

## ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ МАССЫ И ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ *p*-ТИПА ГРУППЫ A<sup>III</sup>V<sup>V</sup>

Красильник З. Ф.

Обсуждается возможность использования полупроводников *p*-типа группы A<sup>III</sup>V<sup>V</sup> для достижения в  $E \parallel H \parallel [001]$  полях инверсии и связанной с нею отрицательной проводимости на циклотронном резонансе горячих дырок с отрицательными массами.

1. Полупроводники *p*-типа группы A<sup>III</sup>V<sup>V</sup> обладают схожим с германием и кремнием законом дисперсии  $\epsilon(p)$ , с анизотропией которого связано наличие отрицательных эффективных масс тяжелых дырок. В данной работе обсуждается возможность использования этих полупроводников для лазера на циклотронном резонансе тяжелых дырок с отрицательными массами, впервые созданного на *p*-Ge [1, 2]. Генерация электромагнитных волн полупроводниковым лазером обусловлена инвертированным распределением тяжелых дырок по уровням Ландау внутри конуса отрицательных циклотронных масс (ОЦМ), которое достигается при динамическом разогреве дырок в сильных  $E \parallel H$  полях. Такое распределение можно реализовать в слабо легированных образцах при низких температурах при преимущественном рассеянии горячих носителей на оптических фононах.

В полупроводниках группы A<sup>III</sup>V<sup>V</sup> наряду с деформационным механизмом рассеяния, существующим в кристаллах со структурой алмаза (Ge, Si), из-за отсутствия в структуре цинковой обманки центра симметрии имеет место полярное оптическое рассеяние, характерная частота которого  $\nu_0^{P0}$  может значительно превосходить частоту рассеяния на деформационном потенциале решетки  $\nu_0^{NPO}$ . Благодаря этому в полупроводниках группы A<sup>III</sup>V<sup>V</sup> облегчается условие динамического разогрева и формирования вытянутой вдоль  $E$  функции распределения горячих дырок (стриминга), сопровождающегося накоплением дырок в конусе ОЦМ при  $E \parallel [001]$ :

$$\nu_a, \nu_n \ll eE/p_0 \ll \nu_0^{P0} + \nu_0^{NPO} \quad (1)$$

(здесь  $p_0$  — характерный импульс дырок с энергией оптического фонона  $\hbar\omega_0$ ;  $\nu_a, \nu_n$  — характерные частоты акустического и примесного рассеяния при  $\epsilon < \hbar\omega_0$ ). Дополнительному накоплению дырок в конусе ОЦМ по сравнению с Ge способствует и то обстоятельство, что в результате полярного оптического рассеяния дырка преимущественно сохраняет направление импульса, которое она имела до акта рассеяния [3], так что вероятность ее рассеяния в конус ОЦМ при  $E \parallel [001]$  возрастает по сравнению с неполярным оптическим рассеянием. В таблице приведены частоты  $\nu_a, \nu_0^{P0}, \nu_0^{NPO}$  для ряда полупроводников,<sup>1</sup> рас-

<sup>1</sup> В таблице приведены полупроводники группы A<sup>III</sup>V<sup>V</sup>, закон дисперсии которых в области энергий  $\epsilon < \hbar\omega_0$  близок к германиевому. В полупроводниках AlP, GaP, InP энергия спин-орбитального расщепления  $\Delta$  меньше или порядка  $\hbar\omega_0$ , и при  $\epsilon \geq \Delta/3 \ll \hbar\omega_0$  происходит существенная трансформация закона дисперсии (как в кремнии). Из-за этого последующие выкладки для таких полупроводников неприемлемы.

Материал	-A	-B	C	$\Delta/k_B$ , K	$\hbar\omega_0/k_B$ , K	$m_{ds}/m_0$	$-m_-/m_0$	$\nu_0^{PO} \cdot 10^{12}$ , $\text{с}^{-1}$	$\nu_0^{NPO} \cdot 10^{12}$ , $\text{с}^{-1}$	$E_0$ , $\text{кВ/см}$	$\nu_{a,10} \cdot 10^{12}$ , $\text{с}^{-1}$	$\omega_c^* \cdot 10^{12}$ , $\text{с}^{-1}$
Ge	13.35	8.5	13.11	3440	430	0.35	0.19	1.12	—	4.31	0.015	8.90
AlAs	4.04	1.56	4.71	3240	550	0.76	0.22	3.18	13.80	108.50	0.036	4.50
AlSb	4.15	2.02	4.95	8680	493	0.94	0.25	5.51	8.17	92.30	0.08	5.80
GaAs	7.65	4.82	7.71	3950	421	0.62	0.30	2.29	5.97	41.80	0.032	3.20
GaSb	11.8	8.06	11.71	8912	347	0.49	0.21	1.38	1.87	13.30	0.03	3.50
InAs	19.67	16.74	13.96	4400	350	0.60	0.35	1.90	6.03	36.00	0.034	3.00
InSb	35.08	31.28	22.27	9380	284	0.47	0.24	1.09	2.36	12.50	0.037	3.10

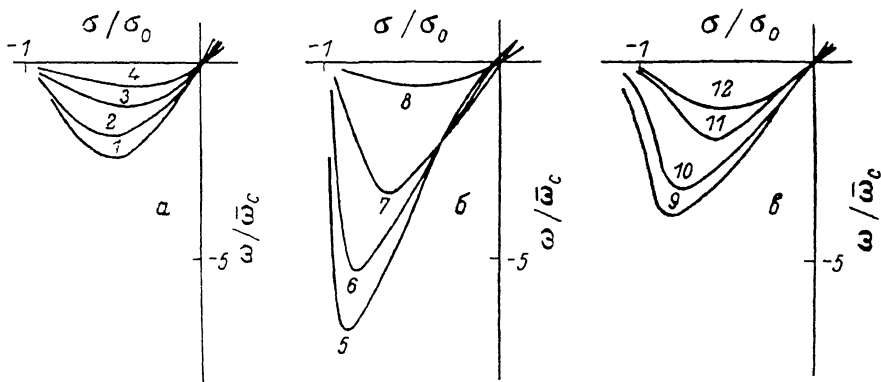
Примечание. A, B, C — зонные параметры;  $\Delta$  — энергия спин-орбитального расщепления;  $\hbar\omega_0$  — энергия оптического фонона;  $m_{ds}$  — масса плотности состояний тяжелых дырок;  $m_-$  — отрицательная циклотронная масса дырок на оси [100];  $\nu_0^{PO}$  и  $\nu_0^{NPO}$  — характерные частоты оптического рассеяния;  $E_0 = e(\nu_0^{NPO} + \nu_0^{PO}) / (2\hbar\omega_0 m_{ds})^{1/2}$ ;  $\nu_{a,10}$  — характерная частота рассеяния тяжелых дырок на акустических фононах при  $T = 10$  К;  $\omega_c^*$  — характерная циклотронная частота, при которой по крайней мере два уровня Ландау находятся в конусе отрицательных циклотронных масс в области энергий  $\varepsilon < \hbar\omega_0$ .

считанные по данным работы [4] (для сравнения указаны параметры германия). Частота акустического рассеяния  $\nu_a \sim T\sqrt{\varepsilon}$  приведена для температуры решетки  $T = 10$  К и энергии дырки  $\varepsilon = \hbar\omega_0/4$  — средней энергии дырок при стриминге.

2. Резонансная проводимость дырок с ОЦМ в  $E \parallel H \parallel [001]$  полях описывается следующим выражением [2]:

$$\sigma_p(\omega) = -4\pi^2 e^2 \int d\varepsilon \left\{ |V_1|^2 \left( \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right)_{\perp p_x} m_c \left| \frac{\partial \omega_c(\varepsilon, p_x)}{\partial p_x} \right|^{-1} \right\}_{\omega = \omega_c(\varepsilon, p_x)}. \quad (2)$$

Здесь  $\omega$  — частота циркулярно-поляризованной волны  $E_\omega$ , распространяющейся в направлении  $\hat{p}_x \parallel [001]$ ;  $f_0$  — стационарная функция распределения;



Линии циклотронного резонанса горячих дырок Ge (а), GaAs (б) и InSb (в) в области ОЦМ.  $\sigma_0 = eN_c c/H$ ,  $\omega_c = eH/m_- |c|$ ,  $E \parallel H \parallel [001]$ .  $(E/E_0) \cdot 10^2$ : 1 — 1.7; 2 — 2.2; 3 — 3.3; 4, 8 — 6.6; 5 — 0.44; 6 — 0.61; 7, 9 — 1.1; 10 — 1.5; 11 — 2.6; 12 — 4.4.

$m_c$  и  $\omega_c$  — циклотронные масса и частота, являющиеся функциями импульса  $p_x$  и энергии  $\varepsilon$  дырок при данном импульсе  $p_x$ ;  $V_1$  — амплитуда скорости дырок  $v_1 = i \frac{\partial \varepsilon}{\partial p_x} + j \frac{\partial \varepsilon}{\partial p_y}$  на частоте основной гармоники. Интегрирование ведется вдоль поверхности резонансного конуса  $\omega = \omega_c(\varepsilon, p_x)$ . Будем полагать, что электрическое поле удовлетворяет условию (1), так что дырки в основном локализованы в области  $\varepsilon < \hbar\omega_0$ , а функция распределения имеет вид [5]

$$f_0 = \frac{N_0}{P_0^2} \frac{E_0/E}{4\pi^2 (m_{ds}/m_0)^{3/2}} \int \exp \left\{ -\frac{2}{3} \frac{E_0}{E} \left( \frac{\varepsilon(\mathbf{p})}{\hbar\omega_0} \right)^{3/2} \right\} d p_x. \quad (3)$$

Здесь  $m_{ds}$  — масса плотности состояний (см. таблицу), интегрирование по  $p_z$  ведется внутри области  $\varepsilon = \hbar \omega_0$ . Такая функция распределения применима для вычисления проводимости  $\sigma_p$  с двумя оговорками. Во-первых, выражение (3) получено для неполярного оптического рассеяния. Будем полагать  $E_0 = \frac{p_0}{e} (\nu_0^{p0} + \nu_0^{Np0})$ , а указанной выше особенностью полярного рассеяния пренебрегаем, тем самым вычисляемое значение  $\sigma_p$  окажется несколько заниженным по абсолютной величине по сравнению с истинным значением. Во-вторых, выражение (3) описывает стационарное распределение дырок при  $H=0$ . При  $H \neq 0$ ,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E} \parallel [001]$  в тяжелой зоне возникает многопучковый стриминг [6], в котором четыре боковых пучка направлены вдоль осей, близких к осям типа [111], а центральный пучок — вдоль оси [001] в конусе ОЦМ. Распределение дырок в этом пучке близко к (3). Отток части дырок в боковые пучки при наложении магнитного поля можно учесть в (3) уменьшением концентрации  $N_0$  примерно на 30 %, как это имеет место в *p*-Ge [7].<sup>2</sup> Принимая во внимание эти два обстоятельства, из выражений (2), (3) можно найти резонансную отрицательную проводимость горячих дырок с ОЦМ в  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$  полях. Интегрирование (2), (3) значительно упрощается для аксиально-симметричной аппроксимации закона дисперсии [5]  $\varepsilon(p) = \frac{p^2}{2m_{ds}} (1 + \xi \cos 4\theta)$  ( $\theta$  — азимутальный угол,  $\xi$  — параметр анизотропии зоны,  $\xi < 1$ ), удовлетворительно описывающей дырки с ОЦМ. Результаты такого интегрирования для GaAs и InSb приведены на рисунке. Для сравнения приведена также проводимость Ge, рассчитанная по формулам (2), (3). Линии ЦР построены в области отрицательных циклотронных масс для разных значений полей  $E \ll E_0$ , формирующих стриминг. Как следует из таблицы и рисунка, в полупроводниках группы  $A^{III}B^V$  благодаря лучшему соотношению  $\nu_0/\nu_a$  [см. (1)] можно сформировать более узкий стриминг, чем в Ge, при одних и тех же температурах и ожидать больших значений  $|\sigma_p|$ , причем значение  $\sigma_p$  в этих материалах, по-видимому, отрицательно и достаточно большое по абсолютной величине и при  $T=77$  К. Оценки показывают, что примесное рассеяние в указанных полупроводниках незначительно по сравнению с акустическим в области энергий  $\varepsilon < \hbar \omega_0$  при  $T=77$  К, если концентрация легирующих примесей не превышает  $5 \cdot 10^{14} \div 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что достижимо при существующей технологии роста полупроводников группы  $A^{III}B^V$ .

Таким образом, полупроводники *p*-типа группы  $A^{III}B^V$  представляются перспективными материалами как для повышения рабочей температуры полупроводниковых мазеров на отрицательных массах, так и для достижения более высоких значений отрицательной проводимости на циклотронном резонансе в диапазонах длин волн от миллиметрового до субмиллиметрового. Длинноволновая граница отрицательной проводимости определяется из условия  $|\sigma_p| > \sigma_d$ , где  $\sigma_d$  — друдевское поглощение дырок с положительной циклотронной массой; коротковолновая граница — квантованием энергии тяжелых дырок в магнитном поле. В таблице приведены предельные частоты  $\omega_c^*$ , при которых, по крайней мере, два уровня Ландау дырок с ОЦМ находятся в области энергий  $\varepsilon < \hbar \omega_0$ .<sup>3</sup>

Автор признателен М. М. Шварцу за численное интегрирование (2) на ЭВМ.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Андронов А. А., Белянецв А. М., Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф., Никоноров В. В., Павлов С. А. Индуцированное миллиметровое излучение горячих дырок германия в  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$  полях (NEMAG на ЦР). — Письма ЖЭТФ, 1984, т. 40, в. 6, с. 221—223.]

<sup>2</sup> При достаточно больших соотношениях  $H/E$  доля дырок в центральном пучке не зависит от  $H$ , она определяется лишь величиной гофрировки изоэнергетической поверхности [7], которая в рассматриваемых полупроводниках группы  $A^{III}B^V$  примерно такая же, как и в Ge.

<sup>3</sup> Эти частоты получены из классического закона дисперсии  $\varepsilon(p)$  и могут быть использованы лишь для оценки коротковолновой границы отрицательной проводимости. Квантовомеханический расчет уровней Ландау дырок с ОЦМ в  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$  полях см. в [8].

- [2] Андронов А. А., Белянцев А. М., Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф., Никоноров В. В., Павлов С. А., Шварц М. М. Мазер на циклотронном резонансе горячих дырок германия с отрицательными эффективными массами. — ЖЭТФ, 1986, т. 90, в. 1, с. 367—385.
- [3] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 640 с.
- [4] Wiley J. D. — In: *Semicond. a. Semimet.*, v. 10 / Ed. by R. K. Willardson, A. C. Beer. N. Y., 1974, p. 91—174.
- [5] Андронов А. А., Додин Е. П., Красильник З. Ф. Инвертированное распределение и ОДП на циклотронном резонансе тяжелых дырок германия при стриминге (НЕМАГ на ЦР). — ФТП, 1982, т. 16, в. 2, с. 212—219.
- [6] Андронов А. А., Додин Е. П., Красильник З. Ф. Многопучковый стриминг тяжелых дырок в германии. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 8, с. 373—376.
- [7] Андронов А. А., Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф., Никоноров В. В., Павлов С. А., Шварц М. М. Физические основные принципы мазера на циклотронном резонансе дырок с отрицательными массами. — В кн.: *Полупроводниковые мазеры на циклотронном резонансе*. Горький, 1986, с. 26—72.
- [8] Сейсян Р. П., Эфрос А. П., Язева Т. В. Образование оптической щели в спектре уровней Ландау тяжелых дырок германия. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 12, в. 6, с. 369—373.

Институт прикладной физики  
АН СССР  
Горький

Получена 12.02.1987  
Принята к печати 16.06.1987