В спектре видна сильная эмиссионная линия с $\lambda=5350$ Å, соответствующая смещенной линии L_α атомарного водорода ($\lambda_0=1216$ Å). В длинноволновом крыле линии L_α видна эмиссионная линия NV ($\lambda_0=1240$ Å). Красное смещение этих линий равно $z_{em}=(\lambda-\lambda_0)/\lambda_0=3.40$. На том же рисунке для сравнения приведен (штрихами) спектр этого квазара, соответствующий разрешению 30 Å, взятый из работы [3], где откалиброван данный спектр по абсолютному потоку на основании данных работы [4]. Этот спектр использован нами для привязки наших наблюдательных данных к шкале абс. ед. потока. Сравнение сплошной и штриховой линий на рисунке показывает, что полученный нами спектр хорошо согласуется со спектром из работы [3]. При этом существенно, что широкие абсорбционные детали расщепились на отдельные компоненты. Интерпретация линий поглощения и детальный астрофизический анализ спектра ОН 471 будут опубликованы позднее.

Авторы искренне благодарны сотрудникам СО АН СССР Е. А. Назарову и О. И. Спиридоновой за активное участие в наблюдениях.

Литература

[1] И. И. Балега, С. В. Маркелов, В. Б. Небелицкий, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова, О. И. Спиридонова, А. Ф. Фоменко, Л. П. Фоменко, Г. С. Чепурных. Изв. САО АН СССР, *11*, 248, 1979.
[2] T. A. Somova, N. N. Somov, S. V. Markelov, V. B. Nebelitskii, O. I. Spiridonova, A. F. Fomenko. Instrumentation for Astronomy with Large Optical Telescopes. Ed. by C. M. Humphries, 283, 1982.
[3] R. F. Carswell, P. A. Strittmater, R. E. Williams, E. A. Beaver, R. Harms. Astrophys. J., *195*, 269, 1975.
[4] J. B. Oke. Astrophys. J., *189*, L 47, 1974.

Поступило в редакцию 7 декабря 1982 г.

УДК 535.81

ПРИМЕНЕНИЕ ЛУЧЕВЫХ МАТРИЦ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ФАЗОВЫМИ И АМПЛИТУДНЫМИ КОРРЕКТОРАМИ

Ю. А. Ананьев

Когда оптические системы содержат помимо фазовых также квадратичные амплитудные корректоры (гауссовы диафрагмы, среду с квадратично зависящим от поперечных координат поглощением или усилением), аппарат лучевой матрицы обычно считают применимым только в простейшем случае осевого гауссова пучка, эволюция комплексного радиуса кривизны которого описывается алгебраическим соотношением, называемым правилом *ABCD* [1]. Уже при внеосевом гауссовом пучке используются несравненно более сложные и главное лишенные общности методы анализа [2, 3]. Вместе с тем здесь остается справедливым то же самое универсальное интегральное соотношение, которое с успехом применяется для описания прохождения произвольных световых пучков через системы, содержащие лишь фазовые корректоры [4]; покажем это.

Рассмотрим вначале ячейку, являющуюся плоским слоем однородной среды, непосредственно перед и за которым установлены квадратичные корректоры. Каждый корректор в общем случае представляет собой сочетание произвольных тонкой линзы и гауссовой диафрагмы; прохождение светового пучка через него описывается умножением распределения комплексной амплитуды на «функцию пропускания» корректора

$$\exp\left(-\frac{ik}{2f}r^2\right)\exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right)=\exp\left(-\frac{ik}{2\tilde{f}}r^2\right),$$

где $r=\sqrt{x^2+y^2}$ — расстояние до оси, $(1/\tilde{f})=(1/f)-(2i/kw^2)$, f — фокусное расстояние линзы, w — радиус диафрагмы.

Умножив распределение комплексной амплитуды на входе в ячейку $u\,(x_1,\ y_1)$ на функцию пропускания первого корректора, применив для слоя среды принцип Гюйгенса—Френеля и умножив результат на функцию пропускания второго корректора, получаем соотношение для нахождения распределения комплексной амплитуды на выходе $u\,(x_2,\ y_2)$. Нетрудно убедиться в том, что оно может быть записано в форме

$$\left.\begin{aligned} u\,(x_2,\ y_2) &= \frac{1}{i\lambda B}\iint \exp\,(ikL_{12})\,u\,(x_1,\ y_1)\,dx_1dy_1, \\ L_{12} &= L_0+\frac{1}{2B}\,[A\,(x_1^2+y_1^2)+D\,(x_2^2+y_2^2)-2\,(x_1x_2+y_1y_2)], \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

где L_0 — оптическая длина ячейки, измеренная вдоль оси; A, B и D — элементы лучевой матрицы ячейки, вычисляемой стандартным способом перемножения матриц составных частей с подстановкой матриц корректоров в виде $\begin{Vmatrix} 1 & 0 \\ -1/\tilde{f} & 1 \end{Vmatrix}$. В отсутствие гауссовых диафрагм L_{12} является оптическим расстоянием между точками $(x_1,\ y_1)$ и $(x_2,\ y_2)$.

Теперь рассмотрим сочетание из двух ячеек с матрицами $\begin{Vmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{Vmatrix}$ и $\begin{Vmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{Vmatrix}$, выход первой из которых совмещен со входом второй. Подставив выражение для распределения поля на выходе первой ячейки в аналогичное соотношение для второй и изменив порядок интегрирования, получаем

$$u\,(x_3,\ y_3) = -\,(1/\lambda^2 B_1B_2)\iint K\,(x_1,\ y_1;\ x_3,\ y_3)\,u\,(x_1, y_1)\,dx_1dy_1. \tag{2}$$

Индексы 1, 2 и 3 здесь соответствуют входной плоскости первой ячейки, общей промежуточной плоскости и выходной плоскости второй ячейки;

$$K\,(x_1,\ y_1;\ x_3,\ y_3)=\iint \exp\,[ik\,(L_{12}+L_{23})]\,dx_2dy_2;\quad L_{12}\,(x_1,\ y_1;\ x_2,\ y_2)$$

и $L_{23}\,(x_2,\ y_2;\ x_3,\ y_3)$ — величины, получаемые при подстановке во вторую из формул (1) параметров первой и второй ячеек соответственно.

Сумма $L_{12}+L_{23}$ может быть представлена в форме

$$L_{12}+L_{23}=L_{13}+(B/2B_1B_2)\,[(x_2-x_2')^2+(y_2-y_2')^2],$$

где

$$L_{13}=L_0+(1/2B)\,[A\,(x_1^2+y_1^2)+D\,(x_3^2+y_3^2)-2\,(x_1x_3+y_1y_3)];$$
$$x_2'=(B_2x_1+B_1x_3)/B,\quad y_2'=(B_2y_1+B_1y_3)/B;$$

A, B и D — элементы лучевой матрицы, равной произведению двух исходных и являющейся, а следовательно, матрицей сочетания двух ячеек (считаем $B\neq 0$); наконец, L_0 — измеренная вдоль оси суммарная оптическая длина ячеек. Итак,

$$K\,(x_1,\ y_1;\ x_3,\ y_3)=\exp\,(ikL_{13})\iint \exp\left\{\frac{ikB}{2B_1B_2}\,[(x_2-x_2')^2+(y_2-y_2')^2]\right\}dx_2dy_2. \tag{3}$$

Если амплитудные корректоры отсутствуют, элементы лучевых матриц действительны; с ними действительны и параметры x_2', y_2', которые в этом случае являются координатами точки пересечения промежуточной плоскости лучом, проходящим через $(x_1,\ y_1)$ и $(x_3,\ y_3)$. Величина L_{13} тогда оказывается экстремальным значением суммы $L_{12}+L_{23}$ и представляет собой эйконал — измеренное вдоль упомянутого луча оптическое расстояние между точками $(x_1,\ y_1)$ и $(x_3,\ y_3)$.

Интеграл в правой части (3) при действительных x_2', y_2' формально является несобственным; однако введя, согласно известным рецептам [4], на промежуточной плоскости зоны Френеля, приравниваем его половине интеграла по первой из них и получаем

$$K\,(x_1,\ y_1;\ x_3,\ y_3)=(i\lambda B_1B_2/B)\exp\,(ikL_{13}). \tag{4}$$

При наличии гауссовых диафрагм у промежуточной плоскости параметры x_2', y_2' становятся комплексными и теряют свой геометрический смысл; одновременно L_{13} перестает быть экстремальным значением $L_{12}+L_{23}$ (поэтому иногда предпринимаемые попытки введения комплексного эйконала, видимо, бесполезны). В этом случае оказывается справедливым неравенство $\mathrm{Im}\,(B/B_1B_2)>0$; таким образом, в подынтегральном выражении присутствует быстро спадающий при больших x_2, y_2 множитель, и интеграл заведомо является сходящимся. Так как подынтегральная функция представлена в виде $X\,(x_2)Y\,(y_2)$, можно разбить его на произведение интегралов по x_2 и y_2, затем стандартными манипуляциями с контурами интегрирования избавиться от комплексных x_2', y_2' и свести к виду $\iint \exp\,[ia\,(x^2+y^2)]\,dxdy$ с $\mathrm{Im}\,(a)>0$. Величина последнего интеграла при бесконечных пределах интегрирования равна $i\pi/a$; в результате приходим все к той же формуле (4).

Подстановка (4) в (2) показывает, что (1) с использованием элементов лучевой матрицы сочетания двух ячеек описывает результат прохождения произвольного светового пучка через это сочетание; добавив третью ячейку, получим, очевидно, аналогичный результат, и т. д. Итак, (1) остается в силе и является по существу формулировкой принципа Гюйгенса—Френеля для любых оптических систем рассматриваемого класса (протяженные амплитудные корректоры могут быть разбиты на короткие ячейки, как это делалось в [5] для линзоподобной среды).

Применение (1) в подходящих ситуациях позволяет резко упростить анализ. Так, в случае разъюстированного резонатора с протяженным амплитудно-фазовым корректором («комплексной» средой) с помощью (1) удается сразу получить алгебраические уравнения для параметров искомых эрмитовых пучков вместо громоздкой системы дифференциальных уравнений, как это предлагалось в [3].

Коснемся еще расчетов в геометрическом приближении. Амплитудные корректоры хода лучей не меняют (исключение составляют непрозрачные экраны, на которых лучи заканчиваются). Поэтому в геометрическом приближении амплитудные корректоры, даже если они имеются, учитываться не должны, и лучевые матрицы остаются действительными. Вторая из формул (1) при подстановке в нее элементов действительной матрицы любой системы является формулой для эйконала — оптического расстояния между соответствующими точками на входной и выходной плоскостях этой системы.

Поскольку одну и ту же оптическую систему с амплитудными корректорами в геометрическом приближении следует характеризовать действительной матрицей, а в волновом — не имеющей геометрического смысла комплексной, последнюю стоит называть не лучевой, а волновой.

Литература

[1] L. W. Casperson, A. Yariv. Appl. Phys. Lett., *12*, 355, 1968.
[2] L. W. Casperson. Appl. Opt., *12*, 2434, 1973.
[3] А. Я. Бекшаев, В. М. Гринблатов. Квант. электрон., *7*, 1168, 1980.
[4] Ю. А. Ананьев. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. Наука, М., 1979.
[5] А. Джеррард, Дж. М. Берч. Введение в матричную оптику. Мир, М., 1978.

Поступило в Редакцию 28 декабря 1982 г.