

07; 12

МИНИМИЗАЦИЯ СВЕТОВЫХ СДВИГОВ ЧАСТОТЫ РУБИДИЕВОГО ДИСКРИМИНАТОРА

Е. Б. Александров, А. К. Вершовский, Н. Н. Якобсон

Рассматриваются вопросы долговременной стабильности рубидиевого дискриминатора частоты. Методами численного моделирования исследовано влияние режимов оптической накачки и изотопической фильтрации на частотные сдвиги эталонного $0-0$ перехода в сверхтонкой структуре основного состояния ^{87}Rb и на параметр качества $0-0$ резонанса. Приведены рекомендации по совместной оптимизации режимов источника накачки, изотопического фильтра и рабочей ячейки. Показано, что не существует режимов накачки, обеспечивающих независимость частоты $0-0$ перехода от всей совокупности параметров дискриминатора, и единственным радикальным средством повышения долговременной стабильности является снижение интенсивности света накачки до минимального уровня, обеспечивающего требуемое значение параметра качества. Приведены результаты экспериментальной проверки полученных зависимостей и даны практические рекомендации по выбору режимов дискриминатора.

1. В наших предыдущих публикациях [1-4] был подвергнут пересмотру традиционный подход к выбору интенсивности оптической накачки в рубидиевом стандарте частоты. Было показано, что учет реальных источников шумов при регистрации сигнала двойного резонанса — дробовых шумов фототока и амплитудно-фазовых флуктуаций СВЧ поля — приводит к резкому (в десятки раз) снижению оптимальной интенсивности света накачки по сравнению с применяемой на практике. При этом достигается максимум разрешающей способности атомного дискриминатора частоты с реальными источниками шумов и, что особенно важно, в десятки раз снижаются параметрические нестабильности частоты резонанса, связанные со светом накачки (световые сдвиги частоты). Как известно, помимо непосредственной зависимости частоты резонанса от интенсивности света накачки I , световые сдвиги проявляются в виде перекрестных эффектов таких, как зависимость температурного коэффициента частоты резонанса от интенсивности света накачки, сдвиги частоты от мощности СВЧ поля и параметров модуляции, зависимость частоты от режимов изотопического фильтра и т. д. Все эти сдвиги пропорциональны интенсивности света накачки, и потому снижение интенсивности накачки оказывается всесторонне благоприятным.

До сих пор главным методом борьбы со световыми сдвигами были тщательное согласование и стабилизация режимов различных элементов дискриминатора (источник света, изотопический фильтр, резонансная ячейка), при которых световой и температурный сдвиги минимизируются одновременно. Уменьшение света накачки снижает требования к стабильности этих режимов, устраняет перекрестные зависимости частоты и, как следствие, снижает долговременные дрейфы частоты. Вместе с тем снижение интенсивности света накачки открывает дополнительные возможности организации накачки и режимов элементов дискриминатора в поисках их оптимального сочетания. Речь идет о широком варьировании спектрального состава света накачки. Ранее существовавшее требование значительной мощности накачки не позволяло использовать излучение в одной из D_1 - или D_2 -линий (их выделение сопровождается потерями света

в 3—10 раз), пользоваться плотным изотопическим фильтром и использовать спектральную лампу иначе, чем в режиме, близком к максимальной яркости.

В новых условиях стал актуальным анализ влияния спектральных характеристик света накачки на величину световых сдвигов. Ниже мы приводим результаты расчетного и экспериментального исследований световых сдвигов рубидиевого 0—0 резонанса в функции от режимов лампы и изотопического фильтра отдельно для двух резонансных линий Rb. Это исследование позволяет сформулировать дополнительные рекомендации в направлении повышения долговременной стабильности частоты рубидиевого стандарта.

2. Общая схема расчета светового сдвига уровней энергии атома хорошо известна [5]. Однако ее практическое применение к вычислению светового сдвига $\delta\nu$ линии двойного радиооптического резонанса весьма громоздко и сталкивается с трудностями, связанными с неопределенностью спектрального контура линии накачки. Мы использовали упрощенную схему расчета, в которой контур излучения задавался аналитическими моделями, а накачиваемый объем предполагался оптически тонким. Влияние конечной оптической толщины легко оценить, вводя соответствующее преобразование в спектр накачки. При таких упрощающих предположениях были проведены численные расчеты светового сдвига в функции от оптической плотности изотопического фильтра. При этом задавалась сетка плотностей буферного газа в фильтре и варьировался спектральный контур линии накачки. Результаты модельных расчетов использовались при планировании натуральных измерений.

Напомним оптическую схему рубидиевого стандарта. Свет лампы ^{87}Rb после выделения одной из линий D_1 или D_2 (или без предварительной монохроматизации) проходит через изотопический фильтр, содержащий пары ^{85}Rb с буферным газом. Далее свет производит оптическую накачку в рабочем объеме с парами ^{87}Rb с малым количеством буферной смеси газов.

В расчетах спектральные контуры линий поглощения фильтра и рабочего объема описывались суммой сверхтонких компонент с фойхтовским контуром. Параметр Фойхта $a = \Delta\nu_c/2\Delta$ ($\Delta = \Delta\nu_b/2\sqrt{\ln 2}$ — приведенная доплеровская ширина линии, $\Delta\nu_c$ — однородная ширина) был принят равным 0.1, $\Delta = 330$ МГц (330 К). В качестве буферного газа в фильтре был выбран азот, тушащий резонансную люминесценцию рубидия. Принималось, что уширение D_1 -линии азотом составляет 18 МГц/Тор, смещение равно -7 МГц/Тор; для D_2 -линии соответственно 18.9 и -8.2 МГц/Тор. Приведенная ширина принималась равной 360 МГц. Параметр a для фильтра варьировался в широких пределах. Модели спектральных контуров линий накачки опирались на ту же схему, в которой параметры a и Δ полагались равными 0.2 и 400 МГц.

На рис. 1 представлено для примера расчетное семейство кривых относительного сдвига $\delta\nu/I$ частоты 0—0 резонанса под действием D_2 линии в функции от оптической плотности паров ^{85}Rb в фильтре; по оси абсцисс отложена плотность в максимуме сильнейшей компоненты СТС. Штриховыми линиями представлено аналогичное семейство, рассчитанное при условии, что излучение источника претерпело самопоглощение при плотности поглотителя κ , в максимуме равной 2. Штриховые линии дают представление о характере изменений, вносимых в световой сдвиг при изменении контура линии за счет самообращения

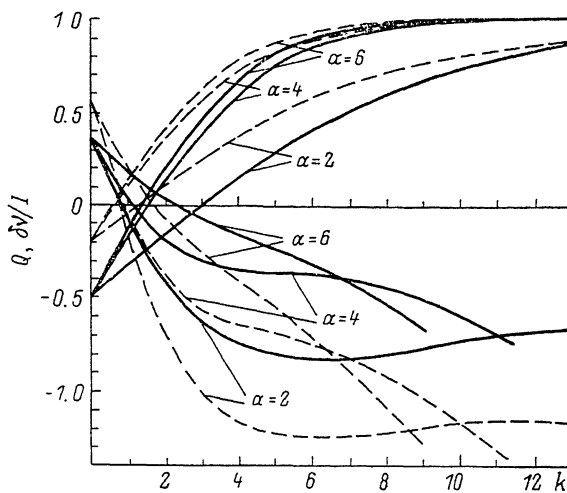


Рис. 1.

Сплошные линии — $\kappa=0$, штриховые линии — $\kappa=2$ (самообращение накачки).

в лампе или самопоглощения в рабочем объеме.¹ Представлены также зависимости эффективности накачки

$$Q = (W_1 - W_2)/(W_1 + W_2), \quad (1)$$

где W_1 и W_2 — скорости возбуждения атомов ^{87}Rb с подуровней $F=1$ и $F=2$ СТС соответственно от плотности фильтра k .

На рис. 2 представлены семейства кривых полного сдвига $\delta\nu(k)$ (в отличие от кривых нормированного сдвига $\delta\nu/I$ на рис. 1), интенсивности $I(k)$ и эффективности накачки $Q(k)$ при $a=4$ (накачка D_2 линией). Штриховые линии соответствуют самопоглощению излучения при $\chi=2$ и $\chi=4$.

Как будет видно из сопоставления с результатами измерений, расчетные кривые дают правильное представление о зависимости сдвига от плотности фильтра. Хотя детали (в частности, положение точки нулевого сдвига) зависят

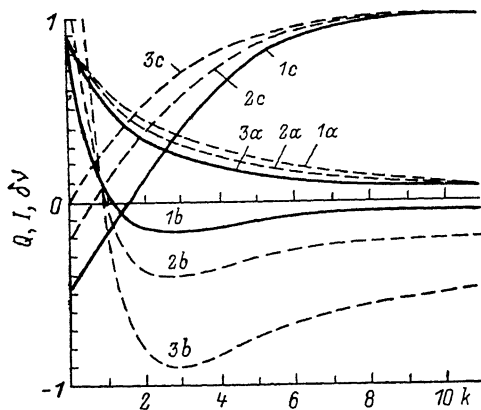


Рис. 2.

1 — $\chi=0$, 2 — $\chi=2$, 3 — $\chi=4$. а — интенсивность накачки I , б — световой сдвиг $\delta\nu$, в — эффективность накачки Q .

от модели спектрального контура источника, однако эволюция кривых (сдвига, эффективности накачки и ее интенсивности) при изменении плотности азота в фильтре модельно независима, а потому может служить основой для априорного выбора оптимальной плотности азота. Наилучшее сочетание малых сдвигов с высокой эффективностью накачки при приемлемом ослаблении реализуется для фильтра с параметром Фойхта $a=3\div 6$ ($P_{N_2}=105\text{—}210$ Тор). Этот вывод использован в экспериментальной части работы.

3. Экспериментальная установка, собранная по стандартной схеме (см., например, [6]), позволила нам регистрировать световые сдвиги частот двойного резонанса с разрешением 10^{-12} в диапазоне интенсивностей фототока $I_\phi = 1\text{—}130$ мкА, что отвечало плотности потока излучения $P \approx 0.1\text{—}13$ мкВт/см² (в дальнейшем нам будет удобно измерять интенсивность I в единицах относительного светового уширения резонанса)

$$I \equiv (\gamma - \gamma_0)/\gamma_0 = (W_1 + W_2)/2\gamma_0. \quad (2)$$

Темновая полуширина резонанса γ_0 в цилиндрической ячейке $\varnothing 55 \times 55$ мм, наполненной смесью $\text{Ag} + 0.55 \text{ N}_2$ при общем давлении 5 Тор, составляла при температуре $T_G = 30^\circ\text{C}$ 20 ± 0.5 Гц. В качестве буферного наполнения ячейки фильтра использовался азот при давлении 125 Тор ($a=3.7$). Температура фильтра T_F варьировалась в пределах $T_F = 20\div 100^\circ\text{C}$. Все измерения производились при двух значениях температуры спектральной лампы T_L : $T_L = 118^\circ\text{C}$ (слабое самообращение спектра излучения; $I_\phi/I = 17$ мкА для D_1 -линии и 10.9 мкА для D_2 -линии) и $T_L = 141^\circ\text{C}$ (режим максимальной яркости, сильное самообращение; $I_\phi/I = 36.3$ мкА для D_1 и $I_\phi/I = 31.4$ мкА для D_2). Во всех режимах поддерживалась одна и та же мощность ВЧ разряда.

В этих условиях нами были произведены измерения светового сдвига частоты резонанса $\delta\nu(I_\phi, T_F)$, светового уширения $(\gamma - \gamma_0)(I_\phi)$ и крутизны резонанса $g(I_\phi, T_F)$. Сравнение зависимости $g(I_\phi, T_F)$ с результатами работы [1]² позволило нам косвенным образом определить вид зависимости $Q(T_F)$.

¹ При расчетах сдвигов от D_1 линии самообращение контура моделировалось не только самопоглощением, но и перераспределением интенсивностей компонент СТС.

² В обозначениях (1), (2) использованное нами выражение имеет вид

$$g(\nu) = \frac{\nu^2(1 - \nu^2)}{(4 + \nu)(4 + \nu - \nu^2)},$$

где $\nu = \frac{I}{I+1} Q$.

Результаты измерений приведенны на рис. 3 и 4. На рис. 3 представлены зависимости световых сдвигов $\delta\nu(I(T_F), T_F)$ и соответствующих им $I(T_F)$ и $Q(T_F)$ от температуры фильтра при $T_L=118^\circ\text{C}$ как для D_1 - и D_2 -линий, так и для их естественной суммы, причем интенсивности $I(T_F)$ нормированы на единицу в точках T_{F_1} таких, что $\partial\nu/\partial T_F|_{T_{F_1}}=0$.

На рис. 4 приведены зависимости $\delta\nu(P_{Rb})$ для D_1 - и D_2 -линий при $T_L=118^\circ\text{C}$ (сплошные кривые) и при $T_L=141^\circ\text{C}$ (штриховые кривые). Оптическая плотность фильтра k пропорциональна давлению паров рубидия P_{Rb} . Таким образом, рис. 4 допускает непосредственное сравнение с результатами расчета (рис. 2).

4. Как видно из рис. 1—4, расчет предсказывает (и эксперимент подтверждает) существование двух характерных режимов изотопической фильтрации, реализующихся при накачке как раздельно D_1 - и D_2 -линиями, так и их естественной суммой.

1) Режим, соответствующий выбору температуры фильтра T_{F_0} , при которой изменение интенсивности накачки не сопровождается изменением частоты резонанса [7].

2) Режим, отвечающий температуре фильтра T_{F_1} , при которой ее малое изменение не сдвигает резонанса, т. е. $\partial\nu/\partial T_F|_{T_{F_1}}=0$.

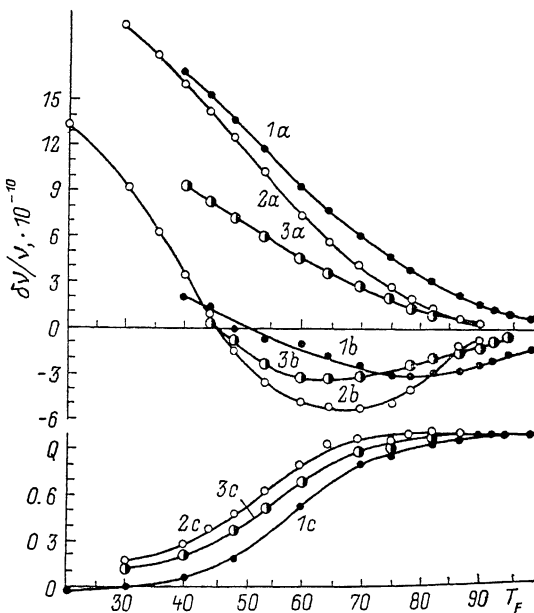


Рис. 3.

1 — D_1 -линия, 2 — D_2 -линия, 3 — естественный свет (сумма линий). а — интенсивность накачки I , б — световой сдвиг $\delta\nu$, с — эффективность накачки Q .

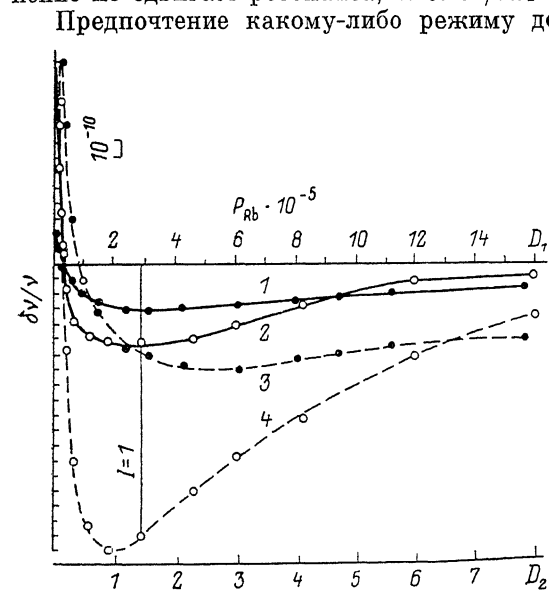


Рис. 4. Световой сдвиг как функция упругости паров Rb.

1, 3 — D_1 -линия, 2, 4 — D_2 -линия. $T_L, ^\circ\text{C}$: 1, 2 — 118; 3, 4 — 141.

Предпочтение какому-либо режиму должно отдаваться в зависимости от технических возможностей стабилизации интенсивности накачки и температуры фильтра. В первом (линейном) приближении мерой максимальной нестабильности частоты резонанса ν , вызванной малыми изменениями параметров системы, может служить величина

$$\Delta\nu(I) = \left| \frac{\partial\nu}{\partial I} \right| \Delta I + \sum_i \left| \frac{\partial\nu}{\partial T_i} \right| \Delta T_i, \quad (3)$$

где $T_i = T_F, T_L, T_C$; частные производные по T_L и T_F в свою очередь пропорциональны интенсивности накачки I .

Как известно, подбором смеси буферных газов в ячейке можно обеспечить равенство нулю (в линейном приближении) температурного коэффициента частоты (ТКЧ) в окрестности рабочей точки, и в этом случае зависимость $\nu(T_C)$

будет целиком обусловлена перекрестными эффектами. В дальнейшем мы будем пренебрегать членом в (3), содержащим зависимость от T_C , отметим только, что

Режимы накачки	Q	$\frac{1}{\nu_0} \frac{\partial \nu}{\partial I}, \times 10^{-12}$	$\frac{1}{I \nu_0} \frac{\partial T_F}{\partial I}, \times 10^{-12}$	$\frac{1}{I \nu_0} \frac{\partial \nu}{\partial T_L}, \times 10^{-12}$	$\frac{1}{\nu_0} \Delta \nu (I=1), \times 10^{-12}$	$\frac{1}{\nu_0} \Delta \nu (I=I'), \times 10^{-12}$	$\frac{1}{\nu_0} \Delta \nu (I=I''), \times 10^{-12}$
D_1 -линия, $T_{F_0} = 50.5^\circ \text{C}$	0.23	0	-5.2	2.6	3.1		
D_2 -линия, $T_{F_0} = 45.6^\circ \text{C}$	0.40	0	-16	-0.8	2.4	0.8	2.7
$D_1 + D_2$ -линии, $T_{F_0} = 45.6^\circ \text{C}$	0.31	0	-16	4.0	5.6	2.9	
D_1 -линия, $T_{F_1} = 78^\circ \text{C}$	0.90	-320	0	-16	19	1.3	3.3
D_2 -линия, $T_{F_1} = 70^\circ \text{C}$	0.96	-530	0	-20	25	1.8	3.8
$D_1 + D_2$ -линии, $T_{F_1} = 62.5^\circ \text{C}$	0.74	-340	0	-12	15	1.6	3.7

Примечание. I' удовлетворяет условию $\Phi(I') = 0.1 \Phi_0$, $I'' = \Phi(I'') = 0.25 \Phi_0$.

при оптических плотностях ячейки $\alpha_0 l \gg 1$ вклад перекрестных эффектов в общую нестабильность может оказаться существенным. Так, в нашем эксперименте при $T_L = 141^\circ \text{C}$ и $T_C = 50^\circ \text{C}$ (нуль ТКЧ при $I \rightarrow 0$) $1/I \partial T_C \partial \nu / \partial T_C \approx \approx 6 \times 10^{-12} \text{ град}^{-1}$; с учетом этого все измерения производились при $T_C = 30^\circ \text{C}$, что соответствует $\alpha_0 l \approx 0.2$.

Величины входящих в (3) производных фильтра T_{F_0} и T_{F_1} при $T = 118^\circ \text{C}$, измеренных в окрестности температур фильтра T_{F_0} и T_{F_1} , приведены в таблице. Как видно из рис. 4, перегрев лампы приводит к росту световых сдвигов и увеличению их производных в 2—4 раза.

Исходя из этого, в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением «холодной» лампы ($T_L = 118^\circ \text{C}$).

Для численной оценки зададимся следующими значениями вариаций параметров накачки: $\Delta T_F = 0.1^\circ \text{C}$, $\Delta T_L = 1^\circ \text{C}$, $\Delta I = 0.01 \times I$.

При выборе значений вариаций параметров накачки учитывалось, что ΔT_F определяется точностью поддержания температуры термостата, в то время как реальная температура лампы зависит как от температуры термостата, так и от мощности и условий ВЧ разряда и может изменяться за счет, например, медленного изменения состава газа в лампе или миграции металла по стенкам лампы.

Необходимо отметить, что член $|\partial \nu / \partial T_L| \Delta T_L$ в (3) учитывает изменение интенсивности света накачки, обусловленное изменением T_L . Таким образом, под ΔI следует понимать только независимые от режима лампы изменения интенсивности. В таблице приведены значения $\Delta \nu (I=1)$, соответствующие нестабильности частоты 0—0 резонанса при накачке светом единичной интенсивности.

Корректное сравнение режимов накачки следует проводить при интенсивностях света, обеспечивающих одинаковую чувствительность квантового дискриминатора частоты. Как показано в [1], чувствительность, или, точнее, параметр качества 0—0 резонанса Φ , в данной схеме регистрации однозначно зависит от параметров накачки (рис. 5)

$$\Phi(I, Q) = \frac{k' Q^2 I^{3/2}}{(1+I)(4+I(4+Q)) \left(5 + \frac{1+I(1-Q)}{1+I(1+Q)} + 2 \frac{1+I(1+Q)}{1+I(1-Q)} \right)}. \quad (4)$$

Здесь используются обозначения (1), (2). Предполагается, что шумы определяются шумами фототока.³ Ясно, что использование режима с большим Q дает возможность существенно снизить интенсивность I , сохраняя заданное значение параметра качества $\Phi(I, Q)$.

Пользуясь зависимостью (4) (рис. 5), мы произвели пересчет значений $\Delta\nu$ к интенсивностям накачки $I(Q)$, обеспечивающим в каждом режиме накачки значение параметра качества $\Phi = 0.1\Phi_0$ и $\Phi = 0.25\Phi_0$, где Φ_0 — максимальное в данной схеме регистрации значение параметра качества

$$\Phi_0 = \max_{I, Q} \Phi(I, Q) = \Phi(I = I_{\text{opt}}, Q = 1). \quad (5)$$

Выбор таких небольших значений Φ обусловлен тем, что большинство вариантов режима накачки при $T_F = T_{F_0}$ (см. таблицу) неспособны обеспечить большие Φ .

5. Опираясь на полученные данные, можно сделать следующие выводы.

1) При перегреве лампы все удельные сдвиги и их производные по параметрам накачки резко возрастают; кроме того, уменьшается предельная чувствительность дискриминатора, поскольку при накачке самообращенной линией тем же значениям I соответствуют большие I_ϕ , а следовательно, и большие световые шумы. Следовательно, можно рекомендовать использовать спектральную лампу при температурах, существенно меньших температуры, соответствующей максимуму интенсивности в резонансных линиях (в нашем случае на 23 °C).

2) Накачка D_2 -линией приводит к большим сдвигам, чем накачка D_1 -линией, но при работе в окрестности точки T_{F_0} обеспечивает большую независимость от режима лампы и соответственно меньшую нестабильность $\Delta\nu$.

3) Сравнение двух режимов фильтрации (T_{F_0} и T_{F_1}) при интенсивностях накачки, обеспечивающих одинаковые Φ , показывает, что оба режима при указанных выше нестабильностях интенсивности накачки и температур элементов стандарта практически равноценны. К относительно меньшим нестабильностям приводит использование накачки D_2 -линией в режиме $T_F = T_{F_0}$. Здесь, однако, необходимо помнить, что при работе в режиме полной компенсации светового сдвига требуется обеспечить не только точность поддержания температуры фильтра ΔT_F , но и точность установки T_F того же порядка. (В этом плане накачка D_2 -линией также предпочтительна, так как она позволяет устанавливать $T_F = T_{F_0}$ практически независимо от T_L). При работе же в режиме $T_F = T_{F_1}$ это ограничение отсутствует и точность начальной установки T_F может быть порядка ± 2 °C.

4) Рекомендуется в качестве буферного наполнения ячейки фильтра использовать азот при давлении $P_{N_2} \approx 100-200$ Тор.

5) Увеличение оптической плотности ячейки ведет к усилению зависимости $\nu(T_C)$, обусловленной перекрестными эффектами. Поэтому рекомендуется использовать ячейки с $\alpha_0 l \leq 1$.

6) Авторы считают необходимым еще раз отметить, что величины всех упомянутых выше световых и перекрестных сдвигов прямо пропорциональны интенсивности света накачки и, следовательно, первым шагом к достижению требуемой долговременной стабильности рубидиевого стандарта частоты должно быть радикальное снижение интенсивности света накачки до минимального уровня, обеспечивающего требуемое значение кратковременной стабильности.

Литература

- [1] Александров Е. Б., Якобсон Н. Н., Вершовский А. К. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 5. С. 970—973.
 [2] Александров Е. Б. // Тез. докл. Всес. семинара «Оптическая ориентация атомов и молекул». Л., 1986. С. 16.

³ Т. е. здесь рассматривается идеализированная ситуация. Как отмечалось в [3, 4], в существующих воплощениях рубидиевых стандартов приходится дополнительно учитывать шумы СВЧ поля. Их учет приводит к зависимости, качественно сходной с (4), но сильно смещенной в сторону меньших интенсивностей света, поэтому приведенные здесь результаты остаются в силе для реальных устройств.

- [3] Александров Е. Б., Вершовский А. К., Якобсон Н. Н. // Тез. докл. Всес. семинара «Оптическая ориентация атомов и молекул». Л., 1986. С. 18.
- [4] Александров Е. Б., Якобсон Н. Н. // Тез. докл. Всес. семинара «Оптическая ориентация атомов и молекул». Л., 1986. С. 20.
- [5] Harper W. // Rev. Modern. Phys. 1972. Vol. 44. N 2. P. 169—278.
- [6] Батыгин В. В., Жолнеров В. С. // Опт. и спектр. 1975. Т. 39. Вып. 3. С. 449—452.
- [7] Vanier J., Kinski R., Paulin P. et al. // Can. J. Phys. 1982. Vol. 60. P. 1396.

Поступило в Редакцию
25 декабря 1987 г.
