люминесценции $F_2^+V_c^-$- и нестабильных F_2^+-центров ($\lambda_{m\,св}$=910 нм) (см. рисунок, 3, 3').

Одновременно разрушаются центры 740 нм, которые, согласно [3], являются хорошими электронными ловушками. В спектрах люминесценции облученных кристаллов, хранившихся при комнатной температуре после УФ воздействия, наблюдается рост полосы обычных F_2-центров (см. рисунок, 4, 4'), который обусловлен восстановлением F_2-центров из нестабильных F_2^+ при захвате электрона. При определенных условиях (например, в отсутствие полосы с $\lambda_{m\,св}$=740 нм) можно получить широкий спектр, включающий одновременно свечение двух типов F_2-центров.

Следует также отметить, что по сравнению с обычными возмущенные F_2-центры более устойчивы к оптическому воздействию. Именно по этой причине удалось выделить в спектре поглощения полосу с максимумом 420 нм при обесцвечивании кристаллов светом ртутной лампы [7].

Согласно предложенной модели F_2-центр возмущен катионной вакансией. Двухвалентные ионы металла в состав центра не входят, их присутствие необходимо для сохранения электронейтральности. Об этом же свидетельствуют результаты, полученные на кристаллах LiF с кислородом. Введение кислорода очищает решетку кристалла от катионной примеси, что сопровождается понижением проводимости [8] и появлением характерных полос поглощения в УФ области спектра [9]. Однако и в таких образцах наблюдается образование возмущенных F_2-центров. Известно [10], что в щелочно-галоидных кристаллах с примесью кислорода катионные вакансии эффективно генерируются в процессе облучения. Функции компенсирующего заряд V_c^- металла в этом случае может выполнять собственный дефект кристаллической решетки, например анионная вакансия.

Литература

[1] Nahum J., Wiegand D. A. — Phys. Rev., 1967, v. 154, p. 817.
[2] Лобанов Б. Д., Максимова Н. Т., Хулугуров В. М., Парфианович И. А. — ЖПС, 1980, т. 32, с. 1079.
[3] Лобанов Б. Д., Максимова Н. Т., Щепина Л. И. — Опт. и спектр., 1982, т. 52, в. 1, с. 163.
[4] Meyer A., Wood R. F. — Phys. Rev., 1964, v. 133, p. A1436.
[5] Парфианович И. А., Лобанов Б. Д., Хулугуров В. М., Максимова Н. Т. Тез. докл. Всесоюз. конф. «Радиационные эффекты в твердых телах». Ашхабад, 1977, с. 174.
[6] Nishimaki N., Shimanuki S. — Phys. St. Sol. (b), 1982, v. 114, p. K59.
[7] Ворожейкина Л. Ф. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1967, т. 31, с. 1938.
[8] Алексеева Л. И., Айданова О. С., Парфианович И. А., Щепина Л. И. — ФТТ, 1978, т. 20, с. 854.
[9] Vora H., Jones J. H., Stoebe T. G. — Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 71.
[10] Цаль Н. А., Гарапын И. В. — Изв. вузов СССР, Физика, 1982, т. 8, с. 112.

Поступило в Редакцию 14 июня 1983 г.

УДК 535.2+621.373 : 535

Опт. и спектр., т. 57, в. 2, 1984

К ВОПРОСУ О КЛАССИФИКАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Ананьев Ю. А., Глущенко Ю. В.

Время от времени под влиянием успехов теории резонаторов с квадратичными амплитудными корректорами возобновляются попытки пересмотреть существующую классификацию открытых резонаторов, предложенную в [1]. Типичной в этом отношении является нашедшая последователей работа [2]. Ее авторы сочли целесообразным считать среди резонаторов с гауссовыми диафрагмами «устойчивыми» те из них, для которых существуют решения в виде гауссовых пучков. Найдя такие решения для одного из классов кольцевых неустойчивых резонаторов (с $B>0$, B — элемент действительной $ABCD$-матрицы обхода резонатора от плоскости диафрагмы без учета последней), они не обнаружили таковые для другого ($B<0$) и в результате пришли к достаточно странной классификации.

Покажем, что для подобных резонаторов решение в форме гауссовых пучков существует всегда, за исключением некоторых случаев, когда задача поиска решения в резонаторе с единственной заданной диафрагмой оказывается некорректной. Проще всего это сделать, прибегнув к известному понятию комплексной кривизны $\gamma=1/\rho$ (ρ — комплексный радиус кривизны), которая имеет смысл лишь при $\mathrm{Im}(\gamma)>0$ и соответствует гауссовому пучку с кривизной волнового фронта $Re(\gamma)$ и шириной распределения $\sqrt{\lambda/\pi \mathrm{Im}(\gamma)}$ [3].

Значения комплексной кривизны γ_1 и γ_2 на входе и выходе системы с $ABCD$-матрицей связаны формулой $\gamma_2=(C\pm D\gamma_1)/(A\pm B\gamma_1)$. Гауссова диафрагма с амплитудным пропусканием $\exp(-r^2/a^2)$ добавляет к комплексной кривизне $i\lambda/\pi a^2$; таким образом, условие самовоспроизводимости гауссова пучка после обхода резонатора, начиная от плоскости сразу за диафрагмой, имеет вид $\gamma=(C+D\gamma)/(A+B\gamma)+i\lambda/\pi a^2$.

При $B\neq 0$ уравнение относительно γ является квадратным и имеет два корня. Можно показать, что всегда у одного из них (γ') $\mathrm{Im}(\gamma')>\lambda/\pi a^2$, в то время как у другого (γ'') $\mathrm{Im}(\gamma'')<0$. Отсюда следует, что при $B\neq 0$ решение всегда существует и является единственным (авторы [2] просто взяли не тот корень аналогичного уравнения). Характер этого решения зависит от типа резонатора (по обычной классификации), так же как и при «жестких» диафрагмах (с П-образной функцией пропускания). Если ширина гауссовой диафрагмы не слишком мала, то в случае устойчивых резонаторов ($A+D|<2$) искомый гауссов пучок заполняет небольшую приосевую часть сечения диафрагмы, и потери совсем невелики; при неустойчивых резонаторах ($|A+D|>2$) пучок, напротив, «перекрывает» диафрагму с избытком, что приводит к потерям, почти в точности равным $1-1/M^2$ ([3] $\sqrt{M}$ — коэффициент увеличения резонатора).

Менее тривиальным является случай $B=0$; сразу отметим, что поскольку $AD-BC=1$, то при $B=0$ $AD=1$.

Оптические системы с $B=0$ проецируют входную плоскость на выходную с увеличением A (это свойство сохраняется и в дифракционном приближении; при $C\neq 0$ помимо изменения масштаба в распределение поля добавляется еще некий фазовый множитель). Таким образом, плоскость диафрагмы в резонаторе оптически сопряжена сама с собой. Подобные плоскости существуют в практически никогда не используемых вариантах резонаторов, лежащих на границе области «устойчивости» ($A=D=\pm 1$), и некоторых неустойчивых резонаторах ($A\neq D$); мы займемся только последними.

Поскольку при изменении направления прохождения через оптическую систему на противоположное A и D меняются местами [3], то для одного из направлений обхода (I) $|D|<1<|A|$, для другого (II) $|A)|<1<|D|$. Уравнение для γ при $B=0$ из квадратного становится линейным с единственным корнем $\gamma=\left(C+\frac{i\lambda}{\pi a^2}A\right)\Big/(A-D)$. Для I направления обхода $\mathrm{Im}(\gamma)>0$, и имеется решение того же типа, что и в неустойчивых резонаторах с $B\neq 0$: на диафрагму падает гауссов пучок заметно большей ширины, так что диафрагма уменьшает ее в $|A|$ раз; при последующем обходе резонатора восстанавливается исходная ширина пучка. Нетрудно видеть, что здесь A есть не что иное, как коэффициент увеличения M, потери в точности равны $1-1/A^2$.

Для II направления обхода решение с $\mathrm{Im}(\gamma)>0$ отсутствует. Это и понятно: сечение не только гауссова, но и любого пучка после обхода резонатора воспроизводится в уменьшенном в $|D|$ раз масштабе, диафрагма может лишь сузить его дополнительно. Таким образом, продолжение поиска решения требует отказа не только от формализма комплексной кривизны, но и вообще от приближения лучевой матрицы.

Известно, что приближение лучевой матрицы теряет силу, если между входом и выходом системы имеются виньетирующие пучок диафрагмы. Именно с ними мы здесь и должны столкнуться. Действительно, проследим за поведением произвольного пучка при многократном обходе резонатора во II направлении.

Сечение этого пучка в плоскости диафрагмы раз за разом сужается, однако одновременно растет угловая расходимость. Рано или поздно она должна возрасти настолько, что пучок перестанет «вписываться» по крайней мере в одно из зеркал резонатора, которое и примет на себя функции апертурной диафрагмы. Поскольку расходимость вблизи диафрагмы, а с нею и размеры сечения пучка вдали от нее на каждом обходе возрастают в $|D|$ раз, M здесь равно D, потери $1-1/D^2$.

В результате мы пришли к описанному в [4] варианту кольцевого неустойчивого резонатора с диафрагмой, установленной в плоскости «перетяжки» излучения, где она выполняет функции углового селектора и, естественно, не может ограничить сечения генерируемого пучка. В [4] уже были выявлены особенности механизма самовоспроизведения при разных направлениях обхода такого резонатора. Правда, диафрагма там считалась обычной (с П-образной функцией пропускания), и решение для обоих направлений обхода пришлось искать численными методами, однако общая картина была установлена вполне отчетливо.

Подведем итоги. Ситуация, с которой мы столкнулись, достаточно типична. Поведение не только рассмотренных выше, но и иных вариантов резонаторов с гауссовыми (или другими) апертурными диафрагмами определяется главным образом принадлежностью резонатора к одному из классов обычной классификации. Чтобы выявить эту принадлежность, достаточно использования действительной (рассчитанной без учета диафрагм) $ABCD$-матрицы в геометрическом приближении наподобие того, как это проделано для линейных резонаторов в [3]. Заслуживают выделения в самостоятельный класс лишь резонаторы с много меньшим единицы числом Френеля, свойства которых, напротив, лишь в малой степени зависят от формы поверхностей зеркал. Такие резонаторы, часто применяемые в перестраиваемых лазерах, можно именовать малоапертурными (в отличие от широкоапертурных с большим числом Френеля).

Литература

[1] Boyd G. D., Kogelnik H. — Bell. Syst. Techn. J., 1962, v. 41, p. 1347.
[2] Бойцов В. Ф., Мурина Т. А. — Опт. и спектр., 1973, т. 34, в. 3, с. 572.
[3] Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М., 1979.
[4] Ананьев Ю. А., Винокуров Г. Н. — ЖТФ, 1969, т. 39, с. 1327.

Поступило в Редакцию 3 октября 1983 г.