

ИЗМЕРЕНИЕ ЕСТЕСТВЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПОЛЯ НЕОН-ГЕЛИЕВОГО ЛАЗЕРА СО СЛАБОУНИЗОТРОПНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

М. В. Ладыгин и И. П. Мазанько

Приведены результаты экспериментального исследования спектров естественных флуктуаций поляризации излучения одномодового лазера со слабо анизотропным резонатором. Показана возможность определения ряда параметров резонатора и активной среды из спектров флуктуаций поляризации.

Естественные флуктуации поляризации излучения лазера проявляются в флуктуациях ее направления (азимута) и эллиптичности. Если резонатор лазера изотропен, то дисперсия азимута поляризации будет изменяться по диффузионному закону. Однако наличие у реальных резонаторов некоторой (в общем случае амплитудно-фазовой) анизотропии обычно приводит к стабилизации направления поляризации и его дисперсия перестает зависеть от времени. Об измерении энергетических спектров G_{φ_S} естественных флуктуаций азимута φ_S поляризации излучения неон-гелиевого лазера со слабоанизотропным резонатором сообщалось в [1]. В настоящей работе приводятся результаты измерения как G_{φ_S} , так и спектров G_{a_S} естественных флуктуаций эллиптичности поляризации (a_S — малая полуось эллипса, флуктуирующая около нулевого среднего значения) для подобного лазера.

Пусть при отсутствии поляризационных флуктуаций поле излучения лазера имеет вид

$$E = (A + a) \cos \Phi, \quad \Phi = \omega t + \varphi, \quad (1)$$

тогда его возмущение можно представить ортогональным к E случайным полем

$$e = A\varphi_S \cos \Phi + a_S \sin \Phi, \quad (2)$$

первая (синфазная) компонента которого описывает азимутальные колебания вектора E , а вторая (квадратурная) — хаотическую эллиптичность. Здесь A и ωt — стационарные амплитуды и фаза поля излучения, a и φ — их возмущения.

Как показано в [1], «смешивая» с помощью поляризатора, установленного перед фотоприемником, основную компоненту поля E и ее возмущение e , можно получить энергетический спектр угловых (азимутальных) флуктуаций поляризации излучения G_{φ_S} . Поле на фотоприемнике при этом имеет следующий вид:

$$E'_\theta = (A + a) \cos \Phi \cos \theta + (A\varphi_S \cos \Phi + a_S \sin \Phi) \sin \theta, \quad (3)$$

где θ — угол между осью максимального пропускания поляризатора и вектором E .

Для получения спектра G_{a_S} относительных флуктуаций эллиптичности между лазером и поляризатором вводилась пластинка $\lambda/4$, одна из главных осей которой ориентировалась параллельно вектору E . В этом случае поле за поляризатором, развернутым на угол Θ , будет опять представлять собой смесь основной компоненты и ее возмущения, причем синфазная φ_S и квадатурная a_S компоненты меняются местами

$$E_{\Theta} = (A + a) \cos \Phi \cos \Theta + (A \varphi_S \sin \Phi + a_S \cos \Phi) \sin \Theta. \quad (4)$$

Тогда при отсутствии корреляции между величинами a и a_S переменная составляющая фототока J и его энергетический спектр G_J даются выражениями

$$\left. \begin{aligned} J &\propto A \cos^2 \Theta (a + a_S \operatorname{tg} \Theta), \\ G_J &\propto A^2 \cos^4 \Theta (G_a + G_{a_S} \operatorname{tg}^2 \Theta). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

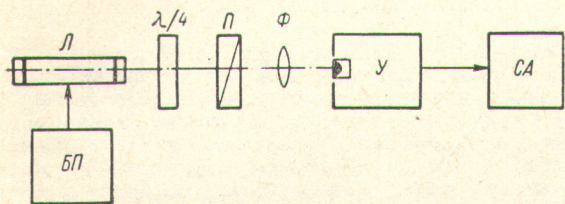


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки. !

Л — лазер, БП — блок питания, $\lambda/4$ — четвертьволновая пластинка, П — поляризатор, Ф — линза, У — усилитель с фотоприемником, СА — спектроанализатор.

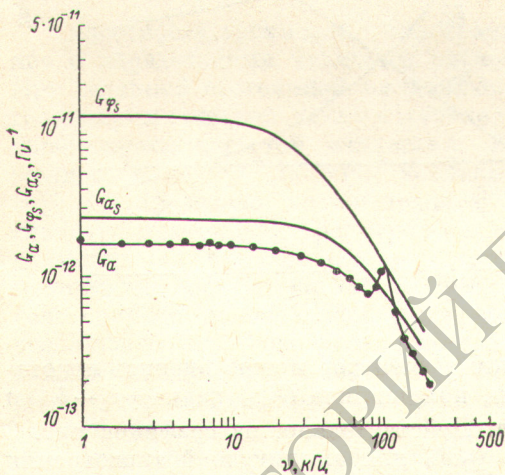


Рис. 2. Энергетические спектры флуктуаций амплитуды (G_a), а также азимута (G_{φ_S}) и эллиптичности (G_{a_S}) поляризации излучения для $\beta A^2 = 0.05$.

Таким образом, измерение G_J при двух ориентациях поляризатора, например при $\Theta = 0^\circ$ и $\Theta = 45^\circ$, позволяет определить G_a и G_{a_S} .

В экспериментах использовался моноблочный лазер с внутренними зеркалами и измерительная установка, изображенная на рис. 1. Наполнение лазера — смесь изотопов неона Ne^{20} и гелия He^4 с соотношением компонент 1:10 и общим давлением 2.5 тор, рабочая длина волны 0.63 мкм. Управление мощностью генерации осуществлялось разрядным током. Лазер настраивался на центр спектральной линии усиления и работал в одномодовом (одночастотном) режиме. Измерения проводились в диапазоне частот от 0 до 200 кГц и полосе 200 Гц при центральной настройке, различных уровнях βA^2 превышения усиления над потерями и по методике, описанной в [1, 3].

Эксперимент, как правило, проводился при малых превышениях ($\beta A^2 \ll 1$). В этом случае энергетические спектры

$$A^2 G_{\varphi_S}(\nu) \simeq \frac{G}{(\delta_2 - \delta_1)^2 + \nu^2}, \quad G_{a_S}(\nu) \simeq \frac{G}{[\delta_2 - \delta_1(1 - \beta A^2)]^2 + \nu^2} \quad (6)$$

имеют ширины

$$\eta_{\varphi_S} = \delta_2 - \delta_1 \quad \text{и} \quad \eta_{a_S} = \delta_2 - \delta_1(1 - \beta A^2),$$

где δ_1 и δ_2 — ширины полосы резонатора для ортогональных компонент поля E и e ($\delta_2 > \delta_1$), G — спектральная мощность источника естественных флуктуаций (считается постоянной), $\beta_- = [(1-\sigma)/(1+\sigma)] \beta$, параметр σ ($0 < \sigma \leq 1$) характеризует связь между встречными круговыми компонентами поляризации поля в представлении вращающихся векторов, а β — параметр насыщения [1].

На рис. 2 приведены спектры ¹ относительных флуктуаций амплитуды (получено при $\Theta=0^0$), азимута и эллиптичности излучения для превышения $\beta A^2=0.05$. Спектры G_{φ_S} и G_{a_S} подобны и по форме близки к лорентцовым, что говорит о преимущественной роли амплитудной анизотропии резонатора [1]. Оценка дисперсии для превышения 0.05 дает $\sim 10^{-4}$.

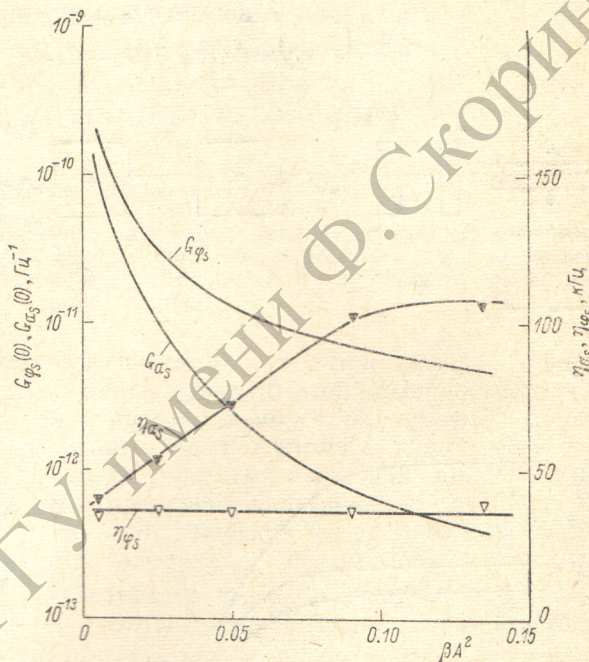


Рис. 3. Зависимости спектральных плотностей G_{φ_S} и G_{a_S} на нулевой частоте, а также их ширин η_{φ_S} и η_{a_S} от превышения усиления над потерями βA^2 .

а $\varphi_S \sim 4 \cdot 10^{-5}$ рад. Из флуктуационных спектров можно оценить некоторые параметры лазера. В частности, полуширина G_{φ_S} равна $\delta_2 - \delta_1$ и не должна зависеть от превышения. Действительно, из графиков рис. 3 для всех превышений с точностью $\pm 5\%$ для амплитудной анизотропии резонатора получается $\delta_2 - \delta_1 \approx 36$ кГц.

Далее, известно, что ширина спектра амплитудных флуктуаций на половине высоты для $\beta A^2 \ll 1$ равна $\beta A^2 \delta_1$ [1, 3]. Отсюда можно оценить ширину полосы резонатора лазера, которая оказалась равной $\delta_1 \approx \delta_2 \approx 1.3$ МГц, а из зависимости G_{a_S} от превышения усиления над потерями можно оценить коэффициент $\sigma \approx 0.5 \pm 0.1$, что согласуется с расчетным значением для перехода типа $J=1 \rightarrow J=2$ [2].

В заключение авторы выражают благодарность М. И. Молчанову за помощь в экспериментах и обсуждение результатов.

Литература

- [1] М. В. Ладыгин, И. П. Мазанько. Квант. электрон., 4, 575, 1977.
- [2] С. V. Heer, R. D. Graft. Phys. Rev., 140, A1088, 1965.
- [3] И. П. Мазанько, М. И. Молчанов, Н. Г. Ярошенко. Радиотехн. и электрон., 19, 1699, 1974.

Поступило в Редакцию 19 сентября 1977 г.

¹ Подъем в области 100 кГц обусловлен плазменными колебаниями, проявляющимися также в спектре разрядного тока.