

©1995

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ И УСИЛЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН СВЕТОВЫМ ПОЛЕМ С ДИСКРЕТНЫМ СПЕКТРОМ

А. Ф. Кабыченков

Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязино, Московская область
(Поступила в Редакцию 22 июня 1994 г.)

Рассматривается воздействие полигармонического светового поля на магнитную подсистему кристалла. Показано, что светоиндуцированные магнитные поля содержат постоянные и переменные в пространстве и времени составляющие. Исследована устойчивость намагниченности в поле попутных и встречных световых волн. Определены порог параметрического возбуждения спиновых волн, области абсолютной и конвективной неустойчивости. Вычислен коэффициент усиления спиновых волн встречными световыми волнами.

Интенсивная световая волна благодаря нелинейному магнитоэлектрическому взаимодействию создает в магнетике постоянные эффективные магнитные поля: обменное поле, поле анизотропии, магнитное поле [1]. Если в магнетике распространяется несколько световых волн, то вследствие указанного взаимодействия наряду с постоянными возникают переменные эффективные магнитные поля. Так, в случае двух монохроматических световых волн с частотами ω_1 и ω_2 и волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 переменные эффективные магнитные поля будут иметь частоту $\omega_0 = \omega_1 - \omega_2$, волновой вектор $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ и, следовательно, фазовую скорость $v_0 = \omega_0/k_0$. Величина v_0 может быть практически любой по отношению к скорости распространения магнитных возбуждений. В изотропных кристаллах для попутных световых волн $v_0 = c$ (c — скорость света), для встречных световых волн $v_0 = (\omega_1 - \omega_2)/(k_1 + k_2)$, причем $v_0 \rightarrow 0$ при $\omega_1 \rightarrow \omega_2$. Если v_0 совпадает с фазовой скоростью волн намагниченности, то световое поле возбуждает волны намагниченности резонансным образом.

В данной работе рассматривается параметрическое воздействие света на магнетик. Если перейти в систему отсчета, движущуюся со скоростью v_0 , то спины будут перемещаться в обратном направлении с той же скоростью. Световое поле будет создавать периодическую неоднородность. Видна аналогия с движением электронов в потенциале кристаллической решетки или в лампе бегущей волны. Пусть в системе отсчета, связанной с магнитной подсистемой, скорость спиновых волн (СВ) в прямом и обратном направлениях равна s и $-s$. Тогда относительно неподвижной системы отсчета (кристаллической решетки) скорости СВ будут соответственно $s_f = v_0 + s$ и $s_s = v_0 - s$. Согласно

[2], энергия быстрых и медленных волн $w_{f,s} = w_0[1 \pm (v_0/s)]$. Следовательно, при $v_0 > s$ энергия медленной СВ становится отрицательной. Это означает, что энергетически выгодно увеличение амплитуды этой волны. Поэтому при наличии канала отвода энергии, выделяемой медленной волной, которым может быть быстрая волна, в магнитной подсистеме возникает неустойчивость.

Динамическая неустойчивость намагниченности M в световом поле имеет много общего с неустойчивостью электронного потока в плазме, лампе бегущей волны, неустойчивостью потока жидкости [3-5]. В основе неустойчивости лежит индуцированный аномальный эффект Доплера [4]. В данном случае этот эффект состоит в том, что медленная СВ раскачивает быструю СВ и увеличивает при этом свою амплитуду.

Взаимодействие света с намагниченностью — задача самосогласованная. Она сводится к параметрической при малой оптической длине, когда изменения амплитуды и фазы световых волн за счет M малы.

1. Уравнения движения

Плотность энергии ферромагнетика кубической симметрии при низких температурах, где $|M|$ сохраняется в бигармоническом световом поле, используя [1], можно представить в виде

$$w = \frac{1}{2}a \left(\frac{\partial M}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{1}{2}K_0 (M_x^4 + M_y^4 + M_z^4) - M \left(H_0 + \frac{1}{2}H_d \right) - Q_{ij} M_i M_j - MG, \quad (1)$$

где a — константа неоднородного обмена, K_0 — константа кристаллографической анизотропии, H_0 — внешнее магнитное поле, H_d — поле размагничивания,

$$Q_{ij} = (16\pi)^{-1} [\bar{\beta} \delta_{ij} + \beta_3 (1 - \delta_{ij})] \left\{ E_{1i}^* E_{1j} + E_{2i}^* E_{2j} + E_{1i}^* E_{2j} \exp(i\psi_0) + E_{2i}^* E_{1j} \exp(-i\psi_0) \right\} \quad (2)$$

— константы наведенной светом анизотропии, $\bar{\beta} = \beta_{1111} - \beta_{1122}$, $\beta_3 \equiv \beta_{1212}$ — константы линейного двулучепреломления, δ_{ij} — символ Кронекера, E — комплексная амплитуда электрического поля световой волны,

$$G = i(16\pi)^{-1} \alpha \left\{ [E_1^* E_1] + [E_2^* E_2] + [E_1^* E_2] \exp(i\psi_0) + [E_2^* E_1] \exp(-i\psi_0) \right\} \quad (3)$$

— светоиндуцированное магнитное поле, $\alpha \equiv \alpha_{11}$ — константа кругового двулучепреломления. Направление G и симметрия Q_{ij} определяются поляризацией и направлением распространения световых волн, а их величина — амплитудой и частотой. В общем случае G и Q_{ij} изменяются с частотами ω_0 во времени и $|k_0|$ в пространстве. В частном случае $\omega_1 = \omega_2$ G и Q_{ij} не зависят от времени. При этом они могут быть как однородными, так и неоднородными в пространстве.

Уравнение движения M запишем в виде

$$\dot{M} = g \left[M \dot{N} \right] - \tau^{-1} \left[m(m \dot{N}) \right], \quad \dot{N} = -(\delta w / \delta M), \quad (4)$$

где g — гиромагнитное отношение, \dot{N} — эффективное магнитное поле, τ — время релаксации, $m = M/M_0$, M_0 — намагниченность насыщения.

2. Параметрическое возбуждение СВ световым полем

Пусть волны линейно поляризованы по z и в равновесном состоянии $\mathbf{M} \parallel \mathbf{z} \parallel \mathbf{H}_0$. Устойчивость основного состояния определяется линеаризованным уравнением (4). Рассмотрим наиболее простой одномерный случай. Если \mathbf{m} и переменное поле размагничивания $\tilde{\mathbf{h}}_d = \tilde{\mathbf{H}}_d/M_0$ зависят от одной координаты x , то из уравнений магнитостатики следует, что $\tilde{h}_{dx} = -4\pi m_x$, $\tilde{h}_{dy} = \tilde{h}_{dz} = 0$. Подставляя (1) в (4) и учитывая сделанные выше предположения, получим систему уравнений

$$\Omega_M^{-1} \dot{m}_{x,y} + \rho_{1,2} m_{x,y} \pm a' m''_{y,x} \mp [h_{2,1} + 2\text{Re}U \exp(i\psi_0)] m_{y,x} = 0, \quad (5)$$

где $\Omega_M = \omega_M/\omega_0$, $\omega_M = gM_0$, $\rho_{1,2} = h_{1,2}/\Omega_\tau$ — параметр затухания, $h_1 = h + 4\pi$, $h_2 = h = h_{0z} - 4\pi N_{zz} + 2K + Q_0$ — постоянное эффективное магнитное поле, $\Omega_\tau = \omega_M\tau$, $a' = ak_0^2$. Здесь и далее через x и t обозначены безразмерные переменные k_0x и $\omega_0 t$. Система (5) описывает параметрическое возбуждение СВ продольной световой накачкой с амплитудой U и фазой $\psi_0 = t - x$. Световое поле создает в магнетике периодическую пространственно-временную неоднородность. Поэтому линейные волны намагниченности будут описываться блоховскими функциями вида

$$m_{i\Omega, \kappa} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} m_{in} \exp[i(\Omega + n)t - (\kappa + n)x], \quad (6)$$

где $i = x, y$, $m_{in} \equiv m_{i\Omega, \kappa, n}$ — амплитуда n -й гармоники, $\Omega = \omega/\omega_0$, $\kappa = k/k_0$. Подставляя (6) в (5), получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} a_{11}^{(n)} m_{xn} - a_{12}^{(n)} m_{yn} - U m_{yn-1} - U^* m_{yn+1} &= 0, \\ a_{21}^{(n)} m_{xn} + a_{22}^{(n)} m_{yn} + U m_{xn-1} + U^* m_{xn+1} &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где $a_{11}^{(n)} = i\Omega_M^{-1}(\Omega + n) + \rho_{1,2}$, $a_{12}^{(n)} = a'(\kappa + n)^2 + h_{2,1}$. Приравнивая детерминант d системы (7) к нулю, получим в неявном виде дисперсионную зависимость $\Omega(\kappa)$ или $\kappa(\Omega)$.

Равновесное состояние будет устойчивым, если для любого действительного κ выполняется условие $\text{Im}\Omega(\kappa) \equiv \Omega'' \geq 0$. Если же существует действительное κ , которому соответствует $\Omega''(\kappa) < 0$, то состояние будет неустойчивым. В неустойчивой магнитной подсистеме амплитуда СВ нарастает со временем. Функции $m_{i\Omega, \kappa, n}$ и $d(\Omega, \kappa)$ обладают периодичностью по Ω и κ : при одновременном смещении Ω и κ на n величина m_i и d не изменяется. Поэтому достаточно исследовать спектр $\Omega(\kappa)$ в первой зоне Бриллюэна — полосе шириной $2^{1/2}$ нормальной к дисперсионной прямой волны накачки $\Omega = \kappa$ [6]. Эта полоса может быть ограничена, например, прямыми $\Omega = -\kappa$ и $\Omega = -(\kappa - 2)$, проходящими соответственно через начало координат и точку (1,1).

Световое поле порождает гармоники m_n , которые через это поле и взаимодействуют. В нулевом приближении по $|U|^2$ система (7) распадается на несвязанные уравнения для m_n . Условие существования решения этих уравнений имеет вид $d^{(n)} = a_{11}^{(n)} a_{22}^{(n)} + a_{12}^{(n)} a_{21}^{(n)} = 0$. Отсюда дисперсионные соотношения невзаимодействующих гармоник выражаются в виде

$$\Omega^{(n)} = -n \pm \left\{ \Omega_h^2 + \Omega_M^2 a'(\kappa + n)^2 [2(h + 2\pi) + a'(\kappa + n)^2] \right\}^{1/2} + iR_+, \quad (8)$$

где $\Omega_h^2 = \Omega_M^2 h(h + 4\pi) - R_-^2$ — щель в спектре СВ, $R_{\pm} = \Omega_M \rho_{\pm}$, $\rho_{\pm} = (\rho_x \pm \rho_y)/2$. Видно, что световое поле изменяет величину щели, фазовую и групповую скорости СВ. Опорный спектр (17) содержит верхнюю (+) и нижнюю (-) ветви. Показатель затухания гармоник $\text{Im}\Omega^{(n)} = R_+ > 0$. Спектр (8) можно воспроизвести из дисперсионной зависимости одной гармоники путем смещения ее на $n2^{1/2}$ вдоль дисперсионной прямой волны накачки. Дисперсионные кривые гармоник n и $n+l$ пересекаются в точках синхронизма (ТС) $\kappa_{n,n+l}$, $\Omega_{n,n+l}$. Эти точки определяются из уравнений

$$\Omega_{n,n+l} = \text{Re}\Omega^{(n)}(\kappa_{n,n+l}) = \text{Re}\Omega^{(n+l)}(\kappa_{n,n+l}).$$

Используя (8) при условии

$$a'(\bar{\kappa}_{n+l/2} \mp l/2)^2 \ll 2(h + 2\pi),$$

где $\kappa_m = \kappa + m$, $\bar{f} = f(\kappa_{n,n+l}, \Omega_{n,n+l})$, находим

$$\kappa_{n,n+l} = -n - l/2 \pm \nu^{-1} P_l^{1/2}, \quad \Omega_{n,n+l} = -n - l/2 \pm \nu P_l^{1/2}, \quad (9)$$

где $\nu = s/v_0$, $s^2 = 2\omega_M^2 a(h + 2\pi)$ — характерная скорость СВ, $P_l = l^2 + \Omega_h^2(\nu^2 - 1)^{-1}$. При $\nu^2 > 1$ всегда $P_l > 0$ и, следовательно, пересекаются все кривые (8), причем пересечение происходит только между верхними и только между нижними ветвями. При $\nu^2 < 1$ пересекаются между собой только верхние и нижние ветви гармоник n и $n+l$, если $\nu^2 < (l^2 - 4\Omega_h^2)l^{-2}$. В ТС фазовые скорости гармоник равны, что соответствует условию спин-волнового резонанса. В случае $k_0 \rightarrow 0$ значения $\omega_{0,-1} = \frac{1}{2}\omega_0$, $k_{0,-1} = \pm(\omega_0/s)(\frac{1}{2} - \Omega_h^2)^{1/2}$. Последние определяют условия параметрического возбуждения СВ электромагнитной волной [7,8].

В приближении слабой связи можно ограничиться учетом соседних гармоник m_i , $m_{i\mp 1}$. Тогда из (7) находим дисперсионное уравнение

$$d^{(n)} = |U|^2 \left[\left(a^{(n,n-1)} / d^{(n-1)} \right) + \left(a^{(n,n+1)} / d^{(n+1)} \right) \right], \quad (10)$$

где $a^{(n,n+l)} = a_{12}^{(n)} a_{12}^{(n+l)} + a_{21}^{(n)} a_{21}^{(n+l)} - a_{11}^{(n)} a_{22}^{(n+l)} - a_{22}^{(n)} a_{11}^{(n+l)}$, а также соотношение между амплитудами гармоник

$$\begin{aligned} m_{xn\mp 1} &= -U_{\mp} \left[a_{12}^{(n\mp 1)} m_{xn} - a_{22}^{(n\mp 1)} m_{yn} \right] / d^{(n\mp 1)}, \\ m_{yn\mp 1} &= -U_{\mp} \left[a_{11}^{(n\mp 1)} m_{xn} + a_{21}^{(n\mp 1)} m_{yn} \right] / d^{(n\mp 1)}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $U_- \equiv U^*$, $U_+ \equiv U$. Учет m_{in+1} с $|l| > 1$ приводит к поправкам более высокой степени, чем $|U|^2$ в (10) и $|U|$ в (11).

Из (10) видно, что нулевое приближение справедливо вдали от ТС. Вблизи этих точек в правой части (10) появляются резонансные знаменатели. Поэтому необходимо учитывать члены, содержащие $|U|^2$. В результате дисперсионные зависимости отклоняются от (8).

В области резонансного взаимодействия соседних гармоник дисперсия СВ на основании (10) определяется соотношением

$$\Delta\Omega_{\pm} = v^{(+)}\Delta\kappa \pm \left[(v^{(-)}\Delta\kappa)^2 + \Lambda \right]^{1/2} + iR_{\pm}, \quad (12)$$

где $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_{n,n-1}$, $\Delta\kappa = \kappa - \kappa_{n,n-1}$ — малые отклонения от ТС, $\Delta\Omega \ll 2(\Omega_{n-1/2} \pm 1/2)$, $\Delta\kappa \ll 2(\kappa_{n-1/2} \pm 1/2)$, $\Omega_m = \Omega + m$, $v(\pm) = (v^{(n)} \pm v^{(n-1)})/2$, $v^{(n)} = \nu^2(\kappa_{n,n-1} + n)/(\Omega_{n,n-1} + n)$ — нормированные групповые скорости СВ в ТС, $\Lambda = |U|^2\Omega_M^4\bar{a}^{(n,n-1)}/(4\bar{\Omega}_{n-1/2} - 1) = |U|^2\Omega_M^2(4\pi^2\Omega_M^2 + \nu^2P_{-1})/(\nu^2P_{-1} - \frac{1}{4})$ — параметр связи гармоник, $\bar{f} = f(\Omega_{n,n-1}, \kappa_{n,n-1})$. Взаимодействие между гармониками распространяется на область $\Delta\Omega \sim \Lambda^{1/2}$.

В случае $\nu^2 > 1$ параметр $\Lambda > 0$ и, следовательно, $\Delta\Omega'' = R_+ > 0$. Малые отклонения m от основного состояния $m_z = 1$ затухают со временем.

В случае $\nu^2 < 1$ в области $(\Delta\kappa)^2 < -\Lambda(v^{(-)})^{-2}$ действительным $\Delta\kappa$ соответствуют комплексные $\Delta\Omega$, причем

$$\Delta\Omega'_{\pm} = v^{(+)}\Delta\kappa, \quad \Delta\Omega''_{\pm} = R_+ \pm \left[-\Lambda - (v^{(-)}\Delta\kappa)^2 \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Вне указанной области $\Delta\Omega'_{\pm}$ и $\Delta\Omega''_{\pm}$ определяются соответственно первыми двумя и последним слагаемыми в (12). Значение $\Delta\Omega''_{-}$ уменьшается с ростом $|\Lambda|$ и может стать отрицательным, если $|\Lambda|$ превысит пороговое значение

$$|\Lambda_{th}| = R_+^2(v^{(-)}\Delta\kappa)^2. \quad (14)$$

По мере приближения к ТС порог уменьшается. В самих точках порог определяется главным образом диссипацией

$$|U_{thm}|^2 = R_+^2(1-\nu^2) \left[\frac{1}{4} + \Omega_h^2(1-\nu^2)^{-2} \right] / \Omega_M^2 \left\{ 4\pi\Omega_M^2 + \nu^2 \left[\frac{1}{4} + \Omega_h^2(\nu^2 - 1)^{-1} \right] \right\}. \quad (15)$$

При $v_0 \rightarrow c$ ($\nu \rightarrow 0$) выражение (15) сводится к известной формуле порога при СВЧ-накачке [7,8]

$$H_{thm} = M_0|U_{thm}| = (\omega_0/4\pi\omega_M)\Delta H,$$

где $\Delta H = M_0\rho_+$ — ширина линии ФМР. В отсутствие диссипации $|U_{thm}| = 0$.

За порогом малые отклонения m от $m_z = 1$ экспоненциально растут со временем. Показатель роста на основании (13) можно записать в виде

$$\Delta\Omega''_{-} = R_+ - \left[-\Lambda + \Lambda_{th} + R_+^2 \right]^{1/2}. \quad (16)$$

Величина показателя растет с превышением порога. Вблизи порога при условии $\Lambda_{th} - \Lambda \ll R_+^2$ величина $\Delta\Omega''$ определяется выражением $\Delta\Omega'' \approx -(\Lambda_{th} - \Lambda)/2R_+$. Вдали от порога при выполнении обратного неравенства имеем $\Delta\Omega'' \approx -(\Lambda_{th} - \Lambda)^{1/2}$. Рост амплитуды ограничивается нелинейностью. В допороговой области состояние магнитной подсистемы характеризуется крупномасштабными флуктуациями.

Если соседние гармоники не взаимодействуют, то устойчивость магнитной подсистемы определяется поведением $\Delta\Omega$ в ТС с минимальным $l^2 > 1$. При $\nu^2 \rightarrow 1$ это значение l^2 увеличивается. В отличие от (14) здесь $|U_{th}| \propto R_+^{1/2}$ и растет с увеличением $|l|$.

Таким образом, магнитная подсистема возбуждается световым полем, когда скорость световой накачки больше характерной скорости СВ и ее амплитуда превышает пороговое значение.

3. Абсолютная и конвективная неустойчивость СВ

Тип неустойчивости (абсолютная (АН) или конвективная (КН)) можно выяснить на основе известных критериев [3]. Асимптотическое ($t \rightarrow \infty$) поведение локализованного начального возмущения определяется особыми точками, в которых два корня дисперсионного уравнения $\chi(\Omega)$ сливаются. Указанные точки расположены в окрестности ТС. Перепишем (12) в виде

$$\Delta\chi_{\pm} = (v^{(x)})^{-1} \left\{ v^{(+)} \Delta\Omega_R \pm \left[(v^{(-)} \Delta\Omega_R)^2 + v^{(x)} \Lambda \right]^{1/2} \right\}, \quad (17)$$

где $v^{(x)} = v^{(n)} v^{(n-1)}$, $\Delta\Omega_R = \Delta\Omega - iR_+$. При $|\Delta\Omega| \rightarrow \infty$ корень $\Delta\chi_+ \rightarrow \Delta\Omega/v^{(n-1)}$, а корень $\Delta\chi_- \rightarrow \Delta\Omega/v^{(n)}$. Если $v^{(x)} < 0$, то эти корни лежат в разных плоскостях при $\Delta\Omega'' \rightarrow -\infty$. С увеличением $\Delta\Omega''$ корни совпадают в особой точке $\Delta\Omega_k = i(R_+ - \Lambda_v^{1/2})$, где $\Lambda_v = v^{(x)} \Lambda / (v^{(-)})^2$. Эта точка лежит в нижней полуплоскости при $R_+ < \Lambda_v^{1/2}$. В данном случае амплитуда колебаний m неограниченно растет со временем, что означает АН. Здесь волна накачки распадается на СВ с противоположными направлениями распространения ($v^{(n)} v^{(n-1)} < 0$). Область магнитных полей и относительных скоростей соответствующих АН можно записать в виде

$$\Omega_h^2 < \Omega_\nu^2 = \frac{1}{4}(1 - \nu^2) \left\{ 1 - \nu^2 \left[1 - 4R_+^2(1 - \nu^2)^2 \left(\bar{a}^{(n,n-1)} \Omega_M^2 |U|^2 \right)^{-1} \right]^{-1} \right\}, \quad (18)$$

где $\bar{a}^{(n,n-1)} = 16\pi^2 / [1 - 4\Omega_M^2 a'^2 \bar{\kappa}_{n-1/2}^2]$. При $\nu \rightarrow 0$ область АН расширяется.

Если $v^{(x)} > 0$, то корни $\Delta\chi_{\pm}$ сливаются в особой точке с $\Delta\Omega_k'' > 0$. Следовательно, в фиксированной точке начальное отклонение $m \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$. В данном случае неустойчивость будет конвективной. Здесь волна накачки распадается на СВ с одинаковым направлением

распространения. С учетом условия взаимодействия соседних гармоник частотный интервал, соответствующий КН, определяется неравенством $\Omega_\nu^2 < \Omega_h^2 < (1 - \nu^2)/4$. Диапазон КН расширяется при $\nu^2 \rightarrow 1 - (\bar{a}^{(n, n-1)})^2 \Omega_M^2 |U|^2 / 4R_+^2$. Условие $v^{(n)}v^{(n-1)} > 0$ выполняется за счет дисперсии СВ. При $R_+ \rightarrow 0$ всегда найдутся такие l , для которых $v^{(n)}v^{(n+l)} < 0$ и $|U| > |U_{thl}|$. Следовательно, в параметрически возбуждаемой магнетике КН существует благодаря дисперсии и диссипации.

4. Распространение СВ в магнетике при наличии светового поля

Рассмотрим теперь граничную задачу о распространении СВ в облученном световом магнетике. Эта задача имеет смысл для устойчивой или конвективно-неустойчивой магнитной подсистемы. В данном случае значения ω действительные и задаются внешним источником.

В окрестности ТС на основании (17) находим

$$\Delta \mathcal{K}'_{\pm} = (v^{(x)})^{-1} \left\{ v^{(+)} \Delta \Omega \pm 2^{-1/2} \left[(e^2 + r^2)^{1/2} + e \right]^{1/2} \right\},$$

$$\Delta \mathcal{K}''_{\pm} = (v^{(x)})^{-1} \left\{ -v^{(+)} R_+ \pm 2^{-1/2} \left[(e^2 + r^2)^{1/2} - e \right]^{1/2} \right\}, \quad (19)$$

где $e = (v^{(-)})^2 [(\Delta \Omega)^2 - R_+^2] + v^{(x)} \Lambda$, $r = -2R_+ (v^{(-)})^2 \Delta \Omega$. При достаточно больших $\Delta \Omega$ дисперсионные зависимости не имеют особенностей. Особенности проявляются вблизи ТС и усиливаются при $R_+ \rightarrow 0$.

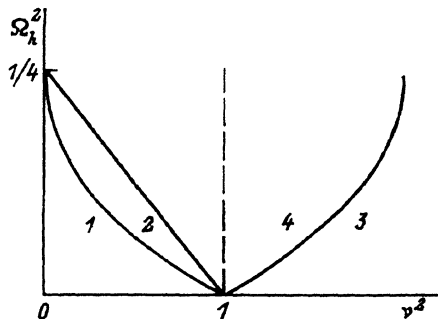
В случае $e > 0$ ветви дисперсионных кривых гармоник расталкиваются, а показатель изменения амплитуды СВ определяется исключительно диссипацией. При $\Delta \Omega = 0$ величина расталкивания $\Delta \mathcal{K}'_0 = \Delta \mathcal{K}'_+ - \Delta \mathcal{K}'_- = 2(v^{(-)}/v^{(x)})(\Lambda_\nu - R_+^2)^{1/2}$, а показатель $\Delta \mathcal{K}''_{\pm} = -R_+ v^{(+)} / v^{(x)}$. При $R_+ \rightarrow 0$ $\Delta \mathcal{K}'_0 \rightarrow 2(\Lambda/v^{(x)})^{1/2}$, $\Delta \mathcal{K}''_{\pm} \rightarrow 0$. Режим расталкивания определяется условием $R_+^2 < \Lambda_\nu$. В устойчивой подсистеме $\Lambda > 0$. Поэтому данное условие выполняется при $v^{(n)}v^{(n-1)} > 0$. Здесь СВ рассеиваются на волне накачки без изменения знака скорости.

В случае $e < 0$ дисперсионные кривые сливаются, а показатель изменения амплитуды СВ определяется не только диссипацией, но и дисперсией. Данный режим распространения СВ имеет место в интервале частот $(\Delta \Omega)^2 < R_+^2 - \Lambda_\nu$. В устойчивой магнитной подсистеме в этом частотном интервале СВ сильно затухают. Дополнительное диссипативное затухание обусловлено брэгговским отражением СВ от волны накачки. В ТС $\Delta \mathcal{K}'_{\pm} = 0$, а $\Delta \mathcal{K}''_{\pm} = [-v^{(+)} R_+ \pm |v^{(-)}| (R_+^2 - \Lambda_\nu)^{1/2}] / v^{(x)}$. При $R_+ \rightarrow 0$ величина $\Delta \mathcal{K}'' \rightarrow \pm (-\Lambda/v^{(x)})^{1/2}$. Поскольку в устойчивом состоянии $\Lambda > 0$, то режим непропускания имеет место при условии $v^{(n)}v^{(n-1)} < 0$. Здесь СВ рассеивается на волне накачки с изменением знака скорости.

В конвективно-неустойчивой магнитной подсистеме в указанном интервале частот возможно усиление СВ встречными световыми волнами. Для определения условий усиления обратимся к (17). При

Диаграмма устойчивости намагниченности в световом поле.

1, 2, 3, 4 — соответственно области абсолютной неустойчивости, конвективной неустойчивости, непротекания, расталкивания ветвей.



$\Delta\Omega'' \rightarrow -\infty$ корни $\Delta\kappa_{\pm}$ лежат в одной полуплоскости, если $v^{(x)} > 0$. В случае $v^{(n)}, v^{(n-1)} > 0$ эти корни лежат в нижней полуплоскости. При $\Delta\Omega'' \rightarrow 0$ корень $\Delta\kappa_-$ остается в нижней полуплоскости, а $\Delta\kappa_+$ переходит в верхнюю при условии

$$|\Lambda| > |\Lambda_{th}| = R_+^2 + (v^{(-)}/v^{(+)})^2 (\Delta\Omega)^2. \quad (20)$$

Следовательно, усиливаться будут СВ, распространяющиеся в направлении волны накачки [3]. Использованный критерий физически связан с принципом причинности. При достаточно быстром увеличении амплитуды источника ($\Delta\Omega'' \rightarrow -\infty$) СВ должны затухать на конечном расстоянии от него в любом направлении в силу ограниченности скорости распространения волны. Поэтому усиливаться будет та волна, у которой показатель $\Delta\kappa''$ изменяет знак при $\Delta\Omega'' \rightarrow 0$.

Показатель усиления СВ вблизи порога на основании (19) можно записать в виде

$$\Delta\kappa_+'' = (\Lambda_{th} - \Lambda) R_+ v^{(+)} / 2 \left[v^{(x)} R_+^2 - (v^{(-)})^2 \Lambda_{th} \right]. \quad (21)$$

Величина $\Delta\kappa_+''$ линейно растет с превышением порога. Вдали от порога имеем $\Delta\kappa_+'' \propto (\Lambda_{th} - \Lambda)^{1/2}$. Максимальное значение $\Delta\kappa_+''(\Delta\Omega = 0) = (-\Lambda - R_+^2) / 2v^{(+)} R_+$.

В поле световой накачки равновесное состояние расщепляется на четыре новых состояния (см. рисунок). Каждое состояние характеризуется своим видом спектра и, следовательно, присущими ему термодинамическими свойствами.

5. Обсуждение результатов

Численную оценку пороговой интенсивности света можно получить из соотношения $I_{th} \approx (c/2nn')(\omega_0/4\pi g)\Delta H$, где n' — изменение показателя преломления света n за счет М. В висмутсодержащих феррит-гранатах, в частности типа $(CdBi)_3(FeAlGa)_5O_{12}$, при температуре $T \approx 300$ К на длине волны $\lambda \approx 1 \mu m$ величина $n' \approx 10^{-2}$ [9,10]. Полагая $\Delta H \approx 1$ Ое и $n \approx 2.5$, находим $I_{th} \approx 10^6$ Вт/см² на частоте $\omega_0 \approx 10^9$ с⁻¹. С уменьшением поперечного сечения световых лучей I_{th} быстро убывает. Для встречных волн имеем $k_0 \approx 10^5$ см⁻¹. Следовательно, при малых P_{-1} условие КН заведомо выполняется. Величина

$|k''| \approx (2k_0/\nu^2)(g\Delta H/\omega_0)(\Delta I/I_{th})$. Используя приведенные выше значения параметров и полагая $\Delta I/I_{th} \approx 1$ и $\nu \approx 1$, находим $|k''| \approx 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Максимальной величины n' достигает в магнитных полупроводниках. Так, в EuO $n' \approx 0.1$ при $T \approx 20 \text{ К}$ и $\lambda \approx 0.6 \mu\text{м}$ [11]. Значение ΔH приблизительно составляет 1 Ое [12]. Следовательно, $I_{th} \approx 10^5 \text{ Вт/см}^2$.

В приведенных расчетах световое поле считалось заданным. Данное приближение справедливо, если изменение амплитуды и набег фазы за счет M малы. Эти условия выполняются на длине $l \ll \ll \min[n(k_1 n')^{-1}, n(k_2 n')^{-1}, \alpha_a^{-1}]$. Для феррит-гранатов $l \ll 5 \cdot 10^{-3}$. В случае циркулярно поляризованных световых волн, распространяющихся вдоль $M \parallel H_0$, величина l ограничивается только затуханием.

Взаимодействие оптического излучения с намагниченностью в области СВЧ позволяет отделить светополовое воздействие от теплового.

Свет не создает электромагнитных помех и может воздействовать на магнетик локально. Узкие световые пучки позволяют существенно ограничить разброс СВ по k и приблизить условия эксперимента к одномерной модели. Ось векторов k выделяется направлением светового луча. Эти особенности световой накачки могут быть полезны при исследовании нелинейной динамики намагниченности и измерении параметров магнетика с учетом их пространственного распределения. Если медленная СВ связана с электромагнитной волной, то световое поле будет параметрически возбуждать или усиливать последнюю.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, код проекта 93-02-2018.

Список литературы

- [1] Кабыченков А.Ф. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. С. 1219.
- [2] Sturrock P.A. // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. P. 2052.
- [3] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. // Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. С. 321.
- [4] Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоатомиздат, 1982. 264 с.
- [5] Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М., 1992. 456 с.
- [6] Бриллюэн Л., Пароди М. // Распространение волн в периодических структурах. М.: ИЛ, 1956. С. 428.
- [7] Моносов Я.А. Нелинейный ферромагнитный резонанс. М.: Наука, 1971. 376 с.
- [8] Львов В.С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987. 272 с.
- [9] Hansen P., Krummer J.-P. // Thin Solid Films. 1984. V. 114. P. 69.
- [10] Hibiya T., Vorishige Y., Nakashima J. // Jpn. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. P. 1316.
- [11] Ahn K.Y., Shafer M.W. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. P. 1260.
- [12] Солин Н.И., Самохвалов А.А. // ФТТ. 1978. Т. 20. С. 1910.