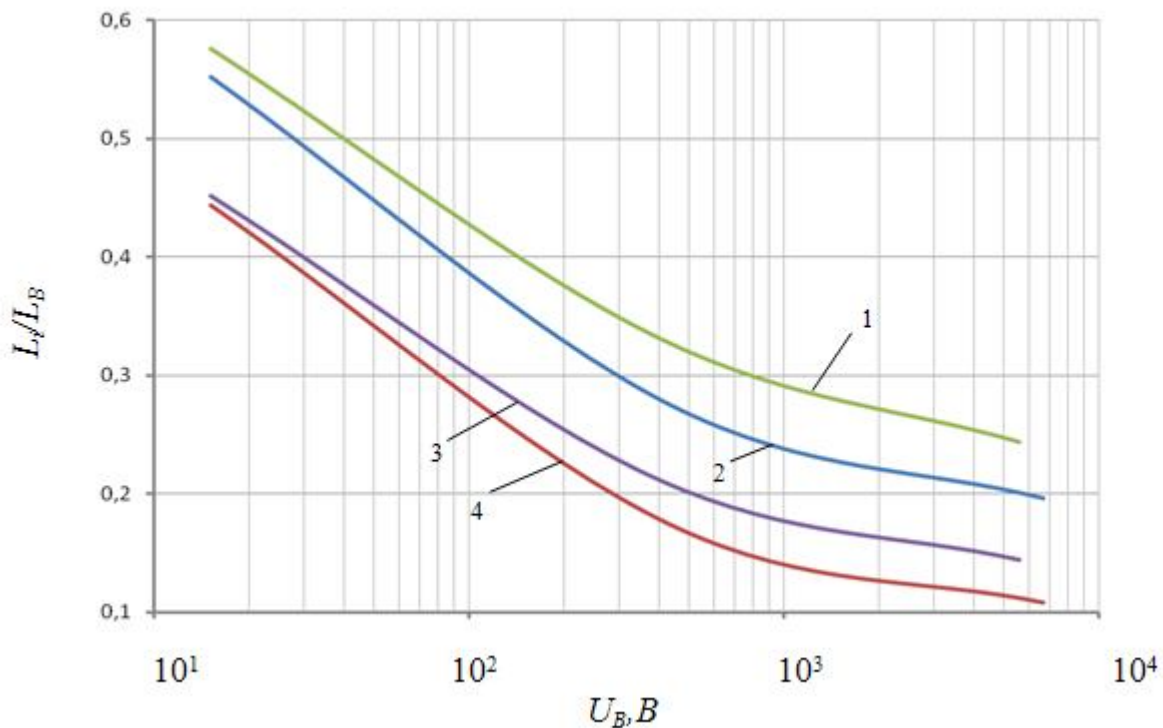


Рис. 5. Зависимости ширины области ионизации от напряжения пробоя для резких p^+ -n (n^+ -p) -переходов для критериев 0,1 % и 1 %

α - по формуле (6): 2 – критерий 0,1 %, 4 – критерий 1 %;

α - по формуле (5): 1 – критерий 0,1 %, 3 – критерий 1 %.

Кроме определения ширины области ионизации, полученные результаты представляют интерес еще с одной стороны. При оценке напряжения лавинного пробоя p^+ -n- n^+ -переходов (или n^+ -p- p^+ -переходов) широко используется, уже не однократно упоминавшееся выражение

$$U_{B \text{ огран}} = U_{B0} \frac{l}{L_B} \left(2 - \frac{l}{L_B} \right),$$

где U_{B0} - напряжение лавинного пробоя p^+ -n-перехода без ограничения расширения

области объемного заряда;

L_B - ширина этого p^+-n -перехода при напряжении лавинного пробоя U_{B0} .

Однако в научной литературе не имеется уверенных данных о пределе применимости этого соотношения для расчета напряжения лавинного пробоя p^+-n-n^+ -переходов. В большинстве случаев лишь указывается, что это соотношение справедливо, пока сильнолегированный n^+ -слой не затрагивает область ионизации.

Лавинный пробой реальных $p-n$ -переходов носит микроплазменный характер. Поэтому напряжение пробоя реальных $p-n$ -переходов всегда несколько выше, чем предсказывается расчетами, погрешность которых порядка 2–3%. В связи с вышесказанным вполне можно принять, что расхождение между точным (численным) расчетом и значением напряжения пробоя, полученным по вышеуказанной формуле для p^+-n-n^+ -переходов 1 % вполне допустимо. Исходя из этого критерия следует (рис. 5), что выше приведенное соотношение может быть использовано до достаточно малых значений l/L_B . Особенно для

высоковольтных $p-n$ -переходов. Выражая l/L_B как функцию U_B для критерия 1 %, можно получить следующую зависимость для определения l_{\min} , при которой справедливо известное и широко распространенное выражение для расчета напряжения лавинного пробоя перехода с ограничением ОПЗ сильнолегированным слоем.

$$\frac{l_{\min}}{L_B} = c_0 + c_1(\log U_b) + c_2(\log U_b)^2 + c_3(\log U_b)^3, \quad (17)$$

где c_0, c_1, c_2, c_3 - параметры аппроксимации.

В таблице 2 приведены значения параметра c для p^+-n-n^+ (n^+-p-p^+) арсенидгаллиевых переходов.

Таблица 2. Коэффициенты аппроксимации для определения ширины области ионизации в арсенидгаллиевых p^+-n-n^+ и n^+-p-p^+ -переходах

Коэффициенты	c_0	c_1	c_2	c_3
p^+-n-n^+ (n^+-p-p^+) - переход	1,1167	-0,6642	0,1763	-0,0172

Выводы

Проведен расчет зависимостей напряжения лавинного пробоя в арсенидгаллиевых резких p^+-n-n^+ (n^+-p-p^+) от ширины умеренно легированной области. Анализировались $p-n$ -переходы с напряжением лавинного пробоя без ограничения области объемного заряда в диапазоне от 15 до 6000 В.

При расчете использовались достаточно простые и широко распространенные эмпирические зависимости коэффициентов ударной ионизации для электронов и дырок (6) и более сложные (5), которые в настоящее время считаются наиболее точными и пригодными в широком диапазоне полей.

Выбран критерий, по которому определяется значение эффективной области ионизации – это ширина умеренно легированной области, при которой значение напряжения лавинного пробоя, рассчитанного по ионизационному интегралу для резких p^+-n-n^+ (n^+-p-p^+) больше на 0,1 и 1 %, значения, даваемого аналитической формулой. Исходя из этого критерия определена зависимость эффективной области ионизации от напряжения пробоя в резких переходах. Выяснено, что ширина области ионизации больше:

а) в низковольтных переходах по сравнению с высоковольтными;

б) при использовании более точного выражения для коэффициентов ионизации и это соотношение увеличивается с ростом напряжения пробоя.

Найдена также минимальная эффективная ширина области ионизации, при которой можно использовать известное аппроксимационное выражение для расчета напряжения лавинного пробоя p^+-n-n^+ (n^+-p-p^+) структур. Эта зависимость хорошо описывается кубическим полиномом. Найдены параметры аппроксимации этой зависимости.

Литература

1. Грехов И.В. Лавинный пробой p-n-перехода в полупроводниках / Грехов И.В., Сережкин Ю.Н. – Л.: Энергия. Ленингр. отделение, 1980.–152 с.: ил.
2. Керролл Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах / Дж. Керролл. – М.:Мир, 1972.– 382 с.
3. Chynoweth A. G. Charge multiplication phenomena. – Semiconductor and semimetals/ A. G. Chynoweth, 1968, v. 42.- С. 226-29.
4. Crowell, C. R. Temperature dependence of avalanche multiplication in semiconductors / Crowell C. R., Sze S. M. // Appl. Phys. Letters. – 1966. Vol. 9. № 6. – P. 242 – 244.
5. Okyto, Y. Energy-conservations in the characterization of impact ionization in semiconductors / Okyto Y., Crowell C. R. – Phys. Rev. B. – 1972. Vol.6. № 8. – P.3078 – 3081.
6. Ионычев В.К. Микроплазменная спектроскопия глубоких уровней в p-n-переходах. – Саранск.: Изд-во Мордов. ун-та, 2005.– 132 с.
7. Сережкин Ю.Н. Проектирование полупроводниковых низкочастотных выпрямительных диодов: Учеб. пособие. / Сережкин Ю.Н., Ионычев В.К. – Саранск: Изд-во Мордов. ун-та, 2000. – 60 с.

CALCULATION OF SHARP ARSENIDGALLIUM PN-TRANSITION TO THE REGION OF AVALANCHE BREAKDOWN

Ionychev V.K., Loskutov N.L., Sharamazanov R.M., Shesterkina A.A.

Abstract. The calculation of the ionization region in sharep GaAS p-n-junction for breakdown voltages 15 – 6000 V. In the calculation used empirical correlations of impact ionization coefficients of electrons and holes, which are currently considered the most accurate and useful in a wide range of fields. The dependence of the effective ionization region of avalanche breakdown voltage.

Keywords: avalanche; p-n-junction; impact ionization; field ionization; the breakdown voltage; Baraff curves; the ionization coefficient.