

УДК 621.375.826

Стабилизированные по насыщенному поглощению в йоде лазеры. (Обзор) / А.В.Мионов, В.Е.Привалов // Научное приборостроение. — 1991. — Т. 1. — N 3. — С. 80-117.

Систематизированы данные о лазерах, частота которых стабилизирована по насыщенному поглощению в йоде. Приведены сведения о свойствах и структуре молекулярного иода, существенных для его использования в стабилизированных лазерах. Библ. — 130 назв. Ил. — 20. Табл. — 5.

А.В.Миронов, В.Е.Привалов

(НПО ВНИИМ им. Д.И.Менделеева, С.-Петербург)

СТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ ПО НАСЫЩЕННОМУ ПОГЛОЩЕНИЮ В ИОДЕ ЛАЗЕРЫ (ОБЗОР)

Введение

Современные квантовые стандарты частоты оптического диапазона обязаны своим появлением и развитием освоению в 60-80-х годах метода стабилизации частоты излучения лазеров по насыщенному поглощению. В видимом диапазоне практически единственным источником частотных реперов насыщенного поглощения по сей день является молекулярный иод. При переходе на новое определение метра пять лазеров, стабилизированных по насыщенному поглощению (ЛСНП) в метане и иоде, рекомендованы в качестве эталонных источников излучения [1]. В табл. 1 представлены их основные характеристики [1, 2]. Нетрудно убедиться, что ЛСНП с иодной ячейкой (ЛСНП (J_2)) занимают промежуточное положение как по точности, так и по эксплуатационным характеристикам между перспективными установками [3-5] и широко применяемыми сейчас лазерами, стабилизированными по особенностям контура усиления [6, 7]. Далеко не все вопросы, связанные с созданием и совершенствованием ЛСНП (J_2) и определением перспективных направлений, достаточно освещены в обзорной литературе. Принципы создания таких приборов рассмотрены ранее, весьма краткое описание современного состояния ЛСНП (J_2) дано в [8]. Однако в обеих работах, посвященных в целом более общим проблемам, не рассматриваются многие детали. В обзоре [3] подробно рассмотрены факторы, обуславливающие погрешность воспроизведения частоты, однако их действию в ЛСНП (J_2) также уделено мало внимания.

В [9] проведено конкретное рассмотрение действия ряда дестабилизирующих факторов в ЛСНП, однако в свете более поздних данных некоторые выводы этой работы могут вызывать возражения.

В работах [10-12] описаны результаты исследований лазеров с длиной волны 633 нм, но в силу направленности работ [10, 11] на анализ результатов сличений частот лазеров, а работы [12] — на обоснование оптимальной конструкции, в них не уделяется достаточно внимания разъяснениям физической стороны наблюдаемых явлений.

Имеется ряд новых тенденций, не освещенных в обзорной литературе. Наблюдается повышенный интерес к расширению совокупности лазеров и длин волн, обеспеченных стабилизацией частоты по иоду, в связи с чем тре-

буют дополнительного освещения методы идентификации вращательных и сверхтонких линий иода.

Таблица 1

Переходы молекул иода, рекомендованные в качестве длин волн видимого диапазона

Переход	t, °C	P, мВт	M, МГц	Длина волны, мкм	Условия наблюдения
CH ₄ , F ₂ ⁽²⁾ , P(7)	—	—	—	3.3922313970 (1 ± 1.3 · 10 ⁻¹⁰)	He-Ne / CH ₄ лазер
¹²⁷ J ₂ B-X (четыре следующие линии):					t _{стен} = 16–50°
P(127)11–5	+15 ± 1	20 ± 5	3.0 ± 0.5	0.632991398 (1 ± 1.1 · 10 ⁻⁹)	Внутр.ячейка
P(47)9–2, o	-5 ± 2	—	—	0.6119707698 (1 ± 1 · 10 ⁻⁹)	Внешн.ячейка
P(62)17–1, o	—	—	—	0.57629476027	Внешн.ячейка, лазер на красителе, 2-я гармоника He-Ne лазера (1.15 мкм)
P(13)43–0, a ₃	-5 ± 2	—	—	0.5146734662 (1 ± 1.3 · 10 ⁻⁹)	Внешн.ячейка Ag ⁺ лазер

В последние годы достигнут также серьезный прогресс в понимании фактических причин невысокой, в сравнении с ранними оптимистическими оценками, воспроизводимости частоты и в разработке методов борьбы с возмущающими факторами, включая создание теоретической модели сдвигов частоты.

В обзоре приводятся данные, свидетельствующие о назревании необходимости в ряде случаев подыскать замену иоду.

1. Общие сведения о свойствах молекулярного иода, существенных для его использования в стабилизированных лазерах

В видимом диапазоне ЛСНП (J_2) были впервые запущены и исследованы вслед за He-Ne/Ne лазерами, при этом точностные характеристики ЛСНП улучшились, по крайней мере, сразу на порядок. Поэтому вопрос об оптимальности выбора иода не стоял в то время на повестке дня. Сейчас видны и многие недостатки иода.

В естественном иоде содержится единственный изотоп иод-127. В его спектре поглощения колебательно-вращательная структура, связанная с электронным переходом $B^3\Pi_{0u}^+ - X\Sigma_{0g}^+$ молекулы ¹²⁷J₂, перекрывает спектральный диапазон 498.5–670 нм и содержит до 14000 сильных линий, при полном числе линий ~ 50000 [9]. Практически для любого лазера с диапазоном перестройки > 1 ГГц может быть найдена линия иода [9]. Однако это само по себе не является преимуществом, так как молекулярные спектры вообще имеют большое число линий. У иода имеет место "невыгодное" расположение потенциальных кривых (рис. 1). Это ведет к снижению факторов

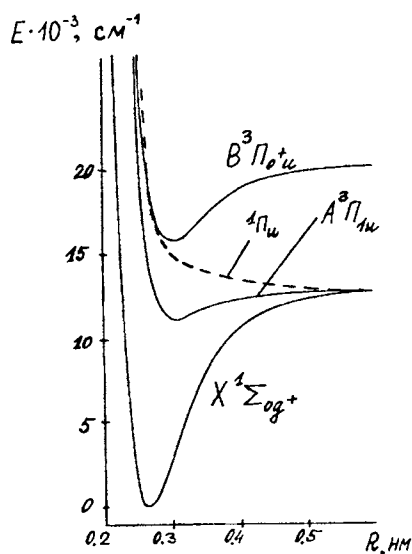


Рис. 1. Потенциальные кривые молекулы иода

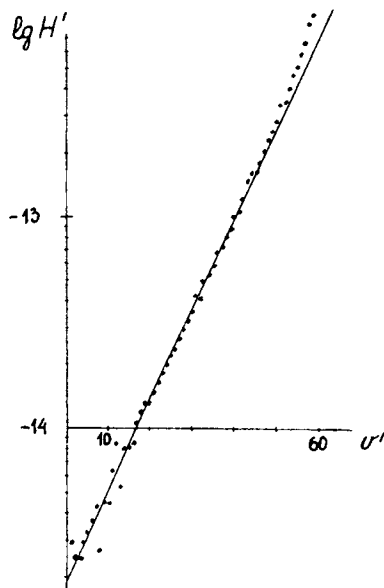


Рис. 2. Зависимость центростремительного коэффициента от колебательного квантового числа в верхнем состоянии

Франка-Кондона до $\sim 10^{-2}$ [13], а у высоколежащих уровней состояния B , близких к пределу диссоциации, — до еще меньших значений, так что у этих уровней время жизни может достигать ~ 10 мкс [9, 13].

Искусственный изотоп ^{129}J практически стабилен: его период полураспада — 17 млн. лет [14]. Однако низкая степень очистки (87% изотопа ^{129}J в смеси с ^{127}J), приводящая к сильному перекрытию спектров $^{129}\text{J}_2$, $^{127}\text{J}_2$ и ^{129}J , ^{127}J , а также высокая стоимость и зависимость от возможностей производства не позволили отдать предпочтение $^{129}\text{J}_2$ для использования в качестве репера пяти основных опорных стабилизированных лазеров.

2. Колебательно-вращательная и сверхтонкая структура иода

Численные результаты ранних работ по колебательно-вращательной структуре $^{127}\text{J}_2$ не вполне согласованы между собой и не позволяют рассчитывать частоты линий с точностью, достаточной для непосредственной их идентификации. Поэтому в первых лазерных работах, где такая идентификация проводилась, авторы пользовались для отбора линий дополнительной информацией, содержащейся в спектре флюоресценции иода при возбуждении его излучением исследуемого лазера. При наблюдении таких спектров номер нижнего колебательного состояния на единицу превышает число интистоксовских компонент, а расстояние между линиями в дублетах определяется вращательным квантовым числом; принадлежность же линий к R -, P -ветви определяется по данным расчета, так как расстояние между R и P компонентами превышает погрешность. Описанный способ применен, например, в работе [15]. Сейчас имеются данные [16], позволяющие рассчитать частоту линий, соответствующих переходам между состояниями B и X при $0 \leq V'' \leq 9$; $1 \leq V' \leq 62$; $J'' \leq 150$ с исключительно малыми погрешностями:

± 30 МГц ($J'' \leq 50$); ± 50 МГц ($50 < J'' \leq 100$); ± 120 МГц ($100 < J'' \leq 150$), где V, J — колебательное и вращательное квантовые числа, соответственно, штрихом отмечено состояние B (верхнее), двумя штрихами — состояние X (нижнее). Данные [16] были получены с помощью последовательной обработки массива длин волн в сериях по J'' и приближенной обработки методом наименьших квадратов — по V', V'' . Используя разложение термов по степеням величин $[J(J+1)]$, автор [16] решил систему 14000 линейных уравнений относительно 345 коэффициентов разложения с известным физическим смыслом, зависящих от V', V'' . На втором этапе расчетов эти коэффициенты по методу наименьших квадратов были разложены по степеням V через 60 констант. Следует отметить, что представление по степеням V [16], возможно, не является оптимальным. Например, взятая из [16] зависимость от V' центробежного коэффициента при $[J'(J'+1)]^3$, как видно из рис. 2, очень близка к экспоненте или сумме экспонент и может приближенно быть описана всего двумя константами вместо 16, как в [16].

Данные применимы без потери точности для расчетов частот линий $^{129}J_2$, и $^{127}J^{129}J$; константы разложения должны быть домножены:

$$\begin{aligned}(\omega_e)_{из} &= \rho \omega_e; (x_e)_{из} = \rho x_e; (y_e)_{из} = \rho^2 y_e; \\(B_v)_{из} &= \rho^2 (B_v); \\(D_v)_{из} &= \rho^4 (D_v); \\(H_v)_{из} &= \rho^6 (H_v),\end{aligned}\tag{1}$$

где $\rho^{(1)} = \sqrt{\mu_{127} / \mu_{129}}$ — отношение приведенных масс для $^{129}J_2$; $\rho^{(2)} = \sqrt{\mu_{127} / \mu_{смеш. мол.}}$ — для $^{127}J^{129}J$ [17].

В 80-е годы начались серьезные поиски [18, 19] изолированных компонент сверхтонкой структуры, которые, как ожидается, должны обладать наилучшими метрологическими характеристиками. В узких областях спектра взаимное расположение отдельных линий иода нерегулярно, поэтому систематически имеет место ситуация, когда с лазерным переходом совпадает более чем одна линия (табл.2). При этом сверхтонкие компоненты разных линий могут частично совмещаться, что препятствует настройке среднего значения частоты излучения лазера на центр каждой из них. Если частотное расстояние между центрами соответствующих резонансов мощности не превышает их ширины, то могут наблюдаться сдвиги частоты, качественно аналогичные сдвигам в лазере с метановой ячейкой, стабилизированном по $F_2^{(2)}$ — линии с неразрешенной сверхтонкой структурой [20]. Эти сдвиги могут зависеть как от интенсивности излучения внутри резонатора лазера вследствие различия интенсивностей насыщения перекрывающихся компонент, так и от давления среды. В отличие же от He-Ne / CH₄(F₂⁽²⁾) лазера, в He-Ne / J₂ лазерах должен также наблюдаться сдвиг, зависящий от температуры стенок поглощающей ячейки за счет изменения больцмановского распределения заселенностей нижних состояний и, следовательно, отношений коэффициентов поглощения линий [21]. При увеличении отстройки частот перекрывающихся компонент эффект ослабевает, причем он может быть сильно уменьшен путем уменьшения амплитуды поисковой девиации частоты излучения лазера [22].

Возможна ситуация, когда колебательно-вращательные линии не перекрываются. Однако и в этом случае к перекрытию контуров сверхтонких компонент, принадлежащих одной и той же колебательно-вращательной линии, может приводить существование у иода сверхтонкой структуры (СТС).

Таблица 2

Совпадение линий иода с линиями излучения лазеров

$\lambda_{\text{вак}}$, МКМ	Усил. среда	Изо- топ	Переход	Условия наблюдения	Источник
0.632991	He-Ne	127	P(33)6-3	Внутр., внеш. ячейки	[41, 114]
		129	P(54)8-4	Внутр.ячейка	[2, 26, 39, 40]
		Смеш. мол.	R(60)8-4	Внутр.ячейка	[2, 27, 39, 40]
			P(69)12-6 P(33)6-3		
0.611971	He-Ne	127	P(48)11-3	Внутр.ячейка	[30]
		129	P(110)10-2 R(113)14-4		[28]
		Смеш. мол.	6 линий	Частичная св. ячейки с лаз.	[29]
0.64011	He-Ne	127	R(116)11-6	Внутр.ячейка	[25]
0.514673	Ar ⁺	127	R(15)43-0 R(98)58-1	Внешн. ячейка	[42]
0.543	He-Ne	127	R(106)26-0 R(12)28-0	Внешн. ячейка	[24, 34]
0.5017	Ar ⁺	127	R(26)62-0	Внешн. ячейка	[19]
0.53204	ИАГ: Nd ³⁺	127	3 линии (не идент.)	Внешн. ячейка	[37]
0.586	Краситель	127	P(73)14-1 R(69)16-2	Внешн. ячейка	[31]
0.5208	Kr ⁺ (в смеси с аргонном)	127	R(139)47-0 P(108)49-1 R(76)40-0	Внутр.ячейка	[35]
0.5309	Kr ⁺ (в смеси с аргонном)	127	R(98)43-2 R(108)39-1 P(49)45-3 P(87)48-3	Внутр.ячейка	[35]
0.5682	Kr ⁺ (в смеси с аргонном)	127	P(113)27-3 P(36)17-0 P(96)18-0 R(121)21-1	Внутр.ячейка	[35]

Снятие вырождения СТС обусловлено деформацией электронной оболочки молекулы под действием электрического квадрупольного момента ядер в состояниях *B* и *X* и взаимодействием спинов ядер с полным моментом оболочки в состоянии *B*. Число сверхтонких подуровней определяется величиной спина ядра иода, равной $I = 5/2$ у ^{127}J и $7/2$ у ^{129}J , и условием антисимметричности полной волновой функции молекулы по отношению к перестановке ядер. Все нечетные вращательные уровни для состояний *X* и четные для состояния *B* расщеплены на 21 подуровень, а четные для состояния *X* и нечетные для *B* —

на 15 подуровней, отличающихся суммарным спином ядер и его проекцией на ось вращения молекулы. Правилom отбора является постоянство суммарного спина ядер ($\Delta I = 0$) и псевдоспина $\Delta \epsilon = 0$ (ϵ — значение I , дающее наибольший вклад в собственное состояние). Поэтому переходы имеют место между одноименными подуровнями: нечетные вращательные линии имеют 21 сильную сверхтонкую компоненту, а четные — 15 компонент. Основной вклад в расщепление компонент вносит магнитодипольное взаимодействие. При больших J имеет место группировка компонент в триплеты (у четных линий — триплеты и синглеты) и квадруплеты, расщепление в пределах которых примерно на порядок меньше расщепления между группами. При $J < 20$ указанная группировка пропадает.

Правила отбора $\Delta I = 0$, $\Delta \epsilon = 0$ являются нестрогими. Основной вклад в "слабую" часть СТС вносят переходы с $\Delta F = 0$ ($F = I + J$ — квантовое число полного углового момента). Методом насыщенного поглощения наблюдаются также трехуровневые перекрестные резонансы посередине резонансов с $\Delta I = 0$ и с $\Delta F = 0$. Переходы с $\Delta F = -\Delta I$ значительно слабее переходов с $\Delta F = 0$ [23]. Относительная величина слабых компонент максимальна у линий с малым J , так как в этом случае квантовое число I является нестрогим. Наиболее просто слабые компоненты наблюдались на линиях $P(13)$ и $R(15)$ полосы 43-0 с аргоновым лазером (515 нм) [19].

На рис. 3 отражены результаты расчета амплитуд и частот компонент СТС линий $R(127)11-5$ и $R(47)9-2$ [18]. Видно, что рекомендованная компонента "i" $R(127)11-5$ возмущена присутствием более слабой компоненты. Это обстоятельство, хотя и не проверенное экспериментально, является еще одним недостатком He-Ne $^{127}J_2$ лазера (633 нм). Однако компоненты "g" и "j" лишены этого недостатка [18]. Недавно было обнаружено [18, 21], что с линией He-Ne лазера 633 нм совпадает также слабая линия $R(80)1-0$, примерное положение которой показано на рис. 4. Однако оно известно недостаточно точно, чтобы можно было предсказать положение ее компонент.

Хотя слабые линии, вероятно, фактически уже проявили себя в аномальном поведении сдвигов частоты ЛСНП, обсуждаемых ниже, но у линий с большим J непосредственное наблюдение полной СТС не осуществлено. Известно лишь о наблюдении двух слабых компонент СТС линии $P(33)6-3$ (633 нм) с $\Delta F = 0$.

Оценка влияния рассмотренного эффекта на погрешность воспроизведения частоты ЛСНП следует из того простого соображения [21], что в диапазоне 633 нм при фактической ширине иодных резонансов мощности ~ 4 МГц помеха с относительной величиной 1% приведет к сдвигу частоты ЛСНП $\sim 10^{-10}$. Из рис. 3 видно, что большинство мешающих компонент имеют относительную величину $\lesssim 10^{-3}$. Отсюда следует, что надежное обеспечение уровня $\lesssim 10^{-11} - 10^{-12}$ погрешности воспроизведения частоты ЛСНП, требующее построения теоретической модели, невозможно без проведения систематических исследований "фона" сигнала насыщенного поглощения.

3. Технология наполнения иодных ячеек и протекающие в них процессы

После выделения из соли иод растворяется в ацетоне, затем ацетон избирательно откачивается. Полученный кристаллический иод содержит большое количество растворенной воды, которая удаляется многократной перегонкой паров иода через обезвоженный порошок пятиоксида фосфора. Другой способ

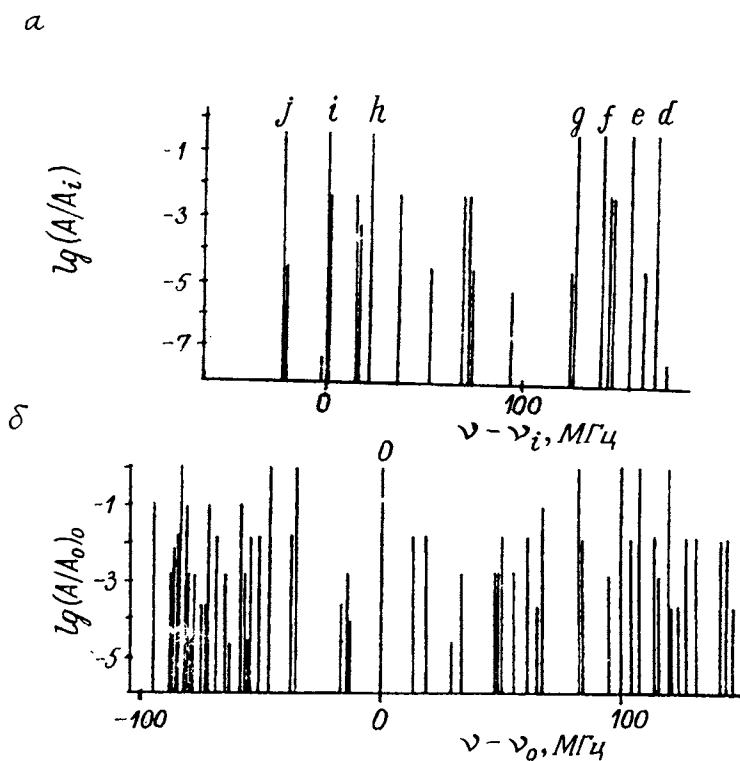


Рис. 3. Полная сверхтонкая структура линии $R(127)11-5$ (а) и $R(47)9-2$ (б) - расчет

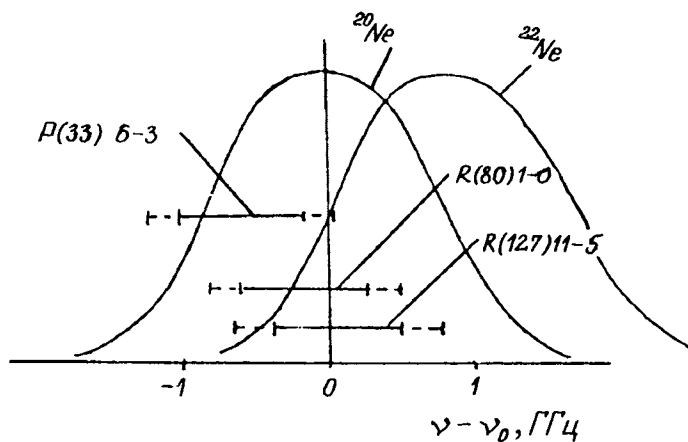


Рис. 4. Расчетное положение линии $R(80)1-0$ относительно линий J_2 и Ne

применялся для выделения чистого брома: соль NaBr была окислирована нагреванием с сухой трехокисью хрома, бром при этом собирался в отрезке вакуумной линии при температуре жидкого азота. Преимуществом второго способа явилось бы, по-видимому, отсутствие в вакуумной системе органических веществ и воды. Однако применимость его для выделения иода неясна. В работе [43] предложено при очистке использовать молекулярные сита.

Ввиду того, что наблюдаемый сдвиг частоты ЛСНП (J_2) находится в пределах ~ 8 кГц/Па, в ранних работах предполагалось, что стабилизация с погрешностью $\sim 0.01^\circ\text{C}$ температуры иодного кристалла, в равновесии с которым находятся насыщенные пары иода, позволит уменьшить парциальную погрешность воспроизведения частоты до уровня 10^{-12} . Оценка $\sim 0.01^\circ\text{C}$ следует из зависимости давления насыщенных паров иода от температуры кристалла. Консультативным комитетом по определению метра (ККОМ) рекомендована зависимость, приведенная в табл. 3 [44]. В области температур ~ 183 К участок подобной зависимости был также получен в работе [45].

Давление посторонних газов, которые могут выделяться из кристалла иода или натекают после отпайки ячейки, не поддается контролю через температуру кристалла. В работах по исследованию влияния примесей на характеристики ЛСНП их состав моделировался путем контролируемого наполнения ячеек парами воды [46] или атмосферным воздухом [47]. Характерной для присутствия паров воды является резко нелинейная зависимость сдвига частоты от температуры отрезка вблизи 0°C (рис. 5) [46], обусловленная их насыщением и конденсацией. Сдвиг частоты He-Ne $^{127}J_2$ лазера (633 нм) из-за примеси паров воды оценивался [46] как -1.3 кГц/Па. Поэтому воспроизводимость частоты ЛСНП (J_2) определяется в значительной мере наличием метода контроля чистоты паров иода [9]. Получил развитие метод, основанный на измерении уширения с помощью эффекта Ханле [48] и тушения флуоресценции [47] линии R(26)62-0, совпадающей с линией 501.7 нм аргонового лазера. В принципе, сильное загрязнение ячейки обнаруживалось и в He-Ne $^{127}J_2$ лазере (633 нм) по росту полной ширины пиков насыщенного поглощения от 2.9 до 4 МГц [43], однако чувствительность регистрации загрязнений, определяемая относительными изменениями параметров линии при прочих равных условиях, у линии R(26)62-0 на ~ 2 порядка выше, так как ее естественная ширина составляет ~ 10 кГц [9]. Наивысшая точность достигнута в [47].

Для тушения резонансной флуоресценции из Штерн-Вольмеровской зависимости следует

$$W^{-1} = A + p_i^{-1} \left(B + \sum_j C_j p_{fj} \right), \quad (2)$$

где W — интенсивность флуоресценции; p_i — давление паров иода; p_{fj} — парциальное давление посторонних газов (воздуха); A, B, C — эмпирические коэффициенты.

Эта зависимость с высокой точностью воспроизвелась в эксперименте (рис. 6), минимальное контролируемое давление воздуха в ячейке составило 4 Па. Предельный наклон, соответствующий нулевому давлению посторонних газов, неизвестен, однако, как указывается в работе [47], он может быть найден при использовании молекулярного пучка иода вместо ячейки [49]. Кроме того, по наклону зависимостей рис. 6 давление примеси может быть найдено независимо. В работе [47] также исследовалась возможность введения поправки в частоту излучения ЛСНП. Обнаружено, что сдвиг резонансов линий R(127)11-5 (633 нм), R(47)9-2 (612 нм) и P(13)43-0 (514 нм) проис-

ходит в красную сторону и пропорционален J'' , а при невысоком давлении примеси — также и ее давлению (рис.7). В результате автор [47] считает, что поправка по давлению воздуха позволяет уменьшить парциальный сдвиг частоты до $3 \cdot 10^{-13}$ у линии $P(13)43-0$ и до $1 \cdot 10^{-12}$ у $R(127)11-5$.

Таблица 3

Зависимость давления паров иода от температуры кристалла по данным ККОМ

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{Па}$	$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{Па}$
0	4.1	16	18.9
1	4.6	17	20.7
2	5.0	18	22.6
3	5.6	19	24.7
4	6.1	20	27.0
5	6.8	21	29.4
6	7.5	22	32.1
7	8.2	23	34.9
8	9.0	24	38.0
9	9.9	25	41.4
10	10.9	26	45.0
11	12.0	27	48.9
12	13.1	28	53.1
13	14.4	29	57.7
14	15.8	30	62.6
15	17.3		

Состав газовой среды в отпаянной ячейке исследовался в работе [50] по спектру ультрафиолетового излучения при возбуждении среды безэлектродным высококачественным разрядом. Наблюдались ультрафиолетовые системы молекул N_2 , CO , CO_2^+ , CO^+ , CN , NO . Увеличение концентрации примесей всегда вело к сдвигу частоты в красную сторону. Отмечено также два важных, но не нашедших в [50] объяснения обстоятельства: наличие пятна загрязнения на окне ячейки приводило само по себе к сдвигу частоты до $4 \cdot 10^{-11}$ номинального значения, а прогрев отпаянных ячеек безэлектродным разрядом в течение нескольких дней приводил во всех случаях к радикальному устранению примесей, после чего сдвиг не превышал $2 \cdot 10^{-11}$.

Традиционным для метрологии является введение уточняющих поправок, т.е. экстраполяция воспроизводимой физической величины к стандартным условиям ее наблюдения. Экстраполяция частоты излучения ЛСНП (J_2) к нулевому давлению паров иода затруднена из-за неясного характера ее поведения при малых давлениях паров иода.

В области малых давлений поглотителя могут наблюдаться как аномальное уменьшение сдвигов частоты [20], так и их увеличение [23]. Исследованию сдвигов при малых давлениях препятствует уменьшение полезного сигнала, особенно заметное у $\text{He-Ne } /^{127}\text{J}_2$ лазера на 633 нм. Поэтому принимались меры для улучшения отношения сигнала к шуму (ОСШ). В работе [51] был достигнут ≈ 10 -кратный рост коэффициента поглощения линии $R(127)11-5$ при нагревании стенок ячейки до $\sim 300^\circ \text{C}$. Полученная в этих

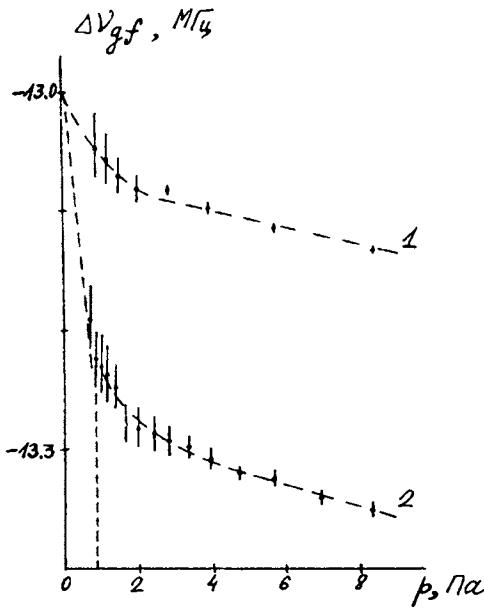


Рис. 5. Аномальное поведение сдвига частоты при конденсации паров воды в отпаянной ячейке (2) в сравнении с ячейкой без примесей (1)

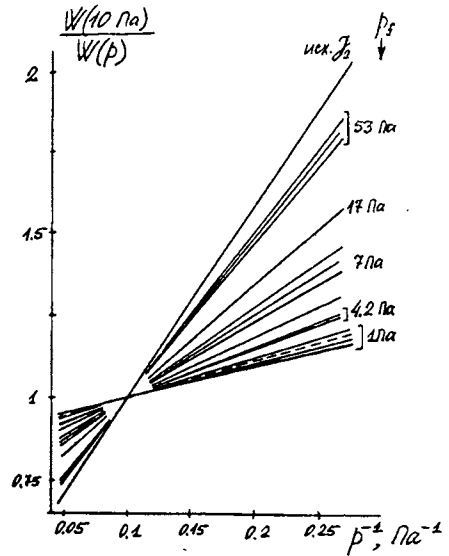


Рис. 6. Штерн-Вольмеровская зависимость для ячеек, содержащих различное количество атмосферного воздуха в качестве примеси к парам иода

условиях зависимость сдвига частоты от давления паров иода дана на рис. 8, кривая 1. Аналогичная зависимость (кривые 2-4) наблюдалась [52] при стабилизации частоты по малошумящим резонансам насыщения дисперсии. Несмотря на различие условий наблюдения, результаты [51, 52] хорошо согласуются как между собой, так и с существующими представлениями об аномально малом сдвиге частоты при столкновениях с большим прицельным параметром.

В явном противоречии с ними, однако, находятся зависимости (кривые 5-7 на рис. 8), полученные в работе [46]. Никаких мер для увеличения ОСШ не принималось, но осуществлялись манипуляции с полярностью опорного, модулирующего и информационного сигналов с целью устранения влияния сдвига нуля системы автоподстройки частоты (АПЧ), которое возрастает при уменьшении сигнала. Хотя автор связывает полученный вид зависимости с внутренней физической причиной — неустранимым продольным эффектом Доплера, — однако нетрудно убедиться, что такая же зависимость может быть вызвана аппаратным сдвигом частоты, поскольку он не устраняется полностью при изменении полярности сигналов [53].

На линии $P(13)43-0$ в $Ag^+ / ^{127}J_2$ лазере (515 нм) аномально низкий сдвиг частоты также не наблюдался, причем авторы [19] отмечают хорошее согласие полученного результата с теорией [54]. Суммируя эти данные, можно сказать, что расхождение результатов, полученных с He-Ne лазером 633 нм, обусловлено скорее всего некорректностью постановки эксперимента [46], в то время как на линии 514 нм в исследованной области давлений еще не "включается" механизм, ведущий к аномальному уменьшению сдвигов ча-

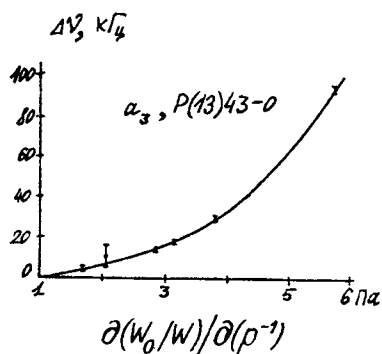


Рис. 7. Зависимость сдвига частоты стабилизированного лазера от парциального давления воздуха в ячейке

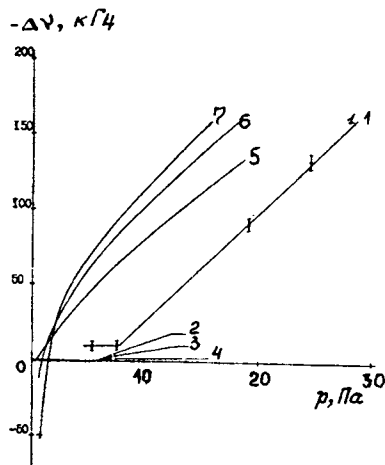


Рис. 8. Поведение сдвига частоты в области малых давлений паров иода: 1 - в ячейке с нагретыми стенками; 2-4 - при наблюдении по частотным резонансам при комнатной температуре стенок ячейки: 2 - пик h , 3 - пик i , 4 - пик j ; 5-7 - при наблюдении по мощностным резонансам с использованием манипуляций с полярностью опорного и полезного сигналов; 5 - амплитуда девиации частоты 2 МГц, 6 - 4 МГц, 7 - 5 МГц

стоты, поскольку однородная ширина линии $P(13)43-0$ почти на два порядка меньше.

Уширение иодных резонансов исследовалось в работах [19, 31, 43, 55-57]. В конечном счете знание коэффициентов уширения не менее важно для обеспечения воспроизводимости частоты, чем знание зависимости сдвига частоты от давления, поскольку эти величины используются в количественной модели сдвигов [57-61].

Ширина пиков в $\text{He-Ne } / J_2$ лазере 633 нм измерялась как с помощью первой производной контура мощности по частоте излучения [43], так и методом третьей гармоники [55, 56]. В работе [43] по первой производной получена зависимость ширины от давления, показанная на рис. 9. Для получения этой зависимости исследуемый лазер сканировался по частоте с помощью медленного теплового дрейфа, а первая производная контура мощности по частоте регистрировалась в зависимости от сигнала, пропорционального частоте биений этого лазера со стабилизированным $\text{He-Ne } / J_2$ лазером.

Систематическими данными, полученными в [43], было подтверждено, что полуширина пиков на половине высоты при нулевом давлении составляет ~ 1.4 МГц, что в 7 раз превышает значение, следующее из времени жизни верхнего состояния ($J' = 128$, $V' = 11$). Это время было измерено в работе [62] методом импульсного заселения верхнего уровня. Время жизни составило $\tau \sim 0.4$ мкс, и указанная полуширина должна быть $(4\pi\tau)^{-1} \sim 0.2$ МГц. В работе [57] высказано предположение, что расхождение данных может быть вызвано полевым уширением пиков насыщенного поглощения, вклад которо-

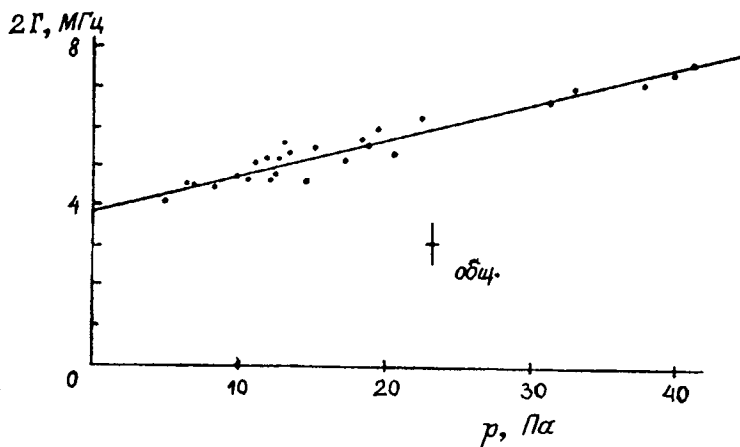


Рис. 9. Зависимость ширины пиков от давления паров иода по ширине сигналов первой гармоники

го в ширину возрастает при малых давлениях. Фактор полевого уширения пика имеет вид

$$f_a = \sqrt{1 + G}, \quad (3)$$

где G — безразмерная интенсивность каждой из двух бегущих волн, образующих стоячую волну в поглощающей ячейке, причем

$$G = \frac{P}{P_A(1 + 2k_p\tau p)^2}, \quad (4)$$

где k_p — коэффициент уширения давлением; P — интенсивность излучения в одной бегущей волне; $P_A = \frac{\epsilon_0 c \hbar^2}{d^2 (4\pi)^2}$ — интенсивность насыщения поглощающего перехода; d — матричный элемент дипольного момента; \hbar — постоянная Планка; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная системы единиц СИ; c — скорость света. Из выражений (3), (4) видно, что при росте τ происходит, при прочих равных условиях, рост $G \sim \tau^2$ в области малых давлений.

Авторы работы [55] применили описанную модель к результатам измерений ширины иодных пиков в зависимости от давления и мощности. Ширина определялась методом наилучшей подгонки теоретического контура амплитуды третьей гармоники к экспериментальной кривой. Величину полевого уширения демонстрирует рис. 10 [55], а на рис. 11 приведены зависимости ширины пиков h , i , j от давления (точки). Для описания полуширины пиков в зависимости от давления в [55] использовалось следующее из (3), (4) выражение

$$W(p) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{2\tau} + k_p p \right) \sqrt{1 + G}, \quad (5)$$

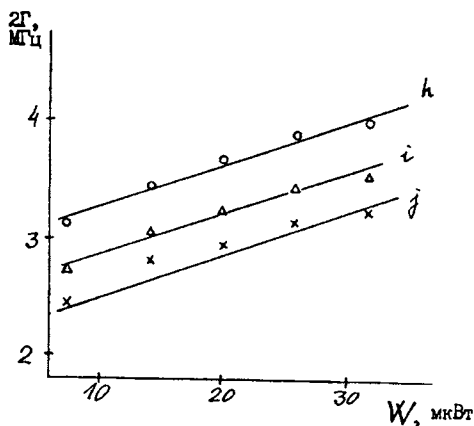


Рис. 10. Полевое уширение пиков, наблюдаемое по сигналу третьей гармоники

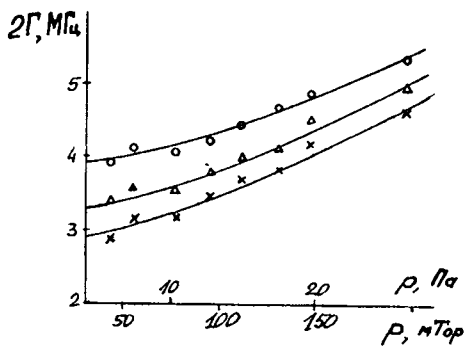


Рис. 11. Сопоставление ширины пиков от давления паров воды с расчетной зависимостью, следующей из представлений о наложении столкновительного и полевого уширений

расчетные кривые приведены на рис. 11. Нетрудно, однако, заметить, что гиперболический ход кривой (5), реализующийся при $\tau = 0.4$ мкс, не следует из расположения экспериментальных точек, которые тяготеют скорее не к гиперболической, а к линейной зависимости, соответствующей существенно меньшим значениям τ . Это наводит на мысль об искусственности аппроксимации, которая использовалась в [55]. Для выяснения роли полевого уширения необходимо, очевидно, исследовать его не при одном, как в [55], а при нескольких давлениях. Это было сделано в работе [56]. Ширина пиков определялась по амплитуде девиации частоты и по частотному расстоянию между побочными нулями контура третьей гармоники. В результате было обнаружено, что полуширина, свободная от столкновительного и полевого уширения, равна 1.25 МГц, а во всей области давлений $G \ll 2$. Таким образом, предположение, выдвинутое в [57], оказывается несостоятельным.

Возникает вопрос о причине наблюдавшихся расхождений. Во-первых, можно предположить, что в цитируемых работах достигалась различная степень очистки иода. Однако маловероятно, что в ранней работе [62] очистка могла быть существенно лучше, чем во всех остальных более поздних, в которых, кроме того, не наблюдалось больших сдвигов частоты. Вероятнее, что причина заключается в различии условий эксперимента. Как известно [63], время жизни состояния может быть завышено из-за пленения излучения, поскольку фактически измеряется время жизни излученного кванта в светящемся объеме. Хотя в работе [62] проводилась экстраполяция времени жизни к нулевому давлению, однако в случае полного пленения такая экстраполяция может и не привести к исключению вклада пленения. Исходя из результатов измерения ширины в He-Ne J_2 лазерах (633 нм) [43, 56] время жизни состояния ($V' = 11, J' = 128$) не превышает $\tau \ll 0.08$ мкс. Аналогичные измерения ширины иодных пиков проводились для других переходов иода. Для линии R(47)9-2, совпадающей с линией 612 нм He-Ne лазера, получено [64]:

$$P_A = 425(1 + 0.214\rho)^2, \text{ Вт/м}^2. \quad (6)$$

В работах [19, 31] исследовалось соответственно уширение линий $P(13)$, $R(15)43-0$ (Ar^+ / J_2 лазер, 514 нм) и линий $P(73)14-1$, $R(69)16-2$ (лазер на красителе, 586.82 нм). В обоих случаях наблюдается нелинейный, насыщающийся ход зависимости ширины от давления. Он объясняется существенным вкладом дифракционных столкновений в уширение [65]. Для сравнения заметим, что наблюдавшаяся в [43] зависимость (см. рис. 9) линейна.

В прочих работах полевое уширение во внешней J_2 -ячейке специально не исследовалось, а основной интерес уделялся зависимости естественной ширины от V' , J' . Естественная ширина обусловлена сверхтонкой преддиссоциацией молекулы и излучательными переходами. Преддиссоциация сопровождается переходом из состояния $B^3\Pi_{0u}^+$ в состояние $^1\Pi_u$ с последующим распадом на атомы в основном состоянии (см. рис.1). В согласии с взаимным расположением потенциальных кривых наибольшая скорость преддиссоциации наблюдается в красной области спектра. На рис. 12, 13 приведены рассчитанные в [66, 67] и согласующиеся с экспериментом зависимости скорости распада из-за сверхтонкой преддиссоциации от V' и J' . По-видимому, минимум скорости распада, соответствующий состояниям с $J' \approx 70$, $V' \approx 15$ (586 нм) послужил причиной повышенного внимания авторов упоминавшейся выше работы [31] к линиям $P(73)14-1$, $R(69)16-2$.

В работах [13, 68] установлено, что вероятности излучательных переходов и интенсивности колебательных полос зависят от V' , V'' квазислучайным образом, в соответствии с перекрытием волновых функций вращающегося осциллятора, имеющих большое число неэквидистантных узлов и пучностей. В области $V' \gtrsim 20$ вероятность преддиссоциации падает (рис. 12). Поэтому линии на границе области линейчатого поглощения иода (≈ 499 нм) отличаются малой естественной шириной.

Сверхтонкие подуровни состояния B имеют различное время жизни из-за зависимости скорости сверхтонкой преддиссоциации от квантовых чисел l , M , ϵ [67]. Это ведет к различной ширине пиков насыщенного поглощения, соответствующих компонентам спектра поглощения. Эффект наблюдается у компонент h , i , j линии $R(127)11-5$ [55] (см. рис. 10, 11) и на линии $R(47)9-2$ [69]. Особенно детально различие ширины пиков было исследовано для линий $P(13)$, $R(15)43-0$ методом резонансного двухфотонного рассеяния в работе [70], где получено хорошее соответствие измеренных ширин с расчетом.

Нагревание паров иода, вызванное нагреванием стенок ячейки при постоянном давлении паров иода, также является причиной сдвига частоты и изменения ширины иодных пиков. Впервые такой сдвиг наблюдался в [71], а его механизм исследован в [51]. В [71] для сдвига получена эмпирическая формула

$$\Delta\nu = K_{1p} / T, \quad (7)$$

где $K_{1,2}$ — коэффициент; p — давление паров иода; T — абсолютная температура паров в области, заполненной излучением.

В соответствии с моделью двойных столкновений должна наблюдаться другая зависимость [51]

$$\Delta\nu = K_{2p} / \sqrt{T}, \quad (8)$$

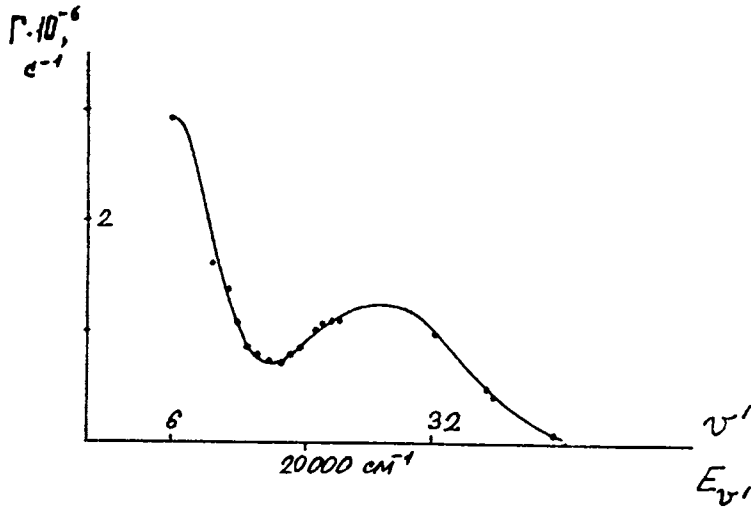


Рис. 12. Зависимость константы распада состояния В из-за сверхтонкой преддиссоциации от колебательного квантового числа

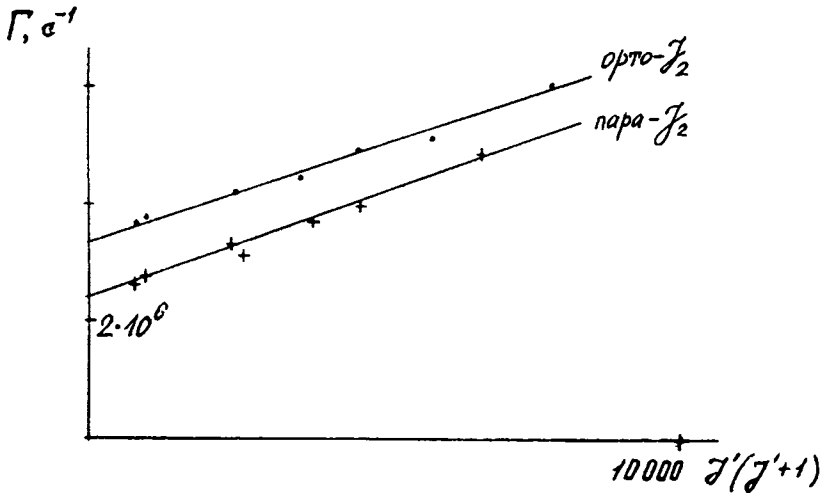


Рис. 13. Зависимость константы распада от вращательного числа

поскольку частота столкновений определяется тепловой скоростью, пропорциональной \sqrt{T} , и концентрацией, пропорциональной $p/k_B T$, где k_B — постоянная Больцмана. Разночтение между (7) и (8) объясняется в работе [51] зависимостью эффективного сечения столкновения молекул от их относительной скорости. Наряду со сдвигом частоты происходит уменьшение ширины пиков, обусловленное тем же механизмом. При увеличении температуры стенок происходит насыщение роста контраста иодных пиков с последующей тенденцией к его убыванию [72]. Это связано с диссоциацией паров иода [73], а также, возможно, и с вытеснением иода из горячего объема. Однако

относительно зависимости степени диссоциации иода от температуры в работах [72, 73] имеются разночтения. В работе [73] в согласии с экспериментом обнаружено (табл. 4), что при температуре паров 1500 К степень диссоциации еще пренебрежимо мала, в то время как в [72] она предполагается существенной уже при $T = 700$ К. По-видимому, отмеченное в [72] насыщение и падение контраста иодных пиков при $T = 700$ К связано не с диссоциацией, а с вытеснением иода.

Зависимость степеней диссоциации молекул иода от температуры его паров

Таблица 4

Степень диссоциации	t, K				
	1073	1173	1273	1373	1473
$k_{\text{экспер}}$	0.0114	0.0474	0.165	0.492	1.23
$k_{\text{расчет}}$	0.0113	0.0479	0.165	0.494	1.22

Как показала серия работ, обобщенная в [74], на оптические характеристики иодной среды влияют и разнообразные кинетические процессы (адсорбция атомов иода на стенках, фотодиссоциация, конверсия орто- и парамолекул, рекомбинация), вклад которых в наблюдаемые характеристики системы значительно повышается в ячейке, не содержащей кристалла иода. Однако детально изучался лишь коэффициент поглощения на линиях 514 и 507 нм Ag^+ -лазера, а влияние на сдвиг частоты не исследовалось.

4. Механизмы сдвигов частоты

В литературе [8, 9, 11-13] сдвиги частоты лазеров с иодной ячейкой традиционно классифицировались по непосредственно наблюдаемому параметру, вызвавшему смещение частоты. Эта классификация представляется порочной. Во-первых, она препятствует пониманию внутренних механизмов образования сдвигов, поскольку практически каждая составляющая сдвига зависит от каждого контролируемого параметра [9]. Во-вторых, формальное перечисление источников сдвига, равно как предельная степень контроля за ними в эксперименте, в любом случае оставляет подозрение в неполноте составленной картины. Более подходящей является классификация сдвигов по физическим механизмам [9], которой будем придерживаться.

Помимо взаимного наложения влияния различных внешних факторов существенной особенностью сдвигов частоты в ЛСНП является установленный в большинстве работ факт, что образование сдвига, за редким исключением, сопровождается искажением формы контура пика, а некоторые составляющие сдвига частоты, например, составляющая из-за нелинейного резонансного дифракционного ("линзового") эффекта [75,76], вызваны исключительно деформацией контура пика. Существенную роль играют искажения сигналов в системе стабилизации частоты, способные затемнять действие фундаментальных факторов [77, 78]. Поэтому достаточно полное рассмотрение сдвигов частоты невозможно без подробного анализа работы дискриминатора, формирующего управляющий сигнал, к центральному нулю которого осуществляется привязка среднего значения частоты ЛСНП.

4.1. Метод подстройки частоты по нечетной гармонике частотной модуляции лазера

Как указывалось в ранних работах, малость сдвигов иодных реперов от изменения давления паров иода, магнитного поля и т. п. позволяет рассчитывать на достижение воспроизводимости частоты на уровне $\sim 10^{-11}$ номинального значения. Для реализации этих потенциальных возможностей репера при его сравнительно большой ширине (особенно на длине волны 633 нм) система автоподстройки частоты (АПЧ) должна фактически "обострить" пик насыщенного поглощения в $\sim 10^3$ раз, причем в этом случае физический смысл имеет не сдвиг некоторой "вершины" или "центра тяжести" пика, а только сдвиг центрального нуля сформированной дискриминатором характеристики. Принцип формирования характеристики заимствован из техники регистрации ясного магнитного резонанса и заключается в синусоидальной модуляции частоты излучения лазера с выделением заданной гармоники этой модуляции из синхронных колебаний мощности излучения лазера.

В случае приближенного расчета характеристики, справедливого для малой (в сравнении с шириной лоренцовского контура) амплитуды девиации частоты, сигнал рассчитывается как фурье-компонента колебаний мощности излучения. Функция, описывающая контур пика, разлагается в степенной ряд, просто интегрирующийся почленно. Выражение для контура гармоники номера k имеет вид

$$u_k = \sum_{j=0}^{\infty} m^{k+2j} \frac{2^{1-k}}{((k+j)!)^2} \frac{d^{k+2j} J(\Delta)}{d \Delta}. \quad (9)$$

Для практических расчетов выражение (9), однако, непригодно, поскольку при $m > 1$ ряд расходится.

Аналитическое выражение для контура амплитуды гармоники в разных вариантах рассчитывалось в работах [78, 80, 81]. В работах [80, 81] использовалась процедура вычисления фурье-компоненты с использованием вычетов. Выражение имеет вид

$$u_k = \gamma Re [(-is)^k (\zeta^2 + 1)^{-1/2}] = \frac{4}{\beta L} (-P)^k \sin(ky \pm x), \quad (10)$$

где $s = \sqrt{1 + \zeta^2} - \zeta$; $\zeta = \gamma + i\Delta$, $\gamma = \Gamma/M$; $\Delta = \frac{\Delta\omega}{M}$; $m = \gamma^{-1}$; Γ — полуширина контура пика; M — амплитуда девиации частоты; $\Delta\omega$ — расстройка средней частоты от центра пика; k — номер гармоники; P , β , ζ , L , x , y — функции Δ и γ [80]. Представление через тригонометрические функции [80] предпочтительнее для расчетов, поскольку оно вещественное. Из (10) прежде всего следует, что максимальная крутизна характеристики в ее центре достигается при $m \approx k/2$. При этом крутизна убывает с ростом k по закону, близкому к s^k .

4.2. Сдвиги частоты из-за технических искажений сигналов в системе АПЧ

Технические искажения исследовались теоретически в работах [22, 77, 78]. Специальные экспериментальные исследования, как правило, не проводились. Однако в работах по определению разностей частот ЛСНП (J_2) [82, 83] проводились оценки возможного вклада искажений в погрешность воспроизведения частоты.

Ввиду сложности аналитических расчетов первоначально зависимости частоты от погрешностей системы АПЧ были построены методом численного интегрирования [22, 77]. Установлено, что в He-Ne / $^{127}J_2$ лазере (633 нм) сдвиг частоты $\sim 10^{-3}$ ширины пика вызывается примесью -70 дБ третьей гармоники или примесью -60 дБ второй гармоники и огибающей частоты излучения лазера, или имеющим место для троек $a, b, c; h, i, j$ наклоном доплеровского контура. В [77] учитывалось расположение пика на склоне доплеровского контура, однако использование ошибочного выражения для контура мощности привело к занижению оценки сдвига частоты приблизительно на три порядка.

Сдвиг из-за примеси третьей гармоники к синусоидальному сигналу модуляции частоты обусловлен появлением паразитной составляющей сигнала третьей гармоники, пропорциональной первой производной контура мощности [22]. Эта составляющая проявляется в наклонной "доплеровской" подставке сигнала третьей гармоники и благодаря этому поддается непосредственному контролю.

Свойства сдвига частоты ЛСНП из-за паразитной амплитудной модуляции (ПАМ) исследовались наиболее подробно в $\text{CO}_2 / \text{OsO}_4$ лазере [84]. Влияние ПАМ особенно существенно при стабилизации частоты по первой производной. Проведенные в [84] расчеты ограничены приближением малой амплитуды девиации частоты лазера. Сдвиг частоты рассчитывается как отношение ошибки в сигнале обратной связи к наклону характеристики дискриминатора. Механизм сдвига заключается в модуляции дифракционных потерь и усиления из-за паразитных угловых колебаний зеркала, сопровождающих его продольные колебания. Имеется выделенное направление, вдоль которого при разъюстировке резонатора сдвиг частоты из-за ПАМ испытывает наибольшие изменения с переменной знака, а при разъюстировке в ортогональном направлении — изменений сдвига не происходит. В работе [85] описан составной пьезомодулятор, позволивший в He-Ne / CH_4 лазере (3.39 мкм) устранить ПАМ. Конкретных указаний в литературе на наблюдение ПАМ в ЛСНП (J_2), за исключением оценок, не имеется.

При несинфазной модуляции мощности излучения может происходить сдвиг частоты из-за нелинейности элементов тракта обратной связи системы АПЧ [86]. В отличие от сдвига из-за ПАМ он возрастает нелинейным образом при увеличении амплитуды паразитной модуляции (в работе [86] зависимость аппроксимировалась экспонентой). По-видимому, его характер существенным образом должен зависеть от конкретного исполнения системы АПЧ.

В работе [86] также определен (на примере лазера "Стандарт" [12]) сдвиг частоты из-за смещения электрического нуля тракта обратной связи АПЧ. Аналогичное действие может оказывать синфазная наводка опорного сигнала на канал обратной связи [53]. Сдвиг обратно пропорционален доле мощности излучения лазера, падающей на фотоприемник системы АПЧ [86]. Путем экстраполяции этой зависимости к бесконечной мощности излучения такой сдвиг может быть устранен [53].

Аналитическое исследование сдвигов частоты из-за присутствия четных гармоник в модуляции частоты при стабилизации методом третьей гармоники приводилось в [81]. Расчеты проведены в линейном приближении по амплитуде примеси четной гармоники.

Деформация контура k -й гармоники при добавлении к синусоидальной частотной огибающей четной гармоники номера q описывается с помощью справки к контуру сигнала обратной связи, которая имеет вид

$$\delta u_k = \frac{\partial u_k + q}{\partial \Delta} \cos(\psi_k + \theta_q) + \frac{\partial u_{1k} - q}{\partial \Delta} \cos(\psi_k - \theta_q), \quad (11)$$

где ψ_k, θ_q — сдвиги фаз опорного сигнала и помехи относительно сигнала модуляции.

Появление суммы и разности номеров гармоник указывает, что модулированный контур может, подобно нелинейному элементу, служить источником смешивания флуктуаций [87].

Механизм образования сдвига частоты из-за присутствия четных гармоник в модуляции сходен с действующим асимметрии контура пика насыщенного поглощения (в работе [84] этот эффект для случая ПАМ назван несимметричностью спектра частотной модуляции). Однако расчеты показали, что сходство является чисто качественным. Зависимость сдвига от амплитуды девиации частоты определяется источником искажений, вызвавших примесь четной гармоники. Если причиной искажений является квадратичная нелинейность пьезомодулятора, то сдвиг близок к квадратичному по амплитуде девиации частоты. Если же вторая гармоника содержится в исходном модулирующем сигнале, то характер зависимости определяется индивидуальными свойствами источника или ослабителя сигнала. При малой амплитуде девиации сдвиг может неограниченно возрастать.

В работе [88] измерен уровень нелинейных искажений, вносимых пьезоцилиндром из керамики ЦТС-19. Использован компенсационный метод противофазной модуляции двух идентичных керамик от одного источника сигнала. При этом составляющие модуляции частоты излучения, пропорциональные исходному сигналу, вычитаются, а составляющие, вызванные только нелинейностью керамики — складываются. Измерения показали, что относительный уровень второй гармоники в перемещении зеркала составляет 10^{-5} при амплитуде перемещения 0.0015 мкм.

Перечисленные результаты показывают, что сдвиги частоты из-за искажений сигналов в системе АПЧ эффективно поддаются устранению.

4.3. Сдвиги частоты из-за фундаментальных факторов

Известны следующие основные возможные причины сдвига частоты лазерных стандартов, связанные с принципами генерации излучения и общими условиями наблюдения резонансов мощности [3, 9, 23, 76]: столкновения частиц в поглощающей среде; неоднородность поля, усиления и потерь по сечению пучка, ведущая к "нелинейному резонансному дифракционному (линзовому)" эффекту; неустранный продольный эффект Доплера; неравенство интенсивностей насыщения компонент дублета отдачи; квадратичный (поперечный) эффект Доплера. В зависимости от области спектра и конструкции ЛСНП на первый план могут выходить различные механизмы из перечисленных.

Наибольшее число систематических исследований внутренних причин сдвигов частоты приходится на He-Ne /¹²⁷J₂ лазер (633 нм) [46, 51, 57-61, 81-83, 86] и на Ag⁺ /J₂ лазер (514 нм) [23]. Перенос основного внимания с технических погрешностей на внутренние механизмы сдвига частоты лазера на 633 нм был стимулирован в начале 80-х годов обнаружением в работах [51, 89] асимметрии иодных пиков и осознанием этой асимметрии, как основной причины сдвигов частоты, в обзоре [9]. Кроме того, первое, косвенное, указание на асимметрию пиков, как, по-видимому, на основную

причину "модуляционных" сдвигов частоты, т.е. наблюдаемых зависимостей сдвигов частоты от амплитуды девиации частоты, содержится в работе [82].

В аналогичных системах (He-Ne лазерах, стабилизированных по лэмбовскому провалу [6], CO₂/OsO₄ лазерах [59] и He-Ne/CH₄ лазерах [90]) асимметрию контуров оптических реперов удалось объяснить линзоподобными свойствами нелинейной резонансной среды. Аналогично и в He-Ne/J₂ лазере (633 нм) первые модели асимметрии иодных пиков [58, 59] основывались на рассмотрении линзоподобных свойств J₂-ячейки, хотя в ранних работах содержатся качественные указания на прочие возможности появления асимметрии, например, на столкновения в парах иода и эффект Фано [51].

Качественная схема, поясняющая образование линзового сдвига частоты [76], состоит в следующем. На низкочастотном склоне пика насыщенного поглощения показатель преломления поглощающей среды убывает (это соответствует возрастанию частоты излучения при нелинейном затягивании к центру линии поглощения). Профиль показателя преломления при умеренном насыщении повторяет профиль интенсивности светового пучка. Это ведет к самофокусировке излучения, т.е. к образованию нелинейной газовой линзы в поглощающей ячейке. При перестройке частоты на высокочастотный склон пика линза меняет знак. Вызванное этим изменение ширины пучка ведет к изменению усиления (через модовый объем) и дифракционных потерь и, как следствие, к изменению мощности излучения. Таким образом, контур мощности приобретает поправку дисперсионной формы, привязанную своим центром к центру пика. Появление поправки к контуру пика, имеющей другую симметрию, ведет к сдвигу частоты ЛСНП. Описанная схема легла в основу расчетов, проведенных в [58, 59]. В работе [59] на основе полуклассической теории генерации газового лазера была рассчитана величина нелинейного затягивания частоты (она может быть также измерена [91]) и модуляция ширины пучка. В качестве источника модуляции мощности рассматривался модовый объем излучения в активной среде. Полученная относительная величина примеси дисперсионного контура к лоренцовскому контуру пика ($\approx 6\%$) удовлетворительно согласуется с наблюдаемой в He-Ne/¹²⁷J₂ лазерах (633 нм) величиной модуляционного сдвига частоты (~ 10 кГц/МГц)[1–12] и с измеренной в той же работе относительной разностью боковых экстремумов контура второй гармоники. В работе [59], однако, не рассматривался знак сдвига частоты и не исследовались его зависимости от давления, мощности излучения и степени диафрагмирования резонатора. Полученное в работе [59] совпадение эффектов по величине не является достаточным основанием для сделанного авторами вывода о роли линзового эффекта. Для пояснения рассмотрим аналогичные эффекты в He-Ne/CH₄ лазере (3.39 мкм). Во всех работах [90, 92, 93], содержащих доказательства линзового происхождения асимметрии CH₄-пиков, наблюдались, независимо от деталей эксперимента, сдвиги частоты в высокочастотную сторону при убывании диаметра капилляра активного элемента и мощности и при росте амплитуды девиации частоты. Это согласуется с описанной выше качественной картиной. В то же время модуляционный сдвиг частоты в He-Ne/J₂ лазере (633 нм) всегда происходит в низкочастотную сторону. В работе [58] в попытке объяснения этого противоречия учтена геометрия резонатора и степень насыщения поглощающего перехода. Распространение гауссова пучка в резонаторе описано в формализме ABCD-матрицы. Вблизи сферического зеркала, у которого, по допущению авторов, расположена диафрагма, приращение радиуса гауссова пучка из-за газовых линз дается выражением

$$\delta\omega / \omega = F_1 c_g + F_2 c_a, \quad (12)$$

где c_g, c_a — оптические силы газовых линз в активном элементе и ячейке; F_1, F_2 — геометрические множители. Из условия $F_2 = 0$ следует

$$L = \frac{1}{2} \left[R \pm \sqrt{R^2 - \frac{4l_a^2}{3} - 4l_1(l_1 + l_a)} \right], \quad (13)$$

выражение L дано с учетом квадратичных поправок [94, 95]; l_g, l_a — длины активных промежутков; l_1 — расстояние от торца ячейки до плоского зеркала; l_2 — расстояние между торцами трубки и ячейки; R — радиус сферического зеркала. При расположении ячейки у плоского зеркала существует комбинация параметров, при которой F_2 обращается в 0 и меняет знак. При этом резонатор близок к полуконфокальному [91]. При увеличении кривизны зеркал в сторону приближения резонатора к концентрическому сдвиг частоты происходит в синюю сторону, однако такой резонатор не использовался в известных экспериментах.

Другая возможность объяснить противоречие в части направления сдвига частоты связывалась в [58] с учетом особенностей профиля показателя преломления по сечению пучка при сильном насыщении поглощающего перехода. На рис. 14 показаны рассчитанные в рамках полуклассической теории зависимости оптической силы газовой линзы от расстройки частоты стоячей

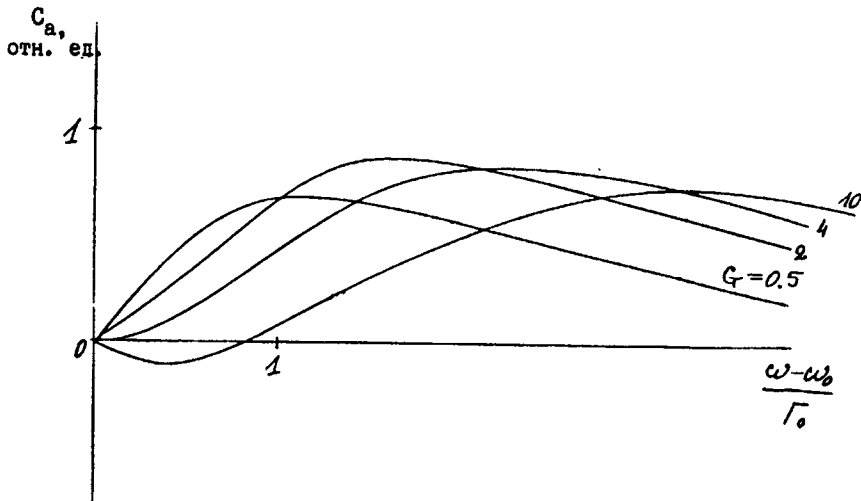


Рис. 14. Зависимость оптической силы газовой линзы от частотной расстройки оптической моды по отношению к центру линии поглощения. (Цифры у кривых указывают значение насыщающей мощности)

волны относительно центра линии перехода. При безразмерной интенсивности, превышающей 2.45, знак линзы вблизи центра линии изменяется на противоположный. Отсюда авторы [58] сделали вывод о смене знака сдвига частоты и получении согласия с экспериментом. Однако в работе [60] обращено внимание на необходимость учета полевого уширения контура пика при расчете этого сдвига, и обнаружено, что знак линзы изменяется лишь в узкой области вблизи центра уширенного пика. Из-за этого высокочастотное

направление расчетного линзового сдвига частоты сохраняется и при сильных насыщениях. В работе [60] на основе полученных в [58] выражений построены зависимости сдвига частоты и крутизны его зависимости по амплитуде девиации частоты от давления паров иода (рис. 15). Из расчета следует неубывание крутизны модуляционного сдвига при уменьшении давления за пределами пролетной области, в то время как в экспериментах [82, 96] наблюдалась зависимость, близкая к прямопропорциональной.

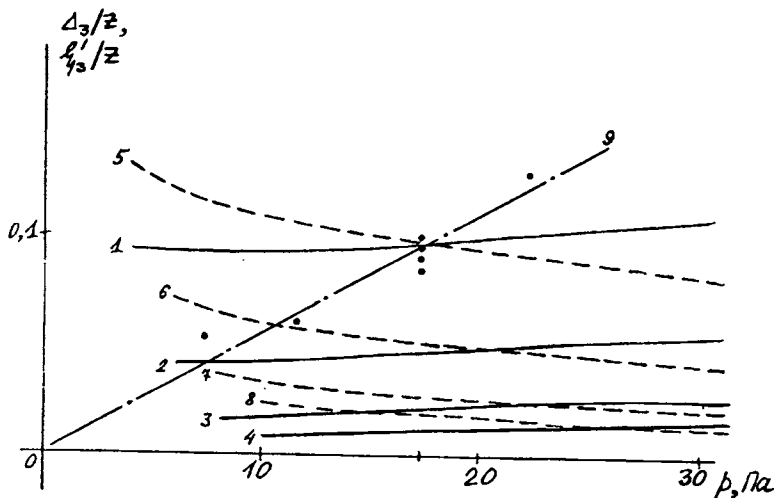


Рис. 15. Зависимость расчетного линзового сдвига частоты и крутизны его зависимости от амплитуды девиации от давления паров иода: 1-4 - сдвиг частоты; 5-8 - крутизна модуляционного сдвига; 9 и точки - эксперимент. Значение безразмерной интенсивности при $p=0$: 1,5 - $G_0=10$; 2, 6 - $G_0=20$; 3, 7 - $G_0=36$; 4, 8 - $G_0=50$

В пролетной области, т.е. при столь малых давлениях, когда длина свободного пробега превышает диаметр пучка, линзовый эффект исследовался в работе [97]. Получено, что сдвиг частот становится при уменьшении давления сколь угодно малым. Однако для He-Ne / $^{127}J_2$ лазера пролетная область, в силу большого молекулярного веса J_2 , находится за пределами области, исследованной в [60].

Таким образом, описанные попытки объяснить наблюдаемые сдвиги частоты He-Ne / J_2 лазера (633 нм) самофокусировкой гауссова пучка в поглощающей ячейке не имели успеха и в конечном итоге ведут к необходимости искать для объяснения основной составляющей сдвига другую причину.

Систематическое сопоставление результатов расчета [58] с изменениями модуляционного сдвига частоты проведено в работе [61]. Величина предполагаемого сдвига в эксперименте варьировалось за счет смены в резонаторе зеркал различных радиусов. Фактор F_2 (см. выражение (13)) при этом изменялся от -1.9 до -3.3 . При этом изменении модуляционного сдвига частоты зафиксированы не были.

Возможно, однако, что самофокусировка излучения в поглощающей ячейке явилась причиной непонятных авторам работы [98] сдвигов частоты до $\sim 10^{-1}$ ширины пика (100 кГц) в высокочастотную сторону, возникших при разбюстировке резонатора. Эти сдвиги сопровождались уменьшением крутизны модуляционных сдвигов. Авторы [98] не сообщают о зависимости от направления разбюстировки, характерной для ПАМ. Результат [98], весь-

ма похожий на линзовый сдвиг частоты, требует осторожного отношения к заключению о полном отсутствии линзовых сдвигов в лазере на 633 нм. В этой связи полезна рекомендация [58, 94, 95] выбирать геометрические параметры резонатора из условия $F_2 = 0$, проще говоря, использовать полуконфокальный резонатор.

В работах [61, 81, 99] в качестве причины асимметрии пиков, обусловившей сдвиг частоты He-Ne / $^{127}\text{J}_2$ лазера (633 нм), рассматриваются столкновения в парах иода. Общая теоретическая модель была завершена в приближении слабого поля. Образование асимметрии в этой модели слабых столкновений обусловлено скоррелированными в каждом акте столкновения сдвигом фазы и изменением скорости осцилляторов. В зависимости от среднего угла рассеяния θ реализуются две возможности. При $\theta \lesssim \Gamma / ku$ (Γ — однородная полуширина, ku — параметр неоднородного уширения) решение квантово-кинетических уравнений дает симметричный контур резонанса мощности, смещенный на величину ударного сдвига Δ_0 относительно центра линии поглощения. В противоположном случае ($\theta \gg \Gamma / ku$) для контура следует выражение

$$J \sim 1 + \left[\frac{\gamma^2}{4} + (\omega - (\Delta_0 + \Delta_1)) \text{Im} \frac{2\beta_{mn}}{(ku)\theta} \right] \left[(\omega - (\Delta_0 + \Delta_1))^2 + \frac{\gamma^2}{4} \right], \quad (14)$$

где $\Delta_1 = \text{Im } \nu_{mn}$; β_{mn} , ν_{mn} — недиагональные члены интеграла столкновений. Контур пика представляет собой суперпозицию лоренцовского и дисперсионного контуров. В модели [68] как сдвиг центра лоренцовского контура $(\Delta_0 + \Delta_1)$, так и доля δ дисперсионного контура в суперпозиции (14) пропорциональны частоте двойных упругих столкновений с изменением скорости. В работе [81] проведено аналитическое исследование зависимостей сдвига частоты ЛСНП от амплитуды девиации и номера гармоники при настройке на пик в форме суперпозиции лоренцовского и дисперсионного контуров. Расчетный контур гармоники номера K отличается от (10) множителем $\exp(i\delta)$, где δ — малая примесь дисперсионного контура. Из полученного вида контура следует зависимость сдвига частоты и крутизны модуляционного сдвига от k , m :

$$\begin{aligned} \xi_k / \delta &= (1 + m^2)z; \\ \xi_k' / \delta &= mz(1 + z), \end{aligned} \quad (15)$$

где $z = (1 + k \sqrt{m^2 + 1})^{-1}$. В работе [81] расчеты не связывались с конкретным механизмом асимметрии (указано, что ПАМ, расположение пика на склоне контура мощности, линзовый и поляризационный эффекты приводят к одинаковой деформации пика). Однако обращено внимание на то, что пропорциональность крутизны модуляционного сдвига частоты по отношению к давлению (см. рис. 15) хорошо объясняется моделью слабых столкновений (в выражении (15), связывающем крутизну ξ_k' и степень асимметрии δ , правая часть слабо зависит от давления). Расчеты сдвига и асимметрии из-за слабых столкновений в рамках несколько отличающейся модели проводились также в работе [61]. По оценке авторов [61], условие $\theta \gg \Gamma / ku$ в данной системе не выполняется. Поэтому проведено повторное интегрирование квантово-кинетических уравнений при условии $\theta \lesssim \Gamma / ku$, которое привело к симметричному профилю пика. В расчете [61] пренебрежение модуляции заселенностей позволило получить для контура пика аналитическое выраже-

ние, причем интеграл столкновений учтен как малое возмущение в квантово-кинетических уравнениях. Расчет привел к следующему виду столкновительной поправки к контуру пика:

$$\delta J \sim G \zeta^2 \left[C^6 - B(A+B)C^4 - AB^2(B-A)(C^2 + 4AB) \right] A^{-3} B^{-5} C^{-5}, \quad (16)$$

где $A = \sqrt{1 + \zeta^2}$; $B = \sqrt{1 + \zeta^2 + 2G}$; $C = \sqrt{(A+B)^2 - 4\zeta^2}$.

На основе (16) численно рассчитывался модуляционный сдвиг частоты, при этом для ширины пика использовались данные из [55], а безразмерная интенсивность рассчитывалась по оценке матричного элемента дипольного момента перехода $d = 4 \cdot 10^{-31}$ Кл·м [57]. При этом, как следует из расчетов [61], крутизна модуляционного сдвига падает при уменьшении давления, но не пропорционально ему, а существенно быстрее (см. рис. 16). Проведенные авторами измерения дали качественно сходный вид зависимости. Согласно модели [61] он связан уже не с уменьшением частоты двойных столкновений, а исключительно с ростом насыщения перехода при малых давлениях, при которых вклад поправки (16) убывает как $G^{-3/2}$.

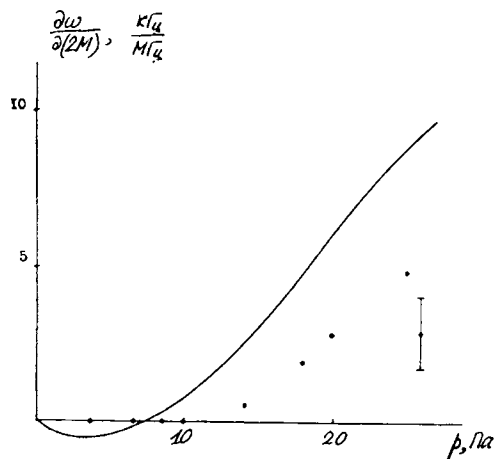


Рис. 16. Расчетные и экспериментальные зависимости крутизны модуляционного сдвига частоты в зависимости от давления паров иода (безразмерная интенсивность указана)

В работе [99] проведено сравнительное сопоставление противоположных результатов [61, 81] с экспериментом [82]. Из выражения (16) следует, что сдвиг частоты при росте амплитуды девиации и сдвиг при росте давления происходят в противоположные стороны в явном противоречии с экспериментом. При уменьшении амплитуды девиации до нуля в эксперименте [82] частота лазера, стабилизируемого по третьей, пятой и седьмой гармоникам, различалась не более чем на $\sim 10^{-3}$ ширины пика. Анализ [99] показывает, что в рамках модели [61] это невозможно.

Это приводит к выводу о том, что реальный контур иодного пика близок к суперпозиции лоренцовского и дисперсионного контуров и реализуется ситуация с $\theta \gg \Gamma / \kappa u$. Как указывалось выше, это следует и из линейности зависимости ширины пиков от давления.

В работе [99] также показано, что практически идеальная линейность зависимости сдвига от амплитуды девиации, наблюдавшаяся у лазеров различной конструкции [82], находит объяснение, только если допустить, что контур пика отличается от точной суперпозиции лоренцовского и дисперсионного контуров.

Влияние неустраненного продольного эффекта Доплера в He-Ne / J_2 лазерах не исследовалось, однако оценки его величины могут быть сделаны на основании данных, полученных с He-Ne / CH₄ лазером. Эффект во внешней ячейке наблюдался на $F_2^{(2)}$ линии метана [100], теория разрабатывалась в [101-103] в приближении слабого поля и в [104-107] при произвольном насыщении. Впервые попытка наблюдения эффекта в He-Ne / CH₄ лазере предпринималась в [108, 109] на E-линии метана, впоследствии те же авторы установили некорректность проведенного исключения линзовых сдвигов частоты и в [110] уточнили величину эффекта.

Сдвиг вызывается пролетным переносом состояния взаимодействующих с излучением частиц из одних областей сферического волнового фронта в соседние. В сходящейся (или расходящейся) бегущей световой волне частота оптического поля в системе отсчета частицы под влиянием продольного эффекта Доплера монотонно возрастает (или соответственно убывает) во времени. В работе [109] этот процесс схематически представлен как перенос провалов Беннета. При всей ее простоте эта модель добавочных сдвинутых провалов привела к полукачественной формуле, согласующейся, как нетрудно убедиться, с аналогичным выражением (92) из последовательного расчета [101] и, по-видимому, правильно описывающей основные черты сдвига:

$$\Delta\nu = \beta T e^{-2k^2 / w^2} (ku) \frac{h}{2R}, \quad (17)$$

где w — радиус гауссовского пучка; T — коэффициент пропускания зеркала; β — феноменологический коэффициент "перехода молекул из одной области пучка в соседние"; R — радиус зеркала; h — глубина проникновения молекул; ku — параметр неоднородного уширения. В стоячей сферической волне эффекты от сходящейся и расходящейся волны взаимно компенсируются. Поэтому неудивительно, что авторы работ [102, 103] получили нулевой сдвиг частотных резонансов из-за кривизны волнового фронта, рассматривая идеальную стоячую волну.

В работах [100, 109] варьировались радиус кривизны и коэффициент бегучести поля в ячейке за счет смены зеркал с различным коэффициентом пропускания и кривизной. В [100] получен синий сдвиг репера при наблюдении в расходящейся волне и красный — в сходящейся волне. В работе [109] для наблюдения сдвига предварительно требовалось исключить линзовый сдвиг, также зависящий от кривизны зеркал. Это было сделано экстраполяцией частоты излучения к нулю мощности. Однако линзовый сдвиг при нулевой мощности максимален [109] и поэтому не был исключен, исказив результат измерений.

В работе [110] измерения проведены в пролетной области давлений метана, где линзовый эффект пренебрежимо мал [97]. Основная доля сдвига подавлена за счет совмещения центра метановой ячейки с перетяжкой пучка. Весь наблюдаемый эффект связан при этом со смещением перетяжки вдоль оптической оси из-за линзоподобных свойств активного элемента. В работе рассматривалась линза усиления, связанная с распределением плотности электронов и профилем мощности. Коэффициент бегучести волны в ячейке был порядка 1% (как и коэффициент пропускания зеркала, у которого уста-

новлена ячейка). Наблюдались сдвиги не более $(1-2) \cdot 10^{-13}$ из-за распределения электронов в разряде и 10^{-13} мкВт из-за профиля мощности. Из выражения (17) следует, что в He-Ne / J_2 лазере эффект должен быть того же порядка величины.

Главное отличие He-Ne / $^{127}J_2$ лазера на длине волны 612 нм от лазера 633 нм заключается в исключительно сильном насыщении линии R(47)9-2 (при температуре отстрочка иодной ячейки -5°C и выходной мощности $\sim 10^2$ мкВт из (6) следует, что $G \sim 10^2$). Отношение коэффициента поглощения линии R(47) к фоновому поглощению также на 2-3 порядка выше, чем у линии R(127)11-5, поэтому достигается контраст пиков во внутриврезонаторной ячейке, равный нескольким процентам [15, 64]. Перечисленные факторы приводят к 10-кратному полевому уширению пиков, сильным нелинейному затягиванию частоты к центру линии поглощения и насыщению поглощения запрещенных переходов [112]. При этом действие факторов, обычно несущественных для лазера на 633 нм, значительно усиливается. В частности, модуляционный сдвиг частоты, наблюдаемый на различных компонентах СТС, может отличаться знаком из-за соседства запрещенных компонент [112]. Нелинейное затягивание частоты ведет к появлению искажений девиации частоты, привязанных к пику насыщенного поглощения. Эти искажения в лазере на 633 нм очень малы и по оценкам [22, 91] приводят к сдвигу 10^{-5} ширины пика, а в лазере на 612 нм они не оценивались. Однако аналогичные погрешности наблюдались в He-Ne / CH₄ лазере, где обнаруживалось отсутствие выигрыша при стабилизации частоты по третьей гармонике по сравнению с первой. В работе [64] отмечалось, что, несмотря на высокий контраст пиков при малом давлении паров иода, погрешность воспроизведения частоты не ниже погрешности, наблюдаемой у лазера на 633 нм.

В настоящее время только линия R(127)11-5 из-за ее низкого коэффициента поглощения не наблюдалась методом насыщенного поглощения во внешней ячейке. Во всех остальных случаях предпочтение отдается наблюдению сигнала во внешней ячейке. Исследованные комбинации, не вошедшие в число рекомендованных в качестве эталонных, представлены в табл.2. В ряде случаев [38] запуск лазера с внутренней ячейкой не осуществлен из-за малости коэффициента усиления, в других [32, 33, 36, 113] переходом к внешней ячейке удается уменьшить фактор полевого уширения и ряд технических сдвигов [41]. Однако ни одна из принципиальных причин сдвига частоты не устраняется. Например, содержащееся в [113] предположение об исчезновении линзового сдвига частоты в ЛСНП с внешней ячейкой не соответствует действительности. Такой сдвиг наблюдался в CO₂ / OsO₄ лазере [89]. Самофокусировка в OsO₄ ячейке, обусловленная линзой показателя преломления, привела к резонансному изменению радиуса пятна пробной волны на выходе из ячейки. Асимметрия отклика наблюдалась как относительная разность экстремумов контура первой производной и меняла знак при перемещении малоразмерного фотоприемника от центра пятна к периферии (рис. 17). При фокусировке полного светового потока на площадку фотоприемника асимметрия значительно ослабляется. Максимальный сдвиг составил $\sim 10^{-2}$ ширины пика при расстоянии от ячейки 4 м.

При стабилизации по внешней ячейке применяются как однопроходные [114], так и многопроходные, помещенные в высокодобротный резонатор Фабри-Перо [113], ячейки. В последнем случае удается получить значительный выигрыш в величине полезного сигнала благодаря повышенной чувствительности коэффициента пропускания резонатора к изменению потерь.

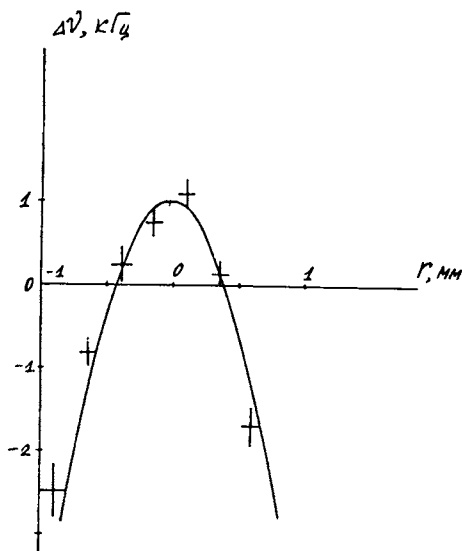


Рис. 17. Зависимость сдвига частот CO_2/OsO_4 лазера из-за самофокусировки во внешней ячейке поглощения от положения фотоприемника пробной волны

Однако в последнем случае возникает дополнительный и специально не исследованный источник сдвига частоты: неточное согласование резонатора с пучком излучения, неточная настройка его длины на вершину характеристики пропускания. Все же в работе [113] наблюдалась невысокая разность частот двух однотипных лазеров такой конструкции: $\sim 6 \cdot 10^{-13}$ (10^{-4} ширины иодных пиков).

В Ag^+/J_2 лазерном спектрометре впервые [23] наблюдается сдвиг иодных резонансов из-за эффекта отдачи. Расщепление дублета отдачи на линии 515 нм составляет ≈ 5 кГц при ширине резонансов 225 кГц. Поэтому расщепление косвенно определялось по сдвигу трехуровневых кросс-резонансов (кроссингов), который они приобретают по отношению к первоначальному симметричному положению между расщепленными "обычными" резонансами с $\Delta F = \Delta J$ и $\Delta F = 0$. Сдвиг кроссингов вызван тем, что, как видно из рис.18, они образуются при перекрытии провалов в заселенности общего (на рис. 18 — нижнего) уровня, сдвинутых из-за эффекта отдачи в одну и ту же сторону. Погрешность частотных измерений составила ± 100 Гц для основных пиков и ± 500 Гц для кроссингов при поочередной настройке одного из лазеров на исследуемые компоненты. Систематический сдвиг между лазерами был на порядок выше и вызывался кривизной волнового фронта в ячейке.

Амплитуда кроссингов, имеющих общий нижний уровень, оказалась на 60% больше, чем у резонансов с общим верхним уровнем. Это вызвано неравенством интенсивностей насыщения заселенностей уровней. Последние зависят от постоянных релаксаций заселенностей γ_a, γ_b [23], существенно различных из-за радиационного и преддиссоционного распада состояния B . С другой стороны, в пролетном режиме $\gamma_a = \gamma_b$. Изменение соотношения между γ_a и γ_b ведет к изменению соотношения амплитуд компонент в дублете и к мощностному сдвигу частот. В [22] содержится оценка такого сдвига для $\text{Ne}-\text{Ne} / \text{J}_2$ лазера (633 нм): $\lesssim 10^{-12}$ (10^{-4} ширины иодного пика).

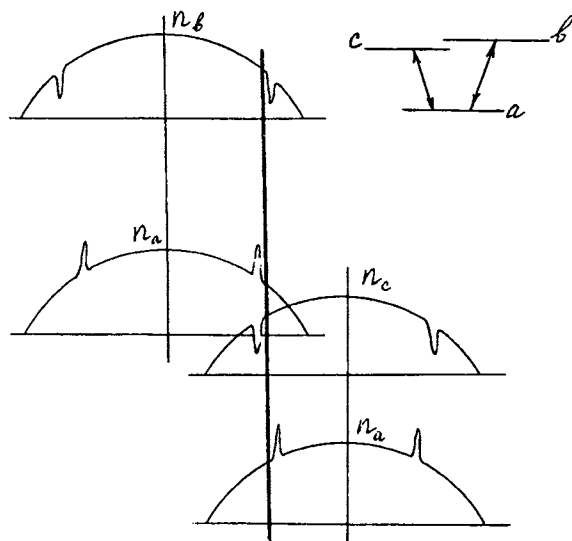


Рис. 18. Схема образования кроссингов

В работе [23] указано, что стабилизация частоты Ar^+ / J_2 лазера по кроссингам устраняет сдвиг частоты из-за эффекта отдачи, однако, с другой стороны, кроссинги подвержены большому световому сдвигу.

Таким образом, на данный момент основными факторами, ограничивающими воспроизводимость частоты лазеров с иодной поглощающей ячейкой, считаются следующие.

Общим и практически самым существенным фактором является неопределенная степень очистки кристаллического иода от растворенных в нем примесей, главным образом, воды, получаемая в рамках общедоступной технологии наполнения и обезгаживания ячеек. Достижение уровня сдвигов $\sim 10^{-12}$ требует проведения тонких измерений давления остаточных газов в ячейке на специально создаваемой для этого аппаратуре [47, 48].

Вторым общим фактором, систематически не исследованным экспериментально, является присутствие в спектрах насыщенного поглощения иода множества слабых резонансов, связанных с запрещенными переходами между сверхтонкими подуровнями. По-видимому, их присутствие может быть самостоятельной причиной сдвига частоты от изменения внешних параметров лазера. Существуют лишь единичные изолированные резонансы. В $\text{Ne}-\text{Ne} / ^{127}\text{J}_2$ лазере (633 нм) основной причиной наблюдаемых зависимостей сдвига частоты от изменения внешних параметров лазера является столкновительная асимметрия пиков, возможно, с некоторой примесью асимметрии из-за самофокусировки в иодной ячейке. На частоту лазера на 612 нм с внутренней J_2 -ячейкой, по-видимому, влияет комплекс тех же факторов, но их действие усугублено чрезвычайно высоким насыщением перехода. В лазерах с внешней ячейкой уменьшается насыщение поглощающего перехода, однако ни один из принципиальных факторов, вызывающих сдвиги частоты, не устраняется, а могут появляться новые; например, неточность согласования пучка с внешним резонатором, в который помещена ячейка [113] или неустранимый продольный эффект Доплера в Ar^+ / J_2 лазере [23], не существенный в случае внутренней ячейки.

В работе [79], посвященной анализу результатов сличений частот ЛСНП (J_2) за 10-летний период констатировано, что одним лишь поддержанием в стандартных пределах нескольких основных параметров лазера (давление паров иода, внутрирезонаторная интенсивность излучения, геометрия резонатора) удалось получить расхождение частот не более нескольких единиц 10^{-11} .

Предпочтительно также в лазерах с внутренней ячейкой использовать резонатор, близкий к полуконфокальному, и располагать ячейку в перетяжке пучка у глухого зеркала.

5. Варианты схем и способов стабилизации частоты

Помимо работ по выяснению возможностей и оптимальных условий традиционной схемы ЛСНП, получили развитие поиски схем и способов стабилизации частоты, нейтрализующих различные ее недостатки.

В работах [19,52, 115-121] основной целью ставилось увеличение отношения сигнала к шуму (ОСШ) при регистрации иодных резонансов, в работах [122-124] снижение рабочего давления паров иода, в [112] — снижение степени насыщения линии $R(47)9-2$.

В двухмодовых $\text{He-Ne}/^{127}J_2$ лазерах наблюдалось увеличение контраста иодных пиков из-за конкуренции продольных мод, а в работе [52] наблюдались резонансы насыщенной дисперсии, проявляющиеся в частоте биений мод. При наблюдении частотных резонансов по первой производной ОСШ составило 10^4 , наблюдались группы компонент a, b, c и h, i, j линии $R(127)11-5$, совпадающие соответственно с высокочастотной и низкочастотной модами. Улучшение ОСШ позволило уверенно стабилизировать частоту при давлениях иода на порядок меньше обычного для данного лазера (17 Па) уровня.

В работах [117-119] была сделана попытка наблюдать аналогичные резонансы по разности межмодовых значений в трехмодовом режиме. А также было указано, что преимуществом режима является увеличение уровня насыщения дисперсии центральной, наиболее интенсивной моды. Однако в [119] наблюдалось увеличение ОСШ только в 2-2.5 раза в сравнении с пиками мощности, что авторы объяснили влиянием технических флуктуаций накачки и взаимодействием мод.

Другой путь увеличения ОСШ состоит в исключении из регистрируемого сигнала постоянного фона лазерного излучения, не связанного с насыщением среды. В работе [120] дана оценка ОСШ при наблюдении сигнала насыщенной флуоресценции паров иода в боковом излучении поглощающей ячейки, помещенной в резонатор лазера. Оценка показала ожидаемое улучшение ОСШ до 10^2 для лазер на 633 нм (это связано с тем, что из-за малого коэффициента поглощения вместе с полезным сигналом в боковом излучении ячейки убывает и мешающий световой поток). В работе [121] высококонтрастные иодные "фазовые" резонансы наблюдались в излучении слабой волны в режиме однонаправленной генерации кольцевого лазера.

В лазерах с внешней ячейкой улучшение ОСШ достигалось при наблюдении насыщения дисперсии в ячейке по изменению поляризации излучения пробной волны в газовой иодной среде, ориентированной излучением сильной встречной волны [19].

В работах [122-124] использовалась многопроходная ячейка (оптическая линия задержки). Первоначальным намерением авторов было увеличение коэффициента поглощения линии $R(127)11-5$ за счет увеличения длины

оптического пути в ячейке. Однако этого сделать не удалось, так как при увеличении длины коэффициент фонового поглощения возрастает пропорционально полезному сигналу, и на одной сверхтонкой компоненте линии $R(127)$ невозможно внутри резонатора наблюдать поглощение выше 0.8% [57]. Наблюдавшееся в работе увеличение контраста до 6% в лазере с межмодовым интервалом 40 МГц, вероятнее всего, было связано с межмодовой конкуренцией. За счет увеличения длины пути излучения имеется, однако, возможность исследовать область низких давлений паров иода, труднодоступную в других случаях.

Недостатком ЛСНП (J_2) с внешней ячейкой является уменьшение полезного сигнала. В работе [112] достигнут выгодный компромисс между уровнем сигнала и уровнем насыщения поглощающего перехода за счет частичной связи ячейки с активным резонатором лазера на длине волны 612 нм. Ячейка располагалась в боковом плече резонатора Майкельсона (рис. 19). Коэффициент связи устанавливался выбором коэффициента отражения светоделителя.

Ряд работ [78, 81, 89] посвящен усовершенствованию процедуры формирования дискриминационной характеристики с конечной целью снижения чувствительности ее центра к асимметрии пика. По мере расширения приме-

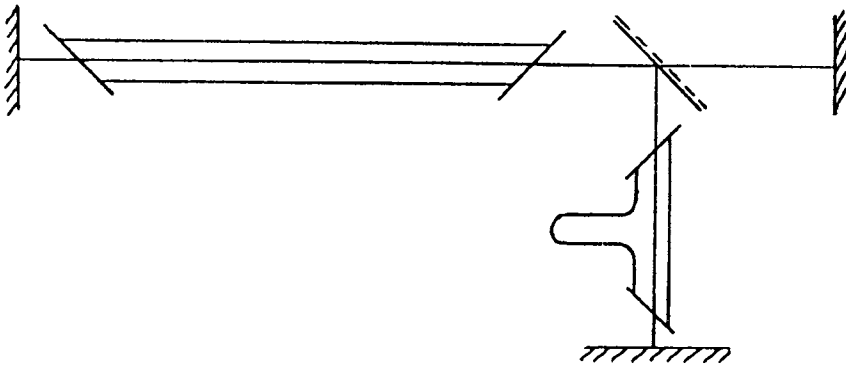


Рис. 19. Оптический резонатор с частичной связью ячейки с активным резонатором

нения микропроцессорной техники непосредственно для управления режимами ЛСНП [125, 126], результаты упомянутых работ, по-видимому, могли бы быть использованы при создании гибкого алгоритма управления частотой лазера на основе физической модели.

Введение эмпирических поправок к частоте излучения для исключения вклада давления, температуры стенок и мощности излучения широко практикуется [79]. В работе [89] экспериментально, а в [81] теоретически показано, что информация о величине сдвига частоты содержится непосредственно в параметрах дискриминационной кривой [89] и в поведении сдвига частоты в зависимости от амплитуды девиации и от номера регистрируемой гармоники [81]. В работе [89] на примере эффекта самофокусировки пробной волны во внешней OsO_4 ячейке найден коэффициент пропорциональности между измеренным сдвигом частоты CO_2/OsO_4 лазера и относительной разностью экстремумов контура первой производной резонанса мощности. Введение поправки в [89] снизило разброс частот с 10^{-9} до 10^{-11} . В работе [81] показана

корреляция между сдвигами частоты и крутизной модуляционных сдвигов у ЛСНП (J_2), участвовавших в международных сличениях [10]. На основе соотношения между указанными величинами (см. (15)), следующего из модели суперпозиции лоренцовского и дисперсионного контуров, вводилась поправка к частотам лазеров и наблюдалось уменьшение разброса частот. С учетом поздних данных [99], согласно которым реальный контур пика отличается от точной суперпозиции лоренцовского и дисперсионного контуров, расчет поправки, по-видимому, должен быть уточнен. В работе [78] исследовались общие закономерности поведения сдвигов частоты, связанные с модуляционным методом формирования дискриминационной кривой, и взаимная маркировка составляющих сдвига частоты, вызванных асимметрией пика и четными гармониками в девиации частоты.

Деформация пика, близкого к лоренцовскому, в общем виде описывалась с помощью разложения

$$J = \sum_{n=0}^N [a_n \operatorname{Re} y^{-(n+1)} - b_n \operatorname{Im} y^{-(n+1)}], \quad (18)$$

где $y = 1 + i\zeta$.

Это разложение при бесконечном продолжении ряда не обладает свойством единственности, однако его преимуществом является наилучшая приспособленность к результатам расчета амплитудных и частотных характеристик лазера методом возмущений по оптическому полю (характеристики имеют вид рациональных функций от частотной расстройки). Для каждого приближения ряда теории возмущений расчет по (18) дает точное выражение для сдвига частоты, имеющее вид

$$\zeta_k = \sum_{n=0}^N (b_n / c_0) F_n(k, m), \quad (19)$$

где $F_n(k, m) = \frac{(-1)^n}{n!} x^{n-1} P_n(x)(k+x)^{-1} \sim (k/m)^{n-1}$ — базисные функции разложения, не зависящие от причины асимметрии, $x = (m^2 + 1)^{-1/2}$; P_n — полиномы, рассчитанные в [78].

Из общего рассмотрения [78] следует, что изменение вклада различных факторов в полную асимметрию может лишь изменить соотношение между составляющими F_n , а также параметр m , зависящий от ширины пика.

При конечном числе членов в (19) поправка к частоте излучения может быть найдена с точностью до b_1 методом наименьших квадратов по разностям модуляционных сдвигов частоты при стабилизации лазера по различным гармоникам. Из соображений упрощения выражения следует неожиданное условие увеличения давления поглощающей среды для достижения режима слабого поля в ячейке.

Поскольку все вспомогательные данные в описанной процедуре введения поправки определяются непосредственно в режиме стабилизации частоты, то возможна непрерывная коррекция частоты в реальном времени работы лазера.

6. Альтернативные варианты выбора нелинейного поглотителя в качестве источника оптических частотных реперов видимого диапазона

Исходя из вышеизложенного, линии иода $R(13)43-0$ и особенно $R(26)62-0$ по ширине и относительной простоте наблюдения находятся вне реальной конкуренции. Линия $R(47)9-2$, благодаря высокому контрасту и невысокой ширине, также представляет значительные удобства. У линий $R(13)$ и $R(47)$, кроме того, существуют изолированные компоненты СТС.

Ничего этого нельзя сказать о линии $R(127)11-5$ (633 нм), контраст пиков насыщенного поглощения которой составляет 10^{-3} , полуширина пиков — от 1,5 до 2 МГц, а изолированных компонент нет. Однако недостатки этой линии не исчерпываются перечисленными. Ее низкочастотное крыло и крыло линии усиления $\text{He}-^{20}\text{Ne}$ лазера совмещаются с более сильной линией $R(33)6-3$ (центр ее смещен на 900 МГц, а ближайший пик "а" — на 390 МГц от центра линии ^{20}Ne). При этом генерация на половине контура усиления подавлена, и 7 компонент из 21 ("О-и") в лазере с простым резонатором никогда не наблюдались (они наблюдались в лазере с селектором продольных мод [41]). Наблюдение "k-n" также затруднено, так как требует применения активной смеси с чистым изотопом ^{20}Ne и короткого резонатора с длиной, не превышающей 20 см. Рекомендованный пик "i", почти совпадающий с центром линии ^{20}Ne , оказывается на склоне контура мощности излучения. Вместе с тем не удается непосредственно наблюдать и компоненты линии $R(33)$ (а только с селекцией продольных мод), контраст которых выше на 1-2 порядка, а частотные расщепления в группах выше в 1,5-2 раза, чем у $R(127)$.

Описанное стечение неблагоприятных обстоятельств натолкнуло авторов работы [127] на вывод о необходимости рассмотреть альтернативные варианты выбора насыщенного поглотителя для $\text{He}-\text{Ne}$ лазера (633 нм). Было предложено исследовать Br_2 и Se_2 . О работах с $\text{He}-\text{Ne}/\text{Se}_2$ лазером авторам неизвестно, а $\text{He}-\text{Ne}/\text{Br}_2$ лазер был исследован в [128]. Наблюдались линии $R(57)17-7$ изотопа $^{79}\text{Br}_2$ с ^{20}Ne и $R(129)12-4$ $^{81}\text{Br}_2$ с ^{22}Ne . Вид полученных в работе сигналов показывает, что никаких преимуществ по ширине (добротности) резонансов насыщенного поглощения по сравнению с линией $R(127)11-5$ $^{127}\text{J}_2$ нет, по крайней мере, при давлении паров брома ~ 20 Па. О контрасте резонансов не сообщается, однако обе наблюдаемые линии возбуждаются из высоких колебательных состояний, следовательно, имеют низкий коэффициент поглощения. Для повышения контраста пиков стенки ячеек нагревались, оптические поверхности окон быстро деградировали. Отсюда можно сделать вывод, что использование чистых изотопов брома практических преимуществ не дает. К сожалению, поглощение естественного брома, т. е., в частности, смешанной молекулы $^{79}\text{Br}^{81}\text{Br}$, по-видимому, еще не исследовалось.

Рассмотрим для сравнения ряд других упомянутых в разное время в литературе кандидатов на роль поглотителя. Предпочтение должно быть отдано, очевидно, симметричным двухатомным молекулам как имеющим максимальное время жизни состояний благодаря запрету большинства переходов, в частности, инфракрасных колебательно-вращательных переходов. В табл. 5 представлены данные о некоторых симметричных двухатомных молекулах. Естественное (радиационное) время жизни верхнего состояния молекул Na_2 и K_2 соответствует ожидаемой ширине пиков насыщенного поглощения $(4\pi)^{-1} \sim 10$ МГц, что лишь незначительно уступает пикам линии $R(127)$. Меньшее время жизни обусловлено хорошо разрешенным колеба-

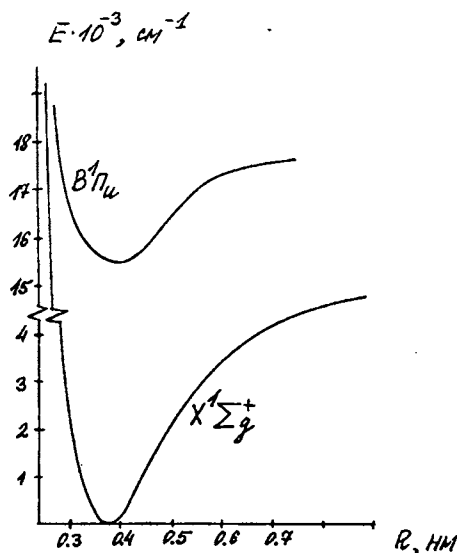
тельным переходом: потенциальные кривые молекулы K_2 , например, расположены наиболее благоприятным образом (рис. 20). Благодаря этому, например, сильное поглощение излучения He-Ne лазера (633 нм) в парах калия

Таблица 5

Температуры возгонки паров до давления 100 мТорр и времена жизни возбужденных состояний молекул

Молекула	$t, ^\circ\text{C}$	$\tau, \text{нс}$
J_2	12.1	$> 10^3$
Na_2	355	7
K_2	269	9
Cs_2	200	—
S_2	137	—
Se_2	287	—
Te_2	432	—
Br_2	-80	—
In_2	1042	—

наблюдалось при крайне низкой плотности паров (при нагреве кюветы всего до 180°C). В работах [129, 130] идентифицированы линии $R(46)14-2$,

Рис. 20. Потенциальные кривые молекулы K_2

$R(18)16-4$, $R(85)22-6$ и $P(86)25-8$, совпадающие с линией He-Ne лазера. По-видимому, с учетом большего поглощения, чем у $^{127}J_2$ на данной длине волны, He-Ne/ Na_2 и He-Ne/ K_2 лазеры могли бы быть неплохой, хотя и не лучшей, заменой He-Ne/ $^{127}J_2$ лазера. Недостатком щелочных металлов является агрессивность и необходимость нагревать ячейку. Однако те же недостатки присущи и He-Ne/ J_2 лазеру с нагреваемой ячейкой.

Времена жизни возбужденных состояний Se_2 , Te_2 и In_2 авторам неизвестны. Однако исключительно высокие температуры возгонки этих веществ (см. табл. 5) вызвали бы серьезные трудности на пути обеспечения долговечности ячеек соответствующих лазеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. *CCDM*, 8 session, BIPM, 1983, Serves, France.
2. *Documents concerting the new definition of Meter // Metrologia.*- 1984. - V. 19.- N 4. - P. 163-177.
3. Павлик Б. Д.// Укр. физ. журнал.-1979. - Т. 24. - N 8.- С. 1076-1101.
4. Трэгер Ф.// Квантовая электроника. -1980. - Т. 7.- N 10. - С. 2166-2173.
5. Домнин Ю.С., Звягин А.В. Физические основы реперов частоты на ионах - В кн.: Исследования в области измерения времени и частоты. - М.: ВНИИФТРИ, 1986. С. 35-46.
6. *Bennett S. // J. Phys., E (Sci. Instr.).*- 1985. - V. 18. - P. 267-273.
7. Власов А.Н., Перебькин В.А., Привалов В.Е. Стабилизированные лазеры с внутренними зеркалами // *Обзоры по электронной технике (Сер. 11.)*. - 1986. - Вып. 7 (1206).
8. Багаев С.Н., Чеботарев В.П.// УФН. - 1986. - Т. 148. - Вып. 1.- С. 143-178.
9. *Brillet A., Cerez P.// J. de Phys.* -1981. - V. 42. - N. 1.- P. 73-82.
10. Капралов В.П., Привалов В.Е.// ЖПС. - 1983. - Т. 39. - Т 2. - С. 181-190.
11. Привалов В.Е., Капралов В.П.// Опт. и спектр. - 1983. - Т. 55. - Вып. 2.- С. 1101.
12. Крылов П.С., Перебькин В.А., Привалов В.Е. Гелий-неоновые лазеры, стабилизированные по поглощению в иоде // *Обзоры по электронной технике (Сер. 11.)* -1985. - Вып. 5 (1122).
13. *Tellinghuisen J.// J. Quantit. Spectry Rad. Transfer.* - 1978. - V. 19. - P. 149.
14. *Engleman R., Keller R.A., Palmer B.A.// Appl. Opt.* - 1980. - V. 19. - N 16. - P. 2767.
15. *Cerez P., Bennett S.// IEEE IM.* - 1978. - V. IM-27. - N 4.- P. 396-398.
16. *Luc P.// J. Mol. Spectry.* 1980. - V. 80. - N 1. - P. 41-55.
17. *Brown R., James T.// J. Chem. Phys.* - 1965. - V. 42. - N 1. - P. 33-35.
18. *Chartier J.-M. Lasers.* - In: *Proces Verbaux, CIPM, 73 session, 1984.* - Т. 52. - P. 43-48.
19. *Borde C.J., Camy G., Decomps B., Descoubes J.-P., Vigue J.// J. de Phys.* - 1981. - V. 42. - N 10. - P. 1393-1411.
20. Багаев С.Н., Дмитриев А.К., Дычков А.С., Чеботаев В.П.// ЖЭТФ. - 1980. - Т. 79. - N 11. - С. 1160.
21. Голиков Е.В., Миронов А.В., Привалов В.Е.// Опт. и спектр. - 1986. - Т. 61. - Вып. 3. - С. 444-445.
22. *Cerez P., Brillet A.// Metrologia.*- 1977. - V. 13. - N 1. P. 29-33.
23. *Borde C.J., Camy G., Decomps B.// Phys. Rev.* - 1979. - V. A20. - P. 254-268.
24. *Chartier J.-M. Lasers.* - In: *Process Verbaux, 75 Session, 1984.* - Т. 54. - P. 42-55.
25. *Zhao K.G., Blabla J., Helmcke J.// IEEE IM.* - 1985. - V. 34. - N 2. - P. 252-256.

26. *Shweitzer W.G., Kessler E.G., Deslattes R.D., Layer H.P., Whets-tone J.P.*// Appl. Opt. - 1973.- V. 12. - N 12. - P. 2927-2938.
27. *Yee K.K.*// J. Chem. Soc. Faraday Transactions. - 1976. - V. 72. - P. 2113.
28. *Glaser M., Dchao F., Foth H.J.*// Optics Communications. - 1981. - V. 38. - P. 119-123.
29. *Wu C.J., Gaida G., Bialas J.*// Metrologia. - 1985. - V. 21. - N 1. - P. 1-5.
30. *Bertinetto F., Cordiale P., Fontana S., Picotto G.B.*// IEEE IM. - 1985. - V. IM-34. - N 2. - P. 256-261.
31. *Man C.N., Cerez P., Brillet A., Hartmann F.*// J. de Phys. Lett. - 1977. - V. 38. - N 14. - P. 1287-1289.
32. *Barwood G.P., Rowley W.R.C.*// Metrologia. - 1984. - V. 20. - N 1. - P. 19-20.
33. *Spieweck F.*// IEEE IM. - 1978.- V. IM-27. - N 4. - P.398-400.
34. *Spieweck F.*// Ibid. - 1980. - V. IM-29. - N 12. - P. 361-363.
35. *Gill P., Bennett S.*// Metrologia.- 1979. - V. 15. - N 2. - P. 117-118.
36. *Baird K.M., Evenson K.M., Hanes G.R., Jennings D.A.*// Optics Letters - 1979. - V. 4. - N 3. - P. 263-264.
37. *Кружалов С.В., Парфенов В.А., Пахомов Л.Н., Петрунькин В.Ю.*// Опт. и спектр. - 1985. - Т. 59. - N 3. - С. 687-691.
38. *Felmat T., Junger P., Stahberg B.*// Appl. Opt. - 1987. - V. 26. - N 14. - P. 2705-2706.
39. *Magyar J.A., Brown N.*// Metrologia.- 1980. - V. 16. - N 2. - P. 63-68.
40. *Testc M., Pao J.H.*// J. Mol. Spectry. - 1975. - V. 51. - N 1. - P. 75-96.
41. *Morinaga A., Tanaka K.*// Appl. Phys. Lett. - 1978. - V. 32. - P. 114-116.
42. *Foth H.J., Spieweck F.*// Chem. Phys. Lett. - 1979. - V. - 65. - P. 347-352.
43. *Wallard A.J., Chartier J.M., Hamon J.* // Metrologia.- 1975. - V. 11. - N 2. - P. 89-95.
44. CCDM, 7 session, 1982, BIPM, Serves, France.
45. *Балыкин В.И., Мишин В.И., Семчишен В.А.*// Квантовая электроника. - 1977. - Т. 4. - N 7. - С. 1556-1558.
46. *Glaser M.*// Metrologia.- 1982. - V. 18. - N 2. - P. 53-58.
47. *Spieweck F.*// IEEE IM. - 1985. - V. IM-34. - N 2. - P. 246-248.
48. *Layer H., Rowley W.R.C., Marx B.R.*// Metrologia.- 1981. - V. 17. - N 2. - P. 65-66.
49. *Hackel L.A., Hackel R.P., Esekiel S.*// Metrologia.- 1977. - V. 13. - N 3. - P. 123.
50. *Gill P., Thompson R.C.* // Metrologia. - 1986-87. - V. 23. - N 3. - P. 161-166.
51. *Cerez P., Brillet A., Hajdukovic S., Man N.*// Opt. Com. - 1977. - V. 21. - N 3. - P. 332-336.
52. *Гончуков С.А., Киреев С.В., Проценко Е.Д.*// Квантовая электроника. - 1984. - Т. 11. - N 9. - С. 1807-1812.
53. *Крылов П.С., Миронов А.В., Привалов В.Е.*// Радиотехника и электроника. - 1987. - Т. 32. - N 8. - С. 1663-1672.
54. *Borde C.J., Arviller S., Gorlicki M.*// J. Phys. Lett. (Paris). - 1977. - V. 38. - N 8. - P. 1249-1252.
55. *Sakurai T., Ivasaki S., Oshida T., Tanaka K.*// Japanese J. Appl. Phys. - 1979. - V. 18. - N 6. - P. 1199-1200.

56. Shen N.C., Wu Y.H., Sun Y.M., Li C.Y., Zhang X.B., Wang C. - In: Precision Meas. Fund. Const. - 2, NBS (US) Spec. Publ. N 617, 1984, P. 77.
57. Brillet A., Cerez P. // Metrologia. - 1977. - V. 13. - N 3. P. 137-144.
58. Cerez P., Fleder R. // Appl. Opt. - 1983. - V. 22. - N 8. - P. 1251-1256.
59. Ghosh-Roy D.N., Bertinnetto F., Rebaglia B.I., Cresto P.C. // J. Appl. Phys. - 1983. - V. 54. - N 2. P. 531-534.
60. Миронов А. В. // Опт. и спектр. - 1987. - Т. 62. - N 3. - С. 624-630.
61. Данилейко М.В., Кравчук А.Л., Целинко А.М., Яценко Л.П. // Квантовая электроника. - 1986. - Т. 13. - N 3. - С. 516-522.
62. Broyer M., Lehmann J.C., Vigue J. // J. Chem. Phys. - 1975. - V. 62. - P. 4941.
63. Чайка М.П. Интерференция вырожденных атомных состояний. - Л.: ЛГУ, 1974.
64. Cerez P., Bennett S. // Appl. Opt. - 1979. - V. 18. - N 17. - P. 1079-1083.
65. Кочанов В.П., Раутиан С.Г., Шалагин А.Н. // ЖЭТФ. - 1977. - Т. 72. - N 4. - С. 1358-1374.
66. Vigue J., Broyer M., Lehmann J.C. // J. Phys. B. - 1977. - V. B10. - N 10. - P.L.379-L383.
67. Broyer M., Vigue J., Lehmann J.C. // J. Chem. Phys. - 1976. - V. 64. - P. 4793.
68. Collaud B., Ducasse A. // Opt. Com. - 1977. - V. 21. - N 2. - P. 199-204.
69. Cerez P., Brillet A., Man-Pichot C.N., Felder R. // IEEE IM. - 1980. - IM-29. - N 4. - P. 352.
70. Tench H., Esequiel S. // Chem. Phys. Lett. - 1983. - V. 96. - N 2. - P. 253-258.
71. Van Oorshot B. // J. Phys. D. - 1977. - V. 10. - N 8. - P. 1117-1124.
72. Токарева И.П. // Метрология - 1981. - N 11. - С. 19-22.
73. Gibson G.E., Heitler W. // Zs. fur Phys. - 1928. - Bd 49. - S. 465-472.
74. Балыкин В.И., Летохов В.С., Мишин В.И., Семчишен В.А. Кинетика фотофизических и фотохимических процессов при селективном возбуждении орто- I_2 лазерным излучением: Препринт/ ИСАН СССР, 1976, N 3.
75. Kramer G., Weiss C.O., Helmcke J. // Z. Naturforsch. - 1975. - V. 30a. - N 5. - P. 1128-1132.
76. Le Floch A., LeNaour R., Lenormand J.M., Tache J.P. // Phys. Rev. Lett. - 1980. - V. 45. - N 7. - P. 544-547.
77. Гримблатов В.М., Зоммер М. // Опт. и спектр. - 1984. - Т. 57. - Вып. 3. - С. 532-537.
78. Миронов А.В. // Опт. и спектр. - 1987. - Т. 62. - Вып. 2. - С. 423-429.
79. Chartier J.-M. // IEEE IM. - 1983. - V. IM-32. - N 1. - P. 81-83.
80. Masataka N. // J. Appl. Phys. - 1986. - V. 59. - N 7. - P. 2297-2305.
81. Миронов А.В. // Опт. и спектр. - 1985. - Т. 58. - Вып. 5. - С. 1128-1132.
82. Chartier J.-M., Helmcke J., Wallard A. // IEEE IM. - 1976. - V. 25. - N 4. - P. 450-453.
83. Bertinnetto F., Cordiale P., Picotto G.B., Chartier J.-M., Felder R., Glaser M. // IEEE IM. - 1983. - V. 32. - N 1. - P. 72-76.
84. Базаров Е.Н., Герасимов Г.А., Губин В.П., Старостин Н.И., Фомин В.В. // Квантовая электроника. - 1981. - Т. 8. - N 7. - С. 1521-1525.
85. Кошеляевский Н.Б., Татаренков В.М., Титов А.Н. // Квантовая электроника. - 1976. - Т. 3. - N 2. - С. 417-424.
86. Крылов П.С., Привалов В.Е. // Радиотехника и электроника. - 1987. - Т. 32. - N 3. - С. 587.
87. Миронов А.В., Привалов В.Е. // ЖПС. - 1982. - Т. 36. - N 5. - С. 722.

88. Крылов П.С., Миронов А.В.// Измерительная техника. - 1987. - N 5. - С. 19-20.
89. Базаров Е.Н., Герасимов Г.А., Губин В.П., Старостин Н.И., Фомин В.В.// Квантовая электроника. - 1985. - Т. 12. - N 8. - С. 1567-1573.
90. Малышев Ю.М., Расторгуев Ю.Г., Титов А.Н.// Квантовая электроника. - 1984. - Т. 11. - N 6. - С. 1257-1260.
91. Миронов А.В. Асимметрия иодных резонансов насыщенного поглощения и ее учет в сдвиге частоты стабилизированного лазера. - В кн.: Тез. докл. 2 Всесоюз. совещ. "Квантовая метрология и фундаментальные физические константы" .- Л.: НПО ВНИИМ, 1985. С. 117-118.
92. Малышев Ю.М., Расторгуев Ю.Г., Татаренков В.М., Титов А.Н. О воспроизводимости частоты He-Ne/CH₄ лазера, стабилизированного по E-компоненте метана. - В кн.: Тез. докл. 2 Всесоюз. симпозиума "Повышение точности квантовых стандартов частоты". М.: ВНИИФТРИ-ФИАН, 1980.- С. 36-37.
93. Малышев Ю.М., Расторгуев Ю.Г., Титов А.Н. Сдвиги частоты лазеров с внутренней поглощающей ячейкой при стабилизации по третьей гармонике. - В кн.: Время-частотные измерения. - М., 1983. С. 180.
94. Stephan G., Trumper M.// Appl. Opt. - 1983. - V. 22. - N 21. - P. 3312-3313.
95. Cerez P., Felder R.// Appl. Opt. - 1983. - V. 22. - N 21. - P. 3313-3314.
96. Shen N.C. NIM document CCDM/82-12b.-1982. - P. 1-10.
97. Titov A.// Opt. Communications. - 1982. - V. 43. - N 11. - P. 419-424.
98. Bertinotto F. e.a./ 2-nd Int. Conf. on Prec. Measure. and Fund. Const., 8-12 June 1981, NBS, Gaisterburg, Maryland, USA, p. 31.
99. Миронов А.В., Привалов В.Е., Сеница С.А.// Опт. и спектр. - 1988.- Т. 64. - Вып. 3. - С. 646-649.
100. Hall J.L., Borde C.J.// Appl. Phys Lett. - 1976. - V. 29. - N 12. - P. 788.
101. Borde C.J., Hall J.L. Kunasz C.V., Hummer D.G.// Phys. Rev. - 1976. - V. 14. - N 1. - P. 236-263.
102. Ермаченко В.М., Курляндский А.С.// Квантовая электроника. - 1983. - Т. 10. - N 2. - С. 434-437.
103. Ермаченко В.М., Курляндский А.С. О влиянии пролетных эффектов на мощностные и частотные резонансы в одномодовом газовом лазере с поглощающей ячейкой. - В кн.: Газовые лазеры/ Под ред. Е.Д.Проценко.-М.: Энергоатомиздат, 1983.- С. 35-37.
104. Титов А.Н. Теория инвертированного лэмбовского провала в сильном поле. В кн.: Исследования в области измерений времени и частоты. - М.: ВНИИФТРИ, 1984. - С. 34-47.
105. Titov A.// Opt. Communications. - 1984. - V. 51. - N 1. - P. 15-20.
106. Титов А.Н.// Квантовая электроника. - 1985. - Т. 12. - N 5. - С. 1064-1067.
107. Титов А.Н. Теория резонансов насыщенного поглощения и насыщенной дисперсии в сильном поле. - В кн.: Исследования квантовых средств измерения времени и частоты. - М.: ВНИИФТРИ, 1987. - С. 57-72.
108. Малышев Ю.М., Татаренков В.М., Титов А.Н. Сдвиг частоты лазера с внутренней поглощающей ячейкой от кривизны насыщенного поля. - В кн.: Тез. докл. 2 Всесоюз. симпозиума "Повышение точности квантовых стандартов частоты". - М.: ВНИИФТРИ-ФИАН, 1980.- С. 33-35.
109. Малышев Ю.М., Татаренков В.М., Титов А.Н. Исследования сдвигов частоты лазера с внутренней поглощающей ячейкой от кривизны насы-

щенного поля. - В кн.: Исследования в области измерений времени и частоты.-М.: ВНИИФТРИ, 1982. - С. 45-52.

110. *Титов А.Н., Малышев Ю.М., Расторгуев Ю.Г.* Сдвиги частоты из-за линейного и квадратичного эффектов Доплера в лазерах с насыщенным поглощением. - В кн.: Исследования квантовых средств измерения времени и частоты. - М.: ВНИИФТРИ, 1987. - С. 40-56.

111. *Титов А.Н.* Сдвиги частоты стабилизированного лазера из-за насыщения показателя преломления. - В кн.: Исследования в области измерений времени и частоты.-М.: ВНИИФТРИ, 1982. - С. 52-60.

112. *Данилейко М.В., Кравчук А.Л., Целинко А.М. и др.*// Письма в ЖТФ. - 1985. - Т. 11. - N 13. - С. 827-830.

113. *Cerez P., Brillet A., Man-Pichot C.N., Felder R.*// IEEE IM. - 1980. - IM-29. - N 12. - P. 352-354.

114. *Tanaka K., Morinaga A.*// Japanese J. Appl. Phys. - 1979. - V. 50. - P. 38.

115. *Гончуков С.А., Киреев С.В., Проценко Е.Д.*// Квантовая электроника. - 1982. - Т. 9. - N 2. - С. 372-374.

116. *Гончуков С.А., Киреев С.В.* Двухмодовый He-Ne /¹²⁷J₂ лазер и его применение в метрологии. - В кн.: Тез. докл. 2 Всесоюз. конференции "Применение время-частотных средств...".-М., 1983.- С. 172-174.

117. *Гончуков С.А., Киреев С.В., Проценко Е.Д.* Исследование частотных резонансов в многомодовых лазерах He-Ne /J₂ (0.63 мкм). - В кн.: Тез. докл. 2 Всесоюз. совещания "Квантовая метрология и фундаментальные физические константы. - Л. НПО ВНИИМ, 1985. - С. 251-252.

118. *Гончуков С.А., Киреев С.В., Проценко Е.Д.*// Квантовая электроника. - 1986. - Т. 13. - N 6. - С. 1256-1260.

119. *Миронов А.В., Сеница С.А.*// Опт. и спектр. - 1987.- Т. 62. - Вып. 5. - С. 1126-1260.

120. *Котунова Е.Н.*// Метрология. - 1981. - N 12. - С. 20-24.

121. *Данилейко М.В. и др.*// Письма в ЖТФ. - 1985. - N 13. - С. 827-830.

122. *Бобрик В.И., Коломников Ю.Д., Могильницкий Б.С.*// ЖПС. - 1975. - Т. 22. - Вып. 3. - С. 422-426.

123. *Могильницкий Б.С., Коломников Ю.Д.*// Опт. и спектр. - 1976.- Т. 40. - Вып. 5. - С. 871-878.

124. *Могильницкий Б.С., Коломников Ю.Д.*// Квантовая электроника. - 1977. - Т. 4. - N 7. - С. 1433-1440.

125. *Renkes G.D., Thorne L.N., Gwinn W.D.*// Rev. Sci. Instr. - 1978. - V. 49. - N 7. - P. 994-1000.

126. *Танакэ К., Кавабата Ш.* Предварительные эксперименты по использованию микро-ЭВМ для управления He-Ne лазером с ячейкой поглощения в парах иода// Хоккайдо дайгаку когакубу кэнкю хококу. - 1985. - N 125. - С. 37-46 (на яп. яз.).

127. *Samy G. e.a.*// Metrologia. - 1977. - V. 13. - N 3 P. 145.

128. *Eng R.S. La Tourette J.T.*// J. Mol. Spectry. - 1974. V. 52. - N 2. - P. 269.

129. *Verma K.K., Vu T.H., Stwalley W.C.*// J. Mol. Spectry. - 1981. V. 85. - N 1. - P. 131-150.

130. *Zemke W.T.* - Ibid. P. 150-176.