

ИНВЕРСНАЯ НАСЕЛЕННОСТЬ В ПАРАМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ ПРИ ТЕПЛОВОМ ВОЗБУЖДЕНИИ СПИН-СИСТЕМЫ С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

М.П.Вайсфельд, Ф.С.Имамудинов, А.Х.Хасанов

В эксперименте с кристаллом $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$ (LaMN) с примесью Co^{2+} и Ce^{3+} впервые наблюдался мазерный эффект на спиновых подуровнях Co^{2+} , обусловленный непосредственным преобразованием тепловой энергии кристалла, погруженного в жидкий гелий, в когерентное СВЧ излучение.

Как известно, идеи [1 – 4] получения инверсной населенности с помощью теплового возбуждения тесно связаны с концентрацией [3, 5] квантового теплового двигателя и предполагают создание искусственного разрыва между температурами отдельных подсистем сложной квантовой системы в результате адиабатически быстрого охлаждения или нагрева. До настоящего времени эти идеи реализованы лишь в газодинамических лазерах (ГДЛ). Распространение принципа теплового возбуждения на конденсированные среды, а также на новые частотные диапазоны представляет несомненный интерес.

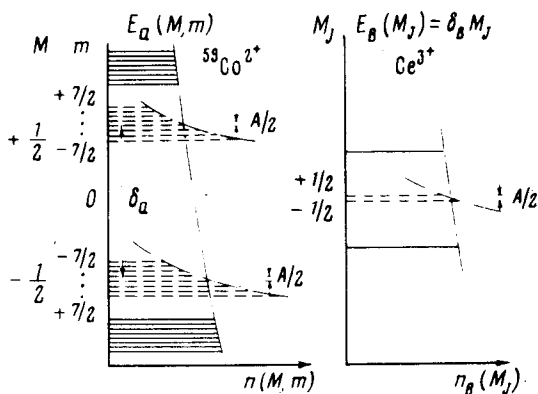


Рис. 1. Диаграмма энергетических уровней и распределения населенностей ионов Co^{2+} и Ce^{3+} в LaMN во внешнем магнитном поле

Идея эксперимента была предложена в [6, 7] и в упрощенном варианте выглядит следующим образом. На кристалл, охлажденный до температуры $T_L \lesssim 2 \text{ K}$, накладывается статическое магнитное поле $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1$, причем поле \mathbf{H}_0 направлено под малым углом θ_0 к кристаллической оси C_3 , а \mathbf{H}_1 — перпендикулярно C_3 . Этому случаю соответствует картина термически равновесного распределения населенностей спиновых подуровней ионов, изображенная на рис. 1 сплошными линиями. Величины H_0 и θ_0 выбираются такими, чтобы в отсутствие \mathbf{H}_1 зеemanовское расщепление $\delta_b(H_0)$ основного дублета Ce^{3+} , обладающего сильно анизотропным g -фактором ($g_{\parallel} = 0,0235$, $g_{\perp} = 1,8264$), равнялось $A/2$ (A — константа сверхтонкой структуры (СТС) $^{59}\text{Co}^{2+}$ в поле \mathbf{H}_0), а электронное зеemanовское расщепление $\delta_a \equiv \delta_a(H_0)$ ионов кобальта попадало в диапазон $\lambda \approx 3 \text{ cm}$. Если теперь осуществить адиабатически быстрое выключение поля \mathbf{H}_1 [8], то спиновая температура ионов Ce^{3+} понизится (до величины T_J), и установится тепловой контакт между подуровнями охлажденных спинов Ce^{3+} и ядерными подуровнями $^{59}\text{Co}^{2+}$, обусловленный резонансной кросс-релаксацией на частотах, близких к $A/2h$ (h — постоянная Планка). Если скорости кросс-релаксации существенно превышают скорости спин-решеточной релаксации Ce^{3+} и Co^{2+} , и при этом концентрация n_b ионов Ce^{3+} значительно превосходит концентрацию n_a ионов Co^{2+} , то в системе подуровней кобальта вследствие теплового смешивания возникает кратковременное неравновесное распределение населенностей, близкое к (1) [6, 7]:

$$n(M, m) = \frac{n_a \exp(-\delta_a M/kT_S - AMm/kT_I) \text{sh}(A/4kT_I)}{2 \text{ch}(\delta_a/2kT_S) \text{sh}[A(2 \times l + 1)/4kT_I]} \quad (1)$$

Здесь $n(M, m)$ — плотность атомов с населенным уровнем (M, m) с энергией $E_a(M, m) = \delta_a M + AMm$; $l = 7/2$ — ядерный спин ^{59}Co ; $M = \pm 1/2$; $-l \leq m \leq l$; k — постоянная Больцмана. Величины T_S и T_I в (1) связаны соотношением $T_S \approx T_L > T_I \approx T_J$. Это распределение показано на рис. 1 пунктирными линиями. Если разрыв между температурами T_L и T_J настолько велик, что $Al/T_I > \delta_a/T_S$, то согласно (1) возникает частичная инверсия и становится возможным мазерный эффект по крайней мере на переходе $1/2, -l \leftrightarrow -1/2, -l$.

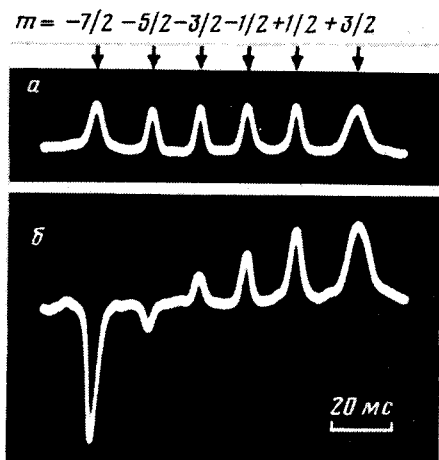


Рис. 2. Осциллограммы спектра ЭПР ионов Co^{2+} : а – при тепловом равновесии; б – в условиях теплового возбуждения спин-системы

Эксперимент проводился при температуре $T_L = 1,5$ К с образцом LaMn , выращенным из раствора с концентрациями ионов Co^{2+} и Ce^{3+} 0,1 и 3 ат.% соответственно. Спины Ce^{3+} охлаждались с помощью импульсного поля $\mathbf{H}_\perp(t)$, создававшегося при управляемом разряде батареи конденсаторов через соленоид, установленный в азотном сосуде гелиевого криостата. Импульсы поля имели приблизительно полусинусоидальную форму (длительность по основанию 35 мсек) и амплитуду 9 кЭ. Спектр электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) ионов Co^{2+} (X -центры) наблюдался на частоте 9,127 ГГц, причем развертка поля H_0 включалась в момент окончания импульса $\mathbf{H}_\perp(t)$. Исходное значение H_0 несколько превышало величину резонансного поля для перехода $1/2, -7/2 \leftrightarrow -1/2, -7/2$. Из осциллограммы спектра ЭПР ионов Co^{2+} , приведенной на рис. 2, б видно, что в условиях теплового возбуждения две крайние компоненты СТС (переходы $1/2, m \leftrightarrow -1/2, m$ с $m = -7/2$ и $-5/2$) инвертируются. Коэффициенты инверсии, определяемые из рис. 2, составляют соответственно 3,1 и 0,6. Наблюдаемый спектр обнаруживал сильную угловую зависимость; мазерный эффект возникал лишь в интервале углов $|\theta_0| < 2,5^\circ$. Были также исследованы временные зависимости сигналов индуцированного излучения. Измерения проводились при фиксированных, резонансных значениях поля H_0 ; наблюдавшиеся кривые находились в качественном согласии с предсказанными теоретически [6]. Длительность существования инверсии на переходе $1/2, -7/2 \leftrightarrow -1,2, -7/2$ составляла ~ 30 мсек. Есть основания полагать, что путем подбора оптимальных концентраций ионов Co^{2+} и Ce^{3+} мазерные характеристики исследованного вещества могут быть значительно улучшены¹⁾.

1) Эффект инверсии можно также усилить используя несимметричное по времени поле $\mathbf{H}_\perp(t)$, а именно с медленным (~ 150 мсек) подъемом и быстрым ($\sim 30/2$ мсек) спадом.

В рамках концепции квантового теплового двигателя существует глубокая аналогия [6, 7] между тепловыми ГДЛ и исследованной системой, причем последняя по основным признакам (тепловое возбуждение, частичная инверсия) ближе к ГДЛ на частичной инверсии [4]. Важно отметить, что в нашей системе, в отличие от ГДЛ, необходимый разрыв между температурами нагревателя (кристаллическая решетка в жидком гелии) и холодильника (спин-система Ce^{3+}) достигается практически без изменения температуры теплового резервуара, имеющего максимальную теплоемкость.

В заключение отметим, что вышеописанный способ выгодно отличается от обсуждавшихся, но нереализованных способов [9] получения инверсии в системе электронных спинов, основанных на идее [10] внешнего обращения внешнего магнитного поля. Последние также не связаны с использованием СВЧ-накачки, но на пути их осуществления встает трудно разрешимая проблема чрезвычайно быстрого прохождения области пересечения спиновых подуровней [9].

Авторы выражают благодарность С.А.Альтшулеру и Ю.Е.Польскому за обсуждение результатов, а также Н.В.Карлову и А.Н.Ораевскому за полезные дискуссии.

Казанский
государственный университет
им. В.И.Ульянова-Ленина

Поступила в редакцию
18 июня 1981 г.

Литература

- [1] Басов Н.Г., Ораевский А.Н. ЖЭТФ, 1963, 44, 1742.
- [2] Конюхов В.К., Прохоров А.М. Письма в ЖЭТФ, 1966, 3, 436.
- [3] Конюхов В.К., Прохоров А.М. УФН, 1976, 119, 541.
- [4] Ораевский А.Н., Родионов Н.Б., Щеглов В.А. ЖТФ, 1978, 48, 1432.
- [5] Geusic J.E. et al. Phys. Rev., 1967, 156, 343.
- [6] Вайсфельд М.П. ФТТ, 1978, 20, 124.
- [7] Vaisfel'd M.P. In: "Magnetic Resonance and Related Phenomena" (Proceedings of the XX-th Congress Ampere, Tallinn, August 21 – 26, 1978), "Springer Verlag", 1979, p. 334.
- [8] McColl J.R., Jeffries C.D. Phys. Rev., 1970, B1, 2917.
- [9] Файн В.М., Ханин Я.И. Квантовая радиофизика, М.: Советское радио, 1965, 316.
- [10] Purcell E.M., Pound R.V. Phys. Rev., 1951, 81, 279.