

УДК 621.385.833

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР МЕТОДОМ ЛОКАЛЬНОЙ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РАСТРОВОГО ЭЛЕКТРОННОГО МИКРОСКОПА

А. Р. Гареева, Р. С. Гвоздовер, В. И. Петров, В. А. Эльтеков

(кафедра физической электроники)

На основе моделирования электронных траекторий методом Монте-Карло проведен анализ пространственного разрешения при исследовании полупроводников в режиме локальной катодолюминесценции растрового электронного микроскопа. Показано, что высокое пространственное разрешение реализуется при ускоряющем напряжении 10–20 кВ. Экспериментальные результаты, полученные при исследовании КЛ n -GaP, находятся в соответствии с расчетными значениями пространственного разрешения.

Введение

Режим локальной катодолюминесценции (КЛ) растрового электронного микроскопа (РЭМ) широко используется для исследования свойств полупроводниковых материалов и объектов оптоэлектроники [1, 2]. В связи с этим весьма остро встает вопрос о разрешающей способности метода локальной КЛ РЭМ и о влиянии на разрешение таких факторов, как топография поверхности [3], диффузионная длина [4], размер области рассеяния, а соответственно и области генерации электронно-дырочных пар [5]. Основная трудность в настоящее время возникает при интерпретации экспериментальных микрофотографий, на которых получено разрешение, превышающее диффузионную длину неосновных носителей заряда. Теоретическое рассмотрение влияния значений электрофизических параметров полупроводника на пространственное разрешение в режиме локальной КЛ [6] показало, что пространственное разрешение определяется не только диффузионной длиной неосновных носителей заряда, но и скоростью поверхностной рекомбинации, а также степенью поглощения излучения в веществе.

В настоящей работе на основе моделирования электронных траекторий методом Монте-Карло получены оценки предельного пространственного разрешения для целого ряда полупроводниковых материалов (Si, PbS, GaAs, GaP) в зависимости от ускоряющего напряжения и степени поглощения в материале. Проведено сравнение экспериментальных и расчетных значений пространственного разрешения на примере монокристалла n -GaP.

1. Предельно достижимое для данного ускоряющего напряжения пространственное разрешение

В режиме локальной КЛ предельно достижимое для данного ускоряющего напряжения пространственное разрешение может реализовываться либо на объектах с очень малой диффузионной длиной неосновных носителей заряда, либо при импульсной работе РЭМ с регистрацией сигнала лишь в начальный момент процесса диффузии [4]. В обоих случаях область возникновения КЛ-излучения практически совпадает с областью диссипации энергии электронов пучка. Для определения размеров этой области и распределения в ней плотности

потерь энергии проводился расчет рассеяния электронов в полупроводниковой мишени методом Монте-Карло. В качестве критерия разрешающей способности принималась полуширина (ширина на половине высоты) одномерного распределения $I_{CL}(x)$ интенсивности КЛ-излучения [5].

На рис. 1 представлены зависимости предельно достижимого пространственного разрешения δ в режиме КЛ на различных материалах с широким диапазоном изменения значений плотности и атомного номера от ускоряющего напряжения.

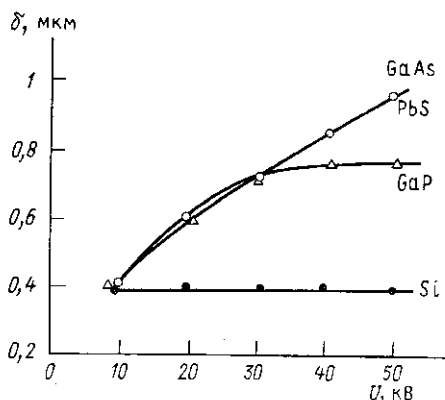


Рис. 1. Зависимость полуширины распределения $I_{CL}(x)$ от ускоряющего напряжения для различных полупроводниковых материалов

Вид зависимостей отличается для материалов с малым и большим эффективным атомным номером. Причина этого в различии процессов рассеяния электронов на атомах легких и тяжелых элементов. При рассеянии на атомах тяжелых элементов велика вероятность рассеяния на большие углы, и эти рассеянные электроны дают вклад в боковые участки распределения $I_{CL}(x)$, вызывая его уширение уже на полувысоте. В результате с ростом ускоряющего напряжения полуширина δ распределения растет. Если объект состоит из легких элементов, то электроны пучка проникают глубоко внутрь образца, незначительно отклоняясь от первоначального направления.

В распределении $I_{CL}(x)$ это приводит к возрастанию узкого центрального пика по отношению к боковым «хвостам», вклад в которые дают электроны с большей глубиной, где вследствие многократных столкновений они рассеялись на большие углы. В этом случае при изменении ускоряющего напряжения меняются только «хвосты» распределения, а его центральный пик и полуширина остаются неизменными (рис. 2). Поскольку максимальный пробег электронов в объекте

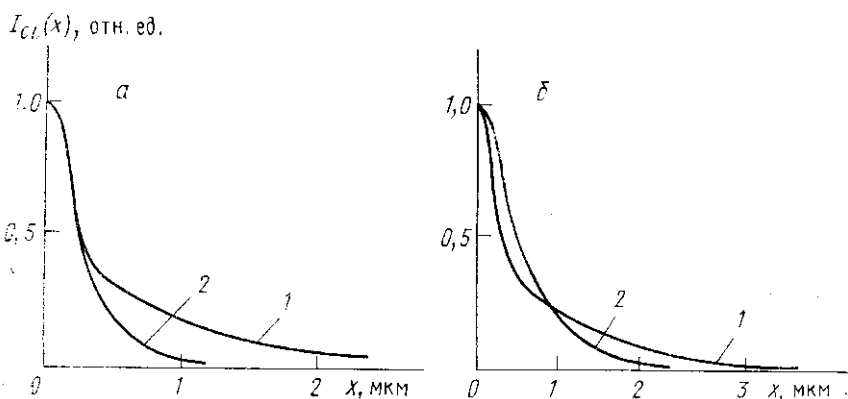


Рис. 2. Нормированные распределения интенсивности сигнала КЛ, рассчитанные методом Монте-Карло для Si (1) и PbS (2) при разных ускоряющих напряжениях: 10 (а) и 50 кВ (б). Поглощение излучения в образце отсутствует

из легких элементов больше, чем в объекте из тяжелых элементов, «хвосты» распределения $I_{CL}(x)$ для них также больше (рис. 2).

Полуширина δ (см. рис. 1) для всех материалов значительно меньше характерных длин пробега электронов в соответствующем материале. Максимальная длина пробега электрона в твердом теле R_e описывается выражением [7]

$$R_e = (0,276 A / (\rho Z^{0,889})) E^{1,67}, \quad (1)$$

где A — атомный вес в г/моль, ρ — плотность в г/см³, Z — атомный номер, E — энергия первичных электронов в кэВ (R_e — в мкм). Для арсенида галлия расчет по формуле (1) дает для 10, 20, 30 и 40 кВ

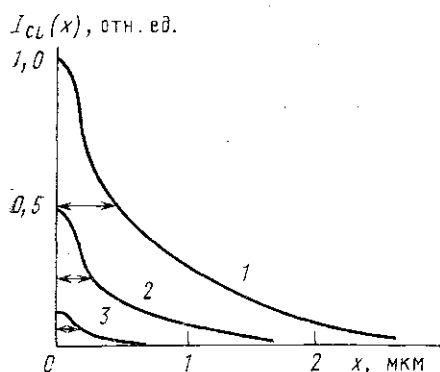


Рис. 3

Рис. 3. Рассчитанные методом Монте-Карло нормированные распределения сигнала КЛ для GaAs при ускоряющем напряжении 50 кВ для $\alpha=0$ (1), 10^4 (2) и $5 \cdot 10^4$ см⁻¹ (3). Полуширина распределений соответственно равна 0,96; 0,48 и 0,32 мкм

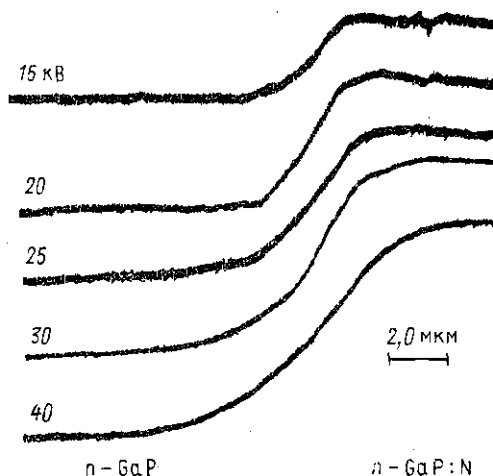


Рис. 4

Рис. 4. Распределение сигнала интегральной КЛ поперек границы между не содержащей и содержащей азот областями n -GaP при разных ускоряющих напряжениях РЭМ (образец № 1)

значение R_e , превышающее почти на порядок полуширину δ . Поскольку глубина проникновения электронов в объект лишь в 1,5—2 раза меньше, чем R_e [3], то заключение о том, что на практике часто разрешение в режиме локальной КЛ определяется глубиной проникновения электронов в объект [2], является спорным. Еще большее расхождение между R_e и δ обнаруживается, если брать не глубину проникновения электронов, а пробег электронов по Бете.

Как указывалось выше, в «хвосты» распределения $I_{CL}(x)$ дают вклад рассеянные электроны первичного пучка, находящиеся в глубине объекта. Для прямозонных материалов с большим эффективным номером, для которых «хвосты» распределения ухудшают разрешение при больших ускоряющих напряжениях (см. рис. 1), вклад в КЛ-излучение от глубоких областей объекта можно устранить, регистрируя лишь ту часть спектра КЛ, которая испытывает поглощение в материале объекта, что приводит к улучшению пространственного разрешения.

При этом, естественно, теряется значительная часть сигнала КЛ, но разрешение заметно улучшается. Это утверждение иллюстрируется на рис. 3, рассчитанном для арсенида галлия (различные значения коэффициента поглощения α соответствуют разным длинам волн регистрируемого КЛ-излучения). В принципе эту методику можно использовать в сочетании с методом двойного стробирования [4]. Препятствием к использованию такого метода повышения разрешающей способности может стать сильная потеря интенсивности регистрируемого излучения и неприемлемо большое время кадровой развертки.

2. Экспериментальная оценка разрешения

Наличие двух участков на одномерном распределении интенсивности КЛ [5, 8] приводит к тому, что распределение интенсивности КЛ при сканировании поперек границы между нелюминесцирующей и люминесцирующей областями объекта приобретает характерный вид: кривые имеют резкий подъем в средней части и плавный спад на краях. Такие кривые экспериментально наблюдались при исследовании КЛ при высоких ускоряющих напряжениях [9].

Для экспериментальной оценки пространственного разрешения в режиме локальной КЛ и сопоставления с результатами проведенных расчетов использовался линейный тест-объект, представляющий собой эпитаксиальный слой фосфида галлия, который начиная с определенной глубины от поверхности слоя был легирован активатором люминесценции — азотом. При наблюдении такого образца с торца в интенсивности интегральной КЛ сигнал от безазотной области был пренебрежимо мал, и на изображении она выглядела темной, в то время как легированная азотом область ярко светилась. Для определения пространственного разрешения регистрировались кривые распределения интенсивности КЛ при сканировании поперек границы:

$$I_{CL}^*(x) = \int_{-\infty}^x I_{CL}(\xi) d\xi. \quad (2)$$

Пространственное разрешение в этом случае можно определять по степени размытия сигнала от границы либо находя $I_{CL}(x)$:

$$I_{CL}(x) = dI_{CL}^*(x)/dx, \quad (3)$$

$$I_{CL}(x) = \int_0^{\infty} \exp(-\alpha z) dz \int_{-\infty}^{\infty} I_{CL}(x, y, z) dy,$$

где α — коэффициент поглощения излучения в веществе, x, y — координаты в плоскости поверхности объекта (ось z перпендикулярна плоскости xy).

Измерения проводились на двух образцах n -GaP, у которых диффузионная длина дырок составляла около 3,5 мкм (данные завода-изготовителя). Для образца № 1 кривые распределения $I_{CL}^*(x)$ в зависимости от ускоряющего напряжения приведены на рис. 4. Данные по измерениям приведены в таблице.

При расчете пространственного разрешения предполагалось, что вклады от рассеяния электронов, диффузионного размытия и конечного размера электронного зонда на объекте складываются геометрически. Такой подход использовался в ряде работ [10]. В этом случае можно пренебречь размером электронного зонда ($d \sim 0,1$ мкм) на объекте ввиду его малости.

**Измеренные и рассчитанные значения пространственного разрешения
в режиме КЛ для образцов n -GaP**

Ускоряющее напряжение, кВ	Разрешение, мкм		
	измеренное		рассчитанное
	Образец № 1	Образец № 2	Образец № 1
15	1,2	1,2	1,17
20	1,5	1,7	1,56
25	2,0	2,1	1,95
30	2,5	2,4	2,22
40	3,1	3,1	2,90
50	—	3,5	—

Для определения глубины залегания точечного источника при заданном ускоряющем напряжении использовались результаты [11] в предположении, что точечный источник располагается на глубине, где функция Гаусса, аппроксимирующая потери энергии электронов пучка по глубине, имеет максимум. Приведенная скорость поверхностной рекомбинации S считалась равной 50. Вклад от рассеяния электронов учитывался на основе графиков рис. 1, а диффузионное размытие оценивалось по данным работы [6]. Из таблицы следует, что измеренные и рассчитанные значения пространственного разрешения находятся в хорошем соответствии друг с другом во всем диапазоне изменения ускоряющего напряжения. Таким образом, данные расчета правильно отражают реальную зависимость пространственного разрешения от ускоряющего напряжения. Это свидетельствует о том, что выбранная теоретическая модель адекватна реальной ситуации. Отметим одну интересную деталь. В соответствии с рис. 1 вклад от рассеяния электронов для GaP при $U > 30$ кВ не изменяется, а измеренное и рассчитанное значения пространственного разрешения с дальнейшим ростом ускоряющего напряжения продолжают ухудшаться. Этот факт можно объяснить тем, что с ростом ускоряющего напряжения происходит смещение в глубину максимума функции потерь энергии электронов пучка (точечного источника), и роль поверхностной рекомбинации снижается, приводя тем самым к ухудшению разрешения.

Выводы

В заключение отметим, что согласно полученным результатам в режиме локальной КЛ реализуется весьма высокое пространственное разрешение в диапазоне ускоряющих напряжений 10—20 кВ. Это позволяет использовать метод КЛ РЭМ для получения достоверной информации о распределении люминесцентных свойств внутри достаточно тонких слоев толщиной не менее 4—5 мкм, а также об усредненных люминесцентных характеристиках более тонких слоев толщиной вплоть до 1 мкм или несколько менее.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Сливак Г. В., Петров В. И., Антошин М. К.//УФН. 1986. 148, № 4. С. 689. [2] Yacobi B. G.//J. Appl. Phys. 1986. 59, N 4. P. R1. [3] Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ/Под ред. Дж. Гоулдстейна и др. М., 1984. Кн. 1; Практическая растровая электронная микроскопия/Под ред. Дж. Гоулдстейна, Х. Яковица. М., 1978. [4] Сливак Г. В., Комолова Л. Ф., Служев В. И. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1975. 21, № 1. С. 38. [5] Эльтеков В. А., Гвоздов Р. С., Петров В. И.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1988. 52, № 7. С. 1376. [6] Гареева А. Р., Петров В. И., Чижов Г. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. 30, № 1. С. 23; Тез. докл. XIII Всесоюз. конф. по электронной микроско-

- пни. М., 1987. С. 503. [7] Канага К., Окаюта S./J. Phys. D. 1972. 5, N 1. P. 43. [8] Конников С. Г., Соловьев В. А., Уманский В. Е., Чистяков В. М./ФТП. 1987. 21, № 11. С. 2028. [9] Добрынина Е. С. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1985. [10] Pennycook S. J./Ultramicroscopy. 1981. 7, N 1. P. 99. [11] Oelgart G., Scholz H./Phys. Stat. Sol. (a). 1983. 75, N 2. P. 547.

Поступила в редакцию
24.04.89

УДК 53:51:538.56:530.145

ШУМ $1/f$ В НИЗКОЧАСТОТНЫХ СЕЙСМОДАТЧИКАХ

А. В. Гусев, В. К. Кравчук, И. В. Рытик

(ГАИШ)

Исследованы технические шумы в низкочастотном сейсмографическом датчике модуляционного типа. Разработаны алгоритмы оптимальной цифровой фильтрации выходного сигнала. Приведена формула для расчета коэффициента шума при произвольных параметрах фликкерных помех.

Экспериментальная программа поиска низкочастотных всплесков гравитационного излучения в частотном диапазоне $\omega_g \approx (0,1-0,01)$ Гц с использованием блоков земной коры [1, 2] предъявляет высокие требования к интенсивности собственных флуктуаций сейсмодатчика. Простейшие оценки полезного эффекта при амплитуде гравитационной волны $h \approx 10^{-16}-10^{-17}$ и характерной длине блока $L \approx 10^6-10^7$ см дают $\Delta L \approx (1/2)hL \approx 10^{-10}-10^{-11}$ см.

Разработка низкочастотных сейсмоматчиков с подобной разрешающей способностью предполагает оценку естественных и технических шумов в таких устройствах для определения пороговой чувствительности и нахождения алгоритма обработки выходного сигнала. Расчету минимального коэффициента шума активного сейсмоматчика типа модулятор—демодулятор, а также анализу структуры видеотракта и предложена предлагаемая статья.

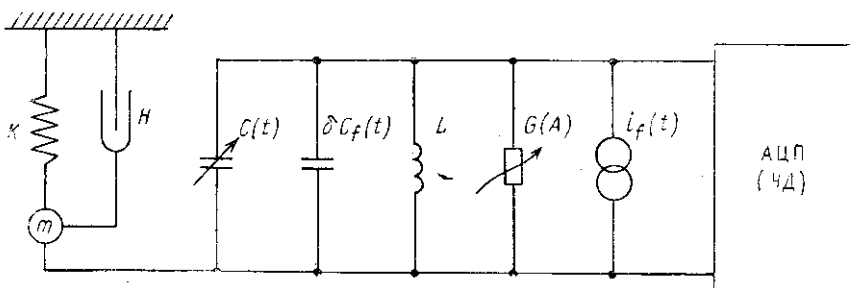


Рис. 1. Блок-схема сейсмодатчика

Эквивалентная блок-схема сейсмодатчика модуляционного типа, работающего в режиме АЦП (цифровой вход частотного детектора ЧД), приведена на рис. 1. Такое устройство представляет автогенератор LCR с переменной емкостью C и нелинейной проводимостью $G_T =$