

5 левой колонки) изменения в характере излучения фоновых импульсов при сканировании $\langle J_{inj} \rangle$ проявляются достаточно заметно, тогда как на нижней (мягкой) ветви подобные изменения практически отсутствуют (рис. 2, осциллограмма 1—4 левой колонки и осциллограмма 1 правой колонки), что можно сопоставить с результатами анализа фазерной бистабильности в режиме усиления [4].

Скачкообразные переходы между показанными на рис. 2 ветвями хаотического излучения фоновых импульсов происходят соответственно при $\langle J_{inj} \rangle \uparrow \approx 400$ мкВт/см² и $\langle J_{inj} \rangle \downarrow \approx 50$ мкВт/см², причем явно выраженные скачки наблюдаются лишь в случае очень медленного сканирования $\langle J_{inj} \rangle$ ($(d\langle J_{inj} \rangle) / (dt) < 0.1$ дБ/с). При этом соответственно реализуются и скачкообразные изменения эффективной геометрии АРФП, которые можно объяснить с точки зрения модели конфигурационной бистабильности резонаторов [13].

Список литературы

- [1] Ганатольский Е. М., Маковецкий Д. Н. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 202—204.
- [2] Маторин И. И., Пиковский А. С., Ханин Я. И. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 10. С. 2096—2103.
- [3] Tredicce J. R., Arecchi F. T., Puccioni G. P. et al. // Phys. Rev. 1986. Vol. A34. N 3. P. 2073—2081.
- [4] Маковецкий Д. Н., Ворсуль К. В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 86—90.
- [5] Маковецкий Д. Н. Автореф. канд. дис. Харьков, 1984.
- [6] Ганатольский Е. М., Маковецкий Д. Н. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. Вып. 1. С. 203—217.
- [7] Peskovatskii S. A. // Phys. Stat. Sol. 1971. Vol. B44. N 2. P. 543—550.
- [8] Grebogi C., Ott E., Romeiras F., Yorke J. A. // Phys. Rev. 1987. Vol. A36. N 11. P. 5365—5380.
- [9] Solari H. G., Eschenazi E., Gilmore R., Tredicce J. R. // Opt. Commun. 1987. Vol. 64. N 1. P. 49—53.
- [10] Dangoisse D., Glorieux R., Hennequin D. // Phys. Rev. 1987. Vol. A36. N 10. P. 4775—4791.
- [11] Meucci R., Poggi A., Arecchi F. T., Tredicce G. R. // Opt. Commun. 1988. Vol. 65. N 2. P. 151—156.
- [12] Маковецкий Д. Н. // УФЖ. 1985. Т. 30. № 11. С. 1737—1740.
- [13] Lee C. S., Osada H. // Opt. Lett. 1985. Vol. 10. N 5. P. 232—234.

Институт радиифизики и электроники
Харьков

Поступило в Редакцию
22 апреля 1991 г.

01
© 1992 г.

Журнал технической физики, т. 62, в. 2, 1992

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ТЕПЛА В РАБОТУ С ПОМОЩЬЮ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ СИСТЕМ

А. С. Зильберглейт, Г. В. Скорняков

Введение

Наиболее эффективным способом преобразования тепла в работу, обладающим максимальным КПД, принято считать цикл Карно. В частности, преобразование тепла в работу может производиться с помощью упругих твердых тел. Их сжатие или растяжение в адиабатических условиях, вообще говоря, сопровождается изменением температуры. Этого вполне достаточно для использования таких тел в цикле Карно.

Однако существуют такие деформации, как изгиб, при которых одна часть упругого тела испытывает сжатие, а другая — растяжение таким образом, что температура тела не меняется. Суммарный механокалорический эффект обращается при этом в нуль, изотермы системы совпадают с адиабатами и никакого преобразования тепла в работу в цикле Карно происходить не будет. Конкретным

примером системы такого типа может служить витая упругая пружина. Тем не менее, если жесткость пружины зависит от температуры, она может быть использована для преобразования тепла в работу. Для этого ее деформирование нужно производить при меньшем значении жесткости, а восстанавливать исходную форму — при большем.

Среди известных систем преобразования тепла в работу, по-видимому, наиболее близки к рассматриваемым системы, использующие эффект памяти формы [1].

Потенциальные системы и их свойства

Закон сохранения энергии (первое начало термодинамики) для пружины имеет вид

$$\delta Q = dE + \delta W = dE + Fdx, \quad (1)$$

где внутренняя энергия E и сила натяжения F , приложенная к пружине, суть функции температуры T и удлинения пружины x ; δQ — передаваемое пружине количество тепла; δW — совершаемая ею работа.

В отсутствие механокалорического эффекта, т. е. в случае неизменности температуры пружины при ее деформировании в адиабатических условиях, сила F потенциальна

$$F(T, x) = - \frac{\partial E(T, x)}{\partial x}. \quad (2)$$

Однопараметрические термодинамические системы, внутренняя энергия которых служит потенциалом обобщенной силы, будем называть потенциальными. Изменение температуры потенциальной системы возможно лишь в результате теплообмена с внешней средой. Закон сохранения энергии для потенциальной системы сводится к равенству

$$\delta Q = \frac{\partial E(T, x)}{\partial T} dT. \quad (3)$$

Рассмотрим преобразование тепла в работу в результате следующего циклического процесса. В исходном положении при температуре T_1 пружина растянута на длину x_1 . После ее изотермического (и адиабатического) растяжения до длины x_2 она охлаждается до температуры T_2 , причем натяжение пружины возрастает, а затем пружина изотермически (адиабатически) сокращается до исходной длины. Цикл замыкается в результате нагрева пружины до исходной температуры. Произведенная за цикл работа равна

$$W = E(T_1, x_1) - E(T_2, x_1) - E(T_1, x_2) + E(T_2, x_2) = \int_{T_1}^{T_2} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial^2 E(T, x)}{\partial T \partial x} dT dx. \quad (4)$$

Таким образом, произведенная за цикл работа определяется изменением теплоемкости пружины при растяжении или, что вследствие (2) то же самое, температурной зависимостью силы F . Жесткость пружины из обычных материалов при охлаждении, как правило, растет, а ее теплоемкость при растяжении падает ($(\partial^2 E)/(\partial T \partial x) < 0$). В противном случае, встречающемся в системах с памятью формы, для производства работы в цикле при большем растяжении пружину следует нагревать, а при меньшем — охлаждать.

Вследствие передачи тепла холодильнику термодинамический КПД преобразования тепла в работу в рассмотренном цикле, разумеется, меньше единицы. Поступившее от нагревателя количество тепла равно

$$Q_1 = E(T_1, x_1) - E(T_2, x_1). \quad (5)$$

В результате термодинамический КПД определяется выражением

$$\eta = \frac{W}{Q_1} = 1 - \frac{E(T_1, x_2) - E(T_2, x_2)}{E(T_1, x_1) - E(T_2, x_1)}. \quad (6)$$

Очевидно, при $T_2 \rightarrow T_1$ как произведенная за цикл работа, так и поступившее от нагревателя количество тепла стремятся к нулю, но их отношение конечно. В этих условиях термодинамический КПД преобразования тепла в работу в рассмотренном цикле превышает КПД цикла Карно, стремящийся к нулю при $T_2 \rightarrow T_1$,

$$\eta_{T_2 \rightarrow T_1} = 1 - \frac{\frac{\partial E(T, x_2)}{\partial T}}{\frac{\partial E(T, x_1)}{\partial T}}. \quad (7)$$

Характерная особенность потенциальной системы заключается в том, что интегрирующий делитель линейной дифференциальной формы (3) $\Theta(T, x)$ не равен T .¹ Он определяется уравнением

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\Theta} \frac{\partial E(T, x)}{\partial T} \right) = 0, \quad (8)$$

из которого следует

$$\Theta(T, x) = f(T) \frac{\partial E(T, x)}{\partial T}, \quad (9)$$

где $f(T)$ — произвольная функция температуры.

Именно благодаря несовпадению интегрирующего делителя формы (3) с абсолютной газовой температурой термодинамический КПД преобразования тепла в работу в рассмотренном цикле и превышает КПД цикла Карно.

Любая однопараметрическая термодинамическая система имеет интегрирующий делитель Θ , и как раз $\Theta(T, x)$, а не температуру T , измеряемую газовым термометром, следует считать термодинамической температурой системы. Отождествление этих величин, диктуемое вторым началом термодинамики [3, 4], хотя и оправдывается в ряде конкретных случаев, никогда не было предметом достаточно тщательной экспериментальной проверки на широком классе физических объектов. По существу это требование второго начала является избыточной и никак эмпирически не обоснованной аксиомой.

Потенциальные системы, по-видимому, — первый конкретный и весьма простой пример с $\Theta \neq T$. Полагая в (9) $f(T) \equiv 1$, видим, что при таком выборе интегрирующего делителя газовая температура T играет для потенциальной системы роль энтропии S_Θ , ибо

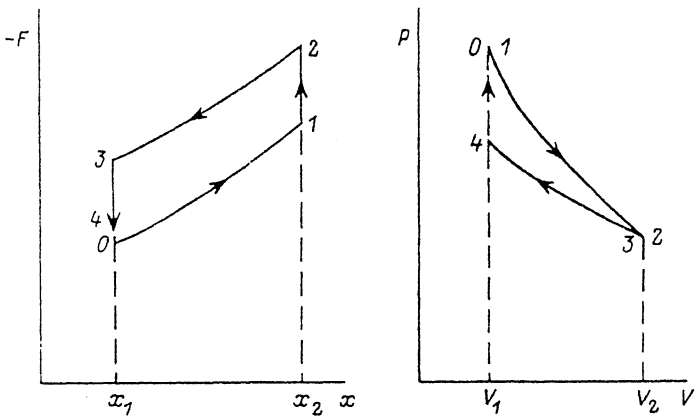
$$dS_\Theta = \frac{\partial Q}{\Theta} = dT.$$

Роль же термодинамической температуры в соответствии с (9) играет теплоемкость $\Theta = \partial E / \partial T$. "Цикл Карно" для потенциальной системы состоит из двух "адиабат" $T = T_1$ и $T = T_2$ и двух "изотерм" $\Theta = \Theta_1$ и $\Theta = \Theta_2$, а его КПД, естественно, определяется формулой

$$\eta_c = \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{\Theta_1}.$$

Для рассмотренного циклического процесса эта величина достигается в

¹ К. Трусселл выражал крайнее недоумение тем, что температуру принято считать интегрирующим делителем линейной дифференциальной формы, выражающей закон сохранения энергии любой термодинамической системы [2].



(F, x)- и (P, V)-диаграммы преобразования тепла в работу в двухпараметрической системе.

Каждый этап процесса приводит к изменению состояния потенциальной системы. Ввиду совпадения изотерм и адиабат потенциальной системы изменения x на этапах (0—1) и (2—3) не приводят к изменению состояния идеального газа.

пределе $T_2 \rightarrow T_1$.

Двухпараметрические системы

Итак, пример потенциальных термодинамических систем показывает, что термодинамические температуры — интегрирующие делители — однопараметрических систем могут быть различными и отличаться от абсолютной газовой температуры. Но отсюда немедленно следуют существование многопараметрических систем, вовсе интегрирующего делителя не имеющих [5], и тем самым несостоятельность второго начала как универсального физического принципа. Действительно, соединение с помощью изотермической перегородки двух однопараметрических систем с разными термодинамическими, но одинаковыми газовыми температурами дает двухпараметрическую систему, у которой интегрирующий делитель, а с ним и термодинамическая температура и энтропия отсутствуют. Снимаются при этом не только известные ограничения на КПД преобразования тепла в работу, но и сама необходимость использования холодильника. Преобразование тепла в работу перестает быть процессом, сопутствующим передаче тепла от нагревателя в холодильник. Чтобы проиллюстрировать это, обратимся вновь к потенциальным системам.

Приводя потенциальную систему в тепловой контакт с идеальным газом, приходим к двухпараметрической системе, энергетическая пфаффова форма которой вообще не имеет интегрирующего делителя. В самом деле, закон сохранения энергии такой двухпараметрической системы имеет вид

$$\delta Q = \left(\frac{\partial E(T, x)}{\partial T} + C_V(T) \right) dT + P(T, V) dV, \quad (10)$$

где C_V — теплоемкость газа при постоянном объеме V , P — давление.

Принципиально важно, что в (10) стоит дифференциальная форма не двух, а трех независимых переменных — T , V и x , но коэффициент при dx тождественно равен нулю. Совершенно очевидно, что в сколько-нибудь общем случае интегрирующий множитель существовать при этом не может. Формально дело сводится к проверке критерия Фробениуса [6], приводящего для формы (10) к условию

$$P \frac{\partial^2 E(T, x)}{\partial T \partial x} = 0. \quad (11)$$

В случае зависимости теплоемкости пружины от растяжения $((\partial^2 E)/(\partial T \partial x) \neq 0)$ условие (11) заведомо не выполняется, интегрирующий множитель пфаффовской формы (10) не существует, а циклические процессы в такой системе делают возможным преобразование тепла в работу без использования холодильника. Продемонстрируем это на конкретном примере (см. рисунок).

В исходном состоянии при температуре T_1 пружина растянута на длину x_1 , а находящийся с ней в тепловом контакте идеальный газ занимает объем V_1 . На первом этапе цикла производится изотермическое (и адиабатическое) растяжение пружины до длины x_2 при неизменном объеме газа. На втором этапе длина пружины остается неизменной, а газ адиабатически расширяется до объема V_2 , понижая температуру. Третий этап цикла заключается в изотермическом (адиабатическом) сокращении пружины до исходной длины x_1 при неизменном объеме газа. Теплоемкость пружины при этом увеличивается. На четвертом этапе производится адиабатическое сжатие газа. Вследствие роста теплоемкости пружины по сравнению с ее теплоемкостью на втором этапе рост температуры при сжатии происходит медленнее, и при достижении исходного объема V_1 температура системы окажется меньше исходной. Для замыкания цикла необходим нагрев системы до исходной температуры. В результате как пружина, так и идеальный газ производят работу. Никакой передачи тепла холодильнику не происходит. Если теплоемкость пружины при растяжении не уменьшается, а растет, то последовательность этапов должна быть, естественно, иной, но результат останется тем же.

Выводы

Условие (2) дает возможность определить интегрирующий делитель формы (1) и убедиться в том, что в общем случае он не равен абсолютной газовой температуре. Чтобы температура T была интегрирующим делителем формы (1), необходимо выполнение условия

$$\frac{\partial F}{\partial T} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial E}{\partial x} + F \right). \quad (12)$$

Ни теоретических, ни экспериментальных оснований для этого нет.

Аналогом условия (12) для систем, внешним параметром которых служит объем V , а обобщенной силой давление P , является известное соотношение [6]

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T + P \right]. \quad (13)$$

Оно соблюдается как для идеального, так и для ван-дер-ваальсова газа. Однако уравнение ван-дер-Ваальса по существу есть не более чем интерполяционная формула, оно заведомо неприменимо для описания газовых смесей в области высоких давлений. Следовательно, нет оснований утверждать, что равенство (13) в этой области будет верным. Поскольку уравнение ван-дер-Ваальса содержит два подгоночных параметра, то надежно установить выполнение или нарушение условия (13) по экспериментальным данным трудно. Лишь в случае потенциальных систем нарушение условия, аналогичного (12), должно проявляться явно.

По-видимому, однопараметрические термодинамические системы, интегрирующий делитель которых равен абсолютной газовой температуре, являются исключительными, несмотря на то что к ним относятся не только газовые, но и парожидкостные системы при низких давлениях: выбирая такую систему наугад, с вероятностью, равной единице, обнаружим, что ее термодинамическая температура отлична от T . В обычных конструкционных материалах зависимость жесткости от температуры выражена слабо, поэтому для создания систем такого

типа следует использовать материалы, обладающие эффектом памяти формы. Соответственно, в системах, внешним параметром которых служит объем, необходимы высокие давления в газовых и парожидкостных смесях. Преобразование тепла в работу с помощью подобной системы требует наличия двух термостатов, но свободно от ограничений, накладываемых классической формулой Карно. Соединив ее посредством изотермической перегородки с идеальным газом, получаем двухпараметрическую систему, не имеющую интегрирующего множителя. Преобразование тепла в работу с помощью такой двухпараметрической системы возможно с использованием лишь одного термостата.

Преобразование тепла в работу с помощью потенциальных систем служит наглядным доказательством неуниверсальности второго начала термодинамики.

Список литературы

- [1] Лихачев В. А., Кузьмин С. Л., Каменева З. П. Эффект памяти формы. Л., 1987. 216 с.
- [2] Truesdell C. // The tragicomical history of thermodynamics. 1822—1854. Springer Verlag, 1980. P. 335.
- [3] Каратеодори К. // Развитие современной физики. М.: Наука, 1964. С. 188—222.
- [4] Борн М. // Там же. С. 223—256.
- [5] Silbergleit A. S., Skornyakov G. V. // Proc. 59th Heraeus Seminar on Balances in Atmosphere and the Energy Problem. Amsterdam: North-Holland, 1991. P. 159—170.
- [6] Леонтович М. А. Введение в термодинамику. Статистическая физика. М.: Наука, 1983. 416 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
4 июля 1991 г.

04

Журнал технической физики, т. 62, в. 2, 1992

© 1992 г.

ГЕНЕРАЦИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА И КОЛЕБАТЕЛЬНО ВОЗБУЖДЕННЫХ МОЛЕКУЛ В НИЗКОВОЛЬТНОМ ЦЕЗИЙ-ВОДОРОДНОМ РАЗРЯДЕ

Ф. Г. Бакинт, В. Г. Иванов

1. В [1—3] была теоретически показана возможность получения большой концентрации N_{H^-} отрицательных ионов водорода в низковольтном цезий-водородном разряде. В таком разряде энергия пучка электронов, ускоренных на прикатодном падении напряжения φ_k , расходуется в основном на разогрев тепловых электронов плазмы [4]. Тепловые электроны ионизуют атомы цезия, колебательно возбуждают молекулы водорода и обеспечивают генерацию отрицательных ионов водорода за счет диссоциативного прилипания разогретых ($T_e \geq 1$ эВ) электронов к колебательно-возбужденным молекулам H_2 [5].

Теоретическая модель разряда, развитая в [1, 2], была приближенной и исходила из предположения об однородности плазмы в зазоре. Расчеты, выполненные в [3] путем весьма трудоемкого решения полной системы уравнений, описывающих разряд, показали, что упрощенная однородная модель позволяет практически точно определить средние по зазору значения параметров плазмы. С использованием однородной модели в [6] была проведена оптимизация разряда с целью получения наибольшей концентрации N_{H^-} отрицательных ионов водорода в плазме. Было показано, что оптимальными значениями являются $p_{H_2} L \sim 1$ Тор·см, $N_{Cs}^{(0)} \approx 10^{14}$ см⁻³. Здесь p_{H_2} — давление водорода, L — зазор, $N_{Cs}^{(0)}$ — полная средняя концентрация цезия в зазоре (ионы Cs^+ + атомы Cs).