

МГД-метод управления течением в тракте ГПВРД

Е.Н. Васильев, В.А. Дервянко, В.В. Овчинников

The principal scheme of a T-layer MHD control in a hypersonic ramjet engine with the aim to improve its thrust characteristics is presented. A periodical regime and T-layer initiation problems are solved numerically using the one- and two-dimensional gas dynamical models.

В настоящее время в ведущих странах мира активно ведутся работы по созданию гиперзвукового самолета. Одним из важнейших направлений исследований по данной проблеме является разработка высокоэффективного гиперзвукового воздушно-реактивного двигателя (ГПВРД). Известно, что эффективность работы ГПВРД со сверхзвуковой скоростью потока в камере сгорания уменьшается с увеличением скорости полета. Причем, основные потери происходят в камере сгорания, так как, во-первых, при подводе тепла в сверхзвуковой поток существенно увеличиваются относительные потери работоспособности газа, во-вторых, из-за больших скоростей потока качество смешения газообразного топлива с воздухом на ограниченной длине существенно ухудшается и, следовательно, падает полнота сгорания. Расчетные оценки показывают, что применение ГПВРД по этой причине ограничено, по-видимому, числами Маха полета, не превышающими 11-12. В то же время термодинамические расчеты показывают, что имеется существенный запас по удельным характеристикам. Этот запас частично может быть реализован посредством перестройки структуры течения с использованием МГД-взаимодействия.

1. Концепция МГД-управления газовым потоком в тракте ГПВРД

Сотрудниками кафедры прикладной физики Красноярского госуниверситета совместно с А.Ф.Латыповым (ИТПМ СО РАН) было предложено использование МГД-управления газовым потоком в тракте ГПВРД, основанного на создании в потоке локальных плазменных областей (Т-слоев) с температурой $\sim 10^4$ К, взаимодействующих с внешним магнитным полем, с целью повышения удельных характеристик двигателя [1]. Использование эффекта Т-слоя в ГПВРД позволяет попутно получать электрическую энергию на борту самолета, часть которой идет на инициирование последующих Т-слоев, другая потребляется как полезная энергия.

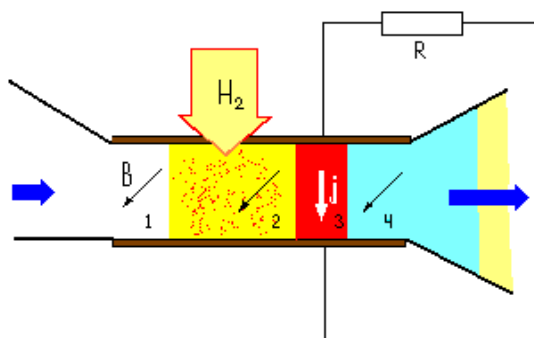


Рис. 1. Принципиальная схема ГПВРД с МГД-управлением потоком и структура течения.

Рассмотрим физические процессы, протекающие в тракте ГПВРД с интегрированным в него МГД-генератором с Т-слоем (Рис. 1). Набегающий воздушный поток тормозится и сжимается в воздухозаборнике, поступая затем на вход камеры сгорания, конструктивно со-

вмещенной с МГД-каналом. Здесь система инициирования путем пробоя газа периодически создает высокотемпературные токовые слои. Режим МГД-взаимодействия выбирается таким, чтобы джоулева диссипация компенсировала потери энергии, при этом устанавливается режим самоподдержания электропроводящего плазменного состояния локальной зоны потока, в то же время необходимо, чтобы во внешней цепи накопилась энергия, достаточная для инициирования последующего Т-слоя. Самоподдерживающийся Т-слой в потоке газа является своеобразным плазменным поршнем, к которому приложена тормозящая электромагнитная сила, перестраивающая структуру течения в камере сгорания ГПВРД.

При торможении Т-слоя в тракте ГПВРД формируется нестационарная структура течения, состоящая из следующих зон: 1 - невозмущенное течение газа, 2 - ударно-сжатый газ, 3 - токовый слой, 4 - область волны разрежения (Рис. 1.). С помощью изменения характеристик (МГД-взаимодействия коэффициент нагрузки K , величина индукции магнитного поля B) можно управлять величиной приложенной к Т-слою электромагнитной силы, протяженностью зон и значениями физических параметров в них. Сжигание топлива предлагается производить в области ударно-сжатого газа, здесь выше давление, а скорость потока существенно ниже входной, что способствует более эффективному сжиганию топлива. Кроме того, сжигание топлива в зоне ударно-сжатого газа выгодно с точки зрения термодинамики, т.к. при этом повышается средняя температура подвода тепла при неизменной средней температуре потока. В сопловой части газовый поток ускоряется, создавая тяговый импульс.

В работах [2, 3] была исследована структура течения в тракте ГПВРД с одним Т-слоем на основе решения одномерной системы уравнений газовой динамики в лагранжевых координатах с учетом теплоты сжигания топлива в области ударно-сжатого газа. Расчет структуры течения дополнялся определением балансов энергии и импульса для всех зон потока и общей эффективности МГД-процесса. А.Ф.Латыповым с помощью функциональной математической модели были рассчитаны удельные тяговые характеристики двигателя для каждой зоны газового потока, которые затем осреднялись за время рабочего цикла (пролетное время Т-слоя). Данные расчеты показали, что применение МГД-управления с Т-слоем может повысить величину удельного импульса ГПВРД до 50%.

Проведенные расчеты показали принципиальную возможность использования МГД-управления с Т-слоем для расширения диапазона работы двигателя по числам Маха и улучшения удельных тяговых характеристик. Для определения возможности практического использования МГД-управления необходимо решить множество разнообразных проблем, в том числе исследование периодического режима работы и процесса инициирования Т-слоя, которые будут рассмотрены ниже.

2. Периодический режим работы ГПВРД с Т-слоями

Одним из основных факторов, влияющих на структуру течения в тракте ГПВРД с МГД-управлением, являются ударные волны и волны разрежения, которые образуются при взаимодействии Т-слоя с магнитным полем. При этом волновые возмущения взаимодействуют между собой и с Т-слоями, периодически создаваемыми системой инициирования, и, тем самым, существенно влияют на структуру Т-слоя и характеристики течения в тракте ГПВРД.

Численное моделирование структуры нестационарного газодинамического течения в тракте ГПВРД проводилось на основе решения системы нестационарных уравнений газовой динамики в эйлеровых координатах

$$\frac{\partial \rho F}{\partial t} + \frac{\partial \rho u F}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u F}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2 F}{\partial x} + \frac{\partial p F}{\partial x} = j B F + p \frac{\partial F}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho F (e + \frac{u^2}{2})}{\partial t} + \frac{\partial \rho u F (e + \frac{u^2}{2})}{\partial x} + \frac{\partial p u F}{\partial x} = \quad (3)$$

$$= (jE + q_{in} + q_f - q_R) F ,$$

$$j = \sigma E, \quad E = (1 - K) u B, \quad (4)$$

$$p = R \rho T, \quad E = c_V T. \quad (5)$$

Здесь ρ - плотность газа, $F(x)$ - сечение канала, u - скорость, t - время, x - координата, p - давление, j - плотность тока, e - внутренняя энергия, E - напряженность электрического поля, q_{in} - мощность тепловыделения при иницировании, q_f - удельная теплота сгорания топлива, q_R - радиационные потери энергии, σ - электропроводность, T - температура.

Граничным условием на входе являются параметры, соответствующие параметрам на выходе из воздухозаборника, которые были рассчитаны предварительно с учетом необратимых потерь энергии на косых скачках, граничное условие на выходе соответствует свободному вылету, т.е. задается равенство нулю производных параметров. Начальным условием является сверхзвуковое невозмущенное течение газа.

Величина радиационных потерь энергии определялась в приближении объемного излучателя в виде $q_R = 2\sigma_R \varepsilon(T, p, \delta) T^4 / \delta$. Здесь σ_R - постоянная Стефана-Больцмана, ε - коэффициент черноты плоского излучающего слоя, δ - толщина излучающего слоя. Теплофизические и радиационные свойства рабочего газа (продуктов сгорания водорода в воздухе) рассчитывались с помощью пакета прикладных программ MONSTR [4] и вводились в программу в виде таблиц $\sigma(T, p)$, $\varepsilon(T, p, \delta)$, $\mu(T, p)$, $\chi(T, p)$.

Система уравнений (1.1)-(1.5) решалась явным методом Мак-Кормака [5]. В связи с тем, что течение содержит области с большими градиентами параметров (Т-слои, ударные волны) для устранения осцилляций и увеличения точности расчетов использовался метод коррекции потоков FCT [6].

Ниже представлены результаты моделирования течения со следующими параметрами сверхзвукового потока на входе в камеру сгорания: $T=600\text{К}$, $p=4.5 \cdot 10^4 \text{Па}$, $u=1500\text{м/с}$. Параметры МГД-взаимодействия: $K=0.8$, $B=2\text{Т}$. В ходе численного моделирования был исследован периодический режим работы, когда на входе в камеру сгорания иницируются Т-слои с частотой 500Гц.

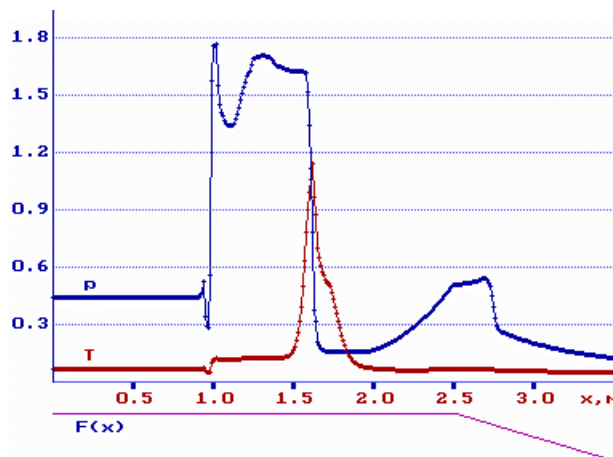


Рис. 2. Распределение температуры (масштаб 10^4К) и давления (10^5Па) в тракте в момент времени $t=10^{-3}\text{с}$.

Нестационарный процесс начинается в начальный момент времени иницированием первого Т-слоя, которое моделируется заданием q_{in} в виде синусоидального импульса длительностью 10^{-4}с на входе в канал. Мощность тепловыделения задается такой, чтобы за это

время температура в локальной области потока поднималась до значения $\approx 10^4\text{K}$, что сопровождается соответствующим повышением давления. В это же время электропроводящий газ начинает взаимодействовать с магнитным полем, при этом вверх по потоку отходит ударная волна, вниз - волна разрежения (Рис. 2).

За счет индуцированного электрического поля в газе начинает течь ток, компенсирующий радиационные потери энергии и обеспечивающий режим самоподдерживания Т-слоя. За фронтом ударной волны заданием величины $q_f=3.5 \cdot 10^6\text{Дж}$ (на 1кг воздуха) моделируется выделение теплоты при сгорании топлива. Выделение теплоты повышает температуру газа в области ударно-сжатого газа до 1150К (при $q_f=0$ температура здесь около 830К), увеличивает протяженность этой зоны примерно на 50% и в незначительной степени приводит к увеличению давления и скорости движения Т-слоя. К моменту времени 10^{-3}с Т-слой формирует стабилизированную структуру, т.е. его параметры остаются в дальнейшем неизменными до выхода в сопловую часть. При входе Т-слоя в сопло температура газа в нем падает (Рис. 3.), но при этом происходит ускорение этой массы газа. Применение эффекта Т-слоя в ГПВРД имеет положительную сторону по сравнению с чисто генераторным процессом, т.к. в данном случае энергия, затраченная на инициирование, не теряется, а вносит заметный вклад в тяговый импульс двигателя.

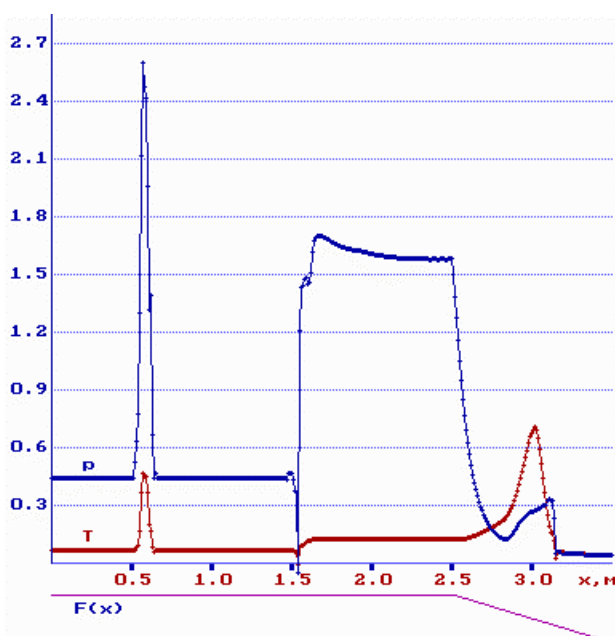


Рис. 3. Распределение температуры (масштаб 10^4K) и давления (10^5Па) в тракте в момент времени $t=2.05 \cdot 10^{-3}\text{с}$.

В момент входа Т-слоя в сопловую часть происходит инициирование последующего Т-слоя (рис. 3.). При этом в камере сгорания еще остается ударно-волновое возмущение, которое движется вверх по потоку и при определенных параметрах МГД-взаимодействия фронт этой ударной волны может достигать вновь инициированного Т-слоя в пределах камеры сгорания, меняя коренным образом его энергетический баланс. В этом случае радиационные потери энергии с повышением давления возрастают прямо пропорционально, а скорость газа и, соответственно, джоулево тепловыделение уменьшаются, что в итоге приводит к быстрой потере электропроводности, прекращению МГД-взаимодействия и нарушению режима работы двигателя. Данный эффект является особенностью периодического режима и его необходимо учитывать. Для устранения распада Т-слоя необходимо подбирать параметры МГД-процесса, исключая взаимодействие Т-слоя с ударной волной. Это условие накладывает дополнительные ограничения по сравнению с процессом с единичным Т-слоем [3].

В рассмотренном периодическом режиме происходит взаимодействие ударной волны с волной разрежения, отходящей от нового Т-слоя, но не происходит взаимодействия Т-слоя с ударной волной, т.к. она успевает выноситься из камеры сгорания (Рис. 4).

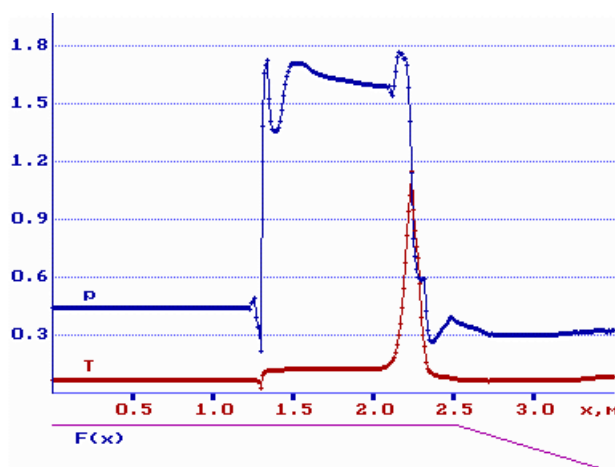


Рис. 4. Распределение температуры (масштаб 10^4K) и давления (10^5Па) в тракте в момент времени $t=3.8\cdot 10^{-3}\text{с}$.

При увеличении коэффициента нагрузки до 0.7 и неизменных остальных параметрах процесса взаимодействие Т-слоя с ударной волной происходит уже в пределах камеры сгорания в момент времени $t=3.2\cdot 10^{-3}\text{с}$, в дальнейшем температура, электропроводность газа и перепад давления на Т-слое уменьшаются, и МГД-взаимодействие практически прекращается (Рис.5).

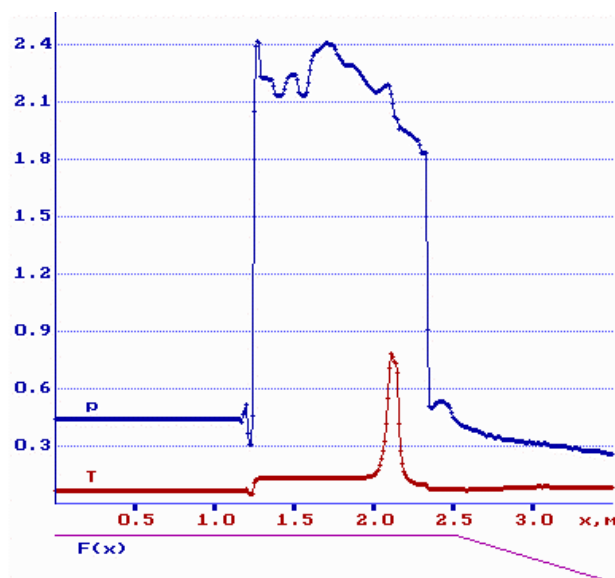


Рис. 5. Распределение температуры (масштаб 10^4K) и давления (10^5Па) в тракте в момент времени $t=3.8\cdot 10^{-3}\text{с}$ при $K=0.7$.

Одной из важнейших характеристик МГД-процесса является эффективность преобразования энтальпии η_N , которая определяется как отношение полезной мощности, выделяемой в нагрузке, к тепловой мощности потока, вносимой через входное сечение камеры сгорания. Для рассматриваемого режима величина $\eta_N=17\%$ (при $q_f=0$ $\eta_N=15\%$). Если учесть в определении η_N , что в камере сгорания теплосодержание потока увеличивается за счет теплоты сгорания топлива, то в этом случае значение $\eta_N=7.5\%$. Важнейшим требованием для организации периодического режима является воспроизводство достаточного количества

электрической энергии для инициирования Т-слоев. В данном случае для инициирования одного Т-слоя затрачивалось $1.6 \cdot 10^5$ Дж на единицу поперечного сечения канала, за пролетное время одним Т-слоем производится полезной энергии $2.4 \cdot 10^5$ Дж/м². При этом следует отметить, что параметры МГД-взаимодействия не были оптимизированы по производству полезной энергии.

Исследование структуры течения в тракте ГПВРД позволили выявить особенности периодического режима работы и показали принципиальную возможность организации МГД-управления газовым потоком с помощью Т-слоя.

3. Динамика формирования Т-слоя в системе инициирования

Характеристики МГД-течения с Т-слоем в значительной степени зависят от распределения физических параметров в плазменной области, т.к. именно эта электропроводная зона потока взаимодействует с магнитным полем. Процесс инициирования плазменной области определяет начальную структуру Т-слоя и, тем самым, влияет на дальнейшую эволюцию Т-слоя и эффективность его взаимодействия с магнитным полем и газовым потоком. Инициирование токового слоя происходит за счет энергии внешнего источника в отсутствие внешнего магнитного поля. При этом концентрированное джоулево тепловыделение приводит к расширению начального, тонкого токопроводящего канала, образованного в результате искрового пробоя межэлектродного промежутка.

Рассмотрим особенности развития Т-слоя в канале постоянного сечения, имеющем два параллельных электрода. Как известно из экспериментальных исследований [7], сильноточные разряды за пределами приэлектродных областей имеют максимальные изменения физических величин (вплоть до разрывов) в поперечном сечении и достаточно однородное распределение параметров в осевом направлении, причем ось разряда направлена вдоль линий электрического поля и, соответственно, перпендикулярно плоскости электродов. Поэтому для моделирования данного процесса закономерно использование двумерной постановки задачи в поперечном сечении разряда, равноудаленном от плоскости электродов. Для моделирования использовалась система нестационарных уравнений газовой динамики в эйлеровых координатах, которая в векторной записи имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} = \mathbf{S}, \quad (6)$$

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ f_x \\ f_y \\ Q_J - Q_R \end{bmatrix}, \quad (7)$$

$$p = R\rho T, \quad e = \rho \left(c_v T + \frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} \right) \quad (8)$$

Здесь Q_J и Q_R - мощности джоулева тепловыделения и радиационных энергопотерь, все остальные обозначения соответствуют приведенным в предыдущем разделе.

В правой части уравнения (6) вектор-столбец \mathbf{S} содержит величины, описывающие силовое взаимодействие и энергетический баланс. Эти величины зависят от параметров электротехнической цепи, представляющей из себя R , L , C -контур, и определяются с помощью уравнений

$$L \frac{dI}{dt} + (R_d + R_p)I + q/C = 0, \quad \frac{dq}{dt} = I. \quad (9)$$

Величина R_d есть сопротивление проводящего столба, рассчитываемая по распределению электропроводности $\sigma(x, y)$, R_p - омическое сопротивление внешней электротехнической це-

пи, остальные обозначения общепринятые. Соотношения (9) определяют величину силы тока в цепи и внешнего электрического поля E_0 между электродами канала.

Оценим влияние индуцированного магнитного и электрического поле. Для оценки воспользуемся характерными значениями параметров, соответствующими цепи системы иницирования экспериментальной установки [8]: амплитуда токового импульса $I^*=20$ кА, длительность первого полупериода $\tau=75$ мкс. Величина индуцированного магнитного поля может быть оценена по формуле для прямолинейного бесконечного проводника

$$B_\varphi = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

Для I^* и $r^*=0.01$ м величина $B_\varphi \approx 0.4$ Т. Собственное магнитное поле разряда ответственно за следующие физические эффекты:

- Силовое воздействие на дугу, сжимающее газ и увеличивающее давление внутри дугового столба. Осевой перепад давления определяется из уравнения силового баланса

$$\frac{dp}{dr} + j_z B_\varphi = 0$$

полагая $j_z = \text{const}$ в пределах дугового столба и $B(r) = b_0 r$, после интегрирования данного уравнения, получим

$$\Delta p = I b_0 / 2\pi \approx 10^5 \text{ Па} .$$

Эта величина существенно меньше, чем газодинамический перепад давления, возникающий в зоне разряда вследствие интенсивного и концентрированного джоулева тепловыделения и составляющий величину ~ 1 МПа и выше.

- При движении газа в магнитном поле индуцируется электрическое поле $E_i = \mathbf{V} \times \mathbf{B} (1-K)$, которое вносит неоднородность во внешнее электрическое поле, причем силовые линии E_i параллельны линиям E_0 , т.е. имеют только z -составляющую. При максимальном значении тока в цепи I^* , скорости потока $u \approx 1$ км/с и $K=0$ величина индуцированного поля $E_i \approx 400$ В/м, это существенно меньше, чем внешнее электрическое поле, величина которого достигает в этот момент значения $3 \cdot 10^4$ В/м.
- Нестационарность индуцированного магнитного поля приводит к образованию вихревого электрического поля, величина которого оценивается как $E_r = B_\varphi^* / \tau \approx 50$ В/м, что существенно меньше E_i и тем более E_0 , поэтому эта составляющая электрического поля в математической модели также не учитывалась.

В итоге электромагнитное действие определяется z -составляющими электрического поля E_0 и плотности тока j . Соответственно, компоненты вектора объемной силы f_x, f_y будем считать равными нулю, а мощность джоулевой диссипации $Q_j = j E_0$. Так как на стадии иницирования поперечный размер разряда мал, мощность радиационных энергопотерь вычислялась в приближении оптически прозрачного тела в виде $q_R = 2\sigma_R \epsilon(T, p, \delta) T^4 / \delta$. Теплофизические и радиационные свойства воздуха вводились в программу в виде таблиц.

Граничными условиями газодинамической задачи являются: на входе - параметры сверхзвукового течения, на выходе - свободный вылет потока, на боковых стенках - условия непроницаемости. Начальное условие - сверхзвуковое невозмущенное течение газа, в котором имеется локальная область проводящего газа. Начальным условием электромагнитной части задачи является напряжение на конденсаторе $U_0 = q_0 / C$ и проводимость начального проводящего канала.

Для решения газодинамической части задачи (6)-(8) использовался явный метод Мак-Кормака с применением расщепления по пространственным координатам [9], причем для сохранения 2-го порядка точности одномерные операторы имеют на каждом временном шаге следующий согласованный порядок выполнения

$$U_{i,j}^{n+2} = L_x(\tau) L_y(\tau) L_y(\tau) L_x(\tau) U_{i,j}^n .$$

Одномерные разностные операторы определяются следующей двухшаговой формулой

$$U_k^* = U^* - \frac{\tau}{h}(G_{k-1} - G_k) + 0.5\tau S_i$$

$$U_k^{**} = 0.5 * \left[U_k + U_k^* - \frac{\tau}{h}(G_k^* - G_{k-1}^*) + 0.5\tau S_i \right]$$

Здесь h – по соответствующей пространственной координате, G равно E для направления x , либо F для направления y . В связи с тем, что течение содержит области с большими градиентами параметров (границы разряда, ударные волны) для устранения осцилляций и увеличения точности расчетов использовался метод коррекции потоков FCT [6]. Система обыкновенных дифференциальных уравнений (9) решалась методом Рунге-Кутты.

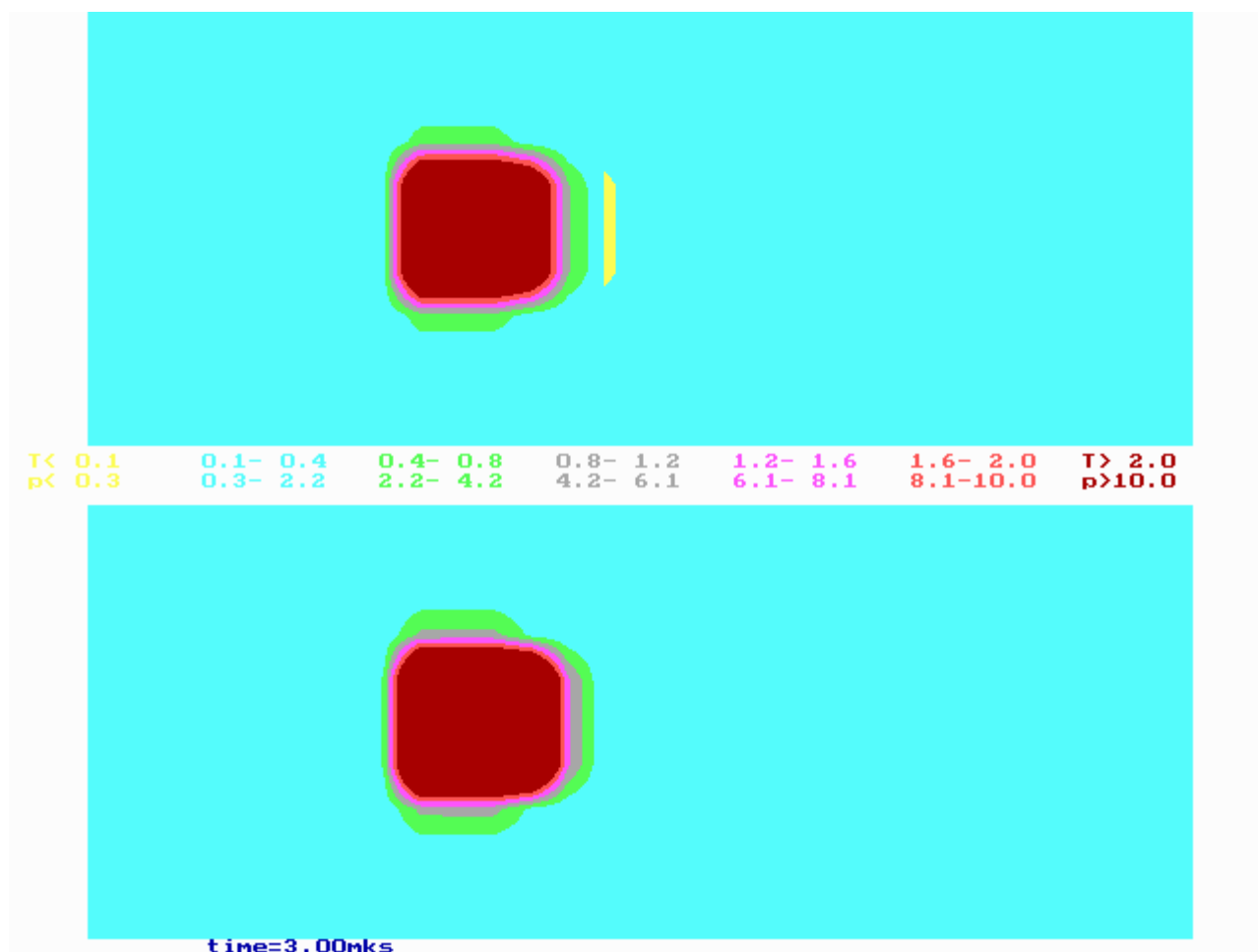


Рис. 6. Распределение температуры (вверху, масштаб 10^4K) и давления (внизу, 10^5Па) в тракте в момент времени $t=3 \cdot 10^{-6}\text{с}$.

Результаты моделирования показывают, что концентрированное выделение энергии в узкой, локальной области газового потока приводит к резкому повышению температуры и давления, что приводит к образованию ударной волны и радиальному разлету газа. При этом на начальной стадии процесса границы токопроводящей области практически совпадают с фронтом ударной волны (Рис.6).

С течением времени площадь поперечного сечения разряда увеличивается, и ударная волна отходит от зоны проводимости, достигает боковых стенок канала и отражается, что приводит к увеличению в этом месте температуры и давления (Рис. 7.). В центре разряда при этом образуется область разрежения.

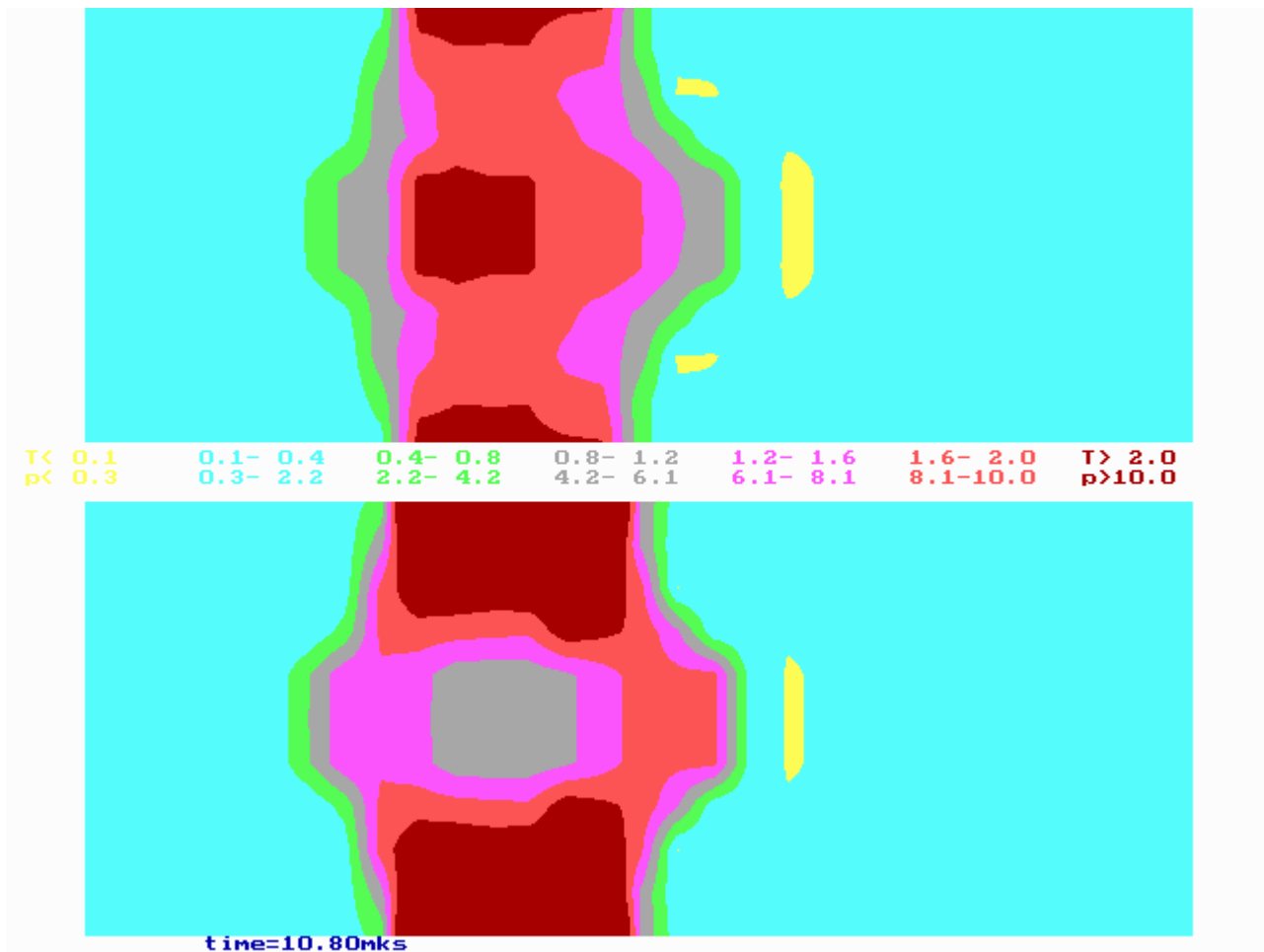


Рис. 7. Распределение температуры и давления в тракте в момент времени $t=10^{-5}$ с.

В дальнейшем отражение ударной волны от стенок канала и взаимодействие отраженных ударных волн и волн разрежения приводит к тому, что от токового слоя вниз и вверх по потоку распространяются две ударные волны, а давление в зоне разряда постепенно выравнивается (Рис. 8.). В итоге процесса инициирования в потоке газа создается высокотемпературная плазменная область с достаточно однородным распределением давления и температурой $\sim 10^4$ К.

Таким образом, математическая модель процесса инициирования Т-слоя позволяет исследовать физическую сущность явления и установить соотношение основных составляющих энергетического баланса: полезную долю энергии внешнего источника, затраченную на нагрев газа; потери на излучение; кинетическую энергию, которую приобрел газ при расширении. Модель также позволяет провести оптимизацию процесса инициирования с целью повышения эффективности вклада энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Прямоточный воздушно-реактивный двигатель и способ его работы/ А.Ф. Латыпов, В.А. Деревянко, Е.Н. Васильев, В.В. Овчинников// Патент РФ №1803595 от 03.01.1996.
2. Vasilyev E.N.,Derevyanko V.A.,Latypov A.F.,Ovchinnikov V.V. Conception of Using T-layer MHD Generator in Hypersonic Aircraft Engine. In: 11 International Conference on MHD Electrical Power Generation, Beijing, China, 1992.

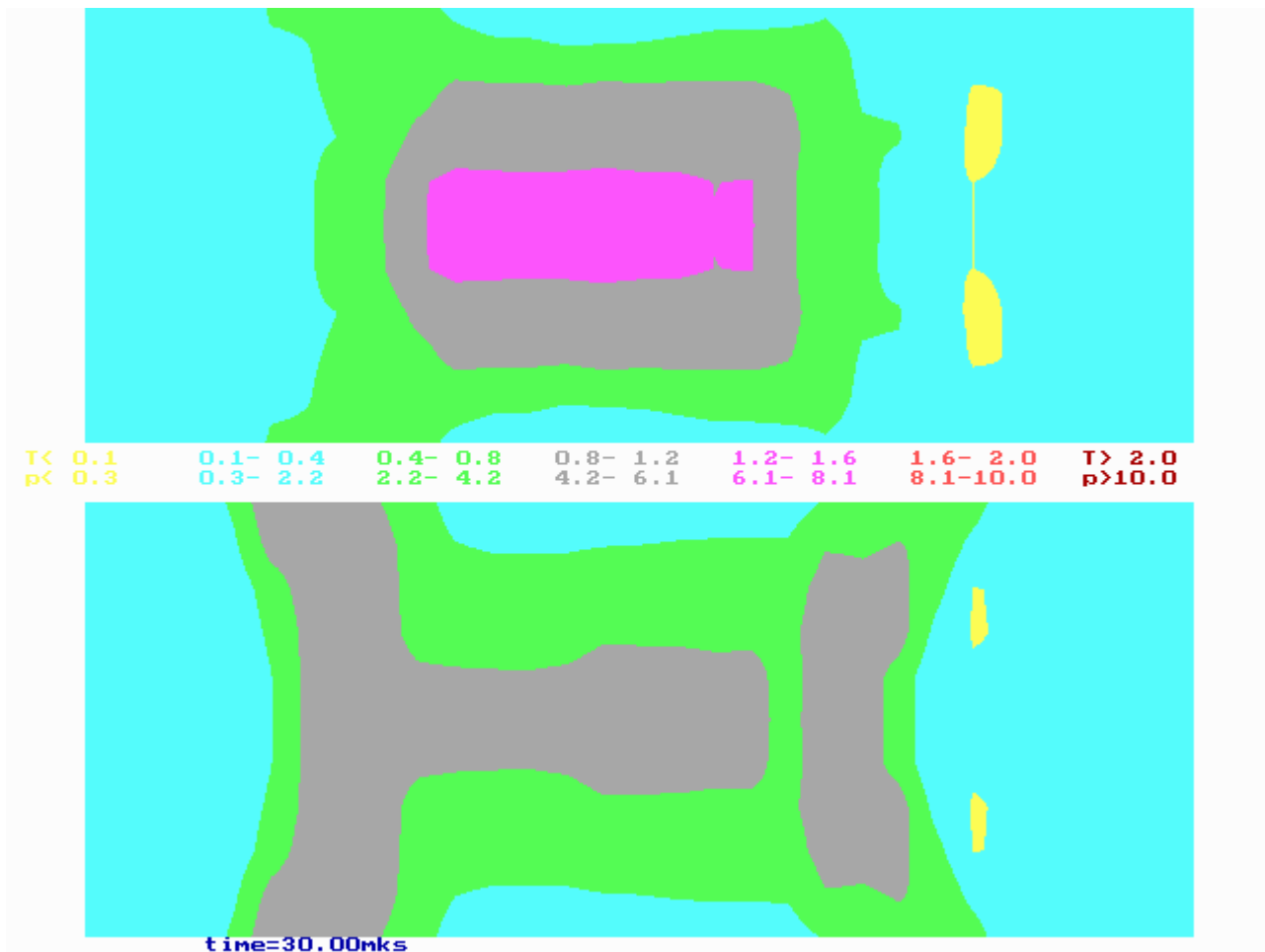


Рис. 8. Распределение температуры и давления в тракте в момент времени $t=3 \cdot 10^{-5}$ с.

3. Vasilyev E.N., Derevyanko V.A., Latypov A.F. Mathematical simulation of gas flow in hypersonic ramjet with MHD control// In: 7th Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research. - Novosibirsk, 1994. - V.2 - P.229-235.
4. Суржиков С.Т. Автоматизированная система исследования радиационных и динамических процессов в низкотемпературной плазме// Препринт №313 ИПМ АН СССР, Москва, 1988, 40 с.
5. MacCormak R.W. The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Cratering// AIAA Paper 69-354, Cincinnati, Ohio, 1969.
6. Book D.L., Boris J.P., Hain K. Flux-Corrected Transport II. Generalization of the Method // Journ. of Comput. Phys. - 1975. - 18. - P. 248 - 283.
7. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987.
8. Васильев Е.Н., Гаврилов В.М., Деревянко В.А., Славин В.С. Экспериментальное исследование токового слоя в МГД-канале// Препринт №19-86 ИТПМ СО АН СССР, Новосибирск, 1986, 22 с.
9. MacCormak R.W. Numerical Solution of the Interaction of a Shock Wave with a Laminar Boundary Layer. – Proc. Second Int. Conf. Num. Methods Fluid Dyn., Lecture Notes in Physics. – New York: Springer-Verlag, 1971, V.8, P.151-163.