

УДК 662.767.001.2

**Р. И. Сериков, В. М. Хайлов, А. С. Борейшо,  
А. В. Трилис, Ю. А. Кулагин**

*(Москва – Санкт-Петербург)*

### **ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ОКНА ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ**

Разработаны аэродинамические окна с течением «свободный вихрь», предназначенные для использования в мощных газовых лазерах. Аэродинамические окна с апертурой 100 × 20 мм выполнены по одноступенчатой (отношение давлений на завесе 40) и двухступенчатой (отношение давлений 80) схемам. Измеренные возмущения волнового фронта в аэродинамических окнах не превышают  $\lambda/10$  ( $\lambda = 3$  мкм).

Получение высоких плотностей световой энергии на заданных расстояниях от источника является одной из важнейших задач при создании достаточно мощных технологических энергоустановок на базе проточных лазеров. Ее решение требует обеспечения необходимой расходимости излучения на выходе из резонатора лазера, а также создания высокоточного пространственного перемещения и фокусировки излучения на обрабатываемую поверхность.

При этом определяющим является оптическое качество окон, через которые излучение выводится из резонатора проточного лазера. Для изоляции полости резонатора от атмосферы требуются оптически прозрачные среды, выдерживающие большой перепад давлений при длительной эксплуатации и высокой мощности (несколько киловатт и выше) лазерного излучения. Ресурс таких окон ограничивается термической нагрузкой, для снижения которой необходимо введение охлаждения и газоструйной защиты поверхностей. Однако этим путем решить указанную проблему полностью не удастся. Поэтому, наряду с работами по усовершенствованию окон из твердых материалов, последние 10–15 лет ведутся интенсивные исследования и достигнуты определенные успехи в создании устройств, отделяющих полость резонатора от окружающей атмосферы с помощью газовых струйных завес – аэродинамических окон (в дальнейшем АО), выдерживающих заданный перепад давлений.

Главная проблема при создании мощных технологических лазеров – разработка такой схемы газового тракта окна, которая обеспечивает работоспособность в рабочем диапазоне перепадов давлений на завесе и оптимально сочетается с системой газообеспечения самой лазерной энергоустановки. Чаще всего это сводится к требованию минимизации расхода рабочего газа через окно при заданном ограничении на уровень его начального (конечного) давления. Завеса окна не должна вносить заметных искажений в фазово-амп-

Рис. 1. Двухступенчатое напорное аэродинамическое окно

литудный фронт выводимого излучения. Особенно нежелательны нелинейные искажения высокого порядка, которые трудно скомпенсировать.

Создание аэродинамических окон, рассчитанных на рабочие перепады  $P = 40\text{--}50$ , сопряжено с трудностями обеспечения в этих условиях необходимой эффективности восстановления полного давления высокоскоростной сверхзвуковой струи завесы в выхлопном диффузоре АО. При использовании традиционных схем торможения струи завесы типа «свободный вихрь» [1, 2] из-за больших поперечных градиентов скорости и давления потери полного давления в диффузоре обычно оказываются значительно выше, чем рабочий перепад давлений между входом в сопло  $P_0$  и выходом из диффузора  $P = 1$  атм. В литературе практически отсутствует информация о создании окон, предназначенных для перепадов более 50.

Выполненные авторами исследования газодинамических процессов в АО [3–6] явились основой для разработки аэродинамических окон с течением «свободный вихрь», изучению которых посвящена настоящая работа.

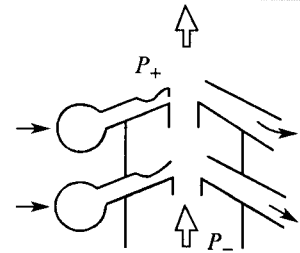
**Описание метода.** Принципиальная схема двухступенчатого окна с поперечным по отношению к оптическому каналу течением ясна из рис. 1. Ступени должны быть разделены быстродействующей герметичной заслонкой, обеспечивающей независимый газодинамический запуск ступени. Внешняя ступень использует в качестве рабочего газа сжатый воздух, который после выхода из диффузора выбрасывается в атмосферу. Внутренняя ступень на выходе подключена к системе отсоса. Если это эксплуатационно допустимо, то в качестве рабочего газа внутренней ступени удобно использовать воздух из окружающей атмосферы.

Реализация двухступенчатых схем аэродинамических окон только на основании теоретических расчетов в настоящее время является трудноразрешимой задачей, так как не могут быть заранее уверенно предсказаны характеристики внутренней ступени ввиду очень низких чисел Рейнольдса. Кроме того, на характеристики внешней и внутренней ступени влияет газообмен между ними, который происходит через оптический канал и зависит от его конфигурации.

На рис. 2 представлены осциллограммы изменения давлений, определяющих работу указанных окон при их газодинамическом запуске, в рабочем режиме и при останове.

Основные искажения волнового фронта выводимого излучения, возникающие в аэродинамических окнах, формируемых в режиме «свободный вихрь», направлены вдоль потока. Поперек потока возмущение наблюдается в пристеночных областях, что связано с наличием пограничного слоя.

Для основного потока имеет место разделение неоднородностей на крупномасштабные, связанные с кривизной потока, и мелкомасштабные, связанные с наличием турбулентного слоя смешения. Крупномасштабные возму-



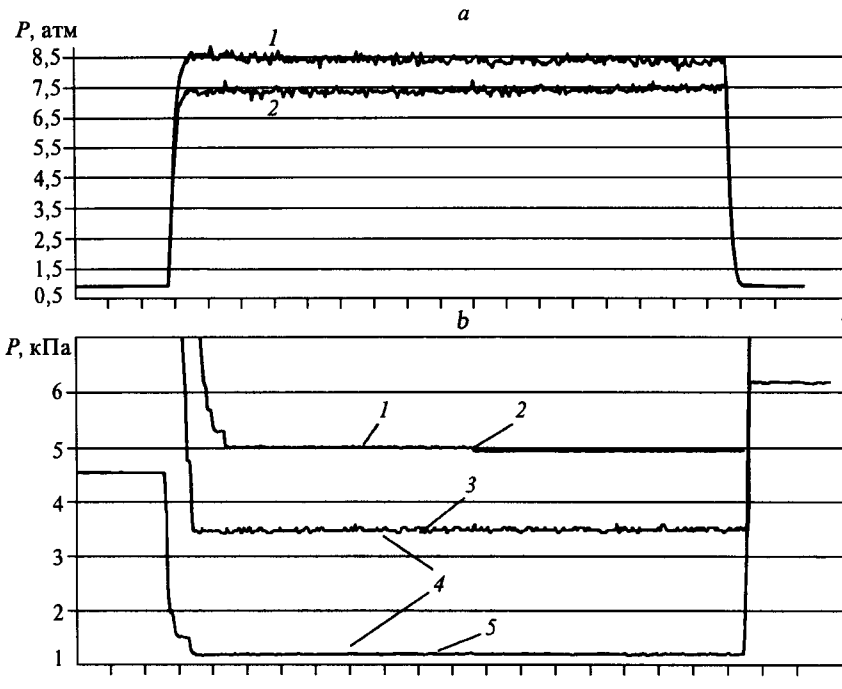


Рис. 2. Осциллограммы изменения давлений, определяющих работу окна при его газодинамическом запуске, в рабочем режиме и при останове: *a* – давление в ресивере сопла (кривая 1 – двухступенчатое окно, 2 – одноступенчатое); *b* – разрежение (кривая 1 – одноступенчатое окно, 2 – давление в контрольном объеме, 3 – за первой ступенью, 4 – двухступенчатое окно, 5 – давление в контрольном объеме за второй ступенью)

щения стационарны во времени и пространстве. Кривизна границ потока газа приводит к возникновению в аэродинамическом окне со структурой типа «свободный вихрь» цилиндрической линзы. Мелкомасштабные искажения нестационарны во времени и увеличиваются книзу по потоку.

Для анализа крупномасштабных искажений воспользуемся аппаратом лучевых матриц. Рассмотрим картину течения, схематично показанную на рис. 3. Границами струи среда делится на три части: 1 – атмосферный воздух, 2 – поток газа, 3 – газ в полости низкого давления.

Границы струи разделяют газы с различными плотностями, а следовательно, с различными показателями преломления.

Область 1 является рассеивающей линзой с фокусом  $R_+/n_1^-$  и матрицей

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1 - 1}{R_+} & 1 \end{bmatrix}, \text{ где } n_1 - \text{показатель преломления воздуха; } R_+ - \text{внешний радиус вихря.}$$

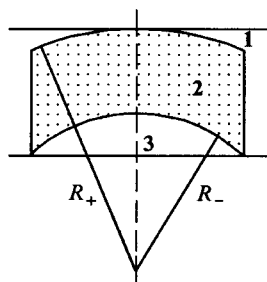


Рис. 3. Условная схема свободновихревого течения в завесе АО

Аналогично область 3 является собирающей линзой с матрицей  $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{n_3 - 1}{R_-} & 1 \end{bmatrix}$ . Область 2 имеет переменный по радиусу показатель преломления.

Лучевую матрицу области 2 можно получить, разбив ее на тонкие слои  $\delta R$  и перемножив матрицы слоев:

$$\prod_i \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{(n_i - 1)\delta R}{R_i^2} & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \prod_i \frac{(n_i - 1)\delta R}{R_i^2} & 1 \end{bmatrix}.$$

Если  $\delta R$  устремить к нулю, то произведение перейдет в интеграл:

$$\lim_{\delta R \rightarrow 0} \prod_i \frac{(n_i - 1)\delta R}{R_i^2} = \int_{R_-}^{R_+} \frac{(n(R) - 1)dR}{R^2}.$$

Интеграл вычислим, введя средний показатель преломления  $\tilde{n}$ :

$$\int_{R_-}^{R_+} \frac{(n(R) - 1)dR}{R^2} = (\tilde{n} - 1) \int_{R_-}^{R_+} \frac{dR}{R^2} = (\tilde{n} - 1) \left( \frac{1}{R_-} - \frac{1}{R_+} \right).$$

Учитывая плавный характер изменения показателя преломления с радиусом, можно приблизительно вычислить

$$\tilde{n} \approx \frac{n(R_-) + n(R_+)}{2}.$$

В итоге матрица слоя примет вид:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{(\tilde{n} - 1)(R_+ - R_-)}{R_- R_+} & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{(n(R_-) + n(R_+) - 2)(R_+ - R_-)}{2R_- R_+} & 1 \end{bmatrix}.$$

Суммарная матрица возмущений в окне получается после перемножения матриц трех частей:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_\Sigma} & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_3} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_3} - \frac{1}{f_2} - \frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix},$$

где  $f_\Sigma$  – фокус общей линзы;  $f_1, f_2, f_3$  – фокусы линз соответствующих областей.

Отношение светосилы линз различных областей примет вид:

$$\frac{1}{|f_3|} : \frac{1}{|f_2|} : \frac{1}{|f_1|} = 0,067 : 0,2 : 1.$$

Таким образом, рассеивающая линза формируется внешней средой (атмосферным воздухом), и суммарная светосила линзы  $\frac{1}{f_{\Sigma}} \approx 1,1 \frac{1}{f_1}$ .

Полученные результаты относятся к идеализированной картине, и приведенные оценки оптической силы линзы оказываются сильно завышенными. Однако они дают реальные представления об основных факторах, влияющих на крупномасштабные оптические искажения. На основании приведенных рассуждений можно сделать два вывода: 1) линзу формирует слой внешнего воздуха, светосила ее практически не зависит от показателя преломления газа и определяется кривизной внешней границы струи; 2) при линейном масштабировании окна масштабируется наведенная линза.

**Результаты экспериментов.** Реальная картина осложнена наличием слоя смещения. Слой смещения увеличивает эффективный радиус кривизны границы струи. По экспериментальным данным светосила цилиндрической линзы, возникающей в аэродинамическом окне, в 1,5 раза меньше, чем полученная из модели, рассмотренной выше. В то же время остается справедливым, что в формирование линзы основной вклад вносит слой атмосферного воздуха.

Для определения искажений в аэродинамическом окне использовался интерферометр бокового сдвига с зондирующей длиной волны  $\lambda = 0,63$  мкм по схеме рис. 4. Интерферограмма регистрировалась с помощью ПЗС-матрицы.

При использовании сдвиговой интерферометрии с большим временем экспозиции для диагностики искажений в аэродинамических окнах стационарные и нестационарные возмущения разделяются автоматически. Стационарные и нестационарные возмущения разделяются автоматически. Стационарные и нестационарные возмущения разделяются автоматически.

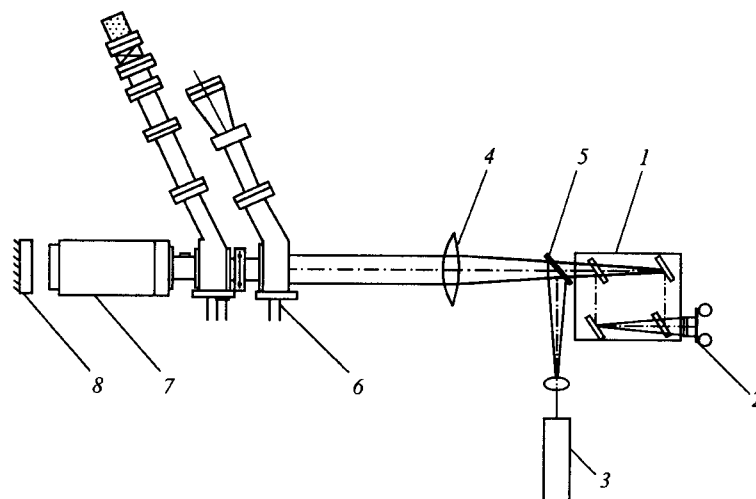


Рис. 4. Схема интерферометрических измерений оптических искажений в окне: 1 – сдвиговой интерферометр; 2 – ПЗС-матрица; 3 – полупроводниковый лазер; 4 – объектив; 5 – светоделитель; 6 – двухступенчатое АО; 7 – контрольный объем; 8 – автоколлимационное зеркало

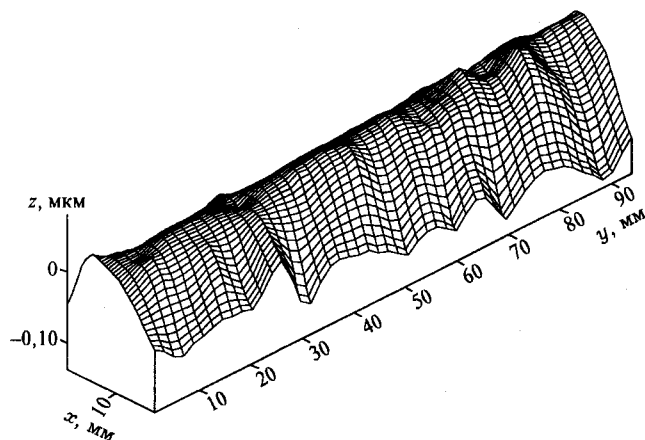


Рис. 5. Восстановленный волновой фронт:  $z$  – фаза,  $x$  – апертура окна вдоль потока,  $y$  – апертура окна поперек потока

нарные возмущения регистрируются по форме полос, формирующих интерференционную картину, нестационарные влияют на контраст или видность полос.

Усредненный волновой фронт восстанавливается по двум интерферограммам с ортогональными сдвигами. Восстановленный волновой фронт по интерферограммам показан на рис. 5. Так как возмущений в направлении поперек потока не наблюдается, то восстанавливать фронт можно только по одной интерферограмме со сдвигом вдоль потока. По восстановленному волновому фронту видно, что стационарные возмущения трансформируют волновой фронт в цилиндр (возмущения типа клина не регистрируются в сдвиговой интерферометрии). Максимальная стрелка прогиба волнового фронта 0,12 мкм. На усредненный волновой фронт накладываются нестационарные возмущения, которые оцениваются по потере контрастности интерференционных полос:  $\gamma = \exp(-D)$ , где  $\gamma$  – видность полос;  $D$  – дисперсия фазы волнового фронта.

Видность полос определяется из фотометрирования картины интерференции. Изменение контрастности интерференционных полос проиллюстрировано рис. 6.

По дисперсии фазы волнового фронта можно оценить ослабление максимума интенсивности в дальней зоне. Учитывая, что при получении интерференционной картины зондирующее излучение проходит дважды через неоднородности, получаем ослабление максимума интенсивности в дальней зоне:  $\frac{I}{I_d} = \exp\left(-\frac{D}{2}\right)$ , где  $I$  – максимум интенсивности в дальней зоне возмущенной волны;  $I_d$  – максимум интенсивности в дальней зоне плоской волны.

Для перехода на другую длину волны дисперсия умножается на квадрат отношения длин волн:  $\frac{I}{I_d} = \exp\left(-\frac{D}{2}\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2\right)$ , где  $\lambda_0 = 0,63$  мкм.

Таким образом, для разработанного двухступенчатого окна максимум интенсивности излучения ( $\lambda = 3$  мкм), проходящего через окно, в дальней зоне отличается от максимума интенсивности, формируемого при прохождении окна плоской волной, не более чем на 5 %.

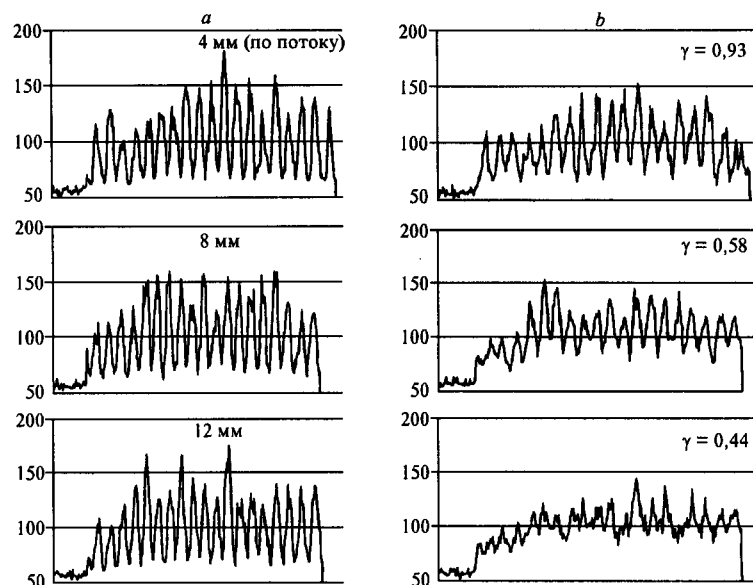


Рис. 6. Результаты фотометрирования интерферограммы поперек потока: сечения нулевой (а) и рабочей (б) интерферограмм

Авторы выражают благодарность В. В. Панченко, А. А. Гилерсону за сотрудничество и полезные советы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Guile R. N., Hilding W. E. Investigation of a free – vortex aerodynamic window // AIAA Paper. 1975. N 75-122.
2. Wildermuth E. Experimental investigations with the prototype of a free vortex aerodynamic window // Proc. 7th GCL. 1988. P. 496.
3. Гилерсон А. А., Панченко В. И. и др. Исследование структуры потока и газодинамических характеристик аэродинамических окон со свободным вихрем // Ученые записки ЦАГИ. 1990. 21. С. 104.
4. Аксенов В. А., Захаров И. В. и др. Двухступенчатое аэродинамическое окно // ПТЭ. 1991. № 4. С. 139.
5. Гилерсон А. А., Панченко В. И. и др. Исследование оптических характеристик аэродинамических окон со свободным вихрем // ЖТФ. 1990. 60, вып. 12. С. 29.
6. Хайлов В. М., Шеломовский В. В. Аэродинамическое окно с отношением разделяемых давлений более 500 // Инженерно-физ. журн. 1991. 61, № 6. С. 947.

Центральный институт  
авиационного моторостроения;  
Балтийский государственный  
технический университет;  
Центральный научно-исследовательский  
институт химии и механики

Поступила в редакцию  
21 декабря 1999 г.