



# ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 535.8

*В.Ф. Быковский, С.И. Мольков,  
В.А. Степанов, В.С. Хилов, С.И. Хилов*

## **МОЩНЫЙ ИСТОЧНИК КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ И РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ**

*V.F. Bykovsky<sup>1</sup>, S.I. Molkov<sup>2</sup>,  
V.A. Stepanov<sup>3</sup>, V.S. Khilov<sup>4</sup>, S.I. Khilov<sup>5</sup>*

<sup>1, 4, 5</sup> LaserVarioRakurs, CJSC,  
5/25-a Yablochkova pass., Ryazan, 390023, Russia.

<sup>2</sup> Karelian State Pedagogical Academy,

17 Pushkinskaya St., Petrozavodsk, 185680, Russia

<sup>3</sup> Ryazan State University named for S.A. Esenin,

46 Svobody St., Ryazan, 390000, Russia.

## **HIGH POWER COHERENT LIGHT RADIATION SOURCE FOR OPTICAL HOLOGRAPHY AND RAMAN SPECTROSCOPY**

---

Рассмотрена задача создания мощного источника когерентного излучения для оптической голографии на основе одночастотного аргонового лазера. Определены условия получения одночастотной генерации для однородно уширенной спектральной линии в газоразрядных лазерах с протяженными резонаторами. Показана возможность реализации такого одночастотного аргонового лазера с излучением в сине-зеленой области спектра.

**КОГЕРЕНТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ. ОДНОЧАСТОТНЫЙ РЕЖИМ. ГЕНЕРАЦИЯ. ЛАЗЕР. РЕЗОНАТОР. СЕЛЕКТОР ЧАСТОТЫ. ИНТЕРФЕРОМЕТР. ОДНОРОДНОЕ УШИРЕНИЕ. ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД. АКТИВНЫЙ ЭЛЕМЕНТ.**

The problem of development of a high power coherent light radiation source for optical holography based on single frequency argon laser has been reviewed.

The conditions for obtaining single-frequency generation for a homogeneously broadened spectral line in the gas-discharge lasers with long resonators were determined. The possibility of realization of the single-frequency argon laser emitting in the blue-green range of the spectrum was demonstrated.

**COHERENT RADIATION. SINGLE FREQUENCY MODE. OSCILLATION. LASER. RESONATOR. FREQUENCY SELECTOR. INTERFEROMETER. HOMOGENEOUS BROADENING. GAS DISCHARGE. LASER TUBE.**

---

Необходимость создания надежного мощного источника когерентного излучения для рамановской спектроскопии и производства

голографических оптических элементов определяет актуальность данной работы. В качестве такого источника излучения может служить си-

не-зеленый аргоновый ионный лазер непрерывного действия при обеспечении одночастотного режима в его работе.

### Одночастотная генерация

Указанная генерация при однородном уширении реализуется в газоразрядных лазерах на частоте, соответствующей максимуму усиления, а при неоднородном – когда в пределы контура усиления попадает одна собственная частота резонатора. Для получения одночастотной генерации, когда в пределы контура усиления попадает несколько продольных частот, необходимо использовать селективный элемент, например интерферометр Фабри – Перо. Если генерация происходит на приведенной частоте  $y_m$ , то для интенсивностей прямой и обратной волн  $I^\pm(y)$  на приведенной частоте  $y$  имеем:

$$I^\pm(y) = I_m^\pm \delta(y_m - y), \quad (1)$$

где  $I_m^\pm$  – интенсивности прямой и обратной волн;  $\delta(y_m - y)$  – дельта-функция Дирака;  $y = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_0}$  – приведенная частота;  $\nu_0$  – центральная частота линии;  $\Delta\nu_0$  – величина, связанная с шириной доплеровской линии  $\Delta\nu_D$  соотношением

$$\Delta\nu_D = 2\sqrt{\ln 2} \Delta\nu_0.$$

Тогда, используя результаты работы [1], для спектральной плотности вероятности индуцированного перехода  $W(x)$  на приведенной частоте  $x$  получаем:

$$W(x) = \frac{\sigma_{ab} I_m}{2h\nu_0} [F(y_m - x) + F(y_m + x)], \quad (2)$$

где

$$F(y_m - x) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{(y - x)^2 + a^2}$$

– нормированная на единицу дисперсионная функция ( $a = \Delta\nu_L / 2\Delta\nu_0$  – приведенная ширина лоренцевской линии  $\Delta\nu_L$ ;  $\sigma_{ab} = \lambda^2 A_{ab} / 8\pi\Delta\nu_0$  – радиационное сечение перехода  $a \rightarrow b$  ( $\lambda$ ,  $A_{ab}$  – длина волны и коэффициент Эйнштейна). Также учтено, что при малых потерях  $I_m^+ \approx I_m^-$ ,

и введена интенсивность внутрирезонаторного излучения  $I_m = I_m^+ + I_m^-$ .

Однородная лоренцевская ширина линии  $\Delta\nu_L$  определяется упругими столкновениями, нарушающими когерентность взаимодействия частиц с полем, и конечностью времен жизни лазерных уровней  $\tau_a, \tau_b$ . Дополнительное уширение обусловлено индуцированными переходами [2], которые описываются спектральными плотностями вероятности  $W_{ab}$  и  $W_{ba}$ . Если  $\nu_\beta$  – частота упругих столкновений, вызывающих нарушение когерентности взаимодействия частиц с полем, то

$$\begin{aligned} \Delta\nu_L &= \frac{1}{2\pi} \left[ 2 \sum_{\beta} \nu_{\beta} + \frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_b} + W_{ab} + W_{ba} \right] = \\ &= \Delta\nu_{L0} + \frac{g_a + g_b}{2\pi g_b} W, \end{aligned} \quad (3)$$

где суммирование ведется по всем  $\beta$ -компонентам плазмы, включая и столкновения с частицами собственного газа;  $\Delta\nu_{L0}$  – лоренцевская ширина линии при отсутствии генерации;

$$W(x) = W_{ab} = \frac{g_a}{g_b} W_{ba},$$

$g_a, g_b$  – статистические веса лазерных уровней.

Поскольку величина  $W(x)$  зависит от  $x$ , или от частоты  $\nu$ , то будут зависеть от частоты как величина  $\Delta\nu_L$ , так и приведенная ширина лоренцевской линии  $a$ . Переходя в выражении (3) для величин  $\Delta\nu_L, \Delta\nu_{L0}$  к нормированным величинам  $a = \Delta\nu_L / 2\Delta\nu_0, a_1 = \Delta\nu_{L0} / 2\Delta\nu_0$  и, используя формулу (2), получаем:

$$\frac{a}{a_1} = 1 + P_1 \frac{\pi a_1}{2} [F(y_m - x) + F(y_m + x)], \quad (4)$$

где  $P_1$  – нормированная интенсивность, характеризующая отклонение контура линии от простой дисперсионной формы:

$$P_1 = \frac{g_a + g_b}{g_b} \frac{\lambda^2 A_{ab} I_m}{8\pi^3 h\nu_0 \Delta\nu_{L0}^2}. \quad (5)$$

Выражение (4) представляет собой уравнение, связывающее однородную ширину линии при генерации  $a/a_1 = \Delta\nu_L / \Delta\nu_{L0}$  с частотами

$$x / 2a_1 = (\nu - \nu_0) / \Delta\nu_{L0}; \quad y_m / 2a_1 = (\nu_m - \nu_0) / \Delta\nu_{L0},$$

где  $\nu_m$  – частота генерации.

На рис. 1 приведены рассчитанные с помощью уравнения (4) зависимости нормированной ширины лоренцевской линии  $a/a_1$  от частоты  $x/2a_1$  при различных значениях частоты генерации  $y_m/2a_1$  и двух значениях параметра  $P_1$ . Видно, что дополнительное уширение излучением играет большую роль в процессах в ионных аргоновых лазерах на сильноточном разряде ( $P_1 \approx 100$ ) и в гелий-неоновых лазерах ( $P_1 \approx 10$ ). В обоих типах лазеров уширение линий неоднородное, но в разной степени. Без дополнительного уширения излучением  $a = a_1 = \text{const}$ . Поэтому его учет необходим.

**Коэффициент усиления и условия для селекции частоты излучения лазера**

Коэффициент усиления газового лазера для прямой и обратной волн генерации на приведенной частоте  $y$  определяется выражением [2]:

$$g^{\pm}(y) = \sigma_{ab} \int_{-\infty}^{\infty} F(y \mp x) \Delta N(x) dx, \quad (6)$$

где  $F$  – нормированная дисперсионная функция, определяемая из выражения (2), а  $\Delta N(x)$  – спектральная плотность инверсии заселенностей на приведенной частоте  $x$ , которая для стационарного режима работы ионного сильноточного аргонового лазера определяется из решений полного управления баланса [1] и имеет вид:

$$\Delta N(x, \mathbf{r}) = \frac{\Delta N_0(x, \mathbf{r})}{1 + W(x, \mathbf{r})T_1}; \quad (7)$$

$$\Delta N_0 = S_a \tau_a^3 \left[ 1 - \frac{g_a}{g_b} \tau_b \left( \kappa_{ab} + \frac{S_b}{S_a} \frac{1}{\tau_a} \right) + \frac{S_b}{S_a} \kappa_{ba} \tau_b \right] = S_a \tau_a^3 \xi_{ab}; \quad (8)$$

$$T_1 = \tau_{a3} \left[ 1 - \tau_b \kappa_{ba} + \frac{g_a}{g_b} \tau_b \left( \frac{1}{\tau_a} - \kappa_{ab} \right) \right] = \tau_{a3} \zeta_{ab}, \quad (9)$$

где  $\tau_{a3} = \tau_a (1 - \tau_a \tau_b \kappa_{ab} \kappa_{ba})^{-1}$ ;  $S_a, S_b$  – спектральные плотности скоростей заселения верхнего и нижнего лазерных уровней;  $\kappa_{ab}, \kappa_{ba}$  – частоты столкновительных переходов между уровнями.

Коэффициент усиления на приведенной частоте  $y$  при генерации на частоте  $y_m$ , согласно формулам (6), (7), (2), определяется выражением

$$g^{\pm}(y, y_m) = g_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(y \mp x) \exp(-x^2) dx}{1 + P_0 \frac{\pi a_1}{2} [F(y_m - x) + F(y_m + x)]}, \quad (10)$$

где  $P_0$  – нормированная на величину  $\pi I_0 a_1$  интенсивность внутрирезонаторного излуче-

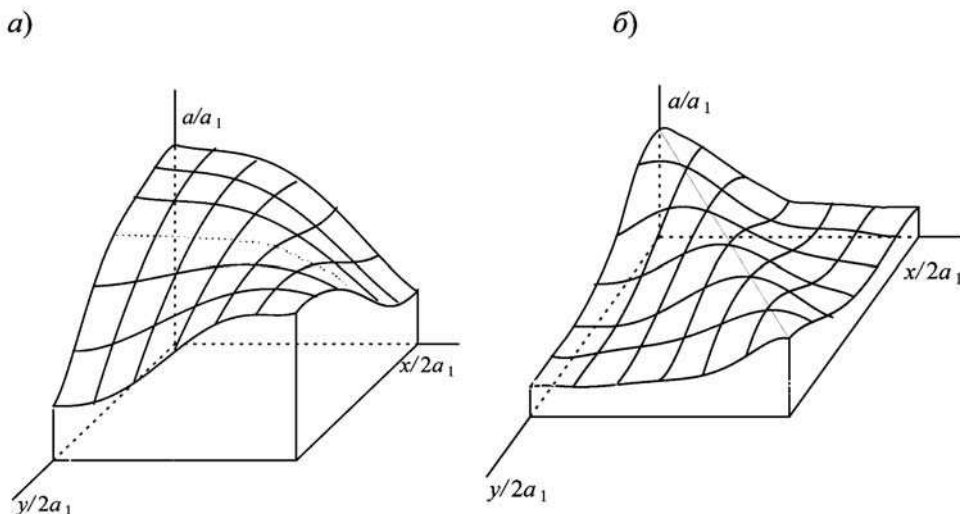


Рис. 1. Зависимость отношения  $a/a_1 = \Delta \nu_L / \Delta \nu_{L0}$ , характеризующего ширину линии генерации, от частот  $x/2a_1$  и  $y/2a_1$  при различных значениях нормированной интенсивности линии  $P_1$ : 100 (а) и 10 (б)

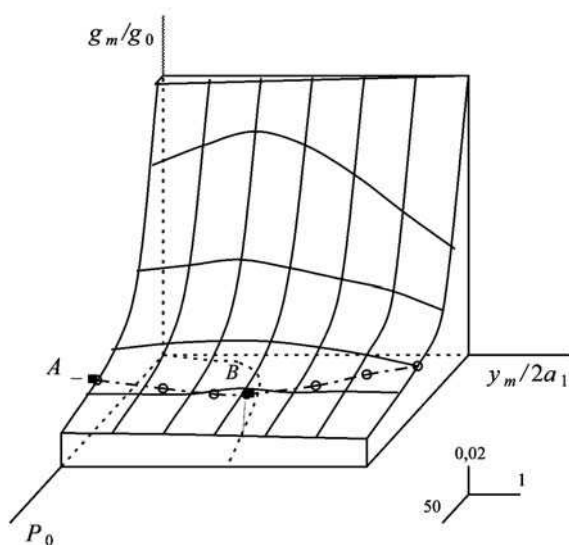


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления  $g_m/g_0$  от расстройки частоты  $y_m/2a_1$  и нормированной интенсивности  $P_0$  при значениях  $I_1/I_0 = 10$  и  $a_1 = 0,1$ ; а также на горизонтальной плоскости – зависимость от  $P_0$  оптимальной расстройки  $(y_m/2a_1)^{opt}$ , соответствующей максимальному значению  $g_m/g_0$ . Уровень постоянного усиления  $K_{пот}/g_0 = 0,032$

ния;  $P_0 = I_m / \pi I_0 a_1$  ( $I_0 = hv_0 / \sigma_{ab} \tau_{a3} \zeta_{ab}$ );  $g_0 = \sigma_{ab} \Delta n_0 / \sqrt{\pi}$  ( $\Delta n_0 = S_{a0} \tau_{a3} \xi_{ab}$ ; величины  $\zeta_{ab}$ ,  $\xi_{ab}$  определяются формулами (8), (9),  $S_{a0}$  – интегральная плотность скорости заселения верхнего лазерного уровня).

Введем обозначение  $g_m = g^\pm(y_m, y_m)$  для коэффициента усиления на частоте генерации

$y_m$ . На рис. 2 приведена зависимость  $g_m/g_0$ , рассчитанная по формуле (10) с использованием уравнения (6), от расстройки частоты

$$y_m/2a_1 = (v_m - v_0)/\Delta v_{L0}$$

и нормированной интенсивности  $P_0$  при  $I_1/I_0 = 10$ , где

$$I_1 = \frac{2\pi h v_0}{\sigma_{ab}} \frac{g_b}{g_a + g_b} \Delta v_{L0}.$$

На этом же рисунке в горизонтальной плоскости показана зависимость от  $P_0$  оптимальной расстройки  $(y_m/2a_1)^{opt}$ , соответствующей максимальному значению  $g_m/g_0$ . В стационарном режиме значение  $I_m$  устанавливается таким, чтобы  $g_m$  было равно коэффициенту потерь  $K_{пот}$ . Так, в случае генерации с уровнем потерь  $K_{пот}/g_0 = 0,032$  при  $y_m/2a_1 = 0$ , параметр  $P_0$  принимает значение 130 (точка A), а при оптимальной расстройке, когда  $y_m/2a_1 = 3,1$ , –  $P_0 = 150$  (точка B), т. е. внутриврезонаторная мощность на 13 % выше.

На рис. 3 представлены полученные с помощью выражения (10) зависимости  $g^\pm/g_0$  от  $y/2a_1$  при различных значениях расстройки  $y_m/2a_1$ . Видно, что наиболее узкий провал в контуре усиления наблюдается при нулевой расстройке. Если кривая потерь  $K_{пот}(y)$  в селективном резонаторе оказывается уже провала в контуре усиления при  $y_m = 0$ , то это служит гарантией одночастотной генерации при любой расстрой-

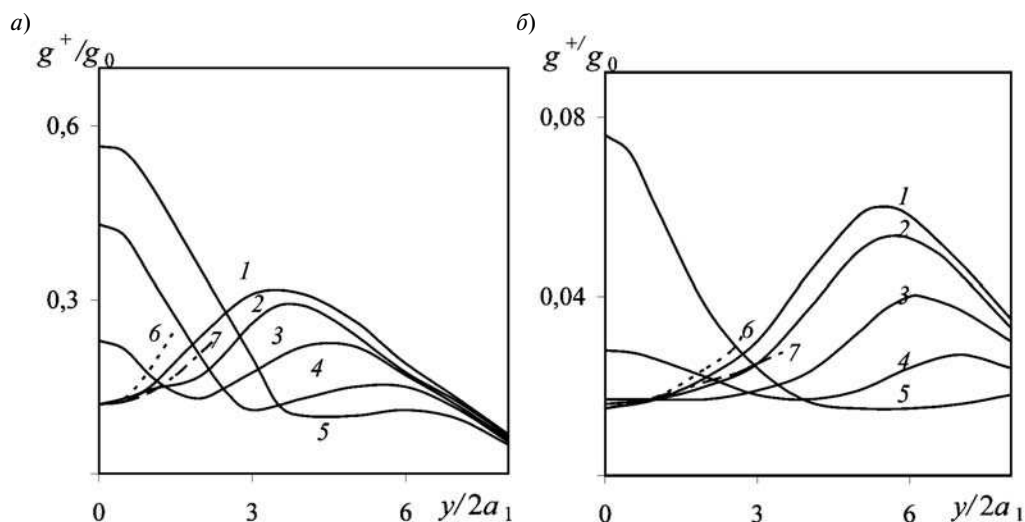


Рис. 3. Зависимости коэффициента усиления  $g^+(y, y_m)/g_0$  от частоты  $y/2a_1$  при различных значениях нормированной интенсивности  $P_0$ : 30 (а) и 300 (б);  $I_1/I_0 = 10$ ,  $a_1 = 0,1$ ; значения  $y_m/2a_1 = 0$  (1), 2 (2), 4 (3), 6 (4), 8 (5); 6, 7 – кривые потерь, обеспечивающие и не обеспечивающие одночастотную генерацию, соответственно

ке. Условие одночастотной генерации запишем в виде:

$$\left. \frac{\partial^2 K_{\text{пот}}(y)}{\partial^2 y} \right|_{y=0} \geq \left. \frac{\partial^2 g(y,0)}{\partial^2 y} \right|_{y=0} = \frac{2g_0}{a_1^2} F_2 =$$

$$= 2\pi^2 g_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2} F^3(x)}{1 + \pi a_1 P_0 F(x)} \frac{3x^2 - a^2}{a^2} dx, \quad (11)$$

где выражение для производной  $\frac{\partial^2 g(y,0)}{\partial^2 y}$  получено из формулы (10).

На рис. 4 представлены для иллюстрации результаты расчета функции  $F_2$  от параметров  $P_0, a_1$  при значении  $I_1/I_0 = 10$ .

В случае использования в качестве селектора интерферометра Фабри – Перо, учитывая данные работы [3], для расчета величины  $\partial^2 K_{\text{пот}} / \partial^2 y$  неравенство (11) преобразуем к виду:

$$R_{\text{и}} \left( \frac{l_{\text{и}}}{T_{\text{и}}} \right)^2 \geq \left( \frac{e}{2\pi \Delta \nu L_0} \right)^2 g_0 L_a F_2(P_0, a_1, I_1 / I_0), \quad (12)$$

где  $R_{\text{и}}, T_{\text{и}}$  – коэффициенты отражения и пропускания покрытий интерферометра;  $l_{\text{и}}$  – его оптическая толщина;  $L_a$  – длина активной среды.

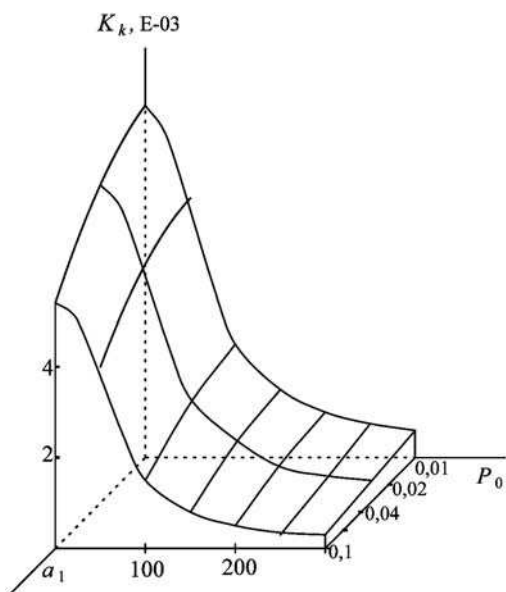


Рис. 4. Зависимость функции  $K_2 = a_1^2 F_2 / g_0$  от параметров  $P_0, a_1$  при значении  $I_1/I_0 = 10$

Оптическая толщина интерферометра выбирается из условия попадания в пределы контура усиления одного максимума отражения интерферометра, что приводит к неравенству

$$l_{\text{и}} \leq \frac{l}{2\Delta \nu_0}. \quad (13)$$

Следует отметить, что условие (12) не является достаточным при сильном уширении линии излучением, поскольку форма провала в коэффициенте усиления (см. кривую  $l$  на рис. 3, где  $I_1/I_0 = 10, P_0 = 300$ ) сильно отличается от квадратичной, параметры интерферометра при этом необходимо определить, исходя непосредственно из зависимости насыщенного усиления от частоты.

Приведем пример расчета интерферометра Фабри – Перо для аргонового лазера. Пусть данный лазер работает в многочастотном режиме с ненасыщенным усилением на проход:  $g_0 L_a = 0,5; a_1 = 0,1; I_1/I_0 = 10; P_0 = 300; \Delta \nu_0 = 3,0$  ГГц (при генерации одной частоты в центре линии). В отсутствие потерь в интерферометре ( $R_{\text{и}} + T_{\text{и}} = 1$ ) и из условий (12), (13) получаем:

$$0,74(1 - R_{\text{и}}) / \sqrt{R_{\text{и}}} \text{ (см)} \leq l_{\text{и}} \leq 8,3 \text{ см.}$$

При  $R = 0,04$  и  $0,06$  имеем:

$$0,36 \text{ см} \leq l_{\text{и}} \leq 8,3 \text{ см}; 0,28 \text{ см} \leq l_{\text{и}} \leq 8,3 \text{ см,}$$

соответственно.

Выражения (12), (13) позволяют определить область параметров интерферометра Фабри – Перо, встраиваемого внутрь резонатора лазера и обеспечивающего в нем одночастотную генерацию.

### Ионный аргоновый лазер

Нами разработан многофункциональный ионный аргоновый лазер GS-10F длиной 1830 мм, конструкция излучателя которого приведена на рис. 5. Излучатель лазера имеет следующие основные функциональные узлы: активный элемент; оптический резонатор; соленоид; фотоприемник лазерного излучения; реле протока охлаждающей жидкости; устройство поджига; блокировочное устройство, отключающее источник питания при нарушении эксплуатационных режимов работы лазера.

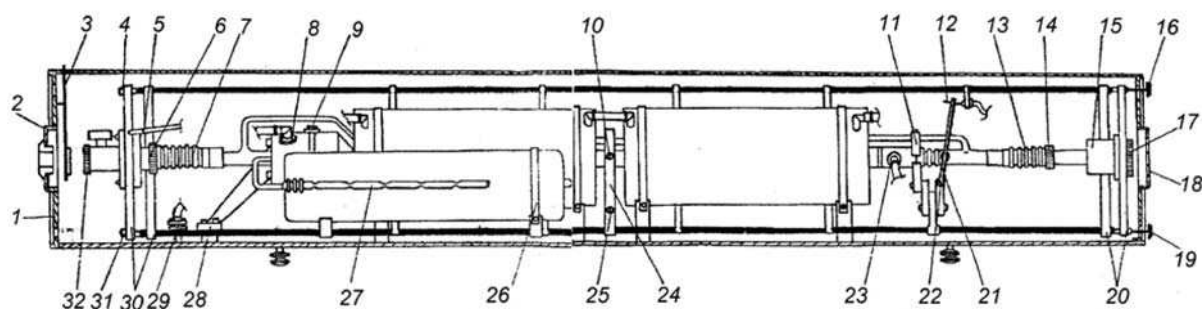


Рис. 5. Конструкция излучателя:

1 – передняя панель; 2 – крышка передней панели; 3 – экран; 4, 16 – винты вертикальной юстировки зеркал; 5 – трубка подачи азота; 6, 14 – крышки узлов герметизации; 7, 13 – узлы герметизации оптических элементов; 8, 23, 28 – места соединения шлангов охлаждения; 9 – винт крепления катодной колбы; 10, 25 – винты юстировки центра активного элемента; 11 – призма; 12 – контактный винт; 15 – втулка узла герметизации; 17 – крышка задней панели; 19, 31 – винты горизонтальной юстировки зеркал; 20, 30 – механизмы юстировки; 21 – рычаг блокировочного устройства; 22 – ось; 24 – стойка; 26 – хомут; 28 – колодка подсоединения накальных выводов катодов; 27 – дозатор газа; 32 – крышка

Активный элемент представляет собой двухэлектродную газоразрядную трубку с прямонакальным катодом, наполненную аргоном. В качестве разрядообразующего канала в конструкции использована керамическая составная цельнополая длинномерная трубка из окиси бериллия с внутренним диаметром 2,5 мм, обеспечивающим одномодовый режим работы лазера. Для отвода тепла, выделяемого током разряда, активный элемент охлаждается хладагентом (дистиллированная вода).

Соленоид предназначен для создания вдоль разрядного канала продольного магнитного поля, снижающего термическую нагрузку на стенки канала и напряжение поддержания разряда, а также увеличивающего мощность излучения. Конструктивно он выполнен в виде катушки, охлаждаемой водой. Катушка соленоида намотана медным проводом диаметром 1,0 мм, и через нее протекает ток 5 – 8 А.

Оптический резонатор излучателя образован двумя зеркалами: сферическим ( $R = 10$  м) и плоским – соответственно выходным и плотным («глухим»).

Излучатель конструктивно включает в себя трехстержневую (из суперинвара, с очень низким КТР) жесткую систему, механически связанную с его корпусом. Механизм настройки (юстировки) зеркал позволяет выставлять зеркала параллельно друг другу и перпендикулярно оси разрядного канала активного элемента. Юстировка производится вращением винтов

вертикальной и горизонтальной настроек. Оптические элементы излучателя защищены устройством герметизации, поглощающим озон.

Выходное лазерное излучение, отраженное от делительной пластинки, подается на приемную поверхность фотодиода VD3, блок которого крепится к юстировочному кронштейну. Сигнал с фотодиода поступает на индикатор мощности «Р» пульта управления. Настройка излучателя на многолинейный и однолинейный, одномодовый и одночастотный режимы излучения осуществляется за счет применения оптических элементов, схема и устройство которых представлены на рис. 6. Вращением винта вертикальной настройки 16 (см. рис. 5), связанного с призмой Брюстера 4 (см. рис. 6), достигается изменение длины волны лазерного излучения в спектральном диапазоне 457,9 – 514,5 нм (6 линий) с суммарной мощностью до 17 – 18 Вт при токе 36 А.

**Одночастотный режим.** Интерферометр Фабри – Перо 3 (см. рис. 6), представляющий из себя плоскопараллельные пластины из кристаллического кварца толщиной 12,4 и 11,1 мм для длин волн 514,5 и 488,0 нм соответственно, устанавливается в резонаторе лазера, генерирующего на одной длине волны. Механизм юстировки интерферометра (селектора частот) имеет винты 2 вертикальной и горизонтальной настроек.

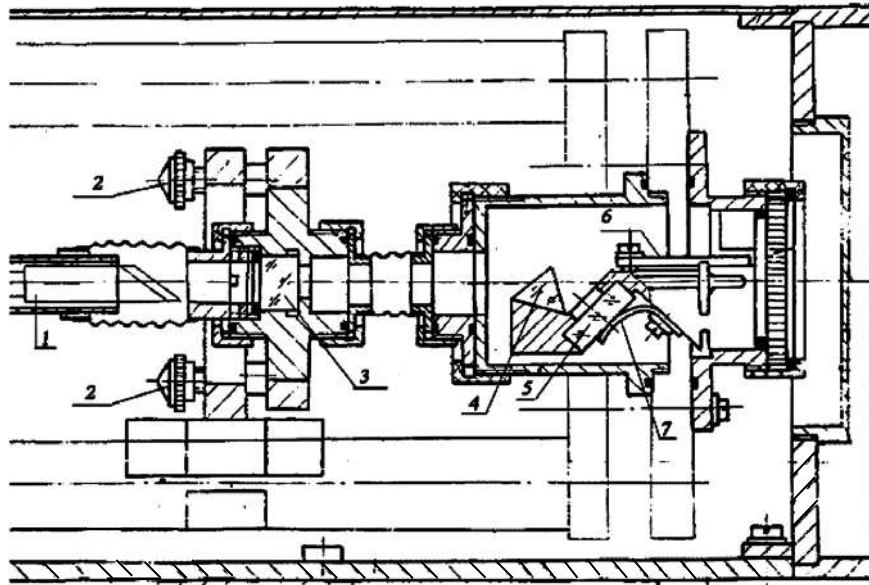


Рис. 6. Блок крепления оптических элементов 3 – 5:  
1 – активный элемент; 2 – юстировочные головки интерферометра; 3 – интерферометр Фабри – Перо; 4 – дисперсионная призма; 5 – плоское «плотное» зеркало; 6 – компенсатор; 7 – пружина

Настройка оптического резонатора лазера с селектором частоты (интерферометром Фабри – Перо) производится по сканирующему интерферометру или по нахождению максимумов мощности излучения соответствующих порядков – нулевого, первого, второго, третьего и т. д. с использованием индикатора мощности. Цель настройки – нахождение максимума первого или второго порядка с последующей юстировкой зеркал резонатора и интерферометра на максимальную мощность излучения лазера в одночастотном режиме. По окончании настройки осуществляется герметизация оптических элементов излучателя, включая герметизацию интерферометра и выходных узлов.

Спектральный диапазон интерферометра (селектора частоты) определяется соотношением

$$\Delta\nu_{\text{и}} = \frac{c}{2l_{\text{и}}n}. \quad (18)$$

Для селектора частоты толщиной 10 мм спектральный диапазон равен примерно 10 ГГц.

Резкость интерференционной картины  $F_R$  интерферометра Фабри – Перо определяется отношением ширины спектрального диапазона  $\Delta\nu_{\text{и}}$  к ширине максимума пропускания  $\delta\nu_{\text{и}}$ . Для идеального селектора резкость  $F_R$  определяется только коэффициентом отражения  $R$  зеркальных покры-

тий интерферометра (при этом обе поверхности должны иметь строго одинаковое отражение):

$$F_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (19)$$

На практике наилучшие результаты достигнуты при коэффициенте отражения, равном примерно 0,3. Поэтому, в соответствии с формулой (19),  $F_R = 2,5$  и ширина максимума пропускания такого селектора частот

$$\delta\nu_{\text{и}} = \frac{\Delta\nu_{\text{и}}}{F_R} = 4 \text{ ГГц.}$$

Одним из основных условий эффективной работы селектора частоты является наличие плоской волны в месте его расположения. Поэтому устанавливать интерферометр рекомендуется у плоского зеркала в зоне «перетяжки».

Условие стабильности частоты излучения в селекторе частоты с минимальными потерями определяется постоянством произведения длины  $l_{\text{и}}$  и коэффициента преломления материала  $n$ , из которого изготавливается интерферометр, а также зависимостью этого произведения от температуры, т. е.  $l_{\text{и}}n = \text{const}$ , так как

$$l_{\text{и}}n = l_0(1 + \alpha\Delta t)(n_0 \pm \beta\Delta t), \quad (20)$$

где  $\alpha$  – коэффициент термического расширения материала интерферометра,  $\beta$  – температурный коэффициент изменения показателя преломления,  $\Delta t$  – изменение температуры интерферометра.

Условие температурной стабильности для идеального материала интерферометра имеет вид:

$$F(t) = \alpha n_0 + \beta = 0. \quad (21)$$

Видно, что главным условием термокомпенсации интерферометра является разность знаков  $\alpha$  и  $\beta$ . Если интерферометр изготовлен из плавленого кварца, то для  $\lambda = 488,0$  нм

$$n_0 = 1,462, \alpha = 4 \cdot 10^{-7} \text{ 1/}^\circ\text{C},$$

$$\beta = 100 \cdot 10^{-7} \text{ 1/}^\circ\text{C}; F_{\text{пл.кв.}}(t) = 105,85 \cdot 10^{-7} \text{ 1/}^\circ\text{C}.$$

У плавленого кварца коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  положительные, и влияние удлинения на температурную стабильность частоты интерферометра в 20 раз меньше, чем влияние температурного изменения показателя преломления.

Кристаллические оптические материалы, обладая анизотропией оптических свойств, имеют отрицательный коэффициент  $\beta$ . Поэтому, если интерферометр изготовлен из кристаллического кварца, то для  $\lambda = 488,0$  нм

$$n_0 = 1,56 \alpha_{\text{юси C}} = 71 \cdot 10^{-7} \text{ 1/}^\circ\text{C}, \alpha_{\text{юси C}} = 132 \cdot 10^{-7} \text{ 1/}^\circ\text{C},$$

$$\beta = -60 \cdot 10^{-7} \text{ 1/}^\circ\text{C}, F_{\text{кр.кв.}}(t) = 51 \cdot 10^{-7} \text{ 1/}^\circ\text{C}.$$

Следовательно, интерферометр (селектор частоты) из кристаллического кварца, главная ось которого совпадает с осью резонатора, в два раза менее критичен к изменению температуры, чем селектор из плавленого кварца.

При изготовлении пластины селектора частоты необходимо учитывать также вращательную поляризацию, происходящую в кристаллах вдоль оптической оси. Исходя из справочных данных [4] и результатов измерения вращательной дисперсии вдоль оси  $Z$  кристаллического кварца, мы построили зависимость  $\varphi = f(\lambda)$ ; она приведена на рис. 7 и хорошо удовлетворяет эмпирическому уравнению

$$\varphi = -\frac{5,87}{\lambda^{2,35}} \text{ град/мм.} \quad (22)$$

Видно, что вращательная дисперсия от длины волны носит нелинейный характер и увеличивается при уменьшении длины волны

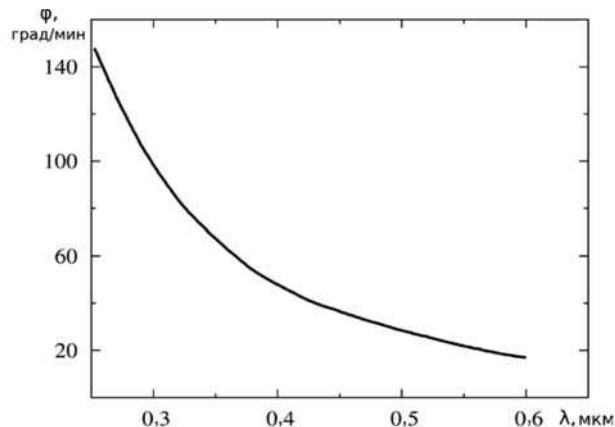


Рис. 7. Экспериментальная зависимость вращательной дисперсии вдоль оси  $Z$  кристаллического кварца

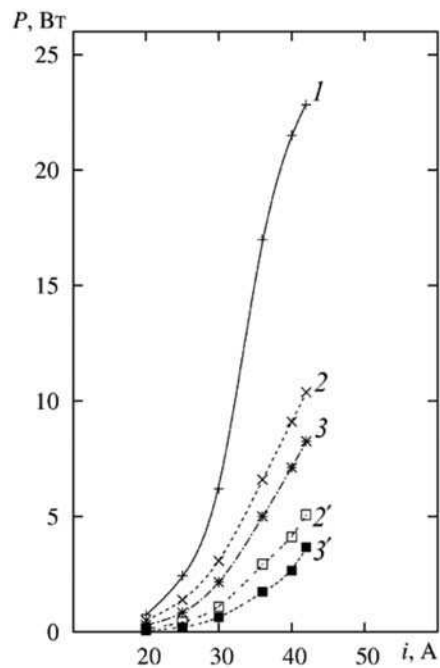


Рис. 8. Зависимости мощности излучения аргонового ионного лазера GS-10F в режиме одномодовой генерации от тока разряда на различных длинах волн: 1 – в диапазоне 457,9 – 514,5 нм (6 линий); 2, 3 – 514,5 и 488,0 нм (1 – 3 – интегральное излучение; 2', 3' – в одночастотном режиме)

излучения лазера. Отсюда изменяется и оптическая длина интерферометра Фабри – Перо. Так, для длины волны 351,0 нм оптимальная толщина интерферометра составляет 5,24 мм, а для 488,0 нм – 11,1 мм. Угол вращения вектора поляризации излучения будет равен  $360^\circ$ .

Зависимости мощности излучения одночастотного аргонового лазера от тока разряда на длинах волн 488,8 и 514,5 нм приведены на рис. 8.





Одночастотное излучение аргонового лазера на длинах волн 488,8 и 514,5 нм достигло соответственно 3,3 и 4,8 Вт, что является доказательством осуществления нами мощных когерентных источников света в сине-зеленой области спектра. Разработанный в данной работе аргоновый лазер нашел широкое применение для создания элементов голографической оптики (ГОИ, ИТМО, «Хологрейт» в Санкт-Петербурге и др.) и в рамановской спектроскопии (МГУ им. М.В. Ломоносова, ФИАН в Москве и др.) при исследовании релеевского и комбинационного рассеяния. На рис. 8 приведена также интегрированная одномодовая мощность излучения аргонового лазера в диапазоне 457,9 – 514,5 нм (6 линий). При токе разряда 42 А мощность излучения составляет 24 Вт. Видно, что при больших токах интегральная мощность и мощность излучения в одночастотном режиме на длинах волн 488,0 и 514,5 нм начинают стремиться к насыщению.

Таким образом, в данной работе получены следующие результаты:

1. Определены условия селекции частоты излучения газоразрядного лазера с протяженными резонаторами.

2. Показано, что при расчете провала в контуре усиления необходимо учитывать деформацию, связанную с влиянием индуцированного излучения. В противном случае селективный элемент, расположенный внутри протяженного резонатора, может не обеспечить одночастотный режим генерации лазера.

3. Разработан одночастотный аргоновый лазер GS-10F длиной 1,83 м с излучением на длинах волн 488,0 и 514,5 нм и соответствующими значениями мощности около 3,5 и 5,0 Вт. Лазер представляет собой мощный источник когерентного излучения в сине-зеленой области спектра. Имея гарантированную долговечность более 1000 ч, он уже более 5 лет является единственным промышленным лазером такого типа в России.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов, С.Н. Одночастотная генерация газовых лазеров со смешанным контуром усиления [Текст] / С.Н. Кузнецов, С.И. Мольков // Электронная техника. Сер. 11. – 1993. – № 32. – С. 42 – 51.

2. Величко, А.Г. Коэффициент усиления газового лазера [Текст] / А.Г. Величко // ЖПС. – 1996. – Т. 4. – № 1. – С. 30 – 36.

3. Троицкий, Ю.В. Одночастотная генерация газовых лазеров [Текст] / Ю.В. Троицкий. – Новосибирск: Наука, 1975. – 159 с.

4. Ландсберг, Г.С. Оптика [Текст] / Г.С. Ландсберг. – М.: Наука, 1976. – С. 137 – 140, 609 – 610.

---

**БЫКОВСКИЙ Валерий Фёдорович** – заведующий лабораторией ЗАО «ЛазерВариоРакурс». 390023, г. Рязань, проезд Яблочкова, 5, стр. 25-а info@laser.ru

**МОЛЬКОВ Сергей Иванович** – доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики и методики преподавания физики Карельской государственной педагогической академии. 185680, г. Петрозаводск, Пушкинская ул., 17 tandem@nego.ru

**СТЕПАНОВ Владимир Анатольевич** – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой общей и теоретической физики и методики преподавания физики Рязанского государственного университета имени С.А. Есенина. 390000, г. Рязань, ул. Свободы, 46 vl.stepanov@rsu.edu.ru

**ХИЛОВ Вадим Сергеевич** – аспирант кафедры общей и теоретической физики Рязанского государственного университета имени С.А. Есенина, директор ЗАО «ЛазерВариоРакурс». 390000, г. Рязань, ул. Свободы, 46

**ХИЛОВ Сергей Иванович** – главный конструктор ЗАО «ЛазерВариоРакурс». 390023, г. Рязань, проезд Яблочкова, 5, стр. 25-а