

МЕЖДУНАРОДНЫЕ СЛИЧЕНИЯ He—Ne ЛАЗЕРОВ, СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ ПО НАСЫЩЕННОМУ ПОГЛОЩЕНИЮ В ИОДЕ

Ю. П. Ефремов, В. П. Капралов, К. А. Краснов, П. С. Крылов,
В. Е. Привалов, Л. П. Ткаченко и Я. А. Фобанов

Длины волн излучения He—Ne лазеров, стабилизированных по насыщенному поглощению в иоде (0.63 мкм) и метане (3.39 мкм), воспроизводятся [1-3] с меньшей относительной погрешностью, чем длина волны излучения криптона-86, положенная в настоящее время в основу определения единицы длины (метра), что отмечалось на V сессии Международного консультативного комитета по определению метра [4]. В связи с этим в метрологических организациях многих стран ведутся работы по созданию и совершенствованию указанных лазеров, по исследованию возможности перехода на новое определение длины (метра) на основе излучения данных лазеров. Видимая область спектра более предпочтительна для измерения длины с помощью интерференционных методов и преимущественности результатов измерений.

Такие работы ведутся и в СССР. В 1975 г. во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева были разработаны образцы He—Ne лазеров, стабилизированных по насыщенному поглощению в иоде-127, и определена стабильность их частоты методом оптического гетеродинамирования [5]. Спустя год, проведя предварительные исследования влияния возмущений на параметры стабилизированного лазера и разработав систему автоподстройки частоты (АПЧ) излучения лазера (по третьей гармонике частоты модуляции длины резонатора), удалось снизить нестабильность частоты до 10^{-11} при временах усреднения 1—10 с [6].

На основании проведенных в 1975—1976 гг. работ был выбран оптимальный в тот период времени вариант прибора и выпущена опытная партия лазеров «Стандарт-460» [7]. Головной образец был аттестован по длине волны на Государственном специальном эталоне (ГСЭ) единицы длины для спектроскопии (результаты измерения длин волн лазеров, стабилизированных по поглощению в иоде-127 приведены в [8]). Лазерами данного типа оборудованы Государственный первичный эталон единицы длины (метра), ведутся исследования по созданию ГСЭ единицы длины для спектроскопии с использованием указанных лазеров [9, 10] по созданию рабочих эталонов [11].

Для исследования систематических погрешностей, обеспечения единства измерений и подведения определенных итогов проводятся международные сличения длин волн He—Ne лазеров.

Методика проведения сличений. Международные сличения частот длин волн He—Ne лазеров, стабилизированных по насыщенному поглощению в иоде-127 ($\lambda=0.63$ мкм), проводятся в Международном Бюро мер и весов (МБМВ) с 1974 г. [12].

В качестве образцовых используются лазеры МБМВ (В1РМ3 и В1РМ2). Опыт исследований, проведенных в МБМВ, показывает, что оптимальный период сличений лазеров данного типа составляет три недели. В таблице приведены параметры лазеров, представленных в разное время для сличений. Сличения проводятся методом оптического гетеродинамирования. Одно из основных требований при определении нестабильности частоты таким методом — независимость сличаемых генераторов друг от друга. Лазеры поочередно стабилизируются по группе пиков поглощения иода-127. Результаты измерений разности частот сводятся в матрицу частотных интервалов, диагональные элементы которой исключались, так как оба лазера стабилизируются в этом случае по одному пику поглощения. Каждое значение разностей частоты измеряется три раза при времени

Параметры лазеров, представленных к сличениям

Лазер	Газоразрядная трубка		Зеркала резонатора				Ячейка поглощения		Выходная мощность, мкВт
	тип	длина, мм	коэффициент отражения, r_1	радиус кривизны, мм R_1	r_2	R_2	длина, мм	год изготовления	
В1РМ-2	CW-300	250	99.7	500	99.5	∞	100	1973	70
В1РМ-4	LT-21	208	99.7	500	99.7	500	100	1974	50
NPL-1	LT-21	208	99.7	1000	99.7	1000	100	1975	50
NPL-2	LT-21	208	99.7	1000	99.7	1000	100	1975	50
РТВ-4	LT-21	208	97.0	1000	99.2	1000	120	1975	300
РТВ-5	CW-300	115	99.8	600	99.8	600	80	1976	20
ВНИИМ-1	ТЛГ-2	200	99.6	1000	99.6	∞	80	1975	50
ВНИИМ-4	ТЛГ-2	200	99.6	1000	99.6	∞	80	1975	50

усреднения частотомера 10 с. Результирующая разность частот двух лазеров определялась из указанной матрицы по методу, описанному в [13].

При сличении ограничения на конструкцию лазеров и схемные решения системы АПЧ не накладываются. Однако имеется ряд общепринятых требований [13]. Амплитуда сигнала первой гармоники в тракте усиления

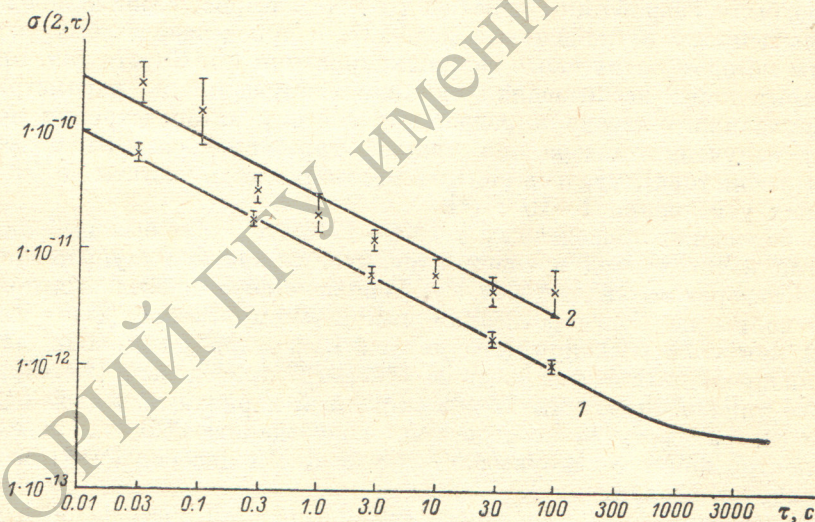


Рис. 1. Нестабильность частоты излучения лазеров.

1 — относительная нестабильность лазеров МБМВ (В1РМ2-В1РМ3); 2 — относительная нестабильность лазеров ВНИИМ и МБМВ (В1РМ2-ВНИИМ1). $\sigma(2, \tau)$ — вариация Амена.

должна быть уменьшена на 70 дБ по сравнению с сигналом третьей гармоники.

Ширина полосы модуляции излучения каждого лазера должна составлять не более 6 МГц. Давление паров иода — 17.3 Н/м^2 (0.13 тор), что соответствует температуре отростка поглощающей ячейки $+15^\circ \text{C}$.

С л и ч е н и я. В ноябре—декабре 1978 г. в Севре (Франция) в Международном Бюро мер и весов (МБМВ) были проведены сличения лазеров ВНИИМ-1 и ВНИИМ-4 (типа «Стандарт-460») с лазерами МБМВ. В процессе подготовки к указанным сличениям в систему АПЧ были внесены изменения (по сравнению с [7]).

К нагрузке синхронного детектора был подключен интегратор с постоянной времени порядка 10^3 с. Сигнал с интегратора поступал на один из каскадов усилителя постоянного тока. Введение второй петли обратной связи позволило снизить дрейф частоты до 15—30 кГц за час.

Были внесены изменения также в резонансный усилитель, в результате чего отношение сигнал/шум в тракте усиления третьей гармоники возросло в два—три раза. Это уменьшило флуктуации частоты излучения лазера, вызванные шумами в системе АПЧ. Предварительные исследования длились неделю. Сличения лазера ВНИИМ с лазерами МБМВ (измерения нестабильности и воспроизводимости частоты) длилось около трех недель. Нестабильность частоты лазера ВНИИМ оказалась одного порядка с лазерами МБМВ (рис. 1). Для определения воспроизводимости проведено 12 серий измерений. В день снимались 1—2 серии. Измерения

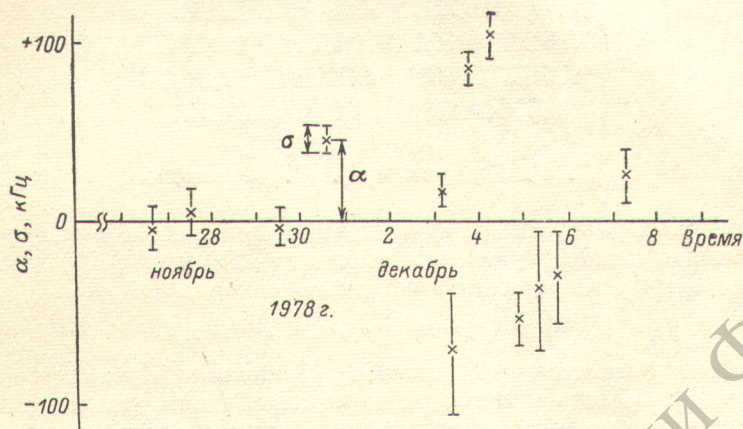


Рис. 2. Воспроизводимость частот излучения лазеров.

α — отклонение среднего значения частоты лазера ВНИИМ от лазера МБМВ для каждой серии;
 σ — среднее квадратичное отклонение каждой серии измерений.

велись по всем пикам группы *d, e, f, g*. Воспроизводимость характеризовалась двумя цифрами (рис. 2). Среднее квадратическое отклонение серий достигло примерно $1 \cdot 10^{-10}$ (58 кГц). Расхождение значений пиков поглощения в обоих лазерах составило $3 \cdot 10^{-13}$ (150 Гц). Следует отметить, что, приводя только одну из указанных цифр, например среднее квадратичное отклонение, мы не даем полного представления о воспроизводимости частоты.

Таким образом, сличения показали, что разработанный в научно-производственном объединении ВНИИМ им. Д. И. Менделеева He—Ne лазер «Стандарт-460» воспроизводит длину волны с относительной погрешностью, которая более чем на порядок меньше, чем у лампы с криптоном-86, и удовлетворяет основным требованиям, предъявленным к эталонным источникам излучения.

В заключение авторы выражают благодарность участвовавшим в сличениях сотрудникам МБМВ Ж. Шартье, А. Фельдеру и Д. Аврону.

Литература

- [1] R. Hanes, C. Dahlstrom. Appl. Phys. Lett., 14, 362, 1969.
- [2] A. Wallard. J. Phys. E, 5, 777, 1972.
- [3] W. Schweitzer et al. Appl. Opt., 12, 2927, 1973.
- [4] Proc. Verb. Com. Consult. Def. du Metre, 5 session, Paris, 1973.
- [5] Ю. Г. Захаренко, Н. А. Мельников, В. Е. Привалов, Я. А. Фофанов. Письма ЖТФ, 2, 153, 1976.
- [6] Н. А. Мельников, В. Е. Привалов, Я. А. Фофанов. Опт. и спектр., 42, 747, 1977.
- [7] В. Е. Привалов. Метрология и точные измерения, № 1, 14, 1979.
- [8] В. А. Злобин, Я. А. Фофанов. Автометрия, № 3, 100, 1978.
- [9] В. Е. Привалов, И. Ш. Эцин. Матер. семин. «Применение лазеров в системах преобразования, передачи, обработки информации», 82, ЛДНТП, Л., 1978.
- [10] И. Ш. Эцин, В. Е. Привалов, А. В. Злобин, В. П. Капранов. Метрология и точные измерения, № 3, 1, 1978.

- [11] В. П. Капранов. Метрология, 2, 58, 1978.
 [12] J. M. Chartier, D. Avrons. PMB-Me-17. Mai, 133, 1977.
 [13] J. M. Chartier at al. IEEE Transact. instr. measur., 25, 450, 1976.

Поступило в Редакцию 19 апреля 1979 г.

УДК 539.194.01

О ЧИСЛЕННОМ РАСЧЕТЕ ДИПОЛЬНЫХ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ

С. Г. Гагарин и Д. И. Словецкий

В численных расчетах матричных элементов колебательно-вращательных переходов между двумя состояниями (v', J') и (v'', J'') двухатомной молекулы матричный элемент дипольного момента

$$A_{v', J'; v'', J''} = \langle \Psi_{v', J'} | \mu(r) | \Psi_{v'', J''} \rangle \quad (1)$$

определяется решением радиального уравнения Шредингера методом Нумерова [1]. Обычно в таких расчетах адиабатический потенциал $U(r)$ представляется численно на основе обработки спектроскопических данных по методу Ридберга—Клайна—Риса (РКР). Хотя потенциал РКР считается наиболее точным, его использование в расчетах нельзя признать полностью удовлетворительным по следующим причинам.

1. Энергия и вращательные постоянные известны, как правило, лишь для ряда нижних колебательных уровней. Поэтому при малых и больших значениях r необходима экстраполяция потенциала.

2. Задание $U(r)$ на численной сетке классических точек поворота требует проведения интерполяции для промежуточных точек шкалы, что приводит к дополнительным погрешностям.

3. Получаемые численным методом собственные значения $E_{v, J}$ соответствуют квантовомеханическому решению задачи, а так как РКР является полуклассическим методом, то $E_{v, J}$ не должны совпадать с экспериментальными энергиями уровней, на основе которых строится потенциал РКР [2].

Эти обстоятельства наряду с другими причинами породили, как известно, многочисленные попытки подбора аналитических выражений потенциальной функции, которые удовлетворяли бы радиальному уравнению со спектроскопической точностью (см., например, появившиеся недавно работы [3, 4]).

Цель данного сообщения — показать возможность использования аналитического потенциала, предложенного в [5], для численного расчета матричных элементов (1). Расчет проведен на примере СО.

Потенциал Маррелла—Сорби [5]

$$U(x) = -D_0(1 + a_1x + a_2x^2 - a_3x^3) \exp(-a_1x), \quad (2)$$

где $x = r - r_0$. Для СО ($X^1\Sigma^+$) $r_0 = 1.1282 \text{ \AA}$, $D_0 = 11.2245 \text{ эВ}$, $a_1 = 3.7102 \text{ \AA}^{-1}$, $a_2 = 1.5944 \text{ \AA}^{-2}$, $a_3 = 1.5422 \text{ \AA}^{-3}$.

Для выбора входящей в (1) зависимости $\mu(r)$ есть две возможности: либо на основе эмпирического подхода

$$\mu(r) = \sum_{i=0}^n m_i (r - r_0)^i, \quad (3)$$

либо на основе неэмпирических квантовомеханических расчетов. В первом случае коэффициенты m_i находятся подгонкой матричных элемен-