

УДК 621.378.9:535.36

О НЕУСТОЙЧИВОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ТРИФОТОНА В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

В. Е. Оглуздин

Рассмотрены резонансные нелинейные эффекты, сопровождающие распространение импульса когерентного излучения наносекундной длительности сквозь кювету с парами атомарного калия в случае, если показатель преломления $n \neq 1$ (вблизи перехода $4S1/2 - 4P3/2$).

Генерация 3-й гармоники в атомарных парах щелочных металлов давно привлекала внимание исследователей возможностью продвижения в ультрафиолетовую область спектра. Действительно, использование в качестве накачки ν стандартных лазеров и генераторов гармоник в режиме импульсов наносекундной длительности позволяет получать излучение на частоте 3-й гармоники

$$\nu + \nu + \nu = 3\nu = \nu_3. \quad (1)$$

Среди уравнений, рассмотренных в [1] и описывающих нелинейную реакцию материальной среды на действующие поля, содержатся уравнения для полей с резонансными частотами, обеспечивающими соответствующий резонансный выигрыш, в том числе и в случае генерации 3-й гармоники. Однако, если поля близки к резонансам атомной системы, разделение различных нелинейных эффектов из-за их конкуренции между собой в этом случае оказывается затруднительным. Однофотонный резонанс между уровнями одинаковой четности ($S - S$, $P - P$) или двухфотонный резонанс между уровнями противоположной четности ($S - P$) могут обеспечить рост регистрируемого на частоте ν_3 сигнала. Однако, если частота излучения накачки оказывается вблизи разрешенного перехода (правило отбора $\Delta L = \pm 1$), ситуация для наблюдения 3-й гармоники изменяется – конкурирующие процессы не позволяют получить на выходе кюветы сколь-нибудь заметный уровень сигнала на частоте ν_3 [2].

Конкурирующие процессы, наблюдаемые в парах атомарного калия [3, 4] и подчиняющиеся закону сохранения энергии, в резонансной двухуровневой среде можно представить следующим образом.

Случай $\nu < \nu_{01}$, где ν_{01} – частота перехода $4S1/2 - 4P3/2$:

$$\nu + \nu + \nu = 3\nu \rightleftharpoons (\nu_3) \rightarrow \nu_s + \nu_{as} + \nu_{as} \quad (2)$$

(ν_s, ν_{as} смотри далее, (6), (7)).

Случай $\nu > \nu_{01}$:

$$\nu + \nu + \nu = 3\nu \rightleftharpoons (\nu_3) \rightarrow \nu''_{as} + \nu''_s + \nu''_s \quad (3)$$

(ν''_{as}, ν''_s смотри далее, (9), (10)).

В резонансных условиях для импульсов длительностью несколько наносекунд ожидаемый на выходе кюветы поток квантов 3-й гармоники зарегистрировать не удастся даже с помощью высокочувствительного фотоумножителя; они оказываются виртуальными, быстрораспадающимися. Эти неустойчивые виртуальные образования мы и назовем трифотонами. Их распад подтверждает наблюдаемое на выходе кюветы уширение спектра падающего в кювету излучения накачки вплоть до частот $\nu_{as}, \nu_s, \nu''_{as}, \nu''_s$, обычно ограничивающих дальнейшее уширение спектра [5]. Как правило, уширение спектра имеет несимметричный характер: если частота накачки ниже частоты резонансного перехода – спектр уширен в стоксову область; если частота накачки выше частоты резонансного перехода – спектр уширен в антистоксову область. Уширение принято связывать с процессом амплитудно-фазовой модуляции [5].

Случай $\nu < \nu_{01}$ был рассмотрен в работе [3]. Там было показано, что распространение составляющей выходного излучения на частоте ν_{as} происходит по образующим конуса, причем угол раствора θ такого конуса подчиняется черенковскому условию, совпадающему с условием фазового синхронизма для шестифотонного параметрического процесса (2):

$$\cos \theta = K_{non}/K_{as}, \quad (4)$$

где K_{non} – волновое число распространяющейся в атомарной среде нелинейной поляризации (поляритона) на частоте ν_{as} ; его величина может быть вычислена по формуле

$$K_{non} = (3K - K_s)/2, \quad (5)$$

где $K_{as} = 2\pi n_{as}/\lambda_{as}$; $K_s = 2\pi n_s/\lambda_s$; $K = 2\pi n/\lambda$ – волновые числа; λ_i и n_i – соответствующие длины волн и показатели преломления; λ_s – длина волны 3-фотонного электронного ВКР, отвечает процессу [6, 7]:

$$\nu_s = 2\nu - \nu_{01}, \quad (6)$$

и, наконец, согласно [3]:

$$\nu_{as} = (\nu + \nu_{01})/2. \quad (7)$$

Остановимся еще на одной составляющей выходного излучения, также распространяющейся по образующим конуса. Для этого используем модель двухкомпонентной двухмодовой среды.

Профиль интенсивности лазерного пучка, падающего в кювету, близок к гауссову, причем на оси пучка – интенсивность максимальная.

Показатель преломления среды, оптические свойства которой моделируются гармоническим осциллятором, в области частот $\nu < \nu_{01}$ вблизи резонанса в слабом поле обычно $n(\nu) > 1$. Комбинационный процесс (6) способен перевести электроны с уровня 0 на уровень 1. Фотоны на частоте ν_s , для которых $n_s \rightarrow 1$, опережают фотоны накачки. На оси пучка среда, вследствие выравнивания населенностей, изменяет свои свойства и n на частоте накачки стремится к 1. На оси пучка появляется пространственная "цель" [8], внутри которой находится среда с измененными свойствами – вторая мода среды. Поэтому вдоль оси пучка фотоны накачки с частотой ν начинают двигаться со "сверхсветовой" скоростью C – скоростью света, в то время, как вне оси пучка, там, где плотность фотонов падает, согласно гауссовому распределению, их фазовая скорость в слабом поле соответствует величине $C/n(\nu)$. Согласно условию Черенкова [6]:

$$\cos \theta = C/n(\nu)C = 1/n(\nu), \quad (8)$$

эти "сверхсветовые" фотоны (поляритоны),двигающиеся вдоль оси пучка, также способны вносить вклад в излучение, распространяющееся по образующим черенковского конуса (уже на своей частоте).

Отметим, что на частоте ν_{as} "сверхсветовых" фотонов нет. Роль сверхсветового источника выполняет наведенная в атомарных парах нелинейная поляризация – поляритон (5).

Появление в кювете на оси светового пучка "управляющего" излучения на частоте 3-фотонного ВКР имеет близкую аналогию в электронике. Подобное присутствие напряжения смещения на сетке управляет потоком электронов в радиолампе. В рассматриваемом нами случае, относящемся к оптике, с помощью 3-фотонного ВКР осуществляется "открытие" кюветы для фотонов накачки ν .

Для случая $\nu > \nu_{01}$ мы также применим двухкомпонентную, двухмодовую модель среды. В этой области спектра для отстроек от резонансного перехода, достигающих 50 см^{-1} , показатель преломления исследуемых паров $n(\nu) < 1$, и фотоны пучка при их распространении вперед должны были бы двигаться со скоростью, большей скорости света, что недопустимо. Возникает потенциальный барьер на границе среды – паров атомарного калия, – который может быть преодолен в два этапа. Первый этап – формирование предвестника, способного распространяться вблизи резонанса с разрешенной скоростью C , – (с увеличением отстройки в области нормальной дисперсии показатель преломления n достигает 1). Таким предвестником может оказаться излучение на частоте ν''_{as} [6, 7]:

$$\nu''_{as} = 2\nu - \nu_{01}, \quad (\nu > \nu_{01}). \quad (9)$$

Это излучение сдвинуто относительно частоты накачки в область более высоких частот, там, где $n_{as} \rightarrow 1$, и это обстоятельство позволяет, в первую очередь на оси пучка, там, где интенсивность пучка максимальна, изменить соотношение населенностей между уровнями 0 и 1. В результате процесса (9) населенности уровней выравниваются и вдоль оси пучка формируется узкий канал – "щель", вдоль которого среда изменяет свои свойства – $n(\nu) = 1$, и вдоль которого нет запрета на распространение фотонов на частоте накачки ν внутри этого узкого канала – уже на втором этапе процесса. На выходе кюветы вследствие дифракции на малом выходном отверстии (мягкая диафрагма) излучение на частоте накачки "разбрызгивается" в широкий угол, в чем можно убедиться, исследуя микрофотограммы ближнего поля. На частотно-угловой спектрограмме, приведенной на рис. 1, такое "разбрызгивание" накачки регистрируется в вертикальном направлении – вдоль θ . Так как при этом избыток электронов на верхнем уровне 1 оказывается невыгодным, комбинационный процесс (9) переходит в параметрический (3), где:

$$\nu''_s = (\nu_{01} + \nu)/2. \quad (10)$$

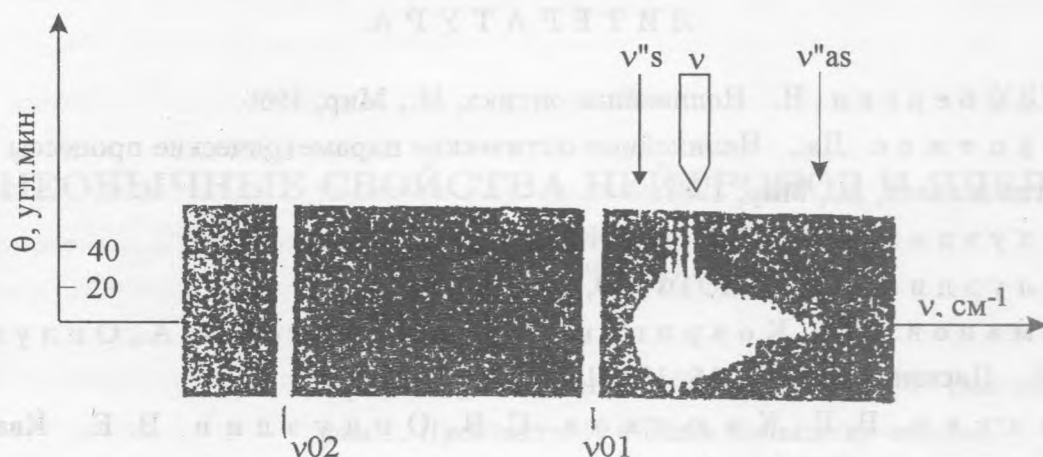


Рис. 1. Частотно-угловая спектрограмма излучения на выходе кюветы с парами калия. Схема регистрации таких спектрограмм с помощью спектрографа ДФС-8 представлена в работе [4]. По горизонтальной оси – развертка частотного спектра. Расстояние между реперными линиями $(4S1/2 - 4P3/2) - \nu_{01}$, $(4S1/2 - 4P1/2) - \nu_{02}$ равно 57 см^{-1} . Частота накачки находится в области спектра, где $n < 1$. Структура накачки ν – несколько узких дискретных линий, заполняющих спектральный интервал, обозначенный на рисунке широкой стрелкой. Энергия импульса накачки на входе в кювету 3 мДж. Длительность импульса – 10 нс. Температура паров калия в кювете – $200 - 220^\circ\text{C}$. Оптическая схема допускает регистрацию излучения, рассеиваемого относительно оси пучка накачки на угол $\theta = 30 - 40'$. На выходе кюветы антистоксова граница уширенного спектра соответствует частоте $\nu''_{as} = 2\nu - \nu_{01}$, стоксова граница – $\nu'_s = (\nu_{01} + \nu)/2$.

Схема эксперимента и условия получения таких спектров представлены в работах [3, 4].

И в этой области частот трифотон из-за эффективно конкурирующих и взаимодействующих между собой процессов (9) и (10) оказывается виртуальным.

Если у фотона существует поперечный размер [9], то процесс "продавливания" фотонов на частоте накачки ν через кювету с атомарными парами калия при $\nu > \nu_{01}$ может быть использован для измерения этого размера по "горячим" точкам, наблюдаемым на выходном окне кюветы [5, 10].

Автор выражает глубокую благодарность Болотовскому Б. М. за интерес и внимание, проявленные к работе, и Пустовому В. И. за поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Б л о м б е р г е н Н. Нелинейная оптика, М., Мир, 1966.
- [2] Р а й н т ж е с Дж. Нелинейные оптические параметрические процессы в жидкостях и газах, М., Мир, 1987.
- [3] О г л у з д и н В. Е. Письма в ЖТФ, **1**, 563 (1975).
- [4] О г л у з д и н В. Е. ЖЭТФ, **79**, 361 (1980).
- [5] А х м а н о в С. А., К о в р и г и н А. И., М а к с и м о в С. А., О г л у з д и н В. Е. Письма в ЖЭТФ, **15**, 186 (1972).
- [6] А н и к и н В. И., К р ю ч к о в С. В., О г л у з д и н В. Е. Квантовая электроника, **1**, 1923 (1974).
- [7] Б а д а л я н А. М., Д а б а г я н А. А., М о в с е с я н М. Е. ЖЭТФ, **70**, 1179 (1976).
- [8] Г и н з б у р г В. Л. Теоретическая физика и астрофизика, М., Наука, 1981.
- [9] Б а р ы к и н В. Н. Атом света, Издатель В. М. Скакун, (Минск, 2001), стр. 253.
- [10] G r i s c h k o w s k y D. D. Phys. Rev. Lett., **24**, 866 (1970).

Поступила в редакцию 8 июля 2002 г.