

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ
ЗАРЯДА В КРИСТАЛЛАХ GaAs
ПРИ СИЛЬНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИНяткишис В., Норейка Д., Пятраускас М., Йодказис С., Ленцнер М.¹

Изучение физических процессов в плазме неравновесных носителей заряда (ННЗ) высокой плотности ($\Delta N \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$) в полупроводниковых материалах в основном направлено на исследование разогрева системы носителей заряда и последующей передачи энергии решетке. Известно, что при высоких концентрациях ННЗ могут проявляться не только нелинейные процессы рекомбинации [бимолекулярная (G_2), ударная (G_3) рекомбинации], но и нелинейные процессы диффузии ННЗ, обусловленные как вырождением плазмы ННЗ [1^{-4}], так и фотонным переносом [5, 6]. В кристаллах GaAs плотность состояний в зоне проводимости и в валентной зоне ($T=300 \text{ К}$) имеет значения $N_c=4.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $N_v=9.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ соответственно [7], т. е. при концентрациях ННЗ $\Delta N \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ проявляются эффекты, связанные с вырождением. Особенно чувствительным к вырождению плазмы ННЗ является коэффициент амбиполярной диффузии D_a . Так как D_a в основном определяет процессы переноса заряда, исследование динамики ННЗ при высоких уровнях возбуждения является актуальным не только исходя из чисто теоретических соображений, но имеет и практическую значимость в связи с широким применением арсенида галлия в микро- и оптоэлектронике.

В данной работе исследовались полуизолирующие кристаллы арсенида галлия, выращенные методом Чохральского, со средней плотностью дислокаций $N_d=(6 \div 8) \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$.

Динамика ННЗ при $T=300 \text{ К}$ измерялась с помощью методики пикосекундных динамических решеток (DP), более подробно рассмотренной в [8]. Суть этой методики состоит во временном зондировании распада DP светонаведенного показателя преломления, созданной интерференционным полем пересекающихся пикосекундных оптических импульсов. Интенсивность возбуждения не превышала $I_B \leq 1 \text{ ГВт/см}^2$, максимальная задержка зондирующего импульса $\Delta t=1000 \text{ пс}$, временное разрешение $\sim 25 \text{ пс}$. Регистрация и обработка экспериментальных данных проводились при помощи микро-ЭВМ.

В использованном нами интервале интенсивностей возбуждения кристаллов GaAs $I_B=(0.01 \div 1) \text{ ГВт/см}^2$ генерация ННЗ происходит из-за межзонного поглощения света с длиной волны $\lambda=0.53 \text{ мкм}$ ($\alpha=4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ [9]), на что указывает значение показателя степени ($\gamma \approx 2$) в зависимости дифракционной эффективности η от интенсивности возбуждения при $\Delta t=100 \text{ пс}$ (рис. 1).

Для всех исследуемых периодов динамических решеток ($\Lambda=14, 18, 25, 31 \text{ мкм}$) при $I_B > 0.05 \text{ ГВт/см}^2$ в зависимостях $\eta=f(I_B)$ наблюдается нелинейность, которая может быть обусловлена несколькими причинами: нелинейными процессами рекомбинации ННЗ, диффузией ННЗ как в глубь образца, так и между штрихами динамической решетки, фотонным переносом возбуждения, образованием температурной дифракционной решетки.

¹ Университет Фридриха Шиллера, г. Йена.

Известно, что эффективное время распада DP на неравновесных носителях заряда обусловлено рекомбинационными (линейными и нелинейными) и диффузионными процессами и равно: $\tau_{\text{эф}}^{-1} = \tau_{\text{с}}^{-1} + \tau_{\text{н}}^{-1} + \tau_{\text{р}}^{-1} + \tau_{\text{г}}^{-1}$, где $\tau_{\text{с}} = 1/(\Delta N G_2)$, $\tau_{\text{г}} = (\lambda/2\pi)^2/D_a$; здесь $\tau_{\text{с}}$, $\tau_{\text{н}}$ и $\tau_{\text{р}}$ — времена жизни ННЗ, обусловленные бимолекулярной, поверхностной рекомбинациями и рекомбинацией через примесные уровни соответственно, $\tau_{\text{г}}$ — время диффузионного стирания решетки. Следует отметить, что вклад ударной рекомбинации для GaAs малосущественный. На рис. 2 показаны кинетики дифракционной эффективности при разных уровнях возбуждения ($\lambda = 18$ мкм). Эффективное время распада DP определяется

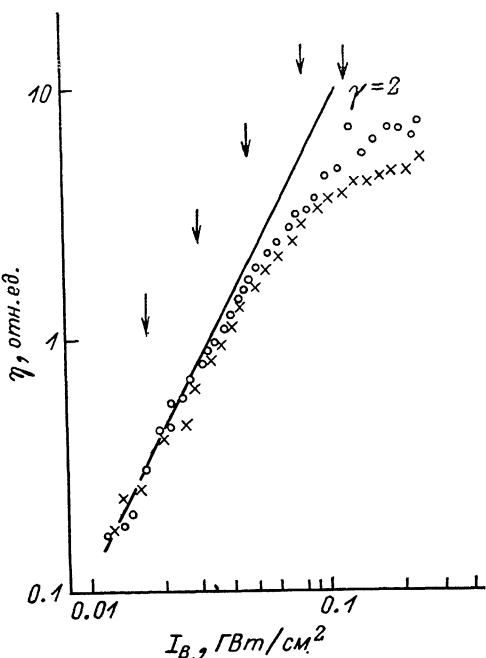


Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности от интенсивности возбуждения.

Точки — $\lambda = 25$ мкм, крестики — $\lambda = 14$ мкм. Стрелки указывают интенсивности, при которых измерялись кинетики.

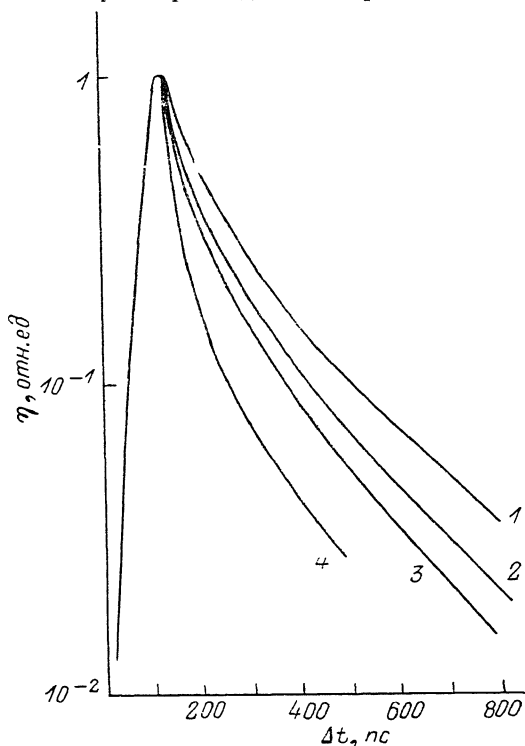


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности решетки с периодом $\lambda = 18$ мкм от времени при различных интенсивностях возбуждения.

I_B , ГВт/см²: 1 — 0.018, 2 — 0.048, 3 — 0.08, 4 — 0.12.

для каждой кинетики сразу после окончания возбуждения, т. е. при $\Delta t = 120$ пс. На рис. 3 представлены зависимости $\tau_{\text{с}}^{-1} = f((2\pi/\lambda)^2) + C$ для различных энергий возбуждения. По этим данным определены коэффициенты амбиполярной диффузии D_a (при разных концентрациях ННЗ) и коэффициент бимолекулярной рекомбинации G_2 . Получено значение $G_2 = (4 \pm 2) \cdot 10^{-10}$ см³/с, которое удовлетворительно совпадает с литературными данными: $G_2 = 7.5 \times 10^{-10}$ [9], 10^{-10} [10], $3.7 \cdot 10^{-10}$ см³/с [11].

Экспериментальная зависимость D_a от концентрации ННЗ представлена на рис. 4 кружками. Как известно [3], коэффициент амбиполярной диффузии зависит от концентрации ННЗ следующим образом:

$$D_a = \frac{k_B T}{e} \left[\Delta N_p \frac{F_{1/2}(\eta_n)}{F_{-1/2}(\eta_n)} + \Delta N_n \frac{F_{1/2}(\eta_p)}{F_{-1/2}(\eta_p)} \right] \frac{\mu_p^0 \mu_n^0}{\Delta N_p \mu_p^0 + \Delta N_n \mu_n^0}, \quad (1)$$

где $F_{1/2}$, $F_{-1/2}$ — интегралы Ферми порядка $\pm 1/2$, η_n , $\eta_p = f(\Delta N_{n,p})$. Другие обозначения общепринятые. На рис. 4 кривая 1 представляет теоретическую зависимость $D_a = f(\Delta N)$ при следующих значениях подвижности носителей заряда для

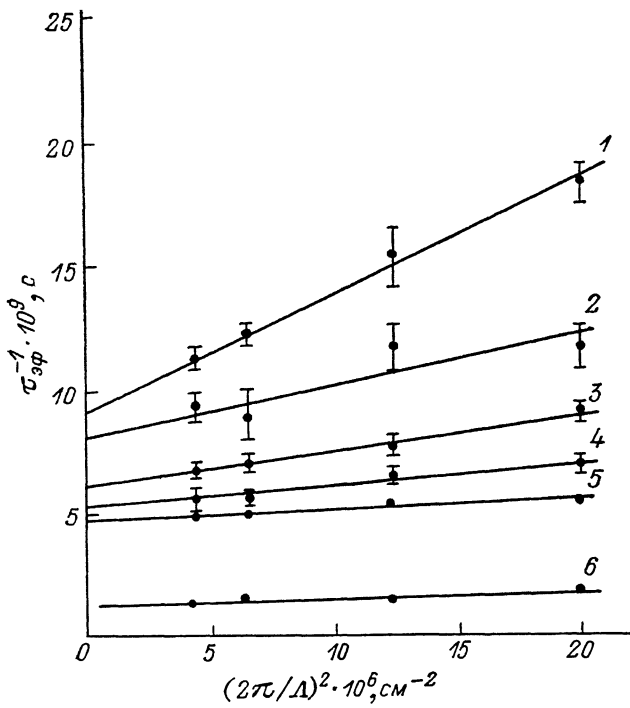


Рис. 3. Зависимость обратного эффективного времени стирания DP от ее периода при различных интенсивностях возбуждения.

$I_B, \text{ГВт/см}^2$: 1 — 0.12, 2 — 0.08, 3 — 0.048, 4 — 0.028, 5 — 0.018; 6 — времена, определенные по хвосту спада квантитик ($I_B = 0.018 \text{ ГВт/см}^2$).

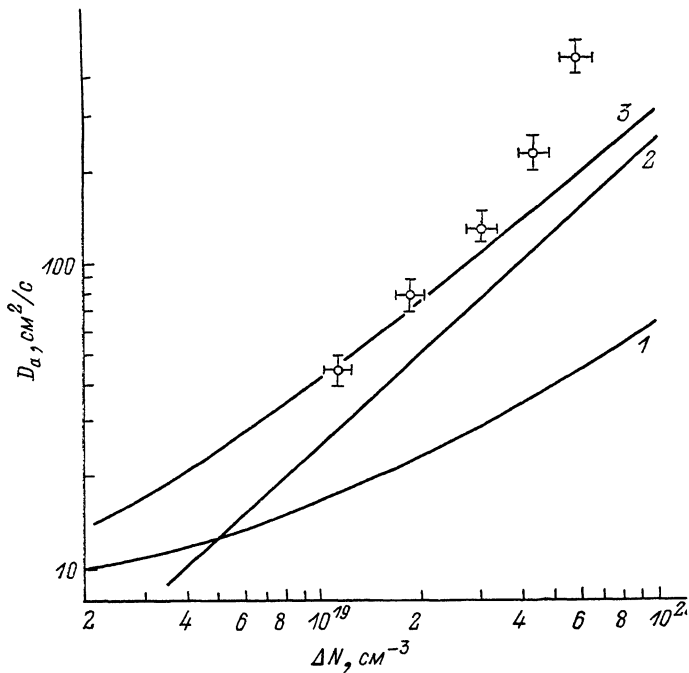


Рис. 4. Зависимость коэффициента амбиполярной диффузии NN3 от концентрации NN3. Точки — экспериментальные значения, 1 — учтено вырождение NN3, 2 — учтен процесс фотонного переноса возбуждения NN3, 3 — учтено вырождение и процесс фотонного переноса.

исследованного GaAs: $\mu_n^0 = 5000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\mu_p^0 = 200 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Видно отсутствие корреляции между экспериментальной и теоретическими кривыми в зависимости $D_a = f(\Delta N)$.

С целью объяснения данного несоответствия рассмотрим далее процесс фотонного переноса возбуждения ННЗ, возникающего в результате перепоглощения собственного излучения в полупроводниках при высоких уровнях возбуждения. В работе [9] показано, что поток фотонного переноса можно записать аналогично диффузионному потоку с коэффициентом диффузии, пропорциональным концентрации ННЗ. Если учесть, что излучаемые фотоны могут двигаться не только вдоль оси возбуждения, но с равной вероятностью в любом направлении, то для одномерного распределения ННЗ в объеме кристалла можно записать [5]

$$\left(\frac{\partial \Delta N}{\partial t}\right)_{\text{фот}} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{2}{3} G_2 \langle \alpha^{-2} \rangle \Delta N \frac{\partial (\Delta N)}{\partial x} \right), \quad (2)$$

здесь $\langle \alpha^{-2} \rangle = \int P(E)/\alpha^2 dE$, $P(E)$ — вероятность излучения кванта с энергией E . Выражение (2) аналогично уравнению для диффузии, где роль коэффициента диффузии играет величина $D_a^1 = 2/3 G_2 \langle \alpha^{-2} \rangle \Delta N$. Если для грубой оценки вместо $\langle \alpha^{-2} \rangle$ взять $\langle \alpha \rangle^{-2}$, то для GaAs [$G_2 = (4 \pm 2) \times 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$, $\langle \alpha \rangle \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$] получаем $D_a^1 \approx 2.6 \cdot 10^{-13} \Delta N$. На рис. 4 кривая 2 представляет теоретическую зависимость $D_a^1 = f(\Delta N)$ для кристаллов GaAs, а кривая 3 — суммарную теоретическую зависимость с учетом $D_a = f(\Delta N)$ и $D_a^1 = f(\Delta N)$.

Из представленных результатов видно, что имеется соответствие экспериментальных и теоретических результатов. Различие теоретических оценок от экспериментальных данных при $\Delta N \geq 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ может быть обусловлено неучетом вырождения ННЗ в теоретической модели фотонного переноса возбуждения [9], а также концентрационной зависимости поверхностной рекомбинации.

Список литературы

- [1] Jeff F. Young, van Driel H. M. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 4. P. 2147—2158.
- [2] Bergner H., Bruckner V. // Phys. St. Sol. (a). 1983. V. 79. P. K85—K88.
- [3] Meyer I. R. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. N 4. P. 1554—1558.
- [4] Паленкс В. П., Юшквявичюс А. Р., Лаудюс А. С. // Лит. физ. сб. 1985. Т. 25. № 4. С. 125—132.
- [5] Епифанов М. С., Боброва Е. А., Галкин Г. Н. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 8. С. 1529—1533.
- [6] Епифанов М. С., Галкин Г. Н., Боброва Е. А., Вавилов В. С. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 1. С. 75—78.
- [7] Blakemore I. S. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 10. P. R136—R180.
- [8] Grivickas V., Willander M., Noreika D., Petrauskas M., Knall J., Ni W.-X. // Semicond. Sci. Techn. 1988. V. 3. P. 1116—1121.
- [9] Demokan M. S., Oziazici M. S. // Int. J. Electron. 1983. V. 55. N 5. P. 699—727.
- [10] Olsson A., Erskine D. I., Zn Z. X., Schremer A., Tang C. L. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 7. P. 659—661.
- [11] Nelson R. I., Sobers R. G. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 12. P. 6103.

Вильнюсский университет

Получено 19.02.1991

Принято к печати 13.03.1991

ФТП, том 25, вып. 9, 1991

ЭЛЕКТРОННОЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ В КРИСТАЛЛАХ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ С РАЗНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ МАЛОУГЛОВЫХ ГРАНИЦ

Григорьев Н. Н., Ергаков В. К., Карачевцева Л. А., Курбанов К. Р., Любченко А. В., Маловичко Э. А.

Широко используемые в ИК фотоэлектронике твердые растворы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ обладают, как правило, развитой субблочной структурой. Рентгенодиффрактометрические исследования характерных особенностей структуры этого матери-