

УСИЛЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПОСТОЯННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ: ДВУХДРЕЙФОВАЯ МОДЕЛЬ

В. П. Семиноженко, Д. В. Филь

Рассмотрен s - d -обменный механизм усиления спиновых волн (СВ) постоянным электрическим полем в ферромагнитных полупроводниках с различной подвижностью электронов в двух спиновых подзонах. Показано, что в таких системах эффект усиления может реализоваться при дрейфовых скоростях электронов, существенно меньших фазовой скорости СВ, причем возбуждаются СВ, распространяющиеся как вдоль, так и против направления дрейфа электронов.

Известно, что в ферромагнитном полупроводнике (ФМП), помещенном в сильное постоянное электрическое поле, может достигаться эффект черенковского усиления спиновых волн (СВ) [1, 2]. Перспективными объектами для реализации усиления СВ, по-видимому, являются широкозонные ФМП с достаточно малой величиной энергетической щели Δ между спиновыми подзонами. В этих материалах основную роль играет s - d -обменный канал усиления (определяемый межподзонными переходами электронов с излучением СВ), который способен реально обеспечить достижение неустойчивости в магنونной подсистеме.

Межподзонный механизм возбуждения СВ постоянным электрическим полем ранее теоретически изучался в ряде работ [3-6], где, однако, использовалась простейшая модель для описания неравновесного состояния электронов в поле — дрейфовое приближение. Реальная ситуация в ФМП может быть существенно сложнее. Поскольку в изучаемых веществах носители заряда принадлежат к двум спиновым подзонам, причем каждая из подзон характеризуется своей подвижностью [7, 8], то в ФМП в постоянном электрическом поле в электронной подсистеме возникают две дрейфовые скорости.

Различие транспортных свойств электронов в двух спиновых подзонах может определить принципиальные особенности усиления СВ в случае, когда s - d -канал является основным, так как при этом возбуждение СВ происходит при переходе электрона из одной спиновой подзоны в другую, т. е. сопровождается изменением скачком средней скорости направленного движения излучающей частицы. Более того, такое нетривиальное отличие обсуждаемого механизма усиления СВ от черенковского электромагнитного механизма [2, 9] (излучение СВ при внутриподзонных электронных переходах), а также от черенковского усиления звука в полупроводниках обуславливает то обстоятельство, что в таких системах эффект усиления носит существенно новый, нечеренковский, характер.

Настоящая работа посвящена подробному изучению этого вопроса.

1. Д в у х д р е й ф о в а я м о д е л ь

В отличие от [7, 8], где различие транспортных свойств электронов в двух спиновых подзонах связывалось с неодинаковым характером релаксации электронов на магнонах, здесь нас будет интересовать противо-

положная ситуация, когда подвижности носителей заряда определяются в основном электрон-примесным и электрон-фононным взаимодействием, а вклад электрон-магнитной релаксации несуществен (заметим, что именно такая ситуация ближе к реальным ФМП). Тогда в вырожденных ФМП различие дрейфовых скоростей электронов в подзонах u^\uparrow , u^\downarrow определяется различием их времен релаксации τ_p на соответствующих поверхностях Ферми

$$u^\uparrow/u^\downarrow = \tau_{p_+}/\tau_{p_-}, \quad (1)$$

где $p_\pm = \sqrt{2m(\varepsilon_F \pm \Delta/2)}$ (m — эффективная масса электрона, ε_F — энергия Ферми); для простоты предполагается также, что $|m^\uparrow - m^\downarrow| \ll m^\uparrow m^\downarrow$.

При низких температурах основную роль играет рассеяние электронов на примесях. Вычисляя, согласно [10, 11], соответствующие времена релаксации, для отношения дрейфовых скоростей имеем

$$u^\uparrow/u^\downarrow = 1 \quad (2)$$

(рассеяние на нейтральных примесях),

$$u^\uparrow/u^\downarrow = p_-/p_+ \quad (3)$$

(рассеяние на точечных дефектах решетки),

$$u^\uparrow/u^\downarrow = (z^2 + 4p_+^2) p_- / (z^2 + 4p_-^2) p_+ \quad (4)$$

(рассеяние на кулоновских центрах). В (4) z — обратная длина экранирования.

Если основной вклад в релаксацию электронов дает рассеяние на фононах, то для отношения u^\uparrow/u^\downarrow получим

$$u^\uparrow/u^\downarrow = p_-/p_+ \quad (5)$$

(рассеяние на акустических фононах),

$$\frac{u^\uparrow}{u^\downarrow} = \frac{p_+ \left[\ln \left(\frac{p_- + \sqrt{p_-^2 + 2m\omega_0^\phi}}{-p_- + \sqrt{p_-^2 + 2m\omega_0^\phi}} \right) + \theta(p_-^2 - 2m\omega_0^\phi) \ln \left(\frac{p_- + \sqrt{p_-^2 - 2m\omega_0^\phi}}{p_- - \sqrt{p_-^2 - 2m\omega_0^\phi}} \right) \right]}{p_- \left[\ln \left(\frac{p_+ + \sqrt{p_+^2 + 2m\omega_0^\phi}}{-p_+ + \sqrt{p_+^2 + 2m\omega_0^\phi}} \right) + \theta(p_+^2 - 2m\omega_0^\phi) \ln \left(\frac{p_+ + \sqrt{p_+^2 - 2m\omega_0^\phi}}{p_+ - \sqrt{p_+^2 - 2m\omega_0^\phi}} \right) \right]} \quad (6)$$

(рассеяние на полярных оптических фононах), ω_0^ϕ — частота оптического фонона,

$$\frac{u^\uparrow}{u^\downarrow} = \frac{\sqrt{p_-^2 + 2m\omega_0^\phi} + \theta(p_-^2 - 2m\omega_0^\phi) \sqrt{p_-^2 - 2m\omega_0^\phi}}{\sqrt{p_+^2 + 2m\omega_0^\phi} + \theta(p_+^2 - 2m\omega_0^\phi) \sqrt{p_+^2 - 2m\omega_0^\phi}} \quad (7)$$

(рассеяние на деформационных оптических фононах).

В невырожденном случае, когда в процессах переноса участвуют все электроны проводимости, дрейфовые скорости носителей заряда можно оценить как

$$u^\sigma = e \langle \tau^\sigma \rangle E / m, \quad (8)$$

где

$$\langle \tau^\sigma \rangle = \sum_p \tau_p^\sigma f_p^\sigma / \sum_p f_p^\sigma. \quad (9)$$

Согласно (8), (9), при низких концентрациях электронов (когда функция распределения электронов f_p^σ имеет максвелловский вид) имеем $u^\uparrow \equiv u^\downarrow$. Если же концентрация электронов достаточно высока (так что $T \sim \mu$, μ — химпотенциал электронов), то в общем случае $u^\uparrow \neq u^\downarrow$. Например, если подвижность в основном определяется рассеянием на точечных дефектах решетки, то при $\mu \sim \Delta/2 \sim T$ получаем из (8), (9) $u^\uparrow/u^\downarrow \approx 0.8$.

Таким образом, в ФМП с высокой концентрацией носителей заряда в постоянном электрическом поле дрейфовые скорости электронов в двух спиновых подзонах будут различны (за исключением ситуации, когда транспортные свойства носителей заряда в основном связаны с рассеянием на нейтральных примесях). Следовательно, при изучении эффекта усиления СВ более общим подходом является двухдрейфовая модель, в рамках которой мы проведем дальнейшее рассмотрение.

2. Инкремент неустойчивости СВ в ФМП в постоянном электрическом поле

Гамильтониан электрон-магнонной системы ФМП с $s-d$ -обменным взаимодействием между электронами проводимости и локализованными спинами запишем в виде [6]

$$H = H_e + H_m + H_{e-m}, \quad (10)$$

где

$$H_e = \sum_{p\sigma} \varepsilon_p^\sigma a_{p\sigma}^\dagger a_{p\sigma}, \quad H_m = \sum_q \omega_q b_q^\dagger b_q, \quad (11), (12)$$

$$\begin{aligned} H_{e-m} = & \sum_{p, q} [\psi_3^e(q) a_{p\uparrow}^\dagger a_{p+q\downarrow} b_q^\dagger + \psi_3^r(q) a_{p\uparrow}^\dagger a_{p-q\downarrow} b_q + \text{с. с.}] + \\ & + \sum_{p_1, p_2, q_1, q_2, \sigma} \sigma [\psi_4^e(q_1, q_2) a_{p_1\sigma}^\dagger a_{p_2\sigma} b_{q_1}^\dagger b_{q_2} \delta_{p_1-p_2, q_2-q_1} + \\ & + \psi_4^r(q_1, q_2) a_{p_1\sigma}^\dagger a_{p_2\sigma} b_{q_1}^\dagger b_{q_2} \delta_{p_2-p_1, q_1+q_2} + \text{с. с.}]. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $a_{p\sigma}^\dagger$, $a_{p\sigma}$, b_q^\dagger , b_q — соответственно операторы рождения и уничтожения электронов и магнонов; $\sigma = +1/2$ (\uparrow), $-1/2$ (\downarrow); ω_q — спектр магнонов, который в простейшем случае имеет вид $\omega_q = \omega_0 + \theta_C (aq)^2$. Амплитуды электрон-магнонных взаимодействий выражаются через коэффициенты $u-v$ преобразования [12] следующим образом:

$$\begin{aligned} \psi_3^e(q) &= -J \sqrt{\frac{S}{2N}} u_q^*, \quad \psi_4^e(q_1, q_2) = \frac{J}{2N} (u_{q_1}^* u_{q_2} + v_{-q_1}^* v_{-q_2}), \\ \psi_3^r(q) &= -J \sqrt{\frac{S}{2N}} v_{-q}, \quad \psi_4^r(q_1, q_2) = \frac{J}{N} u_{q_1}^* v_{-q_2}^*, \end{aligned} \quad (14)$$

где J — константа $s-d$ -обменного взаимодействия, S — величина локализованного спина, N — число узлов решетки. Спектр электронов в изотропной модели с учетом релятивистской перенормировки щели Δ (связанной с нулевыми колебаниями в спиновой подсистеме) имеет вид

$$\varepsilon_p^\sigma = \frac{p^2}{2m} - \sigma \left(JS + g_{uB} H - \frac{J}{N} \sum_q |v_q|^2 \right), \quad (15)$$

H — внешнее магнитное поле, μ_B — магнетон Бора.

При вычислении инкремента неустойчивости СВ γ_q будем, как и ранее [5, 6], пренебрегать четырехчастичным электрон-магнонным взаимодействием ввиду его малости [13] по сравнению с магнон-магнонной релаксацией. В двухдрейфовой модели в пренебрежении релятивистским слагаемым в (13) ($v_y = 0$)

$$\gamma_q = \frac{\pi J^2 S |u_q|^2}{2N} \sum_p \{f_{p-mu\uparrow}^\uparrow - f_{p+q-mu\downarrow}^\downarrow\} \delta(\varepsilon_p^\uparrow - \varepsilon_{p+q}^\downarrow + \omega_q), \quad (16)$$

где f_p^σ — фермиевская функция распределения. Опуская несложные вычисления, для величины γ_q получим

$$\gamma_q = \frac{J^2 S a^3 m^2 T}{8\pi q} |u_q|^2 \ln \frac{1+A}{1+A \exp(-i/T)}, \quad (17)$$

$$A = \left\{ -\frac{1}{2mT} \left(\frac{q}{2} + \frac{m\Delta}{q} - \frac{m\omega_q}{q} + \frac{m\mathbf{u}^\uparrow \mathbf{q}}{q} \right)^2 + \frac{\mu}{T} + \frac{\Delta}{2T} \right\},$$

$$i = \omega_q - qu - m(\Delta - \omega_q + qu)w/q.$$

Здесь $u = (\mathbf{u}^\uparrow + \mathbf{u}^\downarrow) \mathbf{q}/2q$, $w = (\mathbf{u}^\uparrow - \mathbf{u}^\downarrow) \mathbf{q}/q$. Отсюда получаем условие неустойчивости СВ ($\gamma_q < 0$)

$$\omega_q - qu - \frac{m(\Delta - \omega_q + qu)w}{q} < 0. \quad (18)$$

Таким образом, в двухдрейфовой системе реализуется принципиально отличное от черенковского условие неустойчивости. При соответствующем выборе q найденное условие может выполняться при любых значениях дрейфовых скоростей (при малых q последнее слагаемое в (18) может быть сколь угодно большим¹), а не только при дрейфовых скоростях электронов больше фазовой скорости СВ. Более того, в ФМП с $u^\downarrow > u^\uparrow$ имеет место неустойчивость СВ не только в черенковском конусе, но и в области волновых векторов СВ с отрицательной составляющей вдоль направления дрейфа электронов.

Полученные результаты позволяют нам заключить, что в ФМП может реализоваться нечеренковский тип неустойчивости СВ. Здесь необходимо отметить, что новый тип неустойчивости СВ, как и черенковский [1-6], является следствием инверсии заселенностей уровней в двух электронных подзонах ФМП в постоянном электрическом поле. Особый вид инверсии, реализующийся в двухдрейфовой системе (такой, что инверсные межподзональные электронные переходы с излучением СВ разрешены при любых сколь угодно малых электрических полях), и приводит к нетривиальным особенностям неустойчивости в системе. Сравнение нового механизма усиления СВ с классическими механизмами излучения света электронами [14] показывает, что наиболее предпочтительна аналогия с эффектом переходного излучения Гинзбурга—Франка [15, 16] (обычная черенковская интерпретация здесь невозможна ввиду указанных выше принципиальных отличий нового типа неустойчивости). Действительно, для реализации неустойчивости СВ в двухдрейфовой системе, как и при переходном излучении, несущественно достижение скорости электронов, превышающей фазовую скорость излучаемых СВ v_ϕ . Необходим лишь скачок отношения u/v_ϕ , который и имеет место при переходе электрона из одной подзоны в другую. Кроме того, новый тип неустойчивости определяет возможность возбуждения СВ, распространяющихся как вдоль, так и против направления дрейфа электронов. Но в отличие от классического эффекта здесь скачком меняется не макроскопическая характеристика системы (диэлектрическая проницаемость), а состояние излучающего электрона (электрон переходит из одной подсистемы в другую с иным распределением электронов в импульсном пространстве, а именно иным оказывается отклонение функции распределения от равновесного значения). В связи с изложенными соображениями новый тип неустойчивости СВ в ФМП можно рассматривать как квантовый аналог переходного излучения Гинзбурга—Франка.

3. Релятивистский канал усиления СВ

Для полноты картины неустойчивости СВ представляет интерес выяснить роль релятивистских трехчастичных слагаемых в H_{e-m} . Вычисляя добавку к инкременту неустойчивости (17), обусловленную этими слагаемыми, получим

¹ Строго говоря, в ФМП с конечной шириной зоны проводимости ответ (18) справедлив при $q > \Delta\sqrt{m/W}$ (W — ширина зоны). Это ограничение, однако, в дальнейшем для нас несущественно.

$$\gamma_q = \frac{J^2 S a^3 m^2 T}{8\pi q} |v_q|^2 \ln \frac{1+B}{1+B \exp(-\zeta/T)}, \quad (19)$$

$$B = \exp \left\{ -\frac{1}{2mT} \left(-\frac{q}{2} + \frac{m\Delta}{q} + \frac{m\omega_q}{q} - \frac{m u^\uparrow q}{q} \right)^2 + \frac{u}{T} - \frac{\Delta}{2T} \right\},$$

$$\zeta = \omega_q - qu - m(\Delta + \omega_q - qu)w/q.$$

Согласно (19), условие $\gamma_q < 0$ эквивалентно $\xi < 0$. Последнее неравенство в отличие от (18) выполняется при меньших значениях u и w для заданных q и при больших значениях q для заданной напряженности электрического поля. Следовательно, релятивистский канал усиления определяет уменьшение минимальной напряженности электрического поля, необходимой для усиления СВ заданной частоты, а также приводит к расширению областей неустойчивости СВ в пространстве волновых векторов.

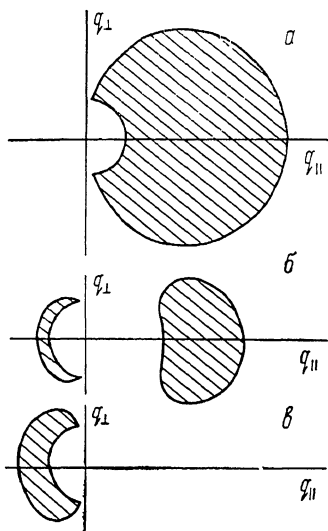


Рис. 1. Проекция областей неустойчивости СВ в вырожденных ФМП на плоскость, параллельную направлению дрейфа электронов. $u^\downarrow/u^\uparrow < p_+/p_-$ (а), $u^\downarrow/u^\uparrow > p_+/p_-$ (б, в).

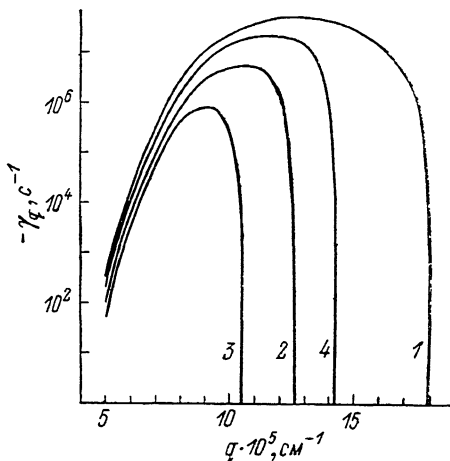


Рис. 2. Зависимость инкремента неустойчивости СВ от волнового вектора при $-u=10^5$ см/с и $w=10^5$ см/с (1), $5 \cdot 10^4$ и $5 \cdot 10^4$ (2), $5 \cdot 10^4$ и $3 \cdot 10^4$ (3), -10^5 и 10^5 (4).

4. Критерии усиления СВ в вырожденных ФМП

Рассмотрим более подробно условия усиления СВ в вырожденных ФМП ($T \ll \epsilon_F$). Результат (17) удобно записать в виде

$$\gamma_q = \frac{J^2 S a^3 m}{16\pi q} |u_q|^2 [(p_+^2 - \eta_+^2) \theta(p_+^2 - \eta_+^2) - (p_-^2 - \eta_-^2) \theta(p_-^2 - \eta_-^2)], \quad (20)$$

где

$$\eta_{\pm} = \pm \frac{q}{2} + \frac{m\Delta}{q} - \frac{m\omega_q}{q} + \frac{m u^{\uparrow(\downarrow)} q}{q},$$

$\theta(x)$ — ступенчатая функция. Определяя аналогично [6] критерии усиления СВ, в упругом пределе ($m\theta a^2 \ll 1$) получим следующие результаты. В случае $u^\uparrow > u^\downarrow$ условие неустойчивости имеет вид

$$u_{\downarrow}^\uparrow p_+ - u_{\uparrow}^\downarrow p_- > \omega_{p_+ - p_-}. \quad (21)$$

Если $u^\downarrow > u^\uparrow$, то неустойчивость СВ, имеющих положительную составляющую скорости вдоль направления дрейфа электронов, реализуется при выполнении одного из неравенств

$$u^\uparrow p_+ - u^\downarrow p_- > \omega_{p_+ - p_-}, \quad u^\uparrow p_+ + u^\downarrow p_- > \omega_{p_+ + p_-}, \quad (22)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_0 + \frac{3m\theta_c a^2 (u^\downarrow - u^\uparrow) \Delta}{u^\uparrow + u^\downarrow} - \frac{(u^\uparrow + u^\downarrow)^2}{18\theta_c a^2} < 0, \\ p_+ - p_- < \frac{u^\uparrow + u^\downarrow}{3\theta_c a^2} < p_+ + p_- \end{array} \right.$$

Если также $u^\downarrow/u^\uparrow > p_+/p_-$, то при выполнении неравенства

$$u^\uparrow p_- - u^\downarrow p_+ > \omega_{p_+ - p_-} \quad (23)$$

реализуется неустойчивость СВ, распространяющихся против направления дрейфа электронов.

Таким образом, в зависимости от соотношений между параметрами область неустойчивости СВ расположена либо в положительном ($uq > 0$), либо в отрицательном ($uq < 0$) полупространствах, либо распадается на две, одна из которых лежит в положительном, а другая — в отрицательном полупространствах волновых векторов (рис. 1, а—в).

Приведем оценку для γ_q в области неустойчивости. В ФМП с $m \sim \sim 0.3 m_e$, $\Delta \sim 4 \cdot 10^{-14}$ эрг, $\varepsilon_F \sim 8 \cdot 10^{-14}$ эрг, $a \sim 10 \text{ \AA}$, $\theta_c \sim 10^{-14}$ эрг при $u \sim w \sim 3 \cdot 10^5$ см/с для СВ с $q \sim 2 \cdot 10^8$ см $^{-1}$ имеем $\gamma_q \approx -2 \cdot 10^8$ с $^{-1}$. Величина эффекта позволяет легко реализовать условие усиления СВ $\gamma_q + \gamma_R < 0$ (γ_R — декремент затухания, связанный с магнон-магнонной и магнон-примесной релаксацией в системе), поскольку теоретические оценки [12] и экспериментальные измерения [17–19] дают $\gamma_R \sim 10^7 \div 10^8$ с $^{-1}$. Однако для достижения эффекта усиления СВ требуются большие дрейфовые скорости электронов.

5. Допороговое усиление СВ в ФМП

При существующих подвижностях электронов в ФМП² достижение больших дрейфовых скоростей носителей заряда ограничено джоулевым нагревом образца, который наиболее сильно будет проявляться при высоких концентрациях носителей, необходимых для достижения больших γ_q . С последним обстоятельством во многом связано то, что экспериментально наблюдалась лишь относительная неустойчивость СВ [17] ($\gamma_q + \gamma_R > 0$, $\gamma_q < 0$). Вследствие этого при решении проблемы усиления СВ новый тип неустойчивости СВ может сыграть важную роль, поскольку он не требует достижения пороговых (больше v_ϕ) дрейфовых скоростей. Наиболее благоприятная ситуация возникает в ФМП, в которых возможно выполнение условий $|\mu - \Delta/2| \leq T$, $\Delta \sim T$ (что может быть достигнуто в ФМП с проводимостью р-типа). Записывая в этом случае γ_q как

$$\gamma_q \approx \frac{I^2 S a^2 m^2}{8\pi q} \frac{C}{1+C} \left(\omega_q - qu - \frac{m\Delta w}{q} \right), \quad (24)$$

$$C = \exp \left\{ -\frac{1}{2mT} \left(\frac{q}{2} - \frac{m\Delta}{q} \right)^2 \right\},$$

видим, что γ_q при малых q может быть отрицательно и по абсолютной величине превышать γ_R при дрейфовых скоростях электронов, существенно меньших v_ϕ . Например, при $m \sim m_e$, $\Delta \sim 10^{-14}$ эрг, $a \sim 10 \text{ \AA}$, $T \approx 70$ К, $\theta_c \approx 150$ К, $\omega_0 \sim 10^{-16}$ эрг, $S=5/2$, $n_e \sim 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ (в ФМП с такими параметрами $v_\phi \geq 3 \cdot 10^5$ см/с) зависимость γ_q при различных u и w имеет вид (рис. 2). В таких ФМП усиление СВ в достаточно узком диапазоне длинноволновых СВ может достигаться уже при $u \sim w \sim 5 \cdot 10^4 \div 10^5$ см/с.

Таким образом, для реализации эффекта усиления СВ в ФМП с относительно невысокими подвижностями носителей заряда допороговый ме-

² Наибольшая подвижность электронов 1200 см 2 /В·с достигнута в HgGe $_2$ Se $_4$ [20].

ханизм возбуждения СВ представляется перспективным, причем предпочтительным оказывается использование образцов с малой энергетической щелью между спиновыми подзонами ($\Delta \leq T$), высокой концентрацией носителей заряда ($n_0 \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$), обладающих достаточно большой эффективной массой ($m \geq m_0$).

Список литературы

- [1] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. № 2 (8). С. 337—343.
- [2] Махмудов Э. З., Барьяхтар В. Г. // ФТТ. 1965. Т. 7. № 7. С. 2082—2087.
- [3] Coutinho Filho M. D., Miranda L. C. M., Rezende S. M. // Phys. St. Sol. (B). 1974. V. 65. N 2. P. 689—697.
- [4] Gomes M. A. P., Miranda L. C. M. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 9. P. 3788—3794.
- [5] Барьяхтар В. Г., Гринев Б. В., Сапогов С. А., Семиноженко В. П. // Препринт ИТФ-84-174Р. Киев, 1984. 27 с.
- [6] Барьяхтар В. Г., Семиноженко В. П., Филь Д. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 6. С. 1788—1792.
- [7] Roth S., Haubenreisser W. // Phys. St. Sol. (A). 1972. V. 13. N 2. P. 437—443; V. 14. N 1. P. 91—98; V. 14. N 2. P. 423—430.
- [8] Woolsey R. B., White R. M. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. N 11. P. 4474—4486.
- [9] Coutinho Filho M. D., Miranda L. C. M., Rezende S. M. // Phys. St. Sol. (B). 1973. V 57. N 1. P. 85—91.
- [10] Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М., 1977. С. 367.
- [11] Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., 1975. С. 399.
- [12] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М., 1967. С. 386.
- [13] Auslender M. I., Irkhin V. Yu. // Z. Phys. B. 1985. V. 61. N 2. P. 129—133.
- [14] Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы. М., 1987. С. 488.
- [15] Гинзбург В. Л., Франк И. М. // ЖЭТФ, 1946, Т. 16. № 1. С. 15—28.
- [16] Басс Ф. Г., Яковенко В. М. // УФН. 1965. Т. 86. № 2. С. 189—230.
- [17] Солин Н. И., Самохвалов А. А., Шумилов И. Ю. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 10. С. 464—466.
- [18] Солин Н. И., Анисимов А. Н., Самохвалов А. А., Гуревич А. Г. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 11. С. 3498—3500.
- [19] Анисимов А. Н., Шукюров А. С., Гуревич А. Г., Эмирян А. М. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 4. С. 1407—1418.
- [20] Goldstein L., Gibart P., Selmi A. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 3. Pt 2. P. 1474—1476.

НПО «Монокристаллреактив»
Харьков

Поступило в Редакцию
25 сентября 1987 г.
В окончательной редакции
9 ноября 1988 г.