

- [1] Новиков Н.В., Кислый П.С., Андреев В.Д., Ивахненко С.А. Сб. ст. Синтез сверхтвердых материалов, т. 1, Киев: Наукова думка, 1986, с. 10-36.
- [2] Alder P.J., Christian R.H. - Phys. Rev. Lett., 1961, v. 7, N 10, p. 367-369.
- [3] Fowler C.M. - Science, 1973, v. 180, p. 261-275.
- [4] Павловский А.И., Колокольчиков Н.П., Долотенко М.И., Быков А.И. - ПТЭ, 1975, № 5, с. 195-199.
- [5] Павловский А.И., Колокольчиков Н.П., Долотенко М.И., Быков А.И. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, № 5, с. 283-285.
- [6] Павловский А.И., Дружинин В.В., Таценко О.М., Волков А.А., Добруник М.В., Платонов В.В., Соснин П.В. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 22, с. 1356-1360.
- [7] Павловский А.И., Дружинин В.В., Таценко О.М., Колокольчиков Н.П., Быков А.И., Долотенко М.И. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 10, с. 659-662.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию
14 июня 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В МОНОЛИТНЫХ ПРИМЕСНЫХ ПРИЕМНИКАХ
ИЗОБРАЖЕНИЯ С ПЛОСКОЙ АМПЛИТУДНОЙ РЕШЕТКОЙ
НА ПОВЕРХНОСТИ

В.М. Гримблатов, В.Г. Иванов,
Э.Т. Роговская, Г.И. Салистра

Фотоприемные матрицы со сплошным фоточувствительным слоем на основе компенсированных полупроводников являются объектом интенсивных исследований и приложений [1]. Один из элементов таких приемников [2, 3] - плоские металлические решетки адресных шин на основаниях легированной полупроводниковой пластины. Оптический сигнал генерирует неравновесные носители (НН) в фоточувствительном слое, и область их повышенной концентрации регистрируется при опросе матрицы. Соотношение между размерами этой области и проекцией сигнала на верхнее основание пластины определяет пространственное разрешение рассматриваемых приемников.

В [4] была предложена оптическая модель приемника, и исследовалось пространственное разрешение при равномерной засветке верхнего основания нормально падающей плоской монохроматической волной, удовлетворяющей условию $kl \gg 1$ ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ - длина волны поглощаемого фоточувствительным слоем излучения и l - период плоской амплитудной решетки на поверхности). Показано, что при просветлении нижнего основания слоя и его охлаждении пространственное разрешение в принципе может достигать предельного значения - размера элемента.

Реальный сигнал отличается от рассмотренного в [4] конечной шириной пучка и отличным от нуля углом падения. Ввиду важной роли дифракции в формировании изображения указанные факторы могут существенно изменить задачу о пространственном разрешении приемника. С другой стороны, по физическим и технологическим причинам рассматриваемые приемники представляют собой достаточно сложные системы, и адекватность принятой для них в [4] модели нуждается в проверке. Вопрос о пространственном разрешении монокристаллических примесных приемников с плоской амплитудной решеткой на поверхности требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Концентрация генерированных сигналом ННН связана известным соотношением с распределением интенсивности излучения I в фоточувствительном слое. Рассчитаем I для следующей модели. Ограниченный пучок из области с диэлектрической проницаемостью (ДП) ϵ_1 (см. вставку на рис. 1) падает на металлическую решетку с периодом l (ширины шин-экранов $d = l/2$), лежащую на поверхности слоя толщиной a с ДП ϵ_2 . Нижнее основание слоя просветлено пленкой толщиной $\frac{\lambda}{4\sqrt{\epsilon_3}}$ и ДП $\epsilon_3 = \sqrt{\epsilon_2\epsilon_4}$, ϵ_4 - ДП прозрачного основания, на котором крепится матрица.

Примем экспериментально реализуемую модель сигнала - P -образный пучок плоских волн ТЕ-типа, который ограничен в направлении оси y одной из щелей решетки. Вектор электрической составляющей направим вдоль оси x , в поле пучка, направленного под углом α к оси z , представим в виде

$$E_x = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i(\tau \cos \alpha + k_y \sin \alpha)y + i(\tau \sin \alpha - k_z \cos \alpha)z] \times \frac{\sin(\tau d \cos \alpha / 2)}{\tau} d\tau, \quad (1)$$

$$E_y = E_z = 0.$$

Здесь $k_i = k\sqrt{\epsilon_i}$, $k = \frac{\omega}{c}$, ω - частота излучения и c - скорость света. Амплитуда сигнала принята равной единице.

Поле в областях 1-4 будем искать в форме, удовлетворяющей уравнениям Максвелла. В частности, в фоточувствительном слое оно представляется в следующем виде:

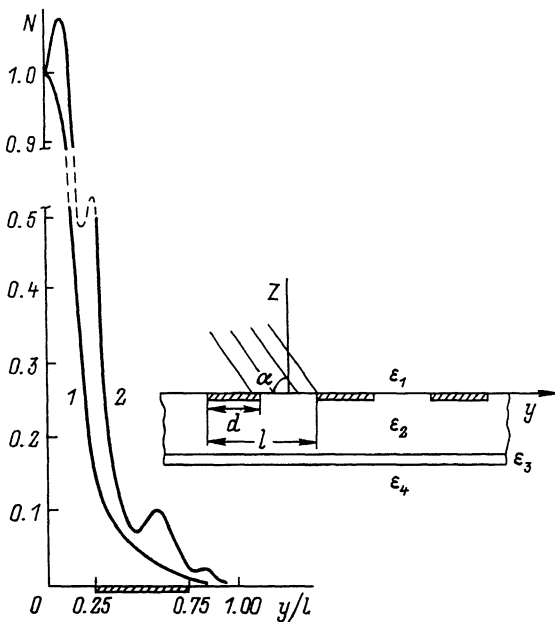


Рис. 1. Распределение НН при нормальной сплошной равномерной засветке (кривая 1 из [4]) и при нормальном ограниченном пучке (кривая 2) для $kl = 60$, $\alpha/l = 6$. На вставке — сечение матричной структуры с металлической решеткой на верхнем основании пластины, засвеченной ограниченным пучком, падающим под углом α к нормали.

$$E_{2x} = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [B_n(\tau) \exp(iH_n^{(2)}z) + C_n(\tau) \exp[iH_n^{(2)}(\alpha-z)]] \times \exp(iL_n^{(2)}y) d\tau, \quad (2)$$

$$E_{2y} = E_{2z} = 0,$$

где

$$H_n^{(j)} = h_n^{(j)} \cos \alpha + \tau \sin \alpha, \quad L_n^{(j)} = \tau_n \cos \alpha - h_n^{(j)} \sin \alpha, \quad (3)$$

$$h_n^{(j)} = \sqrt{k_j^2 - \tau_n^2}, \quad \tau_n = \tau + \frac{2\pi n}{l},$$

$$j = 1, 2, 3, 4; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Такого же типа выражения записываются и для остальных областей. В аналогичной форме представляются и компоненты магнитного поля. Из граничных условий для электрического и магнитного полей на металлических экранах, щелях и поверхностях раздела все неизвестные коэффициенты выражаются через $B_n(\tau)$. Последние удовлет-

взоят паре функциональных уравнений. Развiтiм в [5] методом указанные уравнения решены в приближении Кирхгофа, которым здесь можно ограничиться, поскольку $k\ell \gg 1$. Интегралы по \mathcal{Z} приближенно рассчитаны методом перевала, и электрические и магнитные поля в областях 2 и 4 представлены в виде суммы по гармоникам. Такие выражения нами использованы для численных расчетов интенсивности излучения в указанных областях.

Для экспериментальной проверки оптической модели приемника и метода расчета применялись матрицы на основе германия, легированного сурьмой и компенсированного медью [6]. Верхнее и нижнее основания слоя просветлялись на 3.4 мкм. На верхнее основание наносилась металлическая решетка, и вся система помещалась в криостат с температурой 80 К. Параметр $k\ell$ в этом случае был близок к 60, $\epsilon_1 = \epsilon_4 = 1$, $\epsilon_2 = 16$, $\epsilon_3 = 4$, $\alpha/\ell = 6$. Коллимированный пучок He-Ne лазера, близкий к описываемому выражением (1), нормально падал на образец, и измерялись относительные интенсивности ± 1 и ± 3 порядков дифракции в прошедшем через матрицу излучении. Эти же величины численно рассчитывались из представленного в виде суммы дифракционных гармоник распределения интенсивности излучения в области 4. Отклонения экспериментальных данных от результатов расчетов не превышают 10%. Наблюдалось и отличие — слабая асимметрия ($\sim 3-5\%$) между относительными интенсивностями $+1$ и -1 и $+3$ и -3 порядков дифракции. По-видимому, это связано с конечной глубиной профиля металлической решетки. Последняя является не чисто амплитудной, как это принято в модели, а амплитудно-фазовой решеткой.

Можно сделать вывод, что используемая модель приемника и метод расчета приводят к разумным результатам и могут быть использованы для расчета пространственного разрешения реального ограниченного пучка монокристаллическим примесным приемником.

На основе найденных выражений для интенсивности излучения в фоточувствительном слое численно рассчитывалась зависимость концентрации НН от координаты $Y = \frac{y}{\ell}$ вдоль пластины и $Z = \frac{z}{a}$ по глубине пластины для указанных выше значений различных областей при следующих значениях параметров: $k\ell$ в интервале от 40 до 100, α от 0° до 60° и α/ℓ от 4 до 10. Во всех случаях распределение НН в отличие от ожидаемого из геометрической оптики не зависит от глубины. Приведем результаты, полученные для Z у нижнего основания слоя. На рис. 1 приведены распределения НН, генерированных нормальной сплошной равномерной засветкой и нормальным ограниченным пучком. Каждая из кривых нормирована на концентрацию в центре щели. В первом случае N порядка нескольких процентов в области геометрической тени и обращается в нуль на незасвечиваемой щели. Для ограниченного пучка концентрация паразитных НН достигает 10%, и элемент изображения выделяется с контрастностью, меньшей 1. При изменении параметра α/ℓ кар-

Рис. 2. Распределения НН при углах падения $\alpha = 0^\circ, 18^\circ, 30^\circ$ (кривые 1, 2, 3 соответственно) для $kl = 60$.

тина остается такой же. Более важную роль играет параметр kl . При $kl = 100$ ограниченный и неограниченный пучки приводят к близким пространственным распределениям НН, при $kl = 40$ „контрастность” распределения НН существенно понижается — концентрация паразитных носителей превышает 30%. Таким образом, для нормального ограниченного пучка при $kl \sim 40-100$ пространственное разрешение остается близким к предельному, однако упомянутая „контрастность” резко уменьшается с уменьшением kl .

Результаты численных расчетов распределения при различных от нуля углах падения приведены на рис. 2. Концентрация НН в центре геометрической

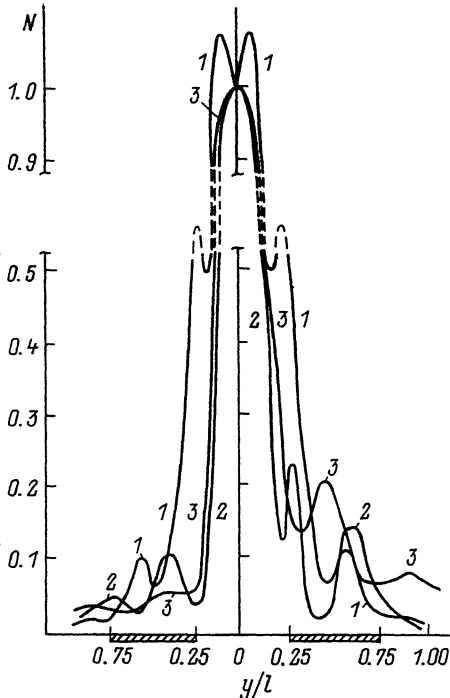
тени составляет соответственно 10, 15 и 20%. При дальнейшем увеличении α концентрация НН и в области геометрической тени решетки, и на незасвечиваемой щели быстро растет, и пространственное разрешение ухудшается. К такому же эффекту приводит и уменьшение kl . Приведенные результаты также существенно отличаются от предсказываемых геометрической оптикой. Изменение ширины пучка и сдвиг его вдоль верхнего основания незначительно изменяют пространственное разрешение.

Таким образом, можно сделать вывод, что в примесных приемниках излучения со сплошным фоточувствительным слоем и плоскими амплитудными решетками на поверхности, образуемыми адресными шинами, при $kl \sim 40-100$ и $\alpha \sim 0-30^\circ$ обеспечивается пространственное разрешение, близкое к предельному, а также „контрастность” пространственного распределения НН, близкая к 1.

Авторы благодарны А.А. Рогачеву за полезное обсуждение.

Л и т е р а т у р а

- [1] К и е с Р. Дж. Фотоприемники видимого и ИК диапазонов. М.: Радио и связь, 1985. 325 с.



- [2] Иванов В.Г., Маломуж Н.П., Салистрада Г.И. - Электронная техника, 1980, сер. 4, в. 6, с. 39-43.
- [3] Иванов В.Г., Маломуж Н.П., Салистрада Г.И., Синицын В.Г. - Электронная техника, 1982, сер. 4, в. 6, с. 22-25; 1984, в. 6, с. 25-30.
- [4] Затовский А.В., Иванов В.Г., Роговская Э.Т., Салистрада Г.И. - Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, в. 13, с. 773-776.
- [5] Затовский А.В., Иванов В.Г. - ЖТФ, 1978, т. 48, в. 5, с. 884-888.
- [6] Гримблатов В.М., Иванов В.Г., Салистрада Г.И. - Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, в. 21, с. 1320-1322.

Одесский государственный
университет им. И.И. Мечникова

Поступило в Редакцию
13 октября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЕРИЙНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

М.Ю. Баженов, А.Б. Васильев,
А.Е. Королев, Е.А. Лебедев,
А.П. Михальченко, Т.В. Савельева,
Н.И. Соколов, А.Л. Чураев

Одним из основных в развитии оптического приборостроения становится направление, связанное с миниатюризацией разрабатываемых приборов. Наиболее широко распространенным приложением голографии, для которого осуществляется выпуск специализированных голографических установок, является голографическая интерферометрия и основанный на ней метод голографического неразрушающего контроля промышленных изделий [1, 2].

Весьма перспективным для повышения надежности, экономичности и одновременно миниатюризации голографических установок, в том числе реализующих методы голографической интерферометрии, является применение в качестве источников когерентного света при записи голограмм серийных полупроводниковых лазеров ближнего ИК-диапазона, работающих при комнатной температуре [3].

Цель настоящей работы состояла в экспериментальном исследовании возможности применения таких лазеров и реализации на практике одного из наиболее удобных для неразрушающего контроля метода голографической интерферометрии - метода „реального времени“ [1, 2].