

01;03

Концепция низкоэнтропийного сжатия в приложении к проблеме создания химически чистых гиперзвуковых труб

© И.В. Соколов

Институт общей физики РАН, Москва

Поступило в Редакцию 28 апреля 1997 г.

Из анализа термодинамических ограничений на возможность создания химически чистых гиперзвуковых труб (в которых воздух не перегревается до температуры окисления азота) сделан вывод о том, что ускорение потока газа до входа в сверхзвуковое сопло в таких трубах должно быть нестационарным. Определены термодинамически идеальные параметры для такой схемы и предложены технические решения.

В лазерном термоядерном синтезе известна концепция низкоэнтропийного сверхсжатия [1]. Цель ее заключается в создании возможно более высокой плотности вещества ρ при ограничении на давление $P(\rho, s)$ (s — энтропия). Для этого s должно иметь минимально возможное значение, равное начальному значению s в несжатом веществе. Изоэнтропическое сжатие требует отсутствия ударных волн и достигается в простой волне [2], которая создается ускоряющейся оболочкой.

Покажем, что физические проблемы, с которыми сталкиваются при разработке гиперзвуковых труб, во многом аналогичны задаче низкоэнтропийного сжатия и могут в принципе решаться тем же способом.

Для обдува тел потоком воздуха со скоростью v , типичной для входа в атмосферу, гиперзвуковая труба должна иметь следующие характеристики (T — температура):

$$P_0 \sim 1 \text{ Торр}, \quad T_0 \sim 250^\circ \text{ К}, \quad v_0 \cong 4-5 \text{ км/с},$$

$$h_0 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{v_0^2}{2} \cong 10 \text{ МДж/кг}, \quad (1)$$

$\gamma = 1.4$ — показатель адиабаты. Введение удельной энтальпии h удобно тем, что в отсутствии нагрева $h = \text{const}$ в стационарном потоке, а при

объемном нагреве сторонним источником $dh = dQ$, где dQ — теплота, сообщаемая единице массы газа.

В "традиционной" схеме гиперзвуковой трубы высокие значения h достигаются с помощью нагрева покоящегося ($v = 0$) газа в камере высокого давления и стационарного — с сохранением h — истечения газа из камеры высокого давления через сверхзвуковое сопло. Однако при $v = 0$ значение энтальпии (1) соответствует температуре $T_s \cong 6 \cdot 10^3$ К, при которой происходит заметное окисление азота [2]. Если требуется соответствие состава воздуха в гиперзвуковой трубе химическому составу верхних слоев атмосферы, то температура во всем процессе ускорения не должна превышать критические значения

$$T \leq T_c \cong 2000-2500 \text{ К.} \quad (2)$$

Для преодоления противоречия между высоким значением T_s и условием (2) в [3] предлагалось при умеренном значении $h \cong 3 \text{ MJ/kg}$ в камере высокого давления восполнить дефицит энтальпии $h_0 - h$ путем нагрева потока в сверхзвуковом сопле с помощью мощного лазера или СВЧ-генератора.¹ Однако термодинамические ограничения на $h_0 - h = \int dQ$ указывают на недостаточность такого подхода [4]. Первый закон термодинамики дает:

$$dQ = dU + vdv = dU - dP/\rho, \quad (3)$$

U — внутренняя энергия. Работа, совершаемая газом, приравнена приращению кинетической энергии $d(v^2/2)$, затем использовано уравнение $\rho v dv/dx = -dP/dx$. Предположим для простоты, что начальная температура $T_m = T_c$. Чтобы найти ограничение на h_0 , при заданных начальных и конечных значениях ρ_{in} , $T_{in} = T_c$, ρ_0 , P_0 определим максимальное количество теплоты $h_0 - h = \int dQ$, которое может быть передано потоку газа без нарушения условия (2).

Из свойства экстремальности работы, совершаемой в цикле Карно (второе начало термодинамики), следует, что максимум функционала $\int dQ$ достигается в полуцикле Карно: нагрев и расширение газа в сверхзвуковом сопле должны происходить изотермически до состояния

¹ Возможно, имеет смысл рассмотреть также разогрев газа мощным нейтронным потоком от ядерного реактора. Отметим, что нерадикационные методы подогрева потока газа используются в реально действующих гиперзвуковых трубах, но их вклад в конечную энтальпию незначителен.

$T = T_c$, $\rho = \rho_f = \rho_0(T_c/T_0)^{1/(\gamma-1)} \sim 10^{-4}-10^{-3} \text{ g/cm}^3$, связанного адиабатой с конечным состоянием. Ниже по потоку нагрев должен отсутствовать. Из (3):

$$h_0 - h \leq RT_c \ln(\rho_{in}/\rho_f) \sim 0.6 \text{ MJ/kg} \ln(\rho_{in}/\rho_f), \quad (4)$$

и даже при $\rho_{in} \sim 0.5 \text{ g/cm}^3$ приращение энтальпии недостаточно для получения (1).

С учетом (4) поток газа должен иметь достаточно высокое значение h уже при входе в сверхзвуковое сопло (до нагрева), которое не может быть создано с помощью стационарного истечения из камеры высокого давления без нарушения условия (3). Схема ускорения газа, входящего в сверхзвуковое сопло, должна быть нестационарной, чтобы h могла увеличиваться.²

Приходим к следующей задаче. Рассмотрим нестационарное ускорение одномерного потока газа движущимся со скоростью $V(t)$ поршнем. В начальный момент времени $t = 0$ газ покоится, параметры газа T_s , ρ_s , скорость звука c_s , начальное расстояние между поршнем и сверхзвуковым соплом равно L . Определим максимальное значение энтальпии, которое может быть передано газу без нарушения (2).

Задача аналогична проблеме низкоэнтропийного сжатия. Максимально возможное h достигается при сжатии без образования ударной волны, т.е. в простой волне Римана. При этом $c = c_s + 2v(\gamma - 1)$ [2] и с учетом (2) имеем:

$$h_{max} = \frac{c_{max}^2}{\gamma - 1} + \frac{v_{max}^2}{2} = \frac{c_s^2}{\gamma - 1} \left[\frac{T_c}{T_s} + \frac{2}{\gamma - 1} \left(\sqrt{\frac{T_c}{T_s}} - 1 \right)^2 \right]. \quad (5)$$

Первый член в квадратных скобках связан с нагревом, второй — с кинетической энергией. Из-за большого коэффициента $2/(\gamma - 1) \approx 7$ вклад кинетической энергии преобладает при $T_c > 1.3T_s$. Если потребовать, чтобы вся масса газа приобретала энтальпию (5), то зависимость $V(t)$ становится вполне определенной:

$$V = \frac{2c_s}{\gamma - 1} \left[\left(1 - \frac{t}{\tau} \right)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} - 1 \right], \quad t < \tau \left[1 - \left(\frac{T_c}{T_s} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2\gamma-2}} \right],$$

² Подчеркнем, что необходимо именно нестационарное ускорение потока, и многочисленные нестационарные методы генерации высокого давления в покоящемся газе в камере высокого давления (с помощью электрического разряда, взрыва, имплозии, разогнанных поршней) не решают проблему.

$$V = \frac{2c_s}{\gamma - 1} \left(\sqrt{\frac{T_c}{T_s}} - 1 \right), \quad \tau \left[1 - \left(\frac{T_c}{T_s} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2\gamma-2}} \right] < t < \tau, \quad \tau = L/c_s. \quad (6)$$

При этом формируется однородная пробка газа с длиной $l = L(T_s/T_c)^{1/(\gamma-1)}$ и

$$v = \frac{2c_s}{\gamma - 1} \left(\sqrt{\frac{T_c}{T_s}} - 1 \right), \quad c = c_s \sqrt{\frac{T_c}{T_s}}, \quad \rho = \rho_s \left(\frac{T_c}{T_s} \right)^{1/(\gamma-1)} = \rho_s L/l. \quad (7)$$

Значение энтальпии соответствует (5) и при $T_s = 280 \text{ K}$, $T_c = 2000 \text{ K}$ равно $h \cong 10 \text{ MJ/kg}$. После расширения и подогрева воздушной пробки в сверхзвуковом сопле с дальнейшим ростом энтальпии ее значение с запасом превышает требуемое (1). Вывод: при нестационарном ускорении воздуха до входа в сверхзвуковое сопло и радиационном подогреве в сверхзвуковом сопле создание химически чистой (не нарушающей условия (2)) гиперзвуковой трубы возможно.

В приложениях необходим компромисс между ТД идеальными схемами (дающими верхние оценки и принципы запрета) и техническими возможностями. Например, представляется реальной схема, в которой движущаяся пробка газа создается с помощью ударной трубы [2], а затем входит в сверхзвуковое сопло, где нагревается и ускоряется. При этом также можно получить $h_0 \sim 10 \text{ MJ/kg}$.

Наконец, воздух в процессе ускорения может пребывать не в газовой фазе, а в виде льдинок. Приходим к следующей схеме: "сноубласт"³ ускоряет льдинки до скорости $\cong 5 \text{ km/s}$ и вбрасывает их в микроволновую печь, испаряющую льдинки за время пролета. На выходе получается стационарный (!) поток воздуха.

В такой схеме требования к мощности радиационного нагрева уменьшаются до реальных значений, однако задача ускорения даже одиночной льдинки (активно исследуемая в связи с проблемой инжекции таблеток горючего в термоядерный реактор [5]) представляет значительную техническую трудность.

Благодарю А.В. Красильникова (ЦНИИМаш) за консультации, И.А. Косого (ИОФАН) и М. Carlan'a (LLNL) за привлечение автора к работе по проекту US DOE No. W-7405-ENG-48.

³ Специальная снегоуборочная машина — снегомет. ("Мощными насосами он всасывает снег, который отгребали два снегоочистителя, и выбрасывал его могучим каскадом за пределы взлетно-посадочной полосы." А. Хейли. "Аэропорт").

Список литературы

- [1] *Забабихин Е.И., Забабихин И.Е.* Явление неограниченной кумуляции. М.: Наука, 1988.
- [2] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- [3] *Miles R., Brown G.* et al. // *AIAA Journal*. 1995. V. 55. N 8. P. 1463–1470.
- [4] *Caplan M., Kossyi I., Sokolov I., Silakov V.* // Rep. UCL-CR-124366, S/C-B319818. Livermore, 1996.
- [5] *Манзон Б.М.* // *Усп. физ. наук*. 1981. Т. 134. В. 4. С. 611–639.