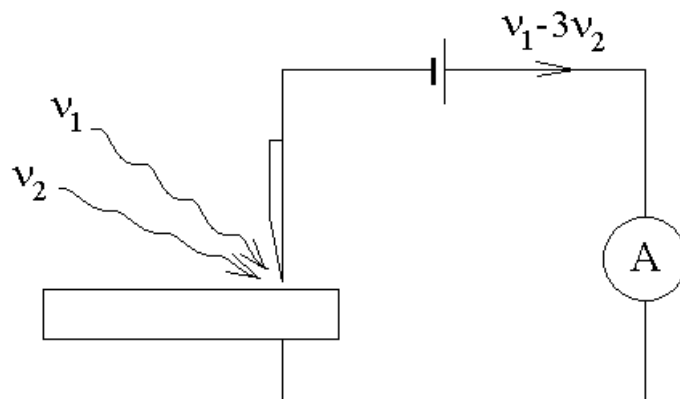


Радиооптический мост (продолжение).

Для сравнения почти кратных частот лазеров используется приемник излучения типа "кошачий ус".



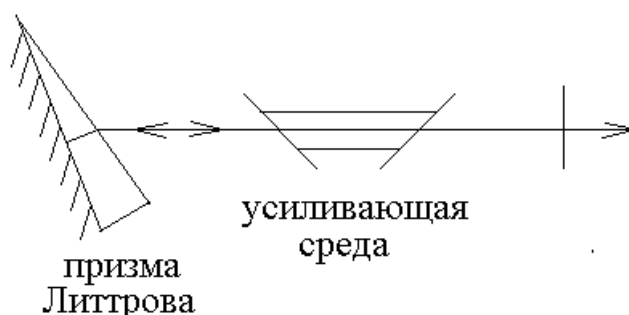
Это приемник, который реагирует на напряженность электрического поля световой волны, а не на интенсивность, как остальные приемники оптического диапазона. Например, в фототоке приемника можно получить сигнал на частоте $\nu_1 - 3\nu_2$, если эта частота достаточно низкая.

Селекция лазерных мод.

Каждый из лазеров радиооптического моста должен работать в одночастотном режиме генерации. Для получения одночастотного режима используются различные методы селекции лазерных мод.

Поперечные моды устраняются с помощью внутрирезонаторной ирисовой диафрагмы.

Для грубой селекции продольных мод вместо одного из зеркал лазера используют призму Литтрова (призма с зеркальной гранью) или отражательную дифракционную решетку в автоколлимационном режиме. Решетка, например, используется для CO_2 -лазера.



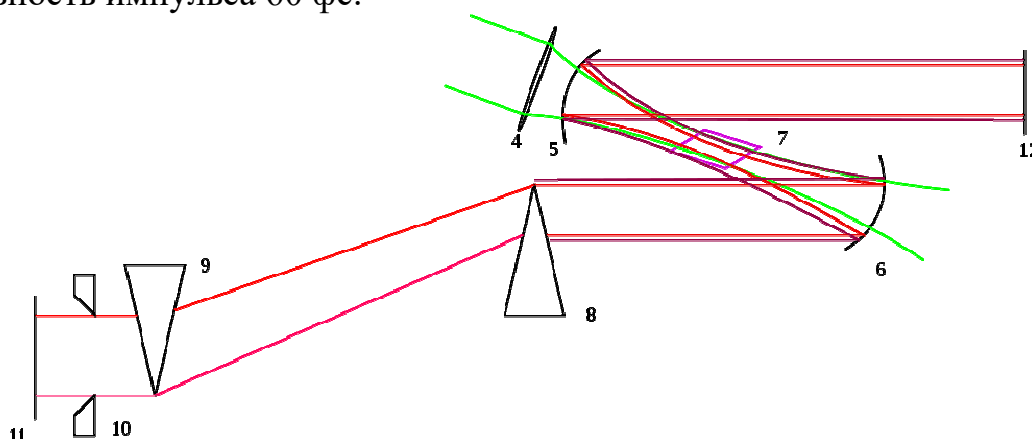
Для выделения генерации на одной продольной моде используются внутрирезонаторный интерферометр Фабри-Перо.



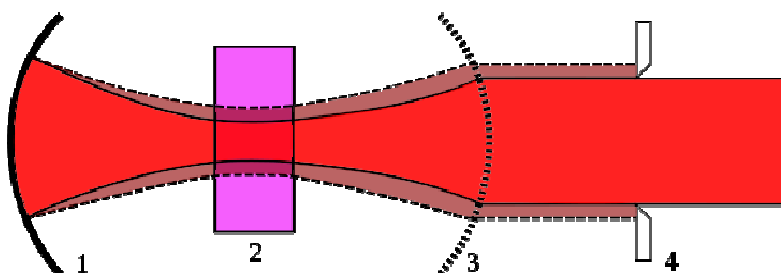
Фемтосекундный лазер.

Режим синхронизации лазерных мод. Гелий-неоновый лазер с кристаллом KDP (эффект Погкельса) с синхронизацией мод.

Титан-сапфировый лазер $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$, ширина спектра излучения 20 нм, длительность импульса 60 фс.



Накачка аргоновым лазером. Призмы для компенсации дисперсии групповых скоростей (ДГС). Диафрагма 10 для настройки длительности импульса.



Изменение длительности импульса. Мощная световая волна наводит оптическую линзу в активной среде. Кривизна зеркал подобрана так, чтобы условия генерации были оптимальны с учетом наведенной светом линзы. Сначала диафрагму делают широкой, чтобы генерация началась. Затем диафрагму сжимают, так чтобы генерация была возможна только при большой интенсивности излучения. В результате продольные моды лазера синхронизируются так, чтобы сформировать короткий световой импульс с большой интенсивностью.

Измерение длительности импульса.

Чипирование импульса на дифракционной решетке (растяжение во времени) перед усилением вне резонатора и обратное чипирование после усиления.

Стабилизация фемтосекундного лазера

$$f_n = f_0 + nf_p$$

Здесь f_0 — дробная часть от деления несущей частоты генерации лазера на частоту следования импульсов генерации.

$$2f_n - f_{2n} = f_0$$

Стабилизация лазера по нулю f_0 .

Световая пуля. Поперек луча свет сжимается в результате явления самофокусировки, если световое поле увеличивает показатель преломления среды. В условиях аномальной дисперсии групповой скорости одновременно с пространственным сжатием волнового пакета происходит его компрессия во времени — филаментация в пространстве и времени. Вторая причина сокращения длительности импульса состоит в том, что при распространении импульса через насыщаемый поглотитель (специальное стекловолокно) края импульса поглощаются существенно сильнее, чем центр (амплитуда которого намного больше). Это эквивалентно уменьшению длительности импульса. В экспериментах в плавном кварце фемтосекундного лазерного импульса на длине волны 1800 нм минимальная длительность световой пули достигла 13.5 фс, что составляет около двух осцилляций светового поля. Диаметр световой пули порядка 10 мкм, длина — 5 мкм, энергия — 0.1 Дж. Световая пуля сопровождается излучением суперконтинуума.

Optics Letters, **38** (1), 16, (2013).

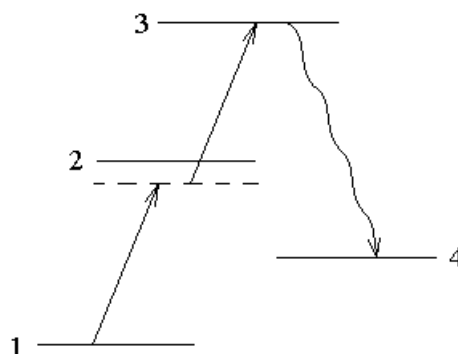
Laser Physics Letters **10**, 105401 (2013).

Квантовая электроника **43**, 326, (2013).

Резонансы двухфотонного поглощения без доплеровского уширения.

Рассмотрим неоднородно уширенные линии спектральных переходов $\Gamma \ll kU$.

Рассмотрим следующую схему уровней энергии.



Пусть переходы $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$ разрешены в дипольном приближении. Как показывает теория, в таком случае переход $1 \rightarrow 3$ обязательно запрещен. То есть

$$\begin{cases} p_{12} \neq 0 \\ p_{23} \neq 0 \\ p_{13} = 0 \end{cases}$$

Пусть лазерное излучение имеет такую частоту ω , что энергия двух фотонов $2\hbar\omega$ примерно равна энергии перехода с 1-го уровня на 3-й:

$$|2\omega - \omega_{31}| \approx kU, \text{ где } k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ — волновое число, } U = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \text{ — наиболее}$$

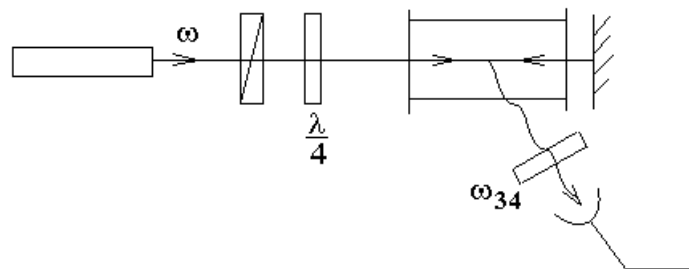
вероятная скорость молекул газа.

Пусть уровень энергии 2 находится близко к середине между уровнями 1 и 3, но различие гораздо больше доплеровской ширины линий:

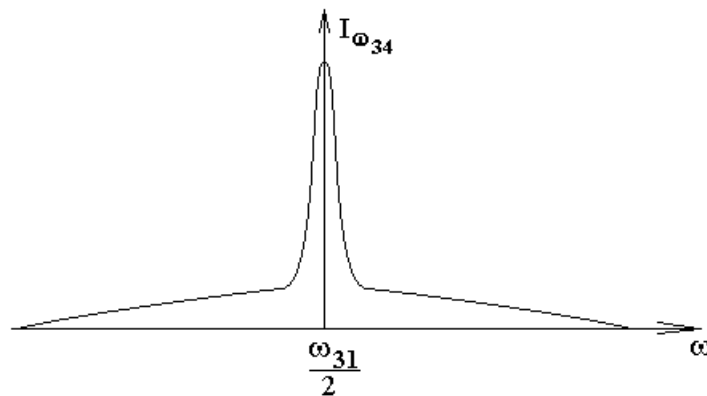
$$\left| \frac{\omega_{31}}{2} - \omega_{21} \right| \gg kU.$$

В эксперименте регистрируется мощность спонтанного излучения на переходе $3 \rightarrow 4$.

Оптическая схема эксперимента.



В эксперименте получают следующую зависимость интенсивности на приемнике света от частоты генерации лазера.



Качественное объяснение вида зависимости.

Сигнал состоит из двух контуров: узкого высокого и низкого широкого.

Если два фотона поглощаются из встречных световых волн, то в системе отсчета молекулы частоты фотонов будут иметь значения $(\omega - kV_z)$ и $(\omega + kV_z)$. Тогда из баланса энергии получим:

$$\hbar(\omega - kV_z) + \hbar(\omega + kV_z) = \hbar\omega_{31} \quad \Rightarrow$$

$\omega = \frac{\omega_{31}}{2}$ — узкий по частоте лазера ω сигнал; V_z — любое, то есть в

формировании сигнала участвуют молекулы со всеми возможными скоростями, поэтому сигнал имеет большую амплитуду.

Если два фотона поглощаются из одной световой волны, то из баланса энергии в системе отсчета молекулы получим:

$$2\hbar(\omega - kV_z) = \hbar\omega_{31} \quad \Rightarrow$$

ω — любое, следовательно, сигнал — широкий контур; $V_z = \frac{2\omega - \omega_{31}}{2k}$, то

есть в формировании сигнала на каждой частоте ω участвует небольшой набор молекул с фиксированной лучевой скоростью, следовательно, сигнал имеет малую амплитуду.

Количественное описание.

Рассмотрим уравнение Неймана для матрицы плотности ρ :

$$i\hbar \dot{\hat{\rho}} = [\hat{H}, \hat{\rho}],$$

где $\hat{H} = \hat{H}_0 - (\hat{p}, \vec{E}(t)) = \hat{H}_0 - \hat{p}E(t)$ — оператор Гамильтона, \hat{H}_0 — невозмущенный световым полем оператор Гамильтона, \hat{p} — оператор дипольного момента молекулы, $\vec{E}(t)$ — напряженность светового поля, \hat{p} — оператор проекции дипольного момента молекулы на единичный вектор поляризации световой волны.

Пусть для простоты встречные световые волны имеют одинаковую вещественную амплитуду \mathcal{E}_0 , тогда

$$E(t) = \mathcal{E}_0 \cdot \cos(\omega_1 t + \varphi_{10}) + \mathcal{E}_0 \cdot \cos(\omega_2 t + \varphi_{20})$$

$$\text{Здесь } \begin{cases} \omega_1 = \omega - kV_z \\ \omega_2 = \omega + kV_z \end{cases}$$

Возьмем уравнение Неймана

$$i\hbar \dot{\hat{\rho}} = [\hat{H}_0 - \hat{p}E(t), \hat{\rho}]$$

и раскроем коммутатор

$$i\hbar \dot{\hat{\rho}} = \hat{H}_0 \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{H}_0 - E(t) \cdot (\hat{p} \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{p}).$$

Подставим в это уравнение матрицы операторов в представлении собственных функций невозмущенного оператора Гамильтона \hat{H}_0 .

Матрица плотности будет иметь вид произвольной эрмитовой матрицы:

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} \end{pmatrix}, \text{ где } \rho_{ik} = \rho_{ki}^*.$$

Невозмущенный оператор Гамильтона примет в этом представлении диагональный вид:

$$\hat{H}_0 = \begin{pmatrix} E_1 & 0 & 0 \\ 0 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & E_3 \end{pmatrix}.$$

Оператор проекции дипольного момента перехода на единичный вектор поляризации световой волны, наоборот, имеет нулевые диагональные элементы:

$$\hat{p} = \begin{pmatrix} 0 & p_{12} & 0 \\ p_{21} & 0 & p_{23} \\ 0 & p_{32} & 0 \end{pmatrix}.$$

Здесь учтено, что $p_{13} = p_{31} = 0$.

Напомним, что матричные элементы оператора проекции дипольного момента могут быть вычислены по следующим формулам:

$$p_{nk} = \int \psi_n^* \cdot (\vec{p}, \vec{e}) \cdot \psi_k \cdot dV,$$

где $\vec{p} = \sum_i q_i \vec{r}_i$ — дипольный момент молекулы, \vec{e} — единичный вектор

поляризации световой волны.

Выберем фазы собственных функций ψ_1 и ψ_3 невозмущенного оператора Гамильтона так, чтобы все матричные элементы проекции дипольного момента

были вещественными $\begin{cases} p_{12} = p_{21} \\ p_{23} = p_{32} \end{cases}$, тогда

$$\hat{p} = \begin{pmatrix} 0 & p_{12} & 0 \\ p_{12} & 0 & p_{23} \\ 0 & p_{23} & 0 \end{pmatrix} \text{ — оператор проекции дипольного момента на}$$

единичный вектор поляризации световой волны.

Подставим матрицы операторов $\hat{H}_0, \hat{\rho}, \hat{p}$ в уравнение

$i\hbar \dot{\hat{\rho}} = \hat{H}_0 \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{H}_0 - E(t) \cdot (\hat{p} \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{p})$, перемножим матрицы, добавим феноменологическое затухание и накачку, и получим:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\rho}_{11} + \gamma_1 \rho_{11} = \gamma_1 \rho_{11}^0 - i \frac{p_{12} E(t)}{\hbar} (\rho_{12} - \rho_{21}) \\ \dot{\rho}_{22} + \gamma_2 \rho_{22} = \gamma_2 \rho_{22}^0 + i \frac{p_{12} E(t)}{\hbar} (\rho_{12} - \rho_{21}) - i \frac{p_{23} E(t)}{\hbar} (\rho_{23} - \rho_{32}) \\ \dot{\rho}_{33} + \gamma_3 \rho_{33} = \gamma_3 \rho_{33}^0 + i \frac{p_{23} E(t)}{\hbar} (\rho_{23} - \rho_{32}) \\ \dot{\rho}_{21} + i\omega_{21} \rho_{21} + \Gamma_{12} \rho_{21} = i \frac{p_{12} E(t)}{\hbar} (\rho_{11} - \rho_{22}) + i \frac{p_{23} E(t)}{\hbar} \rho_{31} \\ \dot{\rho}_{31} + i\omega_{31} \rho_{31} + \Gamma_{13} \rho_{31} = i \frac{p_{23} E(t)}{\hbar} \rho_{21} - i \frac{p_{12} E(t)}{\hbar} \rho_{32} \\ \dot{\rho}_{32} + i\omega_{32} \rho_{32} + \Gamma_{23} \rho_{32} = i \frac{p_{23} E(t)}{\hbar} (\rho_{22} - \rho_{33}) - i \frac{p_{12} E(t)}{\hbar} \rho_{31} \end{array} \right.$$

Далее нужно выполнить два пункта:

1). Решить уравнения и найти ρ_{33} .

2). Взять интеграл $I_{\omega_{34}} \sim N_3 \gamma_{34}^0 = \gamma_{34}^0 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} N_{0V_z} \cdot \rho_{33}(V_z) \cdot dV_z$. Здесь γ_{34}^0 —

частота спонтанных переходов с уровня энергии 3 на уровень 4.

Для упрощения решения системы уравнений нужно учитывать принятые приближения:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma \ll kU \\ |2\omega - \omega_{31}| \approx kU \\ |\omega - \omega_{21}| \gg kU \\ |\omega - \omega_{32}| \gg kU \end{array} \right.$$

Чтобы решение не было слишком громоздким, будем считать, что $\rho_{22}^0 = \rho_{33}^0 = 0$.

Будем искать стационарное решение системы: $\dot{\rho}_{11} = \dot{\rho}_{22} = \dot{\rho}_{33} = 0$. Тогда

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\rho}_{11} = \gamma_1 \rho_{11}^0 - i \frac{p_{12} E(t)}{\hbar} (\rho_{12} - \rho_{21}) \\ \dot{\rho}_{22} = i \frac{p_{12} E(t)}{\hbar} (\rho_{12} - \rho_{21}) - i \frac{p_{23} E(t)}{\hbar} (\rho_{23} - \rho_{32}) \\ \dot{\rho}_{33} = i \frac{p_{23} E(t)}{\hbar} (\rho_{23} - \rho_{32}) \\ \dot{\rho}_{21} + i\omega_{21}\rho_{21} + \Gamma_{12}\rho_{21} = i \frac{p_{12} E(t)}{\hbar} (\rho_{11} - \rho_{22}) + i \frac{p_{23} E(t)}{\hbar} \rho_{31} \\ \dot{\rho}_{31} + i\omega_{31}\rho_{31} + \Gamma_{13}\rho_{31} = i \frac{p_{23} E(t)}{\hbar} \rho_{21} - i \frac{p_{12} E(t)}{\hbar} \rho_{32} \\ \dot{\rho}_{32} + i\omega_{32}\rho_{32} + \Gamma_{23}\rho_{32} = i \frac{p_{23} E(t)}{\hbar} (\rho_{22} - \rho_{33}) - i \frac{p_{12} E(t)}{\hbar} \rho_{31} \end{array} \right. \quad (1)$$

Ищем решение в духе приближения вращающейся волны.

Будем искать решение методом последовательных приближений по амплитуде светового поля. Световое поле — малый параметр.

При нулевой амплитуде светового поля (в нулевом приближении по амплитуде поля) отличен от нуля единственный член матрицы плотности

$$\rho_{11} = \rho_{11}^0.$$

Будем говорить, что он пропорционален нулевой степени амплитуды светового поля:

$$\rho_{11} \sim \varepsilon_0^0.$$

В следующем приближении, в первом приближении по амплитуде поля, правая часть уравнений системы (1) для элементов матрицы плотности отлична от нуля только в 4-ом уравнении

$$\dot{\rho}_{21} + i\omega_{21}\rho_{21} + \Gamma_{12}\rho_{21} = i \frac{p_{12} E(t)}{\hbar} (\rho_{11} - \rho_{22}) + i \frac{p_{23} E(t)}{\hbar} \rho_{31}$$

и только за счет слагаемого $i \frac{p_{12} E(t)}{\hbar} \rho_{11}$ в правой части, где $\rho_{11} \neq 0$. То

есть уравнение в первом приближении имеет вид:

$$\dot{\rho}_{21} + i\omega_{21}\rho_{21} + \Gamma_{12}\rho_{21} = i \frac{p_{12} E(t)}{\hbar} \rho_{11}^0.$$

Здесь

$$E(t) = \varepsilon_0 \cdot \frac{e^{i\omega_1 t} + e^{-i\omega_1 t}}{2} + \varepsilon_0 \cdot \frac{e^{i\omega_2 t} + e^{-i\omega_2 t}}{2}.$$