

Анализ выражения (6) показывает, что ПВМС является единственным известным оптическим элементом, выполняющим функции ограничителя яркости (с регулируемым порогом ограничения), работающим в реальном масштабе времени.

Данные рис. 4 показывают, что за счет оптимального согласования слоев и выбора оптимального энергетического режима модулятора можно обеспечить также линейность преобразования в широком диапазоне входных световых потоков.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Клипко, П. Е. Котляр, Е. С. Нежевенко, В. И. Фельдбуш, В. С. Шибанов. Пространственно-временные модуляторы света на монокристаллах $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. — «Автоматика», 1976, № 4, с. 34—35.
2. В. Ф. Золотарев. Безвакуумные аналоги телевизионных трубок. М., «Энергия», 1972.
3. Н. Ф. Ковтанюк. Электронные элементы на основе структур полупроводник — диэлектрик. М., «Энергия», 1976.
4. Р. Шафферт. Электрография. М., «Мир», 1968.
5. А. Е. Гершберг. Передающие телевизионные трубки, использующие внутренний фотоэффект. М., «Энергия», 1964.
6. С. М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., ГИФМЛ, 1963.

Поступила в редакцию 18 июня 1976 г.

УДК 537.311.33:621.375.82:621.375.9

**И. Б. БАРКАН, В. П. ГАВРИЛОВ, Г. В. КРИВОЩЕКОВ,
Е. В. ПЕСТРЯКОВ**
(Новосибирск)

ОСОБЕННОСТИ ЗАПИСИ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В КРЕМНИИ*

Введение. В работах [1—3] показана возможность записи динамических голограмм в монокристаллическом кремнии с помощью излучения неодимового импульсного лазера. Образование голограммы связано с изменением показателя преломления свободными носителями тока, возникающими при межзонном поглощении света, и носит нестационарный характер из-за диффузии или рекомбинации носителей. Характерные времена таких процессов оказываются сравнимыми с длительностью импульса записывающего света, поэтому дифракционная эффективность, определяемая величиной изменения показателя преломления Δn , также существенно зависит и от пространственной частоты решетки.

В настоящей работе [часть результатов докладывалась на 5-й Всесоюзной школе по физическим основам голографии (29 января — 3 февраля 1973 г.), проходившей в г. Новосибирске] измерены независимо величина Δn и времена существования решетки при разных пространственных частотах. Это позволяет рассчитать дифракционную эффективность и частотно-контрастную функцию динамических решеток в кремнии. Основной методикой, применяемой для исследования названных выше характеристик, явилось изучение временной зависимости эффективности дифракции непрерывного лазерного излучения на синусоидальной решетке, образованной в образце под действием излучения импульсного ОКГ.

* Настоящая работа выполнена в ИФП СО АН СССР совместно с Новосибирским государственным университетом.

Расчет дифракционной эффективности. Пусть на образец, занимающий объем от $z=0$ до $z=l$, падают две плоские волны с интенсивностями $I_{01}(t)$ и $I_{02}(t)$ и длиной волны λ_0 . Их волновые векторы составляют с нормалью к плоскости $z=0$ углы $\pm 0,5\varphi_0$. Интерферируя в образце, они создают распределение интенсивности

$$I(x, z, t) = (1 - R_0) e^{-\alpha_0 z} [I_{01}(t) + I_{02}(t) + 2\sqrt{I_{01}(t)I_{02}(t)} \cos Kx], \quad (1)$$

где R_0 — коэффициент отражения, α_0 — межзонный коэффициент поглощения, $K=2\pi\varphi_0/\lambda_0$ при малых φ_0 . Считая квантовый выход равным единице, получаем число генерируемых пар свободных носителей (электрон плюс дырка) в единицу времени

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{ген}} = \frac{\alpha_0 I(x, z, t)}{\hbar\omega_0}. \quad (2)$$

Основным фактором, вызывающим релаксацию возникающей решетки свободных носителей, считаем диффузию, пренебрегая более медленными рекомбинационными процессами. Справедливость этого предположения подтверждается в эксперименте. Учитывая диффузию только поперек штрихов решетки (при $K \gg \alpha_0$), записываем уравнение диффузии в виде

$$\frac{\partial N}{\partial t} - D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{ген}}. \quad (3)$$

В решении уравнений (1)–(3) член, зависящий от x , дается выражениями:

$$N(x, z, t) = N(z, t) \cos Kx; \quad (4)$$

$$N(z, t) = \frac{\alpha_0(1-R_0)}{\hbar\omega_0} e^{-\alpha_0 z} \int_{t_0}^t [I_{01}(t') I_{02}(t')]^{1/2} e^{-K^2 D(t-t')} dt' \quad (5)$$

(записывающий импульс начинается при $t=t_0$). Изменение показателя преломления считаем пропорциональным N :

$$\Delta n(x, z, t) = \kappa N(z, t) \cos Kx, \quad (6)$$

где κ — постоянная.

Таким образом, возникает нестационарная во времени синусоидальная фазовая решетка, амплитуда которой уменьшается вдоль z . Эффективность дифракции восстанавливающего луча с длиной волны λ_1 можно найти, используя известное выражение, справедливое при малых эффективностях:

$$\eta_{\pm 1} [(2\pi/\lambda_1) \Delta n l]^2, \quad (7)$$

где l — толщина решетки. В нашем случае нужно учесть отражение восстанавливающего луча от передней и задней поверхностей кристалла, его затухание и изменение Δn по z :

$$\eta(l, t) = (1 - R_1)^2 e^{-\alpha_1 l} \left[\int_0^l \frac{2\pi}{\lambda_1} \Delta n(z, t) dz \right]^2. \quad (8)$$

Подставляя выражения (5), (6) в (8), получаем

$$\eta(l, t) = \left[\frac{2\pi(1-R_1)(1-R_0)}{\lambda_1 \hbar\omega_0} \kappa \right]^2 e^{-\alpha_1 l} (1 - e^{-\alpha_0 l}) \times \left\{ \int_{t_0}^t [I_{01}(t') I_{02}(t')]^{1/2} e^{-K^2 D(t-t')} dt' \right\}^2. \quad (9)$$

Из формулы (9) следует, что после окончания действия записы-

вающего импульса дифракционная эффективность уменьшается экспоненциально с характерным временем

$$\tau = 1/2K^2D = \lambda_0^2/8\pi^2D\Phi_0^2. \quad (10)$$

Максимальное значение η при коротких импульсах записывающего излучения ($T_{\text{зап}} \ll \tau$) достигается к концу записи и определяется поглощенной энергией записывающего импульса.

При обычной схеме динамической голографии считывание производится либо одним из записывающих лучей, либо третьим лучом от того же лазера. В этом случае существует оптимальная толщина кристалла $l_{\text{опт}}$, при которой η максимальна. Условие максимума (9) по l дает $\exp(-\alpha l_{\text{опт}}) = 1/3$ ($\alpha = \alpha_1 = \alpha_0$), т. е. оптимальная толщина образца равна приблизительно длине поглощения.

Дифракционную эффективность для режима динамической голографии удобно определять из выражения

$$W_{\pm 1} = \int_{t_0}^{t_0+T} I_1(t)\eta(t) dt = \eta_{\text{эфф}} W_{10}, \quad (11)$$

где $W_1(I_1)$ — плотность энергии (интенсивность) воспроизводящего луча. Если ввести огибающую импульса $I(t) = I_{\text{max}}f(t)$, то из (9) и (11) получаем для оптимальной толщины

$$\eta_{\text{эфф}} = 7,5 \cdot 10^{-2} [(1-R)^2 \kappa / \hbar c]^2 W_1 W_2 \Phi(K), \quad (12)$$

где W_1, W_2 — плотность энергии записывающих лучей; $\Phi(K)$ — нормированная на единицу при $K=0$ частотно-контрастная функция (ЧКФ) дается выражением

$$\Phi(K) = 3 \int_{t_0}^{t_0+T} dt f(t) \left[\int_{t_0}^t f(t') e^{-K^2 D(t-t')} dt' \right]^2 / \left[\int_{t_0}^{t_0+T} f(t) dt \right]^3. \quad (13)$$

ЧКФ, определенная таким образом, зависит от соотношения длительностей импульса света T и времени релаксации решетки (10). При больших пространственных частотах ЧКФ падает как $1/K^4$. На рис. 1 приведена ЧКФ для гауссовой формы огибающей импульса в зависимости от параметра K/K_0 , где $K_0 = (DT)^{-0,5}$, T — длительность импульса по полувысоте.

Измерение дифракционной эффективности и времени релаксации решетки. Схема экспериментальной установки показана на рис. 2. Неодимовый ОКГ 1 работал в режиме пассивной модуляции добротности и генерировал импульсы длительностью 30—40 нс в одной поперечной

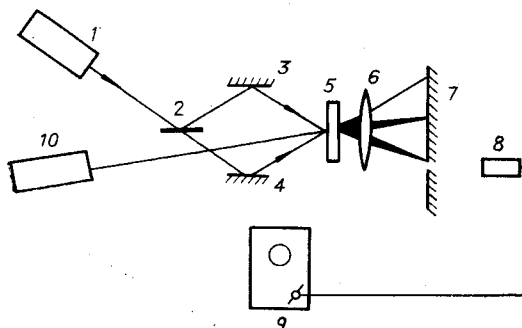


Рис. 2.

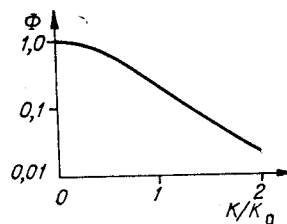


Рис. 1.

моде. С помощью зеркал 2—4 излучение ОКГ делилось на два луча, которые направлялись на образец кремния 5 под регулируемым углом. Использовался монокристаллический кремний p -типа с удельным сопротивлением 900 Ом·см, подвижностью 290 см²/В·с, толщиной 1,6 мм. Поверхности оптически полировались. Интенсивности лучей можно было менять с помощью нейтральных светофильтров.

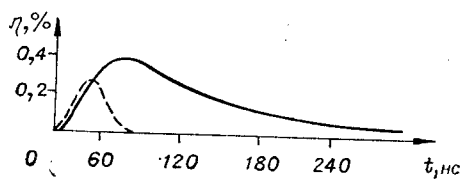


Рис. 3.

Временная зависимость эффективности дифракции в том или ином дифракционном порядке измерялась с помощью непрерывного гелий-неонового лазера 10 с длиной волны 1,15 мкм. Нужный порядок выделялся линзой 6, в фокусе которой в соответствующем месте устанавливалась диафрагма 7. За диафрагмой располагался ФЭУ 8, сигнал с которого, задержанный во времени, осциллографировался. На осциллограф 9 поступал также сигнал от калиброванного фотоэлемента, служившего для контроля интенсивности ОКГ. Для предотвращения засветки ФЭУ мощным излучением неодимового ОКГ непосредственно перед его фотокатодом устанавливалась пластина кремния толщиной 1 см. Однородность интенсивности записывающих лучей была не хуже 10%.

Временная зависимость дифракционной эффективности $\eta(t)$ в первых порядках при $W_1 \cdot W_2 = 2$ мДж²/см⁴ показана на рис. 3. Для сравнения на этом же рисунке изображена форма импульса неодимового ОКГ (штриховая линия). В эксперименте измерялась постоянная экспоненциального спада τ и эффективность дифракции в максимуме η_{\max} . Экспериментально полученная зависимость $\tau \propto \varphi_0^{-2}$ совпадает с (10), что подтверждает справедливость сделанного предположения об основной роли диффузии. Величина τ находилась при изменении угла между записывающими лучами φ_0 в интервале от $1,3 \cdot 10^{-2}$ до $2,0 \times 10^{-2}$ рад. Для каждого угла обрабатывалась серия из пяти осциллограмм, результаты усреднялись. Затем методом наименьших квадратов, используя (10), определялось значение D . В результате получено $D = (7 \pm 1)$ см²/с.

Зависимость η_{\max} от интенсивности записывающих лучей исследовалась при угле $\tau = 1,6 \cdot 10^{-2}$ рад. При таком угле τ составляло 75 нс, что позволяло при обработке измерений по формуле (9) пренебречь экспонентами под интегралом (ошибка менее 10%) и представить (9) в виде

$$\eta_{\max} = C W_1 W_2, \quad (14)$$

где C — константа. Диапазон изменения $W_1 W_2$ составлял 0,2—4 мДж²/см⁴, причем W_1 и W_2 изменялись независимо и не превышали 5 мДж/см². Оптимальное значение константы C составило $2 \cdot 10^{-3}$ см⁴/мДж².

Используя полученное значение C и положив $R_0 = R_1 = 0,3$, $\alpha = 10$ см⁻¹, $\alpha_1 = 0$, с помощью (9) получаем $\kappa = (4 \pm 1) \cdot 10^{-22}$ см³. Этот результат согласуется с выводами работы [2], в которой показано, что голограммы в кремнии являются фазовыми. Действительно, сечение поглощения свободными носителями в кремнии при $\lambda = 1,06$ мкм $\sigma_{n+p} = 5 \cdot 10^{-18}$ см² [4]. Поэтому $\Delta n / \Delta k = \kappa N / \lambda \sigma N / 2\pi = 2\pi \kappa / \lambda \sigma \approx 5$.

Проведенные измерения согласуются также с результатами работы [5], где исследовалась дифракционная эффективность динамических решеток в кремнии при больших пространственных частотах. Для такого случая интеграл в выражении (9) равен $(K^2 D T)^2$. Используя приведенное в [5] значение чувствительности для малых экспозиций и считая длительность импульса равной 50 нс, находим из (9) $\kappa \approx 3 \cdot 10^{-22}$ см³.

Подставляя в (12) измеренное значение, получаем расчетную формулу для дифракционной эффективности фазовой решетки в кремнии при оптимальной толщине и малых эффективностях

$$\eta_{\text{эфф}} = 0,7 \cdot 10^{-2} W^2 V \Phi(K), \quad (15)$$

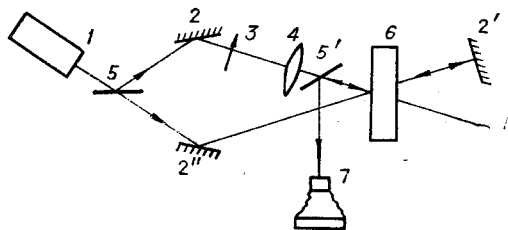


Рис. 4.



Рис. 5.

где V — коэффициент контрастности, W — суммарная плотность энергии, мДж/см^2 ; $\eta_{\text{эфф}}$, %.

Запись голограммы. В качестве иллюстрации была произведена запись динамической Фурье-голограммы цифрового объекта. Оптическая схема показана на рис. 4, где 1 — неодимовый ОКГ; 2, 2', 2'' — зеркала; 3 — объект (цифра 10 на стандартной мире размером 1 мм); 4 — линза с фокусным расстоянием 0,5 мм; 5, 5' — полупрозрачные зеркала; 6 — образец кремния толщиной 0,5 мм; 7 — электронно-оптический преобразователь. Фотография изображения восстановленной голограммы на свободных электронах в кристалле кремния показана на рис. 5.

В заключение авторы выражают благодарность В. М. Семибаламуту за проведение вычислений.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. P. Woerdman and B. Bolger. Diffraction of light by a laser induced grating in Si.— "Phys. Lett.", 1969, vol. 30A, № 3, p. 164.
2. J. P. Woerdman. Diffraction of light by laser generated free carriers in Si: dispersion or absorption? — "Phys. Lett.", 1970, vol. 32A, № 5, p. 305.
3. J. P. Woerdman. Formation of a transient free carrier hologram in Si.— "Opt. Commun.", 1970, vol. 2, № 5, p. 212.
4. W. B. Gausber, J. C. Bushnell. Laser-induced infrared absorption in silicon.— "J. Appl. Phys.", 1970, vol. 41, № 9, p. 3850.
5. Ю. Ю. Вайткус, К. Ю. Ярашюнас. Исследование динамических голограмм на свободных носителях в кремнии.— «Лит. физ. сб.», 1974, т. XIV, № 2, с. 345.

Поступила в редакцию 7 апреля 1976 г.

УДК 681.327.17

Н. А. ВЛАСОВ, Э. Л. КАЩЕЕВ, Т. Н. МАНТУШ,
Б. Н. ПАНКОВ, Е. Ф. ПЕН
(Новосибирск)

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ КОНТРОЛЬ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ФОТОПРИЕМНЫХ МАТРИЦ

Развитие техники голограммных запоминающих устройств зависит от создания ряда элементов, отвечающих определенным требованиям. Одним из таких элементов является фотоприемная матрица, с помощью которой производится фотоэлектрическое преобразование и считывание