

Сдвиг типа Блоха–Зигерта и косвенное взаимодействие между ядерными спинами

Л. Л. Буишвили

Институт физики АН Грузии, Грузия, 380077, г. Тбилиси, ул. Тамарашвили, 6

Т. Л. Буишвили

Тбилисский Государственный Университет, Грузия, 380028, г. Тбилиси, пр. Чавчавадзе, 3

Статья поступила в редакцию 17 июня 1996 г., после переработки 3 сентября 1996 г.

Исследуется сдвиг резонансной частоты типа Блоха–Зигерта, обусловленный кросс-релаксационным взаимодействием. Показано, что при низких температурах косвенное взаимодействие между спинами с малой концентрацией зависит от поляризации спинов с большей концентрацией.

Досліджено зсув резонансної частоти типу Блоха–Зігерта, обумовлений крос-релаксаційною взаємодією. Показано, що при низьких температурах непряма взаємодія поміж спінами з малою концентрацією залежить від поляризації спінів з великою концентрацією.

PACS: 76.20.+q, 76.60.Es

В последнее время при сверхнизких температурах экспериментально изучается динамика спиновой системы, которая состоит из двух спинов с близкими друг к другу зеемановскими расщеплениями. Этими спинами могут быть ядерные спины разных изотопов, например [1]: ^{203}Tl (концентрация 30%) и ^{205}Tl (концентрация 70%) со спином $1/2$. Типично также, что концентрация одних спинов гораздо больше других. Обозначим через S спины с большей концентрацией, а I — с малой концентрацией. Непосредственным взаимодействием между спинами с малой концентрацией будем пренебрегать. Гамильтониан такой системы имеет вид

$$\mathcal{H} = \omega_S S^z + \omega_I I^z + H_{SS}^z + \sum_{n,i} A_{in} S_n^z I_i^z + \sum_{n,i} \left(B_{in} S_n^+ I_i^- + B_{in}^* S_n^- I_i^+ \right),$$

где $S^z = \sum_n S_n^z$; $I^z = \sum_i I_i^z$; ω_S и ω_I — зеемановские частоты спинов S и I соответственно; H_{SS}^z — секулярная часть взаимодействия между спинами S ; четвертый член — секулярная часть взаимодействия между спинами S и I , а

последний член обуславливает кросс-релаксацию. Будем считать, что $\omega_S - \omega_I$ гораздо больше частот, характеризующих диполь-дипольное взаимодействие между ядерными спинами. Тогда, следуя общей методике [3], преобразовав матрицу плотности

$$\tilde{\rho} = \exp \left(i(\omega_S S^z + \omega_I I^z) t \right) \rho \exp \left(-i(\omega_S S^z + \omega_I I^z) t \right),$$

имеем уравнение $d\tilde{\rho}/dt = [\mathcal{H}', \tilde{\rho}]$, где

$$\mathcal{H}'(t) = H_{SS}^z + \sum_{n,i} A_{in} S_n^z I_i^z + \sum_{n,i} \left(B_{in} S_n^+ I_i^- e^{i(\omega_S - \omega_I)t} + B_{in}^* S_n^- I_i^+ e^{-i(\omega_S - \omega_I)t} \right). \quad (1)$$

Данное выражение содержит быстро осциллирующие члены, обуславливающие малые параметры: $H_{SS}^z/(\omega_S - \omega_I)$, $A_{in}/(\omega_S - \omega_I)$, $B_{in}/(\omega_S - \omega_I)$. Поэтому можно применить метод осреднения [2–3], с помощью которого получаем

$$\mathcal{H}'_{av} = H_{SS}^z + \sum_{n,i} A_{in} S_n^z I_i^z + \frac{1}{\omega_S - \omega_I} [H_+, H_-], \quad (2)$$

где $H_+ = \sum_{n,i} B_{in} S_n^+ I_i^-$; $H_- = \sum_{n,i} B_{in}^* S_n^- I_i^+$, а коммутатор

$$[H_+, H_-] = 2 \left(\sum_{nii'} B_{in} B_{i'n}^* S_n^z I_i^+ I_{i'}^- + \sum_{nn'i} B_{in} B_{i'n}^* I_i^z S_n^+ S_{n'}^- \right). \quad (3)$$

Поскольку в системе присутствует взаимодействие между спинами S , то третий член в выражении (2) при $n \neq n'$ можно объединить с первым и осредненный гамильтониан примет вид

$$\mathcal{H}'_{av} = H_{SS}^z + \sum_{n,i} A_{in} S_n^z I_i^z + \frac{2}{\omega_S - \omega_I} \left(\sum_{nii'} B_{in} B_{i'n}^* S_n^z I_i^- I_{i'}^+ + \sum_{n,i} |B_{in}|^2 I_i^z S_n^+ S_n^- \right). \quad (4)$$

Второй член и часть третьего члена с $i = i'$ будут вызывать сдвиг частоты спинов I (при $I = 1/2$, $S = 1/2$), притом сдвиг, обусловленный третьим членом $\sum_{i,n} |B_{in}|^2 / (\omega_S - \omega_I)$, аналогичен сдвигу частоты Блоха–Зигерта [4], но если причиной сдвига Блоха–Зигерта является переменное поле, то в нашем случае сдвиг обусловлен кросс-релаксационными членами. Аналогичный сдвиг имеем для спинов S .

Третий член (при $i \neq i'$) соответствует косвенному взаимодействию между спинами I . Понижением температуры можно достичь магнитоупорядоченного состояния спинов I , и, если изменить знак $\langle S_n^z \rangle$, можно получить переход

ферромагнетизм–антиферромагнетизм и наоборот в зависимости от начальных условий.

В заключение отметим, что вышесказанное остается справедливым и при рассмотрении связанных между собой диполь-дипольным взаимодействием двухуровневых систем с отличными друг от друга частотами. Но в этом случае член $\sum_{i,n} A_{in} S_n^z I_i^z$ отсутствует, так что сдвиг частоты будет определяться только членами типа Блоха–Зигерта.

Проведение исследований, описанных в настоящей публикации, стало возможным во многом благодаря гранту № МХК200, полученному от Грузинского правительства и Международного научного фонда.

1. G. Eska and E. Schveberth, *Jpn. J. Appl. Phys. Suppl.* **26**, 435 (1987).
2. Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский, *Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний*, Гос. изд-во физ.-мат. лит., Москва (1963).
3. Л. Л. Буишвили, М. Г. Менабде, *ЖЭТФ* **77**, 2435 (1979); Л. Л. Буишвили, Е. Б. Волжан, М. Г. Менабде, *ТМФ* **46**, 251 (1981); Л. Л. Буишвили, М. Г. Менабде, *Радиоспектроскопия*, Пермь (1983).
4. F. Bloch and A. Siegert, *Phys. Rev.* **57**, 522 (1940).

Bloch-Ziegert shift and indirect interaction between nuclear spins

L. L. Buishvili and T. L. Buishvili

It is shown that the cross-relaxation interaction results in a Bloch-Ziegert type shift of resonance frequency. It is found that at low temperatures the indirect interaction of spins with low concentration depends on polarization of spins with high concentration.