*Письма в ЖЭТФ, том 24, вып. 11, стр. 598 – 601*　　　　*5 декабря 1976 г.*

# ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ МАГНОНОВ В ФЕРРОМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

*И.Я.Коренблит, Б.Г.Танхилевич*

Показано, что в ферромагнитном полупроводнике при доступных уровнях накачки электронов со спином вниз в зону проводимости возможна генерация интенсивного пучка высокочастотных почти монохроматических магнонов.

Широко известны методы параллельной и перпендикулярной накачки, с помощью которых можно генерировать низкочастотные магноны с волновыми векторами $q < 10^6$ *см*$^{-1}$ [1]. В настоящей работе показано, что в ферромагнитном полупроводнике при доступных уровнях накачки электронов со спином вниз в зону проводимости возможна генерация интенсивного пучка высокочастотных монохроматических, а в определенных условиях, и узко направленных магнонов.

В ферромагнитном полупроводнике зона проводимости расщеплена на две подзоны со спином ↑ и ↓. Рассмотрим процессы релаксации неравновесных электронов, заброшенных в зону проводимости. Так как в ферромагнитных полупроводниках велика степень ионности, то для электрона, кинетическая энергия $\epsilon_p$ которого больше энергии оптического фонона, испускание оптического фонона, в большинстве случаев вероятнее, чем испускание или поглощение магнона. Например, для EuO, у которого диэлектрические проницаемости $\kappa_o = 4{,}6$; $\kappa_\infty = 26$, частота продольного оптического фонона $\omega_l = 1{,}3 \cdot 10^{14}$ $сек^{-1}$ [2], обменная щель в спектре электронов $\Delta = 2Is = 0{,}6$ $эв$ [3], отношение частот релаксации электронов на оптических фононах и магнонах порядка $10^2$. Таким образом, электроны, заброшенные в подзону ↓, испускают $n (n = E(\epsilon_p/\omega_l)$, $E$ – целая часть) оптических фононов и оказываются в состоянии с кинетической энергией $\omega < \omega_l$. Затем, они переходят в подзону ↑, испуская по магнону, и далее, испуская оптические фононы, сваливаются на дно зоны. Из закона сохранения энергии и импульса следует, что импульсы испускаемых магнонов $q$ лежат в интервале $q_1 \leqslant q \leqslant q_2$, где $q_{1,2} = p_o \pm p$, $p_o = (2m\Delta)^{1/2}$, $m$ и $p$ – масса и импульс электрона в зоне ↓, $p << p_o$. Из предыдущего следует, что число испущенных магнонов равно числу электронов, заброшенных в верхнюю подзону, и при достаточной интенсивности накачки оно может достичь значительной величины, существенно превосходящей тепловой фон. В стационарном состоянии функция распределения магнонов $N_\mathbf{q}$ в интервале $q_1 \leqslant q \leqslant q_2$ определяется из условия равенства числа генерируемых магнонов числу релаксирующих благодаря различным магнон-магнонным процессам:

$$N_\mathbf{q} = \left(N_\mathbf{q}^o + \frac{\Gamma_{me}}{\Gamma_m}\right)\left(1 - \frac{\Gamma_{me}}{\Gamma_m}\right)^{-1}, \qquad q_1 \leqslant q \leqslant q_2 \qquad (1)$$

где $N_\mathbf{q}^o$ – равновесная функция распределения магнонов, $\Gamma_m$ – частота релаксации магнонов, $\Gamma_{me}$ – частота генерации магнонов, определяемая соотношением:

$$\Gamma_{me}(q) = 2^{1/2}\pi s \frac{I^2 \nu m^{1/2}}{\omega^{1/2} q} \gamma_{e,m}^{-1}(\sqrt{2m\omega}), \qquad (2)$$

$\nu$ – интенсивность накачки электронов в расчете на элементарную ячейку. Частота электронной релаксации

$$\gamma_{em}(p) = \frac{s}{2\pi} \frac{I^2 ma}{p} \frac{T}{\Theta_c} Z \quad . \qquad (3)$$

Здесь $T$ – температура, $Z = \int_{x_1}^{x_2} (N(x) + 1)\, dx$, $x_{1,2} = \omega_{\mathbf{q}1,\mathbf{q}2} T^{-1}$. Так как $\Gamma_{me}$ выражается через $Z$, то (1) представляет собой интегральное уравнение относительно $N_\mathbf{q}$. Если $T > T_o = \Theta_c (a p_o)^2$, то генерируемые магноны являются дотепловыми. Полагая $\Gamma_m(q) \sim q^a$, $a > 0$, получим следующее уравнение для $Z$ (спектр магнонов $\omega_{\mathbf{q}} = \Theta_c (aq)^2$, $a$ – межатомное расстояние, $\Theta_c$ – величина порядка температуры Кюри):

$$Z = \frac{2}{\alpha + 1} \ln \left[ \frac{\left(\frac{q_2}{p_o}\right)^{\alpha + 1} Z - \frac{\nu}{\nu_o}}{\left(\frac{q_1}{p_o}\right)^{\alpha + 1} Z - \frac{\nu}{\nu_o}} \right] , \tag{4}$$

где

$$\nu_o = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{p_o}{k_o}\right)\left(\frac{T}{\Theta_c}\right)\Gamma_m(p_o), \quad k_o = \pi/a \ . \tag{5}$$

При $Z >> 1$ (фактически асимптотика наступает при $Z > 1$) и при $p << p_o$ имеем:

$$Z = \frac{\nu}{\nu_o}\left(\frac{p_o}{q_1}\right)^{\alpha + 1}\left\{1 + 2(\alpha + 1)\frac{p}{p_o} \exp\left[-\left(\frac{\alpha + 1}{2}\right)\left(\frac{\nu}{\nu_o}\right)\left(\frac{p_o}{q_1}\right)^{\alpha + 1}\right]\right\}, \tag{6}$$

то есть

$$N_{\mathbf{q}} = N^o_{\mathbf{q}}\left\{1 - \left(\frac{q_1}{q}\right)^{\alpha + 1} + 2(\alpha + 1)\left(\frac{p}{p_o}\right)\left(\frac{q_1}{q}\right)^{\alpha + 1} \exp\left[-\left(\frac{\alpha + 1}{2}\right)\left(\frac{\nu}{\nu_o}\right)\left(\frac{p_o}{q_1}\right)^{\alpha + 1}\right]\right\}^{-1} . \tag{7}$$

Из (7) следует, что число магнонов в экспоненциально узком интервале импульсов $\Delta q$: $q_1 \leqslant q \leqslant q_1 + \Delta q$,

$$\Delta q = 2(\alpha + 1)\, q_1\left(\frac{p}{p_o}\right)\exp\left[-\left(\frac{\alpha + 1}{2}\right)\left(\frac{\nu}{\nu_o}\right)\left(\frac{p_o}{q_1}\right)^{\alpha + 1}\right] \tag{8}$$

экспоненциально быстро увеличивается с ростом интенсивности накачки:

$$N_{\mathbf{q}} \sim N^o_{\mathbf{q}} \exp\left[\left(\frac{\alpha + 1}{2}\right)\left(\frac{\nu}{\nu_o}\right)\left(\frac{p_o}{q_1}\right)\right]^{\alpha + 1} . \tag{9}$$

В то же время число магнонов с импульсами $q_1 + \Delta q < q \leqslant q_2$ с экспоненциальной точностью не зависит от накачки и равно:

$$N_{\mathbf{q}} = N^o_{\mathbf{q}} \left[1 - \left(\frac{q_1}{q}\right)^{\alpha + 1}\right]^{-1} . \tag{10}$$

Таким образом при достаточно большой накачке функция распределения магнонов имеет острый пик при $q \approx q_1$. Описанный режим наступает при $Z > 1$, т. е. как видно из (6) при накачке $\nu > \nu_o$. Аналогичным образом можно рассмотреть область температур $T < T_o$, когда генерируемые магноны являются сверхтепловыми. Мы приведем результаты только для того случая, когда затухание магнонов $\Gamma_m$ определяется преимущественно четырехмагнонными обменными процессами, т. е.

$\Gamma_m(q) \sim q^3$. При этом режим экспоненциальной генерации наступает когда

$$\nu > \nu_o' = \frac{\pi}{4}\left(\frac{p_o}{k_o}\right)^3 \Gamma_m(p_o) . \tag{11}$$

В этом режиме

$$N_{\mathbf{q}} = \frac{p_o}{8p} \exp\left[2\left(\frac{p_o}{q_1}\right)^6 \frac{\nu}{\nu_o'}\right], \quad q_1 \leqslant q < q_1 + \Delta q, \tag{12}$$

$$N_{\mathbf{q}} = \frac{q_1^4}{q^4 - q_1^4} , \quad q_1 + \Delta q < q \leqslant q_2 , \tag{13}$$

где

$$\Delta q = q_1 \frac{2p}{p_o} \exp\left[-2\left(\frac{p_o}{q_1}\right)^6 \frac{\nu}{\nu_o'}\right] . \tag{14}$$

В реальных кристаллах анизотропия магнонного спектра (связанная, например, с диполь-дипольным взаимодействием) и анизотропия электронного спектра обуславливают, вообще говоря, зависимость $\Gamma_m$, $\Gamma_{me}$ и $\gamma_{em}$ от направления волнового вектора $\mathbf{q}$. В результате условия генерации окажутся оптимальными для избранных направлений $\mathbf{q}$, а генерируемые магноны сосредоточенными в узком конусе.

В заключение оценим критическую накачку $\nu_o$. Считая $\Gamma_m(p_o) \approx 10^8 \div 10^9$ $сек^{-1}$, $T/\Theta_c \approx 10^{-1}$, $p_o/k_o \approx 1/5$, получим, что при $T > T_o$ критическая накачка $\nu_o \approx 10^6 \div 10^7$ $сек^{-1}$, что вполне осуществимо экспериментально.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 октября 1976 г.

## Литература

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

[2] G.Güntherodt, Physics of Condensed Matter, 18, 37, 1974.

[3] J.P.Lascaray, J.P.Desfours, M.Averous. Solid State Communications, 19, 677, 1976.