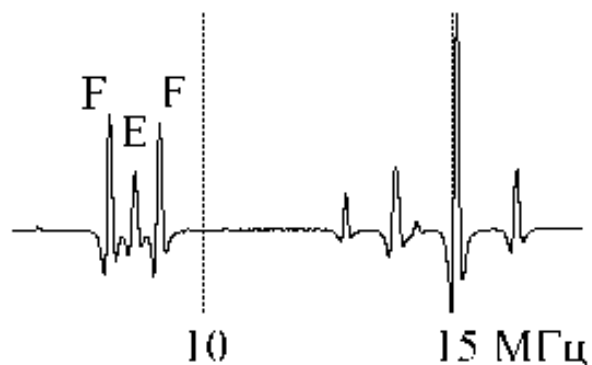


### Супертонкая структура уровней энергии.

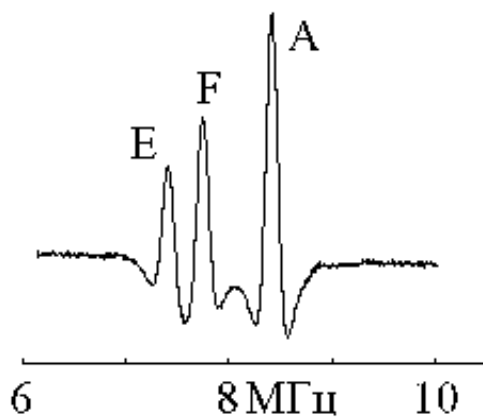
Супертонкая структура, сверхтонкая структура. Горячие колебательные полосы.

В спектре насыщения поглощения симметричной молекулы  $\text{SiF}_4$  наблюдаются характерные мультиплеты супертонкой структуры спектра [1].

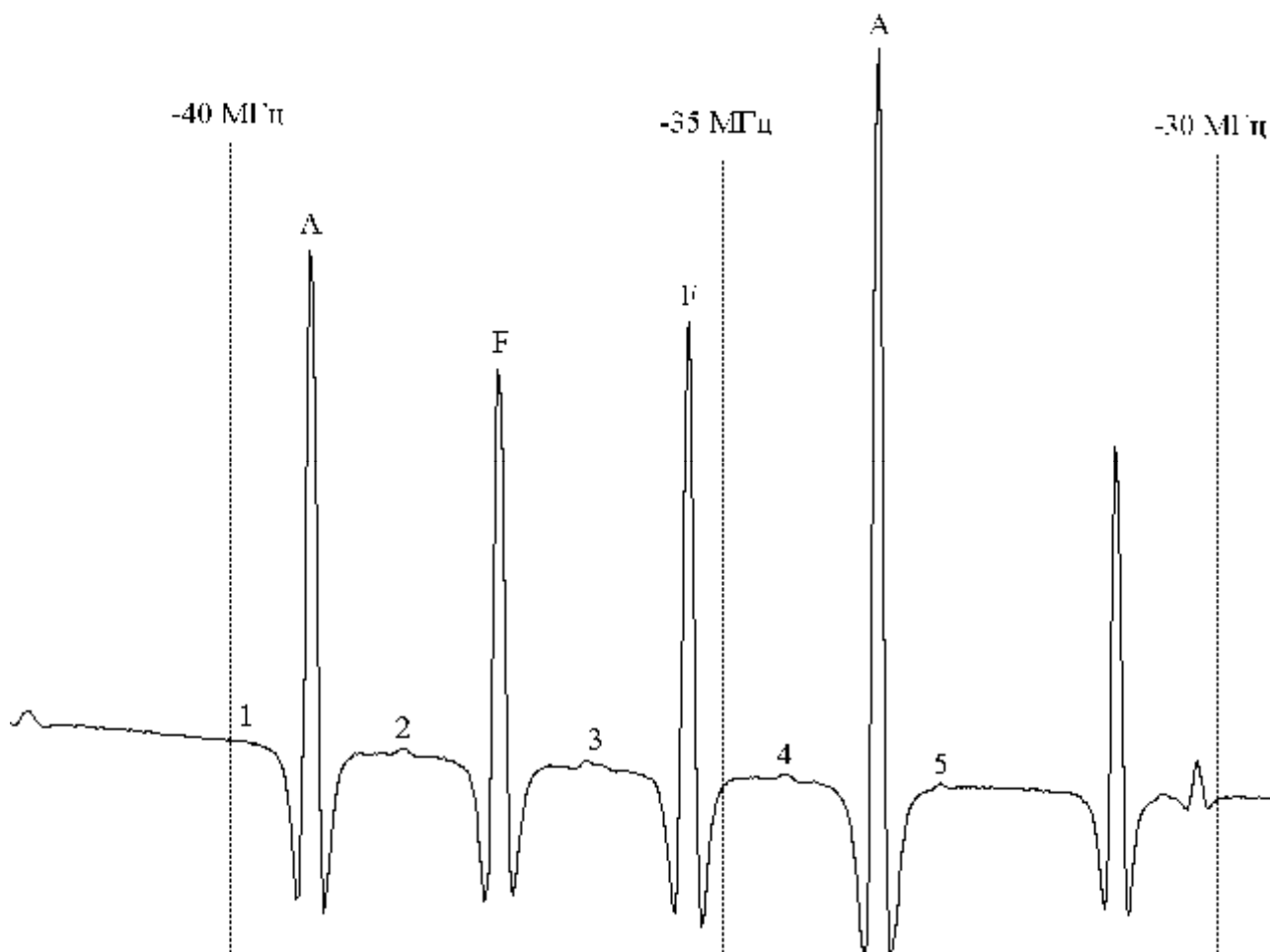
Мультиплет FEF.



Мультиплет AFE.



Мультиплет AFFA с соотношением амплитуд 5:3:3:5 и интервалов 1:1:1.



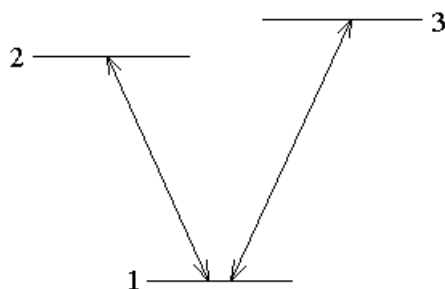
На экспериментальной кривой видны маленькие резонансы, обозначенные цифрами. Расположение этих малых резонансов выглядит не случайно.

### Перекрестные резонансы насыщения поглощения.

Перекрестные резонансы. Двойной оптический резонанс в однонаправленных световых волнах.

Резонансы 2, 3 и 4 на этом рисунке — это перекрестные резонансы левой AF пары спектральных линий, пары FF и правой пары FA.

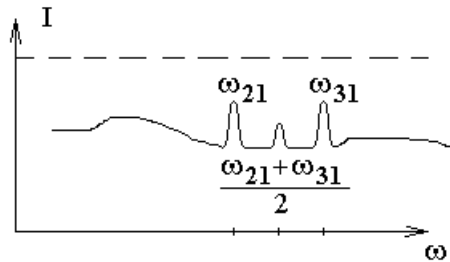
а). V-схема:



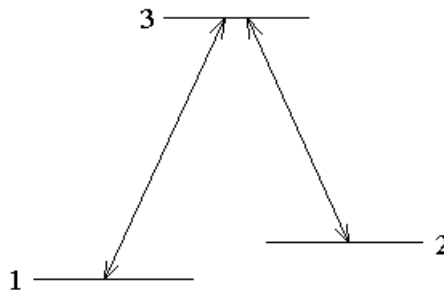
$$\left. \begin{aligned} \omega - kV_z &= \omega_{21} \\ \omega + kV_z &= \omega_{31} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \omega = \frac{\omega_{21} + \omega_{31}}{2} \quad \text{— условие формирования}$$

резонанса.

Экспериментальная зависимость мощности световой волны на приемнике, как функция частоты генерации лазера будет иметь следующий вид:



б). Λ-схема.

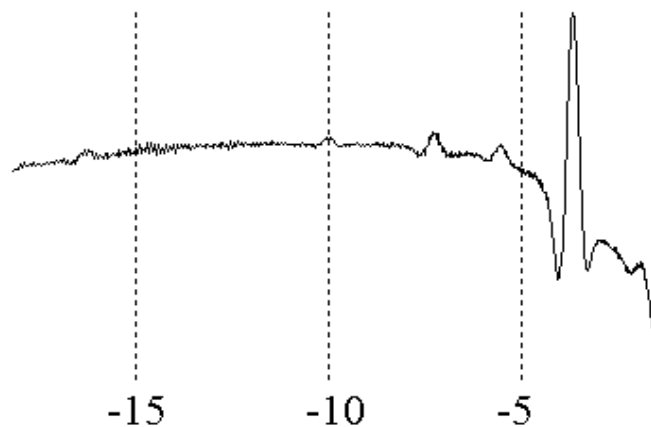


$$\left. \begin{aligned} \omega - kV_z &= \omega_{31} \\ \omega + kV_z &= \omega_{32} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \omega = \frac{\omega_{31} + \omega_{32}}{2} \quad \text{— условие формирования}$$

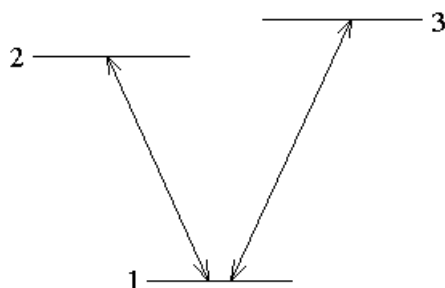
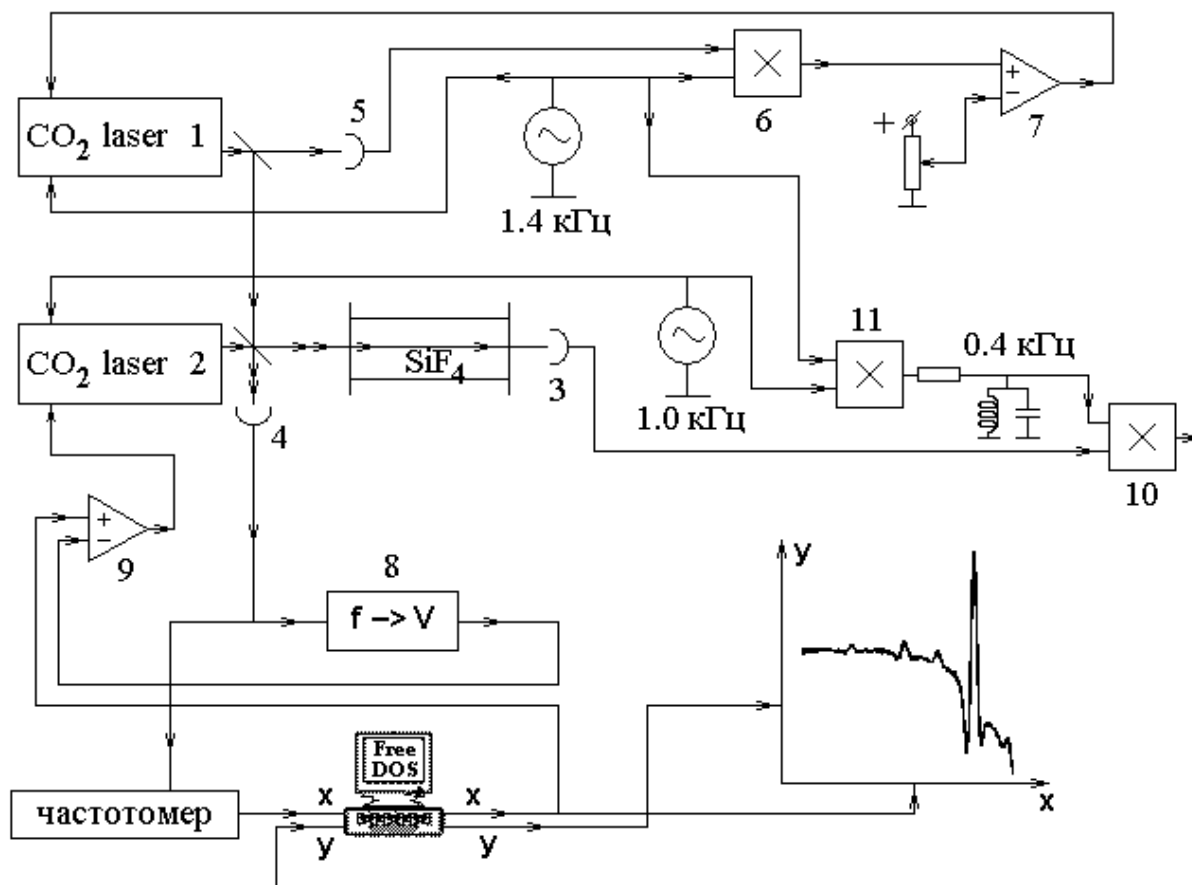
резонанса.

### Резонансы насыщения поглощения в однонаправленных световых волнах.

В однонаправленных световых волнах перекрестным резонансам соответствует двойной оптический резонанс [2].



Здесь наибольший резонанс соответствует перекрестному резонансу пары спектральных линий левая линия А – правая F, одновременно с перекрестным резонансом пары линий правая А – левая F. Эти перекрестные резонансы совпадают с линиями левая F и правая F, поэтому на предыдущем рисунке они не видны. Резонанс с частотой чуть больше 5 МГц соответствует паре линий АА.



Пусть первая волна резонансно взаимодействует с переходом  $\omega_{21}$ , а вторая волна — с переходом  $\omega_{31}$ . Тогда первая волна обедняет уровень 1 (уменьшает заселенность  $N_1$ ), а поглощение второй волны пропорционально разности заселенностей  $(N_1 - N_3)$ . То есть поглощение второй волны уменьшается. Аналогично, вторая волна обедняет уровень 1, уменьшая поглощение первой волны. То есть волны просветляют среду друг для друга.

$$\begin{cases} \omega_1 - kV_z = \omega_{21} \\ \omega_2 - kV_z = \omega_{31} \end{cases} \Rightarrow \omega_2 - \omega_1 = \omega_{32}.$$

Пусть теперь первая волна резонансно взаимодействует с переходом  $\omega_{31}$ , а вторая волна — с переходом  $\omega_{21}$ . Тогда

$$\begin{cases} \omega_1 - kV_z = \omega_{31} \\ \omega_2 - kV_z = \omega_{21} \end{cases} \Rightarrow \omega_1 - \omega_2 = \omega_{32}.$$

Оба рассмотренных случая — это варианты формирования двойного оптического резонанса, так как две световые волны находятся в резонансе с двумя поглощающими переходами для одних и тех же молекул.

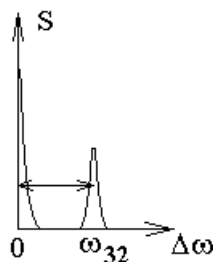
Кроме двойных оптических резонансов в V-схеме уровней наблюдаются резонансы, в которых две световые волны резонансно взаимодействуют с одним и тем же переходом:

$$\begin{cases} \omega_1 - kV_z = \omega_{21} \\ \omega_2 - kV_z = \omega_{21} \end{cases} \Rightarrow \omega_1 = \omega_2$$

или

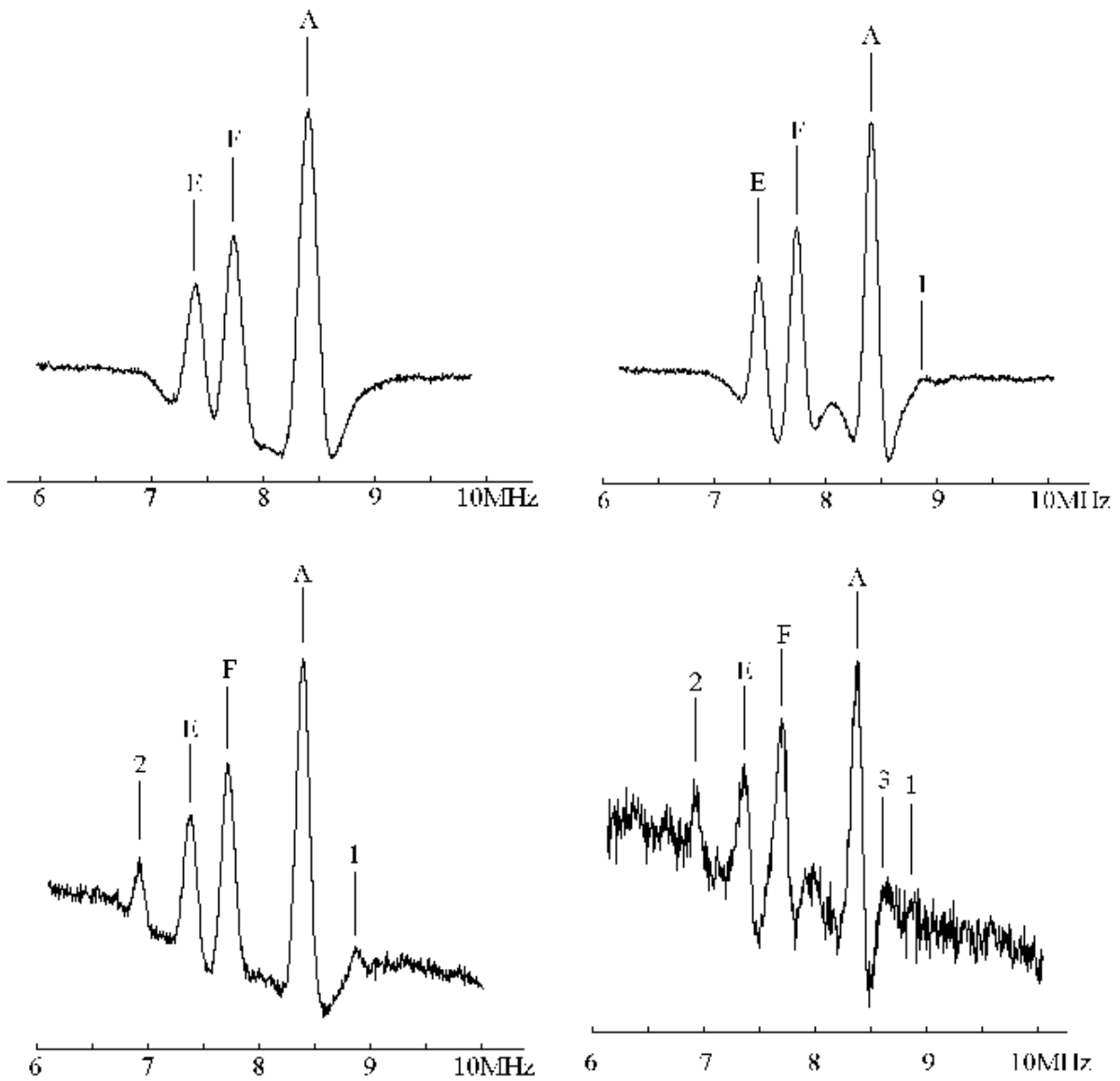
$$\begin{cases} \omega_1 - kV_z = \omega_{31} \\ \omega_2 - kV_z = \omega_{31} \end{cases} \Rightarrow \omega_1 = \omega_2.$$

Рассмотрим, как выглядят результаты эксперимента по наблюдению резонансов насыщения поглощения однонаправленных световых волн. Пусть  $S$  — сигнал синхронного детектирования в представленной ранее оптической схеме. Тогда сигнал  $S$ , как функция частоты генерации одного из двух лазеров будет иметь следующий вид:

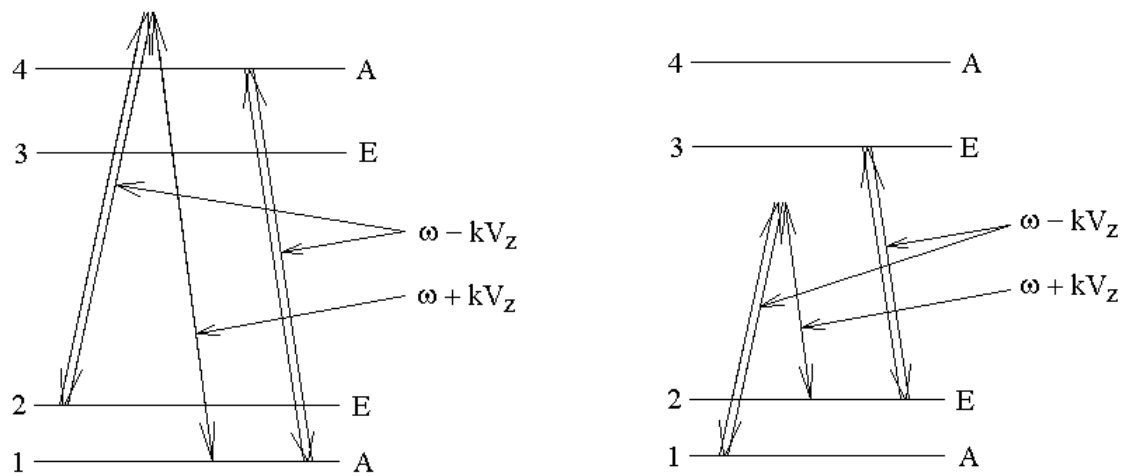


### **Многофотонные сателлиты мультиплетов.**

При увеличении мощности лазерной световой волны в спектре насыщения поглощения появляются сателлиты мультиплетов — многофотонные резонансы насыщения поглощения [3]. На следующих 4-х рисунках приведен мультиплет АФЕ супертонкой структуры спектра  $\text{SiF}_4$  при различных значениях мощности встречных световых волн. С увеличением мощности световых волн сначала появился сателлит 1, затем — 2 и наконец — 3.



Здесь спутники 1 и 2 соответствуют двухфотонным резонансам, появление которых объясняется на рисунках с изображением уровней энергии.



Как видно из левого рисунка, резонансный переход с уровня 1 на уровень 4 под действием насыщающей волны происходит при условии

$$\omega - kV_z = \omega_{41},$$

где  $\omega_{41} = \frac{E_4 - E_1}{\hbar}$  — частота перехода между уровнями 1 и 4 с энергиями  $E_1$  и  $E_4$ .

Двухфотонный переход с уровня 2 на уровень 1 происходит при условии

$$(\omega + kV_z) - (\omega - kV_z) = \omega_{21}.$$

Откуда  $kV_z = \frac{\omega_{21}}{2}$ . Подставим это выражение в равенство  $\omega - kV_z = \omega_{41}$  и

получим частоту двухфотонного сателлита

$$\omega = \omega_{41} + \frac{\omega_{21}}{2}.$$

Частота первого из сателлитов выше частоты более высокочастотного  $\omega_{41}$  из двух разрешенных переходов.

Положение второго сателлита можно найти из аналогичного анализа правого рисунка. Насыщающая волна переводит часть молекул с уровня 2 на уровень 3. В результате двухфотонные переходы с уровня 1 на уровень 2 становятся более вероятными, чем переходы с уровня 2 на уровень 1. В каждом таком двухфотонном переходе поглощается фотон из насыщающей волны и излучается фотон во встречную пробную волну. Свет как бы отражается от среды, что приводит к эффекту просветления кюветы и появлению сателлита в спектре насыщения поглощения. Частотное положение сателлита можно найти из условий

$$\begin{cases} \omega - kV_z = \omega_{32} \\ (\omega - kV_z) - (\omega + kV_z) = \omega_{21} \end{cases}.$$

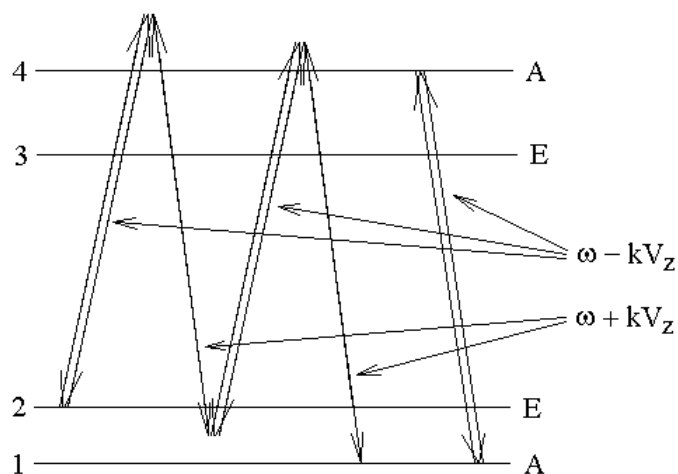
Из второго уравнения следует  $-kV_z = \frac{\omega_{21}}{2}$ , откуда с учетом первого

уравнения получаем частоту второго сателлита

$$\omega = \omega_{32} - \frac{\omega_{21}}{2}.$$

Частота второго сателлита меньше частоты низкочастотного перехода  $\omega_{32}$  из пары разрешенных переходов.

Сателлит 3 соответствует четырехфотонному резонансу.

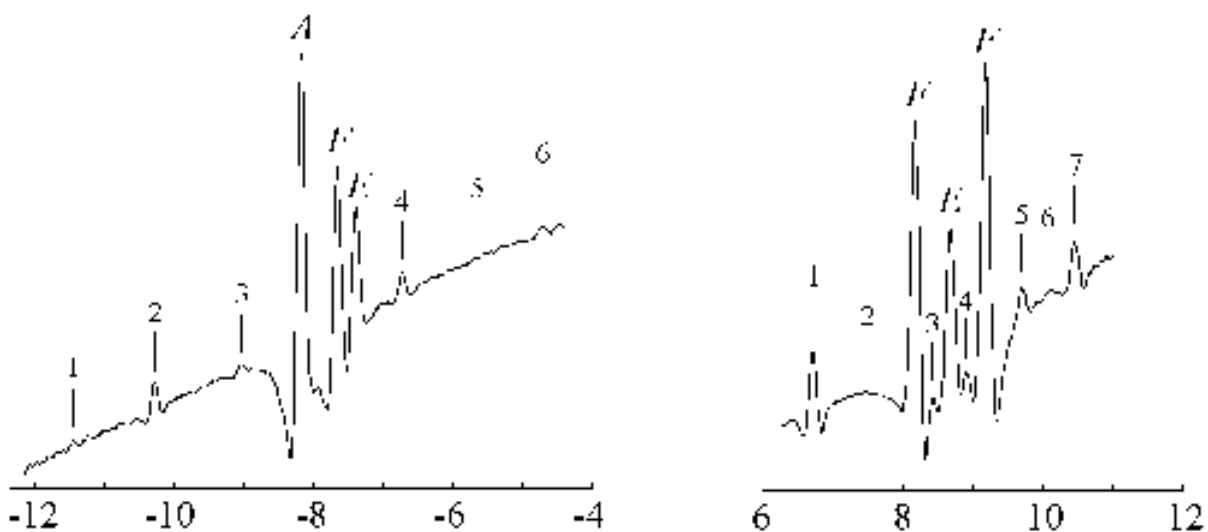


Аналогично рассуждениям для двухфотонного сателлита частота сателлита с участием четырехфотонного процесса может быть получена из условий

$$\begin{cases} \omega - kV_z = \omega_{41} \\ \left[ (\omega + kV_z) - (\omega - kV_z) + (\omega + kV_z) - (\omega - kV_z) \right] = \omega_{21} \end{cases}$$

Сравнивая частоту четырехфотонного сателлита  $\omega = \omega_{41} + \frac{\omega_{21}}{4}$  с частотой двухфотонного сателлита  $\omega = \omega_{41} + \frac{\omega_{21}}{2}$ , получаем, что отстройка четырехфотонного сателлита от линии А мультиплета AFE должна быть вдвое меньше отстройки двухфотонного сателлита.

### Сателлиты мультиплетов без однозначной интерпретации [4].



В пользу неслучайности сателлитов говорит тот факт, что сателлиты весьма симметрично расположены относительно резонансов мультиплетов.



Частотное расположение спутников мультиплета *AFE* (левый рисунок) интересно тем, что интервалы внутри пар спутников (3,4) (2,5) (1,6), равные  $((2290 \pm 20)$  кГц,  $(4595 \pm 20)$  кГц и  $(6695 \pm 20)$  кГц), относятся примерно как 1:2:3. Центры пар спутников  $(-7805 \pm 20)$  кГц,  $(-7915 \pm 20)$  кГц,  $(-8010 \pm 20)$  кГц почти совпадают друг с другом и с центром тяжести мультиплета  $(-7805 \pm 20)$  кГц. Кроме того, аналогичные спутники (только по две пары) присутствуют у двух других обнаруженных нами ранее мультиплетов типа *AFE* в пределах перестройки CO<sub>2</sub>-лазера на линии *P(34)* полосы 9.7 мкм.

Далее мы обсудим три возможных механизма формирования спутников расположенных снаружи мультиплета супертонкой структуры спектра насыщения поглощения.

Первый механизм — это перекрестные резонансы между разрешенными и запрещенными переходами соответствующих мультиплетов нижнего и верхнего уровней энергии перехода. Аналогичные перекрестные резонансы между разрешенными и запрещенными переходами только для сверхтонкой структуры спектра молекулы SF<sub>6</sub> и для молекулы OsO<sub>4</sub> наблюдались в работах других авторов. При такой интерпретации центр пары спутников должен строго совпадать с центром пары родительских резонансов. Поэтому для пары резонансов *F* и *E* мультиплета *AFE* из трех пар спутников однозначно не подходит ни одна пара. Заметим, что для формирования таких спутников снаружи родительских резонансов мультиплета необходимо, чтобы порядок следования подуровней супертонкой структуры уровня был одинаков для нижнего и верхнего уровней перехода. С другой стороны, при изменении вращательного индекса уровня энергии на единицу в мультиплете супертонкой структуры порядок подуровней меняется на противоположный, что видно, например, из результатов расчета работы [26]. То есть предложенный механизм формирования спутников возможен только для *Q*-ветви колебательной полосы, когда индексы вращательного уровня нижнего и верхнего уровней энергии совпадают.

Второй возможный механизм формирования спутников предложен нами в работе [8]. Это двухфотонные спутники в духе резонансов Кохен-Таноуджи [7]. В пользу этого механизма в частности говорит увеличение относительной амплитуды спутников с ростом мощности лазерного луча. Заметим, что такие спутники образуются снаружи родительских резонансов только в случае, если порядок расположения подуровней супертонкой структуры уровней противоположен для нижнего и верхнего уровней энергии связанных переходов. То есть эти спутники возможны только в случае  $P$ -ветви или  $R$ -ветви колебательной полосы, когда индексы вращательного уровня нижнего и верхнего уровней энергии различаются на единицу.

Обсудим третий вариант. Для численных оценок мы воспользуемся результатами расчета работы, в которой для молекул шаровых волчков вычислено положение подуровней вращательных уровней энергии с вращательным квантовым числом  $J$  от 0 до 20. Мысленно представим себе, участок спектра насыщения поглощения, в который попадает фрагмент линии колебательно-вращательного перехода с вращательным квантовым числом нижнего уровня  $J = 19$ , и верхнего уровня  $J = 20$ . Вращательный уровень  $J = 20$  содержит следующие мультиплеты подуровней супертонкой структуры:  $A_1F_1E$ ,  $F_2F_1$ ,  $EF_2A_2$ ,  $F_2F_1$ ,  $A_1F_1EF_2$ ,  $F_1EF_2$ , энергии которых рассчитаны в работе [26] с точностью до масштабного множителя (сами мультиплеты в работе [26] не обсуждаются и впервые рассмотрены в более поздней работе [14]). Аналогично уровень  $J = 19$  содержит мультиплеты:  $F_1F_2$ ,  $A_2F_2E$ ,  $F_1F_2$ ,  $EF_1A_1F_1F_2A_2$ ,  $F_2EF_1$ . Мультиплеты различаются квантовым числом проекции момента импульса на ось симметрии молекулы. Правила отбора разрешают переходы между уровнями с одинаковой проекцией момента импульса и одинаковой симметрией, отраженной символами неприводимых представлений:  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $E$ . В результате супертонкая структура линии повторяет собой одинаковую супертонкую структуру нижнего и верхнего уровней энергии. Рассмотрим подробнее мультиплет с нижними уровнями энергии  $A_2F_2E$  и верхними уровнями  $EF_2A_2$ .

На примере этого мультиплета обсудим возможный механизм формирования спутников. На ниже следующем рисунке жирными горизонтальными линиями показаны верхние и нижние уровни энергии спектрального мультиплета  $A_2F_2E$ , которому соответствуют переходы  $A_2 \rightarrow A_2$ ,  $F_2 \rightarrow F_2$ ,  $E \rightarrow E$ .

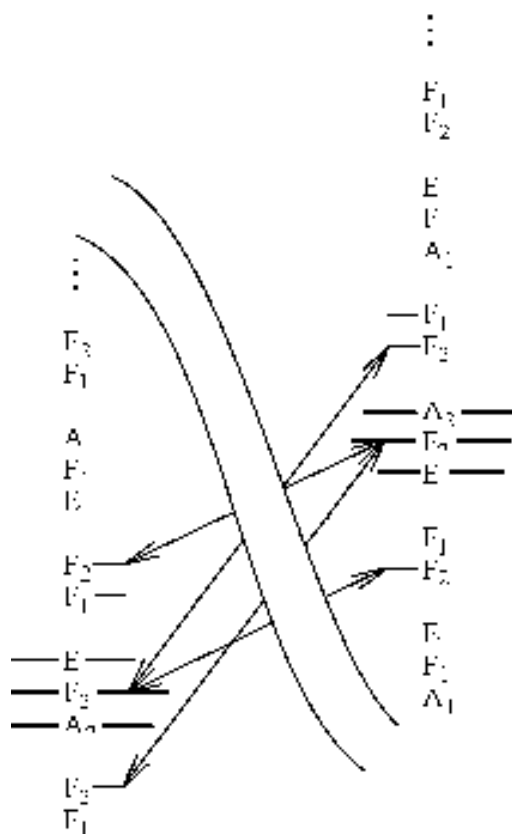


Рис.3. Переходы перекрестных резонансов, формирующие спутники мультиплета  $AF_2E_2$ .

Наклонными линиями изображены пары переходов с общим верхним ( $F_2 \rightarrow F_2 \leftarrow F_2$ ) и общим нижним ( $F_2 \leftarrow F_2 \rightarrow F_2$ ) уровнем энергии. Пара переходов с общим уровнем энергии порождает перекрестный резонанс, частота которого равна среднему арифметическому значению частот двух связанных переходов. Вообще говоря, рассматриваемые связанные переходы — это запрещенные переходы, но поскольку они связывают уровни энергии с одинаковой симметрией  $F_2$ , можно предположить, что эти переходы запрещены слабо. Один из перекрестных резонансов сформирован переходами с общим нижним уровнем энергии, другой — с общим верхним уровнем. Пара таких

перекрестных резонансов окажется частотно расположенной в малой окрестности мультиплета  $A_2F_2E$ .

Еще пара сателлитов в виде перекрестных резонансов с несколько меньшими амплитудами появятся, если заменить один из уровней  $F_2$  на близкий с ним уровень  $F_1$ . Соответствующие уровни  $F_1$  отмечены на рисунке горизонтальными отрезками без подходящих к ним стрелок переходов.

На рисунке ниже в масштабе показан рассчитанный нами на основе данных обсуждаемой работы фрагмент спектра насыщения поглощения в виде мультиплета  $A_2F_2E$  с двумя парами сателлитов. Сателлиты отмечены тройкой букв  $F$ , каждая из которых соответствует одному уровню энергии. Если сателлит образован двумя переходами с общим нижним уровнем энергии, то в его обозначении внизу изображена одна буква  $F$ , если с общим верхним, то — вверх.

Частоты рассчитанных резонансов в условных единицах имеют следующие значения: -34645, -25378, -3254, 0, 7056, 23752, 27362.

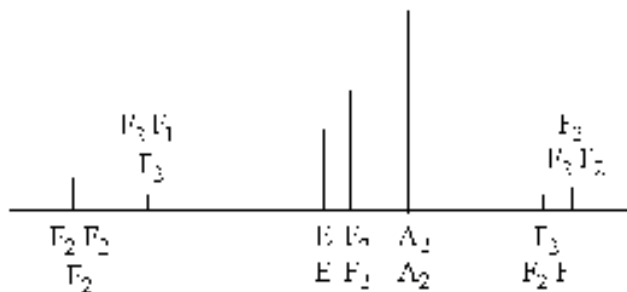


Рис.4. Мультиплет  $AF_2E_2$  с двумя парами рассчитанных сателлитов в виде перекрестных резонансов.

#### Литература.

1. Иванов Э.И., Крылов И.Р. Сателлиты мультиплетов супертонкой структуры спектра насыщенного поглощения молекулы  $SiF_4$ . // Опт. и спектр. 2000, Т. 88. Вып. 4. С. 568-580.
2. Иванов Э.И., Имхесин Х.Х., Крылов И.Р. Спектр насыщенного поглощения попутных световых волн в тетрафториде кремния. // Опт. и спектр. 1992, Т. 73. Вып. 1. С. 123-129.
3. Крылов И.Р. Многофотонные сателлиты в спектре насыщенного поглощения газа  $SiF_4$ . // Опт. и спектр. 2009, Т. 106. № 2. С. 222-230.

4. Крылов И.Р. Внешние сателлиты мультиплетов супертонкой структуры спектра насыщения поглощения молекулы SiF<sub>4</sub>. // Опт. и спектр. 2013, Т. 114. № 5. С. 737-742.

### Сжатое состояние света.

Напомним соотношения неопределенности Гейзенберга. Соотношение между энергией и временем  $\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$ , соотношение между проекцией импульса и координатой  $\Delta p_x \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}$ .

Аналогичное соотношение неопределенности существует между числом фотонов в одном объеме когерентности и фазой светового поля. Это соотношение удобнее записать, как соотношение неопределенности между двумя амплитудами светового поля  $\mathcal{E}_{01}$  и  $\mathcal{E}_{02}$  с колебаниями, сдвинутыми по фазе друг относительно друга на  $\frac{\pi}{2}$ . Световое поле может быть представлено в следующем виде:

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_{01} \cos(\omega t) + \mathcal{E}_{02} \sin(\omega t).$$

В вакууме световое поле можно записать в виде выражения:

$$\mathcal{E}(t) = \sqrt{\frac{8\pi\hbar\omega}{V}} (\alpha_1 \cos(\omega t) + \alpha_2 \sin(\omega t)),$$

где  $\alpha$  — величина пропорциональная амплитуде светового поля, такая что  $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = \frac{W}{\hbar\omega}$  — это число фотонов в объеме  $V$ ,  $\hbar\omega$  — энергия одного фотона,  $\omega$  — частота света,  $W = wV$  — энергия светового поля в том же объеме  $V$ ,  $w$  — объемная плотность энергии. С амплитудой поля  $\mathcal{E}_0$  связана интенсивность света  $I = \frac{cn}{8\pi\mu} \mathcal{E}_0^2$ , кроме того  $I = w \frac{c}{n}$ . Будем далее считать, что  $V$  — объем когерентности.

Для обычного света соотношение неопределенности для числа фотонов в объеме когерентности и фазы светового поля может быть записано в следующем виде:

$$\langle (\Delta\alpha_1)^2 \rangle + \langle (\Delta\alpha_2)^2 \rangle \geq \frac{1}{2},$$

что следует из теории вторичного квантования (квантования светового поля).

Теория квантования света строится по аналогии с квантовым описанием гармонического осциллятора. Рассмотрим в качестве осциллятора груз, висящий на пружинке. В результате квантового рассмотрения осциллятора можно получить, что возможные уровни энергии осциллятора имеют вид

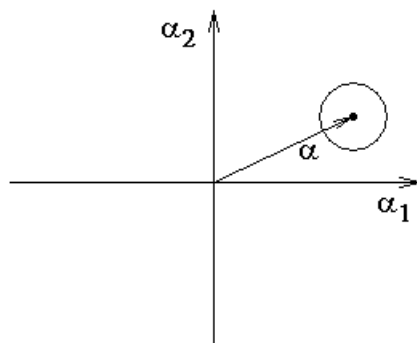
$E_n = \frac{1}{2}h\nu + nh\nu$ , где  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$  — целое число,  $\nu$  — резонансная частота колебаний осциллятора.

Нижний уровень энергии осциллятора оказывается отличным от нуля  $E_0 = \frac{1}{2}h\nu$ . Это связано с соотношением неопределенности Гейзенберга  $\Delta p_y \Delta y \geq \frac{\hbar}{2}$ . Согласно этому соотношению грузик осциллятора не может полностью остановиться, так как в этом случае оказалось бы, что  $\Delta y = 0$ . Со средним квадратом импульса связан средний квадрат кинетической энергии, а со средним квадратом отклонения от равновесия связано среднее значение потенциальной энергии. В результате среднее значение полной энергии осциллятора в нижнем энергетическом состоянии отлично от нуля и равно  $E_0 = \frac{1}{2}h\nu$ .

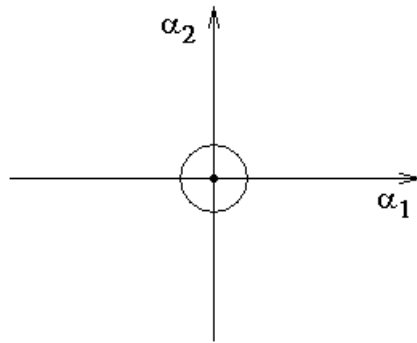
Уравнения для светового поля оказываются очень похожими на уравнения для осциллятора. По этой причине считают, что энергия светового поля в каждом объеме когерентности  $E_n = \frac{1}{2}h\nu + nh\nu$ , и минимальная энергия в каждом объеме когерентности  $E_0 = \frac{1}{2}h\nu$ . Отсюда и следует соотношение

$$\langle (\Delta\alpha_1)^2 \rangle + \langle (\Delta\alpha_2)^2 \rangle \geq \frac{1}{2}.$$

Введем в рассмотрение плоскость с координатами  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . На этой плоскости границу неравенства можно отобразить, как окружность с радиусом  $\alpha_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$ :

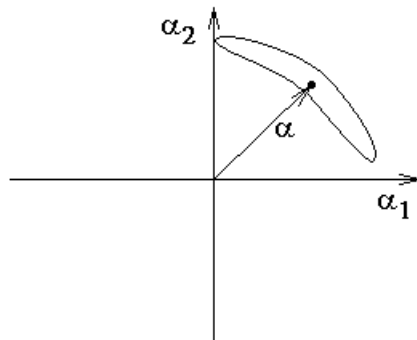


Если света совсем нет, то в каждом объеме когерентности, тем не менее, содержится энергия светового поля  $\langle \alpha_1^2 \rangle + \langle \alpha_2^2 \rangle = \frac{1}{2}$  равная энергии половины фотона  $\frac{\hbar\omega}{2}$ :



Это та самая энергия вакуума, под действием которой происходят спонтанные переходы с возбужденных уровней энергии на более низкие уровни с одновременным излучением кванта света аналогично вынужденным переходам под действием света.

Оказывается границу неравенства на плоскости  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  можно сжать, но только так, что площадь внутри границы не изменится:



На этом рисунке неопределенность амплитуды поля и, соответственно, числа фотонов уменьшилась ценой увеличения неопределенности фазы светового поля. Здесь фаза — это угол поворота на плоскости  $\alpha_1, \alpha_2$ .

Создать такое сжатое состояние света можно, например, с помощью среды, показатель преломления которой зависит от амплитуды световой волны  $n = n_0 + n_2 \mathcal{E}_0^2$ .

Пусть с ростом амплитуды показатель преломления уменьшается. Есть эксперимент, в котором излучение лазера пропускается через длинное стекловолокно из такого материала. Если амплитуда света испытывает случайное увеличение, то показатель преломления уменьшается, что приводит к увеличению фазовой скорости света в веществе. При этом излучение лазера, вышедшее из него в единицу времени, занимает в стекловолокне объем с большей длиной. Следовательно, уменьшается объемная плотность энергии светового поля, и амплитуда поля обратно уменьшается.

Таким образом, случайное увеличение амплитуды поля ведет к его уменьшению. В результате формируется свет, сжатый по амплитуде.

Подробнее о сжатых состояниях света можно найти информацию в Интернете, например:

[http://ufn.ru/ufn93/ufn93\\_9/Russian/r939d.pdf](http://ufn.ru/ufn93/ufn93_9/Russian/r939d.pdf)

[http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1010/article\\_15351.pdf](http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1010/article_15351.pdf)

**Пылевая плазма.**

**Визуализация изменений показателя преломления.**