

ЗАТУХАНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ HgCr_2Se_4

Н. И. Солин, А. А. Самохвалов, И. Ю. Шумилов

Процессы релаксации спиновых волн в HgCr_2Se_4 в отличие от других магнитных полупроводников [1, 2] вообще не исследованы. Здесь мы сообщаем некоторые результаты исследований возбуждения спиновых волн в слабопроводящих (10^{-3} — 10^{-5} Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$) монокристаллах HgCr_2Se_4 при температурах 4.2—77 К. Спиновые волны возбуждались на установке, аналогичной примененной в [2], методом продольной накачки. Источник

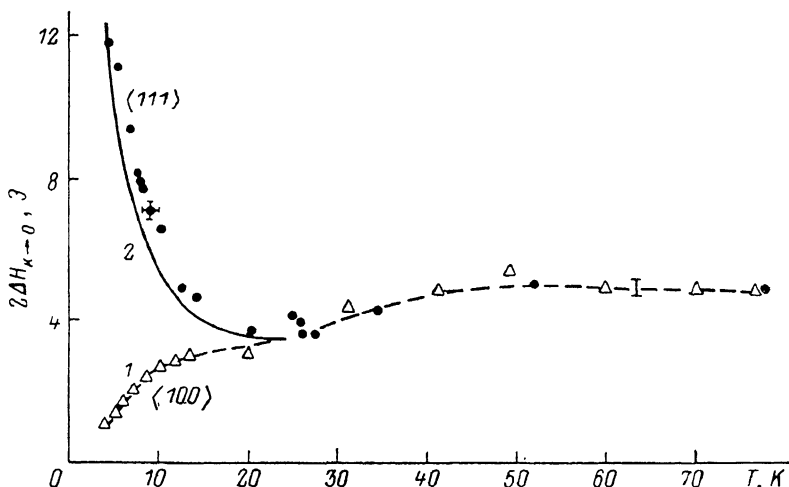


Рис. 1. Температурная зависимость параметра затухания спиновых волн с $k \rightarrow 0$ HgCr_2Se_4 вдоль основных кристаллографических направлений.

Точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет для направления (111) по выражению (1) при $(n\delta/M)=11.4$ Э, $\delta=13$ см $^{-1}$, $\tau=\tau_0 \text{th}(\Delta/kT)$, $\tau_0=1.6 \cdot 10^{-11}$ с, $\Delta=1$ см $^{-1}$, $n=1.6 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$.

СВЧ — магнетрон с частотой 9.4 ГГц и длительностью импульсов 2 мкс. Порог возбуждения спиновых волн определялся по изменению отношения амплитуд падающей и отраженной от резонатора СВЧ мощностей, определяемых в один и тот же момент времени стробоскопическими вольтметрами. Это отношение регистрировалось на двухкоординатном самописце. Параметр затухания спиновых волн ΔH_k обычно определяется из выражения для порогового поля $h_{\text{пор}}=2\Delta H_k \omega_p / \omega_M$ ($\omega_M=\gamma 4\pi M$, где M — намагниченность). При коротких длительностях импульса значения $h_{\text{пор}}$ могут оказаться завышенными [3]. Это связано с тем, что к моменту регистрации амплитуда параметрических спиновых волн должна достигнуть некоторого значения, определяемого чувствительностью установки. Из этого условия при предположении, что амплитуда спиновой волны в начальный момент возрастает по экспоненте [3], находим

$$2\Delta H_k = h_{\text{пор}}(t_2) \omega_M / \omega_p - A.$$

Значение $A=0.43$ Э было определено из выражения

$$A = [h_{\text{пор}}(t_1) - h_{\text{пор}}(t_2)] \frac{\omega_M}{\omega_p}$$

измерением $h_{\text{пор}}$ при разных временах регистрации t_1 и $t_2=2t_1$.

Зависимость $h_{\text{пор}}$ от величины внешнего магнитного поля имеет характерный вид кривой «бабочки». Расчетные значения критического поля H_c ,

(где $k \approx 0$), полученные с использованием данных из ферромагнитного резонанса (ФМР), хорошо согласуются с экспериментальными значениями.

Из рис. 1 видно, что при $T > 30$ К анизотропия $\Delta H_{k \rightarrow 0}$ практически отсутствует, а $\Delta H_{k \rightarrow 0}$ слабо зависит от температуры. Ниже 15 К $\Delta H_{k \rightarrow 0}$ почти линейно убывает с температурой для направления $\langle 100 \rangle$ и резко возрастает для направления $\langle 111 \rangle$. При 4.2 К угловая зависимость $\Delta H_{k \rightarrow 0}$ имеет резкий пик для направления трудного намагничивания $\langle 111 \rangle$ и принимает минимальные значения $2\Delta H_{k \rightarrow 0} = 1.1$ Э для направления $\langle 100 \rangle$ (рис. 2).

При 77 К k -зависящая часть ΔH_k не меняется от направления магнитного поля и возрастает с увеличением k (рис. 3). При 4.2 К значение ΔH_k

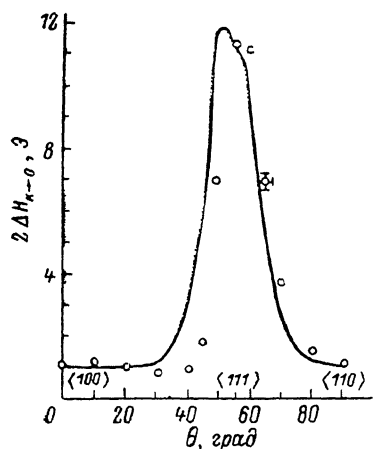


Рис. 2. Угловая зависимость параметра затухания спиновых волн с $k \rightarrow 0$ HgCr_2Se_4 при 4.2 К в плоскости $[110]$.

Точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет по (1) при тех же значениях параметров, что и на рис. 1.

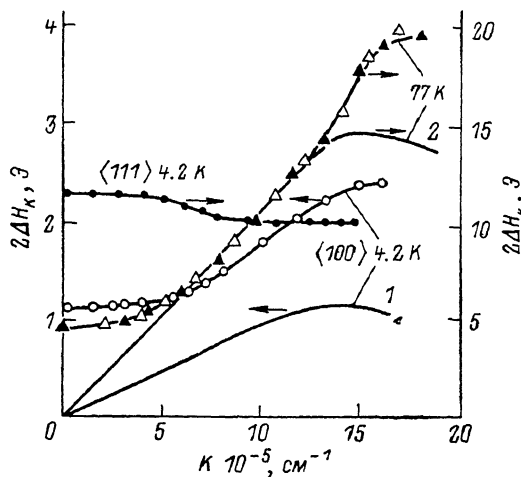


Рис. 3. Зависимость параметра затухания спиновых волн HgCr_2Se_4 от волнового числа при 4.2 и 77 К.

Точки — эксперимент (светлые — для направления $\langle 100 \rangle$, темные — для направления $\langle 111 \rangle$), сплошные кривые — расчет вклада собственных процессов при 4.2 (1) и 77 К (2).

вдоль $\langle 100 \rangle$ возрастает с увеличением k , а вдоль $\langle 111 \rangle$ k -зависящая часть ΔH_k имеет «аномальный» вид: ΔH_k не меняется (или даже уменьшается) с увеличением k . На других образцах, но с более высокими значениями $\Delta H_{k \rightarrow 0}$ значения ΔH_k возрастали с ростом k .

Из собственных процессов наиболее существенный вклад дают процессы трехмагнитного дипольного слияния [4] и четырехмагнитного расщепления [5] параметрических магнонов с тепловыми. На рис. 3 сплошными линиями показаны суммарные вклады этих двух механизмов, рассчитанные для параметров HgCr_2Se_4 . Видно, что при азотных температурах наблюдаемые значения ΔH_k близки к собственным, за исключением для малых k , а при гелиевых температурах вклады собственных процессов уменьшаются и объясняют только k -зависящую часть ΔH_k для направления $\langle 100 \rangle$.

Вклад трехмагнитных процессов расщепления, разрешенный законами сохранения на низких частотах [6] $\omega_k = 2/3 \cdot \omega_M \approx 2\pi \cdot 6$ ГГц, соответствующих условиям нашего эксперимента, равен 0.23 Э при $k=0$ и обращается в нуль на верхней границе $k \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ при 77 К. При 4.2 К вклад этого механизма пренебрежимо мал.

Неоднородности не влияют заметным образом на порог продольной накачки [7], но они могут изменить спектр спиновых волн. Например, неоднородность магнитного поля порядка 10 Э ограничивает нижний предел k величиной $\approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, что может объяснить большие значения ΔH_k по сравнению с расчетными (рис. 3).

Значения резонансного поля $H_{\text{рез}}$ и ширины линии ФМР, полученные на этом образце, хорошо объясняются вкладом ионов Cr^{2+} на основе теории медленной релаксации. В частности, угловые и температурные зависимости ширины линии ΔH_0 ФМР хорошо описываются выражением [8]

$$2\Delta H_0 = \frac{9}{4} \frac{n\delta}{M} \frac{\delta}{kT} \sin^2 2\theta \operatorname{ch}^{-2} \left[\frac{\delta}{kT} \frac{(3 \sin^2 \theta - 2)}{2} \right] \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (1)$$

Здесь n — концентрация ионов Cr^{2+} ; δ — параметр, описывающий энергию примесного уровня; τ — время релаксации ионов. Можно ожидать, что анизотропия $\Delta H_{k \rightarrow 0}$ обусловлена также ионными процессами. Согласно теории [9], вклад ионных процессов в затухание спиновых волн при постоянной частоте от k не зависит и должен иметь такие же угловую и температурную зависимости, как и ΔH_0 ФМР. Сравнение показало, что угловые и температурные зависимости ΔH_0 и $\Delta H_{k \rightarrow 0}$ идентичны, но прямой пропорциональности между ними нет. Ионный механизм удовлетворительно описывает наблюдаемые зависимости $\Delta H_{k \rightarrow 0}$, если при продольной накачке использовать значения τ в 3 раза меньше, чем при ФМР. На рис. 1, 2 сплошными линиями показаны результаты расчета $\Delta H_{k \rightarrow 0}$ по выражению (1), причем все параметры, кроме τ , те же, что и при расчете $H_{\text{рез}}$ и ΔH_0 ФМР. Предполагалось, что вклад других механизмов от угла не зависит и определяет $\Delta H_{k \rightarrow 0}$ вдоль направления $\langle 100 \rangle$.

Тенденция уменьшения ΔH_k с ростом k вдоль $\langle 111 \rangle$ при 4.2 К (рис. 3) также согласуется с выводами теории [9] о независимости ΔH_k от k при учете уменьшения τ с возрастанием k . В рамках модели медленной релаксации различие τ можно объяснить тем, что: 1) магноты параметрические и однородной прецессии имеют разные частоты; 2) релаксация может осуществляться за счет разных (прямых, двухчастичных, спин-фононных, спин-магнотных и др.) процессов; 3) значение τ может зависеть от магнитного состояния, которое различно в этих экспериментах.

Таким образом, процессы трехмагнотного дипольного слияния, четырехмагнотного обменного рассеяния, а также ионный (обусловленный, по-видимому, наличием ионов Cr^{2+}) механизм релаксации в основном объясняют затухание спиновых волн в слабопроводящих кристаллах HgCr_2Se_4 .

Выражаем благодарность М. И. Симоновой и Н. М. Чеботаеву за приготовление монокристаллов, а С. В. Наумову за ориентировку сфер.

Л и т е р а т у р а

- [1] Аписимов А. Н., Шукрюров А. С., Гуревич А. Г., Эмирян Л. М. ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 4, с. 677—688.
- [2] Солин Н. И., Аписимов А. Н., Самохвалов А. А., Гуревич А. Г. ФТТ, 1983, т. 25, № 11, с. 3498—3500.
- [3] Петраковский Г. А., Пайден Е. П., Пузов И. К. Изв. вузов. Физика, 1964, № 4, с. 68—71.
- [4] Sparks M. Phys. Rev., 1967, vol. 160, N 2, p. 364—369.
- [5] Wang S. J. Phys. Rev. B, 1972, vol. 6, N 5, p. 1908—1912.
- [6] Schlömann E. Phys. Rev., 1961, vol. 124, N 5, p. 1312—1319.
- [7] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 560 с.
- [8] Hoekstra B. Phys. St. Sol. (b), 1973, vol. 55, N 2, p. 607—613.
- [9] Hartman-Boutron F. Comp. Rend., 1964, vol. 259, N 13, p. 2085—2088.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
19 октября 1987 г.
В окончательной редакции
15 марта 1988 г.