

## СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ НА ДИСЛОКАЦИЯХ

В.Л.Покровский

Дислокации в щелочно-галогидных кристаллах и полупроводниках представляют собой не просто конец лишней плоскости в решетке, но и цепочку нескомпенсированных спинов. В связи с этим возникает вопрос о магнитных овойствах такой системы. Мы рассмотрим этот вопрос в основном применительно к полупроводникам. Очевидно, соседние нескомпенсированные спины на дислокации, расположенные на расстоянии  $4 \text{ \AA}$  друг от друга, слабо взаимодействуют, что приводит к магнитному упорядочению вдоль линии при нулевой температуре. При  $T \neq 0$  средняя длина участка  $l$  дислокации, на котором спины упорядочены  $\sim l/T$ , где  $l$  – интеграл перекрытия, или  $\sim e^{l_1/T}$ , где  $l_1$  – постоянная анизотропии. За единицу длины принимается постоянная решетки. Согласно Риду [1], нескомпенсированные спины на дислокации могут захватить свободный электрон, как акцепторы с глубоким уровнем ( $\sim 0,2 \text{ эВ}$ ). Поэтому на дислокации всегда находится некоторое количество зарядов. Число их определяется концентрацией  $N_d$  донорных и  $N_a$  акцепторных примесей, если  $N_d - N_a$  мало, либо балансом энергий акцепторных дислокационных ловушек и кулоновского отталкивания при достаточно большом  $N_d - N_a \gtrsim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . В последнем случае, один заряд приходится примерно на десять мест на дислокации. Важно, что в обоих случаях кулоновское взаимодействие приводит к тому, что заряды на дислокации располагаются с большой точностью эквидистантно. Оценка отклонения  $\Delta m/m$  от эквидистантности для кремния дает

$$\Delta m/m \sim 10^{-3} Tm / \ln(m\sqrt{N}), \quad (1)$$

где  $N$  – концентрация дислокаций,  $m$  – среднее расстояние между зарядами,  $T$  – температура в градусах по Кельвину.

В тех местах, где осели заряды, связь между соседними спинами на дислокации существенно ослабляется. В грубом приближении будем считать, что эти связи обращаются в нуль. Если  $l \gg m$ , на участке между зарядами с преобладающей вероятностью спины упорядочены, тогда как соседние участки уже при малых температурах независимы. У такой цепочки волновые вектора возбуждаемых спиновых волн принимают дискретные значения, как у струны конечной длины:  $k_n = \pi n / m$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ). Спектр колебаний зависит от характера упорядочения. В ферромагнитном случае частоты определяются формулой:

$$\hbar \omega_n = gH + Jk_n^2, \quad (2)$$

где  $H$  — магнитное поле,  $J, g$  — постоянные.  
В антиферромагнитном случае:

$$\hbar \omega_n = \sqrt{(gH)^2 + (Jk_n)^2}. \quad (3)$$

В эксперименте Гражулиса и Осипьяна [2] наблюдалась тонкая структура линии парамагнитного резонанса в пластически деформированном кремнии, возможно, связанная с возбуждением спиновых волн. К сожалению, экспериментальные данные получены на образце со всевозможными ориентациями дислокаций, что затрудняет сопоставление с формулами (2), (3).

Структура спектра должна существенно зависеть от концентрации примесей или свободных носителей, если она вызвана спиновыми колебаниями "струн". Ширины линий определяются в основном разбросом длин (см. формулу (1)) или собственным затуханием спиновых волн  $\gamma \sim Jk_n^4$  (см., например, [3]), если разброс длин мал.

Наконец, с повышением температуры растет число флуктуационных переворотов спина, что приводит к уширению линии порядка  $J_1 k_n e^{-J_1/T}$  (при условии  $k_n e^{J_1/T} \gg 1$ ).

Предполагая, что структура линий ЭПР, наблюдаемая в [2], связана со стоячими спиновыми волнами, получаем для  $l$  величину  $\sim 100^\circ\text{K}$  и для  $k_n \sim 10^{-3}$ . Это означает, что заполнено примерно  $10^{-3}$  от общего числа свободных валентных связей, что согласуется с независимо измеренными концентрациями примесей и дислокаций. Эксперимент [2] проводился при очень низкой концентрации примесей. Увеличивая их число, можно придти к случаю Рунда, когда коэффициент заполнения связей равен  $\approx 0,1$ . В этом случае спектр лежит в инфракрасной области (кроме, разумеется, линии  $k_n = 0$ ).

Заметим, что заряды на дислокационной линии разрывают трехмерную сетку связанных спинов и препятствуют возникновению "дислокационного" ферромагнетизма (Шарп и Эвери [4], Косевич и Шкловский [5]).

Благодарю А.М. Ларкина за ценное замечание.

### Литература

- [1] W.T.Read. *Phil. Mag.*, 45, 775, 1954; 46, 111, 1955.
  - [2] В.А.Гражулис, Ю.А.Осипьян. *ЖЭТФ*, 58, вып. 4, 1970.
  - [3] А.И.Ахиезер, Л.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. *Спиновые волны*. ИФМЛ, М., 1968.
  - [4] E.J.Shorp, D.A.Avery. *Phys. Rev.*, 158, 511, 1967.
  - [5] А.М.Косевич, В.А.Шкловский. *ЖЭТФ*, 55, 1131, 1968.
-