

При $j = -1$, $a > b > \bar{c} > d \geq l_{-1} > l_{-1}^{\text{пред.}}$

$$\operatorname{Re} \int_{-|a_3|}^{u_{-1}^{\text{пред.}}} \dots du_{-1} = 0. \quad (18)$$

В формуле (17) $v_0 = F\left(\frac{\pi}{2}, k\right)$, $v_1 = \prod\left(\frac{\pi}{2}, a^2, k\right)$ — полные эллиптические интегралы соответственно 1-го и 3-го рода [12],

$$g = \frac{2}{\sqrt{(a-\bar{c})(b-d)}}, \quad \alpha^2 = \frac{b-a}{b-d}, \quad k^2 = \frac{(a-b)(\bar{c}-d)}{(a-\bar{c})(b-d)}. \quad (19)$$

При $j = +1$, $l_1^{\text{пред.}} > a > l_1 \geq b > d > \bar{c}$ имеем формулу, получаемую из (17) путем замены $\bar{c} \rightarrow d$, $d \rightarrow \bar{c}$. При $j = -1$, $a > b > d \geq l_{-1} > \bar{c} > l_{-1}^{\text{пред.}}$ имеем

$$\operatorname{Re} \int_{-|a_3|}^{u_{-1}^{\text{пред.}}} \dots du_{-1} = -\frac{\mu g [1 - (\beta^2 \varepsilon \mu)^{-1}]}{|\varepsilon_2 \mu + \varepsilon \mu_2|} \{v_0 (\varepsilon^2 \mu_2^2 - \mu^2 \varepsilon_2^2) +$$

$$+ |\varepsilon \mu_2 + \mu \varepsilon_2| [(\bar{c} - a) v_1 + a v_0]\}, \quad (20)$$

где

$$g = \frac{2}{\sqrt{(a-d)(b-\bar{c})}}, \quad \alpha^2 = \frac{\bar{c}-d}{a-d}, \quad k^2 = \frac{(a-b)(d-\bar{c})}{(a-d)(b-\bar{c})}. \quad (21)$$

Переход к случаю изотропной среды можно осуществить, если в двух последних результатах (при $j = +1$ и $j = -1$) $\varepsilon_2 \rightarrow 0$, $\mu_2 \rightarrow 0$. Суммируя при этом $W_{+1}^{\text{В.-Ч.}}$ и $W_{-1}^{\text{В.-Ч.}}$, мы получим классический результат Франка и Тамма [13].

Литература

- [1] В. И. Векслер. CERN Symposium, Geneva, 1, 80, 1956.
- [2] А. А. Коломенский. ЖЭТФ, 24, 167, 1953.
- [3] А. Г. Ситенко, А. А. Коломенский. ЖЭТФ, 30, 511, 1956.
- [4] А. А. Коломенский. ДАН СССР, 106, 982, 1956.
- [5] В. Я. Эйдемман. ЖЭТФ, 34, 134, 1958.
- [6] Г. А. Бегиашвили, Э. В. Гедалиш. ЖЭТФ, 35, 1533, 1958.
- [7] В. Г. Барьяхтар, М. И. Каганов. ЖЭТФ, 35, 766, 1958.
- [8] В. Н. Курдюмов. ЖЭТФ, 35, 1771, 1965; 38, 260, 1968.
- [9] В. Н. Курдюмов. ЖЭТФ, 38, 250, 1968.
- [10] А. Б. Куканов. Изв. вузов, физика, № 1, 1970.
- [11] А. Б. Куканов. Опт. и спектр., 14, 121, 1963.
- [12] P. F. Byrd, M. D. Friedman. Handbook of elliptic integrals for engineers and physicists, Berlin, 1954.
- [13] И. М. Франк, И. Е. Тамм. ДАН СССР, 14, 107, 1937.

Поступило в Редакцию 15 октября 1969 г.

УДК 621.373 : 535

ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРА

Л. Н. Магдич

В лазерах с малым усилением активного вещества обычно используются зеркала с коэффициентом отражения, близким к единице. В этом случае через зеркало излучается лишь небольшая часть световой энергии, запасенной в резонаторе.

Целью настоящей работы является исследование импульсного вывода излучения из резонатора лазера. Подобные исследования, как правило, проводились с импульсными твердотельными лазерами [1, 2]. Импульсный вывод излучения, заключенного в резонаторе непрерывного лазера, исследован в меньшей степени [3].

В работе использовался лазер ЛГ-36А с расстоянием между зеркалами 180 см и с длиной волны излучения 0.63 мкм. Плоское зеркало лазера было заменено зер-

калом с более высоким коэффициентом отражения [99.7%]. В резонаторе возбуждались колебания типа TEM_{00} . На плоское зеркало (непосредственно на диэлектрическое покрытие) наклеивался специально сконструированный модулятор света, состоящий из кристалла DKDP и кальцитовой призмы. Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1. При подаче на кристалл DKDP напряжения переполаризованный свет выходил под углом 11° к оси резонатора. Такой способ вывода света из резонатора подробно описан в работе [4]. Напряжение, необходимое для вывода всей интенсивности света, распространяющегося в резонаторе, для описанного модулятора составляло 2.4 кв, емкость модулятора — 3 пф, потери света — около 1.5% (при двойном проходе луча через все элементы модулятора).

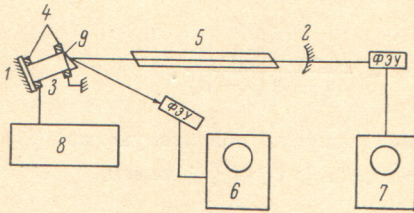


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

1, 2 — зеркала лазера, 3 — кристалл DKDP, 4 — электроды, 5 — газоразрядная трубка лазера, 6, 7 — осциллографы, 8 — генератор модулирующих импульсов, 9 — кальцитовая призма.

из резонатора. Вследствие неравномерного распределения световой энергии по длине резонатора импульс обладает размытыми передним и задним фронтами, причем их длительность примерно одинакова. Оценки показали, что средняя интенсивность света в импульсе составляла около 0.6 вт.

В резонаторе лазера, как видно из рис. 2, б, интенсивность излучения падает до нуля сразу же после подачи импульса напряжения на модулятор. Затем интенсивность света возрастает и примерно через 4–5 мксек. в резонаторе устанавливается стационарный режим.

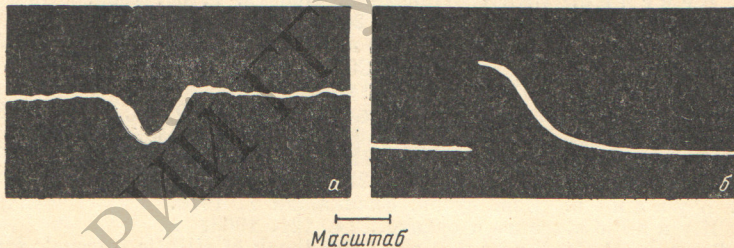


Рис. 2. Изменение интенсивности излучения выведенного из резонатора с помощью модулятора (а) и выходящего через зеркала (б).

Масштаб развертки на рис. 2, а — 20 нсек./см, на рис. 2, б — 2 мксек./см. На обоих рисунках увеличение интенсивности — вниз.

Рассмотрим некоторые энергетические соотношения импульсного режима излучения. Интенсивность света в импульсе примерно в $(1-R)^{-1}$ раз превосходит среднюю интенсивность непрерывного излучения (R — коэффициент отражения зеркала). Однако в ряде случаев интересно знать не только импульсную, но и среднюю интенсивность импульсного излучения. Средняя интенсивность зависит от частоты следования импульсов и от того, какая часть световой энергии остается в резонаторе после вывода светового импульса.

Для одночастотного лазера процесс установления генерации в резонаторе описывается следующим приближенным уравнением, полученным Лэмбом [5]

$$dE/dt = \alpha E - \beta E^3. \quad (1)$$

Здесь α включает в себя потери в резонаторе и усиление света, β определяет насыщение усиления, E — амплитуда светового поля. С помощью относительно простых вычислений, предположив, что к модулятору прикладываются прямоугольные импульсы напряжения, можно найти среднюю интенсивность импульсного излучения I_1 в виде

$$\frac{I_1}{I_2} = 4 \frac{I_a - I_b}{\ln \frac{I_a(1 - I_b)}{I_b(1 - I_a)}}. \quad (2)$$

В этом выражении I_2 — интенсивность непрерывного излучения через оптимально выбранное зеркало,

$$I_a = i_a/i_s, \quad I_b = i_b/i_s,$$

где i_s — интенсивность света в резонаторе, из которого энергия не выводится, а все потери света происходят только на элементах резонатора, i_a — интенсивность света в резонаторе перед выводом импульса излучения, i_b — интенсивность света, оставшегося в резонаторе после вывода с помощью модулятора импульса излучения. Интересно, что в (2) не входят в явном виде параметры резонатора и активного вещества лазера. Из этого выражения следует, что средняя интенсивность излучения, выводимого модулятором из резонатора, всегда меньше интенсивности непрерывного излучения через оптимально выбранное зеркало. Иными словами, при любых I_a и I_b ($I_b \leq I_a$) выполняется соотношение $I_1 \leq I_2$, причем $I_1 = I_2$ лишь при $I_a = 1/2 I_b$. Это как раз соответствует непрерывному выводу энергии из резонатора через оптимальное зеркало.

Если ограничиться 50% потерями средней интенсивности импульсного режима по сравнению с непрерывным то, как следует из (2) при $I_1/I_2 = 1/2$, интенсивность света в импульсе может составлять около 90% интенсивности, циркулирующей между зеркалами резонатора. Частота повторения импульсов для лазера, использованного в этой работе, в таком случае должна составлять 200–300 кГц.

Автор глубоко признателен Л. И. Юдину и С. Т. Латушкину за любезно предоставленный ими генератор модулирующих импульсов с коротким фронтом.

Литература

- [1] A. A. Vuylsteke. J. Appl. Phys., 34, 6, 1615, 1963.
- [2] A. W. Penny, H. A. Neynau. Appl. Phys. Lett., 9, 257, 1966.
- [3] R. N. Zitter, W. H. Steier, R. Rosenberg. IEEE, J. Quant. Electron., QE-3, 11, 1967.
- [4] T. Uchida. IEEE J. Quant. Electron., QE-1, 2, 336, 1965.
- [5] W. E. Lamb. Phys. Rev., 134A, 1429, 1964.

Поступило в Редакцию 24 ноября 1969 г.

УДК 535.853.1

КРИТЕРИЙ СРАВНЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ, ИЗМЕРЯЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЕ УДАЛЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

Э. А. Лустберг и Н. С. Латушкин

Критерии сравнения фотоэлектрических спектральных приборов, предложенные в работах [1, 2], справедливы лишь в тех случаях, когда изображение источника излучения полностью заполняет входную щель или круговую диафрагму (для Фурье-спектрометра и эталона Фабри—Перо), и не могут быть использованы для приборов, предназначенных для измерения излучения удаленных объектов малого углового размера ω , когда изображение объекта, проецируемое на входную щель прибора, значительно меньше углового размера Ω_g этой щели. В этом случае геометрический фактор прибора не может быть использован полностью, так как не соблюдается равенство

$$\omega S = \omega_g S_g, \quad (1)$$

где S — площадь зрачка входа объектива, проецирующего изображение объекта на входную щель; S_g — площадь входной щели; ω_g — телесный угол, в пределах которого лучи падают на входную щель.

Это объясняется тем, что, с одной стороны, площадь зрачка входа S не может быть чрезвычайно большой из-за ограничений, накладываемых на общие габариты прибора, а, с другой стороны, площадь входной щели S_g не может быть взята чрезмерно малой из-за трудности создания столь точного механизма наведения прибора на объект. Кроме того, при этом возникают также технологические трудности изготовления приемников с малыми размерами фоточувствительной площадки, на которую оптическая система прибора проецирует входную щель.

Желание предельно уменьшить угловые размеры щели с целью повышения разрешающей способности и помехозащищенности прибора из-за трудности удержания изображения движущегося объекта в пределах щели за время развертки спектра приводит к необходимости осуществления дополнительного сканирования некоторого поля Ω_0 , называемого полем обзора. В связи с этим затраты времени на регистрацию всего спектрального интервала определяются не только скоростью механизма развертки спектра, но и скоростью механизма сканирования всего поля обзора мгновенным полем зрения прибора.