

8. Дубовой Л. В., Зайцев В. А., Попонин В. П. Влияние добавки водорода на эффективность генерации импульсного CO_2 -лазера, возбуждаемого несамостоятельным разрядом. — «Письма в ЖТФ», 1975, т. 1, вып. 9, с. 441.
9. Басов Н. Г., Бережной И. А., Бойко В. А., Данилычев В. А., Зворыкин В. Д., Игнатьев В. В., Холин И. В., Чугунов А. Ю. Об одной возможности применения электроионизационных CO_2 -лазеров для целей ЛТС. — «Письма в ЖТФ», 1975, т. 1, вып. 24, с. 1105.
10. Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И., Тищенко В. П. Оптимизация и предельные энергетические характеристики CO_2 -лазеров. — ПМТФ, 1975, № 5, с. 120.
11. Бирюков А. С., Конюхов В. К., Луковников А. И., Сериков Р. И. Релаксация колебательной энергии уровня (00^01) молекулы CO_2 . — ЖЭТФ, 1974, т. 66, вып. 4, с. 1248.
12. Данилов В. В., Кругляков Э. П., Шунько Е. В. Измерение вероятности перехода $P(20)$ (00^01-10^00) CO_2 и ударного уширения при столкновениях CO_2 , N_2 , He . — ПМТФ, 1972, № 6, с. 24.
13. Афонин Ю. В. Компактный источник ускоренных электронов и электроионизационный CO_2 -лазер для космических исследований. — Дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Новосибирск, ИТПМ СО АН СССР, 1975.

УДК 621.375.826

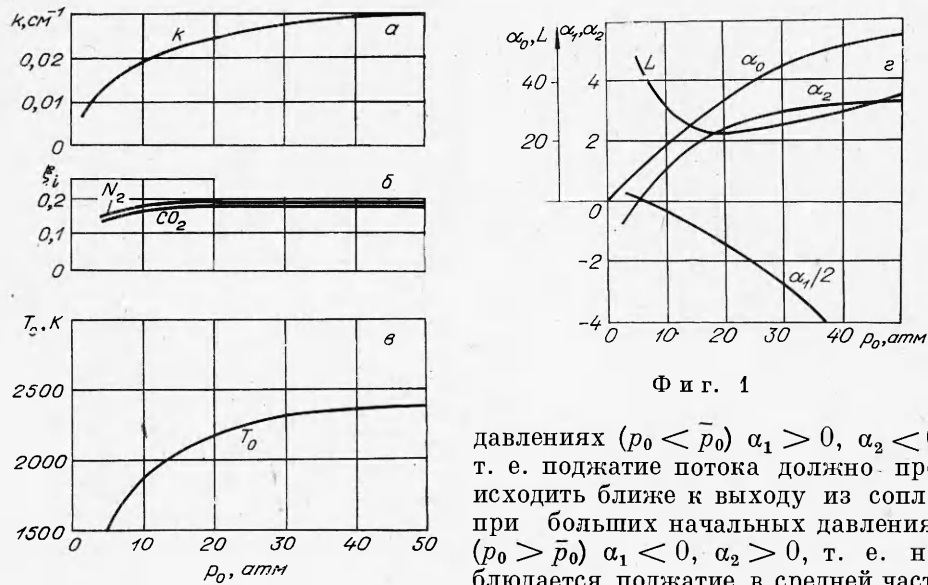
О ВЛИЯНИИ НАГРЕВА СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА НА КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ЛАЗЕРЕ НА УГЛЕКИСЛОМ ГАЗЕ

С. А. Лосев, В. Н. Макаров

(Москва)

В данной работе постановка задачи такая же, как и в работе [1], т. е. оптимизация проводилась методом конфигураций по начальным условиям, составу и геометрии сопла. Переход к безразмерным переменным показывает, что в рассматриваемой задаче параметрами оптимизации являются величины p_0 , T_0 , ξ_i , λ , \bar{r}_j , где p_0 , T_0 — начальное давление и начальная температура; ξ_i — молярные доли; $\lambda = p_0 l$ (l — характерная длина); β_j — параметры, определяющие безразмерную функцию A/A_* , где A и A_* — площадь сечения сопла соответственно в произвольной точке и геометрической критике. В работе [1] в качестве \bar{r}_j выбраны значения производных в некоторых фиксированных узлах разбиения $\bar{x}_j = x_j/L$, здесь \bar{x} — безразмерное расстояние по оси x , отнесенное к длине сопла L . Для определения A/A_* между узлами проводилась квадратичная аппроксимация. Выберем $l = L$, тогда для плоскопараллельных течений $\beta_j = \alpha_j L = \frac{2 \operatorname{tg} \theta_j}{i_*} L$, где θ_j — углы наклона контура сопла в точках $x_j = \bar{x}_j L$; h_* — высота в критическом сечении сопла. Будем рассматривать фиксированные значения начального давления p_0 , тогда в качестве параметров оптимизации можно выбрать величины T_0 , ξ_i , α_j , L [1]. В отличие от [1] параметры α_j ($j = 1, 2$) могли принимать отрицательные значения.

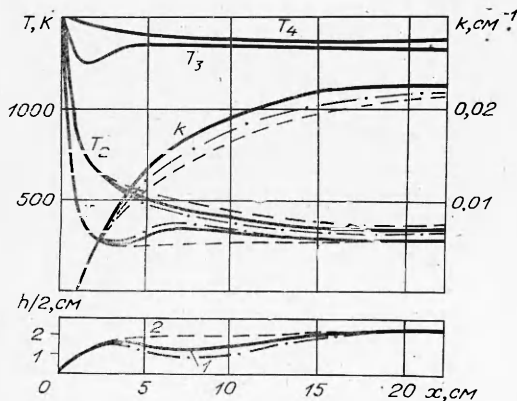
На фиг. 1 приведены результаты оптимизации для смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ по указанным параметрам в зависимости от начального давления p_0 . Приведенные результаты показывают, что вслед за значительным расширением сверхзвукового потока в области геометрической критики сопла вниз по потоку в оптимальном режиме наблюдается некоторое сужение, т. е. α_1 и α_2 могут принимать отрицательные значения. При малых начальных



Ф и г. 1

давлениях ($p_0 < \bar{p}_0$) $\alpha_1 > 0$, $\alpha_2 < 0$, т. е. поджатие потока должно происходить ближе к выходу из сопла, при больших начальных давлениях ($p_0 > \bar{p}_0$) $\alpha_1 < 0$, $\alpha_2 > 0$, т. е. наблюдается поджатие в средней части сверхзвуковой области течения в сопле. При давлении $p_0 \approx \bar{p}_0$ получаем, что $\alpha_1 \sim 0$, $\alpha_2 \sim 0$, т. е. сечение потока после начального расширения и параболической переходной области ($\alpha_0 > 0$) в дальнейшем практически не меняется вплоть до оптимального расстояния L . Для смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ оказалось, что $\bar{p}_0 \sim 6$ атм. Отметим, что углы наклона при поджатии и последующем расширении потока значительно (более чем по порядку величины) меньше, чем угол начального раскрытия сопла, т. е. $|\alpha_1/\alpha_0| < 1/10$, $|\alpha_2/\alpha_0| < 1/10$.

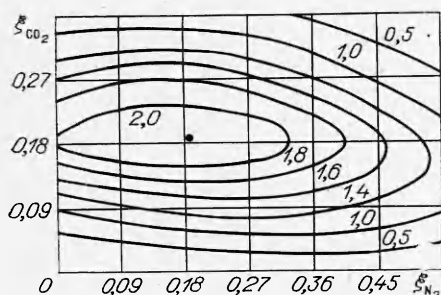
Роль обнаруженного поджатия потока становится понятной из рассмотрения кривых распределения поступательной и колебательных температур в оптимальном режиме течения, например, для $p_0 = 15$ атм (фиг. 2). Сначала попытаемся выяснить необходимость поджатия. Рассмотрим неоптимальный контур 2 без поджатия с длиной L , отношением площади сечения на выходе из сопла к критическому сечению A/A_* и значением α_0 таким же, что и у оптимального сопла 1. Эти сопла отличаются в большей степени в области поджатия. Оказывается, что значения колебательной температуры v_3 -моды CO_2 и N_2 (T_3 и T_4) замораживаются на участке до перехода к поджатия.



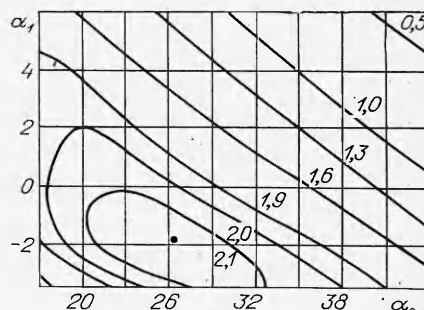
Ф и г. 2

Поэтому небольшая вариация контура, после того как изменение T_3 и T_4 прекратилось, не может существенно повлиять на их значения на последующем участке сопла, т. е. значения T_3 и T_4 на этом участке слабее зависят от формы контура, чем значение колебательной температуры v_2 -моды CO_2 (T_2). Величина T_2 в области, где допускается вариация контура сопла без существенного влияния на значения T_3 и T_4 , продолжает релаксировать, поэтому при поджатии (т. е. при переходе от сопла 2

к соплу 1) несколько увеличивается значение поступательной температуры T , что увеличивает скорость релаксации нижнего лазерного уровня, увеличивая разницу между T_3 и T_2 . С другой стороны, если брать контур с большим поджатием, чем оптимальное, то начинает релаксировать верхний лазерный уровень. Отметим, что абсолютное значение достигаемого при переходе от сопла 2 к соплу 1 выигрыша по величине k невелико.



Ф и г. 3



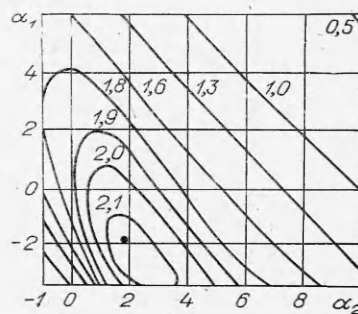
Ф и г. 4

Слабая зависимость оптимального коэффициента усиления k от значений α_1 и α_2 показывает, что дальнейшее увеличение количества определяющих параметров α_i ($i \geq 3$) приведет к весьма небольшому увеличению оптимального k и поэтому параметры α_0 , α_1 и α_2 достаточны при постановке задачи оптимизации.

Для постановки эксперимента важно иметь количественные сведения о характере изменения параметров вблизи оптимальных значений. Представление об этом дают карты рельефа оптимизируемой поверхности по двум параметрам: например, для состава газа — по молярным долям ξ_{CO_2} и ξ_{N_2} (остальное — молярная доля гелия) (фиг. 3), для параметра начального угла раскрытия α_0 и величины α_1 (фиг. 4), а также для величин α_1 и α_2 (фиг. 5), характеризующих профиль остальной части сопла (на фиг. 3—5 $p_0=15$ атм). При этом в каждом случае все остальные параметры, кроме рассматриваемых, были взяты оптимальными. На фиг. 3 видно, что величина коэффициента усиления вблизи оптимума более чувствительна к содержанию углекислого газа, нежели азота.

Наиболее показателен с точки зрения поставленной задачи рельеф искомой поверхности в переменных (α_0, α_1) и (α_1, α_2) . Из фиг. 4, 5 видно, что уровни одинаковых значений коэффициента усиления «вытянуты» вдоль линий $A/A_* = \text{const}$. Можно показать, что в координатах (α_0, α_1) геометрическое место точек, на которых имеет место постоянное отношение A/A_* , определяется соотношением $\alpha_0 = \alpha_0 - 4(\alpha_1 - \alpha_1)$, а в координатах (α_1, α_2) — соотношением $\alpha_1 = \alpha_1 - 2(\alpha_2 - \alpha_2)$ (здесь $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2$ — значения этих переменных в оптимальной точке). Приведенные результаты показывают, что в области оптимума рельеф поверхности является плавным.

Наличие поджатий в сверхзвуковом потоке, как известно, может привести (прежде всего при больших значениях h_* и, как следствие, больших углах наклона контура сопла



Ф и г. 5

ла) к появлению сильных ударных волн и нежелательной перестройке потока. Поэтому такое сужение потребует внимательного анализа неоднородности потока. По существу, обсуждаемое явление связано с некоторым подогревом газа в сверхзвуковой области течения и оптимальные значения α_j позволяют получить это наилучшее распределение температуры и давления сверхзвукового потока. В этом смысле полученные результаты обладают большей общностью, поскольку необходимое повышение температуры газа можно осуществить и иными методами (вдув горячего газа, электроподогрев и т. п.), используя при этом сопла без поджатия. Такой подогрев можно осуществить и с помощью системы достаточно слабых ударных волн (косых скачков уплотнения) аналогично предлагаемому в [2].

Поступила 17V1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Лосев С. А., Макаров В. Н. Многофакторная оптимизация газодинамического лазера на углекислом газе. I. Оптимизация коэффициента усиления. — «Квант. электроника», 1975, т. 2, № 7, с. 1454—1458.
2. Blackman A. W. Laser device. Patent USA, 1971, N 3566297.

УДК 533.9+621.039.61

ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ ИОННОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ! В МНОГОПРОБОЧНОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

Ю. В. Васильев, Д. Д. Рютюв

(Новосибирск)

Существенное уменьшение теплопроводности и скорости продольного расширения плазмы в многопробочных магнитных ловушках [1] делает такие системы весьма перспективными с точки зрения осуществления термоизоляции плотной плазмы вдоль магнитного поля в термоядерном реакторе. Количественно поведение плазмы в многопробочных ловушках может быть описано с помощью уравнений газодинамического типа, полученных в работах [2, 3]. Справедливость этих уравнений подтверждена экспериментально на установках со щелочной плазмой [4, 5].

На установках следующего поколения с дейтериевой или дейтерий-трипиевой плазмой актуальными станут измерения выхода нейтронов из плазмы (прежде всего в диагностических целях). В связи с этим возникает вопрос о нахождении связи между выходом нейтронов и макроскопическими параметрами плазмы.

Решение этой задачи в применении к рассматриваемым установкам связано со следующей специфической особенностью. Система газодинамических уравнений [1—3] правильно описывает функции распределения частиц, длина свободного пробега которых λ мала по сравнению с длиной установки L . В практически интересных случаях это условие выполняется для основной массы частиц плазмы, однако, как хорошо известно (см., например, [6]), вклад в нейтронный выход при не слишком больших температурах плазмы ($T \lesssim 40\text{--}50$ кэВ) вносят главным образом высокоэнергетические «хвосты» функций распределения. А так как длина свободного пробега быстро растет с энергией, может оказаться, что для нахождения нейтронного выхода требуется знать функции рас-