

Особенности динамических решеток, светоиндуцированных в полупроводниках

А.М.Григорьев

Теоретически и экспериментально исследован вопрос о влиянии процесса диффузии неравновесных носителей на эффективность дифракционной решетки, светоиндуцированной в полупроводниковом материале. Получено аналитическое выражение, позволяющее проводить оценку перспективности применения различных полупроводниковых материалов в качестве среды для записи динамических решеток.

Ключевые слова: лазер, динамическая решетка, полупроводник.

1. Введение

Для решения задач коррекции aberrаций наблюдательной оптики, обращения волнового фронта и управления характеристиками световых пучков в оптических системах с обратной связью применяются амплитудные и фазовые динамические решетки, записываемые в различных нелинейных средах [1]. Наряду с другими нелинейными средами могут быть использованы различные полупроводниковые материалы, в которых решетка формируется за счет изменения оптических характеристик (коэффициента поглощения или показателя преломления) в результате фотогенерации свободных носителей [2]. Кроме того, результаты исследования специфики формирования и развития пространственно-периодических структур, фотоиндуцированных в объеме полупроводника, могут быть использованы при разработке методов оптического измерения характеристик носителей заряда в полупроводниковых материалах: подвижности, концентрации, времени релаксации.

В настоящей работе аналитически и экспериментально исследованы закономерности формирования и особенности поведения динамических решеток, светоиндуцированных в полупроводниковых материалах.

2. Анализ процесса формирования и оценка дифракционной эффективности динамической решетки

Рассматривается ситуация, когда решетка записывается двумя интерферирующими пучками коротковолнового излучения с энергией кванта $\hbar\omega_1$, превышающей ширину запрещенной зоны полупроводника E_g , и пересекающимися в области пространства, занятой полупроводниковым материалом. В соответствии с распределением интенсивности излучения в полупроводнике генерируются пары неравновесных носителей электрон–дырка, что приводит к периодическому изменению в пространстве оптических свойств среды [2, 3]. На сформированной та-

ким образом решетке дифрагирует длинноволновое излучение, для которого полупроводниковый материал в исходном состоянии прозрачен, поскольку энергия кванта этого излучения $\hbar\omega_2$ много меньше E_g . Здесь и далее индексы 1 и 2 употребляются для обозначения физических величин, относящихся к коротковолновому и длинноволновому излучению соответственно.

Причиной изменения оптических характеристик полупроводника является появление свободных носителей, следовательно, именно их пространственно-временное распределение определяет свойства динамической решетки. Процессы фотогенерации и последующего перераспределения электронов в объеме полупроводника в результате диффузии также определяют свойства динамической решетки. Поэтому анализ процесса формирования и поведения решетки проводится на основании решения уравнения диффузии светоиндуцированных неравновесных носителей. В рассматриваемом случае ($\hbar\omega_1 \gg E_g$) коэффициент поглощения α_1 записывающего решетку излучения имеет характерное значение $10^3 - 10^4 \text{ см}^{-1}$. Соответствующая глубина d проникновения записывающего излучения в полупроводник не превышает нескольких микрометров ($d \sim 1/\alpha_1$). Это позволяет описывать процессы формирования и развития светоиндуцированной решетки одномерным уравнением диффузии неравновесных носителей

$$\frac{\partial N(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N(x, t)}{\partial x^2} - \frac{N(x, t)}{\tau} + \frac{\alpha_1 I_1}{\hbar\omega_1} \left(1 + \cos \frac{2\pi x}{A} \right). \quad (1)$$

здесь N , D и τ – концентрация, коэффициент амбиполярной диффузии и время жизни неравновесных носителей соответственно; I_1 – интенсивность каждого из двух интерферирующих пучков излучения с длиной волны λ_1 ; A – период интерференционной картины; x – координата в направлении, перпендикулярном полосам интерференционной картины.

Решение уравнения диффузии (1) с начальным условием $N(x, t) = 0$ имеет вид

$$N(x, t) = \frac{\alpha_1 I_1}{\hbar\omega_1} \left\{ \tau_r \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_r} \right) \right] \cos \frac{2\pi x}{A} + \tau \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right] \right\}, \quad (2)$$

где τ_r – постоянная времени релаксации решетки, определяемая следующим образом:

$$\tau_r^{-1} = \tau^{-1} + \tau_D^{-1}, \quad \tau_D = \frac{A^2}{4\pi^2 D}.$$

Первое слагаемое в (2) описывает пространственно-периодическое распределение концентрации носителей и характеризует изменение во времени контрастности динамической решетки. Второе слагаемое определяет равномерное в пространстве распределение концентрации неравновесных носителей, формирующееся в результате их диффузии из областей генерации электронно-дырочной плазмы.

Пространственное распределение носителей определяет вариации как показателя преломления, так и коэффициента поглощения среды, и в общем случае нужно рассматривать поведение амплитудно-фазовой решетки. Однако нежелательные эффекты, приводящие к снижению эффективности решетки, прежде всего могут быть обусловлены поглощением света равномерно распределенными в объеме носителями. Поэтому далее рассматривается поведение только амплитудной решетки.

Известно, что электронно-дырочная плазма поглощает световые кванты за счет внутризонных переходов [4]. Особенно сильно этот процесс проявляется при взаимодействии такой плазмы с излучением среднего и дальнего ИК диапазонов [5, 6]. Коэффициент поглощения α_2 длинноволнового излучения фотовозбужденными в полупроводнике носителями связан с $N(x, t)$ простым соотношением [6]:

$$\alpha_2 = (\sigma_e + \sigma_h)N(x, t), \quad (3)$$

где σ_e , σ_h – сечения поглощения ИК излучения электронами и дырками соответственно.

На основании выражений (2), (3), закона Бугера и без учета отражения от поверхности полупроводника выражение для коэффициента амплитудного пропускания $T_2(x, t)$ фотовозбужденным полупроводником длинноволнового излучения с длиной волны λ_2 может быть записано в виде

$$T_2(x, t) = \left\{ 1 - \frac{\alpha_1 I_1}{\hbar\omega_1} (\sigma_e + \sigma_h) \tau_r d \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right] \right\} \times \exp\left\{ -\frac{\alpha_1 I_1}{2\hbar\omega_1} (\sigma_e + \sigma_h) \tau d \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \right\}. \quad (4)$$

Дифракционная эффективность η_2 тонкой амплитудной решетки определяется квадратом коэффициента разложения функции амплитудного пропускания в ряд Фурье:

$$\eta_2 = \left\{ \frac{\alpha_1 I_1 \tau_r (\sigma_e + \sigma_h) d \left[1 - \exp(-t/\tau_r) \right]}{4\hbar\omega_1} \right\}^2 \times \exp\left\{ -\frac{\alpha_1 I_1}{\hbar\omega_1} (\sigma_e + \sigma_h) \tau d \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \right\}. \quad (5)$$

На основании анализа выражений (2) и (5) можно заключить, что максимальная эффективность η_2 реализуется в полупроводниках, которые характеризуются малой подвижностью носителей и для которых $\tau_r \approx \tau$. В этом случае доля длинноволнового излучения, поглоща-

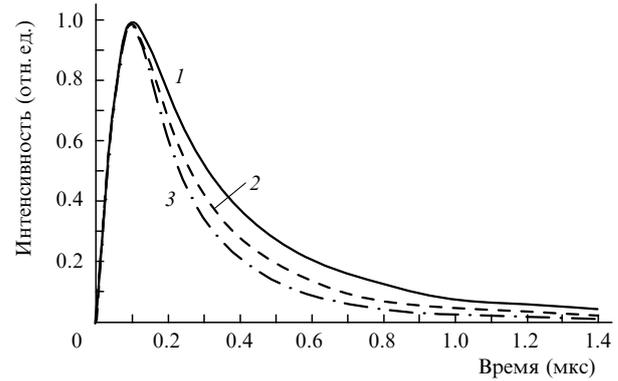


Рис.1. Форма дифрагировавшего на решетке прямоугольного импульса ИК излучения при интенсивностях записывающего излучения 800 (1), 1000 (2) и 1200 Вт/см² (3).

емого равномерно распределенной в полупроводнике электронно-дырочной плазмой, будет невелика. Аналогичная ситуация может наблюдаться и в случае, когда длительность импульса τ_2 излучения с длиной волны λ_2 много меньше времени релаксации решетки τ_r . При $\tau_2 \gg \tau \gg \tau_r$ поглощение равномерно распределенными носителями может достигать значительной величины. В этом случае неизбежны существенные энергетические потери для дифрагирующего на решетке длинноволнового излучения. Если на решетку поступает прямоугольный импульс ИК излучения, форма импульса дифрагировавшего излучения определяется изменением эффективности решетки во времени. Так, для решетки, индуцированной в монокристаллическом германии, трансформация прямоугольного светового импульса показана на рис.1.

Дополняя соотношение (5) аналитической зависимостью из работы [5], описывающей поглощение ИК излучения фотовозбужденными носителями, можно определить постоянную времени релаксации решетки и, следовательно, подвижность неравновесных носителей.

3. Экспериментальные результаты

Экспериментальные исследования динамических решеток, светоиндуцированных в полупроводниковых материалах, проводились для случаев большой и малой скоростей диффузии и соответственно при различных соотношениях τ_r и τ_1 на примере кристаллического и аморфного германия.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.2. Запись решетки в образце германия 3 осуществлялась импульсами излучения Nd:YAG-лазера 1 с длительностью $\tau_1 \sim 160$ мкс, работающего в режиме свободной генерации. Излучение лазера делилось светоделителем 2 на два пучка равной интенсивности, которые затем сводились в образце 3 под углом $\theta \sim 2.5 \times 10^{-3}$ рад с помощью зеркал 4 и 5. В результате в полупроводнике формировалась интерференционная картина с периодом ~ 100 мкм. Под действием лазерного излучения ($\hbar\omega_1 = 1.17$ эВ) в германии ($E_g = 0.67$ эВ при $T = 298$ К) возбуждались неравновесные носители, интенсивно поглощающие излучение CO₂-лазера [5]. Время жизни носителей $\tau \approx 1$ мкс много меньше τ_r [6], поэтому в полупроводнике формировалась квазистационарная решетка коэффициента поглощения для излучения с $\lambda_2 = 10.6$ мкм. В качестве источника длинноволнового излучения использовался импульсный CO₂-лазер 6 марки ЛГИ-50, выходной

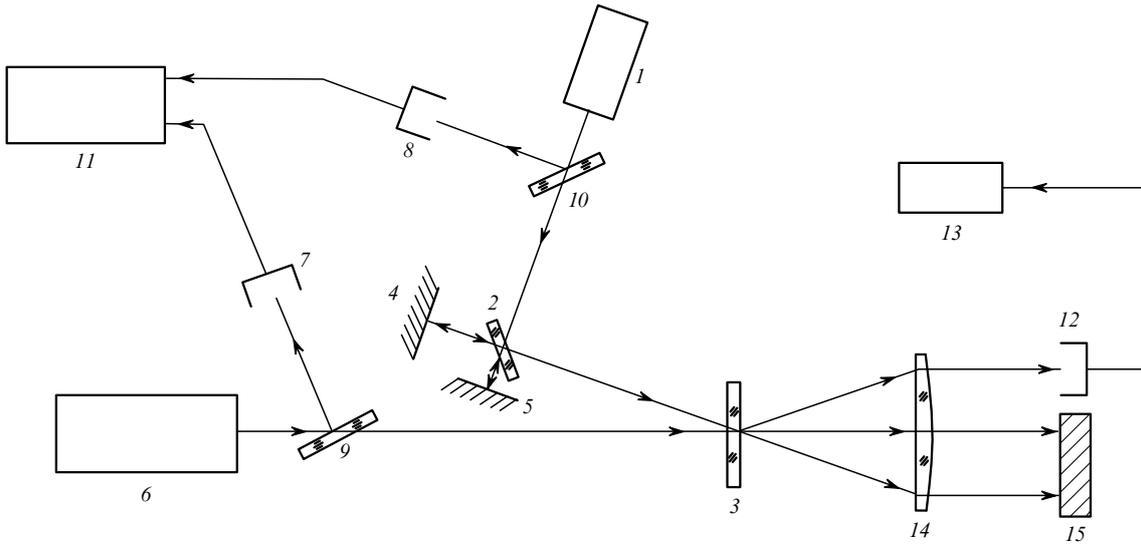


Рис.2. Схема экспериментальной установки:

1 – Nd : YAG-лазер; 2, 9, 10 – светоделители; 3 – образец; 4, 5 – зеркала; 6 – CO₂-лазер; 7, 8, 12 – фотоприемники; 11, 13 – осциллографы; 14 – линза; 15 – поглощающий экран.

пучок которого направлялся на образец 3. Форма импульсов излучения Nd : YAG- и CO₂-лазеров, а также степень синхронности их воздействия на образец регистрировались с помощью фотоприемников 7 (ФСГ-22-3А) и 8 (ЛФД-2) соответственно. Электрические сигналы с фотоприемников подавались на входы двухлучевого осциллографа С8-14 11. Форма импульса излучения дифрагировавшего в первый порядок, регистрировалась фоторезистором ФСГ-22-3А 12, сигнал с которого поступал на вход осциллографа С8-12 13. Линза 14, в фокальной плоскости которой располагался образец, фокусировала дифрагировавший пучок на приемной площадке фоторезистора 12.

Эксперименты по записи решеток в полупроводнике с большой подвижностью носителей проводились на образцах из монокристаллического германия марки ГМО-3, выполненных в виде плоскопараллельных пластин толщиной 0.5 мм. Дифракционная эффективность решетки на $\lambda_2 = 10.6$ мкм составила $\sim 10^{-3}$ по мощности при средней интенсивности записывающего излучения 1.4 кВт/см². Осциллограммы падающего на образец и дифрагировавшего в первый порядок импульсов излучения CO₂-лазера приведены на рис.3. В условиях эксперимента $\tau_D = \lambda^2 / (4\pi^2 D) \approx 10^{-8}$ с. Поскольку длительность светового импульса значительно превышает время релаксации, кроме пространственно-периодического появляется также и

равномерное распределение концентрации электронов и дырок в полупроводнике. Данный процесс обуславливает быстрый рост поглощения и соответствующее снижение коэффициента пропускания полупроводника вплоть до $T_2 = 0$. Осциллограммы, представленные на рис.3, отражают именно такую ситуацию. Нарастающее поглощение приводит к значительному уменьшению длительности импульса дифрагировавшего излучения по сравнению с исходным импульсом.

Численная оценка дифракционной эффективности по формуле (5) для условий эксперимента дает величину $\sim 0.6 \times 10^{-3}$, близкую к экспериментальному значению. Характеристики германия $\alpha_1, \sigma_e, \sigma_h$ взяты из работы [6].

Существенно иная ситуация наблюдалась в опытах с образцами аморфного германия, напыленного в виде пленки толщиной 1.3 мкм на подложку из ВаF₂. Из-за малых длины диффузии и подвижности свободных носителей, характерных для аморфных полупроводников [7], в пленке практически отсутствовала равномерно распределенная электронно-дырочная плазма. В этом случае для аморфного германия $\tau_r \approx \tau_e \sim 1$ мкс. Как видно из осциллограммы, представленной на рис.4, значительных изменений формы и длительности импульса дифрагиро-

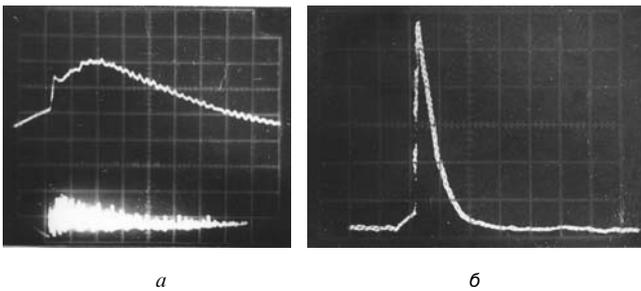


Рис.3. Осциллограммы импульсов излучения CO₂-лазера (вверху) и Nd : YAG-лазера (внизу) (а), а также импульса излучения CO₂-лазера, дифрагировавшего на решетке в кристаллическом германии (б). Временные развертки осциллограмм 20 (а) и 1 мкс/дел. (б).

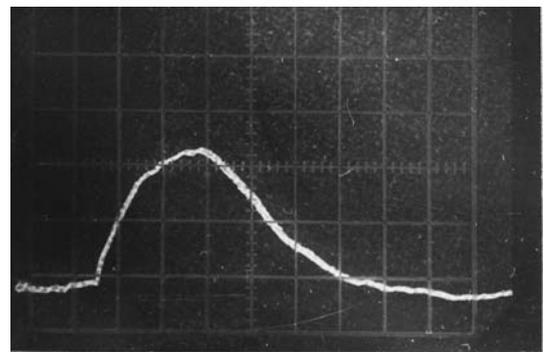


Рис.4. Осциллограмма импульса излучения CO₂-лазера, дифрагировавшего на решетке в аморфном германии. Временная развертка осциллограмм 20 мкс/дел.

вавшего излучения по сравнению с исходным импульсом не наблюдается, что соответствует результату, следующему из выражения (5). Дифракционная эффективность решетки в этих опытах составила 3×10^{-4} при той же, что и в предыдущем эксперименте, интенсивности записывающего излучения (1.4 кВт/см^2). Сопоставление экспериментального значения η_2 с численной оценкой не проводилось, поскольку отсутствуют данные о величинах σ_e и σ_n для опытных образцов.

Низкое значение η_2 объясняется тем, что из-за малой толщины пленки в ней поглощалось только $\sim 30\%$ излучения неодимового лазера. Кроме того, следует отметить, что слой германия наносился на поверхность подложки методом резистивного распыления. Из литературы известно [7], что полученный таким способом образец имеет большое число структурных дефектов, концентрация которых достигает 10^{19} см^{-3} . Эти дефекты являются эффективными ловушками для фотовозбужденных носителей, концентрация которых в экспериментах не превышала 10^{17} см^{-3} . В данном случае практически все электроны оказываются в ловушках, что и объясняет низкую эффективность решетки, полученную в эксперименте.

Для повышения эффективности решетки предпочтительнее применять гидрогенизированные аморфные полупроводники, у которых дефекты заполнены атомами водорода и практически отсутствуют центры захвата носителей. Поскольку в этом случае концентрация носителей в области их возбуждения значительно возрастает, как минимум на два порядка, следует ожидать и пропорционального увеличения эффективности до значений, больших 10^{-2} .

4. Выводы

Анализ процессов диффузии неравновесных носителей в объеме полупроводника при условии пространственной периодичности их возбуждения показал, что для записи динамических решеток предпочтительны полупроводниковые материалы с малым коэффициентом амбиполярной диффузии и, как следствие, с малой подвижностью носителей заряда. Сравнительная оценка перспективности применения различных полупроводниковых материалов в качестве среды для записи динамических решеток может быть проведена с помощью соотношения (5).

Регистрируя энергетические и временные характеристики импульса излучения, дифрагировавшего на решетке, и сравнивая их с исходными, можно определить постоянную времени релаксации решетки и подвижность неравновесных носителей.

1. Bogdanov M.P., Dimakov S.A., Gorlanov A.V., Goryachkin D.A., Grigoriev A.M., et al. *Opt. Commun.*, **129**, 405 (1996).
2. Григорьев А.М., Трусов В.П., Шерстобитов В.Е. *Тез. VI конф. «Оптика лазеров»* (Л., 1990, с. 249).
3. Вайткус Ю.Ю., Гаубас Э.П., Ивакин Е.В. и др. *Квантовая электроника*, **10**, 1320 (1983).
4. Уханов Ю.И. *Оптика полупроводников* (Л.: Изд-во ЛПИ, 1972, ч. III).
5. Григорьев А.М., Лавренов Л.М., Трусов В.П. *Квантовая электроника*, **17**, 1238 (1990).
6. Карлов Н.В., Кириченко Н.А., Климов А.Н., Сисакян Е.В. *Квантовая электроника*, **10**, 1365 (1983).
7. Хейванг В., Биргхольц У., Айнцингер Р. и др. *Аморфные и поликристаллические полупроводники* (М.: Мир, 1987, с. 21).