

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.373 : 535

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ 1.15 мкм  
ГЕЛИЙ-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА

Д. А. Соломаха и А. К. Горюнов

Абсолютные измерения длин волн лазера в инфракрасном (ИК) диапазоне с точностью порядка  $10^7$  и выше необходимы для использования лазера в спектроскопии в качестве источников эталонных длин волн, для косвенного определения скорости света в вакууме, в работах по созданию единого абсолютного эталона времени, частоты и длины и т. п.

Определялось значение длины волны 1.15 мкм He—Ne лазера, стабилизированного на провал Лэмба. Предварительно это значение с точностью по крайней мере до нескольких единиц шестого знака было известно из литературных данных [1] и собственных измерений в двухлучевом интерферометре [2]. Цель работы состояла также в освоении новой методики измерений, предложенной авторами для ИК диапазона. И, наконец, полученные результаты позволили косвенно оценить величину фазового скачка ИК излучения на тонких серебряных покрытиях интерферометра Фабри—Перо.

Измерения производились с помощью двух пьезонастраиваемых интерферометров Фабри—Перо с расстоянием между зеркалами (при температуре  $20^\circ\text{C}$ ) 198.737 и 94.976 мм. В интерферометрах поочередно использовалась одна и та же пара зеркал, которые свободными от покрытий поверхностями прижимались на доведенные торцы разделителей. Это позволило исключить влияние фазового сдвига при отражении на результаты измерения. На зеркала был нанесен тонкий слой серебра ( $200\text{--}250 \text{ \AA}$ ), обеспечивающий около 60% отражения в зелено-оранжевой области спектра и около 80% на длине волны 1.15 мкм.

Особенность методики измерений состояла в модуляционной автоподстройке длины интерферометра на пик интерференционной полосы ИК излучения, что сразу же решало задачу высокой точности фиксирования дробной части  $\epsilon_x$  интерференционного порядка (она в этом случае равна нулю) и соответственно стабильности интерферометра. Дробные части  $\epsilon_x$  видимых эталонных излучений регистрировались при стабилизированном указанным образом интерферометре по кольцам равного наклона.

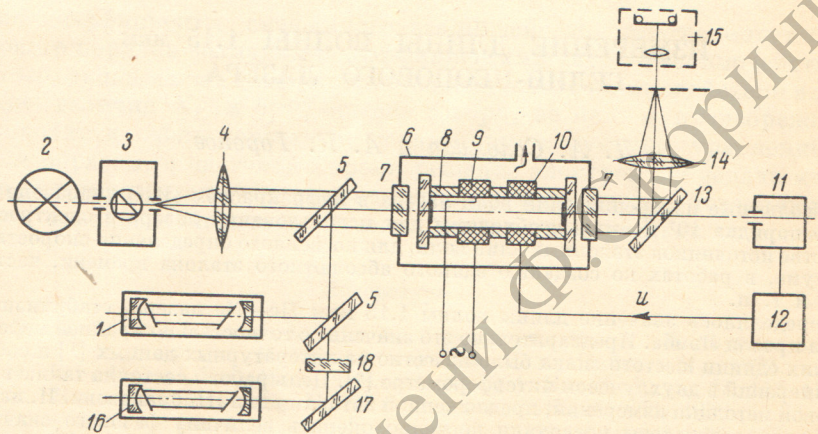
В отличие от схем, где при модуляционном наведении на интерференционный максимум определение дробных частей производится методом компенсации дробных частей [3], в применяемой схеме не требовались термостабильность и интерполятор дробных, который может вносить систематические погрешности за счет нелинейности и недостаточной воспроизводимости своей характеристики. В то же время точность регистрации дробных частей для эталонных излучений была ограничена погрешностью метода фотографической регистрации  $\delta\epsilon \sim 0.005$ . Схема измерения показана на рисунке.

Аттестуемое излучение лазера 1 с помощью системы полупрозрачных пластинок 5 направлялось в интерферометр 8, находящийся в вакуумной камере 6. Окна 7 камеры, прозрачные для обоих излучений, изготовлены и расположены так, чтобы не образовывать дополнительных резонаторов. В корпус интерферометра вклеены два пьезокерамических кольца — кольцо модуляции 9 и кольцо управления 10. Разделитель 13 покрыт многослойным диэлектрическим покрытием, отражающим под углом падения  $45^\circ$  98% излучения 0.63 мкм и пропускающим почти без потерь излучение 1.15 мкм на фотоприемник 11. Подстройка длины интерферометра на пик резонанса  $\lambda_x = 1.15$  мкм осуществлялась пьезокерамикой 10, на которую подавалось управляющее напряжение обратной связи с блока автоподстройки 12. Линза 14 в своей фокальной плоскости создает картину колец равного наклона от видимых излучений, отраженных разделителем 13, которая затем регистрируется фотокамерой 15. В качестве известных длин волн при определении целых порядков интерференции методом дробных частей [4] были использованы линии 0.605 и 0.565 мкм лампы 2 с изотопом  $\text{Kr}^{86}$ , изготовленной и аттестованной во Всесоюзном НИИ метрологии [5]. Последовательное выделение этих линий производилось монохроматором 3.

В качестве третьей, и основной, известной длины волны  $\lambda_s$ , относительно которой определялась  $\lambda_x = 1.15$  мкм, использовалась линия 0.63 мкм He—Ne лазера 16, стабилизированного на провал Лэмба. Значение этой длины волны в вакууме для разрядных

трубок, изготавливаемых в Сибирском НИИ метрологии, по неоднократным измерениям авторов [6] и по измерению во ВНИИМ [7] равно  $0.63299140 \pm 0.00000002$  мкм.

Такая особенность схемы обусловлена тем, что при непосредственном сравнении длин волн нерассеянного излучения лазера, каковым является в нашей схеме излучение 1.15 мкм, и излучения лампы с  $Kr^{86}$  могут быть допущены ошибки, составляющие несколько сотых долей интерференционного порядка [6]. При сравнении же длин волн двух лазеров эти ошибки могут быть сведены к минимуму, так как оба излучения имеют одинаковый характер. В описываемой схеме перед фоторегистрацией колец излучения 0.63 мкм требовалось тщательное пространственное совмещение пучков лазеров 1 и 16 с последующей юстировкой оси интерферометра по сигналу фотодетектора. Затем в пучок излучения лазера 16 вводился диффузионный рассеиватель 18, чтобы обеспечить четкий контраст и форму картины колец равного наклона, а также правильное



распределение интенсивности в каждом кольце. После каждой экспозиции осуществлялся контроль совмещения осей диаграмм направленности обоих лазеров.

ИК длина волны в вакууме  $\lambda_x$ , определенная относительно  $\lambda_s$  с помощью двух интерферометров [4], оказалась равной  $1.15259016 \pm 0.00000006$  мкм.

Указанная погрешность  $\lambda_x$  определяется систематической погрешностью из-за неполного пространственного совмещения пучков лазеров и неопределенностью значения  $\lambda_s$ . Отметим, что приводимые выше значения  $\lambda_s$  и  $\lambda_x$  относятся к газоразрядным трубкам лазеров 16 и 1, которые имели наполнение  $Ne^3$  и  $Ne^{20}$  в объемном отношении 7:1, с общим давлением смеси около 3 тор, длина трубок  $14 \div 16$  см, диаметр капилляра 1.0 мм. При других применяемых значениях параметров трубок можно ожидать изменения значения  $\lambda_x$  порядка единицы седьмого знака после запятой.

Проведенные измерения предоставили возможность определить сдвиг фазы излучения  $\lambda$  1.15 мкм при отражении от тонких серебряных покрытий, задаваясь сдвигом фазы видимого излучения. Потерю разности хода при двух отражениях от металлических покрытий зеркала можно записать в виде  $\lambda(1 - \Delta\epsilon)$ , где  $\Delta\epsilon$  — сдвиг фазы в долях порядка. Полагая для 0.63 мкм при данной толщине серебряных покрытий на основании литературных данных [8-10] сдвиг  $\Delta\epsilon_s = 0.19 \pm 0.01$  и внося эту поправку в уравнение

$$p_x - \Delta\epsilon_x = (p_s + \epsilon_s - \Delta\epsilon_s) \frac{\lambda_s}{\lambda_x},$$

где  $p_x$ ,  $p_s$  — целые порядки интерференции обоих излучений,  $\epsilon_s$  — вычисленная по кольцам дробная часть порядка, получили в среднем значение сдвига  $\Delta\epsilon_x \approx 0.07 \pm 0.02$ . Отметим, что для массивного серебра, как нетрудно рассчитать по графикам работы [8], для  $\lambda = 1.15$  мкм  $\Delta\epsilon \approx 0.03$ .

Различие связано с увеличением пропускания излучения 1.15 мкм при переходе к тонкому слою серебра.

#### Литература

- [1] J. L. Hall. IEEE J. Quant. Electron., QE-4, № 10, 638, 1968.
- [2] Б. Л. Буковский, Л. Г. Васильева, Л. А. Сакаева, Ю. Ф. Томашевский, А. К. Торопов, Ю. А. Федоров. ПТЭ, № 3, 175, 1974.
- [3] R. M. Hill, C. F. Bruce. Aust. J. Phys., 15, 194, 1962.
- [4] K. W. Meissner. J. Opt. Soc. Am., 41, 405, 1951.
- [5] Н. Р. Батарчукова. Новое определение метра. Стандартгиз, М., 1964.
- [6] Д. А. Соломаха. Измерительная техника, № 8, 32, 1973.
- [7] Н. Р. Батарчукова, Ц. И. Глоzman, Л. А. Ирикова, А. И. Карташев, В. М. Кузнецов. Метрология, № 1, 58, 1973.

- [8] Р. В. Поль. Оптика и атомная физика. Физматгиз, М., 1966.  
 [9] Г. В. Розенберг. Оптика тонкослойных покрытий. Физматгиз, М., 1971.  
 [10] И. Н. Шкляревский. ЖТФ, 26, 333, 1956.

Поступило в Редакцию 27 марта 1973 г.

УДК 621.373 : 535

## РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТОЯЧИХ ВОЛН В ГАЗЕ

Е. В. Бакланов и Е. А. Титов

1. Задача о резонансном взаимодействии стоячих волн в газе рассматривалась в [1] с использованием малости параметра насыщения  $\kappa$  [ $\kappa=4(dE)^2/(\hbar^2\Gamma)$ ],  $2/\gamma=1/\gamma_1+1/\gamma_2-\gamma_0/(\gamma_1\gamma_2)$ ,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  — обратные времена жизни уровней 1 и 2,  $\gamma_0$  — вероятность радиационного перехода  $2 \rightarrow 1$ ,  $\Gamma$  — однородная полуширина линии,  $d$  — дипольный матричный элемент перехода,  $E$  — амплитуда сильного поля]. Общий подход, развитый в [2] на примере поля стоячей волны, позволяет использовать малость  $\kappa\Gamma$ , в то время как параметр  $\kappa$  может быть произвольным. Малость  $\kappa\Gamma$  означает малость когерентных эффектов, в то время как эффекты насыщения могут быть произвольными. В этой работе сильное поле мы учитываем в нулевом порядке по  $\kappa\Gamma$ , т. е. ограничиваемся лишь эффектами заселенности, что фактически соответствует приближению скоростных уравнений. В случае  $\Omega \gg \Gamma\sqrt{1+\kappa}$  ( $\Omega = \omega - \omega_{21}$  — расстройка частоты сильного поля  $\omega$  относительно частоты перехода  $\omega_{21}$  резонансное взаимодействие сильной и слабой стоячих волн в газе сводится к взаимодействию сильной и слабой бегущих волн встречных [3] или однонаправленных [4, 5]).

2. Для нахождения поляризации среды будем исходить из уравнений для матрицы плотности, усредненной по моментам возбуждений

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial z} + \gamma_2\right)\rho_2 &= i(\rho_{21}\dot{V} - \dot{\rho}_{21}V), \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial z} + \gamma_1\right)\rho_1 &= -i(\rho_{21}\dot{V} - \dot{\rho}_{21}V) + \gamma_0\rho_2 + \gamma_1N(v), \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial z} + i\omega_{21} + \Gamma\right)\rho_{21} &= -iV(\rho_1 - \rho_2), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$N(v) = N(\sqrt{\pi}v_0)^{-2} \exp[-v^2/v_0^2]$  — распределение атомов по скоростям на нижнем уровне в отсутствие полей,  $v$  — проекция скорости атома на ось  $z$ ,  $v_0$  — тепловая скорость,  $V = -dE(z, t)/(\hbar\Gamma)$

$$E(z, t) = 4E \cos \omega t \cos kz + 4E' \cos \omega' z \cos kz,$$

$E'$ ,  $\omega'$  — амплитуда и частота слабого поля,  $k' = \omega'/c$  мы положили равным  $k = \omega/c$ , т. е. считаем  $z$  не очень большим ( $(\omega' - \omega)z/c \ll 1$ ).

При решении системы (1) поле  $E'$  считалось бесконечно слабым; члены, пропорциональные  $\gamma\kappa/\Gamma$ , были опущены. Характерной особенностью задачи является то, что поляризация наводится не только на частотах  $\omega$  и  $\omega + \delta$  ( $\delta = \omega' - \omega$ ), но и на «зеркальной» частоте  $\omega - \delta$ . Усреднение по скоростям было проведено для случая, когда доплеровская ширина линии много больше однородной. Для простоты и обзорности ответа поляризацию  $P(z, t)$ , наведенную полем  $E(z, t)$ , выпишем в приближении  $\Omega \ll \Gamma$ , оставляя в разложении по  $\Omega$  линейные члены.

$$\left. \begin{aligned} P(z, t) &= d \int_{-\infty}^{\infty} dv \rho_{21} + \text{к. с.} = 2i\xi \cos kze^{-i\omega t} [RE + (Ae^{-i\Delta t} + Be^{i\Delta t})E'] + \text{к. с.}, \\ R &= \frac{1}{\alpha} \frac{i\Omega}{\Gamma} \frac{2\kappa}{\alpha(1+\alpha)^2}, \quad A = \frac{1+\alpha(1+i\Delta)}{\alpha(1+\alpha-i\Delta)} \frac{i\Omega}{\Gamma} \frac{2\kappa}{\alpha(1+\alpha-i\Delta)^2} - \\ &\quad - 2f\kappa \left[ \frac{1}{\alpha\beta(\alpha+\beta)} + \frac{i\Omega}{\Gamma} \frac{1+\alpha+\beta-\alpha\beta}{\alpha\beta(1+\alpha)(1+\beta)(\alpha+\beta)} \right], \\ B &= -2f^*\kappa \left[ \frac{1}{\alpha\beta^*(\alpha+\beta^*)} + \frac{i\Omega}{\Gamma} \frac{1+\alpha+\beta^*-\alpha\beta^*}{\alpha\beta^*(1+\alpha)(1+\beta^*)(\alpha+\beta^*)} \right], \\ f &= \gamma/2[(\gamma_1-i\Delta)^{-1} + (\gamma_2-i\Delta)^{-1} - \gamma_0(\gamma_1-i\Delta)^{-1}(\gamma_2-i\Delta)^{-1}], \quad \delta = \Delta\Gamma, \\ \alpha^2 &= 1+2\kappa, \quad \beta^2 = 1+2f\kappa, \quad \xi = \sqrt{\pi}d^2N/(\hbar kv_0). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$