

ДИНАМИКА ПРОБОЯ МЕЛКИХ АКЦЕПТОРОВ В ГЕРМАНИИ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Даргис А. Ю., Жураускас С. В.

Исследована динамика пробоя мелких примесей в дырочном германии при гелиевых температурах в наносекундном диапазоне времен и измерена зависимость коэффициента ударной ионизации A , от электрического поля в диапазоне $E=10\div 500$ В/см. Найдено, что в сильных полях ($E > 100$ В/см) A , насыщается. Из сравнения теоретических расчетов с экспериментальными данными определено боровское сечение для ударной ионизации примесей галлия в германии $\sigma_0=7\cdot 10^{-13}$ см².

Введение. Ударная ионизация мелких примесей в полупроводниках в основном исследуется либо по вызванному электрическим полем изменению концентрации свободных носителей, либо по критическому полю пробоя, при достижении которого наблюдается скачкообразное увеличение числа носителей в валентной зоне или зоне проводимости (см., например, [1, 2]). С помощью таких экспериментов найти основной параметр, характеризующий ионизацию примесей, т. е. коэффициент ударной ионизации A , трудно, так как концентрация свободных носителей и поле пробоя зависят не только от A , но и от времени жизни свободных носителей τ . Дело усложняется и тем, что A и τ зависят от электрического поля. Поэтому, несмотря на большое число публикаций по примесному пробоям, имеется всего лишь несколько работ [3-5], где измерялся коэффициент ударной ионизации в основном по переходному току после ступеньки электрического поля. В [4], для того чтобы в слабых полях ($E < 5$ В/см) исключить влияние переходных характеристик контактов на динамику тока пробоя в германии, измерения проводились при такой межзонной собственной подсветке кристаллов, при которой время переходных процессов оказывалось много меньше характерного времени пробоя. В [5] A в электронном кремнии определялся по переходному пробойному току, вызванному ударной ионизацией атомов фосфора электронами, инжестрированными из контактов. Вследствие сильной инжекции пробой примесей происходил в линейно нарастающем вдоль образца электрическом поле, среднее значение которого превышало 2 кВ/см.

Далее приведены исследования динамики пробоя мелких примесей в чистом дырочном германии в полях, на 2 порядка более сильных по сравнению с теми, которые использовались до сих пор в таких экспериментах. Измерения проведены с помощью наносекундных импульсов, что позволило, во-первых, использовать умеренно легированные образцы с малым контактным сопротивлением и, во-вторых, при интерпретации экспериментальных результатов не учитывать захват дырок заряженными примесями.

Эксперимент. Измерения проводились на образцах германия, легированного акцепторной примесью галлия. Разностная концентрация акцепторов и доноров была $N_A-N_D=1.5\cdot 10^{14}$ см⁻³. Компенсация не превышала 5%. Для того чтобы получить p^+ -контакты, на противоположные грани шлифованных и полированных германиевых пластин толщиной 0.2 мм напылялись слои Al толщиной 150 нм, после чего пластины отжигались в атмосфере аргона при температуре 280 °С в течение 1 ч с последующим медленным охлаждением.

После металлизации ванадием и медью пластины разрезались на образцы с размерами $0.2 \times 1 \times 1$ мм. Нормаль к плоскости контактов была параллельна кристаллографическому направлению $\langle 111 \rangle$. Качество контактов контролировалось по ВАХ при температуре жидкого азота до полей примерно 1 кВ/см. Контакты считались удовлетворительными, если рассчитанная из ВАХ зависимость между дрейфовой скоростью и полем совпадала с известной из литературы [6].

Для измерения ударной ионизации примесей образцы монтировались в 50-омный коаксиальный криогенный держатель, к которому от генератора на ртутном реле подводились прямоугольные импульсы напряжения. Ток, текущий по образцу, контролировался по падению напряжения на дисковом резисторе.

На рис. 1 показаны типичные зависимости полного тока, текущего через образец, от времени при четырех значениях напряжения на образце при температуре решетки $T=4.2$ К. Пик в начальный момент вызван зарядкой геометрической

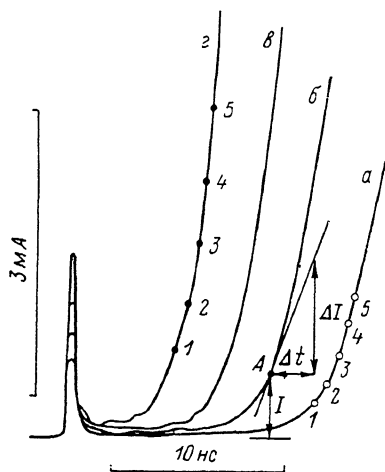


Рис. 1. Изменение полного тока во времени после ступеньки напряжения с амплитудой U .

$U, В$: а — 0.6, б — 0.73, в — 0.91, г — 1.34. Для кривой б показаны касательная в точке А и величины I , ΔI и Δt для расчета скорости генерации.

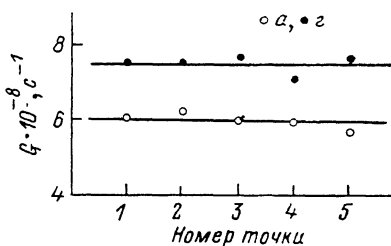


Рис. 2. Значения скорости генерации, вычисленные в соответствующих точках кривых а и з на рис. 1.

Прямые линии — средние значения G .

емкости (0.75 пФ) образца. В самые первые моменты после окончания емкостного пика ток в основном переносится инжектированными из положительного контакта дырками. Они инициируют ударную ионизацию нейтральных акцепторов в объеме. Для кривых а, б, в, г инжекционный ток примерно равен 0.03, 0.05, 0.1, 0.2 мА соответственно. В первом приближении можно считать, что инжекционный ток, создающий в образце объемный заряд, и ток проводимости являются независимыми, а полный ток равен их сумме [7]. Так как инжекционный ток близок к стационарному после одного времени пролета ($d/v_E \approx 5 \div 2$ нс, где v_E — дрейфовая скорость в поле E , d — длина образца) и составляет малую часть от полного тока в экспоненциально нарастающем участке, где измеряется скорость ударной генерации (рис. 1), будем считать, что ионизация в основном контролируется дырками тока проводимости I . В таких условиях, как будет видно из дальнейшего, скорость генерации не зависит от времени t и ее можно выразить следующим образом:

$$G = \frac{1}{I(t)} \left. \frac{\Delta I(t)}{\Delta t} \right|_{\Delta t \rightarrow 0} \quad (4)$$

Все входящие в (4) величины определены на рис. 1. Измерения проводились в условиях, когда $I \ll SeN_{AV_E}$, где S — площадь образца, e — элементарный заряд. Для иллюстрации независимости G от t на рис. 2 отложены значения G , вычисленные в пяти точках кривых а и з на рис. 1.

На рис. 3 отложена зависимость скорости ударной генерации от напряжения U для пяти образцов при двух температурах решетки — 4.2 и 10 К. С целью уменьшить погрешность G рассчитывалось среднее значение G в трех-пяти точках переходного тока (рис. 2). Сделаем следующее замечание относительно результатов на рис. 3. При больших U значения G в пределах экспериментальных погрешностей совпадают при обеих температурах, однако при малых U

значения G при $T=10$ К почти в 2 раза превышают значения при $T=4.2$ К. Несовпадение может быть связано с разными функциями распределения дырок по энергии при разных температурах решетки T , остаточным влиянием контактов и конечным временем жизни дырок τ_r . На наш взгляд, основная причина различия связана с влиянием захвата ионизированными акцепторами при температуре жидкого гелия по следующей причине. Скорость генерации в наиболее слабых полях ($E \approx 10$ В/см) измерялась по истечению времени

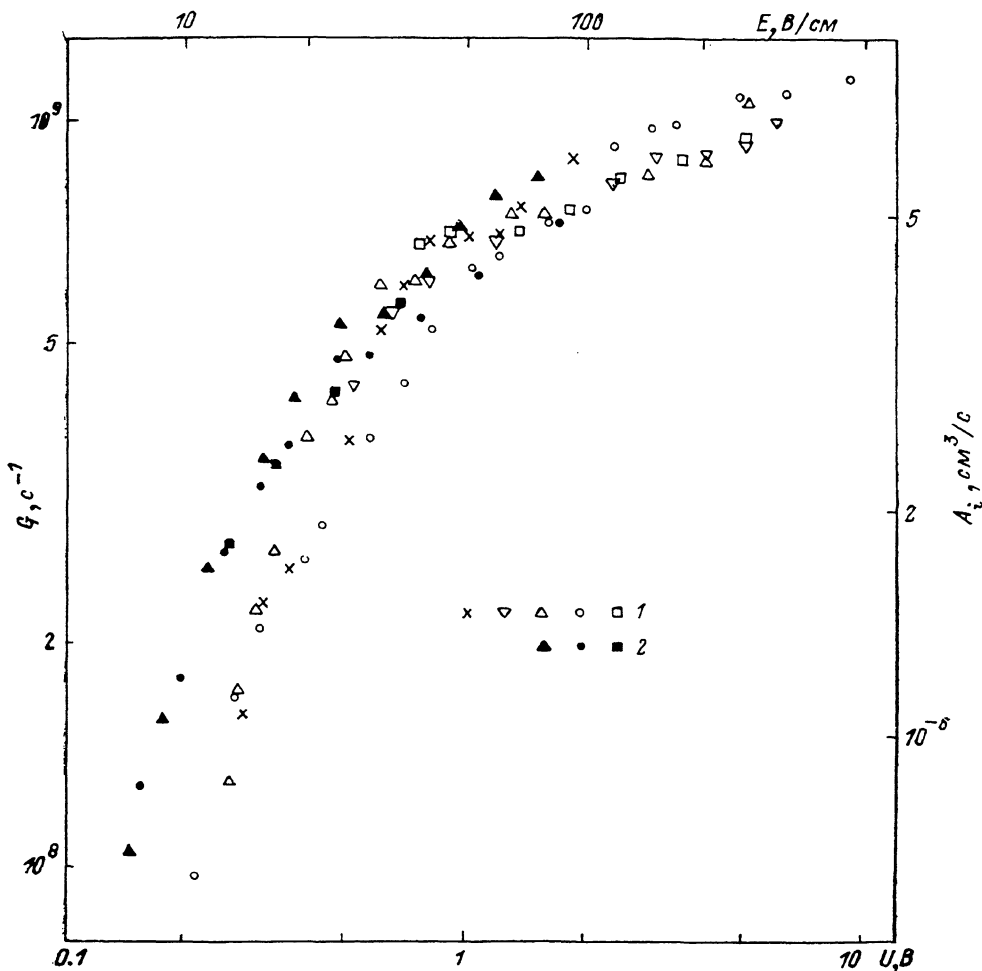


Рис. 3. Зависимость скорости ударной ионизации от напряжения для пяти образцов дырочного германия.

Правая и верхняя шкалы рассчитаны из $A_i = G/(N_A - N_D)$ и $E = U/d$. Т. К.: 1 — 4.2, 2 — 10.

$t_n \sim 100$ и ~ 10 нс с начала действия импульса напряжения при $T=4.2$ и 10 К соответственно. Измерения τ_r при $T=4.2$ К по методике [1] дали такие значения: $\tau_r \approx 20$ нс при $E=3$ В/см и $\tau_r \approx 40$ нс при $E=4.5$ В/см. Таким образом, из приведенных цифр видно, что при самых низких температурах и полях t_n сравнимо с τ_r . Однако при $T=10$ К имеем $t_n \ll \tau_r$, так как уже в предельно слабых полях τ_r в 5 раз больше, чем при $T=4.2$ К [8]. По этой причине в расчетах коэффициента ударной ионизации в слабых электрических полях ($E < < 50$ В/см) мы пользовались данными при $T=10$ К. В сильных полях влияние захвата дырок на результаты пренебрежимо мало при обеих температурах.

Обсуждение результатов. Найдем связь между G и A_i . Так как G измерялась в моменты времени, когда ток проводимости значительно больше инжекционного тока, можно считать, что образец электронейтрален ($\partial E/\partial z=0$) и электрическое поле в нем $E=U/d$. В условиях электронейтральности динамика изме-

нения концентрации дырок в валентной зоне p и на акцепторах p_A описывается уравнением непрерывности и скоростным уравнением

$$\partial p / \partial t + v_E \partial p / \partial z + \partial p_A / \partial t = 0, \quad (2)$$

$$\partial p_A / \partial t = -A_i p p_A. \quad (3)$$

Здесь z — координата вдоль тока. Продифференцировав уравнение электронейтральности $p + p_A = N_A - N_D$ по времени и подставив полученное выражение

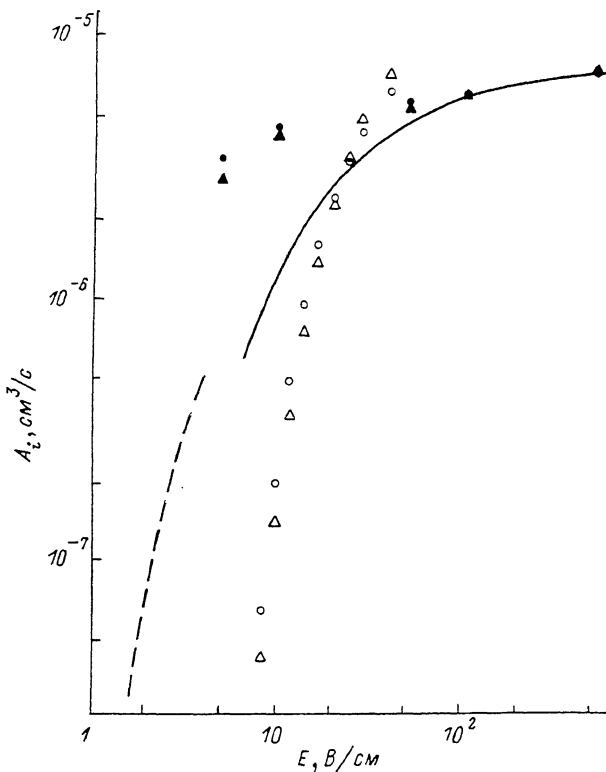


Рис. 4. Зависимость коэффициента ударной ионизации от электрического поля в дырочном германии.

Ge(Ga). Сплошная линия — экспериментальные результаты настоящей работы, штриховая — экспериментальные результаты работы [4]. Темные точки — расчеты с помощью функции распределения, найденной методом Монте-Карло; светлые точки — расчеты с помощью функции Стреттона; кружки — сечение ударной ионизации аппроксимировалось формулой (7), треугольники — (8).

в (2), найдем, что $\partial p / \partial z = 0$. Таким образом, в приближении электронейтральности концентрации как свободных дырок, так и дырок, связанных на акцепторах, не зависят от координаты, и поэтому все частные производные по времени можно заменить на полные. Тогда из (2) и (3) получим

$$dp/dt = A_i p p_A. \quad (4)$$

В эксперименте удовлетворялись условия $p(t) \ll N_A - N_D$ и $p_A(t) \approx N_A - N_D$. Так как ток проводимости $I(t)$ равен $Sev_{FP}(t)$, то

$$G \approx \frac{1}{p(t)} \frac{dp(t)}{dt} = A_i (N_A - N_D). \quad (5)$$

Отсюда следует, что правая и левая шкалы на рис. 3 связаны соотношением (5), а верхняя и нижняя — $U = Ed$.

На рис. 4 приведены известные экспериментальные результаты для p -Ge. Сплошной линией показаны усредненные данные из рис. 3 в слабых полях при

$T=10$ К, а в сильных полях — при $T=4.2$ К. Штриховой линией показаны экспериментальные результаты из [4], которые были получены при 4.2 К на образцах Ge, легированного галлием с $N_A=10^{13}$ см $^{-3}$. Темными и светлыми точками показаны теоретические расчеты с помощью формулы [9]

$$A_i = \sqrt{2\varepsilon_i/m^*} \int_1^\infty x f(x) \sigma_i(x) dx \int_0^\infty \sqrt{x} f(x) dx. \quad (6)$$

Здесь $\varepsilon_i=11.3$ мэВ — энергия ионизации атомов галлия, $m^*=0.35m_0$ — эффективная масса тяжелых дырок, f — функция распределения по энергии для тяжелых дырок, σ_i — зависящее от энергии дырки ε сечение ударной ионизации, $x=\varepsilon/\varepsilon_i$. Принято, что ударную ионизацию вызывают только тяжелые дырки. На рис. 4 темными кружками показаны расчетные значения A_i , когда [10]

$$\sigma_i = 4\sigma_0(x^{-1} - x^{-2}), \quad (7)$$

а темными треугольниками, когда [11]

$$\sigma_i = 2.25\sigma_0(x-1)^{5/4}. \quad (8)$$

Здесь $\sigma_0=\pi a_0^2$ — боровское сечение, a_0 — боровский радиус. Функция распределения бралась из расчетов, выполненных методом Монте-Карло [6]. Так как при ее расчете учитывалось рассеяние только колебаниями решетки, экспериментальные данные и расчетные значения совмещались в сильных полях ($E > 100$ В/см), где рассеянием на примесях можно пренебречь. Наилучшее совпадение было получено при $\sigma_0=7 \cdot 10^{-13}$ см 2 , что дает $a_0=4.7 \cdot 10^{-7}$ см. Из формулы $a_H=e^2/(8\pi\varepsilon_a\varepsilon_i)$ для водородоподобных центров, в которой ε_a — абсолютная диэлектрическая проницаемость решетки, получаем близкое значение $a_H=4.1 \cdot 10^{-7}$ см. Как видно из рис. 4, расчетные значения A_i не чувствительны к конкретной зависимости сечения ударной ионизации σ_i от энергии. В слабых полях неучет вклада примесей в рассеяние приводит к завышенным расчетным значениям A_i .

В [4, 11] было найдено, что в слабых полях эксперименты по пробоям в n -Ge хорошо описываются функцией Стреттона [12] $f_S(x)=\exp[-x^{3/2}(E_0/E)^2]$. Здесь $E_0=14$ В/см — параметр, для расчета которого были использованы константы из работы [6]. Светлыми точками на рис. 4 показаны значения A_i , рассчитанные с помощью f_S и (7), (8) с $\sigma_0=7 \cdot 10^{-13}$ см 2 . Видно, что функция Стреттона в p -Ge плохо описывает экспериментальные данные.

Сделаем следующие выводы. А) Показано, как по переходному току можно найти коэффициент ударной ионизации A_i в сильных электрических полях в тонких и умеренно легированных образцах в условиях слабой инжекции основных носителей из контактов. Б) Впервые измерен A_i в диапазоне полей 10÷500 В/см и найдено, что в полях $E > 100$ В/см A_i насыщается. В) Из расчетов следует, что A_i мало чувствителен к конкретной форме зависимости сечения ударной ионизации от энергии дырки. Из сопоставления теоретических расчетов с экспериментальными данными в сильных полях найдено боровское сечение для ударной ионизации примеси галлия в германии $\sigma_0=7 \cdot 10^{-13}$ см 2 .

Л и т е р а т у р а

- [1] Koenig S. H., Brown R. D., Schillinger W. — Phys. Rev., 1962, v. 128, N 4, p. 1668—1696.
- [2] Банная В. Ф., Гершензон Е. М., Веселова Л. И. Затыгивание примесного пробоя в сильно компенсированном германии. — ФТП, 1979, т. 13, в. 1, с. 46—51.
- [3] Asche M., Kostial H., Sarbey O. G. — Phys. St. Sol. (b), 1979, v. 91, N 2, p. 521—530.
- [4] Аснина Ж. С., Межебовский Б. Е., Паридкий Л. Г. Кинетика ударной ионизации мелких примесных центров в германии. — ФТП, 1985, т. 19, в. 6, с. 1064—1069.
- [5] Dargys A., Žurauskas S. — Sol. St. Commun., 1984, v. 52, N 2, p. 139—142.
- [6] Reggiani L., Canali C., Nava F., Ottaviani G. — Phys. Rev. B, 1977, v. 16, N 6, p. 2781—2791.

- [7] Dumke W. P. — Sol. St. Electron., 1982, v. 25, N 2, p. 101—103.
- [8] Абакумов В. Н., Перель В. И., Ясневич И. Н. Захват носителей заряда на притягивающие центры в полупроводниках. — ФТП, 1978, т. 12, в. 1, с. 3—32.
- [9] Zylbersztejn A. — Phys. Rev., 1962, v. 127, N 3, p. 744—749.
- [10] Omidvar K. — Phys. Rev., 1965, v. 140, N 1, p. A26—A37.
- [11] Банная В. Ф., Веселова Л. И., Гершензон Е. М., Чуенков В. А. Влияние компенсации на электрический пробой в *n*-Ge. — ФТП, 1973, т. 7, в. 10, с. 1972—1977.
- [12] Stratton R. — Proc. Roy. Soc., 1957, v. A242, N 1230, p. 355—373.

Институт физики
полупроводников АН ЛитССР
Вильнюс

Получена 4.03.1987
Принята к печати 21.08.1987