

Таким образом, объемные голограммы в принципе позволяют разлагать волновое поле объекта по произвольной полной системе дискретных ортонормированных функций столь же эффективно, как линза выполняет фурье-преобразование.

Автор благодарит Ю.Н. Денисюка за предложение исследовать объемные голограммы, полученные путем записи оптических моделей ортогональных функций, и ценное обсуждение работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Денисюк Ю.Н., Давыдова И.Н. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 60. В. 2. С. 365-371.
- [2] Денисюк Ю.Н., Давыдова И.Н., Байкова Л.Н. // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 63. В. 6. С. 1351-1354.
- [3] Трахтман А.М., Трахтман В.А. Основы теории дискретных сигналов на конечных интервалах. М., 1975. 208 с.
- [4] Сидорович В.Г. // ЖТФ. 1976. Т. 46. В. 6. С. 1306-1312.

Поступило в Редакцию
21 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 2

26 января 1990 г.

05.2

© 1990

МАГНИТНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ В ОБЛАСТИ КОМНАТНЫХ ТЕМПЕРАТУР

А.М. Тишин

В последнее время ввиду экологической вредности фреонов все более неотложным становится вопрос о разработке и производстве альтернативных охлаждающих устройств, работающих в области комнатных температур. Одним из возможных вариантов является создание магнитных холодильных машин (МХМ), принцип действия которых основан на использовании магнитокалорического эффекта (МКЭ). Наиболее эффективным рабочим телом для МХМ, работающих в области комнатных температур, до сих пор считался *fd* [1]. Однако для реализации потенциальных преимуществ магнитного охлаждения необходим поиск более эффективных рабочих тел, а также оптимизация конструкции МХМ.

Целью данной работы являлось определение магнетиков, пригодных для использования в качестве рабочих тел МХМ, действующих

в области комнатных температур. В работах [2-4] на основе теории молекулярного поля проведен расчет изменения магнитной части энтропии ΔS_M для ряда магнитных материалов и показано, что данная теория хорошо описывает зависимость $\Delta S_M(B, T)$ от температуры и магнитного поля для ферромагнетиков. В настоящей работе на основе теории молекулярного поля рассчитана зависимость $\Delta S_M(B, T)$ для ферромагнитных редкоземельных сплавов Tb_xGd_{1-x} . Сопоставление полученных теоретических данных с экспериментальными значениями $\Delta S_M(B, T)$ проведено для Gd . Поскольку результаты экспериментов по исследованию величины $\Delta S_M(B, T)$ в Gd в магнитных полях с индукцией менее 7 Тл отсутствуют, а сведения о МКЭ заметно различаются, были проведены экспериментальные исследования $\Delta S_M(B, T)$ в Gd .

Величина $\Delta S_M(B, T)$ определялась из измерения намагниченности $I(B, T)$ и МКЭ поликристаллического образца Gd в магнитных полях до 6 Тл. Описание методики проведения эксперимента изложено в [5].

Для вычисления $\Delta S_M(B, T)$ использовалось следующее выражение:

$$\Delta S_M(B, T) = S_M(B, T) - S_M(0, T) = \int_0^B \left(\frac{\partial I(B, T)}{\partial T} \right)_B dB, \quad (1)$$

где $S_M(B, T)$, $S_M(0, T)$ - магнитные части энтропии в поле B и в отсутствие магнитного поля соответственно.

В теории молекулярного поля намагниченность описывается функцией Бриллюэна $B_J(x)$:

$$I = NJg_J \mu_B B_J(x), \quad (2)$$

здесь μ_B - магнетон Бора, N - число спинов, J - квантовое число полного механического момента, g_J - фактор Ланде. Вычисление магнитной части энтропии в поле $S_M(B, T)$ с учетом (1) дает:

$$S_M(B, T) = R \left[\ln \operatorname{sh} \left(\frac{2J+1}{2J} x \right) - \ln \operatorname{sh} \left(\frac{x}{2J} \right) - x B_J(x) \right], \quad (3)$$

где R - газовая постоянная. Выражение (3) использовалось далее для вычислений теоретических значений $\Delta S_M(B, T)$. Экспериментальные значения величины $\Delta S_M(B, T)$ определялись в работе следующими двумя способами. При первом из них расчет проводился по формуле (1) с использованием данных по намагниченности. Во втором случае вычисления основывались на том факте, что у магнетика, находящегося при адиабатических условиях, при изменении поля от нуля до B (условия измерения МКЭ) температурная зависимость $S_{\text{общ}}(B, T)$ сдвинута относительно кривой $S_{\text{общ}}(0, T)$ на величину $\Delta T(B, T)$ - эффекта. Для этого расчета использовались экспериментальные значения $S_M(0, T)$, полученные для Gd в [1].

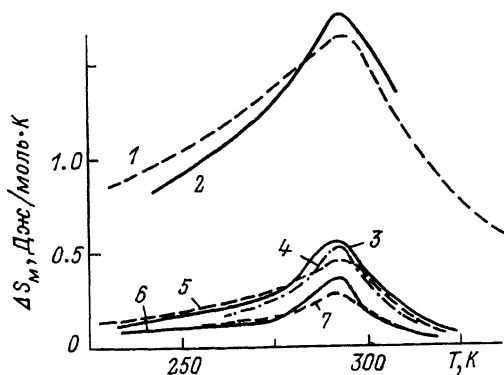


Рис. 1. Температурная зависимость изменения магнитной части энтропии ΔS_M в Gd в полях: $B=6$ Тл (кривые 1, 2), 1 Тл (3, 4, 5) и 0.5 Тл (6, 7). Теоретические кривые 1.5 и 7 рассчитаны по формулам (1)–(3). Кривые 2, 3, 6 и 4 получены из экспериментальных данных по намагниченности и магнитокалорическому эффекту соответственно.

В работе [4] показано, что эффективность использования рабочего тела в МХМ определяется максимальной хладоемкостью $(\Delta S_M \Delta T_C)_{\max}$ ($\Delta T_C = T_r - T_x$, где T_r – температура приемника теплоты, T_x – температура охлаждаемого объекта). Для реальных циклов охлаждения МХМ применение понятия хладоемкости позволяет максимизировать не всю работу внешних источников за цикл, а только полезную ее часть [4]. Важность такой оптимизации для всех температурных диапазонов показывают работы [4, 6]. Все вычисления в данной работе проведены для регенеративных циклов охлаждения. Регенеративные циклы являются обязательными, поскольку позволяют использовать максимальные значения хладоемкости, а также вследствие того, что при высоких температурах даже в нулевом поле энтропия в области магнитных фазовых переходов быстро возрастает с температурой.

На рис. 1 представлены теоретические и экспериментальные зависимости $\Delta S_M(B, T)$ от температуры для поликристалла Gd . Видно, что теоретические и экспериментальные кривые достаточно хорошо совпадают. Значения величины $\Delta S_M(B, T)$, рассчитанные по результатам измерения $I(B, T)$ и $\Delta T(B, T)$, также достаточно близки. Некоторые отличия теоретических значений $\Delta S_M(B, T)$ от экспериментальных в области температуры Кюри $T = \theta_C = 293$ К для дальнейших расчетов не существенны, поскольку температуры T_r и T_x циклов МХМ заметно отличаются от θ_C . Этот результат позволяет применять теорию молекулярного поля для вычисления величины $\Delta S_M(B, T)$ ферромагнитных сплавов $Tb_x Gd_{1-x}$ в широком диапазоне магнитных полей.

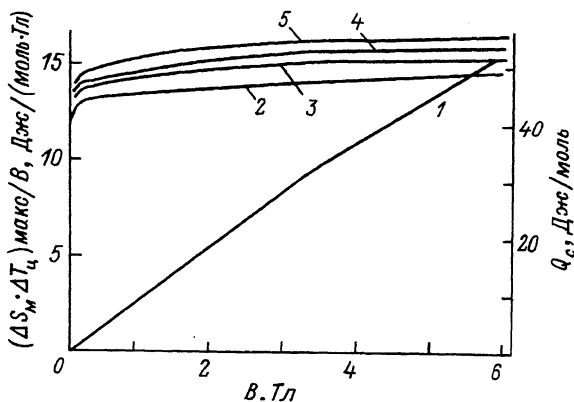


Рис. 2. Зависимость максимальной удельной хладоёмкости $(\Delta S_M \times \Delta T_c)_{\max} / B$ от поля в сплавах $Tb_x Gd_{1-x}$: 2 - $x=0$, 3 - $x=10$, 4 - $x=20$, 5 - $x=30$ ат. %. Кривая 1 - энергия Q_c , передаваемая Gd от охлаждаемого объекта к приемнику теплоты за один цикл охлаждения в зависимости от поля.

Возрастание величины $\Delta S_M(B, T)$ при увеличении поля (см. рис. 1) приводит к росту хладоёмкости. Оптимальную величину используемого в МХМ магнитного поля, наряду с T_G и T_X , позволяет определить расчет удельной максимальной хладоёмкости $(\Delta S_M \cdot \Delta T_c)_{\max} / B$. На рис. 2 представлены теоретические зависимости максимальной удельной хладоёмкости сплавов $Tb_x Gd_{1-x}$ от величины магнитного поля. Видно, что при увеличении атомного содержания Tb в сплаве максимальная удельная хладоёмкость растёт во всем диапазоне магнитных полей. Резкое уменьшение хладоёмкости начинается лишь при $B \lesssim 0.1$ Тл. В расчетах не учитывались необратимые процессы, присутствующие во всех реальных циклах. Разумная оценка величины хладоёмкости, которую можно реализовать в реальном цикле МХМ, по данным работы [4] составляет половину расчетного значения. Таким образом, один моль Gd при $B \geq 0.1$ Тл мог бы иметь в реальном цикле удельную хладоёмкость $\sim 6.5-7.5$ Дж/Тл, перекачивая, например, при $B=1$ Тл энергию $Q_c \approx 10$ Дж от температуры $T_X=187$ до $T_G=314$ К, а при $B=6$ Тл $Q_c \approx 53$ Дж от $T_X=182$ до $T_G=334$ К (см. кривую 1 на рис. 2).

Анализ полученных результатов позволяет сделать два следующих вывода. Использование сплавов $Tb_x Gd_{1-x}$ в качестве рабочих тел МХМ более эффективно, чем применение чистого Gd . Гадолиний и его сплавы с тербием имеют высокую удельную хладоёмкость в широком интервале полей от 0.1 до 6 Тл, что даёт возможность создавать высокоэкономичные МХМ, в которых используются слабые магнитные поля.

Следует отметить, что при создании МХМ необходима оптимизация периода цикла, скорости теплообмена, количества ступеней и т.д. Важную роль при выборе рабочего тела играют также технологичность, теплопроводность, потери на токи Фуко, стоимость и другие факторы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] B r o w n G.V. // J. of Appl. Phys. 1976. V. 47. N 8. P. 3673-3680.
- [2] H a s h i m o t o T., N u m a s a w a T., S h i n o M., O k a d a T. // Cryogenics. 1981. V. 21. N 11. P. 647-653.
- [3] H a s h i m o t o T., N u m a s a w a T., S h i n o M. // Physica. 1981. V. 108B. P. 1107-1108.
- [4] W o o d M.E., P o t t e r W.H. // Cryogenics. 1985. V. 25. N 12. P. 667-683.
- [5] Т и ш и н А.М. Автореферат канд.дисс. М.: МГУ, 1988. 13 с.
- [6] Н и к и т и н С.А., Т и ш и н А.М. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 8. С. 735-739.

Московский
государственный
университет
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
30 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 2
06.3; 07

26 января 1990 г.

© 1990

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ В АНИЗОТРОПНЫХ ОДНОМОДОВЫХ СВЕТОВОДАХ С ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ВНЕШНЕЙ ОБОЛОЧКОЙ

З.Э. А р у т ю н я н, С.Ю. С у р и н

Широкое использование анизотропных одномодовых световодов (АОС) в системах когерентной связи [1], датчиках физических величин [2] и различных нелинейно-оптических устройствах [3] обусловило интенсивное исследование свойств таких структур как экспериментальными, так и теоретическими методами.

Одним из распространенных типов анизотропных световодов являются АОС, анизотропия которых обусловлена азимутально несимметричными термоупругими напряжениями, создаваемыми в круглой