

$= 2V \ln 2 \gamma_n^{-1}$, γ_n — неоднородная полуширина линии, а длина среды $L \ll l$ (l — длина резонансного поглощения), то эволюция затухающей амплитуды свободной поляризации описывается формулой:

$$P(t \geq \tau) \propto N \sin \Omega t \exp \left[-\frac{(t-\tau)^2}{T_2^{*2}} - \frac{(t-\tau)}{T_2} \right],$$

где N — плотность числа резонансных излучателей, $\Omega = d_{ba} E / \hbar$ — частота Раби (см. *Двухуровневая система*), E — амплитуда возбуждающего импульса, d_{ba} — матричный элемент дипольного момента. Интенсивность сигнала З. с. п. $I_C \propto |P(t)|^2 L^2$, т. е. пропорциональна квадрату числа излучателей — особенность, присущая процессам когерентного испускания. Подобная зависимость характерна и для эффекта *сверхизлучения*. Макс. значение I_C достигается при $\Omega t = \pi/2$ (см. *п-импульс*).

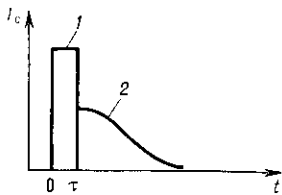


Рис. 1. Действие возбуждающего сигнала 1 на двухуровневую систему; 2 — сигнал затухания свободной поляризации.

Если падающий импульс возбуждает одновременно два (или более) близких по частоте квантовых перехода, то вклады этих переходов в поляризацию интерферируют, и сигнал З. с. п. оказывается промодулированным с разностной частотой. Это одно из проявлений т. н. эффекта квантовых биений (см. *Интерференция состояний*).

Эффекты, подобные З. с. п., имеют место и при многофотонном возбуждении квантовых переходов, когда определ. комбинация частот падающих импульсов (напр., сумма или разность) совпадает с частотой соответствующего квантового перехода. В этом случае, однако, формируемый макроскопич. отклик среды может оказаться неизлучающим вследствие правил отбора (см. *Многофотонные процессы, Многофотонное поглощение*). Для его наблюдения используются дополнительные (пробные) импульсы, в поле к-рых когерентный отклик вовлекается в процесс параметрич. смешения частот. Генерируемое при этом излучение, как правило, отличается по частоте и направлению от возбуждающего, что удобно для выделения сигнала [2—4].

Примером является поведение сигнала когерентного отклика типа свободной поляризации при двухфотонном возбуждении молекулы азота в сверхзвуковой струе (рис. 2) [5]. Возбуждение осуществлялось с помощью одновременного воздействия двух

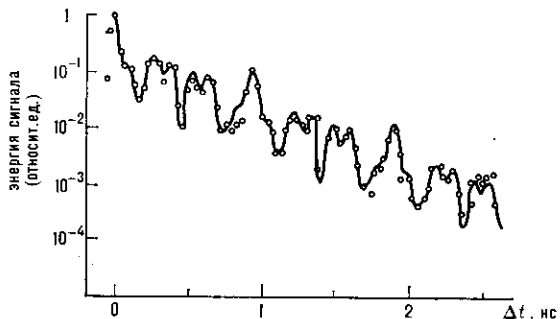


Рис. 2. Эволюция когерентного отклика молекул азота. Сплошная линия — теоретический расчёт; светлые кружки — эксперимент.

пикосекундных импульсов лазерного излучения, разность частот к-рых $\omega_1 - \omega_2$ совпадала с частотой Ω_J перехода между колебательно-вращательными уровнями молекулы азота с одинаковыми значениями вращательного квантового числа J в основном и возбуждённом колебат. состояниях. Регистрировался сигнал

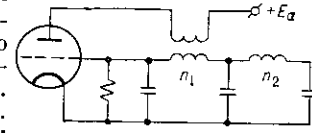
З. с. п. на частоте излучения $\omega_3 + \Omega_J$, генерируемого за счёт когерентного антистоксова комбина. рассеяния пробного пикосекундного импульса с частотой ω_3 , подаваемого через варьируемое время задержки Δt . Колебания амплитуды сигнала обусловлены интерференцией вкладов квантовых переходов с различными J .

З. с. п. и аналогичные ему эффекты широко используются для прямых измерений времён дефазировки квантовых состояний в атомах и молекулах, распада элементарных возбуждений в конденсиров. средах и т. д. Проявляющийся в З. с. п. эффект квантовых биений позволяет определять частотные интервалы между близко расположенными уровнями энергии (см. *Нелинейная спектроскопия*).

Лит.: 1) Шумейкер Р., Когерентная инфракрасная спектроскопия нестационарных процессов, в кн.: Лазерная и когерентная спектроскопия, пер. с англ., М., 1982; 2) Нелинейная спектроскопия, пер. с англ., под ред. Н. Бломбергена, М., 1979; 3) Маныкин Э. А., Самарцев В. В., Оптическая эхо-спектроскопия, М., 1984; 4) Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; 5) Akhmanov S. A. et al., Time-domain coherent active Raman spectroscopy of a free-nitrogen jet, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1985, v. 2B, p. 640.

К. Н. Дробович.

ЗАТЯГИВАНИЕ ЧАСТОТЫ — явление, при к-ром автоколебательная система с двумя и более степенями свободы совершает колебания на одной из двух (или нескольких) частот, для каждой из к-рых выполнены условия самовозбуждения; причём установление того или иного колебания зависит от нач. условий и при изменении параметров автоколебания сохраняются на исходной частоте, хотя условия самовозбуждения уже стали более благоприятными для др. частоты; дальнейшее изменение параметров приводит к скачкообразной смене одного колебания другим с образованием петли гистерезиса.



Колебания при З. ч. могут рассматриваться как результат связи подсистем, входящих в автоколебат. систему. Так, напр., в двухконтурном ламповом генераторе (рис. 1) колебат. системы с парциальными частотами n_1 и n_2 образуют систему с двумя нормальными видами колебаний, к-рым соответствуют частоты ω_1 и ω_2 . Условия самовозбуждения зависят от величины потерь в системе, определяемых отношением парциальных частот n_2/n_1 , и характеризуются эквивалентным сопротивлением $R_{экв}$; эти условия выполняются при $R_{экв} \geq R_{экв. мин}$ (рис. 2, а). Если пере-страивать второй контур, увеличивая его парциальную

Рис. 1. Двухконтурный ламповый генератор.

частоту n_2 , начиная с таких n_2 , для к-рых $n_2/n_1 < a$ (рис. 2, б), то вначале генерируется «верхняя» частота автоколебаний ω_2 , близкая к n_1 (причём $\omega_2 > n_1$) и слегка увеличивающаяся с ростом n_2 ; условия самовозбуждения вначале выполняются только для этой частоты (рис. 2, а, где $R_{2экв} > R_{экв. мин}$, а $R_{1экв} < R_{экв. мин}$). Как только n_2 пройдёт значение, соответствующее точке $n_2/n_1 = a$ (рис. 2, б), и попадёт в область, охватываемую петлёй З. ч., то условия самовозбуждения станут выполняться одноврем. как для верхней ω_2 , так и для нижней ω_1 ($\omega_1 < n_1$) частот автоколебаний (рис. 2, а, где $R_{2экв} > R_{экв. мин}$ и $R_{1экв} > R_{экв. мин}$). Однако

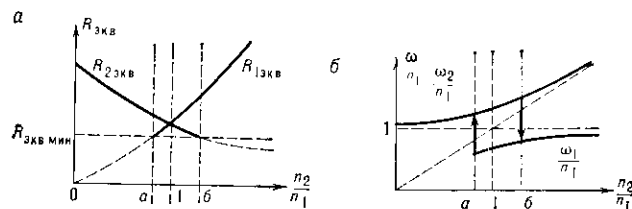


Рис. 2. Зависимость частоты генерируемых колебаний от взаимной расстройки контуров при сильной связи.

частоту n_2 , начиная с таких n_2 , для к-рых $n_2/n_1 < a$ (рис. 2, б), то вначале генерируется «верхняя» частота автоколебаний ω_2 , близкая к n_1 (причём $\omega_2 > n_1$) и слегка увеличивающаяся с ростом n_2 ; условия самовозбуждения вначале выполняются только для этой частоты (рис. 2, а, где $R_{2экв} > R_{экв. мин}$, а $R_{1экв} < R_{экв. мин}$). Как только n_2 пройдёт значение, соответствующее точке $n_2/n_1 = a$ (рис. 2, б), и попадёт в область, охватываемую петлёй З. ч., то условия самовозбуждения станут выполняться одноврем. как для верхней ω_2 , так и для нижней ω_1 ($\omega_1 < n_1$) частот автоколебаний (рис. 2, а, где $R_{2экв} > R_{экв. мин}$ и $R_{1экв} > R_{экв. мин}$). Однако