



**Ордена Ленина**  
**ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ**  
**имени М.В. Келдыша.**  
**Академии Наук СССР**

**В.И. Мажукин, Е.Н. Четверушкин**

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ**  
**СТАДИИ РАЗВИТИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ВЫСОКОМ**  
**ДАВЛЕНИИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ**

**Препринт № 115 за 1980 г.**

**Москва.**

Ордена Ленина

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Академии наук СССР

В.И.Мажукин, Б.Н.Четверушкин.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ СТАДИИ  
РАЗВИТИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ  
ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Москва, 1980 г.

Численное моделирование газодинамической стадии развития лазерной плазмы при высоком давлении окружающей среды.

Макукин В.И., Четверушкин Б.Н.,  
Москва, Препринт № 115, 1980, стр. 18,  
библ.назв.8, рис. 9.

На основе численного решения двумерной радиационной задачи газовой динамики исследуется динамика лазерной плазмы вблизи твердой поверхности при высоком давлении окружающей среды ( $P = 100$  атм) и малой плотности лазерного излучения.

Результаты расчетов анализируются и сопоставляются с экспериментальными данными.

NUMERICAL SIMULATION OF LASER PLASMA DYNAMICS  
IN HIGH PRESSURE MEDIUM

The development of laser plasma generated by low intensity laser beam at the solid wall in high pressure medium (100 atm) is studied numerically in a frame of two-dimensional radiative gasdynamics. Computation results are discussed and compared with experimental data.

### Введение

В последнее время в современной технике и технологии все более широкое применение находит низкотемпературная лазерная плазма. Причем считалось, что наиболее интересными для применения являются давления газовой среды, не превышающие 1 атм. Однако, серии опытов /1-2/ с низкотемпературной лазерной плазмой, образующейся вблизи металлических поверхностей при высоких давлениях окружающей среды, показали, что плазма в этих условиях обладает рядом интересных свойств и может быть использована, например, для синтеза различных неограниченных материалов /3/. В связи с этим, большой интерес вызывает вопрос детального анализа основных закономерностей развития лазерной плазмы вблизи твердых поверхностей в специфических условиях высокого давления окружающей среды и малых плотностей лазерного потока.

Условно развитие лазерной плазмы в газовой среде разбивается на три последовательные стадии: поджиг (дроби газа), установление (формирование непрозрачного для лазерного излучения плазменного очага) и поддержание (квазистационарное распространение плазменных разрядов). Экспериментально наиболее полно изучена последняя стадия развития. Экспериментальное изучение первых двух стадий затруднено ввиду протекания в плазме многочисленных и взаимосвязанных кратковременных процессов. Для исследования начальных стадий развития эффективным оказались методы численного моделирования на ЭМ. С их помощью в работах /4-5/ исследовалась стадия поджига плотных газов лазерным излучением вблизи металлической поверхности.

Целью настоящей работы является получение, методами численного моделирования, и последующая интерпретация пространственно-временных распределений основных газодинамических и теплофизических характеристик, соответствующих стадии формирования плазменного облака в азотной среде с давлением 100 атм при около пороговых значениях мощности излучения неодимового ( $\lambda = 1.06 \mu\text{м}$ ) лазера.

### Постановка задачи

Особенностью исследуемой задачи является, то, что при высоких давлениях наряду с гидродинамическим механизмом переноса энергии существенную роль играет механизм переноса излучения. Роль теплопроводных процессов незначительна.

Кроме того, в условиях большой длительности лазерного импульса и сравнительно небольшого пятна фокусировки ( $\tau_n \sim 0.5$  мксек,  $r_f \sim 250$  мкм), при которых выполнялись эксперименты /1-3/, на общую картину процесса существенное влияние оказывают эффекты двумерности, возникающие из-за бокового расширения плазменного облака, что обуславливает необходимость учета двумерного характера движения плазмы и переноса излучения.

Задача рассматривается в условиях термодинамической равновесности, что избавляет от необходимости рассмотрения сложной кинетики столкновительных процессов в газе.

Параметры лазерной системы (угол фокусировки, радиус пятна  $r_f$ , длительность импульса  $\tau_n$  и мощность  $P$ ) задавались согласно данным экспериментальных работ /1-3/.

С учетом выше сказанного, весь процесс моделируется системой двумерных осесимметричных уравнений радиационной газовой динамики в лагранжевых переменных, которая в цилиндрических координатах имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= -\rho \left( \frac{1}{r} \frac{\partial(rU)}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right); \\ \rho \frac{dU}{dt} &= -\frac{\partial(P+\omega)}{\partial r}; \quad \rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial(P+\omega)}{\partial z}; \\ (1) \quad \rho \frac{d\mathcal{E}}{dt} &= -P \left( \frac{1}{r} \frac{\partial(rU)}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial(rW_r)}{\partial r} + \frac{\partial W_z}{\partial z} + \frac{\partial W_n}{\partial z}; \\ \frac{1}{3} \frac{\partial U_k}{\partial r} &= -\mathcal{K}_k W_r^k; \quad \frac{1}{3} \frac{\partial U_k}{\partial z} = -\mathcal{K}_k W_z^k; \quad \bar{W} = \sum_{k=1}^{N_k} W^k; \\ W_n &= G \exp\left(-\int_0^{z_n} \mathcal{K}_k dz\right); \end{aligned}$$

где  $t$  - время,  $r, z$  - пространственные координаты,  $P$  - давление,  $\rho$  - плотность,  $\omega$  - искусственная вязкость  $\mathcal{E}$  - внутренняя энергия,  $\bar{W}$  - вектор потока энергии излучения,  $W_n$  - поток энергии лазерного излучения,  $U$  - скорость вдоль направления  $r$ ,  $v$  - скорость вдоль оси  $z$ ,  $W^k, U_k, U_{kr}, \mathcal{K}_k$  - поток, плотность, равновесная плотность и коэффициент поглощения энергии излучения в диапазоне частот  $\nu \in [\nu_k, \nu_{k+1}]$ ,  $r_N = 1$  мм - расстояние от оси  $r$ ,  $z_N = 1$  мм - расстояние от оси  $z$ .

Процесс переноса излучения описывается в многогрупповом диффузионном приближении. Число используемых групп  $N_k = 6$ , перекрываемый диапазон частот  $h\nu = 0.30$  эв.

Задавались следующие краевые условия:

$$t=0 \quad \psi=0, \quad P=100 \text{ атм}, \quad T = \begin{cases} 0.03 \text{ эв} & \text{при } z > 15, \quad r > 250 \text{ мкм} \\ 1.8 \text{ эв} & \text{при } z \leq 15, \quad r \leq 250 \text{ мкм} \end{cases}$$

$$r=0 \quad \psi=0, \quad W_r=0; \quad r=r_N \quad P=100 \text{ атм}, \quad W_r = -\frac{1}{2} \frac{\partial \Gamma_r}{\partial r};$$

$$z=0 \quad U=0, \quad U=GT^4; \quad z=z_M \quad P=100 \text{ атм}, \quad W_z = -\frac{1}{2} \frac{\partial \Gamma_z}{\partial z};$$

#### Анализ результатов расчетов.

Стадия пробоя моделировалась, согласно /4,5/, первоначальным заданием горячей области с температурой  $T = 1,8$  эв, толщиной 15 мкм, расположенной вдоль поверхности образца.

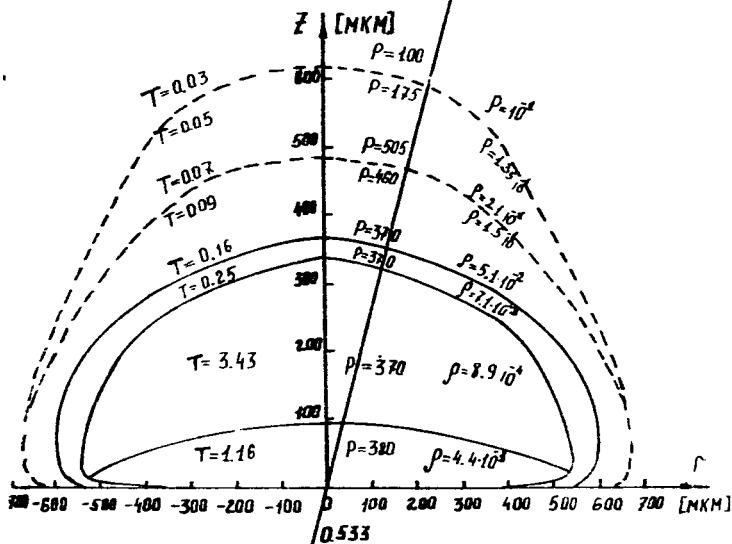
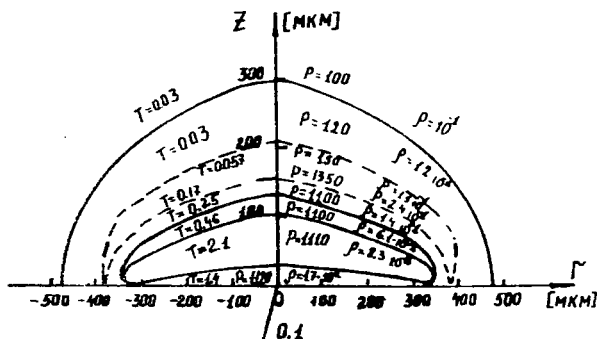
Разностная аппроксимация краевой задачи (1-2), а также ее по следующая численная реализация производились по методике /6/.

Мощность лазерного излучения задавалась равной  $P = 100$  квт, что соответствовало плотности потока излучения на поверхности  $G = 5 \cdot 10^7$  вт/см<sup>2</sup>.

Лазерное излучение направлено вдоль оси  $z$ . В начальные моменты времени интенсивное поглощение лазерного потока происходит только в первоначально заданной горячей области. Интенсивное поглощение лазерного потока приводит к сильному газодинамическому разлету горячей зоны, сопровождающегося появлением ударной волны в холодном газе.

На рис.1 представлены пространственно-временные профили функций  $T, P, \rho$ , характеризующие динамику развития плазмы на стадии установления. Область, охваченная ударной волной, обозначена пунктирными линиями. Условно окончанием стадии формирования считается момент развития, когда все газодинамические скорости становятся меньше скорости звука.

Под воздействием лазерного излучения температура и давление в горячей области быстро повышаются. К моменту времени  $t \sim 3$  нсек давление достигает своего максимального значения  $P = 6 \cdot 10^3$  атм. В дальнейшем, несмотря на рост температуры, давление в горячей области падает, что происходит из-за уменьшения плотности веществ-



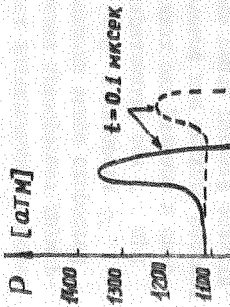
$t$  [MKCEK]

Рис 1



ра, обусловленного интенсивным газодинамическим разлетом этой зоны. На рис. 2, 3 представлены пространственные профили  $P$  и  $\rho$  на различные моменты времени. Область ударной волны характеризуется на рисунках скачком уплотнения вещества (плотность вещества в ударной волне примерно в два раза выше) и скачком давления.

Расчеты показали, что в начальные моменты времени течение являлось одномерным, распространяющимся вдоль оси  $Z$ . Но к моменту времени  $t \sim 0.1$  мксек наблюдаются значительные скорости в боковом направлении (рис. 4) и движение приобретает двумерный характер (рис. 1). На рис. 4 представлены эпюры скоростей  $U$  и  $V$ . Скорость  $V$  определялась при  $r = 0$ , а скорости  $U$  определялись по сечениям, производимым параллельно оси  $r$  при фиксированных  $Z$ . Значения  $Z$  (на рисунках они указаны в скобках) выбирались таким образом, чтобы сечение для каждого рассматриваемого момента времени проходило через центр горячей области. Ударная волна, генерируемая при этом, к моменту времени  $t \sim 10$  нсек достигает своей максимальной скорости  $V = 1.3$  км/сек (рис. 4). Максимальная температура газа, нагреваемого ударной волной  $T = 0,36$  эв (рис. 6). Этого недостаточно для начала интенсивного поглощения лазерного излучения и ударная волна практически прозрачна для этого излучения. Поэтому в данной ситуации светодетонационный режим не реализуется. В силу того, что скорость ударной волны превышает скорость движения плазменного фронта  $V$  п.ф. (рис. 6), ударная волна отрывается от горячей области (рис. 1). Холодный азот ( $T \leq 1$  эв) прозрачен для излучения видимого спектра и ближнего ультрафиолета, однако хорошо поглощает излучение с частотой  $h\nu \geq 14$  эв. Если температура горячей области достаточно мала  $T < 2$  эв, то собственное излучение не оказывает влияния на прогрев впереди лежащих холодных слоев. Но с ростом температуры, все большая доля выходящего из горячей области излучения идет на нагрев ближних слоев азота. При температуре  $T \sim 3.5$  эв холодный азот оказывается непрозрачным для 50% излучения, выходящего из центральных областей. Поглощение собственного излучения происходит вблизи горячей области на длине  $l \sim 50$  мкм (рис. 6). Таким образом, подкачки энергии в ударную волну не происходит и она становится затухающей. Давление и плотность вещества в ударной волне (рис. 1), а также температура и скорость (рис. 6) быстро спадают и к моменту времени



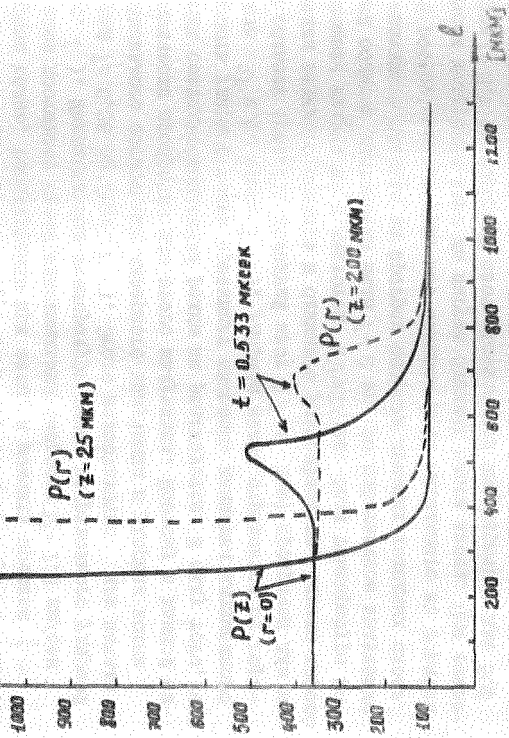


Fig. 2

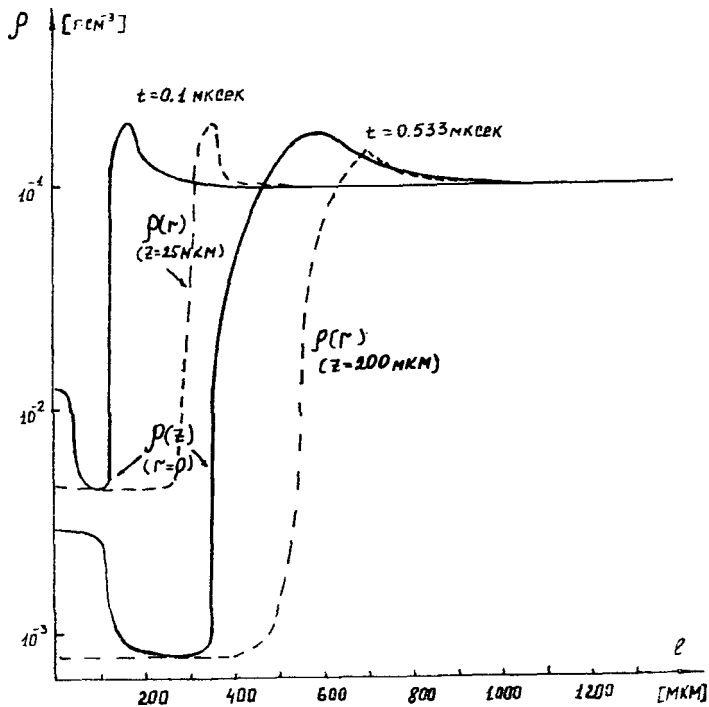
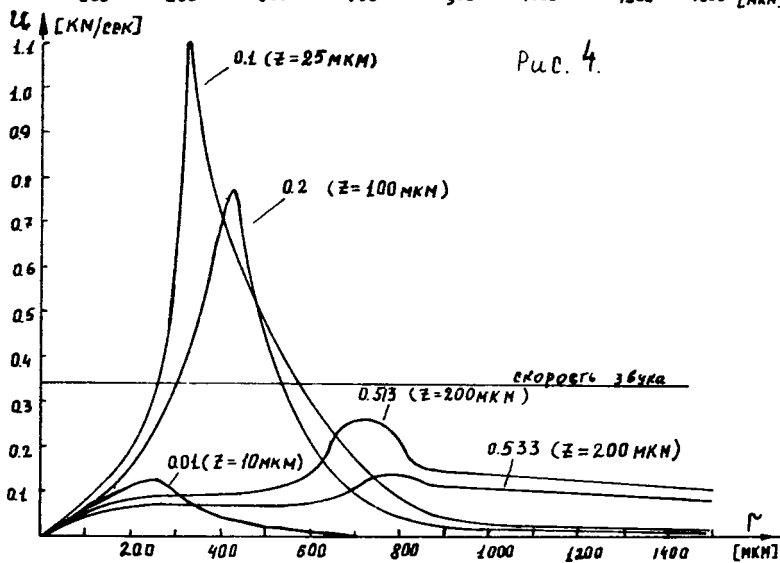
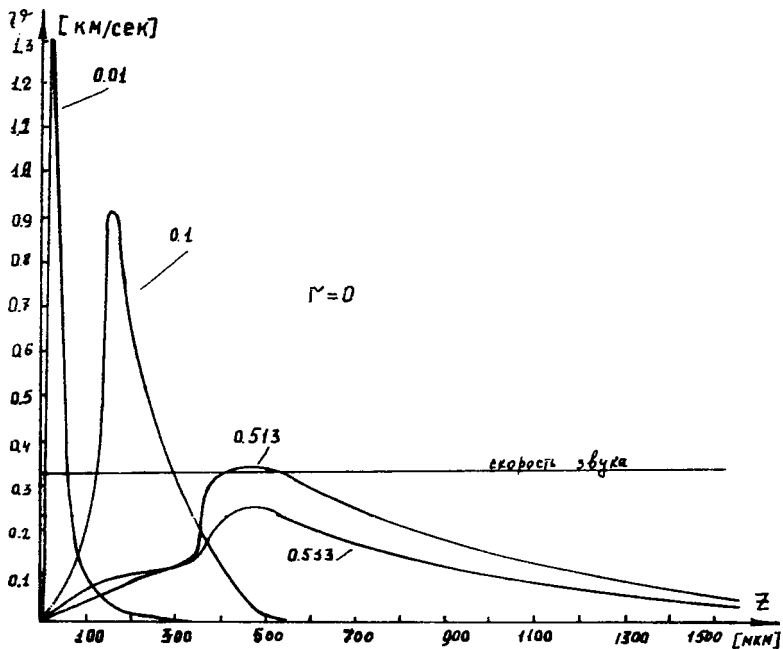


рис 3



$t \sim 0.533$  мксек ударная волна распадается, оставляя после себя дозвуковые возмущения.

В результате расчетов было обнаружено явление, не отмечавшееся ранее. Вблизи поверхности образуется слой плазмы с температурой более низкой, чем температура последующего слоя, который приобретает форму полумесяца (рис. 1). Происхождение этого слоя связано с экранировкой лазерного излучения впереди лежащими горячими слоями азота. Форма горячей области, как и области прилегающей к поверхности, обуславливается комбинированным воздействием двух факторов: газодинамического затекания и полным поглощением лазерного потока. На рис. 5 показано изменение во времени температур  $T_1, T_2$ , плотностей  $\rho_1, \rho_2$  и потоков собственного излучения  $W_1, W_2$  в первых двух от поверхности мишени областях. Температура  $T_1$  в области непосредственно прилегающей к поверхности, с течением времени падает от 1,8 до 1,1 эв, вследствие увеличивающейся экранировки лазерного излучения и продолжающегося газодинамического разлета. Плазменные образования, начиная с момента времени  $t \sim 15$  нсек, полностью непрозрачны для лазерного излучения. На рис. 7 представлены кривые распределения равновесной плотности электронов, из которых следует, что в центральной области плотность заряженных частиц достигает величины  $n_e \sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. В итоге на поверхность мишени воздействует только поток собственного излучения  $W$ . До момента времени  $t \leq 0.4$  мксек величина  $W_1$  спадает из-за уменьшения температуры  $T_1$  в этой области. Затем, из-за уменьшения в результате газодинамического разлета плотности вещества в обеих областях, поток собственного излучения на мишень увеличивается до величины  $W_1 \sim 9 \cdot 10^4$  вт/см<sup>2</sup>. Увеличение  $W_1$  определяется увеличением потока  $W_2$ , вызываемого ростом температуры  $T_2$ . Максимальное значение температуры в горячей области равно  $T_2 = 3.6$  эв. Дальнейший рост температуры ограничивается увеличением высвечивания из горячей области. На рис. 8 представлены пространственно-временные распределения потока собственного излучения. Максимальная величина потока, высвечиваемого из горячей области, достигает величины  $10^7$  вт/см, причем часть потока, проходя сквозь плазменный фронт, покидает рассматриваемую область. В основном это излучение с энергией квантов  $h\nu \geq 10$  эв. Со временем доля излучения, затрачиваемая на нагрев газа, увеличивается.

Таким образом, факт экранировки поверхности от лазерного излучения и установление величины лучистых потоков, идущих на ми-

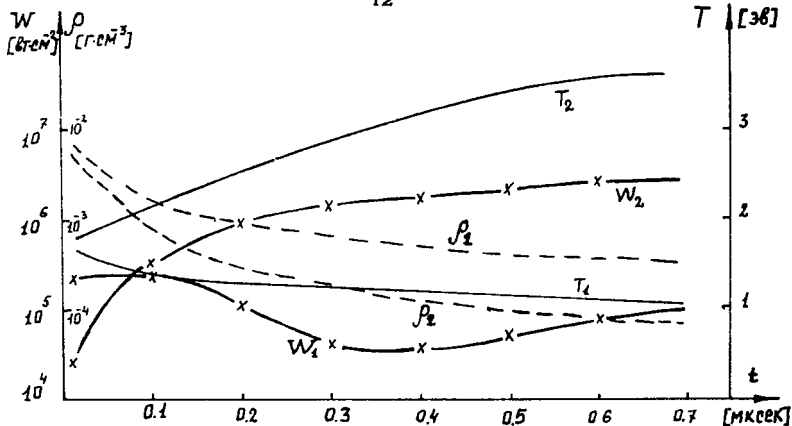


Рис. 5

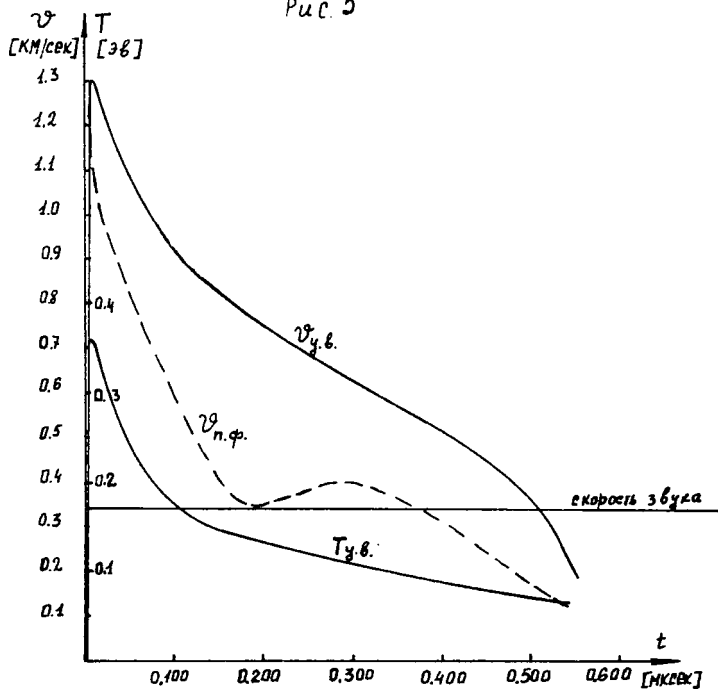
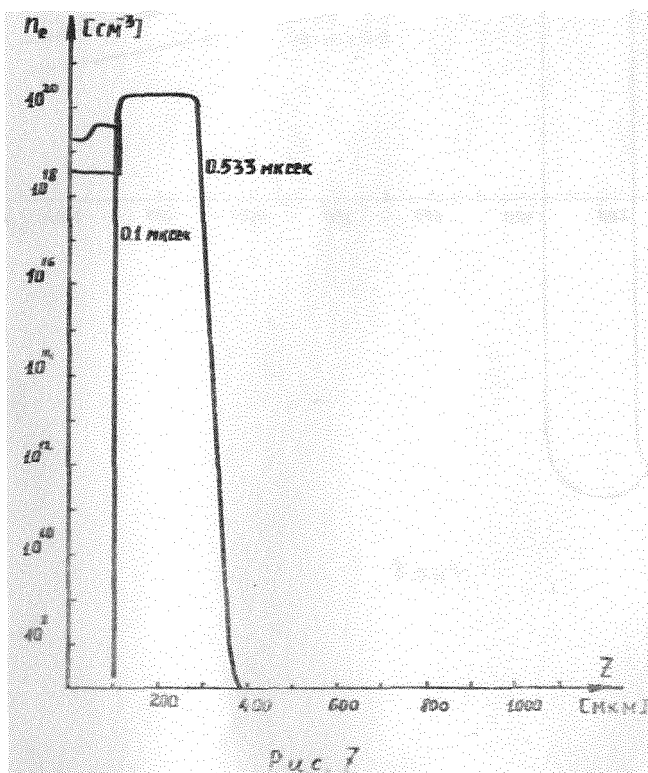


Рис. 6





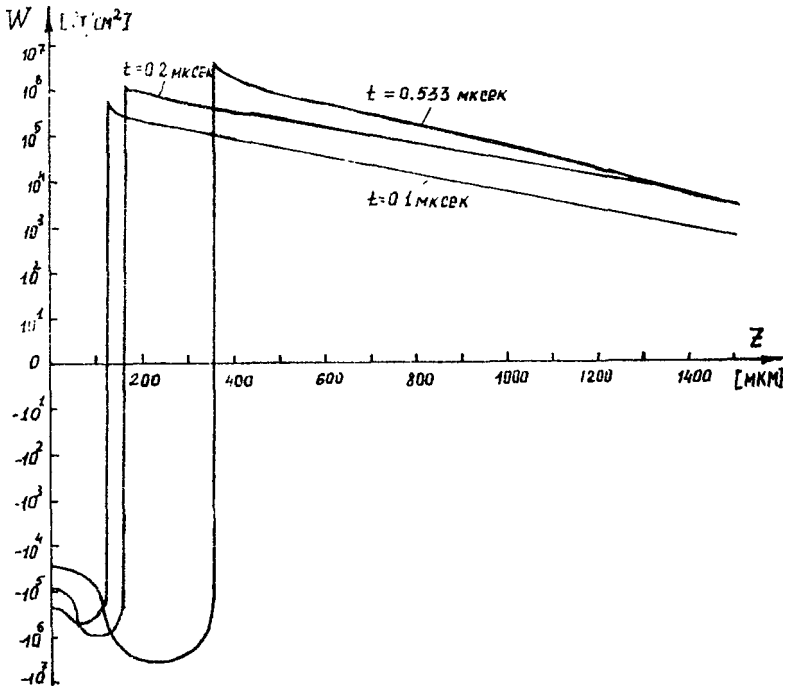


Рис. 8

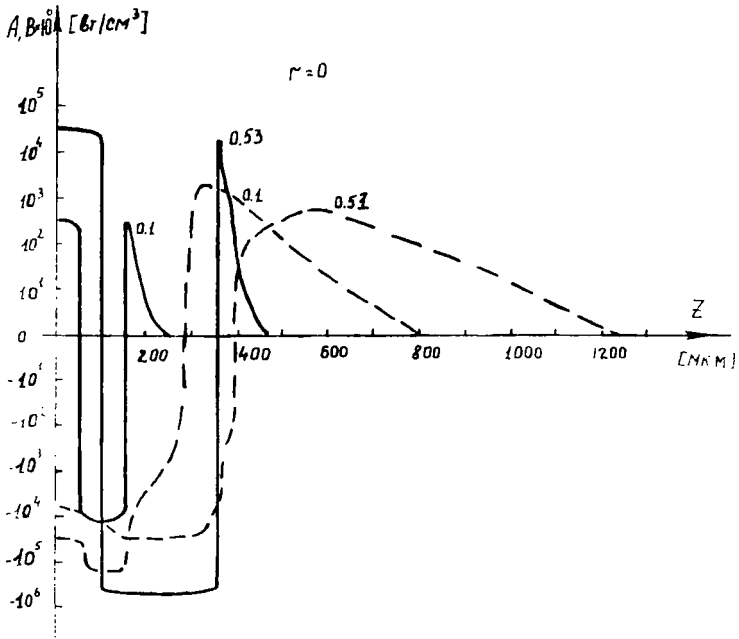


Рис. 9

мень, позволяют достоверно объяснить, почему в экспериментах при давлениях свыше 70 атм не происходит разрушения поверхности.

Данные расчетов позволили также установить, что площадь поверхности, подтвержденная термическому воздействию лучистых потоков (рис.1), в несколько раз больше площади пятна первоначальной фокусировки лазерного луча. Эти данные находятся в хорошем соответствии с экспериментами [1,2].

Результаты расчетов позволили также установить, что на стадии установления режим распространения плазменных образований носит форму некоторого переходного режима от светодетонационного к режиму медленного горения. Несмотря на то, что светодетонационный режим не реализуется, вклад газодинамических сил в развитие плазмы значителен. На рис. 9 представлены пространственно-временные распределения составляющих энергии в газе, обусловленных работой газодинамических сил  $A = \rho \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rU) + \frac{\partial}{\partial z} v \right)$  (пунктирные линии) и переносом излучения  $B = \frac{4}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rW_r) + \frac{\partial}{\partial z} (W_z)$  (сплошные линии). Видно, что вначале более существенным в изменение внутренней энергии плазмы является вклад сил газодинамического сжатия и расширения. Но с течением времени увеличивается роль собственного излучения плазмы. К моменту времени  $t \geq 0,4$  мксек потери на охлаждение и нагрев за счет газодинамических сил в несколько раз меньше потерь за счет высвечивания. В дальнейшем ( $t > 0,533$  мксек) роль газодинамических сил становится исчезающе мала и основным механизмом распространения на стадии поддержания становится одна из форм режима медленного горения - режим дозвуковой радиационной волны [7,8].

Стадия установления имеет ярко выраженный пороговый характер в зависимости от мощности лазерного излучения. При мощности  $P$  менее чем 92 квт ( $G = 4.6 \cdot 10^7$  вт/см<sup>2</sup>) первоначально заданный слой плазмы, остывая, разлетается и развития плазменного облака не происходит.

## Литература.

1. Н.Н.Рыкалин, А.А.Углов, М.М.Низаметдинов. Особенности взаимодействия излучения лазера с материалами при высоком давлении окружающей среды. ЖЭТФ, 69, 2, 1975, 722-731.
2. Н.Н.Рыкалин, А.А.Углов, М.М.Низаметдинов. О пробое газа излучением лазера при малых плотностях потока и высоких давлениях. ДАН СССР, 218, 2, 1974, 330-331.
3. А.Л.Галиев, Л.Л.Крашквин, Л.И.Миркин, А.А.Углов. Синтез нитрида титана в атмосфере азота при высоких давлениях и лазерном облучении. ДАН СССР, 251, 2, 1980, 336-338.
4. В.И.Мажукин, А.А.Углов, Б.Н.Четверушкин. Моделирование пробоа плотного молекулярного газа лазерным излучением вблизи металлической поверхности. ДАН СССР, 246, 6, 1979, 1338-1342.
5. В.И.Мажукин, А.А.Углов, Б.Н.Четверушкин. Численное исследование задачи о лазерном пробое плотного газа. ЖЭМ и МФ, 20, 2, 1980, 451-460.
6. М.И.Волчинская, Б.Н.Четверушкин. Решение двумерных нестационарных задач радиационной газовой динамики. ЖЭМ и МФ, 19, 5, 1979, 1262-1275.
7. J.P. Jackson, P.E. Nielsen. Role of radiative transport in the propagation of laser supported combustion waves. AIAA Journal, 12, 1974, 1498-1501.
8. В.И.Бергельсон, Т.В.Лосева, И.В.Немчинов. Численный расчет задачи о распространении по газу навстречу потоку светового излучения плоской дозвуковой радиационной волны. ПМТФ, 4, 1974, 22-34.