

УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДАХ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Лукьянчикова Н. Б.

Проанализированы особенности поведения коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок, связанной с ударной ионизацией локальных центров в обратно смещенном диоде. Предсказан и обнаружен экспериментально эффект уменьшения меньшего из коэффициентов ударной ионизации с ростом электрического поля. Показано, что избыточные, обусловленные ударной ионизацией токи, обнаруженные ранее в лавинно-пролетных диодах на основе арсенида галлия в области полей $(2\div 5) \cdot 10^5$ В/см, являются следствием ударной ионизации локальных центров, расположенных в приповерхностном слое диодов.

1. Особенности ударной ионизации в лавинно-пролетных диодах на основе арсенида галлия, обнаруженные в предпробойной области вольтамперных характеристик. Флуктуационные исследования природы избыточных токов, наблюдаемых в лавинно-пролетных диодах (ЛПД) на основе GaAs в предпробойной области электрических полей $E = (2\div 5) \cdot 10^5$ В/см, показали, что такие токи могут быть связаны с процессами ударной ионизации [1, 2]. При детальном исследовании этих процессов, проведенном шумовыми и фотоэлектрическими методами, выявлено, что для них характерны особенности, указывающие на отсутствие связи рассматриваемых процессов с зона-зонной ударной ионизацией.

Так, на опыте наблюдали значительное различие коэффициентов ударной ионизации для электронов (α) и для дырок (β), тогда как при зона-зонной ударной ионизации в GaAs их величины примерно одинаковы [3].

Далее обнаружили, что с ростом приложенного к диоду напряжения происходят не только увеличение коэффициента умножения M , но и существенное изменение соотношения между величинами α и β : с ростом M от $M_1 = 10$ до $M_2 = 10^4$ отношение k меньшего из этих коэффициентов (α_n) к большему (α_p) уменьшалось от значения, близкого к единице, до величины $k \approx 10^{-3}$. В случае же зона-зонной ударной ионизации в GaAs с ростом E в исследованной области полей должно было бы наблюдаться небольшое возрастание величины k [от $k = (\beta/\alpha) \approx 0.6$ до $k = 1$] [3].

Более того, анализ показывает, что обнаруженное на опыте уменьшение k было обусловлено в основном тем, что с ростом E происходило быстрое уменьшение величины α_n . Действительно, учитывая, что при $k \ll 1$ для M в предпробойной области напряжений имеет место $M = \exp(\alpha_c \delta)$ [4], где δ — ширина области умножения в диоде, и что с ростом E величина δ растет (т. е. $\delta_2 > \delta_1$), находим, что в исследованном диапазоне E α_c увеличился в (δ_1/δ_2) $(\ln M_2/\ln M_1) = 4$ раз, т. е. менее чем в 4 раза. Поскольку $k = \alpha_n/\alpha_p$, при этом уменьшается более чем в 10^3 раз, это означает, что с ростом E происходит значительное уменьшение α_n , т. е. меньшего из коэффициентов ударной ионизации. Понятно, что в случае зона-зонной ударной ионизации подобный эффект вообще вряд ли может наблюдаться.

Наконец, было установлено, что величины α_c существенно превышали значения α и β , характерные для зона-зонной ударной ионизации в рассматриваемой области полей. Так, например, при $E = 3 \cdot 10^5$ В/см на опыте $\alpha_c \delta = \ln M =$

$= 2.3$, откуда $\alpha_0 = 2.3/\delta > 2.3/W = 2.3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ (где W — ширина истощенного слоя диода. $W > \delta$). Для зона-зонной же ударной ионизации при $E = 3 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ должно быть $\alpha_0 \beta < 10^4 \text{ см}^{-1}$ [3].

Перечисленные факты свидетельствуют о том, что при протекании исследованных процессов ударной ионизации зона-зонное возбуждение носителей тока не играло существенной роли. Естественным поэтому является предположение о том, что эти процессы были связаны с ударной ионизацией глубоких уровней. Покажем, что в рамках такого предположения все описанные эффекты могут иметь непротиворечивое объяснение.

2. Теория. Пусть в запрещенной зоне полупроводника существует строчка достаточно глубоких t -уровней (рис. 1) и поле в области умножения достаточно велико, так что вследствие ударной ионизации происходит возбуждение электронов с t -уровня в c -зону и дырок с t -уровня в v -зону, причем будем учитывать, что в процессе ударной ионизации принимают участие как горячие электроны, так и горячие дырки.

Поскольку на опыте избыточные токи имели очень слабую температурную зависимость, термогенерационные процессы, по-видимому, не играли в их

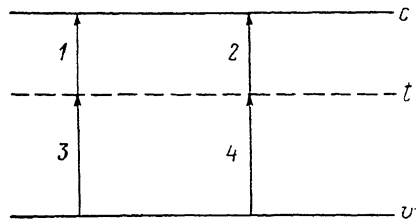


Рис. 1. Схема электронных переходов, соответствующих ударной ионизации t -уровней горячими электронами и дырками.

Потоки 1-4 равны $pC_{pn}n_t$, $nC_{pn}n_t$, $pC_{pp}p_t$ и $nC_{pp}p_t$ соответственно.

формировании сколько-нибудь существенной роли. Поэтому потоками тепловой генерации электронов из v -зоны на t -уровень и с t -уровня в c -зону пренебрежем. Не будем рассматривать также рекомбинационные потоки через t -уровень, так как практически все возникающие вследствие ударной ионизации электроны и дырки сразу же выносятся полем за пределы истощенного слоя (время пролета через этот слой обычно гораздо меньше времени захвата носителей тока на локальные центры).

Наконец, предположим, что в предпробойной области полей зона-зонной ударной ионизацией также можно пренебречь.

Для рассматриваемого случая уравнения непрерывности можно записать в следующем виде [3]:

$$\frac{dj_n}{dx} = -\frac{dj_p}{dx} = eN_t \frac{(nC_{nn} + pC_{pn})(nC_{np} + pC_{pp})}{nC_{nn} + pC_{pn} + nC_{np} + pC_{pp}}, \quad (1)$$

где j_n и j_p — плотности электронного и дырочного потоков в области умножения, C_{ij} — вероятность возбуждения свободного носителя j -типа вследствие ударной ионизации t -уровня горячим носителем i -типа (например, C_{pn} соответствует ионизации электрона в c -зону с t -уровня горячей дыркой), n и p — концентрации свободных электронов и дырок, e — заряд электрона.

Правая часть этого уравнения может быть преобразована к следующему типичному для лавинного диода виду [6]:

$$\frac{dj_n}{dx} = -\frac{dj_p}{dx} = \alpha_t j_n + \beta_t j_p, \quad (2)$$

где α_t и β_t — функции параметров ионизируемых t -уровней, а также параметров полупроводника. Таким образом, роль наблюдаемых на опыте коэффициентов ударной ионизации для электронов и дырок в данном случае будут играть величины α_t и β_t соответственно. При этом если предположить, что $C_{pp}p < C_{np}n$ и $C_{pn}p < C_{nn}n$, и учесть, что $j_n = env_n$ и $j_p = epv_p$, где v_n и v_p — дрейфовые скорости электронов и дырок, то для α_t и β_t получим

$$\alpha_t = \frac{N_t}{v_n} \frac{C_{np} C_{nn}}{C_{np} + C_{nn}}, \quad (3)$$

$$\beta_t = \begin{cases} \frac{N_t}{v_p} \frac{C_{np} C_{pn}}{C_{np} + C_{nn}} & \text{при } \frac{C_{np}}{C_{pp}} > \frac{C_{nn}}{C_{pn}}, \\ \frac{N_t}{v_p} \frac{C_{nn} C_{pp}}{C_{np} + C_{nn}} & \text{при } \frac{C_{np}}{C_{pp}} < \frac{C_{nn}}{C_{pn}}. \end{cases} \quad (4a)$$

$$(4b)$$

Заметим, что рассматриваемые условия соответствуют ситуации, при которой потоки, связанные с ударной ионизацией t -центров горячими дырками, оказываются гораздо слабее, чем потоки, связанные с ионизацией центров горячими электронами. При этом в случаях (4a) и (4б) реализуются условия, когда потоком $pC_{pp}p_i$ либо потоком $pC_{pn}n_i$ соответственно можно вообще пренебречь (рис. 2).

Сравнение соотношений (3) и (4) показывает, что в общем случае $\alpha_t \neq \beta_t$, причем их отношение зависит от соотношения между величинами C_{ij} . Для нас представляют интерес случаи $\beta_t < \alpha_t$, которые будут реализоваться либо при $C_{nn}/C_{pn} > 1$, если $C_{np}/C_{pp} > C_{nn}/C_{pn} > 1$, либо при $C_{np}/C_{pp} > 1$, если $1 < C_{np}/C_{pp} < C_{nn}/C_{pn}$.

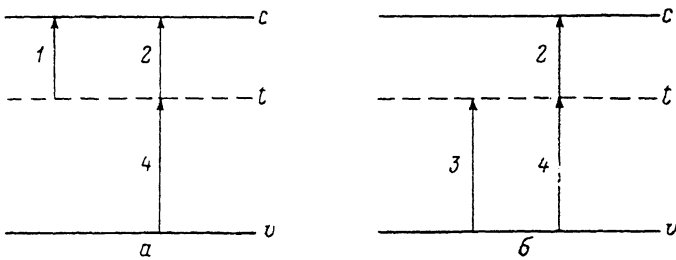


Рис. 2.

То же, что и на рис. 1, но для случаев $pC_{pp} < nC_{np}$ и $pC_{pn} < nC_{nn}$ при $C_{np}/C_{pp} > C_{nn}/C_{pn}$ (a) и при $C_{np}/C_{pp} < C_{nn}/C_{pn}$ (б).

Рассмотрим сначала первый из них. Здесь для α_x и α_0 получаем

$$\alpha_x = \beta_t = \frac{N_t}{v_p} \frac{C_{pn} C_{np}}{C_{np} + C_{nn}}, \quad (5)$$

$$\alpha_0 = \alpha_t = \frac{N_t}{v_p} \frac{C_{nn} C_{np}}{C_{np} + C_{nn}}.$$

Учтем теперь, что полевые зависимости величины C_{ij} имеют следующий вид [7]:

$$C_{ij} = C_{ij0} \exp(-E_{ij0}/E), \quad (6)$$

где

$$E_{nn0} = \frac{e\epsilon t}{e\lambda_n}, \quad E_{np0} = \frac{e\epsilon t}{e\lambda_n}, \quad E_{pn0} = \frac{e\epsilon t}{e\lambda_p}, \quad E_{pp0} = \frac{e\epsilon t}{e\lambda_p}, \quad (7)$$

ϵ_{st} и ϵ_{st} — расстояния от рассматриваемого уровня до c - и v -зон соответственно, λ_n и λ_p — длины свободного пробега электрона и дырки соответственно, $C_{ij0} = \sigma_{ij} v_i$, σ_{ij} — сечение ударной ионизации уровня горячим носителем i -типа, приводящей к возбуждению свободного носителя j -типа, $v_i = \sqrt{2\epsilon_i/m_i^*}$, где $\epsilon_i = \epsilon_{et}$, если возбуждаются свободные электроны, и $\epsilon_i = \epsilon_{dt}$, если возбуждаются свободные дырки, m_i^* — эффективная масса горячего носителя, обуславливающего ионизацию.

Тогда на основании соотношений (5) получим при $C_{nn} < C_{np}$

$$\alpha_x = (N_t/v_p) C_{pn} \sim \exp(-E_{pn0}/E),$$

$$\alpha_0 = (N_t/v_n) C_{nn} \sim \exp(-E_{nn0}/E), \quad (8)$$

при $C_{nn} > C_{np}$

$$\begin{aligned} \alpha_n &= (N_t/v_p) C_{pn} (C_{np}/C_{nn}) \sim \exp [(E_{nn0} - E_{pp0} - E_{nn0})/E], \\ \alpha_0 &= (N_t/v_n) C_{np} \sim \exp (-E_{np0}/E). \end{aligned} \quad (9)$$

Из (8) и (9) следует, что если при $C_{nn} < C_{np}$ с ростом E оба наблюдаемых коэффициента ударной ионизации увеличиваются, то при $C_{nn} > C_{np}$ меньший из них может уменьшаться с ростом поля. Такое уменьшение будет иметь место при $E_{nn0} > (E_{pp0} + E_{np0})$. С учетом (6) и (7) это означает, что должны выполняться следующие неравенства: $\epsilon_{ct} > \epsilon_{vt}$, $\lambda_p > \lambda_n$, $C_{nn0} \gg C_{pp0}$.

Аналогичный эффект уменьшения величины α_n может наблюдаться и при $1 < C_{np}/C_{pp} < C_{nn}/C_{pn}$. Однако здесь необходимым условием является выполнение следующих неравенств: $C_{nn} < C_{np}$, $E_{np0} > (E_{pp0} + E_{nn0})$, т. е. $\epsilon_{ct} < \epsilon_{vt}$, $\lambda_p > \lambda_n$, $C_{nn0} \ll C_{pp0}$.

В обоих случаях меньшим был коэффициент ударной ионизации для дырок. Однако аналогичные особенности могут наблюдаться и в случае, когда мень-

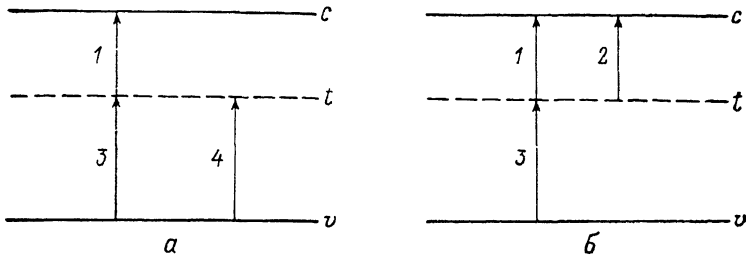


Рис. 3.

То же, что и на рис. 1, но для случаев $pC_{pp} > nC_{np}$ и $pC_{pp} > nC_{nn}$ при $C_{pn}/C_{nn} > C_{pp}/C_{np}$ (а), и при $C_{pn}/C_{nn} < C_{pp}/C_{np}$ (б).

шим окажется коэффициент ударной ионизации для электронов. Показать это можно при помощи (1) и (2), если предположить, что выполняются неравенства $pC_{pp} > nC_{np}$ и $pC_{pp} > nC_{nn}$. Здесь вместо (3) и (4) получим

$$\alpha_t = \begin{cases} \frac{N_t}{v_n} \frac{C_{np}C_{pn}}{C_{pn} + C_{pp}} & \text{при } \frac{C_{pn}}{C_{nn}} > \frac{C_{pp}}{C_{np}}, \\ \frac{N_t}{v_i} \frac{C_{pp}C_{nn}}{C_{pn} + C_{pp}} & \text{при } \frac{C_{pn}}{C_{nn}} < \frac{C_{pp}}{C_{np}}, \end{cases} \quad (10a)$$

$$\beta_t = \frac{N_t}{v_p} \frac{C_{pn}C_{pp}}{C_{pn} + C_{pp}}. \quad (11)$$

Заметим, что соотношения (10) и (11) соответствуют ситуации, при которой потоки, обусловленные ударной ионизацией t -центров горячими дырками, оказываются гораздо интенсивнее, чем потоки, связанные с ионизацией центров горячими электронами, причем в случаях (10а) и (10б) реализуются условия, когда потоком $nC_{nn}n_i$ либо потоком $nC_{np}p_i$ соответственно можно вообще пренебречь (рис. 3).

Из (10) и (11) видно, что $\alpha_t < \beta_t$ при $C_{pn}/C_{nn} > C_{pp}/C_{np} > 1$ либо при $C_{pp}/C_{np} > C_{pn}/C_{nn} > 1$. В первом случае при $C_{pp} > C_{pn}$ имеем

$$\alpha_t = \alpha_n = (N_t/v_n) (C_{np}C_{pn}/C_{pp}) \sim \exp [(E_{pp0} - E_{np0} - E_{nn0})/E], \quad (12)$$

и величина α_n будет уменьшаться с ростом поля при $E_{pp0} > (E_{np0} + E_{nn0})$, т. е. при $\epsilon_{vt} > \epsilon_{ct}$ и $\lambda_n > \lambda_p$. При этом должно выполняться неравенство $C_{pp0} \gg C_{np0}$.

Во втором случае при $C_{pp} < C_{pn}$ находим

$$\alpha_t = \alpha_n = (N_t/v_n) (C_{pp}C_{nn}/C_{pn}) \sim \exp [(E_{pp0} - E_{pp0} - E_{nn0})/E], \quad (13)$$

и величина α_n будет уменьшаться с ростом поля при $E_{pp0} > (E_{pp0} + E_{nn0})$, т. е. при $\epsilon_{vt} < \epsilon_{ct}$ и $\lambda_n > \lambda_p$. При этом должно выполняться неравенство $C_{pp0} \ll C_{pn0}$.

Таким образом, если ток умножения в диоде обусловлен ударной ионизацией примесных центров, то меньший из наблюдаемых на опыте коэффициентов ударной ионизации может с ростом поля уменьшаться, что, в свою очередь, может привести к значительному падению величины k с ростом M . Следует подчеркнуть, что, поскольку при зона-зонной ударной ионизации такие эффекты невозможны, их обнаружение на опыте является веским аргументом в пользу того, что в подобных случаях имеет место ударная ионизация примесных центров. Можно поэтому полагать, что наблюдавшиеся авторами работ [1, 2] избыточные токи в предпробойной области напряжений на лавинно-пролетных диодах на основе GaAs являлись следствием ударной ионизации примесных центров.

3. *Сопоставление с опытом.* Есть основания утверждать, что в исследованных диодах ударная ионизация локальных центров происходила в приповерхностной области структуры и что при этом реализовался случай $\alpha_i > \beta_i$. Аргументами для таких выводов служат следующие обстоятельства.

1) Опыты показали, что в аналогичных ЛПД, различающихся лишь тем, что пересекающая истощенный слой поверхность была не цилиндрической (т. е. перпендикулярной к плоскости $p-n$ -перехода), а конической (т. е. расположенной под значительным, отличающимся от 90° углом к этой плоскости), избыточные токи не наблюдались практически вплоть до начала лавинного пробоя ЛПД [1].

Поскольку с точки зрения условий, необходимых для ударной ионизации, диоды с цилиндрической и конической поверхностями различались лишь величиной электрического поля $E_{\text{пов}}$ в приповерхностной области (в случае конической поверхности величины $E_{\text{пов}}$ при одних и тех же приложенных к диодам напряжениях были значительно ниже), отсутствие эффектов, связанных с рассматриваемой ударной ионизацией в ЛПД с конической боковой поверхностью, свидетельствует в пользу того, что локальные центры, с которыми она связана, расположены в приповерхностной области структур. Заметим, что отсутствие объемных эффектов, связанных с ударной ионизацией локальных центров в исследованных диодах, можно объяснить либо тем, что концентрация таких центров в объеме существенно ниже, чем на поверхности, либо тем, что в объеме их практически нет.

2) Флуктуационный анализ начальных участков вольтамперных характеристик ЛПД с конической боковой поверхностью показал, что величина k в них в значительной области тока весьма мала (10^{-2}), а первичный ток при этом состоит в основном из слабо размножаемых носителей. С ростом тока наблюдается переход к условию $k \approx 1$, характерному для межзонной ударной ионизации в GaAs [3].

Предположим, что малые значения k , наблюдаемые в начальной области пробоя, связаны с проявлением рассмотренной выше ударной ионизации поверхностных центров (поле в приповерхностной области ЛПД с конической боковой поверхностью при близких к пробивным напряжениях может оказаться уже достаточным для наблюдения этого эффекта), и учтем, что исследованные ЛПД представляли собой $p^+ - n$ -переходы, в которых в первичном токе в области сильного поля должна преобладать дырочная компонента. Тогда вывод о том, что в ЛПД с конической поверхностью при $k \approx 10^{-2}$ первичный ток представляет собой ток слабо размножаемых носителей, означает, что таковыми являются дырки и, следовательно, имеет место $\alpha_i > \beta_i$.

Что касается диодов с цилиндрической поверхностью, то наблюдаемые особенности шумовых характеристик указывали на то, что в них первичный ток состоял из сильно размножаемых носителей [1, 2]. Исходя из сказанного, следует поэтому предположить, что он представлял собой электронный ток. Такой ток в исследованных структурах может быть связан с туннелированием электронов в область сильного поля, поскольку в них эта область в силу причин технологического характера может находиться на некотором расстоянии от металлургической границы перехода [8]. Заметим, что, поскольку такой ток существенно уменьшается с уменьшением электрического поля, отсутствие заметного его вклада в величину поверхностного первичного тока в ЛПД с конической поверхностью представляется вполне естественным.

Итак, если на основании всего изложенного выше считать, что в исследованных ЛПД выполняется соотношение (9), то, измеряя зависимость величины $\alpha_0 \delta$ от E и учитывая, что $\delta \approx 0.2 W$, можно оценить величины E_{np0} и $(N_t/v_n) C_{np0}$. В результате для них были найдены следующие значения: $E_{np0} = 1.1 \cdot 10^5$ В/см и $(N_t/v_n) C_{np0} \approx N_t \sigma_{np} = 3 \cdot 10^4$ см⁻¹, откуда получаем $\sigma_{np} = 3 \cdot 10^4 (N_t)^{-1}$. Заметим, что в данном случае ответственные за ударную ионизацию центры расположены на поверхности. Поэтому их концентрация может достигать значений $10^{17} \div 10^{18}$ см⁻³. При этом для σ_{np} можно получить весьма малые величины $\sigma_{np} = 3 \cdot 10^{-13} \div 3 \cdot 10^{-14}$ см², которые согласуются с короткодействующим характером ионизационного взаимодействия.

Л и т е р а т у р а

- [1] Lukuanchikova N. B., Dekhtyaruk N. T. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 91. P. 279—286.
- [2] Лукьянчикова Н. Б., Дехтярук Н. Т. // УФЖ. 1986. Т. 31. В. 6. С. 896—899.
- [3] Bulman G. E., Robbins V. M., Stillman G. E. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1985. V. ED-32. N 11. P. 2454—2466.
- [4] Ringo J. A., Lauritzen P. O. // Sol. St. Electron. 1972. V. 15. N 6. P. 625—634.
- [5] Кузьмин В. А., Крюкова Н. Н., Кюрегян А. С. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 9. С. 1729—1733.
- [6] Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., 1968. 780 с.
- [7] Robbins D. J. // Phys. St. Sol. (b). 1980. V. 98. N 1. P. 11—36.
- [8] Конакова Р. В., Филатов М. Ю. // ПТМ. 1981. № 34. С. 21—40.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получена 16.06.1988
Принята к печати 10.10.1988