МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА ПРИ СОЗДАНИИ ТЯГИ

Бережинский Р.А., Захаров А.М., Коробченко В.А.
Воронежский государственный технический университет, г. Воронеж

Процесс создания тяги и повышение эффективности двигателя традиционно отождествляются с увеличением количества движения истекающих газов [1-9, 29-33], причем основания неравновесной термодинамики, молекулярной кинетики и статистической физики [10-18] последовательно не используются. Привлечение их и реализация будущих двигателей на их основе с учетом полученных положительных экспериментальных данных создают возможность увеличения выводимой полезной нагрузки.

Обозначения:

λa – приведенная скорость звука;
d –дифференциальный оператор;
g – ускорение свободного падения;
h – кинетическая энтальпия, постоянная Планка;
V – тепловая, кинетическая скорость молекул;
p – давление, удельная энергия;
S – энтропия;
T – температура, кинетическая температура, кинетическая энергия;
x, X – масса: рабочего тела, объекта силового воздействия, соответственно.

Оценка преобразования энергии при создании тяги не однозначна и, по оценкам Годдарда [2] и Оберта [3], разнится от 2-3 % до 50-60 %, а по Фэерсу [10] связана с нулевым эффектом. Это характерно для стенда, а в летных условиях можно независимо регистрировать "некоторый дефект" энергии [15, 16].

Несмотря на существование двух условных максимумов удельного импульса для разгонной модели [4, 6, 15, 16]:

$$I_s^n = \sqrt{\frac{2\cdot(n+1)}{n}}\cdot\sqrt{R_{co}T_{co}}\cdot\frac{1}{2}(\lambda_a+\frac{1}{\lambda_a}),$$

на практике реализуется минимальный из них [10-17].

Формула Ньютона $F = m\ddot{x}$ не включает знак "минус" и введение его в теорию двигателя соответствует подмене реального процесса торможения разгоном [1-9] без учета создания камерной тяги без ускорения [1-9], удвоенной величины удельного импульса для водорода при равных значениях λ_a [25] и других.

По теореме удара [28], динамическая система при приложения внешних связей может получать энергию или терять ее, как зарегистрировано при повышении удельных характеристик двигателя вне рамок упрощенной разгонной модели [15-18, 21, 30-31, 33].

1. Сохранение количества движения.

Процесс может быть непротиворечиво описан:

$$F_1 = F_2; \qquad F_i = m\ddot{x}_i \ ; \quad F_i = M\ddot{X}_i; \qquad m_1\ddot{x}_1 = M_2\ddot{X}_2 \ , \tag{1}$$

где прописные обозначения соответствуют параметрам рабочего тела, а заглавные – параметрам носителя.

Такое взаимодействие осуществляется с сохранением полной энергии по абсолютно упругому типу в пределах изоэнергетического поля материальных частиц, что отмечалось ранее [15, 16]. Далее рабочее тело – идеальный газ – совокупность одноатомных молекул.

В пределах границ системы действуют силы, соответствующие *регистрируемой энергии взаимодействия рассматриваемых систем на границе их раздела.* На уровне макросистемы это силы давления, отражающие *удельную объемную энергию* ($F/L^2)*(L/L) \equiv E/L^3 \equiv E/V$.

Вторые – пассивные силы – силы инерции перемещаемого летательного аппарата и внешнее давление.

В этой модели при абсолютно упругом характере силового взаимодействия оно может быть только последовательно скопировано с элементарного подхода в рамках кинетической теории [18].

где m – масса, $V_{кин}$– тепловая (кинетическая) скорость индивидуальных

$$F = \int (m \cdot \nabla V_{кин}) dm \qquad\qquad F = \int (m \cdot 2V_{кин}) dm,$$

статистических частиц изоэнергетического поля.

Проанализируем систему уравнений сохранения количества движения и энергии при ускорении ракеты:

$$F = M\ddot{X}_i \qquad\qquad \ddot{X} = \frac{F}{M} - g,$$

$$\tag{2}$$

$$\ddot{X} = \frac{\int m \cdot 2\left(\overline{\overline{V}}_{кин}\right) dm}{M} - g \qquad ,$$

где ускорение $\ddot{X}$ ракеты (оболочки в физической модели) обратно пропорционально ее массе M и пропорционально тепловой скорости движения индивидуальных молекул $V_{кин}$ при статистическом и векторном характере воздействия таких молекул на материальную границу среды в рамках универсальности пространства.

В последней формуле впервые в числитель оптимизируемого параметра (ускорения ракеты) введена именно тепловая, кинетическая (то есть уменьшающаяся при традиционном разгоне) скорость движения молекул в отличие от макроскопической переносной скорости, соответствующей массопереносу. При этом

$$\Phi^{rs} = P^{rs} + \rho \cdot U^r \cdot U^s$$

$$P(x,t) = 1/3 \cdot P^{rs} = 1/3 \int d\delta 1(x-q) \cdot m \cdot \left[\left(\vec{V}_i - \vec{U} \right) \cdot \left(\vec{V}_1 - \vec{U} \right) \right] \cdot \bar{f}(1;t);$$

$$P_{равн} = n \cdot k_b \cdot T$$

Приведенные зависимости – это последовательный переход от описания полного количества движения статистической системы в форме тензора напряжений через учет только столкновительных членов до равновесного случая при нулевой массовой скорости.

Уравнение (2) объединяет противоречивые случаи обмена энергией в полете и на стенде как бифуркацию [12] и позволяет корректно и рационально исключить "минус" в уравнении тяги.

То есть количество движения является только тепловой составляющей импульса [10-16] и не разгон, а зеркальное отражение с торможением является сущностью процесса. По завершению торможения молекула приобретает осевое ускорение в пределах первоначально располагаемой кинетической энергии и скорости, и процесс равновесен с сохранением статистических параметров и модуля тепловой скорости. В этом смысле, процесс создания тягового усилия является равновесным [1] только в рамках понятий локального равновесия и только на границе анализируемых сред, а в дальнейшем - по поперечным сечениям он неравновесен. То есть разгон продуктов сгорания как реальный процесс неравновесен и может совершенствоваться при уменьшении массовой скорости.

1. Форма закона сохранения энергии.

Традиционно, пренебрегая медленными изменениями $\ddot{x}$ и M, связанными с расходованием массы для упрощения, скорость перемещения ракеты можно записать

$$\dddot{X} = \int(\ddot{x} - g)dt$$

Полное выражение для скорости как составляющей "источника" или "прироста" энергии ракеты, отражаемое ускорением и зависящее только от воздействия расходящегося изоэнергетического поля тепловой энергии на его границах с учетом всех деталей, для первоначального рассмотрения условно упрощено. Регистрируемая кинетическая составляющая прироста энергии от введенного источника

Следует подчеркнуть, что по причине отражения реальности взаимодействия в уравнении (3) расчетное приращение энергии ракеты, соот-

$$E \cong K = \frac{M^* \dot{x}^2}{2} \cong \frac{M \cdot \left(\frac{\iint m \cdot 2 \cdot \langle \overline{V}_{кин} \rangle \cdot d\langle \overline{V}_{кин} \rangle dmdt}{M} - g\right)^2}{2} \cong \tag{3}$$

$$\cong \frac{\left(\iint m \cdot \langle \overline{V}_{кин} \rangle \cdot d\langle \overline{V}_{кин} \rangle \cdot dmdt\right)^2}{M}.$$

ветствующее регистрируемому в лете, получается наряду с нулевым перемещением на стенде.

2. Особенности реальной системы.

Модель переноса представляется наложением непосредственно переносного (массового) и относительного (теплового) движений. На основе молекулярной модели в качестве идеального взаимодействия принимается изотермическое безразгонное расширение, основанное на регистрируемых изоэнергетичности процесса и абсолютно упругом взаимодействии на границе [15-17].

В соответствии с исходным уравнением такой модели разгон продуктов сгорания в сопле однозначно является источником энергетических потерь, связанных с уменьшением тепловой скорости движения молекул и следовательно их импульса – активной действующей силы. При рассмотрении в линейной постановке по длине сопла

$$V_{абс} = V_{перен} + V_{кин}; \tag{4}$$

$$V_{кин} = V_{абс} - V_{перен}$$

Это приводит к уменьшению кинетической энтальпии $h = H_0 \cdot f(V_{кин})$ относительно располагаемой энтальпии торможения и кинетической температуры $t = T_0 \cdot f(V_{кин})$ относительно температур торможения.

При $\lambda \sim M > 1$ относительная (кинетическая) скорость $V_{кин} \sim a_{лок}$ меньше переносной $V_{пер}$ и условные слои массы (в традиционной одномерной постановке) равной переносной скорости расширяются "практически в пустоту" с увеличением объема относительно эквивалентного данному проходному сечению сопла пропорционально скорости переноса $V_{пер}$. Предшествующие слои не взаимодействуют с последующими в понятиях скорости переноса

$$V_i = V_{i+1} + \Delta V .$$

В пределах каждого из слоев молекулы (переносная скорость V_i) имеет равные векторные составляющие кинетической (тепловой) скорости и взаимодействует в рамках соотношений

$$V_i = V_{пер} + \left\langle \vec{V}_{кин} \right\rangle; \qquad V_{i+1} = V_{пер} - \left\langle \vec{V}_{кин} \right\rangle.$$

При этом при постоянстве суммы скоростей и переносной скорости увеличении такое рассмотрение наиболее логично вводит соотношения Онзагера $I_i(V_{пер}) = \Sigma L_{ik} \cdot \Delta V_{k\,кин}$, где в соответствии с традиционными обозначениями I соответствует потоку в переносном движении, вызванному действием сопряженных термодинамических сил, то есть импульсом от разности теплового движения $\Delta V_{k\,кин}$. При этом из-за линейной связи в соответствии с уравнением (4)

$$L_{ik} = L_{ki} = 1.$$

Описание массового потока, реализуемого как структурированное интенсивное течение, соответствует неравновесному случаю, за неравновесный характер которого ответственен бесстолкновительный член.

В итоге процесс характеризуется изоэнергетическим полем материальных частиц высокой плотности энергии *($H = const$, $T_o = const$)* в ($p = p_{вакуум}$) в вакууме или эквивалентном низкоэнергетическом поле воздушной среды. Так как это проявляющееся всегда изоэнергетическое преобразование, то при равновесной постоянной температуре расширения уменьшение плотности энергии – давления по оси сопла минимально и это уменьшение увеличивается при разгоне.

Наиболее важное значение введенной модели – это возможность значительного повышения удельной энергетической характеристики двигателя за счет ухода от разгонной и одномерной модели. Экспериментально на основе совокупности исходных и введенных выше положений экспериментально было получено превышение теоретического значения эквивалента стандартизированной энергетической характеристики на 14 % [15-17]. Кинетические соотношения в дальнейшем могут обрасти подробностями, но положение о повышении эффективности будут реализованы без ограничений по схемам двигателя и компонентам топлива.

Список литературы

1. "Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания". Справочник ВИНИТИ, Москва.1971.
2. R.H Goddard Rockets, Smithsonian Miscellaneous Collection 1919 W.H. Freeman and Company/ New York Vol. 71 # 2 (R.H Goddard Rockets N.J. 1946).
3. Oberth Die Rakete zu den Planetenraumen Munich 1923.
4. Huzel and Huang Design of Liquid Rocket Engines Second Edition NASA 1971.
5. Rao G.V.R., Beck J.T., and Booth T.E. Nozzle Optimization for Space-Based Vehicles, AIAA 99-2584.
6. Barrere M at. Al. Rocket Propulsion Elsvier 1960.
7. Стернин Л.Е. Исследование тяговых характеристик реактивных сопел, спрофилированных разными методами Механика жидкости и газа №1 2000 с. 152.
8. Gills G.S. et.al. Determination of Rocket Motor Combustion Parameters by Means of Diverging Reactor 7th International Symposium on Combustion, London, 1959.
9. Sforzeni Thrust equation from energy conservation law, Journal of Aircraft 1974.
10. Faires Thermodynamics, N.J. 1942.
11. Balesku, Rado Equilibrium and Nonequilibrium Statistical Mechanics Whiley Interscience Publication N.J. 1975.
12. Gregoire Nicolis, Ilya Prigogine EXPLORING COMPLEXITY An introduction.
13. Lucas, Klaus Angewalte Statstische Thermodynamik Springer Verlag 1986.
14. Katja Linderberg, Bruce J. West, The nonequilibrium Statistical Mechanics of Open and System Closed Physik Verlag 1987.
15. Захаров А.М. Изоэнергетичность как особенность процесса создания тяги Материалы заявки на научное открытие, ВНИИГПЭ, Москва, 1989 – 1992гг.
16. Zakharov, Does it exists the new theoretical values of rocket engine specific impulse? SAE 1994 Los-Angeles Aerospace Conference Paper №-94-2122.

17. Zakharov, The positive unbalance energy term in energy conservation equation, Letter to the editor of Nature Journal, 2000, (unpublished).
18. Чирчиани Теория и приложения уравнения Больцмана Москва, Мир 1978, (русский перевод).
19. Захаров В.Д. (ЛИИ) Две разные задачи: работа неподвижного двигателя и двигателя в полете. XXV Академические чтения по космонавтике РАН, РАКА Тезисы докладов Москва 2001.
20. Ануфриев В.С. К анализу текущего энергетического баланса ракетного принципа движения. XXV Академические чтения по космонавтике РАН, РАКА Тезисы докладов Москва 2001.
21. Гогиш Л.В. и Степанов Г.Ю. Исследование коротких сверхзвуковых сопел Изв.АН СССР Сер. МЖГ №2, 1966.
22. Захаров А.М. и др. К вопросу падения полного давления и конечного роста плотности на фронте прямой ударной волны Производственно-технический опыт №3 1984 год ЦНТИ ПОИСК Москва, депонированная рукопись.
23. Suinbback, Sotter Solid Fuel Rocket Swirl Formation AIAA Journal #7 1964.
24. Труды Центра им. Келдыша по эффективности систем выведения с ЖРД 2000, М.
25. Бассадр, Де Лауэр Ракета с ядерным двигателем.
26. The Space vacuum investigation Symposium, 1972.
27. Hagemann G., Terhardt M., Frey M. AIAA Paper 2001-3686.
28. Парс Л. Аналитическая динамика Наука 1971 Москва (русский перевод).
29. Киселев А.С. Ударные осесимметричные высотные сопла ЖРД в Трудах НПО Энергомаш ГДЛ-ОКБ 1929-2002.
30. Киселев А.С. Исследование влияния неравномерностей в околокритической зоне тарельчатых сопел на экономичность с помощью компактной разностной схемы в Трудах НПО Энергомаш ГДЛ-ОКБ 1929-2002.
31. Стернин Л.Е., Шмыглевский Ю.Д. Явление возрастания реактивного воздействия сверхзвуковой высокоскоростной газовой струи при образовании висячих ударных волн Диплом на открытие № 51 от 24 июня 1997 года.
32. THEORY OF OPTIMUM AERODYNAMIC SHAPES Ed. Miele Academic Press 1965.
33. Экспериментальный двигатель "Ястреб", КБХА, макет. рекламная публикация, 1999.
34. Fick M., and Schucker R.H., Linear Aerospike Engine Performance Evaluation AIAA Paper 99-3305.