

венно зависит от способа формирования исследованных диодов. Так, величина максимального обратного смещения у диодов, сформированных с помощью ИФО и содержащих в приповерхностной области кремния ГУ платины, значительно превышает эту величину у диодов, сформированных термическим путем при 510 °С (рис. 2). Экспоненциальная зависимость токов утечки от обратного смещения таких диодов (рис. 2, кривая 2) и исчезновения этих утечек при формировании охранных колец свидетельствует о значительной роли термополевой эмиссии (ТПЭ) [1]. Введение ГУ платины при создании диодов с помощью ИФО приводит, как это следует из рис. 2 (кривая 1), к значительному снижению роли ТПЭ и, как следствие, к значительному снижению утечек и увеличению пробивного напряжения.

#### Список литературы

- [1] Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник. М., 1982. 208 с.
- [2] Капустин Ю. А., Колокольников Ю. М., Свешников А. А., Злобин В. П. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 9. С. 1708—1710.
- [3] Капустин Ю. А., Колокольников Б. М., Свешников А. А. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 2. С. 318—322.
- [4] Мавзольская А. Н. // Теплофизические процессы в энергетических установках. Минск, 1988. С. 118—122.
- [5] Chen J. W., Milnes A. C. // Ann. Rev. Mater. Sci. 1980. V. 10. P. 157—228.
- [6] Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. М., 1985. 304 с.
- [7] Vuillaume D., Bourgoin J. C. // Surf. Sci. 1985. V. 162. P. 680—686.

Воронежский технологический институт

Получено 20.03.1990  
Принято к печати 14.05.1990

ФТП, том 24, вып. 9, 1990

## ГИГАНТСКИЕ ДИФФУЗИОННЫЕ ДЛИНЫ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Копьев П. С., Леденцов Н. Н.

Как было показано в [1], важнейшие приборные характеристики низкороговых квантово-размерных лазеров с двойной гетероструктурой и отдельным электрическим и оптическим ограничением (ДГС РО) могут в существенной степени определяться поверхностной рекомбинацией неравновесных носителей на боковых гранях лазерного диода либо их диффузионным растеканием из области инжекции вплоть до ширины полоска, больших 100 мкм. В высокочистом GaAs *p*-типа проводимости ( $p \sim 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) диффузионные длины неравновесных электронов при комнатной температуре могут достигать сотен микрометров [2]. Аналогичные диффузионные длины могут быть, по-видимому, получены и в гетероструктурах с квантовыми ямами, где подвижности электронов [3] и времена излучательной рекомбинации примерно соответствуют таковым в объемном материале [4, 5].

Вместе с тем считается общеизвестным, что диффузионные длины неравновесных носителей при высоких плотностях возбуждения определяются коэффициентами амбиполярной диффузии и достаточно малы. Согласно [6],

$$D_a = \frac{\mu_p p D_n + \mu_n n D_p}{\mu_p p + \mu_n n}, \quad (1)$$

где  $p$ ,  $n$  — концентрации дырок и электронов,  $D_p$ ,  $D_n$  — соответствующие коэффициенты монополярной диффузии,  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  — подвижности электронов и дырок. В случае малых концентраций неравновесных носителей ( $\Delta n = \Delta p \ll p^0$ )

$$n = \Delta n = \Delta p, \quad \mu_n \Delta n \ll \mu_p p^0, \quad (2)$$

где  $p^0$  — концентрация равновесных дырок.

Решением (1) в этом случае будет

$$D_a \approx D_n. \quad (3)$$

Напротив, в случае высоких концентраций неравновесных носителей ( $\Delta n \approx \Delta p \gg p^0$ ) с учетом условия  $\mu_p < \mu_n$ , что типично для прямозонных полупроводников  $A^{III}B^V$ ,

$$D_a \approx 2D_p. \quad (4)$$

Физический смысл (4) состоит в том, что неравновесные электроны не могут оторваться от неравновесных дырок, так как возникает электрическое поле, препятствующее данному процессу, и диффузионное распыление в основном определяется менее подвижными дырками. Если принять, что коэффициенты монополярной диффузии в чистом материале для электронов и дырок равны соответственно 220 и 10  $\text{см}^2/\text{с}$  [7], а излучательное время жизни  $\tau_r$  при концентрации неравновесных носителей  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в GaAs квантовой яме  $\sim 10$  нс (300 K) [8], то диффузионная длина амбиполярной диффузии

$$L_a = \sqrt{D_a \tau_r} \approx 4,5 \text{ мкм}. \quad (5)$$

Вместе с тем в случае диффузии неравновесных носителей в квантовых ямах или квантовых проволоках, непосредственно вблизи квантово-размерного слоя, могут быть расположены слои с высокой дырочной проводимостью. Тогда равновесные дырки в  $p$ -слое могут шунтировать неравновесные электроны в квантово-размерном слое. Значит, под величиной  $\mu_p p$  в (1) следует понимать эффективную, суммарную для всех слоев  $p$ -типа проводимости величину  $(\mu_p p)^{\text{эфф}}$ . При этом  $(\mu_p p)^{\text{эфф}} \gg \mu_n \Delta n$ , откуда в соответствии с (1)  $D_a \approx D_p$ . Таким образом, в данном случае диффузия неравновесных электронов может определяться коэффициентом монополярной диффузии вплоть до высоких плотностей возбуждения. В случае, если между квантово-размерным слоем и слоем  $p$ -типа проводимости имеется достаточно толстый потенциальный барьер, рекомбинация неравновесных электронов определяется временем туннелирования дырок в квантово-размерный слой или временем туннелирования неравновесных электронов в  $p$ -слой. Диффузионные длины могут достигать гигантских величин. В случае ДГС РО лазерных структур с высокочистой активной областью [1], где роль шунтирующего слоя играют  $p$ -эмиттер и  $p$ -подложка (или контактный слой), скорость поступления дырок не лимитирует скорость рекомбинации по крайней мере в области инжекции. Тогда [8]

$$\tau_r \approx 10^{10}/n, \quad (6)$$

где  $n$  — концентрация неравновесных электронов (в  $\text{см}^{-3}$ ).

Для низкопороговых лазеров скорость безызлучательной рекомбинации на гетерогранице и в объеме мала, поэтому для лазера с широким полоском можно применить модель [9], согласно которой полное время жизни неравновесных носителей определится из выражения

$$\frac{1}{\tau_{\text{эфф}}} \approx \frac{1}{\tau_r} + (\tau_d + \tau_s)^{-1} = \frac{1}{\tau_r} + \left( \frac{W^2}{\pi^2 D_n} + \frac{W}{2S} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где  $W$  — расстояние между боковыми поверхностями лазерного диода. Для  $W \geq 10$  мкм и скорости поверхностной рекомбинации  $S = 10^8 - 10^7 \text{ см}/\text{с}$ , типичной для незащищенной поверхности GaAs, второе слагаемое в скобках много меньше первого, и полное время жизни неравновесных носителей определяется излучательным временем жизни и скоростью диффузии неравновесных носи-

телей к боковым поверхностям резонатора. Для  $W=50$  мкм  $\tau_d=10$  нс, что соответствует времени излучательной рекомбинации вблизи порога генерации.

В реальной структуре распределение концентраций, времен излучательной рекомбинации и диффузионных длин неравновесных носителей [см. (5), (6)] неоднородно по ширине полоска и эффекты диффузионного растекания неравновесных носителей могут играть существенную роль вплоть до ширины полоска, превышающих 100 мкм.

Таким образом, предложен новый механизм диффузии неравновесных носителей в квантово-размерных гетероструктурах, который следует учитывать при конструировании приборов микро- и оптоэлектроники, особенно квантово-размерных гетеролазеров, фотоприемников, гетеробиполярных транзисторов, солнечных элементов.

В заключение авторы выражают благодарность Ж. И. Алфёрову за внимание и интерес к работе, Д. З. Гарбузову и В. И. Перелю за плодотворные обсуждения.

#### Список литературы

- [1] Алфёров Ж. И., Иванов С. В., Копьев П. С., Леденцов Н. Н., Луценко М. Э., Мельцер Б. Я., Неменов М. И., Устинов В. М., Шапошников С. В. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 1. С. 152—158.
- [2] Partain L. D., Kuryla M. S., Fraas L. M., McLeod P. S., Cape J. A. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 11. P. 5150—5158.
- [3] Копьев П. С., Леденцов Н. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1729—1742.
- [4] Hariz A., Darkus P. D., Lee H. C., Menn E. P., Den Baars S. P. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 7. P. 635—637.
- [5] Халфин В. Б., Гарбузов Д. З., Красовский В. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1816—1822.
- [6] Барейкис В., Гальдикас А. И., Милюшите Р. // Электроны в полупроводниках. Т. 3 / Под ред. Ю. Пожелы. Вильнюс, 1981. С. 127—161.
- [7] Rastegar B., Wagner J. // Semicond. Sci. Techn. 1986. V. 1. N 2. P. 207—212.
- [8] Matsue T., Sakaki H. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 50. N 20. P. 1429—1431.
- [9] Hoff G. W., van Opdorp C. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 3. P. 1065—1070.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получено 4.05.1990  
Принято к печати 21.05.1990