

## ОСОБЕННОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ КАК ОПТИЧЕСКИХ СРЕД ДЛЯ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

© 2008 г. **Н. И. Астафьев**, канд. физ.-мат. наук; **И. М. Несмелова**, доктор физ.-мат. наук;  
**Е. А. Несмелов**, доктор физ.-мат. наук

НПО “Государственный институт прикладной оптики”, Казань

E-mail: eugene@mi.ru

Рассмотрены особенности электрофизических свойств полупроводников применительно к их использованию в качестве оптической среды для инфракрасных систем. Показано, что достоверные сведения о величине коэффициента поглощения в инфракрасной области спектра могут быть получены из совокупности параметров: типа проводимости, удельного сопротивления, подвижности носителей заряда, ширины запрещенной зоны.

Коды OCIS: 160.0160, 160.4760.

Поступила в редакцию 17.03.2008.

Возрастающая потребность в инфракрасных (ИК) оптико-электронных системах различного назначения стимулирует разработки новых и совершенствование уже известных оптических материалов, прозрачных в ИК области спектра. В последнее время появился ряд материалов полученных методами высокотемпературного прессования и химического осаждения из газовой фазы оксидов, галогенидов и полупроводниковых соединений. Обширная информация об оптических и электрофизических свойствах этих материалов, и также о широко используемых полупроводниках, германии и кремнии, позволяет проектировщикам систем выбрать необходимый материал для оптических деталей. Однако в справочной литературе и нормативной документации не всегда отражены особенности материала, определяющие условия его оптимального использования. Это касается, главным образом, полупроводников, прозрачность которых в ИК области зависит от концентрации примесей, температуры и фонового коротковолнового излучения. В настоящей работе рассмотрены некоторые особенности полупроводников применительно к их использованию в качестве оптической среды для ИК области спектра.

Процессы поглощения излучения следует классифицировать по тому, на что непосредственно расходуется энергия поглощенных фотонов. В случае поглощения свободными носителями заряда энергия расходуется на создание тока высокой (оптической) частоты и, в конечном счете, переходит в джоулево тепло. Оптические свойства полупроводников в ИК области спектра за краем основной полосы поглощения определяются формулой Друде [1], которая записывается как

$$\alpha = (4\pi\sigma_0) / (cn\omega^2\tau_r^2) \equiv \equiv \alpha = (e^3 N(P)\lambda^2) / (\pi c^3 n \mu m^2), \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения,  $\sigma_0$  – удельная проводимость при постоянном токе,  $n$  – показатель преломления,  $\omega$  – круговая частота световой волны,  $\tau_r$  – время релаксации,  $N$  и  $P$  – концентрации электронов и дырок,  $\mu$  и  $m$  – их подвижности и эффективные массы соответственно.

Для образцов германия помимо поглощения на свободных электронах и дырках необходимо учитывать поглощение, обусловленное переходами дырок между подзонами валентной зоны. Вследствие этих переходов дырочная составляющая вблизи длины волны 10 мкм превосходит электронную составляющую почти в 40 раз. Таких переходов в кремнии не обнаружено.

Выразив в (1)  $N$  через удельное сопротивление  $\rho$  для полупроводника  $n$ -типа, получим

$$\alpha \sim 1/(\rho\mu^2). \quad (2)$$

Нетрудно видеть, что  $\alpha$  зависит от двух переменных, и существующая практика отбора монокристаллического полупроводника с минимальным  $\alpha$  только по величине  $\rho$  некорректна. Это может быть оправдано только для некомпенсированных полупроводников с малым содержанием примеси, когда можно считать  $\mu = \text{const}$ . Реальные полупроводниковые материалы содержат большое количество закомпенсированной фоновой примеси и для оценки их коэффициента поглощения необходимо знание  $\rho$  и  $\mu$  [2].

В полупроводниках ширина запрещенной зоны  $E_g$  изменяется с температурой  $T$ . В классических

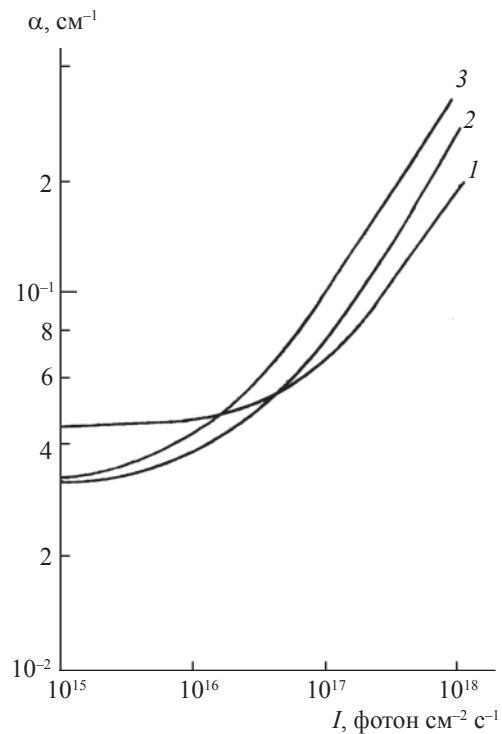
полупроводниках (германий, кремний)  $E_g$  уменьшается с увеличением  $T$ . В полупроводниковых твердых растворах, содержащих тяжелые металлы, например, ртуть, свинец,  $E_g$  увеличивается с ростом  $T$ . Таким образом, край полосы поглощения, т. е. коротковолновая граница пропускания полупроводниковой среды, зависит от температуры, при которой будет эксплуатироваться система. С длинноволновой стороны края основной полосы поглощение определяется температурной зависимостью концентрации свободных носителей  $[N \sim \exp(-E_g/kT)]$  и их подвижности ( $\mu \sim T^b$ ), где  $b = \pm 3/2$  или  $-1/2$  в зависимости от механизмов рассеяния носителей заряда. Необходимо учитывать поглощение, обусловленное особенностями зонной структуры полупроводника. Совокупное действие рассмотренных факторов проявляется так, что, например, образцы германия становятся непрозрачными в ИК области при 420 К, кремния – при 600 К, а пропускание селенида цинка при нагреве до 500 К уменьшается на 1,5–2,0% [3].

В коротковолновой области собственного поглощения полупроводники имеют коэффициент поглощения на 3–4 порядка больше, чем за ее краем. Вследствие этого отпадает необходимость в ИК системах применять фильтры, отсекающие фоновое коротковолновое излучение. Однако при поглощении этого излучения в приповерхностном слое полупроводника генерируются свободные электронно-дырочные пары, изменяющие поглощение и отражение образца в ИК области спектра. Увеличение поглощения на свободных носителях заряда германия засветкой от лампы накаливания обнаружено в 1956 г. Гарриком Н. [4]. Автор уверенно регистрировал избыточные носители заряда на расстоянии 15 мм от освещаемой поверхности. Уменьшение пропускания почти на порядок и увеличение отражения в 2–4 раза на длине волны 10,6 мкм в зависимости от интенсивности лазерной засветки из области собственного поглощения в германии, кремнии и селениде цинка наблюдалось в работе [5].

На рис. 1 представлены рассчитанные авторами зависимости коэффициента поглощения на длине волны 10 мкм от интенсивности засветки из собственной области для германия  $n$ -типа при  $T = 300$  К. Вычисления проводились с учетом межзонных переходов дырок в валентной зоне. Концентрации избыточных электронов  $\Delta N$  и дырок  $\Delta P$  в приповерхностной области определялась, как [6]

$$\Delta N = \Delta P = (1 - R)\alpha_c I \tau f(s, \tau), \quad (3)$$

где  $\alpha_c$  – средний коэффициент поглощения,  $I$  – плотность фотонов засветки в диапазоне длин волн собственного поглощения германия (0–2) мкм,  $R$  – ко-

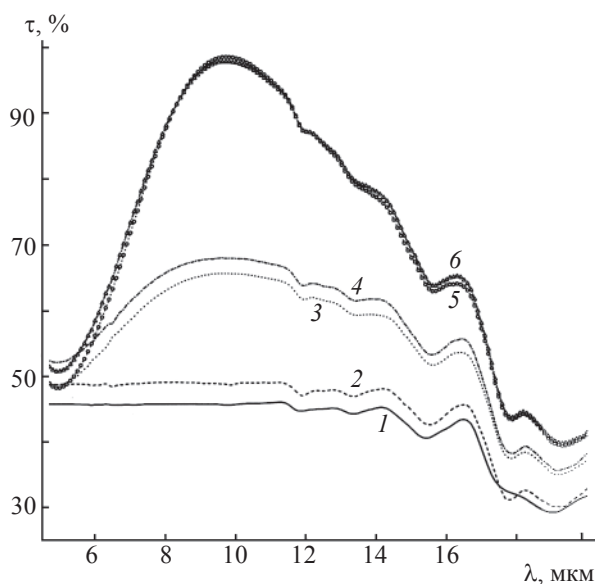


**Рис. 1.** Зависимости коэффициента поглощения германия  $n$ -типа на длине волны 10 мкм (300 К) от засветки из области собственного поглощения германия. 1 –  $\rho = 38$  Ом см,  $s_1 = 3000$  см/с,  $s_2 = 0$ ; 2 –  $\rho = 7$  Ом см,  $s_1 = 3000$  см/с,  $s_2 = 0$ , 3 –  $\rho = 38$  Ом см,  $s_1 = s_2 = 0$ .

эффициент отражения,  $\tau$  – время жизни носителей заряда,  $f(s, \tau)$  – функция, определяющая вклад скорости поверхностной рекомбинации. Предполагалось, что  $\Delta P = \Delta N < N$  и  $P$ , рекомбинация идет в основном с участием фононов и  $\tau = \tau_p = \tau_n = (C_p N)^{-1}$ . Скорость объемной рекомбинации  $C_p = 2,5 \times 10^{-9}$  см<sup>3</sup>/с [7]. Величина  $\alpha_c$  принималась равной  $10^2$  см<sup>-1</sup>,  $R = 0,36$ . Значение функции  $f(s, \tau)$  определялось в пределах диффузионной длины дырок  $L$  от освещаемой поверхности при коэффициенте диффузии  $50$  см<sup>2</sup>/с. Скорость поверхностной рекомбинации на освещаемой поверхности  $s_1 = 3 \times 10^3$  см/с [8], а при  $x = L$   $s_2 = 0$ . Результаты расчетов для образцов с удельными сопротивлениями 7 и 38 Ом см представлены на рис. 1. Там же показана зависимость  $\alpha(I)$  для образца с  $\rho = 38$  Ом см при  $s_1 = s_2 = 0$  (рис. 1, кривая 3). На рис. 1 видно, что величина  $\alpha$  нелинейно возрастает с увеличением интенсивности засветки. Рост  $\alpha$  начинается с меньших плотностей фотонов для образца с большим удельным сопротивлением и меньшей скоростью поверхностной рекомбинации, причем скорость возрастания для низкоомного образца заметно меньше, чем для высокоомного образца.

Проведенные оценки показали, что плотность потока фотонов в диапазоне длин волн 0–2 мкм от глобара с  $T = 1573$  К, используемого в качестве источника излучения в спектрометрах типа ИКС-21, на входной щели монохроматора  $\geq 5 \times 10^{16}$  фотон/(см<sup>2</sup> с). Такая засветка может повлиять на результаты измерений пропускания в ИК области спектра многих полупроводников.

Были изучены спектры пропускания образцов германия *n*-типа марки ГМО ( $\rho = 23$  Ом см) толщиной 1,9 мм при 300 К с фильтрацией и без фильтрации коротковолнового излучения. Фильтрация обеспечивалась полированной пластиной германия. Спектры, записанные на фурье-спектрометре Equinox-55 и представленные на рис. 2 (кривые 1, 2), свидетельствуют о повышенном пропускании ( $\tau$ ) при использовании фильтра. Аналогичным образом было определено пропускание образца германия на длине волны 10 мкм с помощью спектрометра ИКС-21, а также при замене монохроматора узкополосным фильтром для исключения возможной расфокусировки излучения, который устанавливался непосредственно перед фотоприемником ОАП-7. Во всех случаях пропускание образца с фильтром было на 0,7–1,2% больше, чем без фильтра. Величина  $\alpha$ , соответствующая этой разнице в пропус-



**Рис. 2.** Пропускание образца германия *n*-типа марки ГМО при 300 К, толщина 1,9 мм. 1, 2 – без просветления; 3, 4 – просветление с одной стороны образца; 5, 6 – просветление с обеих сторон образца. 1, 3, 5 – без фильтрации коротковолнового излучения; 2, 4, 6 – с фильтрацией коротковолнового излучения.

нии, близка к абсолютной погрешности спектрофотометрического метода измерений пропускания [9]. Поскольку разность в пропускании с фильтром и без фильтра была всегда однозначной, влияние коротковолновой засветки на результаты измерений пропускания в ИК области не вызывает сомнений.

Увеличение пропускания при фильтрации излучения наблюдалось и для образцов, на одну сторону которых было нанесено однослойное просветляющее покрытие из сульфида цинка (рис. 2, кривые 3 и 4). На длине волны 10 мкм наблюдалось меньшее увеличение пропускания при фильтрации, чем в случае непросветленного германия. Для образца, просветленного с обеих сторон, величина пропускания при фильтрации коротковолнового излучения практически не изменялась (рис. 2, кривые 5 и 6). Анализ результатов измерений без рассмотрения волновых процессов просветления позволяет сделать следующее качественное объяснение наблюдаемого явления: просветляющее покрытие увеличивает скорость поверхностной рекомбинации образца, что приводит к снижению дополнительной концентрации свободных носителей заряда и уменьшает влияние коротковолновой засветки.

В последнее время разработчики оптических систем пытаются найти материал, обладающий прозрачностью в видимой области спектра и пропускающий ИК излучение. Наибольший интерес для ИК оптики представляют бинарные полупроводники селенида цинка и сульфида цинка. Развитие CVD-технологии (химическое осаждение из газовой фазы) позволило получить селенид цинка с предельными оптическими и механическими характеристиками [10].

В работе [11] дается сравнение некоторых оптических параметров сульфида и селенида цинка и германия. Приведено относительное изменение качества пропускающей среды полупроводников от температуры. В случае использования оптических элементов из селенида цинка ухудшения пропускания оптической системы практически не происходит. Однако селенид цинка – мягкий материал и слишком чувствителен к столкновениям с каплями дождя и твердыми частицами. Авторы работы [10] отмечают, что повышение эрозионной и термической стойкости селенида цинка удалось достичь путем нанесения на его поверхность тонкого слоя (0,6 мм) поликристаллического сульфида цинка. Германий обладает превосходными механическими свойствами, однако он не пригоден для использования там, где возможен аэродинамический нагрев. При скорости 5000 км/час в плотных слоях атмосферы температура окна может достигать 400 °С [11].

Таким образом, выбор полупроводникового материала с максимальным пропусканием в необходимом интервале температур для оптических элементов тепловизионных систем может быть проведен по совокупности электрофизических параметров: типу проводимости, удельному сопротивлению, подвижности носителей заряда и ширине запрещенной зоны. Экспериментальная проверка величины пропускания в ИК области спектрофотометрическим методом с высокотемпературным источником излучения должна проводиться при фильтрации излучения из собственной области поглощения полупроводника.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Мосс Т.* Оптические свойства полупроводников. М.: ИЛ, 1961. 301 с.
2. *Несмелова И.М., Астафьев Н.И., Несмелов Е.А.* Зависимость коэффициента поглощения кристаллического германия в ИК области спектра от удельного сопротивления // *Оптический журнал.* 2007. Т. 74. № 1. С. 88–92.
3. *Гавришук Е.М.* Поликристаллический ZnSe для ИК оптики // *Неорганические материалы.* 2003. Т. 39. № 9. С. 1031–1049.
4. *Гаррик Н.* Измерение времени жизни избыточных носителей тока в полупроводниках / Под ред. В.А. Бонч-Бруевича. Рекомбинация носителей тока в полупроводниках. М.: ИЛ, 1959. 140 с.
5. *Toyoda Y., Elias L.R., Yen W.M.* Time-resolved reflectance and transmittance measurements of laser-induced free carriers in germanium, silicon, and zinc selenide at 10,6  $\mu\text{m}$  // *Appl. Opt.* 2007. V. 46. № 5. P. 785–788.
6. *Блекмор Дж.* Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964. 392 с.
7. *Бьюб Р.* Фотопроводимость твердых тел. М.: ИЛ, 1962. 558 с.
8. *Ковтонюк Н.Ф., Концевой Ю.А.* Измерение параметров полупроводниковых материалов. М.: Металлургия, 1970. 429 с.
9. *Каплунов И. А., Колесников А. И., Талызин И. В., Седова Л. З., Шайович С.Л.* Измерение коэффициентов ослабления света кристаллами германия и парателлурита // *Оптический журнал.* 2005. Т. 72. № 7. С. 76–78.
10. *Петровский Г.Т., Бороздин С.Н., Мальцев М.В., Мионов И.А., Мусатов М.И., Письменный В.А., Шатилов А.В.* Оптические кристаллы и поликристаллы // *Оптический журнал.* 1993. № 11. С. 77–93.
11. *Гавришук Е.М., Яшина Э.В.* Оптические элементы из сульфида и селенида цинка для инфракрасной техники // *Оптический журнал.* 2004. Т. 71. № 12. С. 24–31.