

Возможность усиления фоторефрактивной голограммы при помощи отрицательной дифференциальной проводимости

© Ю.В. Микляев

Вузовско-академический отдел нелинейной оптики Института электрофизики Уральского отделения Российской академии наук и Челябинского технического университета, 454080 Челябинск, Россия

(Получена 7 августа 1996 г. Принята к печати 24 октября 1996 г.)

Рассмотрена возможность использования явления отрицательной дифференциальной проводимости для фоторефрактивной записи. Показано, что приложение к кристаллу внешнего переменного поля определенной формы позволяет избежать образования макроскопических доменов сильного поля и в то же время обеспечить усиление голограммы на начальном этапе считывания.

Для фоторефрактивной записи наряду с другими материалами применяются высокоомные кристаллы таких полупроводников, как GaAs, CdTe, InP и др. Данные полупроводники в некотором диапазоне напряженностей электрического поля могут обладать объемной отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). Для образцов с достаточно высокой концентрацией свободных носителей заряда это явление обуславливает эффект Ганна и широко используется для генерации СВЧ колебаний [1]. Высокоомные (с сильно компенсированной примесной проводимостью) полупроводники также могут обладать ОДП, однако это может быть обусловлено не только уменьшением дрейфовой скорости носителя $v(E)$ с ростом поля (рис. 1), но и тем, что сечение захвата носителя примесным центром может увеличиваться с ростом поля [2]. Как отмечалось в работе [3], это явление приводит к тому, что кроме затухающих волн пространственной перезарядки ловушек могут иметь место нарастающие волны. В результате происходит образование медленно движущихся (рекомбинационных) доменов.

В работе [4] теоретически исследовалась запись фоторефрактивных решеток в условиях насыщения скорости дрейфа носителей при больших значениях внешнего постоянного электрического поля. Согласно этой работе, нулевая дифференциальная подвижность носителей позволяет увеличить амплитуду решетки поля пространственного заряда.

В настоящей работе рассматривается возможность усиления с помощью явления ОДП ранее записанной фоторефрактивной голограммы в процессе ее считывания.

Рассмотрение проведем на основе известной модели фоторефрактивных кристаллов [5], но с учетом нелинейного характера зависимости дрейфовой скорости электрона от напряженности поля $v(E)$ и зависимости среднего времени жизни электрона в зоне проводимости от поля, $\tau(E)$. Представим поле в кристалле в виде $E = E_0 + E_{sc} \exp(iqx) + \text{к.с.}$, где E_0 — внешнее поле, q — пространственная частота решетки поля пространственного заряда E_{sc} . Предполагая, что $E_{sc} \ll E_0$ в приближении малого контраста интерференционной картины ($m \ll 1$), аналогично [5] легко получить уравнение

процесса записи фоторефрактивной решетки:

$$\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{n_0 |e|} \frac{\partial E_{sc}}{\partial t} - \Gamma E_{sc} = F, \quad (1)$$

где

$$\Gamma = \frac{\partial(v\tau)/\partial E - (iv - Dq)\tau/E_q + iDq(\partial\tau/\partial E)}{1 - iqv\tau + Dq^2\tau}, \quad (2)$$

$$F = -\frac{m(v + iDq)}{1 - iqv\tau + Dq^2\tau}. \quad (3)$$

Здесь использованы следующие обозначения: D — коэффициент диффузии (предполагаем D не зависящим от E), $\varepsilon, \varepsilon_0$ — диэлектрические проницаемости кристалла и вакуума соответственно, e — заряд электрона, $E_q = eN_a/(q\varepsilon_0\varepsilon)$ — поле насыщения ловушек, N_a — концентрация глубоких ловушек, n_0 — средняя по пространству концентрация электронов проводимости.

Процессу считывания соответствует нулевая правая часть уравнения (5) (однородная засветка, $m = 0$). Мнимая часть коэффициента Γ определяет скорость движения решетки пространственного заряда вдоль оси x , а действительная часть — скорость затухания (или роста) этой решетки.

Если к кристаллу вместо постоянного приложено переменное поле с частотой Ω , много большей обратного времени записи голограммы, то решетка пространственного заряда является неподвижной. Для случая переменного поля в форме меандра $E(t) = E_0 \text{sign}(\cos(\Omega t))$,

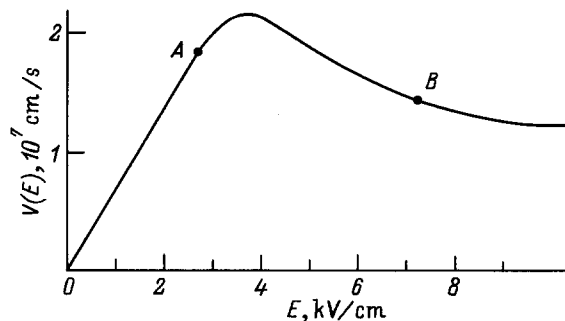


Рис. 1. Характерный вид зависимости дрейфовой скорости электрона от напряженности электрического поля $v(E)$ для кристалла арсенида галлия [1].

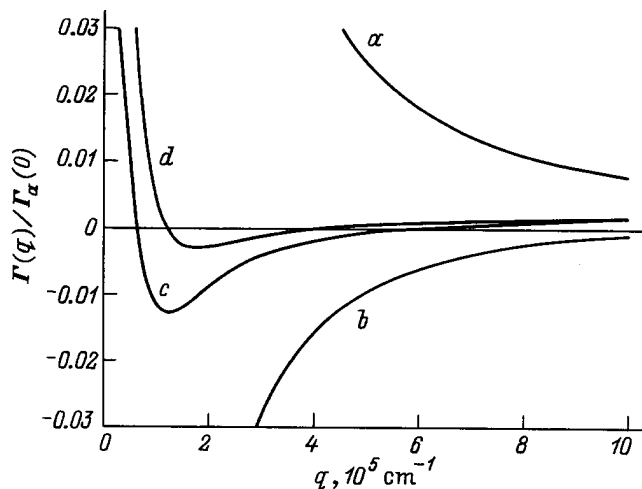


Рис. 2. Зависимость коэффициента затухания решетки $\Gamma(q) = (\Gamma_a(q)t_a + \Gamma_b(q)t_b)(t_a + t_b)^{-1}\Gamma_a^{-1}(0)$ от пространственной частоты решетки q для различных значений t_a/t_b : $a - t_b/t_a = 0$; $b - t_a/t_b = 0$; $c - t_b/t_a = 2.8$; $d - t_b/t_a = 2.4$.

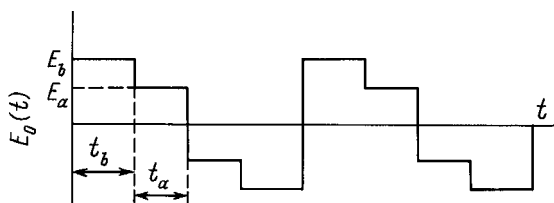


Рис. 3. Зависимость напряженности внешнего поля от времени $E_0(t)$. Значения E_a и E_b соответствуют положительной и отрицательной дифференциальной проводимости.

усредняя по периоду внешнего поля уравнение (5) и пренебрегая диффузией (при $Da \ll v$, $Dq^2\tau \ll 1$), легко найти коэффициент затухания решетки

$$\langle \Gamma \rangle = \frac{\partial(v\tau)/\partial E + q(v\tau)^2/E_q}{1 + (qv\tau)^2}. \quad (4)$$

Как видим, при $\partial(v\tau)/\partial E < -q(v\tau)^2/E_q$ должно наблюдаться усиление решетки при считывании. Однако, при записи фоторефрактивных голограмм в полупроводниках во внешнем поле дрейфовая длина свободных носителей $v\tau$ сравнима или существенно больше периода интерференционной картины, т.е. величина $qv\tau$ значительно превосходит единицу. Таким образом, в случае ОДП коэффициент усиления голограммы будет значительно меньше, чем у шумовых решеток, у которых $qv\tau \ll 1$. Это будет приводить к образованию макроскопических доменов сильного поля и к искажению голограммы. Кривые a и b на рис. 2 соответствуют зависимости $\Gamma(q)$ в случае положительной и отрицательной дифференциальной проводимости для следующих значений параметров (соответствующих кристаллу GaAs): $N_a = 8 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $\varepsilon = 13$, $a) v_a\tau = 13 \text{ мкм}$ [6], $\tau' = 0$, $v'_a/v_a = 0.4 \cdot 10^{-5} \text{ см/В}$ [1], $b) v_b = 0.8v_a$, $v'_b = -0.3v'_a$.

Избежать образования макроскопических доменов можно, прикладывая к кристаллу переменное поле с определенной формой зависимости от времени. Предположим, что в течение своего периода внешнее поле принимает значения, соответствующие как усилению, так и затуханию решетки (рис. 3). Допустим, что для макроскопических доменов ($qv\tau \ll 1$) стирание компенсирует рост: $v'_a t_a = -v'_b t_b$, где t_a, t_b — длительности участков периода внешнего поля, соответствующих затуханию и усилению решетки; v'_a, v'_b — произвольные скорости носителей по напряженности поля в эти моменты времени (рис. 1). При $v_a > v_b$ для решетки с величиной $qv\tau > 1$ стирание будет происходить медленнее усиления и в итоге решетка будет усиливаться. На рис. 2 представлены зависимости среднего по периоду внешнего поля коэффициента затухания $\Gamma(q) = (t_a + t_b)^{-1}(\Gamma_a(q)t_a + \Gamma_b(q)t_b)$ при различных соотношениях t_a/t_b . Значения Γ_a и Γ_b соответствуют коэффициентам затухания решетки во внешнем поле в виде меандра с амплитудами E_a и E_b (рис. 3). Как видим, при определенных значениях параметров (рис. 2, кривые c и d) можно обеспечить усиление решеток в некотором диапазоне пространственных частот (в котором значение $qv\tau < 10$) и а то же время избежать возникновения макроскопических доменов.

Список литературы

- [1] М.Е. Левинштейн, Ю.К. Пожела, М.С. Шур. *Эффект Ганна* (М., Сов. радио, 1975).
- [2] G.C. Valley, H. Rajbenbach, H.J. von Bardebelen. In: *Photorefractive Materials, Effects, and Devices*, Technical Digest of Topical Meeting (Aussois, France, 1990) p. 29.
- [3] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, Б.И. Фукс. ФТП, 7, 149 (1973).
- [4] Q.N. Wang, R.M. Brubaker, D.D. Nolte. Opt. Lett., 19, 822 (1994).
- [5] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii. Ferroelectrics, 22, 949 (1979).
- [6] A.M. Glass, A.M. Johnson, D.H. Olson, W. Simpson, A.A. Ballman. Appl. Phys. Lett., 44, 948 (1984).

Редактор В.В. Чалдышев

The possibility of grating enhancement via bulk differential negative conductivity

Yu.V. Miklyaev

Joint Nonlinear Optics Laboratory of Electrophysics
Institute of Ural branch RAS and Chelyabinsk
Technical University
454080 Chelyabinsk, Russia

Abstract The use of bulk differential negative conductivity for photorefractive recording was discussed. The specific form of applied to the crystal ac electric field makes it possible to avoid field domain formation and, at the same time, to enhance photorefractive grating.

E-mail: yura@nlo.tu-chel.ac.ru