

10. Термодинамические свойства индивидуальных веществ/Под ред. В. П. Глушко.— М.: Изд-во АН СССР, 1962.— Т. 2.
11. Еремин А. В., Зиборов В. С., Набоко И. М. Использование УФ-полос CO_2 для диагностики ударно-нагретого газа // Оптика и спектроскопия.— 1989.— Т. 67, вып. 3.— С. 562.
12. Забелинский И. Е., Заслонко И. С., Ибрагимова Л. Б. и др. Поглощение излучения молекулами CO_2 в области $\lambda = 238$ и 300 нм при высоких температурах // Журн. прикл. спектроскопии.— 1986.— Т. 22, № 1.— С. 164.
13. Ибрагимова Л. Б. Диссоциация и рекомбинация молекул углекислого газа // Хим. физика.— 1990.— Т. 9.— С. 785.
14. Виткин Э. И., Еремин А. В., Зиборов В. С. и др. Исследование неравновесных процессов при запуске недорасширенной струи.— Минск, 1989.— (Препр. / АН БССР; № 570—571).
15. Летохов Б. С. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах.— М.: Наука, 1983.
16. Malerich C. J., Scanlon J. H. Calculation of $\text{CO} (X^1\Sigma^+) + \text{O} ({}^3P)$ recombination chemiluminescence spectrum // Chem. Phys.— 1986.— V. 110.— P. 303.
17. Деметьев А. И., Симкин В. Я. Основное и возбужденные электронные состояния молекулы CO_2 // Физика многочастичных систем.— 1987.— Вып. 11.— С. 24.

г. Москва

Поступила 28/X 1991 г.,
в окончательном варианте — 3/XI 1992 г.

УДК 533.697+532.517.4

М. Г. Кталхерман, В. М. Мальков

АЭРООПТИКА СОПЛОВЫХ БЛОКОВ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ЛАЗЕРОВ

1. Введение. К аэрооптике относятся явления, связанные с прохождением лазерного излучения через неоднородности воздушной среды. Чаще всего рассматривают искажения волнового фронта, возникающие при прохождении света через ударно-волновые структуры, сдвиговые и пограничные слои, слои смещения и следы [1—3]. Таких задач много появляется при размещении лазера, например, на самолете [2]. Отличие аэрооптики от оптики атмосферы состоит в том, что здесь масштаб турбулентных пульсаций плотности меньше размера апертуры. Хотя теоретический аппарат в обоих случаях в принципе один и тот же, результаты получаются разные [1, 4].

Вопрос о фазовых aberrациях возникает не только при прохождении луча во внешней среде. Для быстропотоковых лазерных систем еще важнее искажения, которые имеют место при формировании излучения в резонаторной полости, так как искривления фазовой поверхности в ближней зоне излучения определяют распределение интенсивности в дальней зоне [5] и степень его отличия от идеального случая, когда на выходе излучение имело бы плоский фронт.

В химических и газодинамических лазерах (ГДЛ) фазовые aberrации формируются в резонаторной полости на неоднородностях плотности среды, которые имеют место в потоке за конкретным сопловым устройством. Степень искривления плоского фронта при прохождении излучения через исследуемую среду определяет ее оптическое качество. В настоящей работе изучается оптическое качество потока за плоскими сопловыми блоками, обычно применяемыми в ГДЛ [6], и сотовыми блоками [7], которые используются в химических лазерах и ГДЛ. (Влияние второго источника искажений в самом лазере — аэродинамических окон, которые отделяют резонаторную полость от внешней среды, — рассмотрено, например, в [8].)

Фазовые искажения появляются как на регулярных структурах (системы скачков уплотнения, контактные поверхности) [9], так и на турбулентных (следы, пограничные и сдвиговые слои). Турбулентное рассеяние света теоретически рассмотрено в [1, 10]. Экспериментально оптическое качество

среды исследуют с помощью интерферометрии или метода фокального пятна [2]. В первом случае получают информацию о распределении фазы в ближней зоне, отклонения от среднего усредняют по апертуре и на основании соотношения Штреля вычисляют интенсивность излучения в дальней зоне. Во втором случае получают прямой результат — измеряют интенсивность излучения в дальней зоне. Но и здесь, как правило, зондируют широкоапертурными пучками, т. е. осредняют по всей апертуре.

Для выявления влияния особенностей течения за разными сопловыми блоками на оптическое качество среды необходимо некоторое разрешение в пространстве. Зондирующее пятно при этом, понятно, должно быть больше этих изучаемых особенностей, чтобы осреднение было представительным. Ясно, что осредненные отклонения фазы могут быть меньше отклонений, определяемых по всей апертуре резонатора, поскольку в рассмотрение не попадут, например, сильные искажения на краях. Но если изменение осредненных параметров течения в резонаторной полости, в частности плотности по потоку, не является резким, т. е. характерный размер таких отклонений много больше зондирующего пятна, то полученный характер зависимостей верно отразит изменение фазы, связанное с развитием особенностей внутренней турбулентной структуры потока. Понятно, что искажения фазы, связанные с крупномасштабными изменениями параметров (например, оптический клин по всей длине), выпадут из рассмотрения. Но это в принципе можно учесть.

Попытка прозондировать течение в резонаторной полости лучом относительно небольшого диаметра и была предпринята в настоящей работе. С помощью метода фокального пятна изучалось влияние особенностей течения за плоскими и сотовыми блоками на оптическое качество среды. Для правильной интерпретации полученных оптических результатов необходимо, конечно, иметь подробную газодинамическую картину исследованных течений. В [11—13] были измерены осредненные характеристики потока в резонаторной полости для всех испытанных сопловых блоков, а в [14] для сотовых блоков получены также данные об интенсивности турбулентных пульсаций.

2. Экспериментальная установка. Измерения проводились в аэродинамической трубе, в которой в качестве соплового устройства использовались исследуемые блоки плоских или сотовых сопел. Размер рабочей части 51×56 мм. Сразу за сопловым блоком располагались окна на всех четырех стенках рабочей части. При проведении зондовых испытаний вместо стекол устанавливались вставки с отверстиями для размещения датчиков, перемещаемых микрометрическим координатником.

Установка продувалась осушенным воздухом из баллонов высокого давления. Эжектор давал возможность работать в диапазоне давлений торможения $p_0 = 0,6—4,0$ МПа. Омический подогреватель позволял повышать температуру воздуха на входе до $T_0 = 350$ К. Число Рейнольдса по параметрам потока в выходном сечении соплового блока и длине сопла находилось в пределах $Re_L = (0,85—5,3) \cdot 10^6$, т. е. режим течения в следах был турбулентным.

Сопловые устройства. Блоки плоских сопел составлены из трех профилированных с обеих сторон лопаток и двух боковых, профилированных с одной стороны, т. е. блок состоял из четырех плоских сопел, причем стенки крайних заподлицо состыковывались со стенками рабочей части, как на рис. 1. Профиль сверхзвуковой части всех лопаток был одинаков и являлся контуром минимальной длины, рассчитанным методом ха-

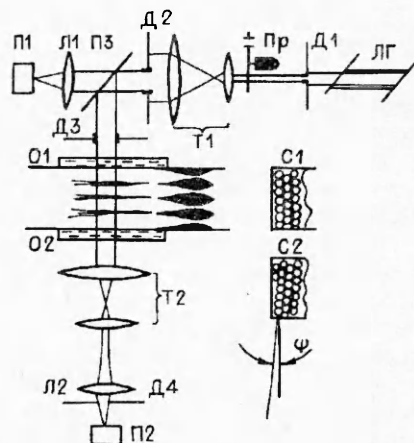


Рис. 1

рактических на число Маха $M = 5$ (показатель адиабаты $k = 1,4$) с поправкой на толщину вытеснения пограничного слоя. Размер критического сечения $h^* = 0,49$ мм, а высота сечения на выходе составила $H = 13,45$ мм. Длина сверхзвуковой части $L_c = 37$ мм. Толщина лопаток t на конце, где угол схода $\alpha = 0$, менялась: блоки I—IV имели лопатки с $t = 0,75; 0,5; 0,35$ и $0,15$ мм. Блоки III(1) и IV(1) собраны из тех же лопаток, что и блоки III и IV, но предварительно укороченных на 7 и 11 мм соответственно. Поэтому угол α у них получился $2,5$ и 4° , а $t = 0,75$ и 1 мм. Конечность значений t и α , обусловленная требованиями прочности конструкции, служит источником дополнительных возмущений полей плотности в потоке. Отсюда и необходимость проведения соответствующих измерений.

Сотовое сопло — это решетка компактно расположенных конических микросопел. Для оптических измерений использовались блоки со следующими характеристиками: угол раскрытия отдельного микросопла 20° , диаметр его критического сечения 1 мм, степень раскрытия 25 . Отношение площади рабочего канала к суммарной площади критического сечения было таким же, как и для плоских блоков (~ 29). Важно выдержать этот параметр одинаковым, поскольку он определяет средний уровень плотности в потоке. Испытано два сотовых блока: у блока С1 ряды микросопел расположены параллельно оптической оси, а у С2 — под углом 13° (см. рис. 1).

Измерения. Газодинамическая структура потока исследовалась теньвым и зондовым методами. Шлирен-фотографии при разных положениях ножа получены с искровым источником света с длительностью импульса ~ 1 мкс. Поля полного и статического давления измерены с использованием трубки Пито с размером приемной части $0,25 \times 1$ мм и насадком статического давления с носком оживальной формы диаметром 1 мм. В предположении постоянства температуры торможения находились остальные значения параметров потока: скорость, плотность. Измерения выполнялись в нескольких сечениях канала на расстоянии 170 мм от среза сопел. Методика исследования пульсационных характеристик течений с сотовыми блоками дана в [14].

Принципиальная схема для измерения оптических характеристик потока, аналогичная [15], показана на рис. 1. Излучение зондирующего лазера ЛГ ($\lambda = 0,63$ мкм) после прерывателя Пр через телескопическую систему Т1 расширилось до диаметра ~ 30 мм. Из этого поля диафрагмой Д2 выбирался участок с наиболее равномерной интенсивностью излучения диаметром ~ 9 мм. На полупрозрачном зеркале ПЗ луч делился: один направлялся на опорный приемник П1, а другой — через исследуемый объект. Этот луч после прохождения через окна установки О1 и О2 и через вторую телескопическую систему Т2 (обратную) собирался, т. е. диаметр луча уменьшался, что позволяло реализовать дальнюю зону излучения на небольших расстояниях. Линзой Л2 излучение собиралось на приемной площадке приемника П2. Для измерения полезного сигнала применялась дифференциальная схема, т. е. во время опыта измерялся разностный сигнал между П1 и П2. До эксперимента сигналы на приемниках с помощью нагрузочного сопротивления выравнивались, выставлялся «ноль». При прохождении луча через неоднородности исследуемой среды возникала разница сигналов ΔI , которая регистрировалась дифференциальным осциллографом. Полный же сигнал I_0 измерялся до опыта и после. Результат считался верным, когда значения I_0 до опыта и после совпадали, а дифференциальный сигнал возвращался в нулевое положение.

Дело в том, что схема оказалась очень чувствительна к положению стекол газодинамической установки. В процессе запуска при прохождении ударной волны возможны их небольшие смещения. Поэтому брались в учет только те опыты, когда не изменялись (при запуске) ни нулевой сигнал, ни полный. А каждая экспериментальная точка измерялась несколько раз.

Возможен еще эффект общего смещения луча на неоднородностях потока, что вело бы к фиктивному уменьшению интенсивности зондирующего излучения. В [15], где исследовалось оптическое качество круглой сверхзвуковой струи, такое наблюдалось, и прямо во время опыта с помощью



Р и с. 2

плоскопараллельной пластинки, стоявшей после обратного телескопа, сдвиг компенсировался. В нашем случае, так как объект плоскопараллельный, а картина течения в камере строго симметричная, увода луча с приемника не было. Но это перед экспериментом проверя-

лось и контролировалось во время его проведения, для чего, в частности, использовалась диафрагма Д4. Она выставлялась по первому темному кольцу за диском Эйри. (Диафрагмы Д1 и Д2 служили для устранения лишних бликов.)

3. Результаты экспериментов. Обсуждение. Аэродинамические измерения. На рис. 2 приведены шлирен-фотографии потока за блоками при вертикальном положении ножа: *a* — плоский блок с $t = 0,5$ мм, *б* — сотовый блок С1, *в* — сотовый С2. На фотографии 2, *a* видны концы лопаток. Обтекание концов сопровождается расширением в донную область с последующим разворотом потока в скачке уплотнения. Светлые области на фотографии — веер волн разрежения, темные линии — скачки уплотнения. Характерной чертой течения является образование ромбовидной структуры скачок — волна разрежения, постепенно затухающей вниз по потоку. Стекающий со стенок сопла пограничный слой формирует за кромками лопаток отчетливо наблюдаемый след. В его структуре видна достаточно периодичная структура вихрей, размеры которых увеличиваются по мере удаления от среза. В ядре потока на выходе нет каких-либо возмущений, что свидетельствует о хорошем качестве изготовления контура сопла. Насколько можно судить по фотографиям, скачки и волны разрежения с соседних лопаток не вызывают видимого изменения ширины и структуры следа.

Сходная картина течения ранее подробно изучалась в связи с проблемой донного сопротивления различных тел. Одно из существенных отличий условий проведения настоящих экспериментов состоит в том, что высота пограничного слоя δ на срезе в несколько раз больше толщины обтекаемой кромки сопла t . В результате, как показали эксперименты с дренажом торца лопатки, донное давление существенно превышает соответствующее значение, полученное в условиях $\delta/t \rightarrow 0$, характерных для других технических приложений. Так, для блока с $t = 0,75$ мм (при $p_0 = 0,7$ МПа) давление на кромке лопатки всего в 2 раза меньше давления на срезе сопла.

Другим отличием задачи о следе в наших условиях является то, что параметры во внешнем по отношению к следу потоку, т. е. в ядре струи из отдельного сопла, были переменными (обычно они рассматриваются постоянными). На рис. 3 показана, например, зависимость $\bar{\rho}_{0E}(x)$ и $\bar{P}_{0E}(x)$ — отношения плотности и давления на оси в ядре потока к значению этих параметров в форкамере, x — расстояние от среза блока. Видно, что различия толщины и угла наклона на конце лопатки не влияли на осевое распределение $\bar{\rho}_{0E}(x)$ и $\bar{P}_{0E}(x)$, а само изменение этих параметров по течению невелико (так же меняются и числа Маха в ядре, только функция $M(x)$ убывающая). Неравномерность же профилей плотности в поперечном сечении зна-

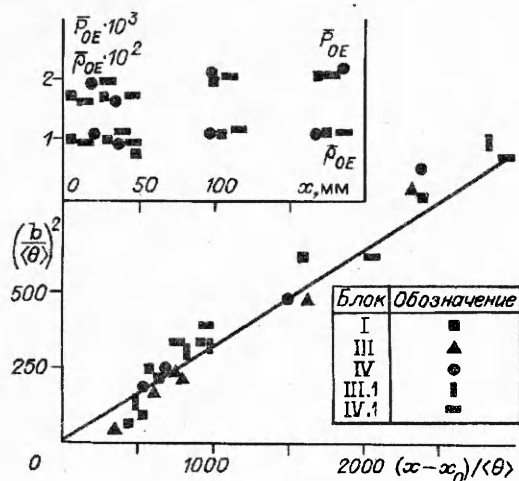


Рис. 3

пала с данными, полученными для несжимаемого изобарического следа (ρ_0 и ρ_E — плотность на оси и границе следа соответственно, $\langle\theta\rangle$ — среднее вдоль потока значение толщины потери импульса). Профиль дефекта плотности в поперечных сечениях следа имел обычный вид (гауссова функция) и был единым для всех плоских блоков, хотя разброс точек заметно больше, чем на профиле дефекта скорости.

Полуширина следа $b(x)$ определялась по координатам, где $(u_E - u) / (u_E - u_0) = 0,5$ (u — скорость потока, индексы E и 0 , как и раньше, отвечают условиям на внешней границе следа и его оси). Зависимость $b(x)$ в автомодельных координатах показана на рис. 3, где x_0 — эффективное начало следа. На график нанесены данные для всех значений t и α . Можно констатировать удовлетворительную корреляцию результатов, полученных для различных значений t и α . Зависимость $b(x)$ практически такая же, что и в случае несжимаемого изобарического следа (прямая линия) при новом, определенном в опытах значении параметра x_0 (x_0 зависит от формы генератора следа).

В работе получены все данные для полуэмпирического расчета течения в резонаторной полости, включая осредненные характеристики следа. Для целей настоящего исследования наибольший интерес представляли поля плотности и ширина следа, поэтому только эти результаты, хотя и частично, представлены. Подробно газодинамика плоских блоков описана в [11].

Газодинамика сотовых сопел представлена в [7, 12—14]. Изучалось влияние геометрии блока и контура индивидуального микросопла на процесс затухания неоднородностей плотности вниз по потоку. На расстоянии $\bar{X}_d = x/d_e \approx 10$ (d_e — диаметр выходного сечения микросопла) $\Delta\rho/\langle\rho\rangle = 20-15\%$, а желаемый уровень неоднородности в 1% достигался на расстоянии $\bar{X}_d \approx 70-100$. Пульсации массового расхода $\langle m \rangle = 6-4\%$ (в зависимости от геометрии блока) в сечении $\bar{X}_d = 10$, а на расстоянии $\bar{X}_d = 20-30$ эта величина уменьшалась наполовину и далее вдоль канала спадала очень медленно и незначительно.

Аэрооптические измерения. Нормированная интенсивность (интенсивность Штреля) — отношение максимума интенсивности I в центре пучка, прошедшего возмущенную среду, к интенсивности I_0 , которая была бы в отсутствие aberrаций, — пропорциональна (для малых aberrаций) среднеквадратичной деформации волнового фронта и не зависит от природы aberrаций [5]:

$$I/I_0 \approx 1 - (2\pi/\lambda)^2 (\Delta\varphi)^2, \text{ или } \Delta I/I_0 = \overline{\Delta I} \sim (\Delta\varphi)^2 \quad (\Delta I = I - I_0).$$

В [4] проинтегрировано волновое уравнение для случая распространения пучка света в турбулентной среде (рассматривались гауссова и реальная

чительна, и чем больше t , тем больше отклонения $\Delta\rho$ от среднего значения $\langle\rho\rangle$. Для блока I, например, в начале резонаторной полости $\Delta\rho/\langle\rho\rangle = \pm 12\%$. По течению неравномерности сглаживаются, и на расстоянии $x = 160$ мм $\Delta\rho/\langle\rho\rangle \sim \pm 5\%$.

Распределение безразмерного дефекта плотности вдоль оси следа описывалось с использованием автомодельных переменных дальнего следа. Зависимость

$$\left(\frac{\rho_E}{\rho_E - \rho_0}\right)^2 = f\left(\frac{x}{\langle\theta\rangle}\right)$$

оказалась единой для всех экспериментальных моделей и сов-

корреляционная функции турбулентности) и показано, что изменение фазы определяется выражением

$$(3.1) \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \beta \sqrt{\Lambda L} \frac{\Delta\rho'}{\rho} \left[\frac{\rho}{\rho_0} \right],$$

где Λ — турбулентный масштаб; L — толщина рассеивающего слоя; β — постоянная Гладстона — Дейла; λ — длина волны; ρ — плотность; $\Delta\rho'$ — пульсация плотности; ρ_0 — плотность при нормальных условиях.

Основными возмущающими факторами в сверхзвуковом потоке за плоскими блоками, как уже отмечалось, являются ударные волны и следы. О структуре и характеристиках турбулентных следов и слоев имеется много экспериментальных данных, что позволяет сделать следующие оценки. Турбулентный масштаб пропорционален толщине слоя: для сдвиговых слоев и слоев смешения, согласно [16], $\Lambda = 0,25L$, для пограничных, как показывает анализ результатов [17], приемлема аппроксимация $\Lambda = 0,1L$. Измерения в следе за плоским телом [18] дали результат $\Lambda = 0,5L$. Таким образом, всегда $\Lambda \sim L$. Рост толщины следа L в нашем случае (см. рис. 2) хорошо аппроксимируется функцией \sqrt{x} . Величина же $\Delta\rho'/\rho$ в следе, согласно [18], меняется лишь на начальном небольшом участке, а далее по потоку остается практически постоянной. Отсюда качественное поведение функции $\overline{\Delta I}$ должно определяться двумя членами:

$$(3.2) \quad \overline{\Delta I} \sim x\rho^2.$$

Как видно из рис. 4, 5, результаты измерений $\overline{\Delta I}$ для плоских блоков хорошо согласуются с формулой (3.2). На рис. 4 дана зависимость $\overline{\Delta I}$ от давления торможения ρ_0 , а на рис. 5 — от расстояния x — точки, где проводилось измерение. (Во всех случаях за начало отсчета x , в том числе и для блоков с укороченными лопатками, принимался конец сверхзвуковой части лопатки.) Таким образом, зависимость от давления нелинейная, близкая к квадратичной, а от x — линейная. Это свидетельствует о том, что в основном рассеяние в нашем случае происходит на турбулентных следах. Если бы интенсивность ударно-волновой структуры была определяющим фактором, то $\overline{\Delta I}$ по потоку должно бы уменьшаться.

Отмеченный эффект (рост $\overline{\Delta I}$ с увеличением x) похож в некотором смысле на оптический клин, наличие которого отмечалось и ранее, но это связывалось с ростом плотности в канале. Представленные результаты доказывают, что рост $\overline{\Delta I}$ не может быть объяснен в данном случае только градиентом плотности: увеличение ρ на расстоянии 100 мм составляет всего 10—15 % (см. рис. 3), тогда как доля рассеянного излучения на расстоянии 50 мм увеличивается в 2 раза и более в зависимости от уровня давления. Это важно отметить, поскольку оптический клин, если бы он был связан только с градиентом плотности по потоку, был бы устранен соответствующей настройкой резонатора. Полученные данные показывают, что изменения фазы в потоке за плоскими блоками не могут быть компенсированы настрой-

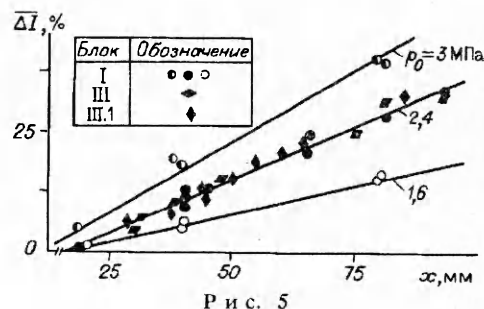
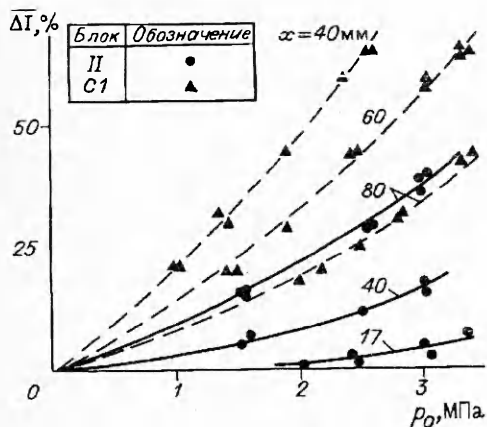


Рис. 4

Рис. 5

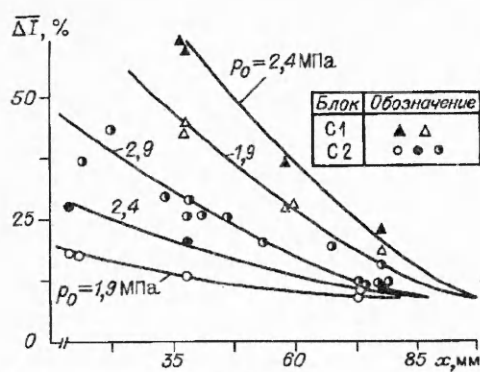


Рис. 6

кой, так как это связано с турбулентным характером следа (ростом масштаба турбулентности Λ). Неожиданным оказалось то, что результаты для всех плоских блоков практически совпали. Для иллюстрации этого на рис. 5 при $p_0 = 2,4$ МПа приведены точки для трех блоков, имевших разные t и α . Видно, что все точки лежат на одной прямой, поэтому на рис. 4, 5 представлены данные лишь для некоторых блоков. Аэродинамические измерения действительно показывали (см. рис. 3), что в нашем случае толщины следов одинаковые. Однако ожидалось, что возможно изменение турбулентных характеристик, особенно для укороченных блоков, когда угол схода на конце лопатки составлял уже заметную величину. К тому же интенсивность скачков за блоком, как отмечалось, растет с увеличением t и угла схода потока α . Одинаковые значения $\Delta \bar{I}$ говорят о том, что, во-первых, действительно влияние имеющейся ударно-волновой структуры мало, а во-вторых, что не только осредненные характеристики следов одинаковые (для данной геометрии), но и турбулентные (масштаб, интенсивность пульсаций) близки.

Некоторые результаты измерения рассеяния света в потоке за сотовыми блоками уже показаны на рис. 4 (зависимость $\Delta \bar{I}$ от p_0 , аналогичная случаю для плоских блоков). На рис. 6 приведены данные о поведении $\Delta \bar{I}$ вдоль резонаторной полости для блоков С1 и С2. Идея о том, что оптическое качество потока зависит от ориентации резонатора, высказана в [19]. Качественное представление о том, как улучшается «видимая» однородность потока при повороте оптической оси резонатора, дают рис. 2, б и в. Как следует из рис. 6, резкое улучшение оптического качества на начальном участке действительно зарегистрировано. Связано это с тем, что для сотовых блоков, со строго упорядоченной упаковкой отдельных сопел в ряды, разные оптические пути по направлению оси резонатора, расположенной вдоль рядов сопел, сильно отличаются, например, для луча, пущенного вдоль оси сопел, и для луча, идущего вдоль перемычек, разделяющих отдельные ряды сопел, так как во втором случае луч идет постоянно в области следа. Направление оптической оси под углом ψ к линиям рядов сопел создает определенную степень «хаоса», что и выравнивает оптические пути. Понятно, что имеются оптимальные углы ψ .

В [19] рассчитана геометрия ударных волн, идущих от кромок сопел (рассмотрен был 2-мерный случай (плоские блоки) и 3-мерный (сотовые блоки)), на основе невязкой постановки решалась задача об изменении параметров на этих скачках и найдены перепады плотностей $\Delta \rho$. После определения $\Delta \rho$ считались оптические пути для разных углов ψ . На начальном участке течения, когда основной фактор возмущений — действительно сама геометрия струй, результат для углов ψ (но только для ψ) будет совпадать с данными точных расчетов и экспериментов. Но по существу такая постановка неверна. Во-первых, при обтекании кромок лопаток возникают не только скачки, но и волны разрежения (на рис. 2, а светлые области — области разрежения), а во-вторых, основной механизм рассеяния как для плоских блоков, так и для сотовых — рассеяние на турбулентных следах. Невязкая модель в принципе не может объяснить поведение $\Delta \bar{I}$, например, вдоль x . Как видно из рис. 5 и 6, поведение $\Delta \bar{I}$ для плоских и сотовых блоков по характеру противоположно, хотя в обоих случаях градиент осредненных плотностей положительный, а интенсивность ударно-волновых структур падает по потоку.

Свободный турбулентный слой, как для следов за лопатками, развиваясь, расширяется, захватывает новые участки течения, и при этом растет Λ . Это

хорошо видно из рис. 2, а. В случае сотовых блоков из-за малых характерных размеров следы с кромок каждого сопла сливаются достаточно быстро и устанавливается некоторое однородное по всему каналу течение, причем с меньшим масштабом Λ , чем это было бы для плоских блоков. Так, из рис. 6 следует, что первоначальное различие значений $\overline{\Delta I}$ для блоков С1 и С2, задаваемое геометрией струй, теряется уже на расстоянии 80 мм (или 15 калибров выходного сечения отдельного сопла d_e), т. е. здесь течение с точки зрения оптики становится однородным. Далее по потоку значения $\overline{\Delta I}$ для обоих блоков, по-видимому, будут совпадать. Точка, где различие течений за С1 и С2 с точки зрения оптики исчезает, будет меняться, очевидно, в зависимости от размера d_e , т. е. чем меньше d_e , тем ближе к началу координат будет эта точка.

Сам же эффект падения $\overline{\Delta I}$ вдоль резонатора связан с уменьшением интенсивности турбулентных пульсаций в потоке за сотовым блоком [14]. Как отмечалось, интенсивность пульсаций массового расхода $\langle m \rangle$ падает в 2 раза на расстояниях ~ 30 калибров, а далее их интенсивность слабо падает вдоль x . Понятно, что поведение пульсаций плотностей $\Delta \rho'$ аналогично поведению $\langle m \rangle$. Отметим, что если бы за уменьшение $\overline{\Delta I}$ отвечало снижение интенсивности перепадов осредненных плотностей $\overline{\Delta \rho}$, то функция $\overline{\Delta I}(x)$ приходила бы к наименьшим своим значениям на расстояниях в 70—100 калибров. Именно так ведет себя $\overline{\Delta \rho}(x)$ согласно измерениям в [7, 12, 13].

Таким образом, из рис. 5 и 6 следует, что применение плоских блоков по сравнению с сотовыми не дает преимуществ для резонаторов, имеющих размер по потоку ~ 80 мм (и тем более больших). Кроме того, угол $\psi = 13^\circ$ в наших экспериментах не является, по-видимому, оптимальным. Расчеты [19] дают первый минимум для $\overline{\Delta I}$ при $\psi = 15^\circ$.

Вопрос о пересчете результатов модельных экспериментов на условия реальных лазеров решается на основании соотношения (3.1). Переход к новым длинам λ не меняет качественно ситуацию, поскольку один из основных параметров, характеризующих решение задачи, — отношение апертуры к масштабу турбулентности [4]. Учет большего количества следов рассмотрен в [20]. Размеры следов и масштаб турбулентности оцениваются исходя из натуральных чисел Рейнольдса.

В заключение сформулируем основной результат работы. Совместное исследование аэродинамических и аэрооптических характеристик потока за сопловыми блоками газодинамических и химических лазеров позволило установить, что рассеяние света в данных условиях происходит на турбулентных следах, а основные закономерности поведения изменения фазы в пучке света, прошедшего эту среду, объясняются структурой и размерами следов.

Авторы приносят благодарность В. П. Малявину и В. А. Феофилактову, инициировавшим данную работу, а Н. А. Рубану, Г. В. Климчик — за помощь в проведении опытов и оформлении результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sutton G. W. Aero-optical foundations and applications // AIAA J.— 1985.— V. 23, N 10.
2. Progress in Astronautics and Aeronautics: Aero-Optical Phenomena.— V. 80/Ed. by K. Gilbert and L. Otten.— N. Y.: AIAA, 1982.
3. Fuhs A. E. Overview of Aero-optical Phenomena // Wavefront Distortions in Power Optics.— V. 293/Ed. by A. Fuhs and S. Fuhs.— Wahs.: SPIE, 1981.
4. Sutton G. W. Effect of turbulent fluctuations in an optically active fluid medium // AIAA J.— 1969.— V. 7, N 9.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.
6. Лосев С. А. Газодинамические лазеры.— М.: Наука, 1977.
7. Russel D. A., Neice S. E., Rose P. H. Screen nozzles for gasdynamic lasers // AIAA J.— 1975.— V. 13, N 5.
8. Parmentier E. M., Greenberg R. A. Supersonic flow aerodynamic windows for high-power lasers // AIAA J.— 1973.— V. 11, N 7.
9. Liepmann H. W., Roshko A. Elements of Gasdynamics.— N. Y.: Wiley, 1957.

10. Knight C. J., Sutton G. W., Berggren R. Phase aberrations and lasers output beam quality // Wavefront Distortions in Power Optics.— V. 293/Ed. by A. Fuhs and S. Fuhs.— Wash.: SPIE, 1981.
11. Кталхерман М. Г., Мальков В. М., Рубан Н. А. Характеристики потока за блоками плоских сверхзвуковых сопел // ИТПМ АН СССР, Сиб. отд-ние.— Отчет 2090.— 1991.
12. Аникин М. А., Кталхерман М. Г., Мальков В. М., Сеницын А. П. Зависимость параметров потока за сотовым блоком от угла раскрытия индивидуального микро-сопла // Газодинамика проточной части ГДЛ: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ.— 1987.
13. Баев В. К., Кталхерман М. Г., Мальков В. М., Рубан Н. А. Характеристики потока и восстановление давления в прямоугольном канале за решеткой осесимметричных сопел // Газодинамика течений в соплах и диффузорах: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ.— 1982.
14. Зиновьев В. Н., Кталхерман М. Г., Лебига В. А., Мальков В. М. Осредненные и пульсационные характеристики сверхзвукового потока в аэродинамической трубе с сотовым соплом // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1989.— Вып. 5.
15. Bogdanoff D. W. Optical quality of supersonic jets of various gases // Applied Optics.— 1982.— V. 21, N 5.
16. Butt R. G. Turbulent mixing of passive and chemically reacting species in a low-speed shear layer // J. Fluid Mech.— 1977.— V. 82.— P. 53.
17. Sutton G. W. Optical image through aircraft turbulent boundary layers // Progress in Astronautics and Aeronautics: Aero-Optical Phenomena.— V. 80/Ed. by K. Gilbert and L. Otten.— N. Y.: AIAA, 1982.
18. Demetriades A. Observation on the transition process of two-dimensional supersonic wakes // AIAA J.— 1971.— V. 9, N 11.
19. Vaidyanathan T. S., Russel D. A. Wave-generated disturbance downstream of nozzle array // AIAA J.— 1985.— V. 23, N 5.
20. Bogdanoff D. W. The optical quality of shear layers: prediction and improvement thereof // AIAA J.— 1984.— V. 22, N 1.

г. Новосибирск

Поступила 30/IX 1992 г.

УДК 533.951

В. Н. Гаврилов, Е. А. Литвинов

ПОЛУЧЕНИЕ ЧАСТИЦ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКА

При электрическом взрыве проводников (ЭВП) материал проволоочки при прохождении по нему мощного импульса тока разрушается, в результате чего образуются частицы очень малого размера. Измерения размеров полученных частиц и изучение их свойств проводились в [1—5]. Экспериментально выяснено, что средний диаметр частиц зависит от начального диаметра проволоочки, противодавления окружающей среды и плотности введенной в проводник энергии. Кроме того, при энерговкладах в проволоочку порядка энергии сублимации порошков содержит две фракции разного размера. Более крупная имеет характерный диаметр частиц 1 мкм, а более мелкая — от 0,01 до 0,1 мкм. Высказывалось предположение, что не испарившаяся при взрыве часть проволоочки при разлете дробится, давая в итоге крупную фракцию порошка, а пары металла при быстром расширении конденсируются в капли очень малого размера [2]. Цель данной работы — построение теоретической схемы, позволяющей численно моделировать процессы конденсации в продуктах ЭВП и способной прогнозировать конечные средние размеры частиц в порошке.

Физическая постановка задачи. Сделаем следующие упрощения: сам процесс нагрева проводника при прохождении по нему электрического тока не рассматриваем, а за начало разлета принимаем момент, когда проволоочка уже разрушилась, ток в ней не течет, ее сечение возросло в 10 раз от начального. Задача ставится в одномерной осесимметричной постановке.

© В. Н. Гаврилов, Е. А. Литвинов, 1993