1992 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 34, № 1
1992 SOLID STATE PHYSICS Vol. 34, N 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О ПОРОГЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В УСЛОВИЯХ МОДУЛЯЦИИ ИХ СПЕКТРА

В. Л. Сафонов

Параметрическим резонансом спиновых волн (СВ) обычно называют следующий процесс: в магнетике, находящемся в переменном магнитном поле $h \cos \omega_p t$, при достижении некоторой критической амплитуды $h_{c0}=\gamma_k/V_k$ (γ_k — скорость релаксации СВ, V_k — коэффициент связи СВ с полем накачки) начинается экспоненциальный рост числа пар СВ половинной частоты с противоположно направленными волновыми векторами $\omega_{\mathbf{k}}=\omega_{-\mathbf{k}}=\omega_p/2$ (см., например, [1]). Порог h_c указанного процесса может быть повышен, если условие резонанса нарушается дополнительным внешним воздействием, скажем модуляцией спектра СВ [1–6]. В настоящем сообщении приведены формулы для h_c при модуляции спектра, содержащей гармоническую $H_m \cos \omega_m t$ и шумовую составляющие. Шумовая модуляция может быть приложена от внешнего источника, а также может возникать за счет собственных флуктуаций образца.

Будем исходить из системы уравнений S-теории вблизи порога возбуждения СВ [1, 5]

$$\frac{d}{d\tau}\theta + b\sin\theta = \Delta + a\cos\Omega\tau + \xi(\tau), \tag{1а}$$

$$\frac{d}{d\tau}\ln N = b\cos\theta - 1. \tag{1б}$$

Здесь θ — угол расфазировки между вынужденными колебаниями среды и полем накачки, N — число параметрически возбужденных СВ, $\tau \equiv 2\gamma_k t$, $\Omega \equiv \omega_m/2\gamma_k$, $\Delta \equiv (^1/_2 \cdot \omega_p - \omega_k)/\gamma_k$, $a \equiv U_k H_m/\gamma_k$, U_k — эффективный коэффициент связи возбуждаемых СВ с полем модуляции, $b \equiv h_c/h_{c0}$. Предполагаем, что случайный процесс $\xi(\tau)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\xi_\omega \exp(i\omega\tau)\,d\omega$ имеет равное нулю среднее и известный спектр шума $G(\omega)=\overline{\xi_\omega\xi_{-\omega}}$, характерная область частот которого много ниже частоты накачки.

В случае малых отклонений фазы $\sin\theta \simeq \theta$, тогда на основной резонансной поверхности $\Delta=0$ из (1а) получаем

$$\theta = \theta_1 + A\cos\Omega\tau + \beta\sin\Omega\tau, \tag{2}$$
$$A = b\Omega/(\Omega^2+b^2), \quad B = a\Omega/(\Omega^2+b^2),$$
$$\theta_1 = \exp(-b\tau)\int\limits_{-\infty}^{\tau}\xi(\tau_1)\exp(b\tau_1)\,d\tau_1.$$

Условие на порог возбуждения следует из уравнения (1б)

$$b = 1/\langle \cos \theta \rangle \simeq 1\Big/\left(1 - \frac{1}{2}\langle \theta^2 \rangle\right), \tag{3}$$

где

$$\langle f \rangle \equiv \lim_{T\to\infty}\left[\frac{1}{T}\int_0^T f(\tau)\,d\tau\right]. \tag{4}$$

Учитывая, что

$$\lim_{T\to\infty}\left\{\frac{1}{T}\int_0^T d\tau \exp(-2b\tau)\int_{-\infty}^{\tau}\int d\tau_1 d\tau_2 \xi(\tau_1)\xi(\tau_2)\exp[b(\tau_1+\tau_2)]\right\} = \pi\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\,\frac{\xi_\omega \xi_{-\omega}}{\omega^2+b^2},$$

из соотношения (3) получаем

$$b = \left\{1 - \frac{a^2}{4(\Omega^2+b^2)} - \frac{\pi}{2}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\,\frac{G(\omega)}{\omega^2+b^2}\right\}^{-1} \tag{5}$$

Отметим, что член, ответственный за гармоническую модуляцию, может быть включен в $G(\omega)$ как $a^2\delta(\omega-\Omega)/2\pi$. Уравнение (5) может быть решено интерациями с $b^{(0)}=1$. Например, для случая только гармонической модуляции первая итерация

$$b^{(1)} = \left\{1 - \frac{a^2}{4(\Omega^2+1)}\right\}^{-1} \simeq 1 + \frac{a^2}{4(\Omega^2+1)} \tag{6}$$

с точностью до обозначений дает формулу, полученную ранее в [3, 4]. В случае только шумовой модуляции имеем

$$b^{(1)} \simeq 1 + \frac{\pi}{2}\int_{\infty}^{\infty} d\omega\,\frac{G(\omega)}{\omega^2+1}, \tag{7}$$

а решение уравнения (5) с прямоугольным спектром шума

$$G(\omega) = \begin{cases} 2D/\pi^2\gamma_k, & |\omega| \leqslant \omega_* \gg b, \\ 0, & |\omega| > \omega_*, \end{cases} \tag{8}$$

где ω_* — характерная частота края, D — спектральная плотность шума, можно представить в виде

$$h_c V_k = \gamma_k + D. \tag{9}$$

Согласно этой формуле, спектральная плотность шумовой модуляции спектра СВ аддитивным образом увеличивает порог параметрической накачки. В этой связи становится понятной и аддитивность в формуле для порога h_c скоростей релаксации СВ при неупругих и упругих процессах [7], так как сбой фазы θ, происходящий за счет упругого рассеяния магнонов (на дефектах, флуктуациях и т. д.), можно рассматривать как шумовую модуляцию спектра СВ (см. (1а)).

Выражение (9) отличается от полученного ранее в [6] соотношения

$$(h_c V_k)^2 = \gamma_k(\gamma_k + D). \tag{10}$$

Проверка формулы (10) в работе [6] показала удовлетворительное описание линейной зависимостью $b^2-1 \propto D$ экспериментальных данных вплоть до значения $b^2-1=1.5$. Однако нетрудно убедиться, что отклонения аналогичной зависимости, получаемой из (9), отличаются от линейной в той же области значений не более чем на 10 %, что лежит в пределах погрешности эксперимента [6]. Таким образом, вопрос о применимости формул (9) или (10) для относительного увеличения порога параметрического резонанса СВ при шумовой модуляции их спектра остается открытым.

В заключение перепишем формулу (5) при $G(\omega)=0$ в виде

$$y = U_k^2 x - (2\gamma_k)^2, \tag{11}$$

где

$$y = [\omega_m/(h_c/h_{c0})]^2,$$
$$x = H_m^2/(h_c/h_{c0})(h_c/h_{c0} - 1). \tag{12}$$

Видно, что в экспериментально определяемых координатах (x, y) уравнение (11) — это прямая линия, отсекающая на осях $(2\gamma_k/U_k)^2$ и $-(2\gamma_k)^2$. Подобный способ определения U_k и γ_k был впервые предложен (на основе формулы (6)) и реализован в работе [4]. Следует отметить, что при наличии шумовой модуляции со спектром (8) в формуле (11) вместо γ_k будет γ_k+D, а в (12) h_c/h_{c0} будет означать относительное увеличение порога при неизменной шумовой модуляции.

Автор благодарит А. В. Андриенко за полезное обсуждение.

Список литературы

[1] Львов В. С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987.
[2] Suhl H. // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. N 4. P. 174—176.
[3] Зауткин В. В., Львов В. С., Орел Б. И., Старобинец С. С. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 1. С. 272—284.
[4] Ожогин В. И., Якубовский А. Ю., Абрютин А. В., Сулейманов С. М. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. № 5. С. 2061—2069.
[5] Андриенко А. В., Ожогин В. И., Сафонов В. Л., Якубовский А. Ю. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 6. С. 2164—2173.
[6] Зауткин В. В., Орел Б. И., Черепанов В. Б. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 2. С. 708—720.
[7] Андриенко А. В., Ожогин В. И., Сафонов В. Л., Якубовский А. Ю. // Препринт ИАЭ-4628/9. М., ЦНИИатоминформ, 1988.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
13 марта 1991 г.

УДК 534.6.539.32]

© *Физика твердого тела, том 34, № 1, 1992*
Solid State Physics, vol. 34, N 1, 1992

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МОДУЛЕЙ УПРУГОСТИ ХАЛЬКОГЕНИДОВ МЕДИ И СЕРЕБРА

В. М. Березин, М. И. Пашнин

Халькогениды меди и серебра Cu_2X; Ag_2X (X=S, Se, Te) помимо практического применения в термо- и фотоэлектрических преобразователях энергии часто используются как уникальные модельные объекты в физике твердого тела [1]. Одна из главных особенностей этого класса соединений состоит в наличии структурного суперионного фазового перехода, в результате которого резко увеличивается униполярная проводимость по катионам, достигая значений, характерных для расплавленных солей [2]. Ввиду практической и науч-