При $G > G_{гр}$ большой интерес представляет $\Omega \geqslant k\bar{v}$. Если соотношение между Ω и G таково, что $kv_{1пов} \approx 0$, то $kv_{2пов} \approx 2\Omega$. Тогда в результате большого различия максвелловских факторов для $kv_{1пов}$ и $kv_{2пов}$ один из выбросов исчезает, а второй превращается в узкий интенсивный пик на крыле допплеровской линии [7]. Заметим, что этот пик существует только в условиях конечной ширины распределения излучателей по скоростям. Узкий пик, изолированный от основной допплеровской линии и имеющий ширину, в пределе равную $\Gamma_{пов}$ (9), может представлять интерес для целей нелинейной спектроскопии.

Авторы благодарны Р. И. Соколовскому и А. И. Одинцову за ценные обсуждения.

Литература

[1] В. С. Летохов, В. П. Чеботаев. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. «Наука», М., 1975.
[2] С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. «Наука», Новосибирск, 1979.
[3] N. Skribanowitz, M. J. Kelly, M. S. Feld. Phys. Rev., *A6*, 2302, 1972.
[4] T. Hansch, P. Toschek. Zs. Phys., *236*, 213, 1970.
[5] Р. И. Соколовский. Опт. и спектр., *28*, 1033, 1970.
[6] В. Ф. Китаева, А. И. Одинцов, Н. Н. Соболев. Усп. физ. наук, *99*, 1969.
[7] О. Г. Быкова, Н. Г. Быкова, В. В. Лебедева, А. И. Одинцов. Доклад на VII Всес. Вавиловской конф. по нелинейной оптике, Новосибирск, 22—25 июня 1981.

Поступило в Редакцию 24 июля 1981 г.

УДК 621.373 : 535

АСИММЕТРИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ СВЯЗИ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА

А. Я. Бирман, А. Ф. Савушкин и *В. А. Соломатин*

Как известно [1], коэффициенты связи S_a, S_b между встречными волнами при рассеянии на шероховатой поверхности идеально проводящего отражателя кольцевого резонатора подчиняются соотношению симметрии $S_a = S_b$, причем это соотношение справедливо для любой реализации случайной поверхности, удовлетворяющей условию $\sigma \ll \lambda$, где σ — среднеквадратичная высота неравностей, λ — длина волны излучения. Известно также [2], что асимптотика частотной характеристики кольцевого лазера при больших значениях частотной невзаимности резонатора содержит две компоненты, одна из которых пропорциональна $\mathrm{Re}\, S_a S_b$, не зависит от расстройки частоты генерации относительно центра контура усиления, а другая, пропорциональна $\mathrm{Im}\, S_a S_b$, является нечетной функцией расстройки. Таким образом, в случае симметричной связи, нестабильность расстройки не приводит в результате рассеяния к флуктуациям частоты биений между встречными волнами кольцевого лазера.

На самом деле, вывод о симметрии коэффициентов связи при рассеянии на идеально проводящей шероховатой поверхности не является точным, а справедлив лишь в силу приближений, допущенных при анализе коэффициентов связи в [1]. В настоящем сообщении приведены результаты более детального анализа свойств симметрии коэффициентов связи при рассеянии на идеально проводящей шероховатой поверхности.

Воспользуемся методом Кирхгофа для описания рассеяния волн на статистически неровной поверхности [3–5]. Коэффициенты связи между встречными волнами кольцевого резонатора при рассеянии на поверхности сферического отражателя можно описать в рамках этого метода следующим соотношением:

$$S_q^{(mn)} = -\exp(\mp 2ikz_0) \int\limits_{q=a,\, b.} dxdy\, |\varphi_{mn}(x,\, y)|^2 \exp\{\mp 2ikp_x \sin\varphi x - 2ik\cos\varphi\,\xi(x,\, y)\}, \qquad (1)$$

Здесь интегрирование ведется в касательной к отражателю плоскости, x, y — координаты в этой плоскости, нормированные на соответствующие масштабы p_x, p_y распределения собственного колебания резонатора $\varphi_{mn}(x, y)$ (m, n — поперечные индексы собственного колебания, ось x лежит в плоскости падения); ξ — характеризует неровности отражателя, φ — угол наклона отражателя относительно оси резонатора, k — волновое число; два значения знака в показателе экспоненты соответствуют двум значениям индекса направления распространения q; коэффициенты связи в (1) нормированы на частотный интервал между аксиальными модами резонатора. Соотношение (1) в несколько иной форме приведено в [2].

Пусть длина волны излучения значительно превосходит характерную высоту неровностей отражателя. В этом случае основные результаты можно получить, разлагая подынтегральное выражение (1) в ряд по степеням $k\xi$ и сохраняя три низших члена разложения. Очевидно, что первый член разложения не создает вклада в коэффициенты связи, так как в этом приближении коэффициенты связи не зависят от свойств поверхности, и их величины, определяемые степенью пространственного перекрытия встречных волн вблизи отражателя, пренебрежимо малы. Связь между волнами в следующем приближении можно интерпретировать как результат рассеяния на поверхности с неоднородным коэффициентом отражения, фаза которого равна $\pi/2$ [1]. Встречные волны при этом характеризуются симметричными коэффициентами связи ($S_a = S_b^*$). Наконец, учет третьего члена разложения ($\sim k^2\xi^2$) приводит к видоизменению распределения эффективного коэффициента отражения и, главное, к появлению зависимости фазы этого коэффициента от координат, что и нарушает отмеченную выше симметрию.

Перейдем к изложению результатов расчета низших моментов квадратичных комбинаций коэффициентов связи при усреднении по ансамблю статистически неровных поверхностей. В качестве модели выберем нормально распределенный ансамбль с гауссовой функцией корреляции, причем характерные длины корреляции T_x, T_y будем считать малыми в соответствующих масштабах поперечного распределения поля p_x, p_y. В результате расчета получим в низшем отличном от нуля приближении (для основного типа колебаний резонатора)

$$\langle \mathrm{Re}\, S_a S_b \rangle = -2k^2\sigma^2 \cos^2\varphi\, T_x T_y p_x^{-1} p_y^{-1} \exp\left(-k^2 T_x^2 \sin^2\varphi\right), \qquad (2)$$

$$\langle (\mathrm{Im}\, S_a S_b)^2 \rangle^{1/2} = 2^{3/2} k^3\sigma^3 \cos^3\varphi\, T_x T_y p_x^{-1} p_y^{-1} \exp\left(-\frac{3}{4} k^2 T_x^2 \sin^2\varphi\right), \qquad (3)$$

$$\langle (|S_a|^2 - |S_b|^2)^2 \rangle^{1/2} = 2 \langle (\mathrm{Im}\, S_a S_b)^2 \rangle^{1/2}, \qquad (4)$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю поверхностей.

Таким образом, при рассеянии волн на ансамбле идеально проводящих статистически неровных поверхностей коэффициенты связи симметричны лишь в среднем: $\langle \mathrm{Im}\, S_a S_b \rangle = 0$, $\langle |S_a|^2 \rangle = \langle |S_b|^2 \rangle = -\langle \mathrm{Re} S_a S_b \rangle$, при этом степень асимметрии связи для отдельной реализации поверхности можно оценить, исходя из соответствующих соотношений для дисперсий, описывающих фазовую (3) и амплитудную (4) асимметрию. Результаты оценок приведены в таблице, где для удобства даны также соответствующие значения интегрального рассеяния Σ. Параметры выбраны следующим образом: $\lambda = 3.39$ мкм, $\varphi = \pi/6$, $p_x \cos\varphi = p_y = 1$ мм, причем для упрощения предполагается, что $T_x = T_y = T$.

σ, Å	Σ	T, мкм	$\lvert\langle \mathrm{Re} S_a S_b \rangle\rvert \cdot 10^{12}$	$\langle (\mathrm{Im} S_a S_b)^2 \rangle^{1/2} \cdot 10^{12}$
100	$1.2 \cdot 10^{-3}$	2	$5.7 \cdot 10^{1}$	3.1
		3	1.7	$2.8 \cdot 10^{-1}$
50	$3.0 \cdot 10^{-4}$	2	$1.4 \cdot 10^{1}$	$3.8 \cdot 10^{-1}$
		3	$4.3 \cdot 10^{-1}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$
20	$4.8 \cdot 10^{-5}$	2	2.3	$2.4 \cdot 10^{-2}$
		3	$6.8 \cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$

На область применимости полученных соотношений (2)—(4) наряду с обычными ограничениями, связанными с использованием метода Кирхгофа [3-5], накладывается дополнительное условие

$$k^2\sigma^2 \ll \exp\left(-\frac{1}{2}k^2T_x^2\sin^2\varphi\right), \tag{5}$$

которое соответствует пренебрежению высшими членами при разложении подынтегрального выражения (1) в ряд по степеням $k\xi$. Это условие ограничивает сверху среднеквадратичную высоту неровностей, а при фиксированной величине σ, возможные значения длины корреляции T_x.

Можно показать, что представленные выше результаты и выводы, сформулированные для основного типа колебаний резонатора, справедливы также и при рассеянии высших типов колебаний. При этом соотношение (4) сохраняется в точности неизменным, а результат усреднения комбинаций коэффициентов связи (2), (3) для высших типов колебаний приобретает фактор $I_{nm}=I(n)I(m)$, где

$$I(s)=\sum_{k=0}^{s}\frac{(2k-1)!!}{(2k)!!}\left[\frac{(2s-2k-1)!!}{(2s-2k)!!}\right]^2. \tag{6}$$

Асимптотически (а реально и при n (или m) $\geqslant 1$) для оценок можно пользоваться выражением

$$I_{nm}\simeq\frac{1}{\pi\sqrt{nm}}\left(1+\frac{1}{\pi}\ln 4n\right)\left(1+\frac{1}{\pi}\ln 4m\right). \tag{7}$$

Заметим, кстати, что с ростом индексов собственного колебания усредненные комбинации коэффициентов связи, а, следовательно, и вклад в частотную характеристику кольцевого лазера, обусловленный рассеянием, падают.

Литература

[1] И. А. Андронова. Изв. вузов, радиофизика, *17*, 775, 1974.
[2] Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. Под ред. Ю. Л. Климонтовича. «Наука», М., 1974.
[3] С. М. Рытов. Введение в статистическую радиофизику. «Наука», М., 1966.
[4] Ф. Г. Басс, И. М. Фукс. Рассеяние волн статистически неровными поверхностями. «Наука», М., 1972.
[5] С. М. Кóзел. Докт. дисс., Долгопрудный, 1973.

Поступило в Редакцию 29 июля 1981 г.

УДК 539.194.1

К ТЕОРИИ ПОГЛОЩЕНИЯ И ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕТА МОЛЕКУЛЯРНЫМИ СИСТЕМАМИ С МНОГОЯМНЫМИ ПОТЕНЦИАЛАМИ [1]

Б. Д. Файнберг

При рассмотрении процессов поглощения и излучения света сложными молекулами, испытывающими ядерные перегруппировки [1], примесными центрами в кристаллах, экситонами с переносом заряда [2] и т. д. весьма часто реализуется ситуация, когда оптический переход совершается между состояниями, адиабатические потенциалы которых имеют два или несколько минимумов. В [3] для одномерного случая в кондоновском приближении и пределе нулевых температур был проведен численный расчет электронно-колебательных спектров

[1] Доложено на Всесоюзном симпозиуме по динамике элементарных атомно-молекулярных процессов. Черноголовка, 1981 г.