

01;07

Коэффициент полезного действия оптической тепловой машины в обратном термодинамическом цикле

© С.Н. Андрианов, Ю.Е. Польский

ФГУП НПО „Государственный институт прикладной оптики“, Казань
E-mail: andrianov@bancorp.ru

Поступило в Редакцию 24 июля 2003 г.

На основе первого начала термодинамики с использованием законов излучения получено выражение для коэффициента полезного действия оптической тепловой машины в обратном термодинамическом цикле с учетом параметров системы. На основании этих соотношений определены требования, предъявляемые к параметрам оптической тепловой машины при построении практических устройств.

Исследования лазерного охлаждения твердых тел в последние годы бурно развиваются [1,2], и в связи с ожидающимися многочисленными применениями в технике актуальным является вопрос о коэффициенте полезного действия оптической тепловой машины в обратном термодинамическом цикле (к. п. д.). Этому вопросу посвящены многочисленные работы [3–6], основывающиеся на термодинамическом рассмотрении Л.Д. Ландау [7] явления фотолюминесценции. В этих работах коэффициент полезного действия выражается через изменение энтропии входящего в оптическую тепловую машину и выходящего из нее излучения. Такой подход использует данные по спектральной плотности соответствующих излучений. Это требует привлечения дополнительных экспериментальных данных. Для конструирования технических систем

удобно иметь формулу, в которой коэффициент полезного действия выражен через параметры конструируемой системы без постановки предварительных экспериментов. В работах [3–6] вычислен коэффициент полезного действия Карно, т.е. предельная величина к.п.д. в пренебрежении приращением энтропии внутри образца, а для величины к.п.д. по преобразованию энергии в прямом [4] и обратном [5,6] термодинамическом цикле даны лишь оценочные соотношения.

В данной работе найден к.п.д. по преобразованию энергии в обратном термодинамическом цикле оптической тепловой машины на основании первого начала термодинамики с использованием законов Бугера–Бера и Стефана–Больцмана и даны рекомендации по построению оптического рефрижератора.

Следуя [3–7], первое начало термодинамики для оптической тепловой машины в обратном термодинамическом цикле можно записать как

$$W = Q_1 + Q_2, \quad (1)$$

где Q_1 — количество энергии, подводимое с внешним излучением к телу, Q_2 — количество энергии, отводимое от тела вместе с его излучением, $W = W_1 + W_2$ — количество энергии, отбираемое рабочим телом у холодного тела при переходах между соответствующими подуровнями в антистоксовой модели лазерного охлаждения (см. рисунок). В (1) учтен лишь радиационный нагрев со стороны окружающей среды и не включены малые добавки, обусловленные контактным теплообменом с окружающей средой, а также выделение тепла в ходе рассеяния излучения и релаксационных процессов в самом рабочем теле. Здесь

$$W = P_1 \tau, \quad (2)$$

где P_1 — мощность охлаждения, τ — время наблюдения и

$$Q_1 = (P_2 + P_3) \tau, \quad (3)$$

где P_2 — мощность падающего лазерного излучения, а P_3 — мощность радиационного нагрева. Согласно закону Бугера–Бера и работе [8],

$$P_1 = P_2 \frac{\Delta\nu}{\nu_4} (1 - e^{-\alpha L}), \quad (4)$$

где ν_4 — частота поглощаемого излучения, $\Delta\nu$ — отстройка центральной частоты излучения флуоресценции от частоты излучения накачки

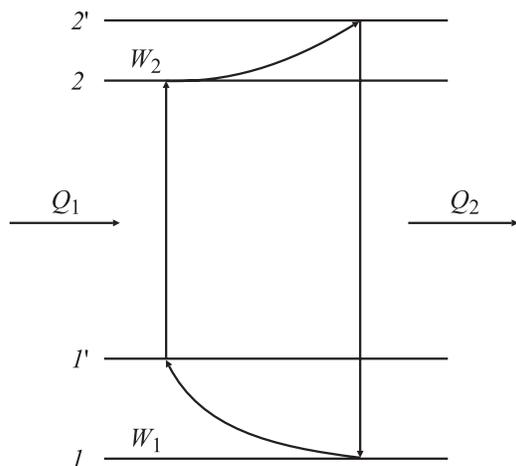


Схема рабочих уровней и переходов рабочего тела (I и 2 — рабочие электронные уровни, I' и $2'$ — их колебательные подуровни). Излучение накачки с энергией Q_1 и частотой ν_4 вызывает переход $I' \rightarrow 2$, в ходе которого у колебательной системы забирается энергия W_1 . Затем у колебательной системы забирается энергия W_2 и происходит флуоресценция с энергией Q_2 и частотой ν .

в длинноволновом крыле контура линии поглощения, α — показатель поглощения на частоте накачки, L — длина оптического пути излучения накачки в веществе. Согласно закону Стефана–Больцмана, для излучения абсолютно черного тела

$$P_3 = \sigma S T_0^4, \quad (5)$$

где σ — постоянная Стефана–Больцмана, S — площадь поверхности рабочего тела, T_0 — температура термостата.

Тогда выражение для к.п.д. обратного термодинамического цикла имеет следующий вид:

$$\kappa = \left| \frac{W}{Q_1} \right| = \frac{\Delta\nu(1 - e^{-\alpha L})}{\nu_4(1 + \sigma S T_0^4 / P_2)} \quad (6)$$

или при $\alpha L \ll 1$

$$\kappa_I = \frac{\Delta\nu\alpha L}{\nu_4(1 + \sigma S T_0^4 / P_2)}. \quad (7)$$

Выражение (7) показывает, что к.п.д. в случае оптически тонких образцов возрастает при увеличении показателя поглощения и длины оптического пути излучения накачки. Для оптически толстых образцов при $\alpha L \gg 1$ из выражения (6) получим, что

$$\kappa_{II} = \frac{\Delta\nu}{\nu_4(1 + \sigma ST_0^4/P_2)}. \quad (8)$$

Сравнение выражений (7) и (8) показывает, что $\kappa_I < \kappa_{II} < 1$. Выражение (8) показывает, что к.п.д. уменьшается при увеличении температуры окружающей среды и поверхности рабочего тела, однако к.п.д. увеличивается при увеличении мощности накачки и при больших мощностях примерно равно

$$\kappa_{II} = \frac{\Delta\nu}{\nu_4}. \quad (9)$$

Выражение (9) показывает, что при одной и той же частотной отстройке к.п.д. тем больше, чем меньше частота излучения накачки.

Таким образом, из полученных соотношений следует, что к.п.д. оптической тепловой машины возрастает при увеличении допустимой спектральной отстройки, при увеличении оптической толщины рабочего образца, при уменьшении площади поверхности рабочего тела и температуры окружающей среды, увеличении мощности падающего лазерного излучения, а также при выборе рабочей примеси с меньшей частотой резонансного перехода. Однако при этом следует иметь в виду, что:

- 1) увеличение оптического пути за счет увеличения показателя поглощения при росте концентрации примесей может, как хорошо известно, приводить к концентрационному тушению люминесценции, что прекращает охлаждение;
- 2) возможность увеличения к.п.д. за счет увеличения мощности падающего излучения ограничена процессами насыщения;
- 3) уменьшение резонансной частоты перехода ограничено возрастанием вероятности многофононных процессов релаксации, что прекращает процессы лазерного охлаждения.

Отметим, что данная работа поддержана грантом МНТЦ (ISTC) № 2121, грантом РФФИ № 01-02-17730а и грантом „Интеграция“ № Б0019.

Список литературы

- [1] *Epstein R.I., Buchwald M.I., Edwards B.C. et al. // Nature. 1995. V. 377. P. 500–502.*
- [2] *Hoit C.W., Hasselbeck M.P., Sheik-Bahae M. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2003. V. 20. N 5. P. 1–10.*
- [3] *Чукова Ю.П. Антистоксова люминесценция и ее новые приложения. М.: Радио и связь, 1980. 192 с.*
- [4] *Landsberg P.T., Tonge G. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 7. P. R1–R20.*
- [5] *Kosloff R., Geva E., Gordon J.M. // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. N 11. P. 8093–8097.*
- [6] *Palao J.P., Kosloff R., Gordon J.M. // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. P. 1–8.*
- [7] *Landau L.D. // J. Phys. USSR. 1946. V. 10. P. 503–506.*
- [8] *Lamouche G., Lavallard P., Suris R. et al. // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. N 1. P. 509–516.*