

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Агаронян Ф. А., Варданян В. В., Кириллов-Угрюмов В. Г. // *Астрофизика*. 1984. 20, С. 223. [2] Agharonyan F. A., Kirillov-Ugrumov V. G., Vardanian V. V. // *Astrophys. Space Sci.* 1985. 115. P. 201. [3] Иваненко И. П., Лагутин А. А., Линде И. А., Трифонова С. В. Препринт НИИЯФ МГУ 91-24/228. 1991. [4] Lagutin A. A., Litvinov V. A., Uchaikin V. V. // *Proc. 20 ICRC. Moscow*. 1987. V. 4. P. 502. [5] Учайкин В. В., Рыжов В. В. Стохастическая теория переноса частиц высоких энергий. Новосибирск, 1988. [6] Ivanenko I. P., Lagutin A. A., Linde I. A. et al. // *Proc. 22 ICRC. Dublin*, 1991. V. 1. P. 121. [7] Perotti F., Della Ventura A., Villa G. et al. // *Astrophys. J.* 1981. 247. P. 163. [8] Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Лучков Б. И., Озеров Ю. В. // *Письма в ЖЭТФ*. 1973. 17. С. 265. [9] Yaqoob T., Warwick R. S. // *Proc. 23 ESLAB Symp. on Two-Topics in X-ray Astronomy. Bologna*, 1989. P. 1089. [10] Primini F. A., Cooke B. A., Dobson C. A. et al. // *Nature*. 1979. 278. P. 234. [11] White R. S., Dayton B., Gibbons R. // *Nature*. 1980. 284. P. 608. [12] Bignami G. F., Bennet K., Buccheri R. et al. // *Astron. Astrophys.* 1981. 93. P. 71. [13] Courvoisier T. J.-L., Turner M. J. L., Roblos E. I. et al. // *Astron. Astrophys.* 1987. 176. P. 197. [14] Swanenburg B. N., Bennett K., Bignami G. F. et al. // *Nature*. 1978. 275. P. 298. [15] Worrall D. M., Mushotzky R. E., Boldt E. A. et al. // *Astrophys. J.* 1979. 232. P. 683.

Поступила в редакцию
09.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 2

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.833

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ В РЕЖИМЕ НАВЕДЕННОГО ТОКА РАСТРОВОГО ЭЛЕКТРОННОГО МИКРОСКОПА

Р. С. Гвоздовер, В. И. Петров

(кафедра физической электроники)

Рассмотрено влияние скорости поверхностной рекомбинации и глубины залегания источника на пространственное разрешение в режиме наведенного тока растрового электронного микроскопа для объектов с $p-n$ -переходом, расположенным перпендикулярно плоскости сканирования электронного пучка.

Метод наведенного тока (НТ) растрового электронного микроскопа (РЭМ) находит широкое применение при исследовании полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. Использование метода НТ позволяет получать информацию с высоким пространственным разрешением о дислокациях, точечных дефектах, а также $p-n$ -переходах [1]. Вопрос о предельном пространственном разрешении метода НТ становится весьма актуальным в связи с развитием технологии интегральных схем, в которых глубина залегания $p-n$ -перехода составляет доли микрометра. Задача об улучшении пространственного разрешения в режиме НТ РЭМ обсуждалась в ряде работ, однако в основном она сводилась к изучению зависимости НТ от диффузионной длины L неосновных носителей заряда.

В настоящей работе получены данные о пространственном разрешении с учетом скорости поверхностной рекомбинации, а также глубины залегания источника для объектов с $p-n$ -переходом, расположенным перпендикулярно плоскости сканирования электронного пучка.

Величина тока через $p-n$ -переход J , индуцированного электронным пучком, определяется из решения краевой задачи для стационарного уравнения диффузии

$$D \operatorname{div} \operatorname{grad} (\Delta p) - \frac{\Delta p}{\tau} + Q = 0$$

(D — коэффициент диффузии неосновных носителей заряда, τ — их время жизни, $Q(x, y, z)$ — плотность источников, Δp — избыточная концентрация неравновесных носителей заряда) с краевыми условиями $\Delta p = 0$ при $x = 0$ и $\partial \Delta p / \partial x = S \Delta p$ при $z = 0$

(поверхность сканирования) в области $x \geq 0$, $-\infty < y < \infty$, $z \geq 0$ (S — скорость поверхностной рекомбинации).

Для точечного источника генерации

$$Q(x, y, z) = g\delta(x - x_s)\delta(y - y_s)\delta(z - z_s),$$

где g — число пар носителей, генерируемых в единицу времени, известно решение для $\Delta\rho(x, y, z)$ [2]. По известному $\Delta\rho(x, y, z)$ можно получить выражение для НТ [3]:

$$J = eg \cdot 2 \frac{|x_s|}{\pi L} \left\{ \int_0^{z_s} \frac{K_1[(x_s^2 + \xi^2)^{1/2} L - 1]}{(x_s^2 + \xi^2)^{1/2}} d\xi + \int_{z_s}^{\infty} \frac{K_1[(x_s^2 + \xi^2)^{1/2} L - 1]}{(x_s^2 + \xi^2)^{1/2}} \exp\left\{-\frac{S}{D}(\xi - z_s)\right\} d\xi \right\}, \quad (1)$$

где $K_1(x_s)$ — функция Макдональда первого порядка, e — заряд. При $S=0$, а также в случае удаленного от поверхности источника выражение для тока переходит в хорошо известную зависимость

$$J = J_0 \exp\{-x_s/L\}.$$

Для определения предельного пространственного разрешения воспользуемся подходом, развитым ранее при рассмотрении аналогичной задачи в режиме катодоллюминесценции РЭМ, и понятием «линейного» объекта [4, 5]. Такой метод является

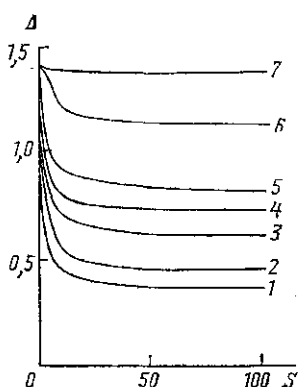


Рис. 1. Зависимость нормированной полуширины $\Delta = \delta/L$ распределения $J(x)$ от приведенной скорости поверхностной рекомбинации $S = v_s \tau / L$ при различных глубинах залегания $Z_0 = z_0/L$ точечного источника: $Z_0 = 0,1$ (1); $0,2$ (2); $0,3$ (3); $0,4$ (4); $0,5$ (5); 1 (6) и 2 (7)

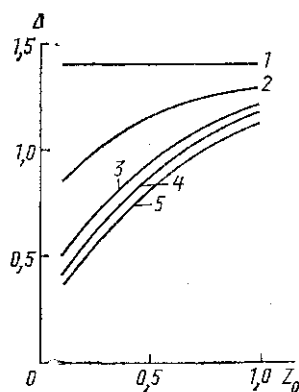


Рис. 2. Зависимость нормированной полуширины $\Delta = \delta/L$ распределения $J(x)$ от глубины залегания $Z_0 = z_0/L$ точечного источника при различных значениях приведенной скорости поверхностной рекомбинации: $S = 0$ (1); 1 (2); 5 (3); 10 (4) и 200 (5)

обоснованным благодаря сходству механизмов формирования сигнала в режимах катодоллюминесценции и наведенного тока, поскольку при исследовании токов через p - n -переход учитывается вклад в сигнал как из области генерации неравновесных носителей заряда, так и из области их диффузионного рассеяния. В качестве тест-объекта для этих целей предлагается формально использовать матрицу, состоящую из двух p - n -переходов, расположенных перпендикулярно поверхности сканирования. В этом случае за разрешающую способность δ можно принять расстояние между максимумами сигнала НТ от двух p - n -переходов, считая, что при этом выполняется критерий Рэлея, и изменение сигнала должно составлять 75% от его максимального значения. Величина δ , определяемая таким образом, близка к значению полуширины кривой наведенного тока (ширины на полувысоте сигнала НТ). В дальнейших вы-

числениях именно эта величина использовалась для определения значений пространственного разрешения путем численного расчета по формуле (1).

На рис. 1 представлены графики изменения пространственного разрешения δ/L , нормированного на диффузионную длину, в зависимости от скорости поверхностной рекомбинации при различных положениях источника (при различных ускоряющих напряжениях). Нетрудно видеть, что существенное улучшение пространственного разрешения достигается при $S > 20$ и при малых глубинах залегания источника, т. е. при низких ускоряющих напряжениях. Увеличение влияния скорости поверхностной рекомбинации приводит к оттоку неосновных носителей заряда к поверхности и за счет этого к уменьшению диффузионного размытия, что в итоге приводит к улучшению пространственного разрешения.

На рис. 2 приведены графики зависимости δ/L от глубины залегания точечного источника. В этом случае пространственное разрешение уменьшается (для данного ускоряющего напряжения) с увеличением S и чем ближе точечный источник расположен к поверхности, тем сильнее влияние поверхностной рекомбинации.

Таким образом, существенное улучшение пространственного разрешения при исследовании полупроводникового материала в режиме НТ РЭМ может быть достигнуто при низких ускоряющих напряжениях и в условиях с высокой скоростью поверхностной рекомбинации.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Leamy H. J.//J. Appl. Phys. 1982. 53, N 6. P. R51. [2] Van Roosbroeck W.//J. Appl. Phys. 1955. 26. P. 380. [3] Селезнева М. А., Куприянова Т. А., Дицман С. А.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1974. 38, № 11. С. 2328. [4] Невзорова Л. Н., Петров В. И., Шитов Н. Н.//Поверхность. 1982. № 11. С. 124. [5] Petrov V. I., Gvozdover R. S.//Scanning. 1991. 13. P. 410.

Поступила в редакцию
14.10.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 2

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 538.56

КОРОТКОВОЛНОВЫЙ ЧЕРЕНКОВСКИЙ ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ С ПЛАЗМЕННЫМИ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СЛОЯМИ

В. К. Гришин, К. М. Крикет *)

(кафедра общей ядерной физики)

Анализируется эффективность черенковского лазера на свободных электронах с диэлектрическим и плазменным слоями (аксиально-симметричная конфигурация), предназначенного для генерации миллиметровых и субмиллиметровых волн. Слой плотной плазмы, заполняющей пространство между диэлектриком и трубкой тока, сохраняет высокий уровень поля излучения в районе пучка и заметно повышает КПД системы (~5% в миллиметровом диапазоне).

Черенковские схемы на диэлектрических элементах с пучком электронов различной степени релятивизма в последнее время регулярно обсуждаются в литературе (см., напр., экспериментальные [1—4] и расчетно-аналитические [5, 6] работы). Это не случайно, так как подобные относительно простые схемы позволяют получать электромагнитное излучение с плавно перестраиваемой частотой в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах.

Настоящая работа посвящена исследованию эффективности модификации подобной схемы, включающей плазменные элементы. Известно, что в черенковских лазерах на свободных электронах (ЧЛСЭ), где замагниченный пучок взаимодействует с медленными волнами, коротковолновое излучение сосредоточено вблизи поверхности замедляющей структуры (поверхности диэлектрика) на расстоянии порядка длины воз-

*) Доминиканская Республика,