

ИЗМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ В ПИКОСЕКУНДНОМ ВРЕМЕННОМ ДИАПАЗОНЕ

Балтрамеюнас Р., Велецкас Д., Нятикшис В.,
Пятраускас М., Скайстис Э.

Исследована временная зависимость дифракционной эффективности динамической голограммы в кристаллах Si при возбуждении ультракороткими импульсами света. Анализируются причины увеличения интенсивности дифракции света после окончания импульса возбуждения. Наблюдаемые эффекты объяснены механизмом перезарядки неравновесными носителями заряда (ННЗ) мелких примесных состояний и их соответствующим вкладом в изменение показателя преломления среды. Экспериментальные результаты сравнены с теоретическими расчетами.

Исследованию нелинейных свойств полупроводников при их возбуждении ультракороткими импульсами света (УКИ) посвящен ряд работ [1-8]. Обычно в этих и других работах основное внимание обращено на явления, происходящие либо во время действия лазерного импульса ($t \approx 10^{-11}$ с), либо на времена больше $1 \cdot 10^{-10}$ с, т. е. на более длинновременную релаксацию. Однако исследования начальных стадий развития наведенной оптической нелинейности, по нашему мнению, могут дать дополнительную информацию о физических причинах ее возникновения.

В работе обсуждаются два механизма наведенного светом изменения показателя преломления Δn : первый, обусловленный неравновесными носителями заряда, и второй — перезарядкой ННЗ мелких примесных состояний. Эти оба механизма взаимосвязаны и трудно различимы при возбуждении кристалла импульсами света наносекундной длительности. Действительно, в первом случае изменение показателя преломления полупроводника следует за скоростью генерации ННЗ и достигает своего максимального значения по окончании возбуждающего импульса (для $\tau_{\text{имп}} \ll \tau_{\text{рек}}$). Другая ситуация будет, если предположить, что перезарядка мелких примесных центров тоже вносит свой вклад в изменение нелинейной части показателя преломления Δn кристалла. Перезарядка мелких примесных состояний (в случае генерации ННЗ за счет зонных переходов) происходит через разрешенные зоны, и, как показывают теоретические расчеты, при таком механизме модуляции Δn максимальное изменение показателя преломления должно произойти за время t_{max} , которое зависит от концентрации примесных центров и ННЗ, сечения захвата носителей центром и т. п. Проверке этого предположения и посвящена настоящая работа.

Для решения задачи выбрана методика исследования дифракции пробного зондирующего импульса на светонаведенной динамической решетке в интервале времен $3 \cdot 10^{-10}$ с $> t > \tau_{\text{имп}}$. Исследованы кристаллы Si, в которых время жизни неравновесных носителей при умеренных уровнях возбуждения $\tau_{\text{рек}} \gg \tau_{\text{имп}}$. Это позволило избежать влияния рекомбинации носителей на интенсивность дифракции пробного луча.

Схема экспериментальной аппаратуры обычная [8, 9]. Для генерации пикосекундных импульсов применялся активный элемент на основе АИГ Nd^{3+} . Энергия выделенного одномодового одиночного импульса $E \approx 0.03$ мДж, длительность $\tau_{\text{имп}} = 35$ пс, время когерентности $\tau_c = 23$ пс [9], частота повторения $\nu \leq 10$ Гц. Двухкаскадный усилитель усиливал входные импульсы до 10^2 раз.

Стеклоплатинной пластинкой часть излучения направлялась на линию оптической задержки, которой управляла ЭВМ (точность сканирования 1 пс). Делителем пучок света делился на два луча равной интенсивности, которые, проходя через компенсирующие линии оптической задержки, попадали на образец под углом 1.5° и создавали в нем динамическую голографическую решетку. Регистрация и обработка экспериментальных данных производились диалого-вычислительным комплексом ДВК-2М, сопряженным через крейт САМАС с измерительной аппаратурой. Эксперименты проведены при комнатной температуре.

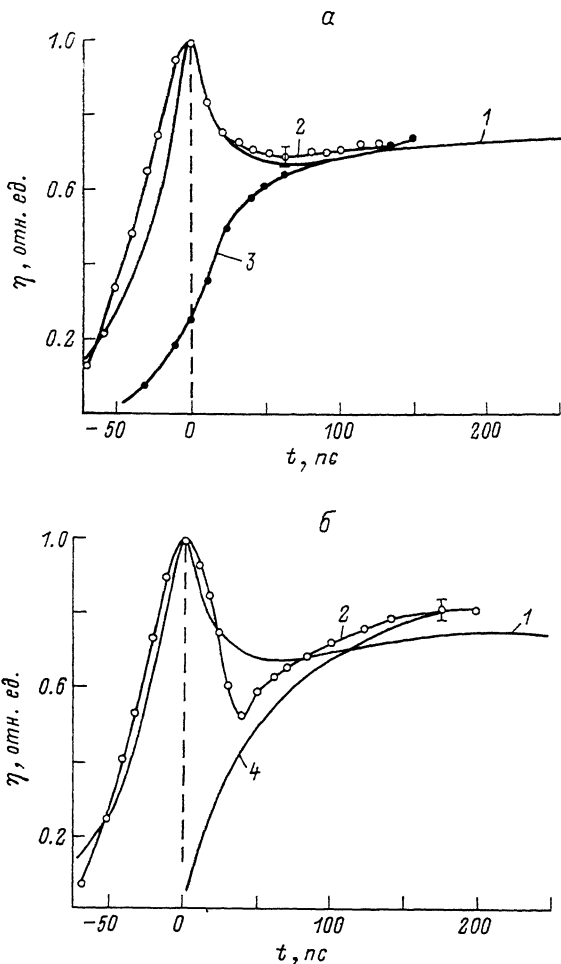


Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности зондирующего УКИ от времени задержки в специально не легированном (а) и легированном (б) кремнии.

1 — теоретическая кривая по формулам работы [6]; 2, 3 — экспериментальный результат при разной интенсивности возбуждения [$I_0 = 2$ мДж (2) и $0.05 I_0$ (3)], 4 — теоретическая зависимость η согласно формуле (3) настоящей статьи для параметров, приведенных в тексте.

Исследованы кристаллы Si: бездислокационные, легированные фосфором или бором ($\rho \approx 1$ Ом·см), и сравнительно чистые, где концентрация остаточных примесей $M \leq 10^{16}$ см $^{-3}$. Толщина образцов 380—400 мкм. Кристаллы имели просветляющие покрытия для устранения явления интерференции света.

На рис. 1 представлена зависимость дифракционной эффективности зондирующего УКИ от времени задержки в специально не легированном (а) и легированном (б) кремнии при разных интенсивностях возбуждения. Первый максимум кривых обусловлен когерентным взаимодействием слабого пробного импульса с мощными возбуждающими импульсами. Это явление подробно рассмотрено в работах [5—7]. Поэтому основное внимание сосредоточим на анализе некогерентной части взаимодействия. Как видно из результатов на рис. 1, а

(кривые 2, 3), для сравнительно чистого образца Si постоянный уровень сигнала дифракции пробного луча устанавливается за когерентным пиком и не наблюдается заметного изменения амплитуды сигнала, кроме обусловленного соотношением между длительностью импульса излучения $\tau_{\text{имп}}$ и временем его когерентности τ_c согласно результатам работы [6] (рис. 1, кривая 1).

Другая картина наблюдается в легированных образцах кремния. После когерентного пика интенсивность дифракции уменьшается, но последующее увеличение задержки пробного УКИ света приводит к увеличению интенсивности дифракции с последующим выходом на постоянный уровень (рис. 1, б, кривая 2). Время нарастания интенсивности дифрагированного пробного импульса после окончания возбуждения зависит от интенсивности возбуждающего света. С уменьшением уровня возбуждения в 15–20 раз время нарастания дифракции пробного луча увеличивается на 20–25 пс.

Исследование пропускания пробного импульса от времени задержки (диаметр возбуждающего импульса по отношению к пробному составлял 3:1) показало, что интенсивность зондирующего импульса в исследуемом интервале времен существенно не меняется. Следовательно, нарастание интенсивности дифракции после окончания импульса возбуждения не может быть связано с существенным изменением концентрации ННЗ. Это означает, что существуют еще и другие механизмы модуляции светом показателя преломления среды.

Еще авторы работы [2] обратили внимание на то, что экспериментальные значения дифракционной эффективности в кристаллах Si в несколько раз превышают ожидаемые теоретические оценки, базирующиеся на теории Друде—Лоренца. Однако такие отклонения они отнесли к экспериментальным условиям [1]. В действительности изменение Δn при сильном возбуждении кремния происходит не только из-за генерации ННЗ, но и из-за перезарядки мелких примесей ими [10]. Это, видимо, и приводит к обнаруженной нами особенности кинетики интенсивности дифракции пробного импульса света после окончания импульса возбуждения в легированных кристаллах и отсутствию такого эффекта в сравнительно чистых.

Как показано в работе [10], для изменения показателя преломления Δn в кристаллах Si можно записать

$$\Delta n = \Delta n_{\text{эл}} + \Delta n_{\text{пр}} = -\frac{2\pi e^2}{n_0 \omega_0^2} \left[\frac{\delta N_g}{m_g^*} + \frac{\delta P_g}{m_h^*} + \frac{C_n \delta m}{m_{e,h}} \right], \quad (1)$$

где n_0 — показатель преломления, ω_0 — частота возбуждающего света, m^* — эффективная масса, C_n — константа, зависящая от модели центра, δN_g , δP_g , δm — концентрации неравновесных электронов, дырок и перезаряженной ННЗ примеси соответственно. Концентрацию перезаряженных ННЗ примесей можно найти, рассматривая простейшую модель полупроводника, содержащего мелкие донорные центры с концентрацией M и коэффициентом захвата электронов γ_n [10]. Теоретическое рассмотрение проведем для случая коротких возбуждающих импульсов, т. е. когда длина лазерного импульса $\tau_{\text{имп}}$ намного меньше характерных времен прилипания τ_n и времени рекомбинации $\tau_{\text{рек}}$:

$$\tau_n \ll (1/\gamma_n N_0, \delta N_g / \gamma_n N_{\text{см}} m_0) \ll \tau_{\text{рек}}$$

где $\delta N_g = \int_0^\infty G(t) dt$ — суммарная концентрация неравновесных носителей. Система уравнений [10], описывающих кинетику неравновесных носителей заряда при наличии уровней прилипания, линеаризованная вблизи концентраций $N = N_0 + \delta N_g$ и $m(0) = m_0$, имеет вид¹

$$\begin{aligned} \tau_{\text{рек}} \delta \dot{N} &= -(1 + \alpha) \delta N + \beta \delta m - (1 + \alpha) \delta N_g, \\ \tau_{\text{рек}} \delta \dot{m} &= \alpha \delta N - \beta \delta m + \alpha \delta N_g, \\ \delta P &= \delta N + \delta m \end{aligned} \quad (2)$$

¹ В [11] линеаризация проведена при $N = N_0$ и $m = m_0$, поэтому воспользоваться результатами этой работы в нашем случае невозможно.

с начальными условиями: $\delta N(0) = \delta m(0) = 0$. Здесь $\delta N = N - N_0 - \delta N_g$, $\delta P = P - P_0 - \delta N_g$, $\delta m = M - m_0$, $x = t/\tau_{\text{рек}}$, $\alpha = \tau_{\text{рек}} \gamma_n (M - m_0)$, $\beta = \tau_{\text{рек}} \gamma_n (N_{\text{сх}} + N_0 + \delta N_g)$.

Систему (2) можно решить аналитически. Для концентрации носителей в центрах прилипания находим

$$m(t) = m_0 + \delta N_g \alpha / B \left\{ \exp\left(-\frac{A-B}{2\tau_{\text{рек}}} t\right) - \exp\left(-\frac{A+B}{2\tau_{\text{рек}}} t\right) \right\}, \quad (3)$$

где $A = 1 + \alpha + \beta$, $B = \sqrt{A^2 - 4\beta}$. Из решения следует, что концентрация перезаряженных ННЗ примесей после окончания возбуждающего импульса сначала растет, при $t_{\text{max}} = (\tau_{\text{рек}}/B) \ln\left(\frac{A+B}{A-B}\right)$ достигает максимума и далее монотонно

уменьшается. Теоретическая зависимость $\delta m(t)$ показана кривой 4 на рис. 1, б (при расчетах использованы такие параметры: $\gamma_n = 3.0 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $T = 300 \text{ К}$, $\Delta E_i = 0.045 \text{ эВ}$, $\delta N_g = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\tau_{\text{рек}} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, $M = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Кроме того, принято, что $\Delta n \sim \delta m$, а $\eta \sim \Delta n^2$).

Как следует из формул (1) и (3), при примесном механизме модуля-

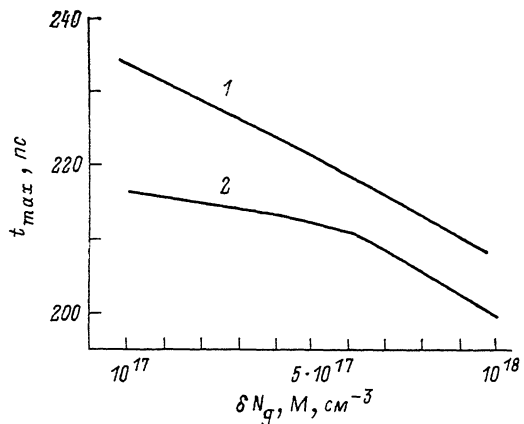


Рис. 2. Теоретическая зависимость t_{max} от концентрации ННЗ (1) и центров (2).

ции Δn максимальное значение изменения Δn также будет достигнуто после окончания возбуждающего импульса и будет зависеть от параметров кристалла M , δN_g , $\tau_{\text{рек}}$ и др. Эта зависимость показана на рис. 2. Видно, что время запаздывания изменения Δn должно увеличиваться как с уменьшением M (незанятых мест на центрах, их концентрации), так и уровня возбуждения кристалла. Поэтому, когда в сравнительно чистых кристаллах Si, особенно при высоких уровнях возбуждения, выполняется условие $\Delta n_{\text{эл}} > \Delta n_{\text{пр}}$, «примесные эффекты» изменения Δn незаметны (рис. 1, а, кривая 2).

Следовательно, перезарядка примесей ННЗ может приводить как к существенной добавке к изменению Δn , так и к запаздыванию этого изменения по отношению к импульсу возбуждения. Величины $\Delta n_{\text{пр}}$, t_{max} зависят от концентрации примесных центров и их параметров. Все это открывает перспективы целенаправленного управления величиной оптической нелинейности кристаллов путем их легирования соответствующими примесями.

Список литературы

- [1] Одулов С. Г., Пешко И. И., Соскин М. С., Хижняк А. И. // УФЖ. 1976. Т. 21. В. 11. С. 1869—1872.
- [2] Пешко И. И., Соскин М. С., Хижняк А. И. // УФЖ. 1983. Т. 28. В. 8. С. 1466—1472.
- [3] Аверьянова М. Ю., Ковальчук Ю. В., Погорельский Ю. В., Смольский О. В. // Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 12. С. 762—765.
- [4] Сверхкороткие световые импульсы / Под ред. С. А. Ахманова. М., 1981. 479 с.
- [5] Vardeni Z., Tauc J. // Opt. Commun. 1981. V. 39. N 6. P. 396—400.
- [6] Eichler H. J., Langhans D., Massmann F. // Opt. Commun. 1984. V. 50. N 2. P. 117—122.
- [7] Вильгельми Б., Херманн И. // Квант. электрон. 1980. Т. 7. В. 9. С. 1876—1884.
- [8] Балтрамеюнас Р., Вайткус Ю., Велецкас Д., Гривцикас В. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 6. С. 1159—1162.
- [9] Балтрамеюнас Р., Вайткус Ю., Данелюс Р., Пятраускас М., Пискаркас А. // Квант. электрон. 1982. Т. 12. В. 9. С. 1921—1923.
- [10] Балтрамеюнас Р., Велецкас Д., Скайстис Э. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 86—91.
- [11] Вайткус Ю., Вицакас Ю. // Лит. физ. сб. 1972. Т. 12. № 3. С. 421—443.