

Из выражения (1) следует, что условия, необходимые для инверсии знака E_x , определяются неравенствами

$$DT/D_p | \alpha_x | (T - T_0) < 1, \quad (5)$$

$$\alpha_x < 0, \quad (6)$$

где T_0 — температура кристалла до освещения.

Докажем, что неравенства (5), (6) будут справедливы при возбуждении кристаллов GaAs импульсами света интенсивностью $G \sim (2 \div 6) \cdot 10^{25}$ кв/см²·с. Экспериментальные исследования [12, 13] показывают, что при таких интенсивностях света величина $(T - T_0)$ лежит в пределах 700—1200 К, значения p при этом равны 10^{19} — 10^{20} см⁻³. Тогда при $k^{-1} \partial E_g / \partial T = -5.8$, $b = 26 \div 28$ [8], $r_p = 0$, $r_n = 1$ [14, 15] получаем численные значения $D/D_p = 3 \div 5$ и $\alpha_x = -(8-13)$, отвечающие неравенствам (5), (6).

Численные оценки показывают, что инверсия знака E_x возникает вследствие неоднородного разогрева полупроводника по двум причинам: из-за термического изменения E_g и непараболичности зоны проводимости [2, 8]. Если предположить $\partial E_g / \partial T = 0$, то инверсия знака E_x должна произойти при величине $G \geq 6 \cdot 10^{25}$ кв/см²·с, что противоречит опыту.

В заключение отметим, что изменение E_g с ростом температуры может значительно изменять глубину нагрева кристалла GaAs при его обработке сильно поглощаемым светом, так как помимо нагрева излучением существенный вклад будет вносить рекомбинационное тепловыделение, определяемое пространственной локализацией электрон-дырочной плазмы.

Авторы благодарны В. А. Романову и И. П. Жадько за интерес к работе и обсуждение.

Список литературы

- [1] Боброва Е. А., Вавилов В. С., Галкин Г. Н. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 8. С. 1232—1237.
- [2] Shatkovskii E., Tomaševičius A. // Phys. St. Sol. (a). 1977. V. 42. N 7. P. 111—114.
- [3] Бойко И. И., Жадько И. П., Козловский С. И., Линник Л. Ф., Романов В. А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 10. С. 1803—1809.
- [4] Козловский С. И., Моин М. Д. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 5. С. 806—810.
- [5] Rosker M. J., Wise F. W., Tang C. L. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 25. P. 1726—1728.
- [6] Nuss M. C., Auston D. H., Capasso F. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 57. N 22. P. 2355—2358.
- [7] Аскеров Б. М. Электронные явления в полупроводниках. М., 1985. 320 с.
- [8] Meyer J. R., Krueger M. R., Bortoli F. J. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 10. P. 5513—5522.
- [9] Huang C. I., Li S. S. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 9. P. 4214—4215.
- [10] Елифанов Н. С., Боброва Е. А., Галкин Г. Н. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 8. С. 1529—1533.
- [11] Юферов В. С., Проскурин Н. П. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 5. С. 850—855.
- [12] Блинов Л. М., Вавилов В. С., Галкин Г. Н. // ФТП. 1967. Т. 1. В. 9. С. 1351—1357.
- [13] Pospieszczyk A., Harith M. A., Stritzker B. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 6. P. 3176—3182.
- [14] Rode D. L. // Phys. Rev. (B). 1970. V. 2. N 4. P. 1012—1024.
- [15] Wiley J. D., Didomenico H. Jr. // Phys. Rev. (B). 1970. V. 2. N 2. P. 427—433.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 28.06.1988
Принято к печати 1.12.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В *n*-Ge ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Аветисян С. К., Мивасян Г. Р., Эфиаджян Р. Л.

Работа посвящена исследованию нелинейного поглощения при распространении инфракрасного излучения на длине волны 10.6 мкм в *n*-Ge при гелиевых температурах. При указанных температурах доминирующим механизмом

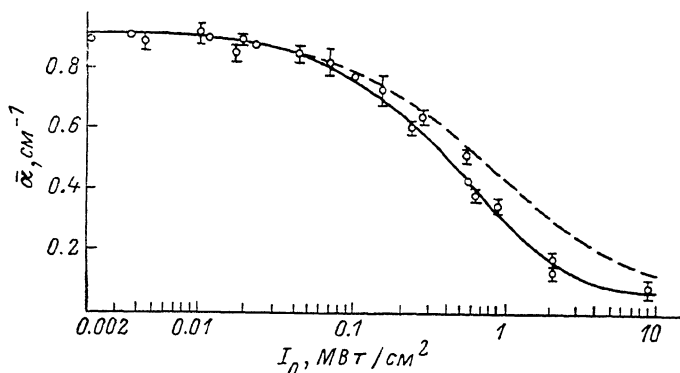
поглощения на указанной длине волны является фотоионизация мелких доноров. С увеличением мощности излучения, когда становится заметной концентрация фотовозбужденных носителей, растет соответственно интенсивность захвата электрона примесными центрами (см., например, [1]). Одновременно увеличивается вероятность двухфотонного перехода из минимума L в минимум зоны проводимости [2]. Как будет показано далее, эти процессы оказывают заметное влияние на нелинейное поглощение. Соответствующее уравнение, описывающее распространение лазерного импульса в полупроводнике (в направлении оси z), может быть записано следующим образом:

$$\frac{\partial I(z, t)}{\partial z} = -\alpha_1(I)I - \alpha_2(I)I^2, \quad (1)$$

где $I(z, t)$ — интенсивность излучения, $\alpha_1(I)$ — коэффициент однофотонного поглощения, включающий в себя фотоионизацию и последующее поглощение на свободных носителях в минимумах L и Γ ,

$$\alpha_1(I) = (N_D - n - N_A)\sigma_1 + \sigma_2 n_1 + \sigma_3(n - n_1).$$

Здесь N_D и N_A — концентрации доноров и акцепторов, $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ — сечения фотоионизации и внутризонного поглощения в минимумах Γ и L соответственно,



Зависимость $\bar{\alpha}$ от пиковой интенсивности лазерного импульса I_0 (внутри кристалла).

Точки и штриховая линия соответствуют эксперименту и теории работы [3]. Сплошная линия — расчет $\bar{\alpha}$, основанный на решении уравнений (1), (2).

$(n - n_1)$ — концентрация носителей в минимуме L , n_1 — концентрация носителей в минимуме Γ , появляющихся вследствие непрямого двухфотонного поглощения, α_2 — коэффициент двухфотонного поглощения. Концентрации n и n_1 определяются из следующих кинетических уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= (N_D - n - N_A)\sigma_1 \frac{I}{h\nu} - (n + N_A)(n - n_1)\sigma_4 \langle v \rangle, \\ \frac{\partial n_1}{\partial t} &= \frac{1}{2h\nu} \alpha_2(I)I^2, \quad \alpha_2(I) = \sigma_{\text{двух}}(n - n_1), \end{aligned} \quad (2)$$

где σ_4 — сечение захвата носителей примесными центрами, $\langle v \rangle$ — средняя тепловая скорость электрона в минимуме L зоны проводимости. Совместное решение уравнений (1) и (2) дает форму лазерного импульса на выходе из кристалла. Это позволяет определить обычно измеряемый в эксперименте средний коэффициент поглощения $\bar{\alpha}(E_i) = (1/L) \ln(E_i/E_t)$, где L — длина образца, E_i и E_t — энергии лазерного импульса на входе и выходе образца соответственно.

Уравнения (1) и (2) нами решены численно для гауссовского импульса с длительностью 200 пс. Для интегрирования (1), (2) с известными σ_1, σ_2 и σ_3 нами был рассчитан $\sigma_{\text{двух}}$ при низких температурах [2], а величина $\sigma_4 \langle v \rangle$ рассматривалась в качестве подгоночного параметра. Как показали расчеты, при $N_D = 1.5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ и $N_A = 0$, начиная с пиковой интенсивности 0.05 МВт/см², средний коэффициент поглощения $\bar{\alpha}(E_i)$ монотонно убывает. Насыщение по-

глощения связано с тем, что сечение фотоионизации σ_1 гораздо больше всех других сечений в задаче, и поэтому с ростом интенсивности излучения увеличивается число ионизированных доноров, что и приводит к уменьшению интегрального поглощения.

Рассмотренная выше ситуация экспериментально была осуществлена в работе [3]. На рисунке приведены зависимость $\bar{\alpha}(I_0)$, рассчитанная на основе уравнений (1), (2) с параметром $\tau_4 \langle v \rangle = 5.2 \cdot 10^{-8}$ см²/с, согласующимся с известными данными [4], и результаты эксперимента [3]. При нахождении $\bar{\alpha}(I_0)$ нами было рассчитано сечение двухфотонного поглощения в условиях эксперимента [3], которое оказалось равным $\sigma_{\text{двух}} = 1.4 \cdot 10^{-18}$ см²/МВт.

Как видно из рисунка, во всей исследованной области до 10 МВт/см² имеет место согласие теории с экспериментом.

Следует указать, что в [3] также рассчитан средний коэффициент поглощения $\bar{\alpha}(I_0)$, который, однако, в области больших интенсивностей расходится с экспериментом. На наш взгляд, это расхождение может быть связано с пренебрежением в [3] двухфотонными непрямыми переходами $L \rightarrow G$. В работе [3] отклонение рассчитанной кривой от эксперимента объясняется тем, что наряду с прямым захватом не учтен переход электрона из зоны на основной примесный уровень через возбужденные донорные состояния. Хотя отмеченный процесс в принципе может влиять на интегральное поглощение, к сожалению, в [3] не рассчитан вклад данного механизма. Дополнительные измерения электропроводности *n*-Ge при облучении CO₂-лазером могли бы выявить роль отмеченных механизмов нелинейности в интегральном поглощении.

Список литературы

- [1] Смит Р. Полупроводники. М., 1982. 558 с.
- [2] Аветисян С. К., Минасян Г. Р. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 5. С. 87—90.
- [3] McManus J. B., People R., Aggarwal R. L., Wolff P. A. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 7. P. 4748—4752.
- [4] Ascarelli G., Brown S. C. // Phys. Rev. 1960. V. 120. N 5. P. 1615—1626.

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

Получено 31.07.1989
Принято к печати 1.12.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ДЫРОК В АМОРФНОМ ГИДРИРОВАННОМ КРЕМНИИ МЕТОДОМ ВИДИКОНА

Голикова О. А., Заец А. И., Казанин М. М., Петров И. Н.

Данных о переносе дырок в аморфном гидрированном кремнии (*a*-Si : H) значительно меньше, чем о переносе электронов — $(\mu\tau)_n \gg (\mu\tau)_p$, и поэтому из обычных экспериментов по фото- и темновой проводимости и из вольтамперных характеристик (ВАХ) нелегированного (*i*) *a*-Si : H получают информацию лишь о переносе электронов (μ , τ — подвижность и время жизни носителей тока). В настоящей работе перенос дырок в *a*-Si : H был исследован методом видикона [1]. При этом ставилась задача получения информации об энергетическом распределении и величинах плотностях локализованных состояний $g(\epsilon)$ в области щели подвижности ниже равновесного уровня Ферми. Далее определялось соответствие этой информации данным о $g(\epsilon)$ и о величинах параметров дрейфа $(\mu\tau)_p$, полученных на аналогичных образцах *i*-*a*-Si : H из других экспериментов.

Исследовались мишени видикона, способ изготовления, спектральная и люксамперная характеристики которых описаны в [2]. Структура мишеней