

СТРУКТУРА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГОРЯЧИХ ДЫРОК ГЕРМАНИЯ В УСЛОВИЯХ СТРИМИНГА

Алешкин В. Я., Додин Е. П., Козлов В. А., Нефедов И. М.,
Романов Ю. А.

Приведены результаты исследования методом Монте-Карло структуры функции распределения тяжелых дырок германия в условиях стриминга (электрическое поле E направлено вдоль [001]). Показано, что распределение тяжелых дырок при $T \leq 20$ К и $E \leq 500$ В/см имеет «провал» при малых импульсах, перпендикулярных электрическому полю, который обусловлен анизотропным рассеянием на деформационных оптических фононах.

В сильных электрических полях при низких температурах решетки рассеяние со спонтанным испусканием оптических фононов является определяющим для формирования функции распределения горячих носителей заряда в сравнительно чистых полупроводниках. При этом в импульсном пространстве возникают узкие и вытянутые вдоль поля E распределения, которые получили название распределений типа стриминга [1]. В последнее время возник интерес [2] к исследованию поперечной структуры таких распределений (т. е. зависимости функции распределения от поперечного импульса p_{\perp} , ортогонального вектору E), поскольку в ряде случаев поперечная структура свидетельствует о наличии того или иного вида инверсии, ответственной за появление отрицательной дифференциальной проводимости в системе горячих носителей заряда. В работе [2] было установлено, что анизотропия рассеяния тяжелых дырок на деформационном потенциале оптических фононов приводит к образованию «трубообразных» распределений (т. е. распределений с «провалом» при малых p_{\perp}) тяжелых дырок в Ge и Si. Однако использованное в [2] приближение узкого стриминга позволяет только указать на возможность существования в слабых электрических полях таких распределений, оставляя вопрос о величинах полей и температур, в которых реализуются «трубообразные» распределения, открытым. Ответ на этот вопрос может быть получен путем статистического моделирования разогрева дырок.

В настоящей работе методом Монте-Карло вычислялись распределения тяжелых дырок Ge в условиях стриминга. Показано, что при гелиевых температурах в сравнительно широком интервале электрических полей ($E \leq 500$ В/см) функция распределения инвертирована по поперечному импульсу, т. е. имеет место «трубообразное» распределение. Вычисления проводились в однозонном приближении; наличие легких дырок игнорировалось, поскольку в условиях стриминга их относительное число $\sim (m_i/m_h)^2$, т. е. меньше, чем в равновесии [1].

Для вероятности испускания DO -фонона, просуммированной по трем его поляризациям, использовалось следующее выражение [3]:

$$P^{hh}(\mathbf{k} - \mathbf{q}, \mathbf{k}) = \frac{2\pi d_0^2}{\rho V \omega_0} W^{hh}(\mathbf{k} - \mathbf{q}, \mathbf{k}) \delta |\varepsilon_h(\mathbf{k} - \mathbf{q}) - \varepsilon_h(\mathbf{k}) + \hbar\omega_0|, \quad (1)$$

где ρ , V — плотность и объем кристалла, \mathbf{k} , \mathbf{q} — волновые векторы дырки (до рассеяния) и фонона соответственно, d_0 — константа взаимодействия дырок с фононами,

$$W^{hh}(k', k) = \left\{ D^2 \frac{(k_x k_y k'_x k'_y + k_x k_z k'_x k'_z + k_y k_z k'_y k'_z)}{\sqrt{\epsilon_k \epsilon_{k'}}} + \right. \\ \left. + \frac{3}{2} \left[1 - \frac{D^2 (kk')^2 - B^2 k^2 k'^2 + (3B^2 - D^2)}{2 \sqrt{\epsilon_k \epsilon_{k'}}} - \sum_{i=1}^3 k_i^2 k_i'^2 \right] \right\}, \\ \epsilon_k = B^2 k^4 + \frac{1}{2} (D^2 - 3B^2) \sum_{i \neq j} k_i^2 k_j^2,$$

A, B, D — постоянные.

Из (1) следует, что зависимость $P^{hh}(k', k)$ от k' и k определяется двумя факторами: законом сохранения энергии (т. е. законом дисперсии) и зависимостью W^{hh} от k' и k (т. е. зависимостью матричного элемента взаимодействия дырки с оптическим фононом). Оба этих фактора влияют на структуру функции распределения при стриминге. Для того чтобы выяснить роль этих факторов при

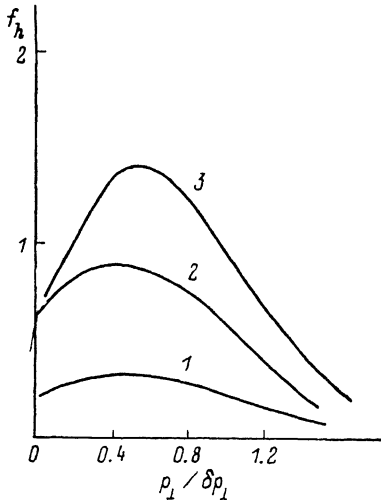


Рис. 1. Зависимость усредненной по p_x функции распределения f_h тяжелых дырок (в произв. ед.) в германии от отношения $p_{\perp} / \delta p_{\perp}$. $\delta p_{\perp} = p_0 (3E/2E_0)^{1/3}$ — размер источника, $E_0 = 3550$ В/см. E , В/см: 1 — 500, 2 — 100, 3 — 50. Расчет выполнен в изотропной модели для $T=4$ К.

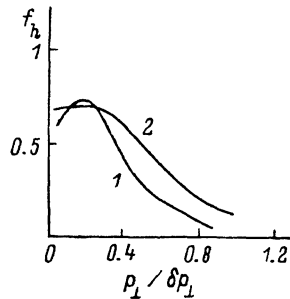


Рис. 2. Зависимость f_h от $p_{\perp} / \delta p_{\perp}$ в изотропной модели.

$T=20$ К. E , В/см: 1 — 50, 2 — 100.

вычислениях, использовались две модели зонной структуры: изотропная модель $\epsilon_h(p) = p^2 / 2m_h$ (m_h — масса тяжелых дырок) и анизотропная параболическая модель. Для изотропной модели на рис. 1 приведены зависимости функций распределения, усредненных по импульсу $p_x \parallel E$, от величины перпендикулярного импульса $p_{\perp} \perp E$ при различных значениях поля. Оценка влияния температуры решетки на вид функции распределения производилась «включением» в моделирование рассеяния дырок на акустических фононах. Из рис. 2 видно, что «трубообразность» распределения сохраняется вплоть до температур решетки $T \approx 20$ К.

Для исследования поперечной структуры распределения в модели анизотропного закона дисперсии дырок последний выбирался в широко используемом виде

$$\epsilon_h(k) = Ak^2 - \sqrt{B^2 k^4 + (D^2 - 3B^2)(k_x^2 k_y^2 + k_x^2 k_z^2 + k_y^2 k_z^2)}. \quad (2)$$

Анизотропия закона дисперсии приводит к тому, что величина функции распределения становится зависящей от азимутального угла в плоскости $p_x = \text{const}$. На рис. 3 приведены сечения функции распределения тяжелых дырок Ge при нескольких значениях E в зависимости от поперечного импульса, направленного по кристаллографическим осям [110] и [100]. Видно, что инверсия по поперечному импульсу более сильно выражена в направлении [100], и в импульсном пространстве появляются четыре параллельные оси p_x линии, вблизи которых функция распределения максимальна. Последнее обстоятельство хорошо

видно из вставки на рис. 3, где показаны линии постоянного уровня функции распределения в плоскости p_x, p_y . Для наглядности структура поперечного сечения распределения $p_z=0.3p_0$ приведена на рис. 4 (p_0 — импульс дырки с $p_x=0$ и энергией, равной энергии оптического фонона).

На рис. 5 приведена структура поперечного сечения $p_z=0.3p_0$ распределения дырок Ge для случая, когда $W^{hh}(k', k)$ не зависит от k' и k [в качестве

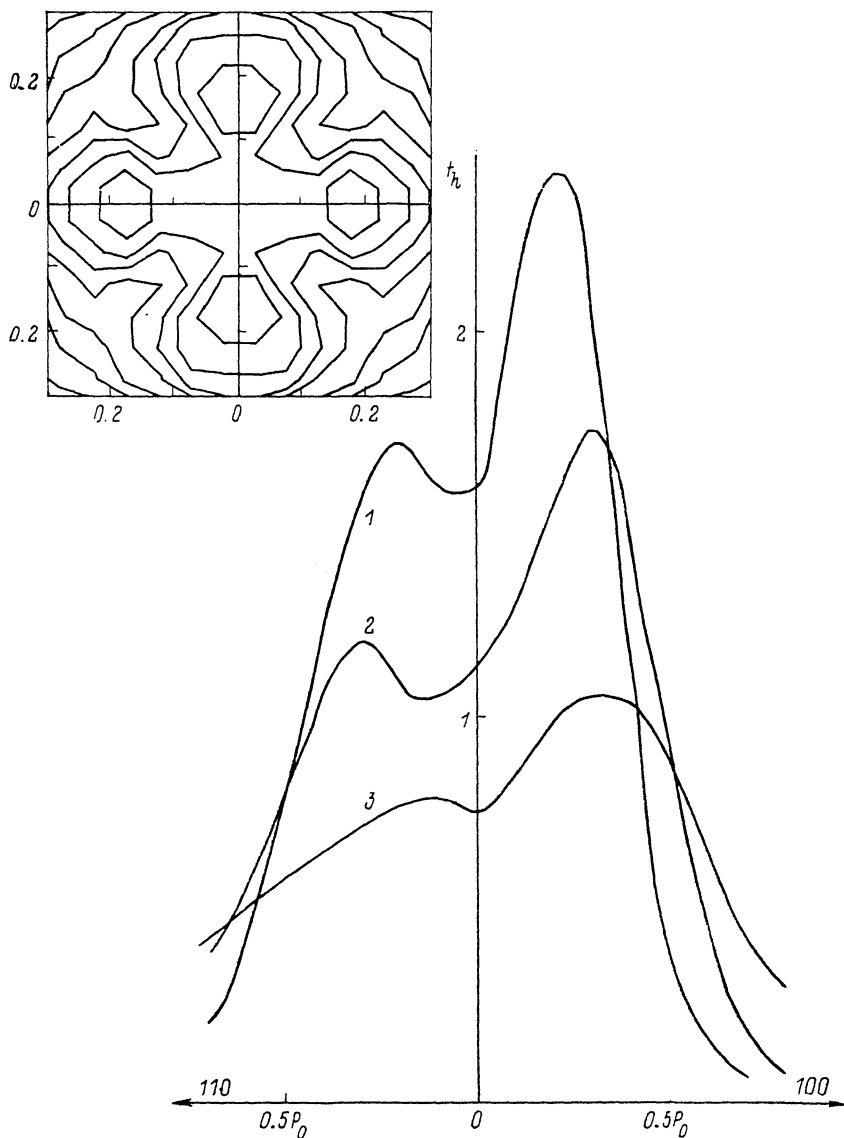


Рис. 3. Зависимость f_h от p_{\perp} для направлений [100] и [110].

E , В/см: 1 — 66, 2 — 125, 3 — 350. Анизотропная модель, $T=4$ К. На вставке — линии постоянного уровня f_h для $E=66$ В/см.

$W^{hh}(k', k)$ использовалась величина, усредненная по направлениям k' и k]. Из сравнения рис. 4 и 5 видно, что максимумы распределения дырок в этих распределениях сдвинуты относительно друг друга на угол $\pi/4$. Поэтому можно сделать вывод, что основным фактором, определяющим поперечную структуру распределения дырок, является зависимость $W^{hh}(k', k)$ от k' и k .

В заключение кратко сформулируем основные результаты. Анизотропия закона дисперсии снимает аксиальную симметрию функции распределения дырок и приводит к формированию распределений, имеющих сложную поперечную структуру с симметрией, определяемой направлением поля относительно

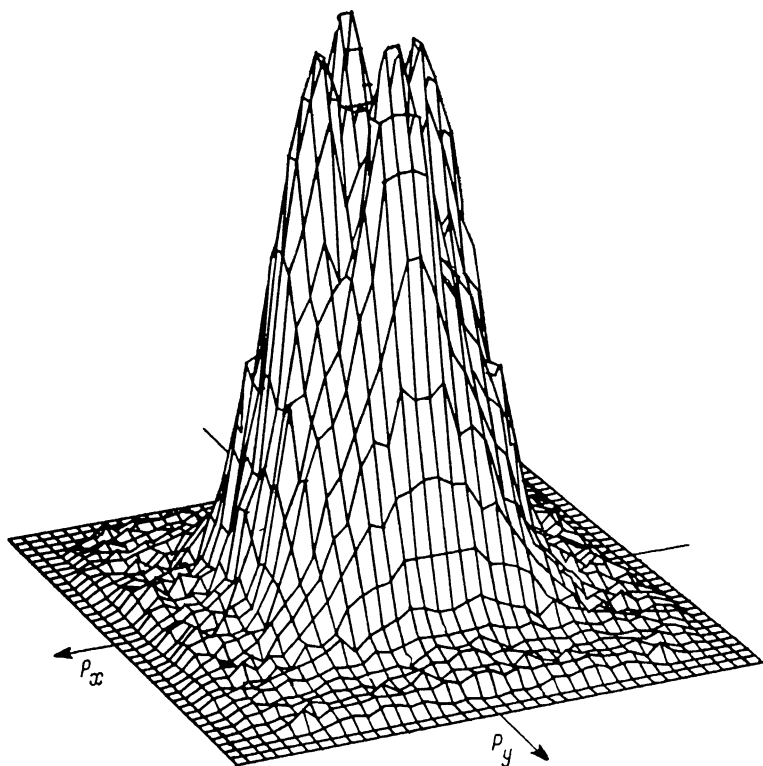


Рис. 4. Структура поперечного сечения распределения тяжелых дырок в импульсном пространстве.

$$p_z = 0.3p_0, E = 125 \text{ В/см}, T = 4 \text{ К.}$$

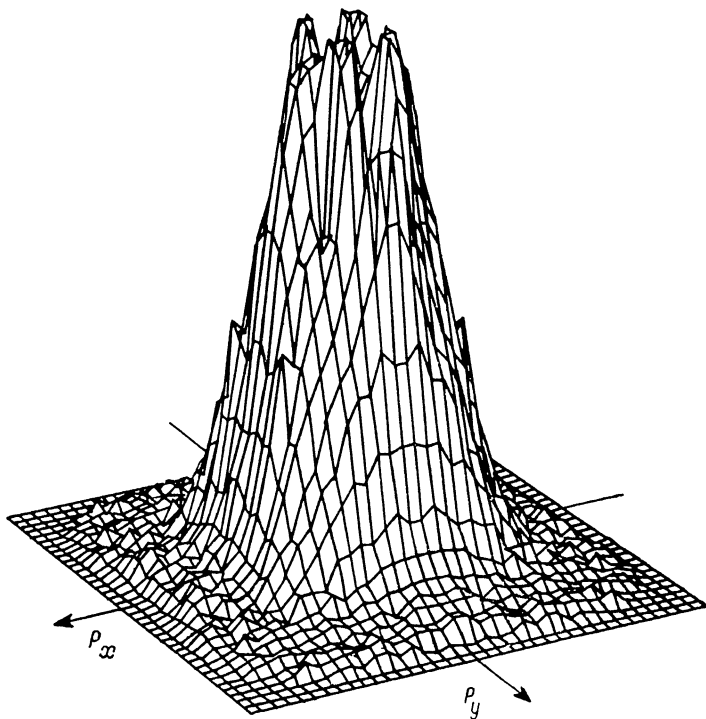


Рис. 5. Структура поперечного сечения распределения тяжелых дырок в импульсном пространстве.

$$p_z = 0.3p_0, E = 125 \text{ В/см}, T = 4 \text{ К.}$$

кристаллографических осей. При определенных условиях возможно возникновение инверсии по поперечному импульсу ($\partial f/\partial p_{\perp} > 0$). В Ge такая инверсия имеет место в интервале полей $E \leq 500$ В/см при температурах решетки до 20 К.

Л и т е р а т у р а

- [1] Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький, 1986. 192 с.
- [2] Алешкин В. Я., Козлов В. А., Романов Ю. А. — ФТП, 1986, т. 20, в. 9, с. 1733—1736.
- [3] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. — ФТТ, 1960, т. 2, в. 9, с. 2287—2300.

Горьковский исследовательский
физико-технический институт
ГГУ им. Н. И. Лобачевского

Получена 4.07.1987
Принята к печати 1.04.1988
