

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ РАЗНЕСЕННЫХ СВЕТОВЫХ ЛУЧЕЙ НА ДОПЛЕРОВСКИ УШИРЕННОМ ПЕРЕХОДЕ. I

В. С. Летохов и Б. Д. Павлик

Теоретически рассмотрены нелинейные и интерференционные явления, возникающие при поглощении двух пространственно-разнесенных световых лучей одинаковой частоты на доплеровски уширенном переходе. Расчет проведен до 3-го порядка теории возмущений по полю и развитая теория справедлива для случая слабого насыщения поглощения. Найденные явления обусловлены нелинейным кросс-поглощением молекул, пересекающих оба луча. В частности, показано, что если поле в лучах представляет параллельные плоские бегущие волны, то поглощение одного луча зависит от степени насыщения поглощения во втором луче и разности фаз между лучами. Если бегущие световые волны антипараллельны, то интерференционный эффект отсутствует, но нелинейное поглощение чувствительно к расстройке частоты относительно центра доплеровской линии (лэмбовский провал в разнесенных лучах). Предлагается использовать эти явления для стабилизации частоты и абсолютного измерения длины волны излучения лазера.

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию резонансного взаимодействия когерентного светового поля с доплеровски уширенным переходом. Если взаимодействие приводит к насыщению перехода, то на фоне доплеровской линии появляется «тонкая» структура, характерная ширина которой определяется однородной шириной и, следовательно, может быть значительно меньше доплеровской ширины [1-4]. Так, например, если поле представляет две бегущие навстречу волны одинаковой частоты, из которых хотя бы одна насыщает переход, то эта структура имеет вид провала в центре доплеровски уширенной линии. Используя нелинейно поглощающие ячейки с молекулярным газом низкого давления, можно получать очень узкие и стабильные провалы [5-8]. Это в свою очередь позволяет использовать такие провалы для стабилизации по ним частоты световых колебаний лазера и спектроскопии высокого разрешения внутри доплеровской линии [5-7]. Другое направление работ по нелинейному поглощению в газах связано с исследованием изменения доплеровского контура линий поглощения или испускания на переходах, связанных с насыщенным переходом. Здесь возникают нелинейные и интерференционные явления, излучению которых посвящен целый ряд работ [9-12].

Цель настоящей работы — исследовать нелинейные и интерференционные явления, возникающие при резонансном нелинейном поглощении двух пространственно разнесенных световых лучей одинаковой частоты. Если длина свободного пробега молекул гораздо больше диаметра лучей и расстояния между ними, то определенная часть молекул пересекает оба луча. В результате поглощение одного луча зависит от степени насыщения поглощения в другом луче. Такое кросс-поглощение зависит от взаимного направления двух лучей, разности фаз между ними и расстройки частоты волн относительно центра доплеровской линии [13].

Следует отметить, что использование двух отдельных полей для увеличения времени когерентного взаимодействия молекул с полем давно известно в радиоспектроскопии как метод двух осциллирующих полей Рамси [14]. В работах [5, 15] предлагалось использовать этот метод в оптическом диапазоне для сужения провала в линии поглощения и сужения линий усиления при когерентной оптической накачке пучка молекул. В оптическом диапазоне возникает ряд существенных отличий от радиодиапазона: во-первых, доплеровская ширина линии пучка молекул и тем более газа гораздо больше пролетной ширины; во-вторых, размеры области взаимодействия на несколько порядков больше длины волны излучения; в-третьих, поглощение может заметно изменить амплитуду светового поля. По этим причинам нельзя воспользоваться результатами Рамси и необходимо провести расчет заново. Поэтому главной целью настоящей работы является выяснение особенностей метода Рамси в оптическом диапазоне.

Отметим, что взаимодействие двух разнесенных световых полей с молекулярным пучком в линейном приближении рассматривалось в работе [16]. В этой работе показано, что связь двух полей через пучок в оптическом диапазоне пренебрежимо мала. В отличие от работы [16] мы учитываем эффект насыщения и все полученные ниже результаты существенно связаны с нелинейностью поглощения.

Схема расчета

Поглощение света происходит в результате взаимодействия светового поля $E(z, t)$ с наведенной в среде макроскопической поляризацией $P(z, t)$. Соответствующий коэффициент поглощения на единицу длины κ имеет вид

$$\kappa = -E \overline{\frac{dP}{dt}} \bigg/ \frac{cE^2}{4\pi}, \quad (1)$$

где черта сверху в выражении $F(z, t)$ означает усреднение функции $F(z, t)$ по времени t и координате z

$$\overline{F(z, t)} = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} dt \frac{1}{2d} \int_{-d}^d dz F(z, t), \quad (2)$$

T_0 — время усреднения, которое много больше периода высокочастотных колебаний ($T_0 \gg 2\pi/\nu$), $[-d, d]$ — область взаимодействия поля со средой вдоль оси луча z . Вычисление величины κ по формуле (1) проводится следующим образом. Сначала вычисляется коэффициент поглощения на единицу длины одной произвольной молекулы κ , а затем эта величина усредняется по всей области параметров, характеризующих рассматриваемый ансамбль молекул, т. е. по доплеровскому контуру ($-\infty < v < \infty$), по области взаимодействия ($-d < z < d$, $-x_0(y) < x < x_0(y)$, $-y_0 < y < y_0$), по скорости пролета через луч ($0 < u < \infty$), по t за время наблюдения.

Таким образом, задача заключается в вычислении поляризации движущейся молекулы, пересекающей две волны, и последующем усреднении по ансамблю.

Поглощение света одной молекулой, пересекающей оба луча

Рассмотрим молекулы, пролетающие через какой-либо луч, например, второй. В каждой молекуле, движущейся со скоростью V , световое поле второго луча наводит поляризацию, которая, если пренебречь затуханием, в точке r второго луча в момент времени t описывается выражениями вида

$$\left. \begin{aligned}
 P_1^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t) &= \mu \left\{ -i \int_0^t dt_1 V_2(t_1) f' + \text{к. с.} \right\}, \quad f' = e^{-i\omega(t-t_1)}, \\
 P_1^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t) &= \mu \left\{ 2i \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 V_2(t_1) V_2(t_2) V_2(t_3) f + \text{к. с.} \right\}, \\
 f &= (e^{-i\omega(t_2-t_3)} + \text{к. с.}) e^{-i\omega(t-t_1)},
 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где верхний индекс — порядок теории возмущений, в котором вычисляется P ; нижний индекс означает число лучей, пролетаемых молекулой; $\hbar V_2(t)$ — энергия взаимодействия дипольного момента молекулы с полем $E_2(t)$ второго луча, которая определяется выражением

$$\hbar V_2(t') = -\mu E_2[\mathbf{r} - \mathbf{V}(t-t'), t'] \quad (4)$$

μ — матричный элемент дипольного момента.

Поляризация молекулы, пролетающей последовательно два луча, имеет вид

$$\left. \begin{aligned}
 P_2^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t) &= -i\mu \left[\int_0^{\tau_0} dt_1 V_1(t_1) f' + \int_{\tau_0+T}^t dt_1 V_2(t_1) f' \right] + \text{к. с.}, \\
 P_2^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t) &= 2i\mu \left[\int_0^{\tau_0} dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 V_1(t_1) V_1(t_2) V_1(t_3) f + \right. \\
 &+ \int_{\tau_0+T}^t dt_1 \int_{\tau_0+T}^{t_1} dt_2 \int_{\tau_0+T}^{t_2} dt_3 V_2(t_1) V_2(t_2) V_2(t_3) f + \\
 &+ \int_{\tau_0+T}^t dt_1 \int_0^{\tau_0} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 V_2(t_1) V_1(t_2) V_1(t_3) f + \\
 &\left. + \int_{\tau_0+T}^t dt_1 \int_{\tau_0+T}^{t_1} dt_2 \int_0^{\tau_0} dt_3 V_2(t_1) V_2(t_2) V_1(t_3) f \right] + \text{к. с.},
 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где τ_0, T — соответственно время пролета молекулы со скоростью v через 1-й луч и промежуток между лучами.

Пусть через два луча пролетает η -я часть от общего числа частиц, которые пролетают только через один луч. Эти частицы, попадая во 2-й луч, уже имеют поляризацию и заселенность, наведенную полем 1-го луча. И хотя обычно $\eta \ll 1$, при некоторых условиях (например, когда поле 1-го луча гораздо более сильное, чем поле 2-го луча) наличие такой предварительной поляризации и измененной разности заселенности у молекул, пролетевших через 1-й луч и влетевших во 2-й, может существенным образом повлиять на полное поглощение света во 2-м луче.

Каждому члену в формуле для $P_2 = P_2^{(1)} + P_2^{(3)}$ можно придать определенный физический смысл. Для этого, например, следуя работе [18], поляризацию частиц во 2-м луче можно разбить на собственную, конвективную и смешанную поляризации. Собственная поляризация зависит только от поля во 2-м луче, конвективная — только от поля в 1-м луче, смешанная зависит от поля в обоих лучах.

Возьмем далее поле в 1-м и во 2-м лучах в виде плоских бегущих волн

$$E_1(z, t) = \mathcal{E}_1(t) \cos(vt - kz + \varphi_1), \quad (6)$$

$$E_2(z, t) = \mathcal{E}_2(t) \cos(vt - \varepsilon kz + \varphi_2), \quad (7)$$

где $\varepsilon = 1$, когда волны в лучах распространяются в одном направлении (параллельные волны), $\varepsilon = -1$, когда волны распространяются в противоположных направлениях (встречные волны). Тогда формулы (5) для P_2 принимают следующий вид:

а) в случае встречных волн

$$P_2 = \frac{i}{2} \mu \left\{ G_1 e^{-i\Phi_1} \int_0^{\tau_0} dt_1 \left[f_1 - \frac{G_1^2}{2} \int_0^{t_1} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 f_{11} \right] \right\} + \frac{i}{2} \mu \left\{ G_2 e^{-i\Phi_2} \int_{\tau_0+T}^t dt_1 \left[f_2 - \frac{G_2^2}{2} \int_{\tau_0+T}^{t_1} dt_2 \int_{\tau_0+T}^{t_2} dt_3 f_{22} - \frac{G_1^2}{2} \int_0^{\tau_0} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 f_{12} - \frac{G_1 G_2^2}{2} \int_{\tau_0+T}^{t_1} dt_2 \int_0^{\tau_0} dt_3 \chi \right] \right\} + \text{к. с.}; \quad (8)$$

б) в случае параллельных волн

$$P_2 = \frac{i}{2} \mu \left\{ G_1 e^{-i\Phi_1} \int_0^{\tau_0} dt_1 \left[f_1 - \frac{G_1^2}{2} \int_0^{t_1} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 f_{11} \right] \right\} + \frac{i}{2} \mu \left\{ G_2 e^{-i\Phi_2} \int_{\tau_0+T}^t dt_1 \left[f_1 - \frac{G_2^2}{2} \int_{\tau_0+T}^{t_1} dt_2 \int_{\tau_0+T}^{t_2} dt_3 f_{11} - \frac{G_1 G_2^2}{2} e^{-i\varphi} \int_{\tau_0+T}^{t_1} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 f_{11} \right] \right\} + \text{к. с.}, \quad (9)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \Phi_i &= vt + (-1)^i kz + \varphi_i; \quad \varphi = \varphi_1 - \varphi_2; \quad f_i = e^{-ix_i(t-t_i)}, \\ f_{ij} &= (e^{-ix_i(t_2-t_3)} + \text{к. с.}) e^{-ix_j(t-t_i)}, \\ \chi &= (e^{-i[\varphi_1 - \varphi_2 - 2kx + x_1(t-t_3) + x_2(t_2-t)]} + \text{к. с.}) e^{-ix_i(t-t_i)} \quad (i, j = 1, 2), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

а для коэффициента поглощения света во 2-м луче молекулой, пролетающей последовательно через два луча x_2 , получаем следующие выражения (см. Приложение):

а) в случае встречных волн

$$\kappa_2 = \left(\frac{8\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{\mu^2}{\hbar} \left\{ \frac{\sin x_2 \tau}{x_2} - \frac{G_2^2}{2} \frac{\sin x_2 \tau - x_2 \tau \cos x_2 \tau}{x_2^3} - \frac{G_1^2}{2} \frac{1 - \cos x_1 \tau \sin x_2 \tau}{x_1^2 x_2} \right\}; \quad (11)$$

б) в случае параллельных волн

$$\begin{aligned} \kappa_2 &= \left(\frac{8\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{\mu^2}{\hbar} \left\{ \frac{\sin x_1 \tau}{x_1} - \frac{G_2^2}{2} \frac{\sin x_1 \tau - x_1 \tau \cos x_1 \tau}{x_1^3} - \frac{G_1^2}{2} x_1^{-3} \sin x_1 \tau \sin^2 x_1 \frac{\tau_0}{2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{G_1}{G_2} \cos \varphi \left[\frac{\sin x_1 (\tau_0 + T + \tau) - \sin x_1 (\tau_0 + T)}{x_1} - \right. \right. \\ &\quad \left. - \frac{G_2^2}{2} \left(\frac{\cos x_1 (\tau + T) - \cos x_1 (\tau + T + \tau_0)}{x_1^2} - 2x_1^{-3} \sin x_1 \tau \sin x_1 \frac{\tau_0}{2} \sin x_1 \left(T + \frac{\tau_0}{2} \right) \right) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{G_1^2}{2} \left(-2x_1^{-3} \sin x_1 \tau \sin^2 x_1 \frac{\tau_0}{2} - \frac{T + \tau}{x_1^2} (\cos x_1 (T + \tau) - \cos x_1 (T + \tau + \tau_0)) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + x_1^{-3} (\sin x_1 (\tau_0 + T + \tau) - x_1 (\tau_0 + T + \tau) \cos x_1 (\tau_0 + T + \tau)) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - x_1^{-3} (\sin x_1 (T + \tau) - x_1 (\tau + T) \cos x_1 (T + \tau)) \right) \right\}; \quad (12) \end{aligned}$$

где

$$x_{1,2} = \omega - v \pm kv, \quad G_i = \frac{\mu \delta_i}{\hbar} \quad (i = 1, 2). \quad (13)$$

Коэффициент поглощения света молекулой, пролетающей только один (2-й) луч x , определяется первыми двумя слагаемыми выражений (11), (12). Итак, выражения (11), (12) определяют коэффициент поглощения света одной молекулой, имеющей в точке r второго луча скорость V .

Нелинейное поглощение двух бегущих световых волн ансамблем молекул

Для того чтобы вычислить полный коэффициент поглощения во 2-м луче x , надо выражение $\kappa_1 + \eta \kappa_2$ усреднить по всему ансамблю молекул. Так как в формулах (11), (12) усреднение (2) по времени t и координате z уже проведено, то остается усреднить выражения (11), (12) по скоростям u , v и поперечному сечению светового пучка.

Распределение молекул по скоростям v является максвелловским, $W_p(v) = (v_0 \sqrt{\pi})^{-1} \exp(-v^2/v_0^2)$. Причем доплеровская ширина $\Delta\omega_{\text{доп.}}$ много больше пролетной ширины $1/\tau_0$. Как следует из формул (11), (12), основной вклад в поглощение дает область скоростей $v \ll \Delta\omega_{\text{доп.}}/k \sim v_0$ (или $x \ll kv_0$). Это позволяет при усреднении по v заменить гауссовский множитель $\exp(-v^2/v_0^2)$ единицей. С учетом этого замечания усреднение выражений (11), (12) по доплеровскому контуру приводит к следующему результату:

а) встречные волны

$$\frac{x(\Delta, \tau)}{x_0} = 1 - \frac{G_2^2 \tau^2}{4} + \eta \left\{ 1 - \frac{G_2^2 \tau^2}{4} - G_1^2 \left[(\tau_0 - \tau) \frac{\sin 2\Delta\tau}{2\Delta} + \frac{1 - \cos 2\Delta\tau}{4\Delta^2} \right] \right\}; \quad (14)$$

б) параллельные волны

$$\frac{x(\tau)}{x_0} = 1 - \frac{G_2^2 \tau^2}{4} + \eta \left\{ 1 - \frac{G_2^2 \tau^2}{4} - 2G_1^2 I\left(\tau_1, \frac{\tau_0}{2}, \frac{\tau_0}{2}\right) + \frac{G_1}{G_2} \cos \varphi \times \right. \\ \left. \times \left[-G_2^2 \left(\frac{1}{2} \tau_0 \tau - I\left(\tau_1, \frac{\tau_0}{2}, T + \tau\right) \right) - G_1^2 \left(\frac{\tau_0^2}{4} - I\left(\frac{\tau_0}{4}, \frac{\tau_0}{2}, T + \tau\right) \right) \right] \right\}, \quad (15)$$

где $x_0 = (8\pi^{3/2}/\lambda) (\mu^2 N_0 / \hbar kv_0)$ — линейный коэффициент поглощения на единицу длины, N_0 — разность заселенностей нижнего и верхнего уровня, приходящаяся на единицу объема, а функция $I(a, b, c)$ имеет вид¹

$$I(a, b, c) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sin ax \sin bx \sin cx \frac{dx}{x^3} = \\ = \begin{cases} bc & \text{при } 0 \leq c \leq a - b, \\ \frac{1}{4} [2(ab + bc + ac) - (a^2 + b^2 + c^2)] & \text{при } a - b \leq c \leq a + b, \\ ab & \text{при } c \geq a + b. \end{cases} \quad (16)$$

При выводе формул (11), (12) поле считалось однородным по сечению светового пучка

$$E(x, y, z, t) = \begin{cases} E(z, t) & \text{при } -x_0(y) \leq x \leq x_0(y); \quad -y_0 \leq y \leq y_0, \\ 0 & \text{при остальных } x, y. \end{cases}$$

Поэтому удобно ось x направить вдоль u так, чтобы выражения (11), (12) зависели от y параметрически. Кроме того, для простоты вычислений будем считать, что поле ограничено только по x , а размеры области, занятой полем вдоль y , удовлетворяют условию $y_0 \gg x_0$. Тогда $\tau = x/u$ и, усредняя выражения (11), (12) по x , получаем:

а) встречные волны

$$\frac{x(\Delta, u)}{x_0} = 1 - \frac{G_2^2}{12} \left(\frac{a}{u} \right)^2 + \eta \left\{ 1 - \frac{G_2^2}{12} \left(\frac{a}{u} \right)^2 - \frac{G_1^2}{4\Delta^2} \left[1 - \frac{\sin \left(2\Delta \frac{a}{u} \right)}{2\Delta \frac{a}{u}} \right] \right\}; \quad (17)$$

б) параллельные волны

$$\frac{x}{x_0} = 1 - \frac{G_2^2}{12} \left(\frac{a}{u} \right)^2 + \eta \left\{ 1 - \left(\frac{G_2^2}{12} + \frac{G_1^2}{3} \right) \left(\frac{a}{u} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{G_1}{G_2} \cos \varphi \left[\frac{1}{4} (1 - A) (G_1^2 + G_2^2) \right] \left(\frac{a}{u} \right)^2 \right\}, \quad (18)$$

где $A = 1 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{L}{a} \right)^3$ при $L \leq a$ и $A = 1$ при $L > a$, L — расстояние между лучами диаметра a .

Выражение для коэффициента поглощения в случае параллельных волн имеет два существенных отличия от случая встречных волн. Во-первых, в случае параллельных волн зависимость коэффициента погло-

¹ Отметим, что приведенные в [19] значения интеграла $I(a, b, c)$ содержат ошибку.

щения от расстройки Δ отсутствует (она появляется лишь при учете членов второго порядка по параметру $(kv_0\tau_0)^{-1}$, который, как было сказано выше, в данном случае много меньше единицы). Во-вторых, в случае параллельных волн возникает интерференционный член, которого нет в случае встречных волн. Этот член может стать преобладающим, если $\varepsilon_1/\varepsilon_2 > 1$. Это означает, что в случае параллельных волн может быть сильная зависимость коэффициента поглощения света во 2-м луче от разности фаз поля в 1-м и во 2-м луче, если поле в 1-м луче взять значительно более сильным, чем во 2-м луче. Физически это объясняется тем, что в сильном поле 1-го луча молекулы приобретают заметную поляризацию, которая может существенным образом повлиять на поглощение слабой волны 2-го луча. Зависимость κ_2 от разности фаз φ можно использовать для абсолютного измерения длины волны излучения λ .

Форма и величина провала во встречных волнах существенным образом зависят от вида распределения по скоростям u .

В случае пучка молекул функция распределения молекул по скоростям есть $W_\mu(u) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{u^2}{v_0^3} e^{-u^2/v_0^2}$. При этом глубина провала невелика ($\sim G^2\tau_0^2$), а ширина провала оказывается $\sim 1/\tau_0$, т. е. определяется пролетной шириной для молекул со среднетепловой скоростью v_0 . Последнее очевидно из рис. 1, где изображена форма «лэмбовского провала во встречных лучах» $F(\Delta)$ (в относительных единицах), полученная численным интегрированием выражения (17) с распределением по скоростям $W_\mu(u)$ в пучке. Отсутствие гладкости у функции $F(\Delta)$ при $\Delta=0$ обусловлено тем, что вычисления проводятся по теории возмущений и не учитывается затухание молекул.

Уменьшение показателя степени α при скорости u (по сравнению с $\alpha=2$) в распределении по скоростям приводит к тому, что медленные молекулы будут представлены в гораздо большей мере. Поэтому и тонкая структура линии (типа лэмбовского провала) будет уже, чем в пучковых системах [17]. Так, в случае молекулярного газа низкого давления, для которого распределение по скоростям есть $W_\mu(u) = 2 \frac{u}{v_0^2} e^{-u^2/v_0^2}$, характерная ширина тонкой структуры при слабом насыщении ($\Gamma, G \ll 1/\tau_0$) будет определяться величинами Γ и G , где Γ — однородная ширина перехода, G — частота межуровневых осцилляций под действием поля ($G \sim \frac{\mu\varepsilon}{\hbar}$).

Действительно, в работе [17], где в рамках третьего порядка теории возмущений учтено радиационное затухание молекул, показано, что параметры лэмбовского провала (его глубина и ширина) в случае, когда $G \ll \Gamma \ll 1/\tau_0$, определяются величиной Γ .

В другом случае, когда $\Gamma \ll G \ll 1/\tau_0$, основной вклад в образование провала дают медленные молекулы, которые находятся в условиях сильного насыщения (т. е. молекулы со скоростью $u < Ga$). Здесь уже приближение слабого насыщения неприемлемо и необходимо учитывать осцилляторный отклик медленных молекул на слабое ($G\tau_0 \ll 1$) поле. В этом случае (как и в случае, рассмотренном в работе [17]) медленные молекулы дают аномально большой по сравнению с пучком молекул вклад в поглощение, а параметры провала определяются величиной G .



Рис. 1. Форма лэмбовского провала, возникающего в линии поглощения пучка молекул под действием полей двух разнесенных встречных бегущих волн [функция $F(\Delta)$].

Нетрудно показать, что в случае встречных волн появляется такой же провал, как и в случае стоячей волны с диаметром $2a$. Из энергетических соображений две разнесенные встречные волны менее эффективны, чем одна стоячая волна удвоенного диаметра, так как в 1-м случае число моле

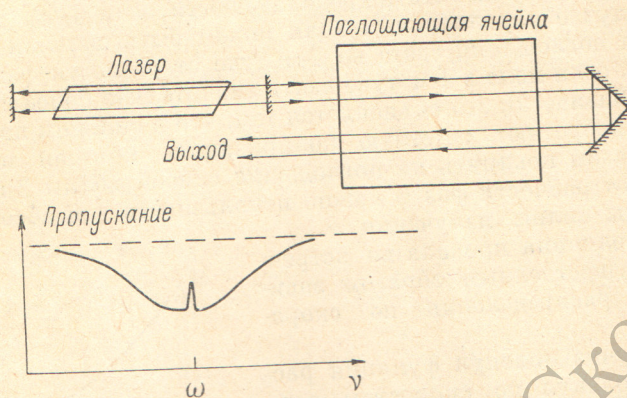


Рис. 2. Схема использования нелинейного поглощения двух встречных разнесенных лучей для стабилизации частоты лазера.

кул, которые принимают участие в поглощении второго луча, вообще говоря, меньше в отношении η , чем во 2-м случае. Однако две встречные волны обладают тем преимуществом, что они позволяют избежать вредного обратного влияния поля в области поглощения на поле задающего квантового генератора. Действительно, например, в схеме, показанной на рис. 2, обратная волна не попадает обратно в лазер.

Заключение

В настоящей работе рассмотрены нелинейные и интерференционные явления, возникающие при поглощении двух разнесенных световых полей на доплеровски уширенном переходе. Эти явления обусловлены нелинейным кросс-поглощением молекул, пересекающих оба поля. Показано, что если бегущие волны параллельны, то поглощение одного луча зависит от степени насыщения поглощения во 2-м луче и разности фаз между лучами. Это явление можно использовать для абсолютного измерения длины волны излучения лазера, стабилизированного нелинейно поглощающей ячейкой. Если бегущие световые волны антипараллельны, то интерференционный эффект отсутствует, но нелинейное поглощение чувствительно к расстройке частоты поля относительно центра доплеровской линии (лэмбовский провал в разнесенных лучах). Это явление можно использовать для стабилизации частоты колебаний лазера по внешней нелинейно поглощающей ячейке, полностью развязанный от лазера. Естественно все эти явления заметны, если расстояние между лучами меньше ширины каждого из лучей и достигается значительный уровень насыщения.

В настоящей работе рассмотрение проведено для случая слабого насыщения поглощения. Взаимодействие молекул с двумя разнесенными бегущими волнами без каких-либо ограничений на амплитуды полей будет рассмотрено в следующей публикации.

Авторы глубоко благодарны Н. Г. Басову за поддержку и интерес к работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Величина χ_2 вычисляется по формуле

$$\chi_2 = \bar{w}_2 \sqrt{\frac{cE^2}{4\pi}},$$

(П. 1)

где черта означает усреднение (2), $w_2 = -\dot{P}_2 E_2$ — мгновенная мощность, которую поглощает во 2-м луче молекула, предварительно пролетевшая 1-й луч. Величина w_2 в случае встречных (а) и параллельных волн (б) имеет следующий вид:

а)

$$w_2 = \frac{1}{4} \hbar \nu G_1 G_2 (e^{-i(\Phi_1 + \Phi_2)} + e^{-i(\Phi_1 - \Phi_2)}) \int_0^{\tau_0} dt_1 \left[f_1 - \frac{G_1^2}{2} \int_0^{t_1} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 f_{11} \right] +$$

$$+ \frac{1}{4} \hbar \nu G_2^2 (1 + e^{-i2\Phi_2}) \int_{\tau_0+T}^t dt_1 \left[f_2 - \frac{G_2^2}{2} \int_{\tau_0+\tau}^{t_1} dt_2 \int_{\tau_0+T}^{t_2} dt_3 f_{22} - \right.$$

$$\left. - \frac{G_1^2}{2} \int_0^{\tau_0} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 f_{12} - \frac{G_1 G_2^2}{2} \int_0^{t_1} dt_3 \lambda \right] + \text{к. с.}; \quad (\text{П. 2})$$

б)

$$w_2 = \frac{1}{4} \hbar \nu G_2^2 [1 + e^{-i(\Phi_1 + \Phi_2 - 2kz)}] \int_{\tau_0+T}^t dt_1 \left[f_1 - \frac{G_2^2}{2} \int_{\tau_0+T}^{t_1} dt_2 \int_{\tau_0+T}^{t_2} dt_3 f_{11} - \right.$$

$$\left. - \frac{G_1^2}{2} \int_0^{\tau_0} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 f_{11} \right] + \frac{1}{4} \hbar \nu G_1 G_2 e^{-i\varphi} [1 + e^{-i(\Phi_1 + \Phi_2 - 2kz)}] \times$$

$$\times \left\{ \int_0^{\tau_0} dt_1 \left[f_1 - \frac{G_1^2}{2} \int_0^{t_1} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 f_{11} \right] - \frac{G_2^2}{2} \int_{\tau_0+T}^t dt_1 \int_{\tau_0+T}^{t_1} dt_2 \int_0^{\tau_0} dt_3 f_{11} \right\} + \text{к. с.}, \quad (\text{П. 3}),$$

где использованы обозначения (10), (13).

Найдем теперь усредненную в соответствии с формулой (2) величину \bar{w}_2 . Усреднение по i обращает в нуль члены, имеющие множители $\exp(\pm i2\nu t)$, так как $T_0 \gg 2\pi/\nu$. Поскольку размер области взаимодействия молекул с полем значительно превышает длину световой волны λ , то аналогично обращаются в нуль при усреднении по координате z члены типа $\exp(\pm i2kz)$. Если теперь сделать замену переменных

$$t_2 - t_3 = \tau_3, \quad t_1 - t_2 = \tau_2, \quad t - t_1 = \tau_1, \quad t - (t_0 + T + \tau_0) = \tau, \\ t_3 - t_0 = \tau'_3, \quad t_2 - t_0 = \tau'_2, \quad t_1 - t_0 = \tau'_1, \quad (\text{П. 4})$$

выражение для \bar{w}_2 запишется в виде:

а) встречные волны

$$\bar{w}_2 = \frac{1}{2} \hbar \nu G_2^2 \text{Re} \left\{ \int_0^{\tau} d\tau_1 \left(f_1 - \frac{G_2^2}{2} \int_0^{\tau-\tau_1} d\tau_2 \int_0^{\tau-\tau_1-\tau_2} d\tau_3 f_{22} \right) - \right.$$

$$\left. - \frac{G_1^2}{2} \int_0^{\tau} d\tau_1 \int_0^{\tau_0} d\tau'_2 \int_0^{\tau'_2} d\tau'_3 (e^{-ix_1(\tau'_2-\tau'_3)} + \text{к. с.}) f_2 \right\}; \quad (\text{П. 5})$$

б) параллельные волны

$$\bar{w}_2 = \frac{1}{2} \hbar \nu G_2^2 \text{Re} \left\{ \int_0^{\tau} d\tau_1 \left[f_1 - \frac{G_2^2}{2} \int_0^{\tau-\tau_1} d\tau_2 \int_0^{\tau-\tau_1-\tau_2} d\tau_3 f_{11} - \right. \right.$$

$$\left. - \frac{G_1^2}{2} \int_0^{\tau_0} d\tau'_2 \int_0^{\tau'_2} d\tau'_3 (e^{-ix_1(\tau'_2-\tau'_3)} + \text{к. с.}) f_1 \right] + \frac{G_1}{G_2} e^{-i\varphi} \times$$

$$\times \left[\int_0^{\tau} d\tau_1 \left(f_1 - \frac{G_2^2}{2} \int_0^1 d\tau_2' \int_0^{\tau_2'} d\tau_3' (e^{-ix_1'(\tau_2'-\tau_3')} + \text{к. с.}) e^{-ix_1(\tau_0+T+\tau-\tau_1')} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{G_2^2}{2} \int_0^{\tau} d\tau_1 \int_0^{\tau-\tau_1} d\tau_2 \int_0^{\tau_0+T+\tau-\tau_1-\tau_2} d\tau_3 f_{11} \right) \right] \quad (\text{П. 6})$$

Интегрируя выражения (П. 5) и (П.6) по τ_j и τ_j' ($j=1, 2, 3$) и подставляя затем в формулу (П. 1), приходим к выражениям (11) и (12).

Литература

- [1] W. R. Bennett, Jr. Phys. Rev., 126, 580, 1962.
- [2] W. E. Lamb, Jr. Phys. Rev., 134A, 1429, 1964.
- [3] R. A. McFarlane, W. R. Bennett, Jr., W. E. Lamb, Jr. Appl. Phys. Lett., 2, 189, 1963.
- [4] С. Г. Раутиан. Автореф. докт. дисс., ФИАН, М., 1966; Тр. ФИАН, 43, Нелинейная оптика. Изд. «Наука», М., 1968.
- [5] В. С. Летохов. Письма в ЖЭТФ, 6, 597, 1967.
- [6] В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев. ЖЭТФ, 54, 419, 1968.
- [7] R. L. Varger, J. L. Hall. Phys. Rev. Lett., 26, 4, 1969.
- [8] Н. Г. Басов, И. Н. Компанец, О. Н. Компанец, В. С. Летохов, В. В. Никитин. Письма в ЖЭТФ, 9, 568, 1969.
- [9] H. R. Schlossberg, A. Javan. Phys. Rev., 150, 267, 1966.
- [10] Г. Е. Ноткин, С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов. ЖЭТФ, 56, 1673, 1967.
- [11] H. K. Holt. Phys. Rev. Lett., 20, 410, 1968.
- [12] M. S. Feld, A. Javan. Phys. Rev. Lett., 20, 578, 1968.
- [13] В. С. Летохов, Б. Д. Павлик. Тез. Всес. симп. по физике газовых лазеров, 61, Новосибирск, 1969.
- [14] Н. Рамзей. Молекулярные пучки, гл. 5. ИЛ, М., 1960.
- [15] Н. Г. Басов, В. С. Летохов. Усп. физ. наук, 96, 585, 1968.
- [16] A. N. Ogaevsky. IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement, IM-17, № 4, 346, 1968.
- [17] С. Г. Раутиан, А. Н. Шалагин. ЖЭТФ, 58, 962, 1970.
- [18] Г. Л. Сучкин. ЖЭТФ, 52, 921, 1967.
- [19] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, ФМ, М., 1963.

Поступило в Редакцию 16 февраля 1971 г.