

ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС ТЯЖЕЛЫХ ДЫРОК Ge С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМИ ЭФФЕКТИВНЫМИ МАССАМИ В УСЛОВИЯХ МНОГОПУЧКОВОГО СТРИМИНГА В $E \parallel B$ ПОЛЯХ

Стариков Е. В., Шикторов П. Н.

При использовании численного моделирования методом Монте-Карло показано, что при гелиевых температурах решетки в p -Ge, помещенном в $E \parallel B \parallel [100]$ поля, спектр циклотронного резонанса тяжелых дырок с положительными эффективными массами может распадаться на ряд пиков, отражающих наличие сильной локализации дырок в выделенных областях импульсного пространства, которая соответствует формированию многопучкового стриминга. Обсуждаются условия экспериментального наблюдения эффекта.

Развитие и реализация идеи НЕМАГа на ЦР [1, 2] стимулировали в последние годы интенсивные исследования циклотронного резонанса (ЦР) тяжелых дырок Ge, когда электрическое E и магнитное B поля приложены вдоль кристаллографического направления $[100]$. Однако эти исследования в основном коснулись лишь области частот, соответствующей ЦР дырок, находящихся в конусе отрицательных масс. Анализ спектра ЦР дырок с положительными массами (а их $\geq 80\%$) выпал из рассмотрения, хотя именно эта область спектра ЦР является наиболее информативной при исследовании особенностей, вносимых гофрированностью тяжелой подзоны в разогрев дырок. В $E \parallel B \parallel [100]$ полях такой характерной особенностью является формирование в импульсном пространстве так называемого многопучкового стриминга [3]. Суть явления состоит в следующем. Вытянутая при $B=0$ вдоль электрического поля функция распределения (ФР) дырок («стриминг») распадается при $B \neq 0$ на несколько пучков, ориентированных вдоль осей конусов, разделяющих импульсное пространство на области с различным характером циклотронного вращения. Таких областей существует три типа (см. вставку на рис. 1): *I* — конус отрицательных масс с вращением дырок вокруг оси $[100]$ против часовой стрелки; *II* — четыре боковых конуса с положительными массами и вращением дырок по часовой стрелке вокруг центров, расположенных на прямой, ориентированной в направлении, близком к оси $[111]$; *III* — область положительных масс с вращением дырок вокруг оси $[100]$ по часовой стрелке. В плоскости циклотронного вращения, поперечной магнитному полю ($p_z = \text{const}$), граница областей проходит по сепаратрисе S , где при $E=0$ частота циклотронного вращения $\omega_c=0$. Согласно [3], причина распада стримингообразной ФР в магнитном поле на пять пучков связана с тем, что вдали от поверхности S (p_z) площадь, ограниченная траекторией дырки в плоскости, поперечной магнитному полю, становится адиабатическим инвариантом. Последнее приводит к тому, что часть дырок, которые, начав свободный пробег в области *III* при $B=0$, могли беспрепятственно войти в область отрицательных масс *I*, теперь при $B \neq 0$ оказываются как бы запертыми в боковых конусах *II* из-за стремления сохранить площадь своей циклотронной орбиты. В результате дрейф дырок в областях *II* под действием электрического поля E происходит не вдоль E поля, а под углом к полю в направлениях, близких к $[111]$. Результат такого перераспределения дырок в импульсном пространстве и должна отражать структура спектра ЦР дырок с положительными массами.

В настоящем сообщении представлены результаты численного моделирования методом Монте-Карло спектральной зависимости ЦР тяжелых дырок Ge в поле СВЧ волны круговой поляризации $E_-(t) = E_-(n_{010} \cos \omega t - n_{001} \sin \omega t)$, вращающейся в направлении, совпадающем с циклотронным вращением дырки с положительной массой.

При численном моделировании использовалась гофрированная параболическая аппроксимация для закона дисперсии тяжелых дырок $\varepsilon(p) = [Ap^2 - \sqrt{B^2 p^4 + C^2(p_x^2 p_y^2 + p_x^2 p_z^2 + p_y^2 p_z^2)}] / 2m_0$ с константами $A = 13.27$, $B = 8.63$,

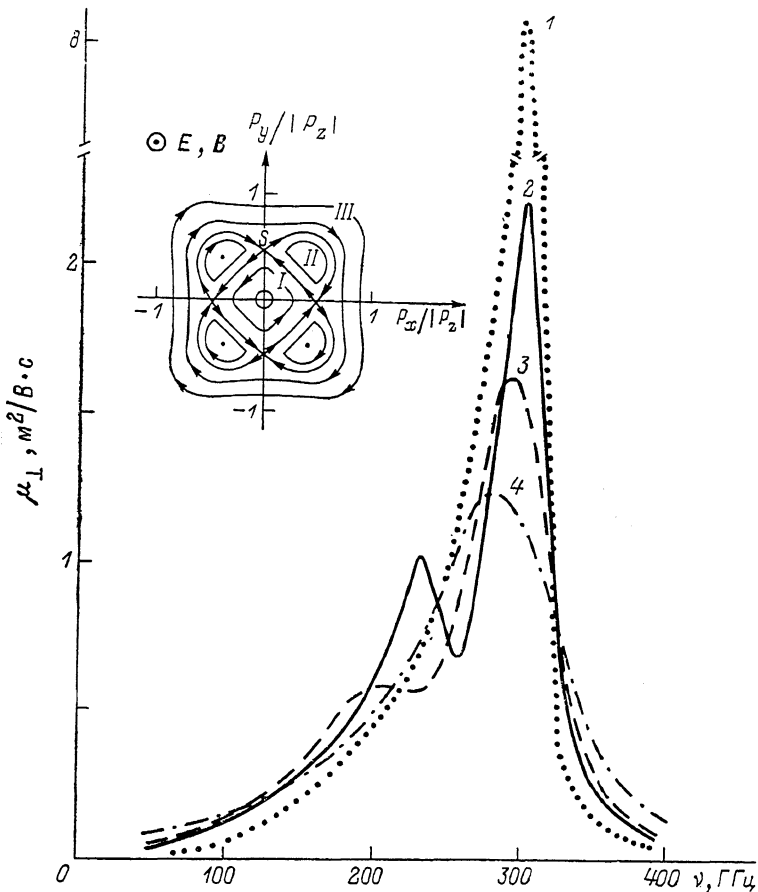


Рис. 1. Частотная зависимость действительной части поперечной подвижности μ_{\perp} тяжелых дырок Ge в $E \parallel B \parallel [100]$ полях для вращающегося по часовой стрелке СВЧ поля круговой поляризации.

E, B /см: 1 — 10, 2 — 80, 3 — 160, 4 — 320; $B = 3.25$ Т. На вставке — сечение изоэнергетической поверхности плоскостью $p_z > 0$. S — сепаратриса, разделяющая плоскость циклотронного вращения на области I, II, III с разным типом циклотронного вращения.

$C = 12.4$. Учитывались деформационные рассеяния на оптических и акустических фононах и рассеяние на ионизованных примесях с усредненным по углам фактором перекрытия волновых функций дырок. В процессе моделирования по методике возмущения на δ -импульс [4] рассчитывалась частотная зависимость компонент гиротрошной части комплексного тензора слабосигнальной подвижности μ_{ij} ($\mu_{xx} = \mu_{yy}$, $\mu_{xy} = -\mu_{yx}$, $B \perp x, y$). Так же параллельно определялись относительные заселенности областей I—III. Все приведенные далее результаты расчетов выполнены для образца p -Ge с концентрацией дырок $p = 1 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ и степенью компенсации 50% при температуре решетки 10 К.

Основные особенности и характер изменения структуры ЦР тяжелых дырок приведены на рис. 1, 2, где показаны зависимости действительной части эффективной поперечной подвижности $\mu_{\perp} = \text{Re } \mu_{xx} + \text{Im } \mu_{xy}$ от величины магнитного

поля B и частоты $\nu = \omega/2\pi$ слабого СВЧ поля, рассчитанные при различных значениях E .

Как в термодинамическом равновесии, так и в области диффузионного разогрева, когда в течение времени, пока дырка, дрейфуя в E поле, набирает энергию оптического фонона $\hbar\omega_0$, она успевает при $\varepsilon(p) < \hbar\omega_0$ испытать несколько актов рассеяния на акустических фононах и примеси (в рассматриваемом случае при $E \leq 20 \div 30$ В/см), в спектре ЦР $\mu_{\perp}(\nu)$ (рис. 1) имеется только один максимум. Положение максимума соответствует циклотронной массе $m_{c, III} = 0.29$, равной по величине предельному для области III значению, которое достигается в плоскости $p_z = 0$ [5]. Затягивание резонанса на область более низких частот связано как с наличием распределения по циклотронным

массам внутри области III [$m_c(p) > m_{c, III}$], так и с вкладом дырок из области II, где их концентрация не превышает 10 %. На области I и III в этих условиях приходится около 8 и 82 % дырок соответственно.

Начиная с электрических полей $E \geq 20 \div 30$ В/см выполняются условия стриминга, когда время свободного пробега определяется пролетом дыркой пассивной области импульсного пространства $\varepsilon(p) < \hbar\omega_0$. Доля дырок в области III падает до 50 ÷ 52 %, а оставшиеся дырки в зависимости от величины отношения E/B перераспределяются между областями I и II. Вероятность

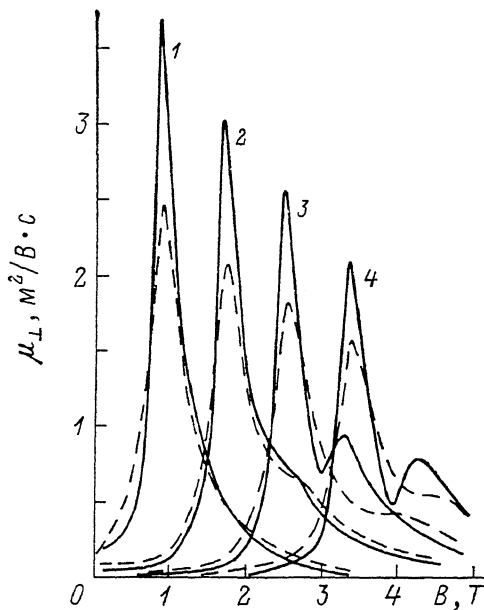


Рис. 2. Зависимость действительной части поперечной подвижности μ_{\perp} на фиксированной частоте ν от величины магнитного поля B , E , В/см: сплошные кривые — 80, штриховые — 160, ν , ГГц: 1 — 80, 2 — 160, 3 — 240, 4 — 320.

динамического захвата дырки в один из боковых конусов (т. е. в области II) при ее пересечении области II при $p_z > 0$ во время дрейфа из области III в область I монотонно растет с уменьшением величины E/B от 0 (при $B=0$) до 0.5 [при $E/B \leq (4 \div 4.5) \cdot 10^3$ м/с]. В этих условиях заселенность боковых конусов достигает предельного значения 26 ÷ 28 %, а на зависимостях μ_{\perp} от частоты ν (рис. 1) и магнитного поля B (рис. 2) появляется хорошо выраженный низкочастотный максимум, за который ответствен ЦР дырок в боковых конусах. По мере формирования максимума соответствующая ему циклотронная масса по величине приближается к значению массы на оси вращения в области II. В нашем случае $m_{c, II} = 0.38$.

Как показали расчеты $\mu_{\perp}(\nu, B)$, при различных значениях E , T и p условия $T \leq 15 \div 20$ К, $p \leq 5 \cdot 10^{13}$ (при степени компенсации не более 50 %), $20 < E < 150$ В/см и $B \geq 2.0 \div 2.5$ Т являются оптимальными для наблюдения ЦР тяжелых дырок Ge, захваченных в боковые конусы. Ограничение на E связано с тем, что при увеличении E растут глубина проникновения дырок в активную область [$\varepsilon(p) > \hbar\omega_0$], а следовательно, и «разбухание» ФР в поперечном направлении. В результате этого, с одной стороны, увеличивается заселенность области III, с другой — уменьшается время свободного пробега и захваченные в область II дырки не успевают полностью перейти в режим квазигармонического циклотронного вращения вокруг оси конусов. Как видим, условия, необходимые для формирования в p -Ge хорошо выраженного низкочастотного пика, более жесткие, чем те, что необходимы для реализации НЕМАГа на ЦР (см. [2], с. 73). Это связано, в первую очередь, с близостью предельных циклотронных частот в боковых конусах II и области III, следовательно, для их разделения необходимо наличие сильной локализации дырок у осей боковых конусов. Значительного смягчения условий наблюдения эффекта (например,

перехода к азотным температурам) следует ожидать в материалах p -типа, таких как Si и AlP, где различие предельных циклотронных частот в областях II и III может достигать нескольких раз.

Л и т е р а т у р а

- [1] Андронов А. А., Белянцев А. М., Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф., Никоноров В. В., Павлов С. А., Шварц М. М. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. В. 1. С. 367—385.
- [2] Полупроводниковые мазеры на циклотронном резонансе. Сб. науч. тр. ИПФ АН СССР. Горький, 1986. 176 с.
- [3] Андронов А. А., Додин Е. П., Красильник З. Ф. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 8. С. 373—376.
- [4] Price P. J. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 6. P. 3616—3617.
- [5] Коган Ю. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. В. 6. С. 1854—1865.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Получена 18.10.1988
Принята к печати 11.11.1988