

частоты взаимодействия атомов $\text{Ne}(^3P_2)$ с атомами $\text{Ne}(^3P_{1,2})$ меньше 10 с^{-1} [10], атомов $\text{Ne}(^3P_{0,2})$ с атомами неона в основном состоянии меньше 10^2 с^{-1} [11], частоты гибели атомов $\text{Ne}(^3P_{0,2})$ при взаимодействии с нейтральными атомами Ne меньше 1 с^{-1} [12].

Полученные результаты приведены на рис. 1—3. Там же представлены кривые, полученные по формуле (2). Как видно из рисунков, в пределах экспериментальных погрешностей расчетная кривая согласуется с результатами наших экспериментов, что свидетельствует о возможности оценивать значения коэффициентов диффузии метастабильных атомов в бинарных смесях, используя закон Бланка.

Нами были проведены подобные измерения коэффициентов диффузии атомов $\text{Xe}(^3P_2)$ в смеси He—Xe , которые также подтверждают применимость закона Бланка для метастабильных атомов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Blanc M. A. // *J. de Physique*. 1908. 7. P. 825. [2] Хастед Дж. Физика атомных столкновений. М., 1965. С. 506. [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. М., 1979. Т. 10. С. 59. [4] Герасимов Г. Н., Лягушенко Р. Н., Старцев Г. П. // *Опт. и спектр.* 1971. 30. С. 606. [5] Богданова И. П., Бочкова О. П., Фриш С. Э. // *Спектроскопия газоразрядной плазмы*. Л., 1976. В. 1. С. 3. [6] Левченко М. А., Прилежаева И. А., Сорокин Г. М., Алексеев В. Г. // *Метастабильные состояния атомов и молекул и методы их исследования*. Чебоксары, 1979. С. 93. [7] Wieme W., Lenaerts J. // *J. Chem. Phys.* 1980. 72. P. 2708. [8] Shibkova L. V., Devyatov A. M. // *Proc. ESCAMP VI, Contrib. papers. Oxford, 1982*. P. 45. [9] Бочкова О. П., Сукиасян Э. А. // *Опт. и спектр.* 1986. 61. С. 1180. [10] Демидов В. И., Колоколов Н. Б. // *ЖТФ*. 1978. 48. С. 1832. [11] Phelps A. V. // *Phys. Rev.* 1959. 114. P. 1011. [12] Девдариани А. Э., Загребин А. Л. // *Опт. и спектр.* 1985. 59. С. 256. [13] Lenaerts J., Wieme W. // *ICPIG-XI, Prague, 1973*. P. 37. [14] Molnar J. P. // *Phys. Rev.* 1951. 83. P. 940. [15] Dixon J. R., Graut F. A. // *Phys. Rev.* 1957. 107. P. 118. [16] Загребин А. Л., Павловская Н. А. // *Опт. и спектр.* 1987. 62. С. 27. [17] Смирнов Б. М. *Возбужденные атомы*. М., 1982. С. 30—37.

Поступила в редакцию
21.06.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

УДК 535.416.3

ОПТИМИЗАЦИЯ ФОРМЫ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПРИВОДА В МЕМБРАННЫХ КОРРЕКТОРАХ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

К. В. Шишаков

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Предложен алгоритм оптимизации формы электростатических приводов в мембранных корректорах волнового фронта. На его основе рассмотрено проектирование мембранного корректора для компенсации фазовых искажений световой волны, прошедшей слой турбулентной атмосферы.

Компенсация фазовых искажений световой волны позволяет в ряде случаев существенно улучшить качество оптических систем [1]. Для этих целей при работе со слабыми световыми полями перспективно использование мембранных корректоров волнового фронта [2]. Формой поверхности пленочного зеркала в них управляют с помощью усилий, создаваемых плоскими электродами (электростатическими приводами), плотно заполняющими область активной апертуры [2, 3]. Одной из основных задач проектирования мембранных корректоров является обеспечение требуемой точности воспроизведения поверхностью зеркала детерминированных или случайных aberrаций световой волны при наименьшем количестве каналов управления (электродами). Эта задача сводится к оптимизации формы электродов по критерию наименьшей среднеквадратичной ошибки аппроксимации фазовых искажений.

Целью работы является получение алгоритма оптимизации формы электродов и его применение в задаче компенсации фазовых искажений световой волны, прошедшей слой турбулентной атмосферы.

Рассмотрим восстановление зеркалом фазовой аберрации $\varphi(\mathbf{r})$. Область активной апертуры условно заполним большим количеством электродов малых размеров. Будем объединять соседние электроды (заменять их комбинации электродами с большей площадью) таким образом, чтобы ошибка аппроксимации функции $\varphi(\mathbf{r})$ возросла в наименьшей степени. Запишем ошибку аппроксимации в виде

$$\Delta = \frac{1}{S} \int_{\Omega} \left(\varphi(\mathbf{r}) - \sum_{i=1}^m P_i R_i(\mathbf{r}) \right)^2 d^2\mathbf{r}, \quad (1)$$

где Ω — область аппроксимации, S — ее площадь, P_i — усилия электродов, выбираемые из условия минимизации Δ , R_i — функции отклика зеркала на действия электродов.

Рассмотрим преобразование усилий P_i и ошибки Δ после объединения l электродов в один. В дальнейшем все преобразованные величины будем обозначать знаком «штрих». Так как электроды можно занумеровать в произвольном порядке, будем считать, что объединяются первые l из них. В этом случае положим $P_i' = P_i$, $i = 1, \dots, l-1$ и в соответствии с правилом множителей Лагранжа будем иметь

$$\Delta' = \Delta + \sum_{i=1}^{l-1} \lambda_i (P_i' - P_i),$$

где λ_i — множители Лагранжа. Находя минимальное значение Δ' по λ_i , P_i' ($\partial\Delta'/\partial\lambda_i = 0$, $\partial\Delta'/\partial P_i' = 0$) и выполняя ряд промежуточных вычислений, нетрудно получить

$$P_i' = c'_{ii} \sum_{k=1}^l b_k + \sum_{j=l+1}^m c'_{ij} b_j, \quad i = l, \dots, m, \quad (2)$$

$$c'_{ij} = c_{ij} - \sum_{k=1}^{l-1} \sum_{s=1}^{l-1} h_{ks} (c_{ik} - c_{il}) (c_{sj} - c_{lj}), \quad i, j = 1, \dots, m,$$

где c_{ij} ($i, j = 1, \dots, m$), h_{ij} ($i, j = 1, \dots, l-1$) — элементы матриц, обратных к матрицам соответственно с элементами a_{ij} , $c_{ij} - c_{il} - c_{lj} + c_{li}$, $a_{ij} = (R_i, R_j)/S$, $b_i = (\varphi, R_i)/S$ круглые скобки обозначают скалярное произведение функций на области Ω .

С учетом выражений (2) величины P_i' , Δ' будут определяться по следующим формулам:

$$P_i' = P_i - \sum_{k=1}^{l-1} \sum_{j=1}^{l-1} h_{kj} (c_{ik} - c_{il}) (P_j - P_l), \quad (3)$$

$$\Delta' = \Delta + \sum_{k=1}^{l-1} \sum_{j=1}^{l-1} h_{kj} (P_k - P_l) (P_j - P_l).$$

Видно, что выражения (2), (3) позволяют легко определять значение Δ' при уменьшении количества электродов. При этом исключается непосредственное трудоемкое вычисление Δ' по формуле (1). Если в итерационную схему (2), (3) ввести условие объединения на каждом итерационном шаге только тех приводов, для которых разность $\Delta' - \Delta$ оказывается минимальной, получим алгоритм дискретной оптимизации. Отметим, что для случайных фазовых искажений $\varphi(\mathbf{r})$ необходимо минимизировать разность $\langle \Delta' - \Delta \rangle$, усредненную по ансамблю реализаций.

Рассмотрим проектирование мембранного корректора для компенсации фазовых искажений $\varphi(\mathbf{r})$ световой волны, прошедшей слой турбулентной атмосферы. Известно [4], что для колмогоровской модели турбулентной атмосферы искажения φ с высокой степенью точности можно представить в виде ряда из полиномов Цернике Z_i с

случайными коэффициентами β_i : $\varphi(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^n \beta_i Z_i(\mathbf{r})$, ($n = 10$). Управление коррек-

тором будем организовывать таким образом, чтобы зеркало компенсировало каждый из n полиномов по отдельности. Первый полином $Z_1=1$ характеризует среднее по апертуре значение $\varphi(\mathbf{r})$ и не влияет на качество коррекции. Два следующих, Z_2 и

Z_3 , описывают средние по апертуре наклоны $\varphi(r)$. Будем считать, что они идеально компенсируются наклоном зеркала как целого. Тогда, чтобы исключить из рассмотрения Z_1, Z_2, Z_3 , в формуле (1) к функциям отклика зеркала R_i дополнительно добавим $R_{m+j}(r) = Z_j(r)$, $j=1, 2, 3$. В этом случае ошибка $\langle \Delta \rangle$ может быть определена по формуле [4]

$$\langle \Delta \rangle \approx \sum_{i=4}^{10} \langle \beta_i^2 \rangle \Delta_i + \epsilon_{\text{ост}},$$

где $\langle \beta_i^2 \rangle = 0,023 (D/r_0)^{5/3}$, $i=4 \div 6$; $\langle \beta_i^2 \rangle = 0,006 (D/r_0)^{5/3}$, $i=7 \div 10$; $\epsilon_{\text{ост}} = 0,0401 (D/r_0)^{5/3}$; D — диаметр Ω ; r_0 — радиус корреляции Фрида; Δ_i — среднеквадратичные ошибки аппроксимации Z_i .

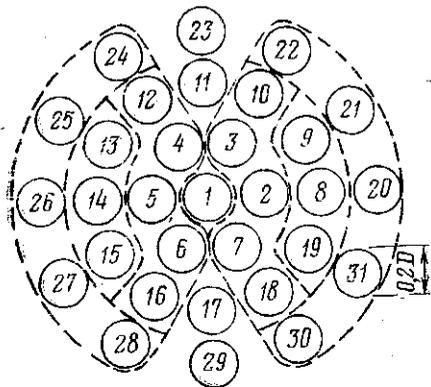


Рис. 1. Оптимизируемое расположение круглых электродов. Штриховые линии охватывают оптимальные приводы для коррекции Z_8

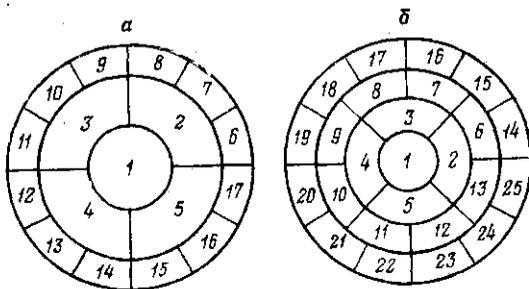


Рис. 2. Расположение электродов в мембранном корректоре с 17 (а) и 25 (б) управляющими воздействиями

Проведем оптимизацию формы электродов в задаче аппроксимации зеркалом полиномов Z_i ($i=4 \div 10$). Поскольку заземление зеркала в оправе не позволяет получить Z_i на всей поверхности зеркала, диаметр D будем считать в 1,5 раза меньшим диаметра зеркала. В качестве начальных электродов выберем 31 круглый электрод, как показано на рис. 1. Оптимизация формы электродов проводилась по алгоритму (2), (3) с $l=2$. Функции отклика R_i зеркала определялись по известной функции Грина [5]. В табл. 1 приведены номера объединенных электродов (разделены

Таблица 1

i	Номера полученных электродов	N	δ
4	1—31	1	$< 10^{-5}$
6	20; 21; ...; 31	12	$6 \cdot 10^{-6}$
6	31, 20, 21; 22—24; 25—27; 28—30	4	$9,4 \cdot 10^{-3}$
8	Показаны на рис. 1	6	10^{-2}
10	20; 22; 24; 26; 28; 30	6	$2 \cdot 10^{-4}$

запятые или знаком «—»). Индекс i обозначает номер аппроксимируемого полинома Z_i , величина N — количество полученных электродов (разделены точкой с запятой), величина δ — увеличение ошибок Δ_i после объединения отмеченных электродов. Время численного счета на ЭВМ типа СМ-4 составило порядка 10 мин. С учетом полученных результатов (табл. 1) были рассмотрены две схемы расположения электродов (рис. 2, а, б) для одновременной компенсации с помощью деформации

поверхности зеркала первых одиннадцати полиномов Цернике. Диаметр зеркала по-прежнему в 1,5 раза превышал D . Диаметры окружностей разбиения области зеркала на электроды составляли: на рис. 2, a — $0,4D$; D ; $1,2D$; на рис. 2, b — $0,33D$; $0,66D$; D ; $1,2D$. В табл. 2 приведены полученные ошибки аппроксимации Δ_i . Индекс i обозначает аппроксимируемый полином Z_i , величина m — количество электродов.

Таблица 2

m	i					
	2; 3	4	5; 6	7; 8	9; 10	11
17	0,0050	$<10^{-4}$	0,018	0,19	0,05	0,32
25	0,0043	$<10^{-4}$	0,018	0,087	0,05	0,08

В заключение отметим, что рассмотренный алгоритм оптимизации формы электродов может быть применен и к более сложным задачам оптимального проектирования адаптивных оптических систем с мембранными корректорами волнового фронта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Харди Д. У.//ТИИЭР. 1978. 66, № 6. С. 31. [2] Grosso R. P., Yellin M.//J. Opt. Soc. Am. 1977. 67, N 3. P. 399. [3] Исупов А. Н., Шишаков К. В.//Тез. докл. 2-й Всесоюз. конф. «Формирование оптического изображения и методы его обработки». Кншинев, 1985. С. 124. [4] Wang J., Markey J.//J. Opt. Soc. Am. 1978. 68, N 1. P. 78. [5] Соболев С. Л. Уравнения математической физики. М., 1966.

Поступила в редакцию
29.08.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 532.132

О НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

Н. И. Пушкина

(кафедра квантовой радиофизики)

Рассмотрено взаимодействие механических колебаний электронных полостей в жидком гелии с оптическими волнами. Мощность рассеянной такими полостями световой волны может быть наблюдаемой величиной при концентрациях полостей $n \approx 10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Известно, что отрицательный ион в сверхтекучем гелии — это избыточный электрон, который образует вокруг себя полость радиусом около 20 Å. Поскольку радиус полости существенно зависит от давления в среде, то механические колебания такой полости оказываются связанными за счет электрострикции со световыми волнами, распространяющимися в гелии. Это обстоятельство может быть использовано для исследования движения электронных полостей в гелии с помощью интенсивного лазерного излучения.

Предварительные оценки показали, что традиционное в нелинейной оптике рассеяние света на флуктуационных колебаниях электронных полостей дает очень малый, по-видимому, ненаблюдаемый эффект при реально достижимых в настоящее время концентрациях избыточных электронов в гелии. Поэтому в данной работе предлагается рассмотрение нелинейного взаимодействия света с колебаниями элект-