

$$\int_0^{\infty} \frac{\hbar(s) ds}{(s^2 + \Lambda^2)^n} = \frac{\pi \hbar(0) \Lambda^{1-2n} (2n-3)!!}{2(2n-2)!!},$$

что дает $\langle\langle a(p) \rangle\rangle = a(p_1)/2$, $\langle\langle b(p) \rangle\rangle = \langle\langle a^2(p) \rangle\rangle - \langle\langle a(p) \rangle\rangle^2 = a^2(p_1)/8$. Далее, исходя из (8), (10) и опуская члены $\sim \varepsilon$, получим простые зависимости $\tau_1 = \tau_2 = \tau_0$. К ним можно прийти и с помощью качественных соображений, связанных с экспоненциальным законом распада метастабильного уровня [1, 3], в котором τ_0 есть не только среднее значение времени жизни уровня, но и дисперсия этого времени.

Рисунок, демонстрирующий немонотонность при $z(p_0) \neq 0$ функций $\tau_1(\sigma)$ и $\tau_2(\sigma)$ в промежуточном диапазоне изменений, построен для модельной структуры на основе GaAs [3] с помощью численного интегрирования.

Очевидно, что аналогичная процедура осуществима для любой модели с заданным $A(p)$, причем объем необходимых при этом вычислений значительно ниже, чем при прямом математическом моделировании, реализация которого вблизи резонанса встречает дополнительные трудности [2].

Список литературы

- [1] Тагер А. С. // Электрон. техн. Сер. Электроника СВЧ. 1987. № 9 (403). С. 21—34.
- [2] Jauho A. P., Nieto M. M. // Superlat. a. Microstr. 1986. V. 2. N 5. P. 407—413.
- [3] Collins S., Lowe D., Burker J. R. // J. Phys. 1987. V. C20. N 36. P. 6213—6243.
- [4] Kluksdahl N. C., Kriman A. M., Ferry D. K. // Superlat. a. Microstr. 1988. V. 4. N 2. P. 127—131.
- [5] Nauge E. H., Falk J. P., Fjeldly T. A. // Phys. Rev. 1987. V. B36. N 8. P. 4203—4214.
- [6] Татарский В. И. // УФН. 1983. Т. 139. В. 4. С. 587—619.
- [7] Федорюк М. В. Асимптотика. Интегралы и ряды. М., 1987. 544 с.

Всесоюзный

Научно-исследовательский институт
оптико-физических измерений
Госстандарта СССР
Москва

Получено 16.06.1989

Принято к печати 1.12.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В КРИСТАЛЛАХ ИЗОЛИРУЮЩЕГО АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

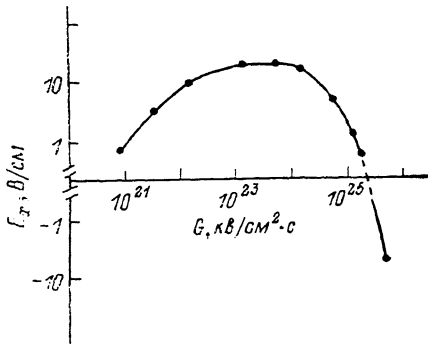
Дубров И. Н., Козловский С. И., Коростышевский Ю. М.,
Моин М. Д.

Фотомагнитный эффект (ФМЭ) нашел широкое применение для определения рекомбинационных и кинетических параметров неравновесных носителей заряда в полупроводниковых кристаллах при их возбуждении импульсами света высокой интенсивности [1—4].

Как правило, по мере увеличения интенсивности сильно поглощаемого света G поперечное поле E линейно возрастает при сравнительно малых интенсивностях и достигает насыщения при больших, когда фотопроводимость превышает равновесную проводимость пластины [3, 4]. Линейная с насыщением зависимость $E(G)$ наблюдалась нами при исследовании ФМЭ в кристаллах изолирующего GaAs, однако при интенсивностях света $G > 10^{24}$ кв/см²·с величина поперечного поля с увеличением G уменьшалась, а при $G > 2 \times 10^{25}$ кв/см²·с поле изменяло знак. Исследованию причин инверсии знака поперечного поля и посвящено настоящее сообщение.

Измерения поперечного поля ФМЭ в кристаллах изолирующего ($\sim 10^8$ Ом·см) GaAs, легированных Cr, проводились при комнатной температуре. Образцы имели форму пластин, выращенных в плоскости (100), с линейными размерами $6 \times 2 \times 0.3$ мм. В качестве источника света использовали лазер на неодимовом стекле с длиной волны излучения 0.53 мкм (вторая гармоника), работающий в режиме модулированной добротности с длительностью импульса $t_p = 10$ нс. Интенсивность излучения изменялась с помощью набора калиброванных фильтров. Возникающий при освещении образца в магнитном поле сигнал ФМЭ усиливался выносным блоком с входным сопротивлением ~ 7 кОм (для $t_p \geq 10$ нс) и регистрировался на экране осциллографа. Параллельно для контроля величины скорости поверхностной рекомбинации на освещаемой грани измерялась фотопроводимость.

Зависимость поперечного поля ФМЭ E_x от интенсивности света G в магнитном поле $H = 6.8$ кЭ показана на рисунке. Поперечное поле по мере увеличения G линейно росло, достигало насыщения, а затем уменьшалось и изменяло знак при $G > 2 \cdot 10^{25}$ кв/см²·с.



Полагаем, что в исследованном интервале интенсивностей света мы наблюдаем два поперечных фотовольтаических эффекта: при относительно малых интенсивностях света ($G < 10^{25}$ кв/см²·с) — фотомагнитный эффект Кикона—Носкова, а при больших — термомагнитный эффект Нернста—Эттингсгаузена, обусловленный неоднородным разогревом кристаллической решетки полупроводникового кристалла.

Следует отметить, что подобная ситуация наблюдалась ранее [2] при исследовании ФМЭ в кристаллах InAs, причем появление термомагнитного эффекта было связано с неоднородным разогревом электронного газа.

Экспериментальные исследования кинетики электрон-дырочной плазмы в кристаллах GaAs при лазерном возбуждении в фемто- и пикосекундном диапазоне времен [5, 6] позволяют сделать вывод о том, что за время $\sim 10^{-11}$ с электрон-дырочная плазма передает практически всю запасенную при фотовозбуждении энергию кристаллической решетке, причем это время существенно меньше величин безызлучательного времени жизни τ и длительности импульса света t_p . Следовательно, можно предположить примерное равенство температур носителей и решетки ($T_e \approx T_L = T$). Тогда для кристалла в форме пластины ($-\infty < x, z < \infty, 0 \leq y \leq d$) в слабом магнитном поле [$\theta_{n,p} \ll 1, \theta_{n,p}$ — холловские углы для электронов (n) и дырок (p)] выражение для поперечного поля ФМЭ E_x имеет вид

$$E_x = \frac{\int_0^d \theta_n \left(D \frac{\partial p}{\partial y} + D_p p \alpha_x \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial y} \right) dy}{\int_0^d \mu_{n,p} dy}, \quad (1)$$

где D — коэффициент биполярной диффузии, D_p — коэффициент диффузии дырок, $\mu_{n,p}$ — подвижность электронов (n) и дырок (p) (здесь и далее будем полагать $\mu_n \gg \mu_p$).

При произвольном вырождении электронного газа (вырождением дырок в силу большей эффективной массы будем пренебрегать) величины α_x и D с учетом непараболичности зоны проводимости можно записать в виде

$$\alpha_x = k^{-1} \partial E_g / \partial T + r_p + 0.5 + b \left(I_{2r_n+1/2, 1}^1 / I_{2r_n+1/2, 1}^0, 1 - I_{r_n+1, 2}^1 / I_{r_n+4, 2}^0 \right), \quad (2)$$

$$D = D_p \left(1 + 2I_{3/2, 0}^0 / 3I_{3/2, -1}^0 \right). \quad (3)$$

Здесь $r_{n,p}$ — факторы рассеяния, E_g — ширина запрещенной зоны, $b = \mu_n/\mu_p$. Величина $I_{k,n}^m = I_{k,n}^m(\gamma, \beta)$ представляет собой двухпараметрический интеграл Ферми, зависящий от величин приведенного квазиуровня Ферми γ и параметра непараболичности $\beta = kT/E_g$ (k — постоянная Больцмана, T — температура) [7]:

$$I_{k,n}^m = \int_0^{\infty} \left(-\frac{df_0}{dx} \right) \frac{x^m (x + \beta x^2)^k}{(1 + 2\beta x)^n} dx,$$

где $f_0 = f_0(x, \eta)$ — функция распределения Ферми—Дирака.

Далее рассмотрим случаи больших и малых изменений температуры пластины при освещении.

а) *Малые изменения температуры.* Численные оценки показывают, что такие изменения температуры имеют место при освещенностях $G \leq 10^{24}$ кв/см²·с. В этом случае термотоком в выражении (1) можно пренебречь и основной вклад в E_x вносит диффузионный поток неравновесных носителей, т. е. поперечное поле обусловлено фотомагнитным эффектом Киккоина—Носкова.

При мономолекулярной рекомбинации ($t_{11} \gg \tau$), сильном поглощении света ($\alpha \sqrt{D\tau} \gg 1$, α — коэффициент поглощения) расчет величины E_x по формуле (1) приводит к выражению (в области насыщения E_x)

$$E_x = \frac{\theta_n \alpha D}{\mu_n (D\alpha + s)} \sqrt{\frac{D}{\tau}}. \quad (4)$$

Выражение (4) позволяет определить величину τ из экспериментальной зависимости $E_x(G)$ при известной величине скорости поверхностной рекомбинации s .

Величину s можно оценить из измерений фотопроводимости либо из зависимости $E_x(G)$, учитывая то обстоятельство, что линейный участок зависимости $E_x(G)$ (при малых освещенностях) обусловлен не малостью фотопроводимости по сравнению с равновесной проводимостью пластины, как это имело место в Ge и Si [3, 4], а малым входным сопротивлением блока предварительного усиления по сравнению с сопротивлением пластины при возбуждении светом интенсивностью $G < 10^{23}$ кв/см²·с.

В результате расчета при известных значениях фотопроводимости и соответствующего уровня освещенности получаем значение $s = 2 \cdot 10^6$ см/с. Тогда по формуле (3) при $\alpha = 8.2 \cdot 10^4$ см⁻¹, $D = 20$ см²/с [8], $H = 6.8$ кЭ получаем величину $\tau = 1.6 \cdot 10^{-10}$ с. Эти значения s и τ хорошо согласуются с данными, полученными ранее [8, 9].

При дальнейшем увеличении интенсивности света ($G > 10^{24}$ кв/см²·с) существенное влияние на пространственное распределение неравновесных носителей заряда может оказывать фотонный перенос (см., например, [10, 11]). В этом случае величина E_x будет уменьшаться с ростом G (см. рисунок), поскольку концентрация неравновесных носителей вблизи освещаемой поверхности будет расти медленнее, чем их полная концентрация [10]. По мере увеличения температуры приповерхностного слоя с ростом интенсивности фотонный перенос будет ослабевать в силу уменьшения коэффициента излучательной рекомбинации [8].

б) *Большие изменения температуры* ($G > 10^{24}$ кв/см²·с). В этом случае термический член в (1) будет доминировать над диффузионным и поперечное поле можно рассматривать как проявление термомагнитного эффекта Нернста—Эттингсгаузена.

Анализ уравнений переноса для неравновесных носителей заряда и тепла показывает, что неоднородный разогрев кристалла приводит к образованию квазиэлектрического поля, препятствующего диффузии неравновесных носителей в глубь пластины. В результате этого поток неравновесных носителей заряда при больших величинах G изменяет свое направление, а поперечное поле — знак. Квазиэлектрическое поле является следствием термического изменения ширины запрещенной зоны и непараболичности зоны проводимости полупроводника.

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