

ПОПЕРЕЧНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ АМБИПОЛЯРНОЙ ДИФфуЗИИ ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Ю.Ю.Вайткус, Л.Е.Субачюс, К.Ю.Ярашюнас

Впервые экспериментально определен поперечный коэффициент диффузии горячих носителей заряда в GaAs. Применен новый бесконтактный метод для изучения диффузии по исследованию светоиндуцированной дифракции света в сильных СВЧ полях.

В последнее время обсуждается диффузия горячих носителей заряда в GaAs¹, численными методами определяются коэффициенты диффузии. Однако результаты расчетов с использованием различных моделей и констант междолинного рассеяния значительно расходятся. Экспериментальные исследования зависимости коэффициентов диффузии от поля затруднены и к настоящему времени определена только полевая зависимость продольного коэффициента диффузии электронов $D_{n\parallel}$ ^{1, 2}. В настоящей работе оптическим методом измерена полевая зависимость поперечного коэффициента диффузии и обсуждаются особенности поперечного и продольного коэффициентов диффузии электронов в сильных электрических полях.

Коэффициент диффузии носителей заряда измерялся по скорости диффузионного стирания распределения неравновесных носителей заряда (ННЗ), возбужденных интерференционным полем пересекающихся лучей света. Глубина модуляции распределения ННЗ ΔN измерялась

по дифракции света (методом динамических голографических решеток, основанном на светоиндуцированном изменении показателя преломления полупроводника согласно модели Друде^{3,4}). Индуцированное светом периодическое распределение ННЗ стирается с характерным временем $\tau_e^{-1} = \tau_R^{-1} + \tau_D^{-1}$, где $\tau_D = \Lambda^2/4\pi^2 D_a$ — диффузионная составляющая стирания решетки с периодом Λ , D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, τ_R — время жизни ННЗ. Разогрев ННЗ осуществлялся импульсами СВЧ электрического поля (круговая частота $\omega \approx 6 \cdot 10^{10}$ Гц), ориентация которого была перпендикулярна градиенту ННЗ в решетке.

Для исследований выбирались образцы толщиной $d = 0,4 \div 0,6$ мм полуизолирующего GaAs, в которых время жизни носителей $\tau_R = 20 \div 40$ нс и $D_{a0} = 15,5 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, определенные по динамике распада решетки, не препятствовали влиянию диффузионного стирания решетки с $\Lambda = 25 \div 40$ мкм за время действия лазерного импульса длительностью 16 нс. Возбуждающее ННЗ интерференционное поле создавалось путем помещения образца в пересечение двух пучков излучения неодимового лазера (длина волны $\lambda = 1,06$ мкм). Для измерения времени стирания решетки она сканировалась импульсами света другого лазера, задержанного относительно возбуждающего. Измерения проводились при $T_0 = 300$ К.

Эффективность светоиндуцированной дифракции $\eta = I_1/I_T$ связана с модуляцией показателя преломления простым соотношением $\eta = (\pi \Delta n d / \lambda)^2$ ³, где I_1, I_T — интенсивности дифрагированного и прошедшего лучей. Энергия излучения в падающем I_0 , прошедшем и дифрагированном лучах регистрировалась фотодиодами, данные накапливались в ЭВМ и выводились в виде зависимостей $I_T, I_1 = f(I_0)$, которые представлены на рис. 1. В греющих СВЧ полях интенсивность дифракции уменьшается, что указывает на уменьшение τ_e :

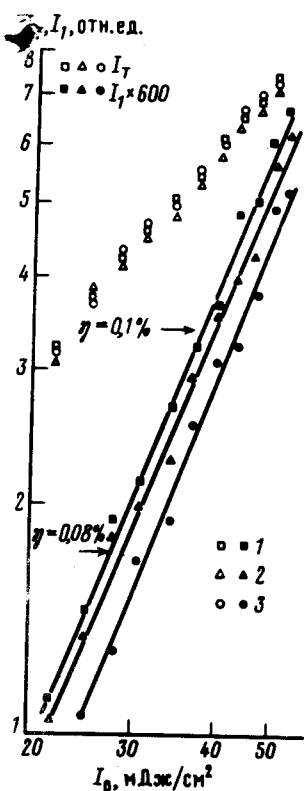


Рис. 1. Зависимости интенсивностей прошедшего I_T и дифрагированного луча I_1 в GaAs от плотности энергии лазерного излучения I_0 , измеренные при различных амплитудах СВЧ электрического поля E_M , кВ/см: 1 — 0; 2 — 2,8; 3 — 4,5

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости изменения эффективности дифракции η/η_0 от амплитуды СВЧ электрического поля E_M и соответствующие им поперечные коэффициенты амбиполярной диффузии горячих ННЗ $\langle D_{a1} \rangle$, вычисленные согласно взаимосвязи D_a с τ_e , используя соотношение:

$$\eta = \left[\frac{\pi}{\lambda} \int_0^t \Delta n f(t - \xi) \exp\left(-\frac{\xi}{\tau_e}\right) d\xi \right]^2, \quad (1)$$

где $f(t)$ — временная огибающая возбуждающего импульса. С уменьшением периода решетки регистрируемые изменения эффективности самодифракции возрастают вследствие увеличения роли диффузионного стирания решетки. Следует отметить, что представленные значения $\langle D_{a1} \rangle$ являются средними за период греющего СВЧ поля и связаны с мгновенными значениями D_{a1} — интегральным уравнением:

$$\langle D_{a1}(E_M) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} D_{a1}(E) d(\omega t). \quad (2)$$

В предположении, что в GaAs при $T_0 = 300$ К разогрев ННЗ в поперечных полях безинерционно следует за изменением СВЧ поля ¹, из полевой зависимости $\langle D_{a1}(E_M) \rangle$, представленной на рис. 2, а пунктирной кривой, путем численного решения уравнения (2) получена зависимость мгновенных значений D_{a1} от электрического поля E (рис. 2, б, сплошная кривая).

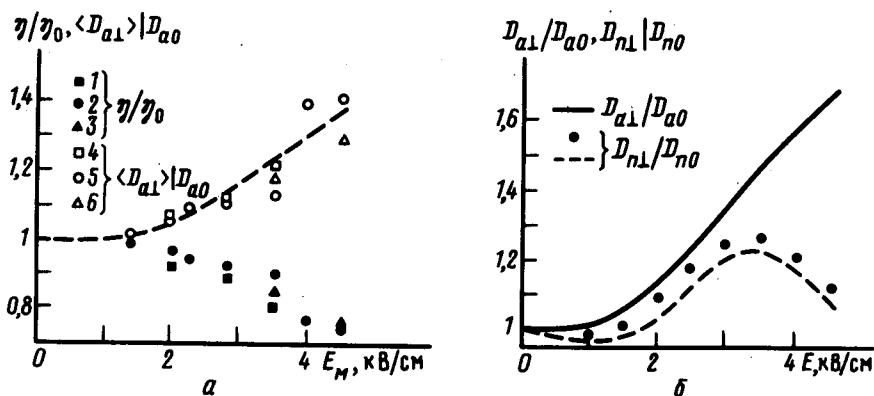


Рис. 2. а — Зависимости эффективности самодифракции η и среднего $\langle D_{a1} \rangle$ от амплитуды СВЧ поля E_M , полученные при Λ , мкм: 1, 3 — 26; 2 — 31. Точки 1, 2, 4, 5 и 3, 6 соответствуют двум разным образцам. б — Зависимости D_{a1} и D_{n1} от напряженности электрического поля E ; пунктирная кривая — расчет D_{n1} методом Монте-Карло ¹

Известно, что подвижность дырок μ_p (и, по-видимому, коэффициент диффузии дырок D_p) не зависит от поля вплоть до полей $E \gtrsim 60$ кВ·см⁻¹ ⁵, а полевые зависимости подвижности горячих электронов хорошо исследованы ¹. Кроме того, электронно-дырочным взаимодействием в диффузионных потоках носителей при $N \approx P$ можно пренебречь ⁶. Следовательно, по полевой зависимости поперечного коэффициента амбиполярной диффузии можно определить поперечный коэффициент диффузии горячих электронов D_{n1} , также представляющий существенный интерес, как и D_{a1} . По формуле

$$D_{a1} = \frac{\mu_p D_{n1} + \mu_n D_p}{\mu_n + \mu_p} \quad (3)$$

получена полевая зависимость D_{n1} , которая представлена на рис. 2, б точками. Расчет проведен при $\mu_p = 320$ см²·В⁻¹·с⁻¹, а зависимость $\mu_n(E)$ получена используя данные работы ⁷. Результаты D_{n1} , построенные на основе эксперимента, хорошо согласуются с расчетной зависимостью $D_{n1}(E)$ методом Монте-Карло ¹.

Полученная зависимость D_{n1} от E и максимальная величина $D_{n1} \approx 1,3 D_{n0}$, которая меньше соответствующего значения продольного коэффициента диффузии электронов ¹ примерно в три раза, позволяет выявить роль междолинных процессов диффузии в GaAs,

которая до сих пор дискутируется. Так как междолинная составляющая коэффициента диффузии в поперечном поле направления равна нулю¹, то $D_{n\perp}$ обусловлен внутридолинной диффузией электронов. Следовательно, полученная ранее сильная зависимость $D_{n\parallel}(E)$ в n -GaAs¹ в основном обусловлена междолинной диффузией из-за переходов горячих электронов между неэквивалентными долинами.

Литература

1. Барейкис В., Матуленис А., Пожела Ю. и др. Диффузия горячих электронов. Под ред. проф. Пожелы Ю. Вильнюс, Мокслас, 1981.
2. Gasquet D., de Murcia M., Nougier J.P., Gontrand C. Physica B-C, 1985, 134B-C, 264.
3. Eichler H.J., Günter P., Pohl D. W. Laser-Induced Dynamic Gratings. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1986.
4. Special Issue on Dynamic Gratings and 4-Wave Mixing. Ed. H.J. Eichler. IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-22, № 8, 1986.
5. Dalal V.L. Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 489.
6. Meyer J.R. Phys. Rev. (B), 1980, 21, 1554.
7. Ashida K., Inoue M., Shirafuji J., Imutshi I. J. Phys. Soc. Jap., 1974, 37, 408.

Вильнюсский государственный
университет им. В.Капсукаса

Институт физики полупроводников
Академии наук Литовской ССР

Поступила в редакцию
20 декабря 1986 г.