

ФІЗИКА

УДК 602.3

Надточий В.А., Беш А.Н.

¹ доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой физики, ГВУЗ «ДГПУ»

² студент 1 курса магистратуры физико-математического факультета, ГВУЗ «ДГПУ»

e-mail: kaffizik@ukr.net

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДИФРАКЦИОННО-МОДУЛИРОВАННОГО ПО ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА

Изложены теоретические основы расчета голографического распределения интенсивности лазерного излучения при дифракции от двумерных экранов. Решение дифракционных задач выполнено с использованием интегралов Френеля или Кирхгофа в зависимости от формы ограничивающих экранов, на которые направлен лазерный луч.

Ключевые слова: модуляция, дифракция, лазер, кластер, наноструктура, полупроводник.

Введение

В соответствии с принципом Мура в ближайшем будущем производительность цифровых электронных устройств будет возрастать по экспоненциальному закону [1]. Такая тенденция форсирует применение в микроэлектронике полупроводниковых соединений с большой подвижностью носителей заряда, к числу которых относится арсенид галлия (GaAs) [2]. В настоящее время на базе этого соединения уже созданы микросхемы, работающие на частотах до 8 ГГц [3], квантово-размерные структуры и высокочастотные лазеры, которые позволяют проектировать оптические линии передачи данных со скоростями до 10 Гбит/с [4].

Прямое лазерное воздействие позволяет активировать дефектно-диффузионные процессы в поверхностном слое кристалла и формировать в полупроводниковой подложке атомные кластеры [5, 6]. Кластер – атомное образование, оказывающее влияние на фундаментальные свойства полупроводниковой матрицы при сохранении неизменным фазового состава основного вещества [5]. Достигнутый процесс в технологии получения кластеров позволяет уже сегодня использовать их в приборах полупроводниковой электроники.

В данной работе основное внимание уделяется физическим основам получения дифракционно-модулированного по интенсивности лазерного излучения, которое при воздействии на поверхность кристалла порождает массивы наноструктур, изменяя их размеры и плотность в широком диапазоне до 10^8 1/см².

Основная часть

Расчет голографического [7] распределения интенсивности лазерного излучения при дифракции от двухмерных преград.

Согласно построению Гюйгенса, каждую точку волнового фронта можно считать центром вторичного возмущения, которое вызывает элементарные сферические волны, а волновой фронт в более поздний момент времени - огибающей этих волн. Для определения светового возмущения dE , создаваемого от элемента волновой поверхности dS в некоторой точке пространства (рис. 1), можно воспользоваться выражением [8]

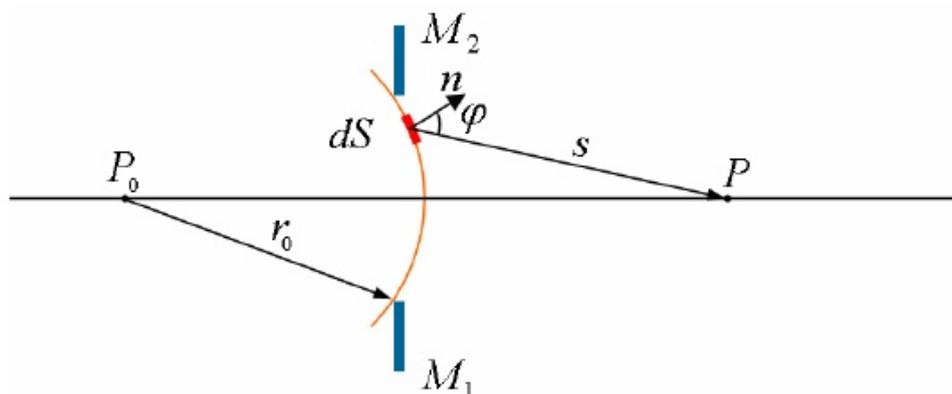


Рис. 1: Определение интенсивности света в точке P от элемента волновой поверхности dS [8]

$$dE = -\frac{i}{2\lambda} \cdot \frac{E_0 \exp(ikr_0) \exp(iks)}{r_0 s} (1 + \cos \varphi) dS, \quad (1)$$

где s – расстояние между элементом волновой поверхности dS и точкой облучаемой поверхности P , φ – угол между нормалью к элементу dS и направлением s , r_0 – расстояние от мгновенного положения dS до точечного источника света P_0 , E_0 – амплитуда световой волны на расстоянии единицы длины от источника, i – мнимая единица. В точке P сказывается влияние только той части поверхности волнового фронта, которая не заграждается препятствием M_1M_2 , поэтому полное возмущение в ней

$$E(P) = -\frac{i}{2\lambda} \cdot \frac{E_0 \exp(ikr_0)}{r_0} \int_M \frac{\exp(iks)}{s} (1 + \cos \varphi) dS, \quad (2)$$

В случае бесконечно удаленного источника P_0 , что соответствует нормальному падению лазерных лучей, волновой фронт можно считать плоским и выражение (2) примет вид

$$E(P) = -\frac{i}{2\lambda} E_0 \int_M \frac{\exp(iks)}{s} (1 + \cos \varphi) dS. \quad (3)$$

Это уравнение решено для ряда простых задач методом зон Френеля. В частности, распределение интенсивности монохроматического света у края непрозрачного экрана можно рассчитать, используя выражение для коэффициента интенсивности [9]

$$\kappa = \frac{I}{I_0} = \left\{ \left[\frac{1}{2} + \xi(\vartheta) \right]^2 + \left[\frac{1}{2} + \eta(\vartheta) \right]^2 \right\} / 2, \quad (4)$$

где $\xi(\vartheta)$ и $\eta(\vartheta)$ – интегралы Френеля, описывающие спираль Корню, уравнение которой в параметрической форме имеет вид

$$\xi = \int_0^{\vartheta} \cos \left(\frac{\pi u^2}{2} \right) du, \quad \eta = \int_0^{\vartheta} \sin \left(\frac{\pi u^2}{2} \right) du. \quad (5)$$

Параметр ϑ связан с расстоянием x от точки P на экране той бесконечно узкой зоны, для которой вектор амплитуды dE совпадает с участком спирали, отвечающим данному значению ϑ [8]

$$\vartheta = x \sqrt{2/\lambda b}, \quad (6)$$

где b – высота расположения экрана над поверхностью. Задавая расстояние b порядка 10λ , можно создать квазипериодическое распределение плотности энергии лазерного импульса по облучаемой поверхности.

В случае облучения через дифракционный экран с прямоугольным вырезом закон модуляции излучения определяется как произведение волновых коэффициентов интенсивности от двух взаимно перпендикулярных перекрывающихся плоскостей (рис. 2, вставка)

$$\gamma = \prod_{i=1}^2 \frac{I_0}{I_1} = \frac{1}{4} \prod_{i=1}^2 \left\{ \left[\frac{1}{2} + \xi(\vartheta_i) \right]^2 + \left[\frac{1}{2} + \eta(\vartheta_i) \right]^2 \right\}. \quad (7)$$

Как показывают расчеты, в этом случае градиент интенсивности увеличивается и принимает максимальные значения вдоль биссектрисы прямоугольного выреза (рис. 2).

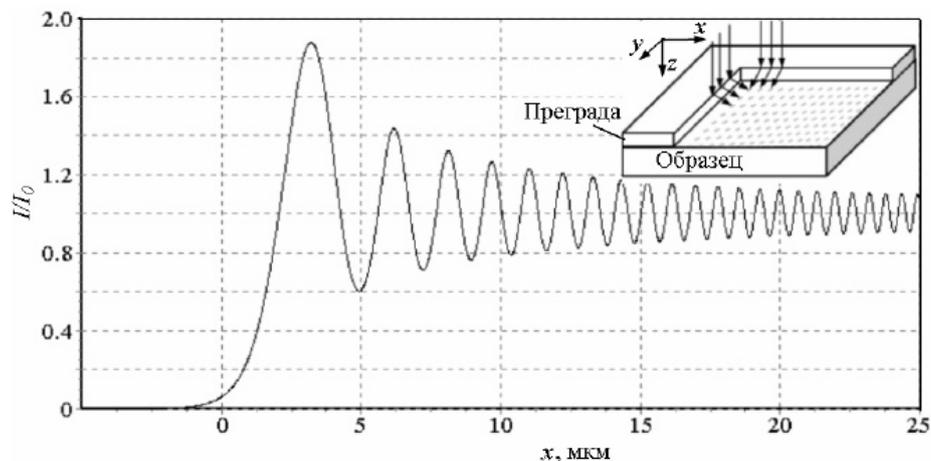


Рис. 2: Распределение интенсивности лазерного излучения ($\lambda = 694$ нм) вдоль биссектрисы прямоугольного выреза дифракционной маски ($b = 10$ мкм) [9]

Решение дифракционных задач с применением интегралов Френеля (5) ускоряет расчеты, но для преград более сложной формы необходимо воспользоваться методом интегральных сумм, что позволяет синтезировать на ЭВМ качественные микроголограммы. Согласно этому методу интеграл Кирхгофа (3) заменяется суммой

$$E(P) = -\frac{i}{2\lambda} E_0 \sum_{j=0}^N \frac{\exp(iks)}{s} (1 + \cos \varphi) \Delta S, \quad (8)$$

где ΔS – дискретное значение элементарной площадки волнового фронта, j – номер элемента ΔS , N – полное число элементарных площадок. Экспоненциальная запись комплексного числа заменяется тригонометрической, что более удобно для большинства языков программирования, и выражение (8) принимает вид

$$E(P) = -\frac{i}{2\lambda} \sqrt{\left(\sum_{j=0}^N \cos(ks_j)(1 + \cos \varphi_j) \right)^2 + \left(\sum_{j=0}^N \sin(ks_j)(1 + \sin \varphi_j) \right)^2} \quad (9)$$

где s_j – расстояние от выбранной точки на облучаемой поверхности до элементарной площадки с номером j волнового фронта в плоскости экрана. Полученное выражение было положено в основу авторского комплекта

программ (Electronics Realizes Arrays of Holographic Images). Эта утилита позволяет синтезировать голографические изображения от дифракционных двумерных масок произвольной формы с наноразмерным разрешением. В частности, были проведены вычисления по дифракции Френеля от дифракционной маски с квадратным отверстием, расположенной на высоте 10 мкм от облучаемой поверхности. В результате проведенных расчетов было установлено, что распределение излучения на поверхности происходит симметрично относительно центра отверстия. В центральной части голограммы период распределения интенсивности света равен длине волны лазерного излучения, что соответствует фундаментальному ограничению для данной оптической схемы [10, 11].

Выводы

Численными решениями методами зон Френеля и интегральных сумм Кирхгофа с применением ЭВМ найдены распределения интенсивности лазерного излучения при дифракции от различного рода преград: полуплоскости, прямоугольного выреза в экране и квадратного отверстия. Таким способом можно задавать требуемое распределение лазерно-индуцированных структурных образований на поверхности полупроводника, обладающих особыми физическими свойствами.

Литература

1. Cooke. Chanel to faster logic // III-Vs Review. — 2006. — Vol. 19, № 6. — P. 30-31.
2. Passlack M., Droopad R., Rajagopalan K., Abrokwah J., Zurcher P. High mobility III-V mofset technology //CS Conference. — Austin Texas, 2007. — P. 235-238.
3. Cooke M. Restructuralism, models and experiments // III-V Review. — 2006. — Vol. 19, № 7. — P. 32-36.
4. Жуков А.Е., Ковш А.Р., Никитина Е.В., Алферов Ж.И. Инжекционные лазеры с широким спектром генерации на основе самоорганизующихся квантовых точек // ФТП. — 2007. — Т. 41, № 5. — С. 625-630.
5. Мильвидский М.Г., Чалдышев В.В. Наноразмерные атомные кластеры в полупроводниках - новый подход к формированию свойств материалов. Обзор // ФТП. — 1998. — Т. 32, № 5. — С. 513-522.
6. Винценц С.В., Зайцева А.В., Зайцев В.Б., Плотников Г.С. Генезис наноразмерных дефектов и разрушений в *GaAs* при многократном квазистатическом фотодеформировании микронных областей полупроводника //

- ФТП. — 2004. — Т. 38, № 3. — С. 257-264.
7. Гинзбург М., Степанова Б.М. Голография. Методы и аппаратура. — М.: Сов. Радио, 1974. — 376 с.
 8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1970. — 836 с.
 9. Moskal D., Nadtochy V., Golodenko M. Periodic structure formation in *GaAs* near-surface layer by laser beam with diffraction modulated intensity // *Functional Materials*. — 2006. — V. 13, № 1. — P. 100-103.
 10. Дитчберн Р.В. Физическая оптика. — М.: Наука, 1965. — 631 с.
 11. Moskal D.S., Nadtochy V.A., Golodenko N.N. Analysis of the relief of the *GaAs* surface formed upon exposure to diffraction-modulated laser radiation // *Russian study - Springer New York (USA)*. — 2007. — Vol. 50, № 11. — P. 1154-1157.
-

Nadtochy V.A., Besh A.N.

Donbas State Pedagogical University, Slovians'k, Ukraine.

Distribution of intensity-diffracted laser radiation on a semiconductor surface

The theoretical basis for calculating the holographic intensity distribution of laser radiation during diffraction from two-dimensional screens is presented. The solution of diffraction problems is performed using the Fresnel or Kirchhoff integrals depending on the shape of the limiting screens, to which the laser beam is directed.

Keywords: *modulation, diffraction, laser, cluster, nanostructure, semiconductor.*