

## RESONANT NONLINEAR OPTICS IN GASEOUS MEDIA

A. K. POPOV

*The principles of nonlinear optics of free atoms and molecules are examined. The usage of gases and vapors of chemical elements for the solution of actual problems of nonlinear optics is considered. The main achievements in this field are summarized.*

**Рассмотрены принципы нелинейной оптики свободных атомов и молекул. Обсуждаются особенности использования газообразных сред для решения актуальных проблем нелинейной оптики. Приведены примеры и суммированы основные достижения в этой области.**

## РЕЗОНАНСНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА ГАЗООБРАЗНЫХ СРЕД

А. К. ПОПОВ

Красноярский государственный университет

Красноярский государственный технический университет

### ВВЕДЕНИЕ

“Физика была бы скучна, а жизнь совершенно невозможна, если бы все физические явления вокруг нас были линейными. К счастью, мы живем в нелинейном мире, и если линеаризация украшает физику, то нелинейность делает ее захватывающей” – этими словами начинается книга известного специалиста в области нелинейной оптики И.Р. Шена [1]. Они в полной мере характеризуют современную оптику, которая насыщена использованием лазерного излучения и нелинейных оптических эффектов. В чем же состоят и на чем основаны эти эффекты?

### ЛИНЕЙНЫЙ И НЕЛИНЕЙНЫЙ ОТКЛИКИ ВЕЩЕСТВА НА ДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Атомы и молекулы, из которых состоит вещество, с классической точки зрения представляют собой связанные положительный и отрицательные заряды, находящиеся в равновесии на некотором расстоянии друг от друга. Если их вывести из равновесия, то они начинают совершать колебания относительно равновесного положения. Электрическая компонента электромагнитного излучения взаимодействует с зарядами. Отсюда появляется сила, которая периодически с некоторой частотой стремится отклонить заряды от положения равновесия, а внутриатомные силы притяжения – вернуть их в положение равновесия. Поскольку электроны значительно легче ионов, обычно они совершают колебательные движения относительно ионов. Ускоренно движущиеся заряды излучают. Действия этого и других источников потери энергии колебательного движения эквивалентны действию силы трения, которая обычно пропорциональна скорости движения объекта.

Пусть  $x$  – отклонение от положения равновесия, тогда  $dx/dt$  – скорость, а  $d^2x/dt^2$  – ускорение электрона,  $m$  и  $q$  – его масса и заряд. При этом уравнение движения электрона имеет вид

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} = -f_a + f_e. \quad (1)$$

Здесь  $f_e$  – сила, действующая со стороны поля,  $f_a$  – возвращающая сила,  $R$  – величина, характеризующая

трение. Пусть электрическое поле изменяется по закону

$$E = \frac{1}{2}[E_1(e^{-i\omega_1 t} + e^{i\omega_1 t}) + E_2(e^{-i\omega_2 t} + e^{i\omega_2 t})], \quad (2)$$

а возвращающая сила  $f_a = kx$  пропорциональна отклонению от положения равновесия. Подставляя в (1) значения  $f_e$  и  $f_a$ , получаем уравнение

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \Gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x + ax^2 = F, \quad (3)$$

где  $\Gamma = R/m$ ,  $\omega_0^2 = k/m$ ,  $F = (q/2m)E$ .

Это известное уравнение гармонического осциллятора. Его решение для времен  $t \gg \Gamma^{-1}$  имеет вид (к.с. означает аналогичные комплексно-сопряженные слагаемые):

$$x^{(1)} = x^{(1)}(\omega_1) + x^{(1)}(\omega_2) + \text{к.с.},$$

$$x^{(1)}(\omega_i) = \frac{(q/2m)E_i}{(\omega_0^2 - \omega_i^2 - i\omega_i\Gamma)} e^{-i\omega_i t}. \quad (4)$$

Эту формулу можно также представить в виде

$$x^{(1)} = a_1(\omega_1) \cos(\omega_1 t - \varphi_1) + a_2(\omega_2) \cos(\omega_2 t - \varphi_2). \quad (5)$$

Отсюда следует, что:

1) колебания совершаются с частотой вынуждающей силы  $\omega_i$ ;

2) их амплитуда возрастает при приближении частоты  $\omega_i$  к собственной частоте  $\omega_0$  тем резче, чем меньше величина  $\Gamma$ , которая называется шириной резонанса;

3) колебания отстают по фазе на величину, зависящую от отстройки резонанса.

Представим решение в виде

$$P^L = Nq x^{(1)} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 (\chi^L(\omega_1) E_1 e^{-i\omega_1 t} + \chi^L(\omega_2) E_2 e^{-i\omega_2 t}) + \text{к.с.}, \quad (6)$$

где  $N$  — число резонансных частиц в единице объема.  $P^L$  называется поляризацией, а фактор  $\chi^L$  — восприимчивостью вещества на данной частоте.

Таким образом, в рассматриваемом случае поляризация пропорциональна напряженности поля (линейно зависит от него). Осциллятор переизлучает на той же частоте, что и падающее излучение (пропорционально  $d^2 x/dt^2$ ). Поглощаемая осциллятором мощность пропорциональна, с одной стороны,  $dx/dt$ , а с другой — показателю поглощения. Отсюда можно найти выражение для показателя поглощения  $\alpha(\omega)$ . Показатель преломления  $n(\omega)$  также выражается известным образом через восприимчивость. Восприимчивость, а вместе с ней и

все оптические характеристики вещества оказываются не зависящими от интенсивности излучения:

$$\alpha(\omega_i) = \frac{4\pi\omega_i}{c} \text{Im}\chi^L(\omega_i) = \frac{Nq^2}{\varepsilon_0 mc} \frac{4\pi\omega_i^2 \Gamma}{(\omega_0^2 - \omega_i^2) + \omega_i^2 \Gamma^2},$$

$$n(\omega_i) - 1 = 2\pi \text{Re}\chi(\omega_i) = \frac{Nq^2}{\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 - \omega_i^2}{(\omega_0^2 - \omega_i^2) + \omega_i^2 \Gamma^2}.$$

Приведенные рассуждения лежат в основе всей лазерной оптики. В свою очередь, они исходят из предположения о линейной зависимости возвращающей силы от отклонения из равновесия  $f_a = kx$ . Такая зависимость сохраняется для малых отклонений. В сильных полях, характерных для лазерного излучения, отклонения могут быть немалы. В этом случае следует удерживать более высокие степени разложения потенциала взаимодействия заряда с остовом. Это же справедливо и для силы:

$$f_a = kx + k_2 x^2 + k_3 x^3 + \dots$$

Рассмотрим роль нелинейных по  $x$  слагаемых в  $f_a$  на примере слагаемого  $k_2 x^2$ . Учитывая его как небольшую добавку к предыдущему слагаемому, будем искать решение уравнения (3) в виде

$$x = x^{(1)} + x^{(2)} + x^{(3)} + \dots,$$

где  $x^{(1)}$  — это предыдущее решение задачи, а  $x^{(2)}$  — поправка к нему. Тогда из уравнения (3) можно получить выражения для  $x^{(2)}$ :

$$x^{(2)} = x^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) + x^{(2)}(\omega_1 - \omega_2) + x^{(2)}(2\omega_1) + x^{(2)}(2\omega_2) + x^{(2)}(0) + \text{к.с.},$$

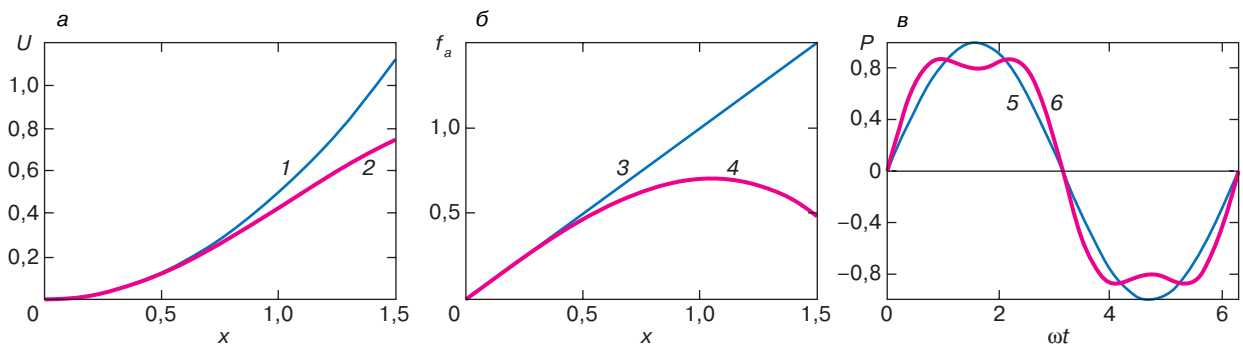
$$x^{(2)}(2\omega_i) = \frac{-a(q/m)^2 E_i^2}{(\omega_0^2 - \omega_i^2 - i\omega_i\Gamma)^2 (\omega_0^2 - \omega_i^2 - i \cdot 2\omega_i\Gamma)} e^{-i \cdot 2\omega_i t},$$

$$x^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2) = \frac{-2a(q/m)^2 E_1 E_2}{(\omega_0^2 - \omega_1^2 - i\omega_1\Gamma)(\omega_0^2 - \omega_2^2 \mp i\omega_2\Gamma)} \times \frac{1}{[\omega_0^2 - (\omega_1 \pm \omega_2)^2 - i(\omega_1 \pm \omega_2)\Gamma]} e^{-i(\omega_1 \pm \omega_2)t}. \quad (7)$$

Из полученных решений видно, что во втором приближении поляризация нелинейно зависит от напряженности поля. В результате нарушается принцип суперпозиции и в осциллирующем отклике вещества на действие излучения появляются компоненты на новых комбинационных частотах.

Продолжая подобную процедуру и удерживая более высокие порядки нелинейности, приходим к выводу, что выражение для поляризации может быть представлено в виде ряда по степеням напряженности электромагнитного поля  $E(t)$ :

$$P(t) = \varepsilon_0 [\chi^{(L)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots].$$



**Рис. 1.** Причина нелинейных оптических эффектов: *а* – непараболическая зависимость потенциала взаимодействия заряда с остовом (симметричный потенциал); *б* – нелинейная зависимость возвращающей силы от расстояния между зарядами; *в* – осцилляции зарядов (поляризация среды), содержащие третью гармонику, характерные для свободных атомов и молекул (произвольные единицы).  
 1 –  $U = x^2/2$ ; 2 –  $U = x^2/2 - \beta x^4/4$ ; 3 –  $f_a = x$ ; 4 –  $f_a = x - \beta x^3$ ,  $\beta = 0,3$ ; 5 –  $P = \sin x$ ; 6 –  $P = \sin x + a \sin 3x$  ( $x = \omega t$ ,  $a = 0,2$ )

Здесь  $\chi^{(L)}$  – линейная, а  $\chi^{(n)}$  – нелинейные восприимчивости вещества,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума.

На рис. 1 проиллюстрированы такие зависимости для потенциала, возвращающей силы и связанные с ними возможные изменения колебаний зарядов.

Зададимся вопросом, при каких интенсивностях излучения нелинейный отклик становится соизмеримым по величине с линейным. Для этого сначала рассмотрим нерезонансное взаимодействие, когда выходы из всех резонансов существенно превышают их ширины  $\Gamma$  и по порядку величины равны собственной частоте осциллятора  $|\omega_0 - \omega| \approx \omega_0$ . Тогда получаем

$$\left| \frac{P^{(2)}(2\omega_i)}{P^{(1)}(2\omega_i)} \right| \approx \left| \frac{qaE}{m\omega_0^4} \right|. \quad (8)$$

Нелинейные компоненты становятся соизмеримыми с линейными, когда ангармоническая сила становится соизмерима с гармонической. При этом оба этих члена будут порядка полной силы, удерживающей электрон в атоме  $qE_{at}$ :

$$|qE_{at}| \approx m\omega_0^2 x \approx amx^2.$$

Соотношение (8) в этом случае переходит в

$$\left| \frac{P^{(2)}}{P^{(1)}} \right| \approx \left| \frac{E}{E_{at}} \right|.$$

Типичное значение  $E_{at} \approx 5 \cdot 10^9$  В/см, чему соответствует интенсивность излучения порядка  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Однако это оценка сверху и фактически для заметного проявления нелинейных эффектов достаточно на несколько порядков меньшей интенсивности излучения. Тем не менее подобные значения достигаются лишь при фокусировке мощного импульсного лазерного излучения.

Кардинальное изменение условий наблюдения нелинейных эффектов наступает в резонансных условиях. Например, при  $\omega_i = \omega_0$

$$\left| \frac{P^{(2)}(2\omega_0)}{P^{(1)}(\omega_0)} \right| \approx \left| \frac{qaE}{m\omega_0^3 \Gamma} \right|$$

и необходимые напряженности излучения снижаются в  $\omega_0/\Gamma$ , а интенсивности – в  $(\omega_0/\Gamma)^2$  раз. Для электронных переходов в атомах это уменьшение составляет  $(\omega_0/\Gamma)^2 \approx 10^{12}$  раз.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Таким образом, квадратичная по полю компонента нелинейной поляризации  $P^{(2)}$  является потенциальным источником излучения на частотах вторых гармоник исходного излучения, а также на суммарных и разностных частотах  $(\omega_1 \pm \omega_2)$ . Подставляя выражение для поля (2) в формулу для кубичной нелинейности, аналогичным образом можно убедиться в возникновении компонент поляризации на частотах третьих гармоник  $3\omega_{1,2}$ , суммарных и разностных частот типа  $2\omega_1 \pm \omega_2$ ,  $2\omega_2 \pm \omega_1$ , а также компонент поляризации типа

$$P^{(3)}(\omega_1) = \frac{\epsilon_0}{4} [\chi^{(3)}(\omega_1)|E_1|^2 + \chi^{(3)}(\omega_1, \omega_2)|E_2|^2] \times E_1 e^{-i\omega_1 t}$$

и аналогичной компоненты для  $P^{(3)}(\omega_2)$ . Удерживая компоненты с более высоким порядком нелинейности и продолжая эту процедуру, приходим к выводу, что в сильных полях показатели поглощения и преломления на частотах действующих на среду полей сами зависят от интенсивностей этих излучений, кроме того, возникают источники излучений на новых частотах.

Рассматриваемые явления можно использовать для решения многих практически важных задач. Манипулирование пространственными характеристиками показателей преломления и поглощения

позволяет формировать оптические элементы. Используя компоненты на суммарных и разностных частотах, можно преобразовывать излучение имеющихся эффективных лазеров в интересующие области инфракрасного и далекого ультрафиолетового диапазона, включая мягкий рентгеновский [2]. Если одна из частот исходного излучения является перестраиваемой, то конвертированное излучение также можно перестраивать в соответствующем диапазоне. Появляется принципиальная возможность преобразовывать слабые инфракрасные сигналы, включая изображения, в видимую область, где фотоприемные устройства обладают максимальной чувствительностью, а оптические приборы – максимальным спектральным и пространственным разрешением. Поскольку энергия преобразованных фотонов может быть в несколько раз больше энергии исходных, то возможно одновременное усиление по мощности преобразованного сигнала.

Генерация гармоник суммарных и разностных частот относится к так называемым когерентным нелинейно-оптическим процессам. Возникновение соответствующих компонент поляризации является для их эффективной реализации лишь необходимым, но не достаточным условием. Дополнительное требование состоит в необходимости обеспечить фазовый синхронизм (фазовое согласование) между волной нелинейной поляризации и испускаемым ею излучением. Иными словами, необходимо обеспечить равенство их фазовых скоростей распространения. При этом во всех точках пространства интерференция между ними будет носить конструктивный характер и генерируемая волна будет нарастать вдоль всей среды. В противном случае конструктивная интерференция будет сменяться деструктивной, где энергия от генерируемого излучения будет вновь передаваться к исходным волнам.

Например, волна нелинейной поляризации на частоте  $\omega_s = 2\omega_1 + \omega_2$  распространяется с волновым вектором  $2k_1 + k_2$ , а испускаемое ею излучение – с  $k_s = n(\omega_s)\omega_s/c$  (здесь  $n(\omega_s)$  – показатель преломления на соответствующей частоте). Разность фаз между ними будет нарастать по среде, достигая значения  $\pi$  на длине  $z = L_c = \pi/|\Delta k|$ , где  $\Delta k = (2k_1 + k_2) - k_s$ . Эта длина называется длиной когерентного взаимодействия. При  $z > L_c$  передача энергии от поляризации к гармонике прекращается и начинается обратный процесс (рис. 2). Чем больше длина когерентного взаимодействия, тем больше эффективность нелинейно-оптического преобразования.

Это качественное рассуждение можно проиллюстрировать простыми формулами для предельного случая относительно малых коэффициентов преобразования, когда можно пренебречь изменением напряженности исходных излучений за счет преобразования. Напряженность генерируемого излучения пропорциональна второй производной по времени от поляризации, а следовательно, для гар-

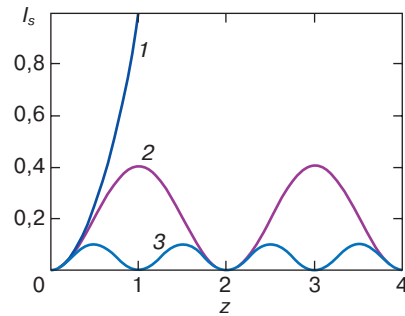


Рис. 2. Зависимость эффективности преобразования излучения от фазового синхронизма (произвольные единицы): 1 –  $\Delta k = 0$  ( $L_c = \infty$ ); 2 –  $L_c = 1$ ; 3 –  $L_c = 0,5$

монических функций – самой поляризации. Поэтому уравнение распространения приобретает вид

$$\frac{dE(\omega_s)}{dz} e^{ik_s z} = b\chi^{(3)} E_1^2 E_2 e^{i(2k_1 + k_2)z}$$

Его решение в приближении заданного поля  $E_2$  имеет вид

$$|E(\omega_s)|^2 = C|\chi^{(3)}|^2 |E_1|^4 |E_2|^2 z^2 \frac{\sin^2(\Delta kz/2)}{(\Delta kz/2)^2}$$

В этих формулах  $b$  и  $C$  – константы. Отсюда видно, что максимум интенсивности на частоте  $\omega_s$  достигается при  $z = L_c$  и его величина пропорциональна  $L_c^2$  (обратно пропорциональна  $(\Delta k)^2$ ).

При генерации второй гармоники для достижения фазового согласования на больших длинах необходимо обеспечить равенство показателей преломления на исходной частоте и частоте второй гармоники. Несколько видоизмененные требования на коэффициенты преломления возникают для процессов с участием нескольких частот. Поскольку все реальные среды обладают дисперсией, обеспечение фазового синхронизма является необходимым условием и важной задачей, которая в каждом конкретном случае решается по-разному. Наиболее типичные приемы, используемые в нелинейной оптике газов, будут описаны в следующем разделе.

### ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГАЗОВ И ПАРОВ МЕТАЛЛОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКЕ

Чаще всего используемый класс нелинейно-оптических материалов – кристаллы. Для кристаллов характерно проявление в основном квадратичных нелинейностей. Отсюда вытекают решаемые задачи. Ограничения связаны с тем, что кристаллы, как правило, непрозрачны во многих диапазонах длинноволнового и коротковолнового излучений. Во многих кристаллах, обладающих большими нелинейными восприимчивостями, невозможно выполнение условия волнового синхронизма. Качественные

кристаллы дорогие, особенно для преобразования пучков излучения с большой апертурой. Они разрушаются под действием излучений с большой интенсивностью, их оптические характеристики становятся неоднородными при нагреве в случае преобразования непрерывных излучений с большой мощностью. Для решения многих таких задач используют газообразные нелинейные среды, которые лишены перечисленных недостатков. Однако при этом возникает необходимость преодоления других трудностей.

В газообразных средах концентрация частиц на много порядков меньше, чем в кристаллах. Атомы и молекулы в них практически не взаимодействуют между собой. Поэтому газы обладают резко выраженными резонансными оптическими свойствами, присущими свободным атомам и молекулам. Например, резонансные части нелинейных восприимчивостей второго  $\chi^{(2)}$  и третьего  $\chi^{(3)}$  порядков для отдельного атома, имеющего резонансы на частотах  $\omega_{ij}$  с полуширинами  $\gamma_{ij}$ ,

$$\chi^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2) \propto \frac{d_{01}d_{12}d_{20}}{(\omega_1 - \omega_{10} + i\gamma_{10})(\omega_1 \pm \omega_2 - \omega_{20} + i\gamma_{20})},$$

$$\chi^{(3)}(\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3) \propto \frac{d_{01}d_{12}d_{23}d_{30}}{(\omega_1 - \omega_{10} + i\gamma_{10})(\omega_1 \pm \omega_2 - \omega_{20} + i\gamma_{20})(\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3 - \omega_{30} + i\gamma_{30})}.$$

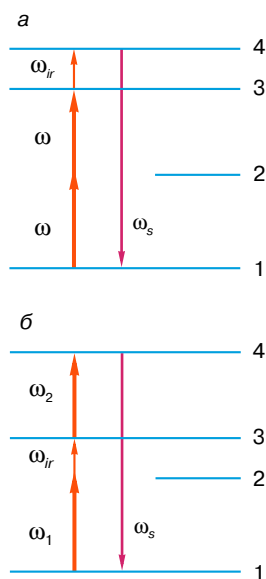
Здесь  $d_{ij}$  — дипольные моменты, соответствующие колебаниям атомного электрона при переходе между квантовыми состояниями  $i$  и  $j$ .

Обсудим некоторые особенности нелинейной оптики газообразных материалов, вытекающие из формул (9). Каждое из состояний в квантовой физике описывается волновой функцией, квадрат модуля которой дает вероятность обнаружения электрона на некотором расстоянии от ядра (распределение электронного облака). При отсутствии внешних электрических и магнитных полей распределение электронов в свободном атоме обладает центральной симметрией. Волновая функция таких состояний обладает свойством четности, то есть либо не меняет знак при изменении знака координаты (четные состояния), либо меняет на противоположный (нечетные). Электронное облако совершает колебания ( $d_{ij} \neq 0$ ) лишь при переходах между состояниями с разной четностью. Из формулы (9) сразу следует, что в выражении для  $\chi^{(2)}$  один из дипольных моментов переходов оказывается между состояниями с одинаковой четностью и, следовательно,  $\chi^{(2)}$  обращается в нуль. Наоборот, восприимчивость  $\chi^{(3)}$  может быть сформирована полностью за счет переходов между состояниями разной четности и отлична от нуля. Аналогично можно показать, что в газах при отсутствии сильных внешних постоянных электрических или магнитных полей отличны от нуля лишь нелинейные восприимчивости нечетных порядков, а все четные обращаются в нуль.

Таким образом, для газообразных сред (газов и паров химических элементов) характерны возникновение нелинейно-оптических поляризаций лишь более высокого порядка по степеням отношения напряженности электрической компоненты излучения и внутриатомной напряженности, а также на 5–6 порядков меньшая концентрация частиц в единице объема по сравнению с твердыми телами. Отсюда при прочих равных условиях следует значительно меньшая ожидаемая амплитуда нелинейной поляризации по сравнению с квадратичной нелинейностью в кристаллах. Выход из положения состоит в использовании резонансного увеличения нелинейных восприимчивостей. Как уже подчеркивалось, в отличие от кристаллов в свободных атомах и молекулах резонансы очень узкие и достигаемый эффект может компенсировать малость концентрации и более высокий порядок нелинейности. При приближении к резонансам увеличивается и поглощение излучения. Однако это ограничение можно преодолеть избегая однофотонных резонансов типа  $\omega_i = \omega_0$ , с которыми сопряжено увеличение поглощения. Резкое увеличение нелинейных восприимчивостей без существенного увеличения поглощения происходит при настройке в точные многофотонные резонансы типа  $2\omega_i = \omega_0$  или  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_{20}$  (см. формулы (7) и (9)). При этом можно в значительной степени скомпенсировать указанные недостатки. В последние годы разработаны и другие способы увеличения нелинейных восприимчивостей с использованием многократных (как однофотонных, так и многофотонных) резонансов и одновременным подавлением поглощения. Они основаны на использовании эффектов квантовой интерференции. (Изложение этого вопроса заняло бы слишком много места и выходит за рамки данной статьи.) Выше было показано, что каждый из резонансов сопровождается увеличением нелинейной восприимчивости примерно в  $\omega/\Gamma$  раз.

Как уже отмечалось, важным необходимым условием эффективного преобразования излучений с помощью нелинейно-оптических процессов является обеспечение фазового синхронизма, определяемого правильным соотношением коэффициентов преломления вещества на частотах взаимодействующих излучений. Коэффициенты преломления также резко изменяются при приближении к резонансам с переходами из основного заселенного состояния. Поэтому в нелинейной оптике газов для достижения фазового согласования наиболее широко используются два приема.

Один из них состоит в перестройке частоты излучений вблизи резонансов. В качестве примера обратимся к рис. 3. Перестраивая частоту  $\omega_r$  (рис. 3, а) или  $\omega_2$  (рис. 3, б) и как следствие — частоту  $\omega_s$  вблизи частоты перехода из основного состояния 1 в возбужденное 4, можно так изменить коэффициент преломления на этой частоте, что выполнится условие фазового согласования. Недостатком является



**Рис. 3.** Схемы переходов для резонансного преобразования инфракрасных излучений: *а* – излучение лазера на красителе настраивается в двухфотонный резонанс, частота преобразуемого инфракрасного излучения близка к трехфотонному резонансу; *б* – частота преобразуемого инфракрасного излучения дополняется до двухфотонного резонанса излучением лазера на красителе. Излучение второго лазера перестраивается около трехфотонного резонанса

ограничение на область частот преобразуемых излучений.

Другая возможность состоит в том, что наряду с основной газовой компонентой добавляется дополнительная. Если в ее энергетическом спектре имеется переход из основного состояния, частота которого существенно ближе к частоте одного из излучений (например, на суммарной частоте) по сравнению с другими, то, изменяя давление этой синхронизирующей компоненты, можно добиться фазового согласования и максимума для нелинейно-оптического преобразования.

## НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

### Генерация рентгеновского излучения

Одна из задач, при решении которой атомно-молекулярные среды имеют явное преимущество, – это генерация коротковолновых излучений. Если в кристаллах максимальный сдвиг частоты генерируемого излучения соответствует удвоению исходной, то в газах возможна прямая генерация высших гармоник. В настоящее время экспериментально получено прямое преобразование частоты ультрафиолетового излучения в 141 гармонику. Ее длина волны лежит в области 7–8 нм, что соответствует

мягкому рентгеновскому диапазону (более подробно см. [2–4]).

### Преобразование слабых инфракрасных сигналов в видимый и ближний ультрафиолетовый диапазоны

Обычно кристаллы сильно поглощают как коротковолновое, так и инфракрасное излучение с длиной волны больше нескольких микрон. Это ограничение также может быть преодолено с помощью газообразных нелинейно-оптических материалов. Возможные схемы квантовых переходов для преобразования инфракрасных излучений представлены на рис. 3. Рисунку 3, *а* соответствует настройка лазерного излучения на частоте  $\omega$  в двухфотонный резонанс  $2\omega = \omega_{31}$  (например, с переходом атома натрия). При этом слабые инфракрасные излучения, частота которых близка к частоте перехода 3–4 (в случае атомов натрия это область длин волн около 10 мкм), могут хорошо преобразовываться в излучение на суммарной частоте. В другом варианте (рис. 3, *б*) частота интересующего инфракрасного излучения дополняется до двухфотонного резонанса (например, с переходом атома цезия) излучением перестраиваемого лазера с частотой  $\omega_1$ . Излучение другого лазера с частотой  $\omega_2$  перестраивается в области трехфотонного резонанса. В первом случае достаточно одного перестраиваемого лазера, но хорошо преобразуется лишь излучение из узкого инфракрасного диапазона. Во втором случае можно настраиваться и последовательно преобразовать инфракрасные излучения из широкого диапазона в практически одну и ту же область видимого или ближнего ультрафиолетового излучения. Однако при этом необходимо иметь два перестраиваемых в нужных интервалах длин волн лазера. В обоих случаях в отличие от кристаллов слабый преобразованный сигнал отстоит далеко по частоте от мощного лазерного излучения. Поэтому шумовой фон фотоприемника, обусловленный этим излучением, мал. Достигнутые коэффициенты преобразования из инфракрасного в видимый и ближний ультрафиолетовый диапазоны по числу квантов составляют величину порядка 60% [3, 4]. Поскольку энергия каждого генерируемого ультрафиолетового кванта приблизительно в 30 раз больше преобразуемого инфракрасного (за счет добавленной энергии оптических квантов), коэффициент преобразования по мощности оказывается порядка 1600%. Кроме того, чувствительность фотоприемников в оптическом диапазоне на несколько порядков превышает такую для приемников в инфракрасном диапазоне. В отличие от последних они не требуют глубокого охлаждения.

Одно из применений обсуждаемых методов – преобразование спектров и инфракрасных изображений астрономических объектов. Другой практически важный круг приложений связан с регистрацией

короткоживущих промежуточных продуктов химических реакций по их инфракрасным спектрам. Возможность разрешения во времени с точностью порядка  $10^{-12}$  с связана с использованием пикосекундных лазерных импульсов в таких конверторах спектров. При этом удастся получить фундаментальные сведения для химической физики и биофизики.

Аналогично с помощью газообразных нелинейно-оптических сред решается и обратная задача преобразования мощного перестраиваемого видимого излучения в перестраиваемое по частоте инфракрасное излучение. Такое излучение чрезвычайно важно для избирательного возбуждения определенных колебаний молекул. При этом возможно направленное изменение физических и химических свойств таких молекул.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989. 558 с.
2. Слабко В.В. Рентгеновский лазер: Возможности реализации // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 1. С. 79–86.

3. Архипкин В.Г., Попов А.К. Нелинейное преобразование света в газах. Новосибирск: Наука, 1987. 141 с.

4. Архипкин В.Г., Попов А.К. Нелинейная оптика и преобразование света в газах // Успехи физ. наук, 1987. Т. 153. С. 423–468.

\* \* \*

Александр Кузьмич Попов, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой Красноярского государственного университета, профессор Красноярского государственного технического университета и зав. лабораторией Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН, член-корреспондент Сибирского отделения Международной академии наук высшей школы. Область научных интересов – оптическая и лазерная физика, резонансная нелинейная оптика атомных, молекулярных и кластерных сред. Автор и соавтор трех монографий и более 200 научных публикаций.