нических колебаний в электромагнитный СВЧ-сигнал также могут быть полезными в системах регистрации малых механических смещений, дополняя существующие квазисосредоточенные датчики [7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Бузин И. М., Иванов И. В., Чистяев В. А.//ФТТ. 1980. 22, № 9. С. 2848. [2] Ваггеtt Н. Н.//Рhys. Rev. 1969. 178, N 2. Р. 743. [3] Белокопытов Г. В., Иванов И. В., Решетников М. Е., Чистяев В. А.//Письма в ЖТФ. 1984. 10, № 19. С. 1210. [4] Чистяев В. А., Белокопытов Г. В. Деп. ВИНИТИ № 7525-В86. М., 1986. [5] Апderson D. В.//IЕЕЕ Trans. EL Dev. 1963. ED-10, N 1. Р. 13. [6] Белокопытов Г. В./Изв. вузов. Радиофизика. 1987. 30, № 9. С. 1121. [7] Брагинский В. Б., Митрофанов В. П., Панов В. И. Системы с малой диссипацией. М., 1981.

Поступила в редакцию 12.10.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 1

УДК 621.385.833

ЗАВИСИМОСТЬ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ В РЕЖИМЕ ЛОКАЛЬНОЙ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В РАСТРОВОМ ЭЛЕКТРОННОМ МИКРОСКОПЕ ОТ ЗНАЧЕНИЙ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБРАЗЦА

А. Р. Гареева, В. И. Петров, Г. А. Чижов

(кафедра физической электроники)

Выполнен расчет в приближении точечного источника генерации электронно-дырочных пар в полупроводнике. Показано, что пространственное разрешение зависит не только от диффузионной длины неосновных носителей, но и от скорости поверхностной рекомбинации и степени поглощения излучения в веществе.

Пространственное разрешение является одной из наиболее важных характеристик любого микроскопического прибора. В просвечивающей электронной микроскопии в настоящее время приняты два способа оценки пространственного разрешения — по точкам и по решетке [1]. Во втором случае, где объектом является кристалл и за меру разрешения принимается расстояние между отображаемыми плоскостями кристаллической решетки, исключается субъективный фактор, связанный с приготовлением тест-объекта, при этом объект представляет собой линейную структуру.

В растровой электронной микроскопии для режима вторичной электронной эмиссии широко используется первый способ оценки разрешения. Что касается режима катодолюминесценции (КЛ), то здесь вопросам тест-объектов и способам оценки пространственного разрешения практически не уделялось внимания. В этом режиме в отличие от упомянутых выше очень трудно создать тест-объект для контроля разрешения по точкам. Если вторичная электронная эмиссия происходит из весьма тонких приповерхностных слоев, КЛ-излучение возникает в гораздо большем объеме с размером по глубине до нескольких микрометров, поэтому контраст «точечных» неоднородностей будет зависеть также и от их местоположения по глубине объекта, которое неконтролируемо. Из-за этого контроль разрешения по точкам для режима КЛ непригоден и единственно возможной является оценка разрешения по линейным структурам.

Такого рода структуры, представляющие собой эпитаксиальные слои GaP, легированные на определенную глубину азотом, использовались ранее [2] для экспериментальной оценки степени локальности (или разрешения) в реальных условиях работы в режиме КЛ. На сколе таких структур граница между нелюминесцирующей и содержащей азот люминесцирующей областями технологически получалась довольно резкой и степень локальности легко оценивалась по размытию изображения этой границы в сигнале интегральной КЛ при сканировании электронным зондом поперек слоя по сколу.

Взаимосвязь размытия изображения границы раздела двух фаз и пространственного разрешения использовалась ранее в рентгеновском микроанализе для восстановления истинного концентрационного профиля границы раздела двух фаз при известном пространственном распределении плотности генерируемого рентгеновского излучения в объекте [3].

Размытие границы между люминесцирующей и нелюминесцируюшей областями в режиме КЛ определяется пространственным распределением плотности рожденного в объекте светового излучения, которое в определенных условиях пропорционально избыточной концентрации неравновесных носителей заряда. Область существования избыточных носителей включает в себя область непосредственной генерации электронно-дырочных пар и область, куда они переходят за счет диффузии. Обычно считалось, что пространственное разрешение определяется размером области генерации пар и диффузионной длиной неосновных носителей заряда. Такой подход был причиной появления метода повышения пространственного разрешения в режиме КЛ за счет «обрезания» диффузионной компоненты сигнала при работе в стробоскопическом режиме [4].

Правильнее связывать пространственное распределение плотности КЛ-излучения в объекте с пространственным распределением плотности неравновесных носителей заряда в нем. При этом сразу ясно, что отток неравновесных носителей заряда к поверхности за счет поверхностной рекомбинации будет изменять это распределение и тем самым влиять на пространственное разрешение. Можно также предполагать, что определенное влияние на пространственное разрешение может оказывать и поглощение излучения в веществе объекта.

Поскольку область диссипации энергии, т. е. область генерации электронно-дырочных пар, и область распределения неравновесных носителей заряда за счет их диффузии определяются различными параметрами, можно рассматривать влияние этих факторов раздельно. Здесь мы рассмотрим, как зависит пространственное разрешение OT. значения электрофизических параметров полупроводника для случая точечного источника, исключая тем самым влияние формы области генерации пар. При этом используем известное выражение для стационарного распределения неравновесных носителей заряда в этом случае [5]:

(1)

$$G(X, Y, Z) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{\exp\left[-\sqrt{X^2 + Y^2 + (Z - Z_0)^2}\right]}{\sqrt{X^2 + Y^2 + (Z - Z_0)^2}} + \frac{\exp\left[-\sqrt{X^2 + Y^2 + (Z + Z_0)^2}\right]}{\sqrt{X^2 + Y^2 + (Z + Z_0)^2}} \right\} - \frac{S}{2\pi} \int_{0}^{\infty} \frac{\exp\left[-S\xi - \sqrt{X^2 + Y^2 + (Z + Z_0 + \xi)^2}\right]}{\sqrt{X^2 + Y^2 + (Z + Z_0 + \xi)^2}} d\xi,$$

24

где текущие координаты X, Y, Z и глубина залегания точечного источника Z_0 нормированы на диффузионную длину неосновных носителей заряда L, а $S = s\tau/L$ — приведенное значение скорости поверхностной рекомбинации s (τ — время жизни).

Для случая линейного тест-объекта с границей, параллельной оси у, функция распределения КЛ-излучения имеет вид

$$f(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} dY \int_{0}^{\infty} G(X, Y, Z) \exp(-AZ) dZ,$$
(2)

где A=aL, а a — коэффициент поглощения света в объекте.

Отсюда получаем выражение для функции размытия изображения границы между люминесцирующей и нелюминесцирующей областями:

$$F(X) = \int_{-\infty}^{X} f(\xi) d\xi.$$
 (3)

Поглощение света в полупроводнике отсутствует (а=0). В отсутствие поверхностной рекомбинации формула (2) приобретает очень простой вид:

$$f(X) = \frac{1}{2} \exp(-|X|).$$
(4)

Пусть объект представляет собой нелюминесцирующую матрицу с очень тонкими люминесцирующими слоями (линейный объект), расположенными при $X = X_1$ и $X = X_2$. Люминесцентный отклик от каждого слоя при сканировании зондом вдоль оси x будет представлять собой функцию f(X). В суммарном сигнале

$$I_{\kappa_{\pi}} = f_1(X) + f_2(X) = \frac{1}{2} \left\{ \exp\left(-|X - X_1|\right) + \exp\left(-|X + X_2|\right) \right\}$$

при расстоянии между слоями, равном разрешению $(X_2-X_1=\delta)$, согласно критерию Рэлея, интенсивность в сигнале посредине между слоями должна составлять 75% от максимального значения (рис. 1), т. е. $2e^{-\delta/2}=0,75(1+e^{-\delta})$, откуда $\delta=1,59$. В этом случае разрешение определяется только диффузионной длиной (~1,6 L) и, что интересно, не зависит от местоположения точечного источника. Эта величина близка к значению полуширины функции f(X) (1,39), которую легко получить на практике, дифференцируя экспериментальную функцию F(X) для тест-объекта, поэтому в дальнейшем мы будем понимать под разрешением δ величину полуширины распределения f(X).

В реальном случае величина $S \neq 0$ и может быть довольно большой. Это вызывает существенное (рис. 2) перераспределение неравновесных носктелей в объекте за счет их оттока к поверхности, что приводит к заметному уменьшению полуширины δ функции f(X). Значительное обужение кривой f(X) происходит уже при малых значениях скорости поверхностной рекомбинации ($1 \leq S \leq 10$). Это говорит о том, что во всех реальных случаях поверхностная рекомбинация ограничивает ухудшение пространственного разрешения в режиме КЛ, вызываемое изотропной диффузией. В связи с этим метод повышения разрешения, основанный на регистрации сигнала в начальный момент процесса установления КЛ-излучения [4], не всегда может быть эффективным. Естественно, влияние поверхностной рекомбинации на полуширину f(X) тем сильнее, чем ближе точечный источник к поверхности (рис. 3). Будем считать, что точечный источник расположен в макси-



Рис. 1. Распределение интенсивности КЛ при сканировании поперек тонких люминесцирующих слоев, расположенных при X = $= X_1$ и $X = X_2$ (f_1 и f_2 соответственно), и суммарный сигнал ($f_1 + f_2$) для случая точечного источника при отсутствии поверхностной рекомбинации и поглощения излучения в объекте



Рис. 2. Вид функции распределення излучения KЛ f(X) для различной скорости поверхностной рекомбинации S при глубине залегания точечного источника $Z_0=0,1$. Стрелками показано половинное значение полуширины ($\delta/2$). Поглощение излучения в объекте отсутствует (A=0)

муме функции потерь энергии электронов пучка в объекте по глубине. Реальным рабочим условиям (10—30 кВ), например для GaAsP [6], соответствует глубина залегания точечного источника 0,13—0,8 мкм



Рис. 3. Влияни глубины залегания точечного источника на вид функции распределения излучения КЛ при S > 200 (а) и ее полуширину (б). Поглощение излучения отсутствует (A = 0)

или, приведенная к диффузионной длине (2—3 мкм), Z₀=0,05—0,4. В этом случае роль поверхностной рекомбинации, как видно из рис. 3, весьма значительна.

Поглощение света в полупроводнике существует (α≠0). На рис. 4 приведены кривые распределения для S=0 и A≠0. При наличии поглощения полуширина распределения f(X) уже при S=0 зависит от глубины залегания точечного источника и так же, как в предыдущем случае (A=0, $S \neq 0$), растет с ростом Z_0 . Ход зависимостей полуширины от скорости поверхностной рекомбинации при фиксированном коэффициенте поглощения для разных глубин залегания источника (рис. 5) аналогичен подобным зависимостям в отсутствие поглощения. Но поглощение сказывается по-разному для малых и больших глубин залеганий источника: для малых Z_0 увеличение степени поглощения приводит, особенно для малых S, к заметному уменьшению полуширины δ ; для больших Z_0 вначале с ростом поглощения полущирина немного уменьшается, а затем сильно возрастает, превышая значение 1,39 (рис. 5, кривые для $Z_0=1,0$). Это имеет место, когда диффузионная длина мала, а коэффициент поглощения довольно высо-



Рис. 4. Вид функции распределения излучения КЛ для различной глубины залегания точечного источника при наличии поглощения излучения в объекте (A=1). Поверхностная рекомбинация отсутствует (S=0)



Рис. 5. Зависимость полуширины функции распределения излучения КЛ от скорости поверхностной рекомбинации для различных глубин залегания источника и поглощения излучения в объекте: Z₀=0 (сплошные линии); 0,4 (пунктир) и 1,0 (штрих-пунктир)

кий (например, для GaAs, где L=1 мкм и $\alpha = 5 \cdot 10^4$ см⁻¹ [7]), и приводит к различному виду зависимостей полуширины от степени поглощения для малых и больших глубин залегания источника.

«Информационная глубина» [7], обозначающая толщину слоя у поверхности, который дает основной вклад в КЛ-излучение, уменьшается с растом поглощения и слабо зависит от глубины залегания точечного источника при большом коэффициенте поглощения. В отсутствие поглощения основной вклад в сигнал КЛ тоже дает слой определенной толщины, хотя и большей, чем при наличии поглощения. Этот факт, не обсужденный в работе [7], связан с естественным уменьшением плотности неравновесных носителей в глубь образца за счет диффузии. Этот факт уменьшает и вклад в излучение приповерхностных слоев непосредственно у поверхности с увеличением глубины залегания источника, из-за чего понятие «информационная глубина» перестает быть корректным, а правильно говорить об «информационном слое» в глубине объекта, который непосредственно не примыкает к поверхности объекта.

Таким образом, проведенное теоретическое рассмотрение показало, что пространственное разрешение в режиме КЛ определяется не только диффузионной длиной неосновных носителей заряда, как предполагалось ранее, но зависит и от скорости поверхностной рекомбинации и степени поглощения излучения в веществе. Причем поверхностная рекомбинация для режима КЛ играет очень важную роль, особенно при малых глубинах залегания источника (малые ускоряющие напряжения). Для обычных значений диффузионных длин в 1-5 мкм при ускоряющих напряжениях 10-20 кВ (реальных для режимов локальной КЛ) поверхностная рекомбинация существенно ограничивает стелень диффузионного «размытия» изображения и приводит к заметному повышению пространственного разрешения (примерно в 4-5 раз по сравнению со случаем, когда имеет место изотропная диффузия), оставляя его в пределах (0,3÷0,5) L. Это с учетом реальных размеров области диссипации энергии электронов пучка при указанных ускоряющих напряжениях во многих случаях дает возможность в режиме локальной КЛ реализовать пространственное разрешение ~ 1.5 мкм, что часто является достаточным для исследования локальных характеристик оптоэлектронных структур с толщиной слоев 2-3 мкм и более.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Томас Г., Горинаж М. Дж. Просвечивающая электронная микроскопия материалов. М., 1983. С. 35. [2] Добрынина Е. С. О роли азота в процессах излучательной и безызлучательной рекомбинации в фосфиде галлия и арсениде фосфиде галлия: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1985. С. 64. [3] Практическая растровая электронная микроскопия/Под ред. Дж. Гоулдстейна и Х. Яковица. М., 1978. [4] Спивак Г. В., Комолова Л. Ф., Слуев В. И. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1975. 21. № 1. С. 38. [5] Van-Roosbroeck W.//J. Appl. Phys. 1955. 26. N 4. P. 380. [6] Oelgart G., Scholz H.//Phys. Stat. Sol. (a). 1983. 75, N 2. P. 547. [7] Hergert W., Pasemann L.//Ibid. 1984. 85, N 2. P. 641.

Поступила в редакцию 23.10.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 1

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.8

АДАПТИВНАЯ КОРРЕКЦИЯ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ В СИСТЕМЕ С ОПТИЧЕСКИМ КОНТУРОМ УПРАВЛЕНИЯ

М. А. Воронцов, В. Ю. Иванов, А. Н. Матвеев

(кафедра общей физики для физического факультета)

Рассматривается адаптивная система с оптическим контуром управления, использующая нелинейно-оптический анализатор фазы. Показана эффективность коррекции как статических, так и динамических фазовых искажений.

В системах коррекции фазовых искажений световой волны возможна такая организация управления, когда фаза меняется под действием управляющего светового поля, полученного путем некоторого преобразования волны в контуре обратной связи. Это так называемое «полевое» управление. Осуществляющие его адаптивные системы называются системами с оптической обратной связью [1]. Модуляция