

В системе отсчета, связанной с ускоренно вращающимся кольцевым ОКГ, существует тангенциальное гравитационное поле, которое изменяет частоту фотонов, движущихся по кольцу в противоположных направлениях, на величину $\omega_{1,2} - \omega_0 = \mp gH\omega_0/c^2$, где H — расстояние, пройденное фотоном в гравитационном поле.

В работе [3] полагалось $H = ct$. Однако, хотя фотон живет в резонаторе время τ , в процессе индуцированного излучения он рождает фотон с такой же частотой, т. е. смещение частоты накапливается в течение всего времени ускорения. Таким образом, зависимость частоты света от времени будет определяться формулой

$$\omega_{1,2} = \omega_0 \left(1 \mp \frac{gt}{c} \right) = \omega_0 \left[1 \mp \frac{2}{c} \frac{S}{L} \Omega(t) \right]. \quad (4)$$

Отсюда видно, что под действием тангенциального гравитационного поля частота фотона меняется точно так же, как и собственная частота резонатора

Таким образом, тангенциальное гравитационное поле дает не дополнительное по отношению к доплеровскому смещение частоты, как утверждалось в [3], а изменяет частоту света таким образом, что она все время соответствует собственной частоте резонатора.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Неег, Phys. Rev., **134**, А 799 (1964).
2. А. М. Хромых, ЖЭТФ, **50**, 281 (1966).
3. Э. М. Беленов, Е. П. Маркин, Письма в ЖЭТФ, **7**, 497 (1968).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Гостехиздат, М., 1967.

Научно-исследовательский институт ядерной физики
при Московском университете

Поступила в редакцию
20 марта 1969 г.

УДК 621.373 : 530.145.6

СЕЛЕКЦИЯ И ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРА НА КРАСИТЕЛЯХ С ПОМОЩЬЮ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНКИ

М. А. Новиков

В последнее время большое внимание уделяется лазерам на красителях [1]. Они открывают широкие возможности в нелинейной оптике как источники интенсивного излучения с перестраиваемой частотой. В литературе обсуждалось несколько способов перестройки частоты таких лазеров.

В одном случае в резонатор помещается дисперсионный элемент, например, дифракционная решетка или стеклянная призма [2, 3], при другом способе в резонаторе используется интерференционный элемент типа эталона Фабри—Перо. В настоящей заметке предлагается еще один метод перестройки и селекции частоты лазера на красителях, основанный на поляризационно-интерференционных явлениях в плоскопараллельной кристаллической пластинке. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Эле-

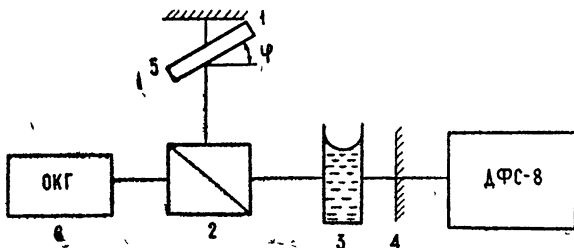


Рис. 1. 1.—Зеркало $r = 0,98$ ($\lambda = 7300 \text{ \AA}$); 2.—призма Глана—Фуко; 3.—ячейка с раствором криптоцианина; 4.—выходное зеркало $r=0,2$ ($\lambda=7300 \text{ \AA}$); 5.—кварцевая кристаллическая пластинка ($d=0,25 \text{ см}$); 6.—рубиновый ОКГ.

менты 1, 2 и 5 можно рассматривать как зеркало с коэффициентом отражения, зависящим от частоты. Можно показать, что коэффициент отражения подобной системы имеет величину

$$R = r \left\{ 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left[\frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) d \right] \right\}, \quad (1)$$

где r — коэффициент отражения зеркала 1, который в дальнейшем будем считать не зависящим от частоты, θ — угол между оптической осью кристаллической пластинки и плоскостью поляризации призмы Глана—Фуко 2, d — величина оптического пути в кристаллической пластинке, n_o и n_e — показатели преломления соответственно обыкновенного и необыкновенного лучей.

Величина оптического пути в кристаллической пластинке в зависимости от угла вращения около оптической оси φ имеет следующий вид.

$$d = \frac{d_0}{n_o - n_e} \left(\frac{n_o^2}{\sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi}} - \frac{n_e^2}{\sqrt{n_e^2 - \sin^2 \varphi}} \right), \quad (2)$$

где d_0 — толщина кристаллической пластинки. Для углов $\varphi \ll 1$ формула (2) упрощается

$$d = d_0 \left(1 + \frac{1}{2n_o^2} \varphi^2 \right). \quad (2a)$$

Выражение (1) показывает, что коэффициент отражения R зависит от частоты (рис. 2). Расстояние между максимумами отражения равно

$$\Delta \sigma (\text{см}^{-1}) = \frac{1}{2(n_o - n_e) d}. \quad (3)$$

Глубина модуляции коэффициента отражения зависит от угла θ и имеет вид

$$\frac{R_m}{r} = \sin^2 2\theta. \quad (4)$$

Максимумы R отражения определяются из условия

$$\sigma (\text{см}^{-1}) = \frac{2m + 1}{2(n_o - n_e) d} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (5)$$

Формула (5) показывает, что, меняя угол φ , можно изменять максимум отражения. Этим достигается перестройка частоты генерации.

При изменении угла θ будет изменяться полоса генерации.

В эксперименте использовалась кварцевая кристаллическая пластинка толщиной $d = 2,5$ мм с оптической осью, параллельной передней грани. В этом случае $n_o - n_e = \Delta n \approx 0,01$. Исходя из формулы (3), находим диапазон перестройки $\Delta \sigma = 200$ см⁻¹; при этом угол полной перестройки согласно (2a) равен $\Delta \varphi = 7^\circ$.

Рабочей средой для лазера на красителе служил криптоцианин, растворенный в диметилформамиде. Толщина кюветы 0,5 см. Для накачки использовался ОКГ на рубине с выходной мощностью около 10 мвт. Зеркало 1 имело коэффициент отражения около 98% на длине волны 7300 Å. Выходное зеркало 4 имело коэффициент отражения 20%. В качестве поляризатора применялась призма Глана—Фуко. Она же выполняла роль развязки между резонаторами рубинового ОКГ и лазера на красителе. Излучение анализировалось на дифракционном спектрографе ДФС-8 с дифракционной решеткой 600 линий · мм⁻¹ и линейной дисперсией 6 Å · мм⁻¹. Ширина щели составляла 0,05 мм.

Основные спектры приведены на рис. 3. На нижней спектрограмме представлен спектр генерации лазера на красителе без кристаллической пластинки. На спектрограммах 2—5 (нумерация снизу вверх) показана перестройка спектра генерации при различных углах φ (1, 3, 5, 6°). При этом угол $\theta = 20^\circ$. Спектрограммы 6 и 7 показывают изменение ширины спектра генерации при различных углах $\theta = 30, 45^\circ$, $\varphi = 4^\circ$.

Приведенные спектрограммы показывают, что кристаллическая пластинка может служить надежным и вполне доступным методом перестройки частоты лазера. Основное преимущество данного метода, по-видимому, заключается в возможности менять шири-

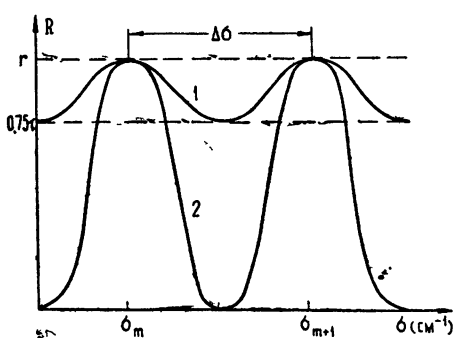


Рис. 2. 1.— $\theta = \pi/12$; 2.— $\theta = \pi/4$.

ну спектра генерации, без изменения уровня накачки. Для дальнейшего сужения полосы генерации могут применяться обычные способы сужения с интерферометром Фабри—Перо. Другой способ заключается в применении дополнительных кристаллических пластин. В этом случае для получения более узкой полосы генерации нужно использовать несколько кристаллических пластинок, определенным образом ориентированных относительно друг друга.

Такая система кристаллических пластинок аналогична фильтрам Шолка и Лио [4], которые широко используются для астрофизических исследований. Применение кристаллических пластинок может оказаться полезным для стабилизации частоты других типов лазеров, например, лазера на неодимовом стекле.

В заключение выражаю благодарность В. Н. Генкину за просмотр рукописи и ценные советы и А. Д. Тертышнику за помощь в проведении эксперимента.

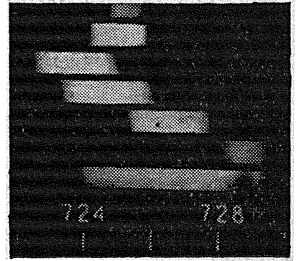


Рис 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Степанов, А. Н. Рубинов, УФН, **95**, № 1, 45 (1968).
2. В. Н. Soffer, В. В. McFarland, Appl. Phys. Lett., **10**, № 10, 266 (1967).
3. В. Л. Броуде, О. Н. Погорелый, М. С. Соскин, ДАН СССР, **163**, 1342 (1965).
4. J. W. Evans, JOSA, **48**, № 3, 142 (1968).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
11 июля 1969 г.

УДК 539.143.43

О СИЛЬНОМ НАСЫЩЕНИИ ЯМР В ДИАМАГНЕТИКАХ С ПАРАМАГНИТНОЙ ПРИМЕСЬЮ

Н. С. Бендиашвили, Л. Л. Буишвили, М. Д. Звиададзе

Теория насыщения ЯМР в сильных переменных полях была создана Редфильдом [1] на основе представления о существовании единой спиновой температуры во вращающейся системе координат. При вычислении стационарного значения этой температуры определяющим является тот факт, что секулярные (т. е. коммутирующие с зеемановской энергией спинов) члены спин-решеточного взаимодействия, не дающие вклада в релаксацию в обычной системе координат, обуславливают релаксацию во вращающейся системе координат из-за изменения направления эффективного поля. Обычно принималось [1, 2], что благодаря секулярным членам спиновая температура релаксирует к стационарному значению, равному нулю. Однако это допущение некорректно, поскольку стационарная температура, соответствующая этим членам, совпадает с температурой решетки.

Как показано в работе [2], при сильном насыщении ЯМР в диамагнетиках с магнитной примесью, когда релаксация ядер обусловлена диполь-дипольным ($d-d$) взаимодействием ядер с электронными спинами магнитных ионов, это обстоятельство существенно изменяет стационарное значение обратной спиновой температуры $\beta_{ст}$, которое оказывается равным

$$\beta_{ст} = \beta_L \frac{\omega_I \Delta + 2\alpha \Omega_1^2/3}{\Delta^2 + (1/2)(1 + 4\alpha/3)\Omega_1^2}, \quad \alpha = \frac{1 + \omega_I^2 \tau_I^2}{1 + \Omega_I^2 \tau_I^2}. \quad (1)$$

Здесь $1/\beta_L$ — температура решетки, $\Delta = \omega_I - \omega$, $\Omega_I^2 = (\omega_I - \omega)^2 + \omega_I^2$, $\omega_I = \gamma H_0$, $\Omega_1 = \gamma H_1$, $\hbar = 1$, ω и H_1 — частота и амплитуда переменного поля соответственно, τ_I — время спин-решеточной релаксации парамагнитного иона, γ_I — гиромагнитное отношение для ядер, H_0 — постоянное магнитное поле, параллельное оси z .