

На правах рукописи

Д С Б Р Я К О В

Владимир Львович

УДК 539.184.28

ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ СМЕШЕНИЕ В ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ
МЕТАЛЛОВ В УСЛОВИЯХ ДВУХФОТОННОГО РЕЗОНАНСА И РЕЛАКСАЦИИ

01.04.02 - теоретическая физика

А Б Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико - математических наук

AB 27.462

Работа выполнена на кафедре теоретической физики
Киевского университета им. Т.Г. Шевченко.

ЛННБ України ім. В. Стефаніка



00814322 (K)

Научный руководитель : кандидат физико-математических наук,
доцент Верлан Э.М.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
зав. лабораторией теоретической физики
Гречко Л.Г.

доктор физико-математических наук,
Обуховский В.В.

Ведущая организация : Институт физики АН Украины

Защита состоится "28" ИЮНЯ 1993г. в 14³⁰ часов
на заседании специализированного Совета Д 068.1822 при
Киевском университете им. Тараса Шевченко / 252022, Киев - 22,
проспект акад. Глушкова, 6, физический факультет /

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке
Киевского университета.

Автореферат разослан " " мая 1993г.

Учёный секретарь
специализированного Совета

доцент Верлан Э.М.

ІБ ім. В. Стефаніка
АН України

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность тем. В настоящее время нелинейные свойства газов привлекают всё большее число исследователей и разработчиков приборов квантовой электроники. Последнее обусловлено двумя основными причинами: во-первых, значительным усилением нелинейных свойств этих сред при наличии оптических резонансов и, во-вторых, их высокой однородностью и высокой лучевой стойкостью.

Газы, прозрачные в инфракрасной и ультрафиолетовых областях, дают возможность расширить исследования оптических нелинейностей в этих спектральных областях с помощью процессов третьего порядка, а большие нелинейные восприимчивости, обусловленные узкими резонансами, позволяют наблюдать эти нелинейные эффекты при относительно низких мощностях лазеров. Кроме того, изучение процессов третьего порядка не только даёт богатую информацию о взаимодействии интенсивного излучения с веществом, но также ведёт к созданию новых технологий, примеры которых можно найти в такой области, как преобразование оптических частот, где когерентное излучение, генерируемое лазером в одном диапазоне частот, преобразуется в когерентное излучение, лежащее в совершенно другом диапазоне.

Одной из важнейших характеристик этих нелинейных взаимодействий является эффективность преобразования, характеризующая степень передачи энергии волны накачки генерируемой волне. Полный анализ эффективности должен учитывать множество других процессов, влияющих на нелинейное взаимодействие. Учёт последних для газов имеет более важное значение, чем для твёрдых тел, где точнее определение эффективностей преобразования получается обычно путём рассмотрения только одного нелинейного взаимодействия.

Таким образом, процессы третьего порядка и в частности, четвёртого волнового смещения, дают исследователям как источник излучения, так и средства изучения нелинейных восприимчивостей и самих веществ.

Весьма актуальной представляется проблема изучения эффектов оптико-столкновительной нелинейности, когда кардинальным образом изменяются оптические характеристики среды по отношению к резонансному полю, а также спектр рассеянного излучения. При этом важно показать связь между сложным характером спектров, присущую разным типам нелинейных взаимодействий.

Цель работы:

- исследовать частотный спектр поляризаций, возникающих в процессе четырёхволнового параметрического смешения в двух- и трёхуровневых газовых ансамблях;

- рассчитать нелинейный отклик среды на суммарной частоте с учётом максвелловского распределения скоростей атомов;

- исследовать влияние штарковских сдвигов и конкурирующих комбинационных процессов на эффективность преобразования суммарной частоты;

- изучить спектр излучения в окрестности суммарной частоты и вблизи частот накачки двух- и трёхуровневых систем.

Научная новизна и практическая ценность работы:

- получены стационарные и затухающие во времени решения уравнений движения для матрицы плотности двух и трёхуровневых систем, на основе которых найдены поляризации на основных и комбинационных частотах с учётом максвелловского распределения скоростей атомов. Показана аналитическая зависимость релаксационных констант среды от характеристик электромагнитных полей. Найдена нелинейная восприимчивость среды на суммарной частоте как функция отстройки от двухфотонного резонанса. Полученные результаты могут быть использованы для генерации ИК- и УФ- излучений, непрерывно перестраиваемых в широком диапазоне частот;

- изучено влияние штарковских сдвигов и конкурирующих комбинационных процессов на эффективность преобразования суммарной частоты. Показано, что в интенсивных резонансных полях при малых отстройках от двухфотонного резонанса, эффективность преобразования суммарной частоты имеет ряд максимумов, связанных с периодическими переходами электрона между резонирующими уровнями. Полученные результаты могут использоваться для увеличения эффективности нелинейного преобразования;

- исследованы спектры излучения двух- и трёхуровневых газовых ансамблей в окрестности суммарной частоты и вблизи частот накачки. Показано, что в спектрах четырёхволнового параметрического смешения в окрестности указанных частот возникает излучение на частотах, кратных частотам Раби, причём вблизи этих кратных частот формируется субрадиационная структура. Полученные результаты при необходимости изучения и учёта статистических свойств света могут найти применение в разработках приборов квантовой электроники.

- получены частные решения уравнений, описывающих стационарное самовоздействие плоскополяризованного квазиплоского волнового пучка, что может найти применение при формировании волноводных режимов распространения волны в нелинейных средах.

На защиту выносятся следующие основные положения :

- осцилляционный характер дисперсионной кривой нелинейной восприимчивости на суммарной частоте вблизи центра линии двухфотонного перехода при превадировании частоты Раби над доплеровским уширением линии атома;
- частотный спектр поляризацій газовой среды при четырёх-волновом параметрическом смешении вблизи комбинационных частот характеризуется набором кратных Раби частот и их субгармониками;
- интерпретация субрадиационной и кратной структур как проявление параметрического резонанса, обусловленного многофотонными процессами взаимодействия атома с электромагнитными полями.

Апробация работы.

Результаты диссертационной работы докладывались на конференциях "Оптика и спектроскопия в народном хозяйстве" /Мелитополь, 1990г./, X Международной школе-семинаре "Спектроскопия молекул и кристаллов" /Сумы, 1991г./, Региональном семинаре "Структурно-динамические процессы в неупорядоченных средах" /Самарканд, 1992г./, I-м Украинско-Польском симпозиуме по водородной связи /Одесса, 1992г./, XXVII Colloquium Spectroscopicum Internationale /Verden, Norway, 1993г./.

Публикации.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах / I - 10 /, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объём диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, трёх дополнений и списка литературы, включающего 105 наименований. Объём работы - 125 страниц машинописного текста, включая 5 рисунков.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы, приводится краткий обзор работ, связанных с темой диссертации, даётся описание содержания работы, а также изложены основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе предложена модель эффективного гамильтониана системы атом + поля для процесса четырёхволнового параметрического смещения $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3 + \Omega_K \equiv \omega_4^0 + \Omega_K / \omega_1$ и ω_2 - частоты сильных полей накачки, ω_3 - частота ИК-сигнала, Ω_K - малая частотная расстройка / в условиях двухфотонного резонанса на переходе $nS \rightarrow n'S$: $\omega_{nS}^{n'S} \approx \omega_1 + \omega_2 \approx \omega_4 - \omega_3 / nS$ - нижайшее состояние атома / в парах щелочных металлов.

Пусть атом находится в классических электромагнитных полях с частотами $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ и в квантованных полях частот $\omega_K = \omega_4^0 + \Omega_K$, возникающих в окрестности суммарной частоты при нелинейном смешении волн. В представлении взаимодействия и в электрическом дипольном приближении гамильтониан системы имеет вид

$$\hat{\mathcal{H}}_i = \sum_{\omega_k} \hat{\mathcal{V}}(\omega_k, \vec{r}, t) - \frac{\hat{P}(t) \hat{E}(\vec{r}, t)}{\hbar} \quad \text{II/}$$

Здесь

$$\hat{\mathcal{V}}(\omega_k, \vec{r}, t) = -\frac{1}{2\hbar} \hat{P}_{k\alpha}(t) \vec{E}(\omega_k) e^{i(\vec{k}_k \vec{r} - \omega_k t)}, \quad \hat{P}_{k\alpha} = (\hat{P} \vec{e}_{k\alpha})$$

- оператор взаимодействия атома с классическими полями

$$\hat{E}(\vec{r}, t) = i \sum_K c_K \vec{e}_K \left\{ \hat{a}_K(t) e^{i\vec{k}_K \vec{r}} - \hat{a}_K^\dagger(t) e^{-i\vec{k}_K \vec{r}} \right\}$$

- оператор напряжённости электрического поля, \vec{e}_K - вектор поляризации волны, $c_K = (2\pi\hbar\omega_K/V)^{1/2}$, V - объём среды, \hat{a}_K ,

\hat{a}_K^\dagger - операторы рождения и уничтожения фотонов, временная зависимость которых в отсутствии взаимодействия имеет вид

$$\hat{a}_K(t) = \hat{a}_K(0) e^{-i\omega_K t}$$

а при учёте взаимодействия с атомом операторы $\hat{a}_K(0)$, $\hat{a}_K^\dagger(0)$ становятся медленными функциями времени.

Спектр возможных состояний системы в отсутствии релаксации

онных столкновительных процессов находится из уравнения Шрёдингера

$$i|\dot{\Psi}\rangle = \hat{\mathcal{H}}_i(t)|\Psi\rangle \quad /2/$$

С помощью операторов \hat{P} и $\hat{P} = \hat{I} - \hat{P}$, не зависящих от времени и проектирующих вектор состояния $|\Psi\rangle$ на медленную $|\bar{\Psi}\rangle$ и быстроосциллирующую $|\tilde{\Psi}\rangle$ части соответственно

$$\hat{P}|\Psi\rangle = |\bar{\Psi}\rangle, \quad \hat{P}|\Psi\rangle = |\tilde{\Psi}\rangle$$

уравнение /2/ с помощью известной процедуры приводится к виду

$$i|\dot{\tilde{\Psi}}\rangle = \hat{U}(t) \left\{ |\tilde{\Psi}(t=0)\rangle - i \int_0^t \hat{U}^{-1}(s) \hat{P} \hat{\mathcal{H}}_i(s) |\tilde{\Psi}(s)\rangle ds \right\} \quad /3a/$$

$$i|\dot{\bar{\Psi}}\rangle = \hat{P} \hat{\mathcal{H}}_i(t) |\bar{\Psi}\rangle + i \hat{P} \hat{\mathcal{H}}_i(t) \hat{U}(t) \left\{ |\tilde{\Psi}(t=0)\rangle - i \int_0^t \hat{U}^{-1}(s) \hat{P} \hat{\mathcal{H}}_i(s) |\tilde{\Psi}(s)\rangle ds \right\} \quad /3б/$$

где $\hat{U}(t) = \hat{T} \cdot \exp(-i \hat{P} \int_0^t \hat{\mathcal{H}}_i(t') dt')$,

а \hat{T} - оператор хронологического упорядочивания. Ограничимся в /3б/ учётом слагаемых не выше второго порядка по оператору $\hat{\mathcal{H}}_i$. Пусть в начальный момент времени $|\tilde{\Psi}(t=0)\rangle = 0$. Используя марковское приближение $|\tilde{\Psi}(t-\tau)\rangle \approx |\tilde{\Psi}(t)\rangle$ и определяя проекции гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_i$ на двумерный базис состояний $|nS\rangle \equiv |1\rangle, |n'S\rangle \equiv |2\rangle$ соотношением

$$\hat{P} \hat{\mathcal{H}}_i = \sum_{m,n} |n\rangle \langle m| \langle n| \hat{\mathcal{H}}_i |m\rangle (\delta_{n,1} + \delta_{n,2}),$$

где черта означает усреднение по времени $\bar{}$ много большему периоду колебаний атомных диполей $T = 2\pi\omega_{ik}^{-1}$ и электромагнитных полей $T = 2\pi\omega_2^{-1}$, из /3б/ получаем

$$i|\dot{\bar{\Psi}}\rangle = \hat{\mathcal{H}}_{эф} |\bar{\Psi}\rangle$$

Здесь

$$\hat{\mathcal{H}}_{эф} = -i \int_0^t \hat{\mathcal{H}}_i(t) \hat{\mathcal{H}}_i(t-\tau) d\tau \quad /4/$$

Эффективный гамильтониан /4/ можно также получить, исходя из уравнения движения для матрицы плотности $\hat{\rho}(t)$ атома.

При классическом описании всех полей выражение /4/ имеет вид

$$\hat{H}_{эф.} \equiv \hat{W}_{эф.} = -i \sum_{\omega_\alpha, \omega_\beta} \int_0^t \hat{V}(\omega_\alpha, \vec{r}, t) \hat{V}(\omega_\beta, \vec{r}, t-\tau) d\tau \quad /5/$$

Во второй главе найдены линейные и нелинейные отклики газовой среды.

Уравнение движения, определяющее эволюцию медленной части матрицы плотности /МП/ $\hat{\rho}(t)$ двухуровневого атома, находящегося в классических электромагнитных полях частот $\omega_1, \omega_2, \omega_3,$

ω_4 , записанное в системе координат, движущейся вместе с атомом, имеет вид

$$i \dot{\hat{\rho}} = [\hat{W}_{эф.}, \hat{\rho}] + \left(\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \right)_{st} \quad /6/$$

где

$$\left(\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \right)_{st} = -Sp(\hat{\rho} \hat{W}) \hat{G}_z - \{ \delta_{12} Sp(\hat{\rho} \hat{G}_-) \hat{G}_+ + \text{з.с.} \}$$

- релаксационная столкновительная часть, рассматриваемая в терминах продольной и поперечной релаксаций: δ_{12} - константа поперечной релаксации,

$\hat{W} = \frac{1}{2} W^{(1)} \hat{1} + \frac{1}{2} W^{(2)} \hat{G}_z \equiv \frac{1}{2} (W_{21} - W_{12}) \hat{1} + \frac{1}{2} (W_{21} + W_{12}) \hat{G}_z$
 $W^{(k)}$ - константа продольной релаксации, W_{21}/W_{12} - вероятности переходов $1/2 \rightarrow 2/1$, вызванные механизмом релаксации, \hat{G}_z, \hat{G}_\pm - матрицы Паули.

Над уравнением /6/ осуществим каноническое преобразование с помощью унитарного оператора $\hat{S}(t)$, который удовлетворяет уравнению

$$i \dot{\hat{S}} = \hat{W}_{эф.} \hat{S} \quad /7/$$

и осуществляет переход к базису "одетых" состояний. Ограничимся рассмотрением поляризации на частотах $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$, т.е. положим $\Omega_k = 0$. Тогда из /6/ имеем

$$i \dot{\hat{\rho}} = \hat{S} \left(\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \right)_{st} \hat{S}, \quad \hat{\rho} = \hat{S} \hat{\rho} \hat{S} \quad /8/$$

откуда видно, что в новом базисе изменение во времени МП атома определяется только релаксацией. Уравнение /8/ можно привести к виду

$$\dot{\vec{r}} + \hat{C} \vec{r} = \vec{b}, \quad r_i = Sp(\hat{\rho} \hat{G}_i), \quad i = x, y, z \quad /9/$$

Компоненты релаксационной матрицы \hat{C} и вектора \vec{b} , обусловленного условием нормировки для МП атома $Sp \hat{\rho} = I/2$ / рассматривается только орбитальная часть МП, соответствующая двум возможным спиновым состояниям /, не приводятся. Решения уравнения /9/ имеют вид

$$\vec{r} = \hat{C}^{-1} \vec{b} + \sum_k ([\vec{r}(0) - \hat{C}^{-1} \vec{b}] \vec{d}_k) \vec{d}_k e^{-\lambda_k t} \quad /10/$$

стационарной и затухающей во времени частей / \vec{d}_k - собственный вектор неэрмитовой матрицы \hat{C} и $\vec{d}_i \vec{d}_m = \delta_{i,m}$ /

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{3} [Sp \hat{C} - h \frac{3\Delta^2 - \Omega_R^2}{2\Omega_R^2}] \pm i\Omega_R; \lambda_3 = \frac{1}{3} [Sp \hat{C} + h \frac{3\Delta^2 - \Omega_R^2}{\Omega_R^2}]$$

$$Sp \hat{C} = W^{(2)} + 2Re \delta_{12}; h = W^{(1)} - Re \delta_{12}; \Delta = \varepsilon - Im \delta_{12}; \quad /11/$$

$$\varepsilon = \omega_{ns}^{n's} - \omega_1 - \omega_2 + (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \vec{V} - \delta; \Omega_R = (\Delta^2 + 4|\tau_{21}|^2)^{1/2},$$

$$\tau_{21} = \langle 2 | \hat{W}_{\sigma p} | 1 \rangle; \delta = \langle 1 | \hat{W}_{\sigma p} | 1 \rangle - \langle 2 | \hat{W}_{\sigma p} | 2 \rangle$$

Из /11/ видно проявление эффекта оптико-столкновительной нелинейности. Так, в слабых полях и вдали от резонанса, когда $\varepsilon \gg |\tau_{21}|$ релаксационные константы определяются только характером взаимодействия сталкивающихся атомов / $Re \lambda_{1,2} = Re \delta_{12}$, $\lambda_3 = W^{(1)}$ /. В интенсивных резонансных полях они "перенормируются" т.е. зависят от характеристик электромагнитных полей / интенсивностей, отстроек от резонанса /.

Поляризации на основных и комбинационных частотах, возникающие в атоме, находятся с помощью общего правила

$$\langle \hat{Q}_M^i(\vec{r}, t) \rangle = Sp \{ (\hat{\rho} + \hat{\rho}') \hat{Q}_M^i \}$$

Здесь \hat{Q}_M^i - сферические компоненты оператора дипольного момента, $\hat{\rho}$ - быстрая часть МП атома, обусловленная нерезонансными np - уровнями. Так, для нелинейного отклика атома на суммарной частоте можно получить следующее выражение

$$\langle \hat{Q}_M^i(\omega_1, \vec{r}) \rangle = \frac{M}{192 \hbar} \sum_{m,p,\omega_1,\omega_2} \frac{W^{(1)}(\varepsilon + i\delta_{12})}{\text{det} i\hat{C}} \chi_{q_1 q_2}^m(\omega_1, -\omega_2) \cdot \chi_{q_1 q_2}(\omega_1, \omega_2) E_{-m}(\omega_1) E_p(\omega_1) E_{-p}(\omega_2) e^{i(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 - \vec{k}_4) \vec{r}} \quad /12/$$

где $\chi_{q_1 q_2}^m(\omega_1, \omega_2)$ - обобщенная атомная восприимчивость перехода $I \rightarrow 2$.

Из /I0/, /II/ следует, что в отсутствии релаксации / $W^{(2)} = 0$, $\delta_{12} = 0$, $\lambda_{1,2} = \pm i\Omega_R$, $\lambda_3 = 0$ / в атоме возникают незатухающие поляризации на частотах $\omega_V \pm \omega_R$, где $V = 1, 2, 3, 4$, а $\omega_R = (\epsilon^2 + 4|\zeta_{21}|^2)^{1/2}$ - частота Раби. Релаксация обуславливает перенормировку последней в соответствии с /II/, затухание колебаний на смещённых частотах и установление стационарного режима. Последний устанавливается за время $\tau_{max} = [Re(\lambda_i)_{min}]^{-1}$, а в нерезонансном случае и в слабых полях времена релаксации совпадают с временами продольной и поперечной релаксаций $\tau_1 = (W^+)^{-1}$, $\tau_2 = (Re \delta_{12})^{-1}$ соответственно.

Усреднение поляризаций на комбинационных частотах приводит

$$\left\langle \frac{W^{(2)}(\epsilon + i\delta_{12})}{\det \hat{C}} \right\rangle_V = \frac{\sqrt{\pi} W^{(2)}}{ku W^{(1)}} \left(Im J \left(\frac{B + i\Omega'}{ku} \right) + \frac{Re \delta_{12}}{iB} Re J \left(\frac{B + i\Omega'}{ku} \right) \right), \text{ где}$$

$$B = \sqrt{Re \delta_{12} \left(Re \delta_{12} + \frac{4|\zeta_{21}|^2}{W^{(2)}} \right)^{1/2}}; \quad \Omega' = \omega_{ns}^{ns} - \omega_1 - \omega_2 - \delta - Im \delta_{12};$$

$$J(z) = e^{-z^2} (1 - erf(z)); \quad k = k_1 + k_2; \quad u - \text{наивероят. скорость атома};$$

вблизи двухфотонного резонанса к существенной зависимости амплитуд поляризаций от отношения константы Штарковского сдвига уровней δ к доплеровской ширине линии атома. В слабых нерезонансных полях, когда $|B + i\Omega'|/ku \ll 1$, действительная часть восприимчивости газовой среды на суммарной частоте подобна типичной

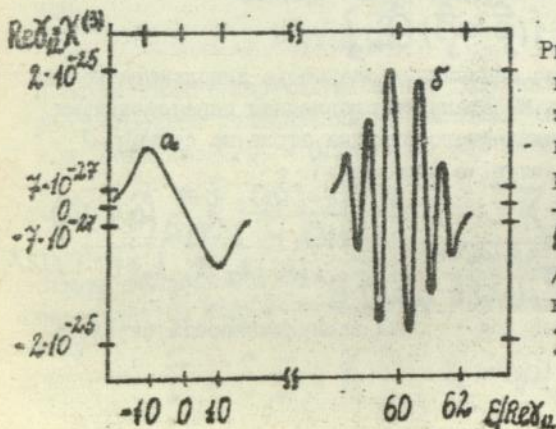


Рис. I. Ход дисперсии восприимчивости $\chi^{(3)}$ в зависимости от расстройки от двухфотонного резонанса на переходе $2S - 4S$ в парах dI при: /а/ $E(\omega_1) = E(\omega_2) = 3,5 \cdot 10^4$ в/см.; /б/ $E(\omega_1) = E(\omega_2) = 9 \cdot 10^5$ в/см. и $E(\omega_3) = 3 \cdot 10^3$ в/см. $\chi^{(3)} \equiv \langle \chi^{(3)}(\omega_1, \omega_1, \omega_2, \omega_3) \rangle_V$

дисперсионной кривой /рис. I/. В интенсивных резонансных полях, когда $|(B+i\Omega')/ku| \geq 1$ и частота Раби больше доплеровского уширения, дисперсионная кривая носит колебательный характер с резкими максимумами осцилляций, связанными с периодическими переходами электрона между резонирующими уровнями. Эти переходы, как видно из рис. I, вносят существенный вклад в нелинейный показатель преломления среды.

В заключении главы получены частные решения уравнения, описывающего стационарное самовоздействие квазиплоского "щелевого" пучка, распространяющегося в газовой среде. Показана возможность формирования волноводного режима распространения волны накачки.

В третьей главе исследованы особенности частотного спектра поляризацій, обусловленных квазирезонансной частью МП трёхуровневого атома, и влияние старковских сдвигов и конкурирующих комбинационных процессов на эффективность преобразования суммарной частоты.

Рассмотрим трёхуровневую систему $/ns, n's, np/$, где $/ns, n's/$ - двухуровневая система, описанная выше, а np - ближайший к ней атомный уровень. Пусть частоты ω_3 и ω_4 слабых полей квазирезонансны атомным переходам $n's \rightarrow np$ и $ns \rightarrow np$ соответственно. Уравнение движения для медленной части МП $\hat{\rho}_a = \hat{\rho}^s(t) + \hat{\rho}^p(t)$ атома в пренебрежении движением населённости np -уровня имеет вид

$$i\hat{\rho}^s = [\hat{W}_{\omega_3}, \hat{\rho}^s] + [\hat{U}, \hat{\rho}^p] - \sum_{K, Q, N, N'} \delta^K(N|N') \hat{\rho}_a^K(N|N') \hat{T}_Q^K(N|N')$$

$$i\hat{\rho}^p = -\hat{\rho}^s \hat{U} - \sum_{K, Q, N, N'} \delta^K(N|np) \hat{\rho}^p^K(N|np) \hat{T}_Q^K(N|np); N, N' = 1, 2 \quad /13/$$

$$\hat{U} = \sum_{\omega_k = \omega_3, \omega_4} \hat{V}(\omega_k, \vec{r}, t); \hat{\rho}_a^K(N|N') = Sp\{\hat{\rho}^s \hat{T}_Q^K(N|N')\}$$

Здесь $\hat{\rho}^p$ - медленная часть МП атома, определяемая взаимодействием последнего с квазирезонансными полями частот ω_3 и ω_4 ; релаксационная часть определена в поляризационном K, Q - представлении и в приближении изотропных столкновений;

$$\hat{T}_Q^K(N|N') = \sum_{m, m'} (-1)^{J-m} \binom{2K+1}{2}^{1/2} \begin{pmatrix} J & J' & K \\ m & -m' & Q \end{pmatrix} |N\rangle \langle N'|; |N\rangle \equiv |n\ell J m\rangle$$

- неприводимые тензорные операторы ранга K , определённые в пространстве сферических функций.

С помощью решений системы /13/, которые здесь не приводятся, получен частотный спектр поляризации на основных и комбинационных частотах, связанных с нерезонансными np - уровнями и квази-резонансной частью $\hat{\rho}^p$. Последние могут иметь острый максимум и в отсутствие точного двухфотонного резонанса. Так, из выражения

$$\langle \hat{Q}_M^1(\omega_4, \vec{z}) \rangle_V = \sum_{\substack{m \\ \omega_1, \omega_2, \omega_3}} \frac{W^{(2)}(\vec{E} + i\delta_{12})}{132\hbar \det |\hat{C}| (\epsilon_4 - \frac{\epsilon}{2} - i\delta^1(ns|np))} \chi_{(1/2)}^d(\omega_1, \omega_2) \cdot i(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 - \vec{k}_4) \vec{z} \quad /14/$$

$$\langle ns || \hat{Q}^1 || np \rangle \langle np || \hat{Q}^1 || ns \rangle E_{-M}(\omega_3) E_p(\omega_1) E_{-p}(\omega_2) e$$

/ Здесь $\langle ns || \hat{Q}^1 || np \rangle$ - приведенный матричный элемент; $\epsilon_{4(s)} = \omega_{ns|n's}^{np} - \omega_{4(s)}$; $\vec{E} = \vec{E} + d$, где d - сложная функция расстройк ϵ_3 , ϵ_4 и интенсивностей всех электромагнитных полей / видно, что этот максимум обеспечивается условием $\epsilon_4 \rightarrow \epsilon / 2$. Последнее существенным образом скажется на эффективности нелинейного преобразования, т.к. заметно уменьшает двухфотонное поглощение, влияющее на насыщение нелинейной восприимчивости.

При рассмотрении влияния штарковских сдвигов и конкурирующих комбинационных процессов, вначале получены ограничения на характеристики электромагнитных полей из условия нормировки для медленной части $\hat{\rho}$ атома. В слабых полях поляризация на суммарной частоте представляет собой типичную резонансную кривую с максимумом вблизи несдвинутой двухфотонной частоты / см. рис.2 / с ростом поля накачки видны воздействия штарковских

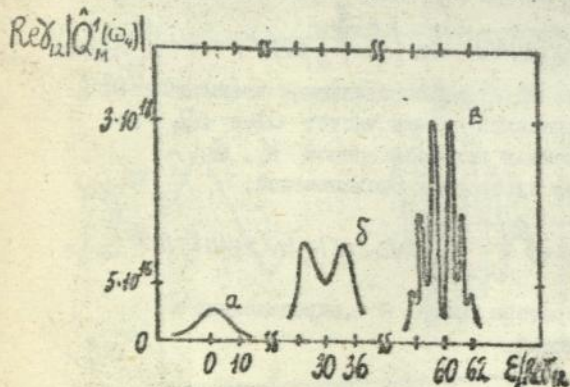


Рис.2. Зависимость модуля поляризации на суммарной частоте от расстройки от двухфотонного резонанса при:
 /а/ $E(\omega_1) = E(\omega_2) = 5 \cdot 10^4$ В/см,
 /б/ $E(\omega_1) = E(\omega_2) = 3 \cdot 10^5$ В/см,
 /в/ $E(\omega_1) = E(\omega_2) = 8 \cdot 10^5$ В/см
 и $E(\omega_3) = 6 \cdot 10^3$ В/см.

сдвигов и изменения населённости резонирующих уровней и постепенно появляется провал в центре линии, сдвинутой благодаря эффекту Штарка. При этом эффективность преобразования максимальна при двух расстройках, симметрично расположенных относительно центра линии. При максимально допустимых интенсивностях возможно появление дополнительных максимумов также симметричных относительно центра линии, так что эффективность преобразования суммарной частоты носит колебательный характер. При этом осцилляции быстро затухают в связи с неоднородным уширением. При учёте сдвига линии резонансного перехода, обусловленного релаксацией / $\text{Im}\delta_{12} \neq 0$ / , возникает асимметрия относительно центра линии. Кроме того, когда отстройка от резонанса совпадает со штарковским сдвигом энергетических уровней, эффективность преобразования имеет резкий минимум, подобно отсутствию поглощения слабого сигнала в поле интенсивной резонансной волны при совпадении частот возбуждающего поля и атомного перехода. Максимальная эффективность может быть оценена по формуле для медленно изменяющейся амплитуды поляризации на суммарной частоте при фиксированном $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0$ следующим выражением

$$\langle \hat{Q}_n^1(\omega_n, \vec{r}) \rangle_V = -\frac{m}{16} \sum_{\pm} \frac{\epsilon_0 - \delta + i\delta_{12}}{|\tau_{\pm 1}|} \frac{W^{(2)}}{\text{Re}\delta_{12}} \chi_{(12)}(\omega_3; \omega_1) E_{-n}(\omega_3) e^{-i\vec{k}_4 \vec{r}} \quad /15/$$

Отсюда в частности следует важность учёта штарковских сдвигов в процессе преобразования частоты. Так, пренебрежение последними приводит к тому, что поляризация, а следовательно, и интенсивность на суммарной частоте будет уменьшаться / $\tau_{\pm 1} \sim E^2$ / с ростом интенсивности накачки.

В четвёртой главе теоретически исследована структура спектров излучения в окрестности суммарной частоты и вблизи частот накачки. При этом рассмотрен общий случай, когда $\Omega_k \neq 0$.

Методами теории возмущений по слабым полям найден спектр излучения двухуровневого атома, находящегося в классических электромагнитных полях, в окрестности суммарной частоты при условии двухфотонного резонанса и релаксации. Показано, что в спектре четырёхволнового параметрического смешения будут наблюдаться частоты, смещённые относительно суммарной частоты ω_4^0 на величину $\frac{m}{n} \Omega_R$ / m, n - целые числа /. Частоты $m\Omega_R$ и $\frac{1}{n}\Omega_R$ характеризуют т.н. кратную и субрадиационную структуры спектра излучения.

Подобная картина наблюдается и в спектрах излучения вблизи частот накачки.

Усреднение по максвелловскому распределению скоростей атомов в случае интенсивных полей накачки приводит к перенормировке максимумов субрадиационной и кратной структур. При этом, резкие пики в спектрах излучения наблюдаются на частотах

$$\frac{m}{n} \tilde{\Omega}_2 = \frac{m}{n} \Omega_R + \frac{Sp\hat{c} + h/2}{3\epsilon_0} \frac{\kappa_{21}}{h}$$

Перенормировка тем заметнее, чем интенсивнее поле и меньше отстройка от резонанса. Однако при $\epsilon_0 = 0$, когда $\Omega_R = 0$, в центре линии двухфотонного перехода наблюдается резкий минимум амплитуды поляризации. В слабых полях субрадиационная и кратная структуры не наблюдаются.

Исследован спектр излучения трёхуровневой системы, находящейся в классических электромагнитных полях, в окрестности суммарной частоты. Цепочкой канонических преобразований, операторы которых зависят от характеристик электромагнитных полей, система уравнений движения [13] приводится к дифференциальному уравнению с периодическими коэффициентами. Переход к вращающейся вокруг оси Z системе координат позволяет прийти к уравнению типа [9]. Решение последнего показывает, что амплитуда резонансной части МП $\hat{\rho}$ атома максимальна, когда

$$\Omega_R \equiv \Omega_1 = \Omega'_R / \rho + 1; \quad \rho = 0; \pm 2; 1; \pm 3, \dots \quad /16/$$

Ω'_R - частота Раби, зависящая также от расстройк ϵ_4, ϵ_3 . Случай $\rho = -1$ соответствует равенству нулю параметра Ω_R . Амплитуда же квазирезонансной части МП $\hat{\rho}^p$ атома максимальна при

$$\Omega_R \equiv \Omega_2 = \frac{\epsilon_4 - \epsilon/2 + \omega_R/2 + i\Gamma^{(4)}}{\mathcal{Y}_{\rho n}(x)(\rho+1) - 2} - \frac{\epsilon_4 - \epsilon/2 - \omega_R/2 + i\Gamma^{(4)}}{\mathcal{Y}_{\rho n}(x)(\rho+1) + 2} \quad /17/$$

$$\Omega_R \equiv \Omega_3 = \frac{\epsilon_3 + \epsilon/2 + \omega_R/2 + i\Gamma^{(4)}}{\mathcal{Y}_{\rho n}(x)(\rho+1) - 2} - \frac{\epsilon_3 + \epsilon/2 - \omega_R/2 + i\Gamma^{(4)}}{\mathcal{Y}_{\rho n}(x)(\rho+1) + 2}$$

Частоты Ω_i в отсутствии релаксации имеют вид трёх разных, смещённых друг относительно друга, частот Раби. $\mathcal{Y}_{\rho n}(x)$ - функции Бесселя целого порядка, аргумент x которых зависит от характеристик электромагнитных полей и здесь не приводится; $\Gamma^{\pm} = -\delta'(ns|np) \pm \delta'(n's|np)$.

Спектр системы атом + поля в окрестности суммарной частоты характеризуется следующими собственным набором частот

$$\begin{aligned}
 & - \frac{\Omega_R'}{\rho+1}; - \left(1 + \frac{n+1}{\rho+1}\right) \Omega_R'; \left(1 + \frac{n-1}{\rho+1}\right) \Omega_R'; - \frac{\Omega_{2(3)'}}{\rho+1}; \\
 & - (n+\rho+2) \Omega_{2(3)'}; (n+\rho) \Omega_{2(3)'}.
 \end{aligned}
 \tag{18/}$$

Таким образом, в спектре параметрического смещения относительно частоты ω_0 будут наблюдаться частоты, кратные трём перенормированным релаксацией частотам Раби, причём вблизи каждой из этих кратных частот формируется субрадиационная структура.

В заключении этой главы предложена квантовая теория параметрического резонанса для процессов четырёхволнового смещения полей и поглощения /излучения/ атомом слабого сигнала в поле интенсивной резонансной накачки.

С помощью канонических преобразований оператор /4/ приведен к виду $\hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{U}$, где

$$\hat{\mathcal{H}}_0 = -\frac{1}{2} \omega_R \hat{\sigma}_z + \sum_k \Omega_k \hat{a}_k \hat{a}_k
 \tag{19/}$$

- гамильтониан двух независимых подсистем атом + поля, а оператор взаимодействия

$$\begin{aligned}
 \hat{U} = & \sum_k e^{i\chi_k} \hat{D}(s_k) [\beta_k^* \hat{a}_k + \delta_k \hat{a}_k + \tau_k] \hat{\sigma}_+ - \sin\theta \sum_{k, k'} \mathcal{X}(k, k') \cdot \\
 & \left\{ e^{i(\chi_k + \chi_{k'})} \hat{D}(s_k) \hat{D}(s_{k'}) [(\hat{a}_k + \hat{a}_{k'}) (\hat{a}_{k'} + \hat{a}_k) + (k \leftrightarrow k')] \hat{\sigma}_+ \right\} \pm \text{э.с.}
 \end{aligned}
 \tag{20/}$$

обуславливает переходы между их различными стационарными состояниями и описывает многофотонные процессы взаимодействия атома с электромагнитными полями и волнами субструктуры.

В выражении /20/

$$\hat{D}_M = e^{\hat{a} \hat{a} - \hat{a}^* \hat{a}} = e^{-\frac{1}{2} |M|^2} \sum_{m, p} \frac{M^m \bar{M}^{*p}}{m! p!} (\hat{a})^m (\hat{a}^*)^p -$$

- есть оператор сдвига; остальные параметры, зависящие от характеристик электромагнитных полей, не приводятся.

При переходах между различными стационарными состояниями должен выполняться закон сохранения энергии, что, собственно, и является условием параметрического резонанса. В одномодовом приближении из выражений /19/, /20/ следует, например, для процесса поглощения атомом слабого сигнала, что

$$m_1 \Omega + \frac{\omega_R}{2} = m_2 \Omega - \frac{\omega_R}{2} ; \Omega_m = \frac{\omega_R}{m_2 - m_1} = \frac{\omega_R}{m}$$

Так как m_1, m_2 - любые числа, то $m = \pm 1, \pm 2, \dots$

При учёте "трёхчастичных" взаимодействий вида $(\hat{a}_1)^{m_1} (\hat{a}_2)^{m_2} \hat{\sigma}_\pm$, $(\hat{a}_1)^{m_1} (\hat{a}_2)^{m_2} \hat{\sigma}_-$, $(\hat{a}_1)^{m_1} (\hat{a}_2)^{m_2} \hat{\sigma}_+$ условие параметрического резонанса имеет вид

$$m_1 \Omega_1 + m_2 \Omega_2 = \omega_R$$

Если $\Omega_1 = \frac{\omega_R}{n}$, то $\Omega_2 = \left(-\frac{m_1}{n} + 1\right) \omega_R = \frac{m}{n} \omega_R$.
Иными словами в спектре излучения помимо субрадиационной структуры в области частот $[-\omega_R, \omega_R]$ возможны резонансы на частотах $m \omega_R$ ($n = \pm 1$), причём вблизи каждой из частот $m \omega_R$ возникает своя субрадиационная структура / $n = \pm 2, \pm 3, \dots$ /

Следовательно, субрадиационная структура спектра поглощения / излучения / атомом пробного сигнала в поле интенсивной резонансной накачки и при четырёхволновом смещении полей является проявлением параметрического резонанса, обусловленного многофотонными процессами взаимодействия, а сложный характер спектра системы атом + поля присущ широкому классу нелинейных взаимодействий.

В заключении приведены результаты, полученные в диссертационной работе.

В дополнении I исследована на экстремум комплексная функция $J(\rho)$, необходимая для численных расчётов нелинейных откликов газовой среды.

В дополнениях 2;3 выведены необходимые формулы.

ВЫВОДЫ

1. В базисе "одетых" состояний получены решения уравнений движения для медленной части МП атома, на основе которых найдены поляризации на всех частотах полей, участвующих в процессе четырёхволнового параметрического смещения.
2. Получена дисперсия нелинейной восприимчивости третьего порядка с учётом усреднения по максвелловскому распределению скоростей атомов. Показано, что последняя обладает рядом максимумов при превазировании частоты Раби над доплеровским уширением

- линии атома и периодические переходы электрона между резонирующими уровнями существенно влияют на нелинейный показатель преломления газовой среды.
3. Установлено, что в интенсивных резонансных полях эффективность преобразования суммарной частоты имеет колебательный характер, а пики осцилляций определяют максимально возможную эффективность.
 4. Впервые показано, что субрадиационная и кратная структуры в спектрах излучения обусловлены многофотонными процессами взаимодействия атома с электромагнитными полями, являясь проявлением параметрического резонанса. Они носят общий характер для широкого класса нелинейных взаимодействий.
 5. На основе частных решений уравнения, описывающего стационарное самовоздействие квазицисловского "целевого" волнового пучка, показана возможность формирования волноводного режима распространения волн накачки.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Верлан Э.М., Добряков В.Л., Задорожный В.И. Четырёхволновое смещение в условиях двухфотонного резонанса и столкновительной релаксации // УФЖ. - 1989. - 34, №9. - С. 1309-1316.
2. Верлан Э.М., Добряков В.Л., Задорожный В.И. Субрадиационная структура в спектре суммарной частоты при четырёхволновом параметрическом смещении // УФЖ. - 1989. - 34, №12. - С. 1834-1835.
3. Верлан Э.М., Добряков В.Л. К теории невыврожденного четырёхволнового параметрического смещения в условиях двухфотонного резонанса и релаксации // УФЖ. - 1991. - 36, №1. - С. 39-43.
4. Верлан Э.М., Добряков В.Л. К теории субрадиационной структуры при четырёхволновом параметрическом смещении в условиях двухфотонного резонанса и релаксации // УФЖ. - 1991. - 36, №5. - С. 702-706.
5. Добряков В.Л. Влияние штарковских сдвигов на эффективность преобразования суммарной частоты при четырёхволновом параметрическом смещении в условиях двухфотонного резонанса и релаксации // УФЖ. - 1992. - 37, №3. - С. 361-364.

6. Добряков В.Л. Осцилляция восприимчивости и солитоны при четырёхволновом смешении в нелинейной среде// Матер. Регионального семинара "Структурно-динамические процессы в изупорядоченных средах".-Самарканд.-1992.-С.41.
7. Добряков В.Л. Субрадиационная и кратная структуры на накачке в спектре параметрического смешения в условиях двухфотонного резонанса и релаксации// УФЖ.-1993./ в печати/.
8. Верлан Э.М., Добряков В.Л. Параметрический резонанс в явлениях поглощения/излучения/ атомом слабого сигнала в поле интенсивной резонансной накачки и четырёхволнового смешения// Опт. и спектр.-1993./ в печати/.
9. Верлан Э.М., Добряков В.Л. Квантовая теория параметрического резонанса при четырёхволновом смешении полей в условиях двухфотонного резонанса// УФЖ.-1993./ в печати/.
10. Dobryakov V.L. Subradiation and divisible structures in four wave mixing and two photon absorbing in two photon resonance and relaxation // Proc. XXVII Colloquium Spectroscopicum Internationale. - Bergen, Norway. - 1991.

ЖИТОМИРСКАЯ
ОБЛАСТНАЯ ТИПОГРАФИЯ

1155681

AB 27.462

6.
7.
8.
9.
10.
11.
12.

REPRODUCED FROM
THE NATIONAL ARCHIVES
COLLECTION