

УДК 539.2

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ
В ОБЛУЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ n -GaP

Е. Ю. БРАЙЛОВСКИЙ, Э. А. ДЕМИДЕНКО

Институт ядерных исследований АН УССР

Н. Е. ГРИГОРЯН, Г. Н. ЕРИЦЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 2 февраля 1982 г.)

Исследовано влияние электронов с энергией 50 МэВ на поглощение света свободными носителями в кристаллах n -GaP ($n_0 = 1,5 - 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Показатель степени α в зависимости $\alpha \sim \omega^{-\gamma}$ уменьшается от 1,8 в исходных образцах до 1,1 в облученных кристаллах ($\Phi = 8,64 \cdot 10^{15} \text{ эл/см}^2$). Предложен и теоретически обоснован новый механизм рассеяния на «замороженных» фонах (деформации, локализованные вблизи точечных радиационных дефектов) с учетом участия подзоны X_{3c} в процессах рассеяния, качественно объясняющий экспериментальные результаты влиянием локальных деформационных полей вблизи точечных радиационных дефектов. Показано, что разупорядоченные области в n -GaP не оказывают влияния на рассеяние свободных носителей в квантовой области частот $\hbar\omega \gg k_0 T$.

Известно, что внутризонное поглощение света свободными носителями (ПСН) возможно только при наличии несовершенств кристаллической решетки, взаимодействие с которыми обеспечивает выполнение законов сохранения энергии и импульса. Поэтому исследование частотной зависимости коэффициента ПСН в квантовой области частот $\hbar\omega \gg \bar{\epsilon}$ ($\bar{\epsilon}$ — средняя энергия электрона) при фиксированной температуре позволяет делать определенные выводы о механизмах рассеяния носителей.

Обычно коэффициент поглощения описывают зависимостью вида

$$\alpha \sim \omega^{-\gamma}, \quad (1)$$

где показатель степени γ зависит от механизма рассеяния.

В кристаллах GaP химическая связь — смешанного типа, поэтому в рассеяние электронов наряду с ионизированными примесями дают вклад как акустические, так и оптические фононы, и, согласно результатам работ [1—4], в экспериментально наблюдаемых зависимостях значения показателя степени γ должны находиться в интервале $3/2 \leq \gamma \leq 7/2$. Для n -GaP обычно $\gamma \approx 1,7$, но, как показано в [5], ни один из перечисленных выше механизмов рассеяния, в том числе и на акустических фононах, не описывает ПСН в n -GaP.

В работе [6] было обосновано наличие еще одного типа рассеяния в n -GaP, связанного с особенностями его зонной структуры (так называемое i -рассеяние). Однако объясняя малые значения γ для n -GaP, предложен-

ный механизм не объясняет наблюдаемое уменьшение γ с ухудшением совершенства кристаллов, например, при увеличении степени компенсации [5]. Установление закономерностей ПСН в GaP затрудняется также тем, что в предыдущих работах исследования $\alpha = f(\omega)$ проводились на разных образцах, отличающихся содержанием как легирующих примесей, так и других дефектов.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования ПСН на одних и тех же кристаллах $n-GaP$, концентрация дефектов и степень компенсации в которых изменялись путем введения радиационных дефектов при облучении различными дозами электронов, а также предлагается теория, объясняющая экспериментальные данные по компенсации примесями и радиационными дефектами.

Эксперимент

Измерения ПСН проводились на кристаллах GaP n -типа, легированных Te ($n_0 = (1,5-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), в области длин волн 2—15 мкм при комнатной температуре на спектрофотометре $UR-20$. Облучение электронами с энергией 50 МэВ производилось при плотности электронного тока 1 мкА/см^2 также при комнатной температуре. Концентрация носителей заряда определялась по эффекту Холла и по интенсивности полосы поглощения 3 мкм, исходя из значения сечения поглощения $\sigma = 9 \cdot 10^{17} \text{ см}$ [7] для перехода $X_{1c} - X_{3c}$.

На рис. 1 приведена спектральная зависимость коэффициента поглощения для кристалла $n-GaP$, облученного различными интегральными потоками электронов. На кривых видна полоса поглощения при 3 мкм и не-

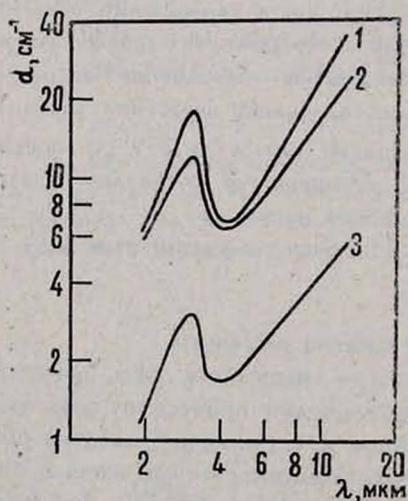


Рис. 1.

Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициента поглощения для образца № 1 $n-GaP$, облученного электронами с энергией 50 МэВ: 1 — $\Phi = 0$; 2 — $\Phi = 4,3 \cdot 10^{15} \text{ эл/см}^2$; 3 — $\Phi = 8,6 \cdot 10^{15} \text{ эл/см}^2$.

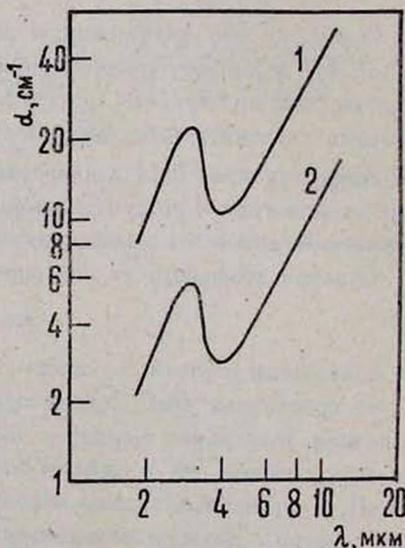


Рис. 2.

Рис. 2. Спектральная зависимость α для образца № 2 $n-GaP$: 1 — исходная; 2 — после облучения ($\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ эл/см}^2$) и отжига при температуре 525°C в течение 20 мин.

селективная зависимость коэффициента поглощения от длины волны в области 5—12 мкм, описываемая степенной функцией вида (1). В таблице приведены значения концентрации свободных электронов, степени компенсации N_A/N_D , отношения α/n при $\lambda = 6,25$ мкм и величины γ в исходном кристалле и после облучения электронами. Там же приведены данные для образца, компенсированного химическими примесями, из работы [5].

Видно, что в результате облучения уменьшается концентрация свободных электронов и увеличивается степень компенсации. Одновременно наблюдается уменьшение показателя степени γ в спектральной зависимости коэффициента поглощения до значения 1,13. При этом значение отношения α/n в результате облучения возрастает. При облучении электронами с энергией 50 МэВ в кристаллах GaP образуются одновременно точечные дефекты и более термостабильные области разупорядочения [8].

На рис. 2 приведены спектры поглощения для кристаллов необлученного и после облучения электронами ($\Phi = 1 \cdot 10^{17}$ эл/см²) с последующим отжигом при температуре 525°C. Для кристалла, облученного столь высоким интегральным потоком электронов, концентрация свободных электронов резко падает, вследствие чего ПСН не наблюдается. Как показано в [8], при температуре 525°C точечные радиационные дефекты в n - GaP отжигаются, и поэтому различия между кривыми 1 и 2 на рис. 2 обусловлены областями разупорядочения. Данные для образца, изображенные на рис. 2, приведены также в таблице.

Видно, что в то время, как в результате отжига восстановилось лишь ~ 25% концентрации свободных электронов, значение показателя степени γ восстановилось до исходного. Восстановилось также значение отношения α/n .

Т е о р и я

Коэффициент ПСН [6] рассчитывался во втором порядке теории возмущений:

$$\alpha = \frac{2\pi}{h} \int \int \sum_m \frac{|H_{jm}^{кр. н.}|^2 |H_{mi}^{фот.}|^2}{(E_m - E_i)^2} f_k (1 - f_{k'}) \delta(E_f - E_i) \frac{2 dk}{(2\pi)^3} \frac{dk'}{(2\pi)^3}, \quad (2)$$

где i, m, f обозначают соответственно начальное, промежуточное и конечное состояния, $H_{jm}^{кр. н.}$ — матричный элемент взаимодействия электрона с любым кристаллическим несовершенством, $H_{mi}^{фот.}$ — матричный элемент электрон-фотонного взаимодействия, множитель $f_k (1 - f_{k'})$ указывает на наличие электронов в начальном и конечном состояниях.

На основании [6] частотная зависимость $\alpha(\omega)$ для n - GaP с учетом всех традиционных механизмов рассеяния (акустическое и оптическое рассеяния, рассеяние на ионизированных примесях, междолинное рассеяние) и разных типов промежуточных состояний (как внутрizonных X_{1c} , так и в вышележащей X_{3c} зоне) может быть представлена в виде

$$\alpha(\omega) = B \frac{2\beta + 1}{3\beta} \sum_j [A_j^2(\omega) L^j(\beta) + A_{j'}^2(\omega) L^{j'}(\beta)], \quad (3)$$

где $A_j^2(\omega)$ и $L^j(\beta)$ — соответственно интенсивность и фактор анизотропии для каждого из j -механизмов рассеяния,

$$\beta = m_{\perp}/m_{\parallel}, \quad B = \frac{4\sqrt{2m_{\parallel}}}{3\text{сн}\hbar^2} \frac{e^2 N}{(\hbar\omega)^{3/2}}.$$

Второе слагаемое в (3) соответствует учету промежуточных состояний в следующей зоне проводимости (виртуальные переходы $X_{1c} - X_{3c}$), что формально выглядит как наличие еще одного дополнительного механизма рассеяния, названного нами условно i -рассеянием.

Интенсивности i -рассеяния для любого механизма рассеяния имеют вид

$$A_{ii}^2(\omega) = A_j^2(\omega) \eta^i(\omega), \quad (4)$$

где

$$\eta^i(\omega) = \frac{1}{2} \frac{m_{\perp}}{m} \left(\frac{\hbar\omega}{\Delta} \right) \left(1 - \frac{\hbar\omega}{\Delta} \right)^{-2}, \quad (5)$$

m — масса свободного электрона, Δ — энергетический зазор между зонами проводимости в точке X .

Так как рассматриваемое нами ПСН происходит в частотной области $\hbar\omega < \Delta$, то множитель $\eta^i(\omega) \sim \omega$, что понижает степень r на единицу для любого механизма рассеяния. Отсюда следует, что степень r в n -GaP должна находиться в интервале $1/2 \leq r \leq 7/2$. Таким образом, наличие i -рассеяния позволяет объяснить небольшие значения r в n -GaP.

Приведенные выше экспериментальные результаты показывают, что степень r уменьшается с ростом N_A/N_D как при легировании, так и при облучении. При этом в обоих случаях растет общее количество статических несовершенств. Вокруг таких дефектов решетки могут возникать статические поля деформаций, которым будут соответствовать «замороженные» фононы. Связанный с ними дополнительный потенциал деформации в принципе ничем не отличается от потенциала деформации, обусловленного, например, акустическими фононами.

Таблица

№№ п/п	Φ , эл/см ²	n , см ⁻³	N_A/N_D	$\frac{\alpha}{n} \cdot 10^{-17}$, см ²	r
1	0	$1,7 \cdot 10^{17}$	0,1	6	1,68
1	$4,3 \cdot 10^{15}$	$1,0 \cdot 10^{17}$	0,4	9,2	1,34
1	$8,6 \cdot 10^{15}$	$2,2 \cdot 10^{16}$	0,87	11,5	1,13
Данные работы [5]	0	$7,2 \cdot 10^{17}$	0,6	20	1,35
2	0	$1,9 \cdot 10^{17}$	0,1	10	1,86
2*	$1 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{16}$	0,7	10,8	1,86

* — после облучения проведен отжиг при температуре 525°С в течение 20 мин.

Учет рассеяния на «замороженных» фононах можно провести в самом общем виде в рамках теории деформационного потенциала. Известно, что в этом приближении для взаимодействия электрона с одним фононом с волновым вектором $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$ квадрат матричного элемента $|H_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\text{фон}}|^2$ можно записать в виде

$$|H_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\text{фон}}|^2 = \frac{D_q^2 \hbar}{2\rho\omega_q} \times \begin{cases} n_q \\ n_q + 1 \end{cases}, \quad (6)$$

где D_q , ω_q , n_q — соответственно константа связи, частота и функция распределения фононов.

Для малых q константу связи D_q можно разложить в ряд по q :

$$D_q = (D_q)_{q=0} + \left(\frac{\partial D_q}{\partial q} \right)_{q=0} \cdot q. \quad (7)$$

Взаимодействие нулевого порядка по q электронов с фононами определяется условиями симметрии и поэтому не всегда возможно. Если $(D_q)_{q=0} \neq 0$, то по аналогии с электрон-фотонными переходами такие переходы будут «разрешенными». Для «запрещенных» переходов $(D_q)_{q=0} = 0$, и электрон-фононное взаимодействие будет первого порядка по q . Нужно отметить, что такое рассеяние для всех видов фононов, кроме акустических, не вносит практически никакого вклада в кинетические явления из-за малого значения q . Однако в ПСН, где рассеяние из-за наличия фотона с энергией $\hbar\omega \gg k_0 T$ уже не является упругим и $q \approx k'$, процессы с $|H_{k'k}^{\text{фон}}|^2 \sim q^2$ также надо учитывать.

Если предположить, что взаимодействие с «замороженными» фононами описывается членами первого порядка по q , то при росте числа таких фононов рассеяние на них может стать существенным механизмом, конкурирующим с рассеянием на акустических фононах.

Расчет $\alpha(\omega)$ для этого механизма дает

$$\alpha_{\text{зам}}(\omega) = B \frac{2\beta + 1}{3\beta} [A_{\text{зам}}^2(\omega) L_{\text{зам}}^2(\beta) + (A_{\text{зам}}^2(\omega))_i L_{\text{зам}}^i(\beta)], \quad (8)$$

где

$$A_{\text{зам}}^2(\omega) = \frac{2}{5} \frac{E_{\text{зам}}^2 m_{\perp}}{\rho} \left(\frac{\omega}{\omega_{\text{зам}}} \right) \chi_{\text{зам}}(\omega), \quad (9a)$$

$$\chi_{\text{зам}}(\omega) = \frac{1}{2} \left[n_{\text{зам}} \left(1 + \frac{\omega_{\text{зам}}}{\omega} \right)^{5/2} + (n_{\text{зам}} + 1) \left(1 - \frac{\omega_{\text{зам}}}{\omega} \right)^{5/2} \right], \quad (9b)$$

$$L_{\text{зам}}(\beta) = \frac{2\beta^2 + 11\beta + 2}{2\beta + 1}, \quad (9b)$$

$E_{\text{зам}} \equiv \left(\frac{\partial D_q}{\partial q} \right)_{q=0}$ — константа связи «замороженных» фононов. Как сле-

дует из (9a), $A_{\text{зам}}^2(\omega) \sim \omega$, а $(A_{\text{зам}}^2(\omega))_i$ на основании (4) и (5) должна быть пропорциональна ω^2 , т. е. частотная зависимость полного коэффициента ПСН, описываемая суммой (3) и (8), должна приближенно описываться зависимостью ω^{-r} , где $-1/2 \leq r \leq 7/2$.

Нужно отметить, что в сумме такого большого числа слагаемых безусловно не все члены дают одинаковый вклад. Кроме того, i -рассеяние должно быть достаточно велико, так как в n -GaP переход $X_{1c} - X_{3c}$ дипольно разрешен, т. е. по терминологии двухквантовых переходов все i -процессы — это разрешенно-«разрешенные» или разрешенно-«запрещенные» переходы (первые слагаемые в (3) и (8) описывают запрещенно-«разрешенные» или запрещенно-«запрещенные» переходы).

Учет всех этих особенностей позволяет объяснить аномально малые значения r в частотной зависимости $\alpha(\omega)$ и тенденцию к уменьшению r при увеличении концентрации дефектов.

Обсуждение и выводы

Увеличение отношения α/n при облучении показывает, что в результате введения радиационных дефектов в кристаллах $n\text{-GaP}$ появляется дополнительный механизм рассеяния. На изменение механизма рассеяния указывает также уменьшение показателя степени γ при облучении. Сравнение изменения показателя γ в результате введения радиационных дефектов с влиянием на γ введения компенсирующих примесных атомов (см. таблицу) показывает, что радиационные дефекты гораздо эффективнее изменяют механизм рассеяния, чем примеси: например, введение $7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ компенсирующих радиационных дефектов ($\Phi = 4,3 \cdot 10^{15} \text{ эл/см}^2$) вызывает такое же уменьшение γ , как и введение $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ компенсирующих химических примесей. В результате дальнейшего облучения значение γ продолжает уменьшаться.

Известно, что в полупроводниковых соединениях $A^{III}B^V$ радиационные дефекты обладают значительной удельной деформацией, приходящейся на один точечный дефект [9], которая гораздо больше, чем удельная деформация для примесных атомов замещения. Поэтому полученный выше теоретический вывод о том, что рассеяние на «замороженных» фонах может играть существенную роль в ПСН, позволяет с единых позиций объяснить экспериментальные результаты по влиянию легирования компенсирующими примесями и введения радиационных дефектов на спектральную зависимость коэффициента поглощения в области ПСН для кристаллов $n\text{-GaP}$ дополнительным рассеянием на локальных деформациях.

В этой связи интересно отметить гораздо большее влияние на край поглощения в GaP , оказываемое радиационными дефектами по сравнению с примесными центрами, что также объясняется деформационными эффектами [10].

Результаты, приведенные на рис. 1, показывают суммарное действие точечных радиационных дефектов и областей разупорядочения на ПСН в $n\text{-GaP}$. Зависимости, показанные на рис. 2, позволяют отдельно выделить влияние областей разупорядочения на ПСН. Как следует из данных, приведенных на рис. 2 и в таблице, области разупорядочения эффективно уменьшают концентрацию свободных носителей, но не оказывают влияния на ход спектральной зависимости коэффициента ПСН и величину отношения α/n , а следовательно, на механизм рассеяния. Обладая высоким потенциальным барьером [11], области разупорядочения в $n\text{-GaP}$ являются непроницаемыми для основных носителей. Поэтому рассеяние может осуществляться только в периферийной части областей разупорядочения либо вне их.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fan H. Y., Spitzer W., Collins R. Phys. Rev., 101, 566 (1956).
2. Rosenberg R., Lax M. Phys. Rev., 112, 843 (1958).
3. Meyer H. J. G. Phys. Rev., 112, 298 (1958).
4. Visvanthan S. Phys. Rev., 120, 376 (1960).
5. Ременьюк А. Д. и др. ФТП, 2, 666 (1968).
6. Демиденко Э. А., Томчук П. М. ФТП, 15, 1580 (1981).
7. Абаган С. А. и др. ФТП, 4, 1560 (1970).

8. Брайловский Е. Ю., Ерицян Г. Н., Тартачник В. П. ФТП, 9, 1805 (1975).
 9. Ланг Д. В сб. Точечные дефекты в твердых телах. Изд. Мир, М., 1979.
 10. Брайловский Е. Ю. и др. УФЖ, 26, 973 (1981).
 11. Brailovski E. Yu., Grigoryan N. E., Eritsyun G. N. Phys. Stat. Sol. (a), 62, 649 (1980).

ԱԶՍԱՏ ՀՈՍԱՆՔԱԿԻՐՆԵՐԻ ԿՈՂՄԻՑ ԼՈՒՅՍԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ
 ՃԱՌԱԳԱՑՔՎԱԾ n -GaP ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ե. ՅԱ. ԲՐԱՅԼՈՎՍԿԻ, Չ. Ա. ԴԵՄԻԴԵՆԿՈ, Ն. Ե. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ,
 Հ. Ն. ԵՐԻՑՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտված է 50 ՄէՎ էներգիայով օժտված էլեկտրոններով ճառագայթման ազդեցությամբ առաջացած ազատ հոսանքակիրների կլանման սպեկտրի փոփոխությունները n -GaP բյուրեղներում: Ցույց է տրված, որ $\alpha \sim \omega^{-r}$ կախվածության մեջ r ցուցիչը ճառագայթված նմուշներում ($\Phi = 8,6 \cdot 10^{15}$ էլ/սմ²) փոքրանում է 1,8-ից մինչև 1,1: Առաջարկված է և տեսականորեն հիմնավորված կետային ռադիացիոն դեֆեկտների շտրջը լուկալիզացված դեֆորմացիաների վրա ազատ հոսանքակիրների ցրման նոր մեխանիզմ, որը հաշվի է առնում նաև X_{3c} ենթազոտու մասնակցությունը ցրման պրոցեսին: Այն որակապես բացատրում է փորձնական արդյունքները՝ կետային ռադիացիոն դեֆեկտների շտրջը առաջացած լուկալիզացված դեֆորմացիոն դաշտերի ազդեցությամբ: Ցույց է տրված, որ այդ բյուրեղներում խանգարված տիրույթները $\hbar \omega \gg k_0 T$ հաճախությունների քվանտային տիրույթում ազդեցություն չեն գործում ցրման պրոցեսի վրա:

LIGHT ABSORPTION BY FREE CARRIERS
 IN IRRADIATED n -GaP CRYSTALS

E. Yu. BRAJLOVSKIJ, Z. A. DEMIDENKO, N. E. GRIGORYAN,
 G. N. ERITSYAN

The influence of 50 MeV electrons on light absorption by free carriers in n -GaP crystals ($n_0 = (1,5 \div 2) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) has been studied. The power index r in the dependence $\alpha \sim \omega^{-r}$ decreased at the irradiation from 1,8 to 1,1. A new mechanism of scattering on "frozen" phonons, i. e. the deformations localized near the point radiation defects, is suggested and theoretically substantiated taking into account the contribution of the subband X_{3c} to the scattering. A qualitative explanation of experimental results as due to the influence of local deformation fields near the point radiation defects is given. The disordered regions in n -GaP are shown not to affect the scattering of free carriers in the frequency region $\hbar \omega \gg k_0 T$.