

О ВОЗМОЖНОСТИ "ВТОРЫХ" СПИНОВЫХ ВОЛН  
В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Д.В.Гуляев

Рядом авторов высказывалась мысль о том, что в "газе" элементарных возбуждений, которым описывается слабо возбужденное состояние любой системы многих частиц, могут существовать, так сказать, "вторичные" возбуждения. Примером таких возбуждений является второй звук в жидком гелии II [1] и в твердом теле [2], где он представляет собой возбуждения в системе "первичных" элементарных возбуждений - фононов.

В настоящей заметке мы рассмотрим возможность существования вторичных возбуждений в системе элементарных возбуждений в ферромагнетике - в системе магнонов. По аналогии со вторым звуком мы будем называть эти вторичные возбуждения "вторыми" спиновыми волнами, в отличие от "первых", каковыми являются сами магноны.

В пренебрежении магнитным диполь-дипольным взаимодействием между спинами атомов, а также спин-орбитальным взаимодействием закон дисперсии магнонов совпадает с законом дисперсии обычных нерелятивистских свободных частиц с массой [3],

$$m^* = \frac{\hbar^2}{2Ia^2}, \quad (I)$$

где  $I$  - обменный интеграл, равный по порядку величины  $k\theta_C$  ( $\theta_C$  - температура Кюри,  $k$  - константа Больцмана), а  $a$  - постоянная решетки.

Взаимодействие магнонов друг с другом и с фононами <sup>1)</sup> описывается процессами рассеяния двух типов: 1) процессы столкновения магнонов между собой с сохранением числа частиц (вполне аналогичные упругим столкновениям молекул в обычном газе) и 2) процессы рассеяния с изменением числа магнонов, т.е. полного магнитного момента системы. Как показано в работе [3], в области температур

$$\theta_c \gg T \gg \theta_c \left( \frac{\mu M_0}{2\theta_c} \right)^{4/7} \quad (2)$$

( $\mu$  - элементарный магнитный момент порядка магнетона Бора,  $M_0$  - магнитный момент насыщения ферромагнетика) процессы типа 1), связанные с обменным взаимодействием между магнонами, гораздо более вероятны, чем процессы типа 2), обусловленные в основном магнитным дипольным взаимодействием, энергией анизотропии и взаимодействием магнонов с фононами. Таким образом, в этой области температур рассматриваемый газ магнонов в ферромагнетике вполне аналогичен газу молекул, которые относительно часто сталкиваются между собой и лишь весьма редко испытывают неупругие столкновения, сопровождающиеся, вообще говоря, изменением числа частиц (скажем, прилипают к стенкам сосуда и отрываются от них через некоторое время). В таком газе возможно распространение слабо затухающих продольных звуковых волн. Эти волны в газе магнонов по причинам, указанным выше, мы и будем называть вторыми спиновыми волнами.

Легко сразу же оценить скорость ( $v_{\parallel}$ ) вторых спиновых волн, подставив в выражение для скорости звука ( $S \cong \sqrt{\frac{2\theta T}{m}}$ ) в газе молекул с массой  $m$  вместо  $m$  величину (1):

$$v_{\parallel} = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2\theta T I} \cong \frac{a\theta}{\hbar} \sqrt{2T\theta_c} \quad (3)$$

При комнатных температурах для большинства ферромагнетиков скорость  $v_{\parallel}$  оказывается порядка  $10^6$  см/сек.

Если характеризовать процессы "упругого" рассеяния магнонов друг на друге (процессы типа 1), см. выше) временем релаксации  $\tau_1$ ,

а процессы рассеяния типа 2) - временем  $\tau_2$  (в рассматриваемой области температур  $\tau_2 \gg \tau_1$ ), то в области частот

$$\frac{1}{\tau_2} \ll \omega \ll \frac{1}{\tau_1} \quad (4)$$

к вторым спиновым волнам вполне применимо обычное квазигидродинамическое описание (см., напр., [4]). В типичных случаях (см. [3])  $\tau_1 \cong 10^{-13}$  сек, а  $\tau_2 \cong 10^{-6}$  сек, так что диапазон частот (4) довольно широк. Вводя гидростатическое "давление" магнов и линеаризуя систему гидродинамических уравнений по малой переменной добавке ( $n$ ) к плотности магнов, получаем для  $n$  следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} - \frac{1}{\tau_2} \cdot \frac{\partial n}{\partial t} - v_H^2 \Delta n = 0, \quad (5)$$

где скорость  $v_H$  дается выражением (3). Таким образом, в пренебрежении затуханием закон дисперсии для вторых спиновых волн имеет вид

$$\omega = v_H k \quad (6)$$

( $k$  - волновое число,  $\omega$  - частота волны), т.е., как и следовало ожидать, оказывается линейным.

Как легко видеть, вторые спиновые волны должны проявляться как макроскопические волны намагниченности, спиновой теплоемкости (или спиновой "температуры") и др. термодинамических величин. Измерение скорости вторых спиновых волн могло бы дать независимые сведения о величине обменного интеграла  $I$ . Кроме того, по-видимому, следует ожидать своеобразное резонансное взаимодействие вторых спиновых волн с обычными звуковыми волнами в кристалле, которые также обладают линейным законом дисперсии и близкой скоростью распространения.

Автор выражает благодарность В.Л.Бонч-Бруевичу, С.Г.Калашникову, А.В.Вашковскому и Я.А.Моносову за обсуждение работы.

Институт радиотехники  
и электроники  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
14 мая 1965 г.

## Литература

- [1] Л.Д.Ландау. *ЖЭТФ*, II, 592, 1941.
- [2] M.Chester. *Phys. Rev.*, 131, 2013, 1963.
- [3] А.И.Ахмезер, В.Г. Барьяхтар, М.И. Каганов. *УФН*, 71, 533, 1960; 72, 3, 1960.
- [4] В.Л.Гинзбург. *Распространение электромагнитных волн в плазме*, Физматгиз, 1960.

---

1) Мы рассматриваем идеальный ферромагнитный диэлектрик, где единственными элементарными возбуждениями, кроме магнонов, являются фононы.