УДК 621.318

РЕЗОНАНСНАЯ ПЕРЕСТРОЙКА СПЕКТРА И НЕРЕЗОНАНСНОЕ УСИЛЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

П. Е. Зильберман, Н. И. Ползикова, А. О. Раевский

Показано, что если ферромагнитный полупроводник помещен в однородное электрическое поле частоты Ω, воздействующее на электроны в резистивном режиме, то распространяющаяся в полупроводнике спиновая волна 1) при $\omega = n\Omega/2$ испытывает резонансную перестройку своего спектра — появляются разрывы (щели) в спектре; 2) при достаточно сильном электрическом поле может нерезонансно (в широком диапазоне частот) усиливаться за счет энергии поля, передаваемой волне через механизм s—d-обмена.

Поведение ферромагнетиков в однородном переменном магнитном поле исследовалось довольно подробно. Результаты исследования параметрических и резонансных явлений в таком поле описаны, например, в книге [1]. В ферромагнитных полупроводниках благодаря существованию s—d-обмена переменное электрическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \Omega t$ также оказывает влияние на магнитную подсистему. В работах [2-6] описан эффект осцилляций электронного поглощения спиновых волн (СВ) в зависимости от $\mathbf{E}_0$ в бесстолкновительном режиме $\Omega\tau \gg 1$, где τ — время релаксации импульса электронов проводимости. В настоящей работе обсужден в основном резистивный режим $\Omega\tau \ll 1$.[1] Показано, что в этом режиме должны наблюдаться два новых эффекта: резонансный эффект перестройки спектра СВ на частотах этих волн ω, близких к $n\Omega/2$, где n — целое число, и нерезонансный (широкополосный) эффект электронного усиления СВ.

1. Основные уравнения и приближения

Рассматривается безграничный однородный изотропный магнитный полупроводник типа, например, $HgCr_2Se_4$ при температурах T ниже температуры Кюри T_c. Полупроводник помещен в насыщающее статическое магнитное поле $\mathbf{H}_0$ и в однородное переменное электрическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \Omega t$, направленное под произвольным углом к $\mathbf{H}_0$. В таком полупроводнике распространяется когерентная СВ с частотой ω ($\mathbf{q}$) и волновым вектором $\mathbf{q}$ (рис. 1). Такая СВ взаимодействует с электронами и полем $\mathbf{E}$ через механизм s—d-обмена. Для описания этого взаимодействия мы будем исходить из системы связанных уравнений прецессии для циркулярных компонент вектора намагниченности решетки $m^{\pm}$ ($\mathbf{r}$, t) и кинетических уравнений для квазиклассической функции распределения электронов $f_{\sigma\sigma'}$ ($\mathbf{p}$, $\mathbf{r}$, t), где $\mathbf{r}$, t — радиус-вектор и время; $\mathbf{p}$ — импульс электрона; спиновые индексы σ и σ' принимают значения $\uparrow$ и $\downarrow$. Такие уравнения были выведены в общей форме в работе [7] и применительно к данной задаче в приближении, линейном по амплитуде СВ, имеют вид

[1] Вместе с тем частота Ω не должна быть слишком малой — должны выполняться условия (8).

$$\frac{\partial m^+}{\partial t} = -i\gamma \left\{ m^+ \left[H_0 + \alpha q^2 M_0 + 2AV^{-1} \sum_{\mathbf{p}} (f_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{p}) - f_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{p})) \right] + \right.$$

$$+ 2\pi M_0 \frac{q^+}{q^2}(q^- m^+ + q^+ m^-) + V^{-1} \sum_{\mathbf{p}} \left[\left(2AM_0 - \frac{\hbar\omega_m}{2} \frac{q^+ q^-}{q^2} \right) f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p}) - \right.$$

$$\left. \left. - \frac{\hbar\omega_m}{2} \frac{q^+ q^-}{q^2} f_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{p}) \right] \right\}, \tag{1}$$

$$\hbar \left[\frac{\partial f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p})}{\partial t} + e\mathbf{E}_0 \cos \Omega t \frac{\partial f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} \right] + i\,(2AM_0 + \hbar\omega_H + \hbar\mathbf{q}\mathbf{v}) f_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{p}) =$$

$$= i \left[Am^+ - \pi\hbar\gamma \frac{q^+ q^-}{q^2}(q^- m^+ + q^+ m^-) \right] \left[f_{\uparrow\uparrow}\left(\mathbf{p} - \frac{\hbar\mathbf{q}}{2}\right) - f_{\downarrow\downarrow}\left(\mathbf{p} + \frac{\hbar\mathbf{q}}{2}\right) \right], \tag{2}$$

$$\frac{\partial f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})}{\partial t} + e\mathbf{E}_0 \cos \Omega t \frac{\partial f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} = I\,[f^i_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})] - \frac{f^a_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})}{\tau}, \tag{3}$$

где M_0 — намагниченность насыщения; γ — гиромагнитное отношение; $\omega_H = \gamma H_0$; $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$; $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m$ — скорость электрона; m, e — масса и заряд электрона; A и α — постоянные s—d-обмена и внутрирешеточного неоднородного обмена; q^+, q^- — циркулярные компоненты вектора $\mathbf{q}$; V —нормировочный объем. К системе уравнений (1)—(3) нужно добавить еще два уравнения для m^- и $f_{\downarrow\uparrow}$, которые получаются из (1) и (2) путем замен $m^+ \rightleftarrows m^-$, $f_{\uparrow\downarrow} \rightleftarrows f_{\downarrow\uparrow}$, $i \to -i$, $\mathbf{q} \to -\mathbf{q}$. В уравнении (3) функция $f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p}) = [f^i_{\sigma\sigma}(\mathbf{p}) + f^a_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})]$, где $f^i_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})$ и $f^a_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})$ — изотропная и анизотропная в $\mathbf{p}$-пространстве части $f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})$, причем I — изотропная часть интеграла столкновений. Величина $2AM_0$ имеет смысл обменного расщепления электронных спиновых подзон. Считается, что $2AM_0\tau/\hbar \gg 1$, и это позволяет отбросить интегралы столкновений в уравнениях типа (1) и (2). Кроме того, считается, что Δ, $\Omega \ll 2AM_0/\hbar$, и потому пренебрегается переходами электронов под влиянием СВ или поля из одной спиновой подзоны в другую. Поле $\mathbf{E}$ предполагается однородным, хотя фактически оно меняется на толщине скин-слоя $l_{\text{ск}}$ или на длине волны λ. Однако если смещение l электрона в поле $\mathbf{E}$, равное $\sim eE_0/m\Omega^2$ при $\Omega\tau \gg 1$ или $\sim eE_0\tau/m\Omega$ при $\Omega\tau \ll 1$, меньше $l_{\text{ск}}$ и λ, то предположение об однородности оправдано.

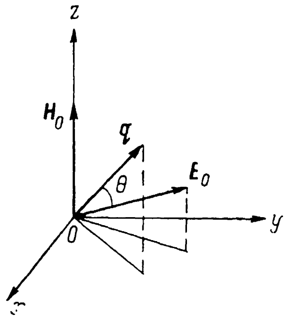

Рис. 1. Ориентация основных векторов.

Уравнение (3) не зависит от параметров СВ (в линейном приближении по ее амплитуде). При выполнении условия $(eE_0\tau/p^2)^2 \ll 1$ оно может быть решено стандартным путем [8], что дает

$$f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p}) = f_\sigma(\varepsilon) - \frac{e\mathbf{E}_0\tau}{2(1+i\Omega\tau)} \frac{\partial f_\sigma(\varepsilon)}{\partial \mathbf{p}} e^{i\Omega t} - \frac{e\mathbf{E}_0\tau}{2(1-i\Omega\tau)} \frac{\partial f_\sigma(\varepsilon)}{\partial \mathbf{p}} e^{-i\Omega t}, \tag{4}$$

где первое слагаемое, зависящее только от энергии электронов $\varepsilon = p^2/2m$, совпадает с изотропной ($f^i_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})$), а сумма двух последних — с анизотропной ($f^a_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})$) частями $f_{\sigma\sigma}(\mathbf{p})$. Изотропную функцию $f_\sigma(\varepsilon)$ можно найти из уравнения (3) после усреднения его по углам вектора $\mathbf{p}$, что дает

$$-\left(\frac{2}{3} \frac{e^2 E_0^2}{m} \frac{\tau}{1+\Omega^2\tau^2} + \frac{T}{\tau_0} \right) \frac{\partial f_\sigma(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} = \frac{1}{\tau_0} f_\sigma(\varepsilon)\,[1 - f_\sigma(\varepsilon)], \tag{5}$$

где τ_0 — время релаксации энергии электронов [8], причем $\tau_0 \gg \tau$. Пренебрегая здесь для простоты зависимостью τ_0 и τ от энергии ε (подробнее см. в [8]), находим из (5)

$$f_\sigma(\varepsilon) = A_\sigma\,(1 + \exp(\varepsilon/T^*))^{-1}, \tag{6}$$

где эффективная температура электронов

$$T^* = T + \frac{2}{3}\frac{e^2E_0^2}{m}\frac{\tau\tau_0}{1+\Omega^2\tau^2}.$$

Две постоянные A_σ находятся из условий нормировки функций $f_\sigma(\varepsilon)$, а именно $N_\sigma = V^{-1}\sum_{p} f_\sigma(\varepsilon)$, где N_σ — концентрация электронов с проекцией спина σ. Тем самым функция $f_\sigma(\varepsilon)$, а стало быть, и полная функция распределения (4) далее считаются полностью известными. Функция (4) гармонически зависит от времени t. Подстановка ее в уравнения типа (1) и (2) приводит к периодической зависимости от t коэффициентов всех этих уравнений. Волновые решения таких уравнений следует искать в виде функций Блоха ($\sigma \neq \sigma'$)

$$\begin{pmatrix} f_{\sigma\sigma'}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) \\ m^\pm(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix} = e^{i(\mathbf{qr}-\omega t)} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{in\Omega t} \begin{pmatrix} f_{\sigma\sigma'}(\mathbf{p}, n) \\ m^\pm(n) \end{pmatrix}. \tag{7}$$

Подставляя (7) в два уравнения (1), (2) и в еще два аналогичных уравнения для m^- и $f_{\downarrow\uparrow}$ и приравнивая коэффициенты при одинаковых временных гармониках, получаем бесконечную цепочку линейных однородных уравнений для амплитуд $f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p}, n)$, $f_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{p}, n)$, $m^+(n)$ и $m^-(n)$. Решение этой цепочки уравнений можно искать в виде разложения по степеням E_0. В порядке не выше E_0^2 можно исключить $f_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{p}, n)$ и $f_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{p}, n)$, зависящие от импульса $\mathbf{p}$. Тогда останутся уравнения только для $m^\pm(0)$, $m^\pm(1)$ и $m^\pm(-1)$. Условия применимости такого упрощения системы уравнений имеют вид

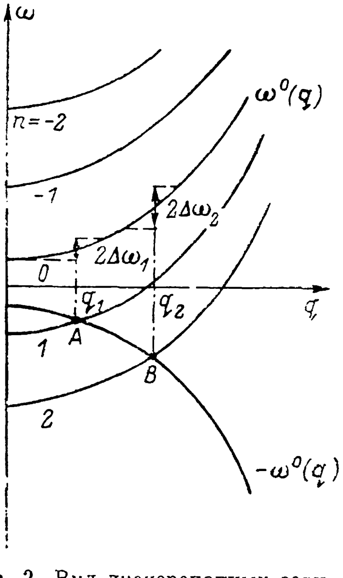

Рис. 2. Вид дисперсионных зависимостей гармоник СВ.

$$\left(\frac{eE_0\tau}{mv}\right)^2 \ll 1, \quad \frac{\hbar^2\,|e\mathbf{E}_0\mathbf{q}|}{4mA^2M_0^2}\frac{AM_0\tau}{\hbar} \ll 1,$$

$$\frac{|e\mathbf{E}_0\mathbf{q}|}{2m\Omega^2}\,\Omega\tau\delta \ll 1, \tag{8}$$

где $\delta \equiv [\hbar\gamma(N_\uparrow - N_\downarrow)/2M_0] \ll 1$. Приравнивая нулю детерминант упрощенной системы уравнений, получаем искомое дисперсионное уравнение СВ.

Далее рассматриваются две конкретные задачи, постановку которых помогает пояснить рис. 2. Согласно (7), дисперсионная зависимость любой n-й гармоники дается выражением $\omega_n(\mathbf{q}) = \omega(\mathbf{q}) - n\Omega$, т. е. получается из дисперсионной зависимости нулевой гармоники $\omega(\mathbf{q})$ сдвигом частоты на $[-n\Omega]$. Пусть вначале $E_0 \to 0$. Тогда $\omega(\mathbf{q}) \to \omega^0(\mathbf{q})$ и $\omega_n^0(\mathbf{q}) \to$ $\to \omega_n^0(\mathbf{q}) \equiv [\omega^0(\mathbf{q}) - n\Omega]$. Дисперсионная зависимость СВ $\omega^0(\mathbf{q})$, учитывающая влияние s—d-обмена, найдена в [9]. Ход функций $\omega^0(\mathbf{q})$ и $\omega_n^0(\mathbf{q})$ показан на рис. 2 сплошными линиями. Нулевая гармоника способна распространяться даже при $E_0 = 0$, и в этом смысле ее можно назвать собственной. Остальные гармоники в (7) вынужденные — они возбуждаются только под влиянием поля $\mathbf{E}$. В принципе возможны и другие, собственные, волны, кроме упомянутой нулевой гармоники, но они не входят в сумму (7). Одна из них — встречная собственная волна с дисперсионной зависимостью $[-\omega^0(\mathbf{q})]$, также показанной на рис. 2. Как видим, имеется серия точек пересечения A, B, ... встречной волны с вынужденными гармониками. В этих точках вынужденные гармоники синхронны с собственной волной и потому возбуждаются особенно эффективно (резонансно). Тем самым выделяются две существенно различные ситуации: резонансная, когда $q=q_1$, q_2 и т. д., и нерезонансная, когда $0 < q < q_1$ или $q_1 < q < q_2$ и т. д. Рассмотрим эти ситуации по отдельности.

2. Резонансная перестройка спектра СВ

Точки пересечения A, B, ... возникают на частотах $\omega^0(\mathbf{q})=n\Omega/2$. В окрестностях частот $n\Omega/2$ в сумме (7) только две резонансные гармоники, а именно нулевая и n-я возбуждены со сравнимыми амплитудами. Амплитуды остальных гармоник малы по параметрам (8). Это позволяет в главном приближении сохранить только названные резонансные гармоники. В результате дисперсионное уравнение принимает вид

$$[\omega^2-(\omega^0(\mathbf{q}))^2]\,[(\omega-n\Omega)^2-(\omega^0(\mathbf{q}))^2]=-C_n^2, \tag{9}$$

где $C_n^2>0$ — коэффициент связи, который при $n=1$ равен

$$C_1^2=\pi^2\hbar^4\gamma^4\left(\frac{q^+q^-}{q^2}\right)^2\left(\frac{e\mathbf{E}_0\mathbf{q}}{2m}\right)^2\frac{(N_\uparrow-N_\downarrow)^2}{A^2M_0^2}\,\frac{[(1-\Omega\tau)^2+\Omega^2\tau^2]}{1+\Omega^2\tau^2}. \tag{10}$$

Поскольку в точке резонанса $\omega^0(\mathbf{q})=n\Omega/2$, $\omega=n\Omega/2+\Delta\omega_n$ и $\Delta\omega_n$ можно считать достаточно малым при $E_0\to 0$, то из (9) получаем $\Delta\omega_n=\pm C_n/n\Omega$. Это означает, что в точке резонанса возникает разрыв дисперсионной зависимости $\omega(\mathbf{q})$ (рис. 2, штриховые линии). Величина разрыва $2\,|C_n|/n\Omega$ определяет ширину «щели» — запрещенного интервала частот, внутри которого СВ распространяться не могут. Отметим, что этот результат контрастирует с известным [1, 10] поведением СВ в переменном магнитном поле при $\omega=n\Omega/2$. В магнитном поле получается $C_n^2<0$, и это приводит к параметрической неустойчивости СВ, поскольку $\Delta\omega_n$ оказывается мнимым. В переменном электрическом поле главный резонансный эффект — перестройка спектра и возникновение щелей, а не параметрическая неустойчивость.

Интересны анизотропные свойства этого эффекта. Благодаря множителям $(q^+q^-/q^2)^2$ и $(\mathbf{E}_0\mathbf{q})^2$ в правой части (10) эффект исчезает, если волна бежит либо вдоль $\mathbf{H}_0$ либо перпендикулярно $\mathbf{E}_0$. Максимальной величины эффект достигает при $\mathbf{E}_0\perp\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{q}\parallel\mathbf{E}_0$. В этом случае при $N_\uparrow-N_\downarrow\sim 10^{20}$ см$^{-3}$, $q\sim10^6$ см$^{-1}$, $\Omega\sim10^{11}$ с$^{-1}$, $2AM_0\sim0.1$ эВ, $E_0\sim8$ кВ/см и $\Omega\tau\ll1$ получается $(2\Delta\omega/2\pi)\sim21$ МГц. Эта величина значительно превышает диссипативную размазку щели, которую можно оценить как $(2\gamma\Delta H/2\pi)\sim6$ МГц при ширине линии ферромагнитного резонанса $2\Delta H\sim2$Э. Таким образом, в экспериментах эффект должен наблюдаться как появление полос непропускания СВ на частотах $\sim n\Omega/2$.

3. Нерезонансное электронное усиление СВ

Не слишком близко к точкам пересечения A, B, ..., а именно для частот, отстоящих от резонансных частот $n\Omega/2$ более чем на $|\Delta\Delta_n|$, в сумме (7) наибольшую амплитуду имеет нулевая гармоника. Амплитуды остальных гармоник малы по параметрам (8), причем с ростом n порядок малости возрастает. Поэтому влияние поля $\mathbf{E}$ можно описывать, оставляя в (7), кроме нулевой, только гармоники с $n=\pm1$. Кроме того, как оказалось, нерезонансное взаимодействие СВ с полем $\mathbf{E}$ имеет место и при $\mathbf{q}\parallel\mathbf{H}_0$. Поэтому достаточно выбрать именно такое направление вектора $\mathbf{q}$ — суть дела не меняется, а формулы значительно упрощаются, поскольку исчезают магнитодипольные поля, сопровождающие СВ. Угол θ между $\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{H}_0$ по-прежнему произволен. Рассматривая в дисперсионном уравнении влияние поля $\mathbf{E}_0$ как малую добавку, получаем

$$\omega(\mathbf{q})=\omega_H+\omega_m\frac{aq^2}{4\pi}+\frac{2AM_0}{\hbar}\,\frac{\hbar\gamma(N_\uparrow-N_\downarrow)}{M_0}-\frac{2AM_0}{\hbar}\,\frac{\mu^+(0)}{m^+(0)}, \tag{11}$$

где $\mu^+(0)$ — нулевая гармоника циркулярной компоненты электронной намагниченности $\left(\mu^+(0)=\hbar\gamma V^{-1}\sum_{\mathbf{p}} f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{p})\right)$. Из (11) видно, что если $\mu^+(0)$ опережает $m^+(0)$ по фазе, то в последнем слагаемом появляется положительная мнимая часть, которая может привести к неустойчивости. Вычисление $\mathrm{Im}[\mu^+(0)/m^+(0)]$ и подстановка этого выражения в (11) дают окончательно

$$\mathrm{Im}\,\omega(\mathbf{q}) = 3\tau\left(\frac{e\mathbf{E}_{\parallel}\mathbf{q}\hbar}{4mAM_0}\right)^2 \frac{\hbar\gamma(N_\uparrow - N_\downarrow)}{M_0} > 0. \tag{12}$$

Подставим в (12) характерные значения параметров: $2AM_0 \sim 0.1$ эВ, $\Omega \sim \sim 3\cdot10^{11}$ с$^{-1}$, $\tau \sim 10^{-12}$ с, $N_\uparrow - N_\downarrow \sim 10^{20}$ см$^{-3}$, $M_0 \sim 200$ Гс, $E_0 \sim \sim 8$ кВ/см, $q \sim 10^6$ см$^{-1}$. Тогда при $\theta=0$ получаем оценку $\mathrm{Im}\,\omega \sim \sim 4.8\cdot10^7$ с$^{-1}$, что превышает диссипативные магнитные потери, равные $2\gamma\Delta H \sim 3.6\cdot10^7$ с$^{-1}$ при $2\Delta H \sim 2$ Э. Таким образом, действительно возникает неустойчивость, которая, согласно известным критериям Берса—

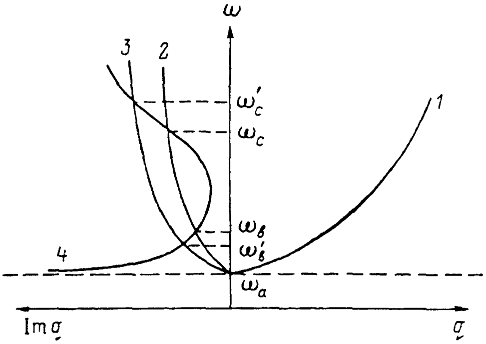

Рис. 3. Зависимости: *1* — $\mathrm{Re}\,\omega(q)$, даваемая (11); *2*, *3* — $\mathrm{Im}\,\omega(q)\times\times[\partial\,\mathrm{Re}\,\omega(q)/\partial q]^{-1}$ при двух значениях поля $E_0' > E_0$; *4* — $2\gamma\Delta H(\omega)\times\times[\partial\,\mathrm{Re}\,\omega(\mathbf{q})/\partial q]^{-1}$.

Бриггса [11], носит конвективный характер, т. е. приводит к усилению СВ.[2] Взяв $\alpha=1.2\cdot10^{-12}$ см^2, из (11) можно оценить групповую скорость СВ, $\partial\mathrm{Re}\,\omega(\mathbf{q})/\partial q$. Тогда пространственный инкремент оценивается как $\mathrm{Im}\,q=[\mathrm{Im}\,\omega - 2\gamma\Delta H]\,[\partial\mathrm{Re}\,\omega(\mathbf{q})/\partial q]^{-1} \sim 40$ см$^{-1}$, а коэффициент усиления на длине пробега СВ $\sim$500 мкм получается $\sim$17 дБ. Рис. 3 иллюстрирует возникновение усиления. Из него видно, что при фиксированной частоте $\omega > \omega_a$ поле E_0 должно превысить некоторый порог, который минимален при $\theta=0$ и вначале убывает с ростом ω. Верхняя по частоте граница области усиления может появиться, вероятнее всего, вследствие увеличения ширины линии $\Delta H(\omega)$ с ростом ω [1, 13]. При этом диапазон усиливаемых частот может быть широким $\omega_c - \omega_b \gtrsim \omega_a$.

Механизм усиления тесно связан со структурой выражения для мощности W, передаваемой от электронов к решетке за счет s—d-обмена. Как известно [14], $W \sim (m^+\mu^- + m^-\mu^+)$, и поскольку $\mu^+ \backsim f_{\uparrow\downarrow} \backsim m^+$ (см., например, (1)), а $\mu^- \backsim f_{\downarrow\uparrow} \backsim m^-$, то $W \sim m^+m^- = |m|^2$. Иными словами, W пропорциональна плотности энергии в СВ. В резистивном режиме ($\Omega\tau \ll 1$) плотность тока электронов $\mathbf{j}$ и поле $\mathbf{E}$ синфазны, так что в среднем электроны получают от поля джоулеву мощность $P=0.5\,\mathrm{Re}\times\times(\mathbf{jE}^*) > 0$. Часть этой мощности, равная W, передается к СВ тем эффективнее, чем больше уже накопленная энергия СВ. Таким образом, создаются условия для развития лавинного процесса — неустойчивости.

Авторы благодарят Ю. В. Гуляева, Ю. И. Балкарея и Э. М. Эпштейна за полезные обсуждения работы.

Список литературы

[1] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М., 1973. 592 с.

[2] Балкарей Ю. И., Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 1. С. 81—85.

[2] Укажем, что нерезонансная неустойчивость в переменном электрическом поле E с квадратичным по E_0 инкрементом была описана по отношению к ультразвуковым волнам в пьезополупроводниках в работе [12].

[3] Coutinho S., Miranda L. C. M. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. N 3. P. 1593—1596.
[4] Басс Ф. Г., Олейник И. Н. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 7. С. 2047—2057.
[5] Сапогов С. А., Семиноженко В. П. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 5. С. 1478—1479.
[6] Nunes O. A. C. // Sol. St. Comm. 1983. V. 48. N 2. P. 159—163.
[7] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Ползикова Н. И., Раевский А. О. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 9. С. 2689—2694.
[8] Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводникового и газового разряда. М., 1975. 400 с.
[9] Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников. М., 1979. 431 с.
[10] Львов В. С. Нелинейные спиновые волны. М., 1987. 272 с.
[11] Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М., 1973. 248 с.
[12] Левин В. М., Чернозатонский Л. А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. № 1 (7). С. 142—154.
[13] Солин Н. И., Самохвалов А. А., Шумилов И. Ю. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2246—2248.
[14] Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971. 1032 с.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
25 июля 1989 г.