

Яснеевич И.Н. X Всес. Конф. по физике полупроводников, 1985, Минск, ч. 1, с. 67-68.

- [4] Shen C.Y., Cho A.Y., Garbinski P.A., Bethea C.G., Levine B.F. - Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, N 4, p. 340-342.
- [5] Nishizawa J., Tamamushi T., Nonaka K. Proc. Conf. IR and MM Waves (Takazuka, Japan) 1984, p. 33-34.
- [6] Титков А.Н., Мионов И.Ф., Чебан В.Н. - Изв. АН СССР, серия физическая, 1988, т. 52, № 4, с. 738-742.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
3 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 17

12 сентября 1988 г.

ВОЗРАСТАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ В ПАРАХ ТАЛЛИЯ ПРИ СЕЛЕКТИВНОМ КОМБИНАЦИОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Ф.Ш. Ганиханов, Н.И. Коротеев,
В.Б. Морозов, М.В. Рычев,
С.Н. Сазонов, В.Г. Тункин

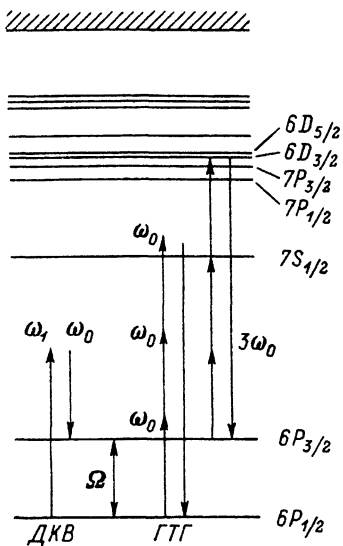
1. В настоящем письме сообщается об экспериментально зарегистрированном возрастании эффективности генерации третьей гармоники (ТГГ) в парах таллия (Tl) при селективном двухквантовом комбинационном возбуждении (ДКВ) перехода $6^2P_{1/2}-6^2P_{3/2}$.

Под действием лазерных импульсов бигармонической накачки, разность частот которых $\omega_1 - \omega_2$ настраивается на частоту указанного электронного перехода $\Omega = 7793 \text{ см}^{-1}$, запрещенного в дипольном приближении, заселяется метастабильный уровень $6^2P_{3/2}$, который становится стартовым для процесса эффективного нелинейного преобразования.

2. В настоящее время достаточно широкое распространение получили газообразные нелинейные среды - пары металлов и газы [1]. Эффективное преобразование достигается, как правило, в резонансных процессах либо при наличии благоприятных условий фазового согласования, т. е. в нешироких частотных пределах.

В работе [2] зарегистрировано сильное возрастание оптической нелинейности газа, носящее нерезонансный характер, при наличии оптического пробоя. Этот эффект объясняется в [3] квазирезонансными электронными нелинейностями возбужденных атомов и ионов, присутствующих в лазерной плазме. Однако неселективный характер возбуждения при пробое, одновременное присутствие атомов,

а



б

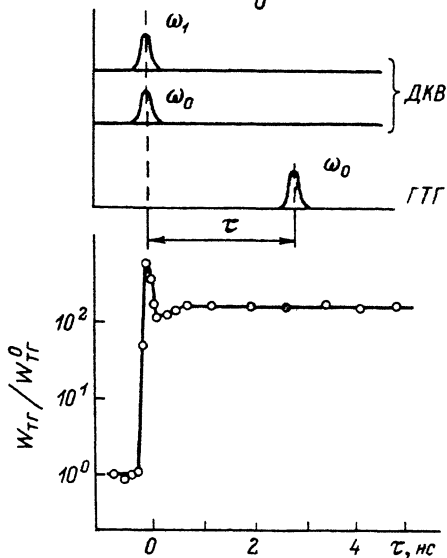


Рис. 1. Квантовая (а) и временная диаграммы двухквантового комбинационного возбуждения и генерации третьей гармоники, зависимость эффективности ГТГ от времени задержки τ (б).

ионов, кластеров и других компонент различных степеней возбуждения и концентрации, сильная неравновесность создают трудно разрешимые проблемы при интерпретации данных эксперимента.

В представленных в настоящей работе экспериментах с парами ГГ селективное оптическое заселение метастабильного уровня $6^2P_{3/2}$ приводило к увеличению эффективности генерации третьей гармоники излучения лазера вплоть до трех порядков по сравнению с невозбужденным газом. Наблюдаемый эффект имеет ясную количественную интерпретацию.

3. Для проведения данных экспериментов лазерная установка, описанная в [4], была модифицирована. Квантовая и временная диаграммы процессов двухквантового комбинационного возбуждения и генерации третьей гармоники приведены на рис. 1. Излучение с частотой ω_0 — импульс из пуга Nd:YAG-лазера с пассивной синхронизацией мод (длина волны $\lambda_0 = 1.06$ мкм, длительность $\tau_0 = 40$ пс., энергия W_0 — до 5 мДж). Перестраиваемое излучение с частотой ω_1 — импульс из пуга лазера на красителе с синхронной накачкой ($\lambda_1 \sim 0.58$ мкм, $\tau_1 = 40$ пс, W_1 — до 0.3 мДж). Оба импульса близки к спектрально ограниченным. Эта пара используется для возбуждения комбинационно активного перехода $6^2P_{1/2} - 6^2P_{3/2}$. Часть излучения частоты ω_0 ($W = 1$ мДж) отводится в независимый канал, содержащий оптическую линию задержки и фазовую пластину

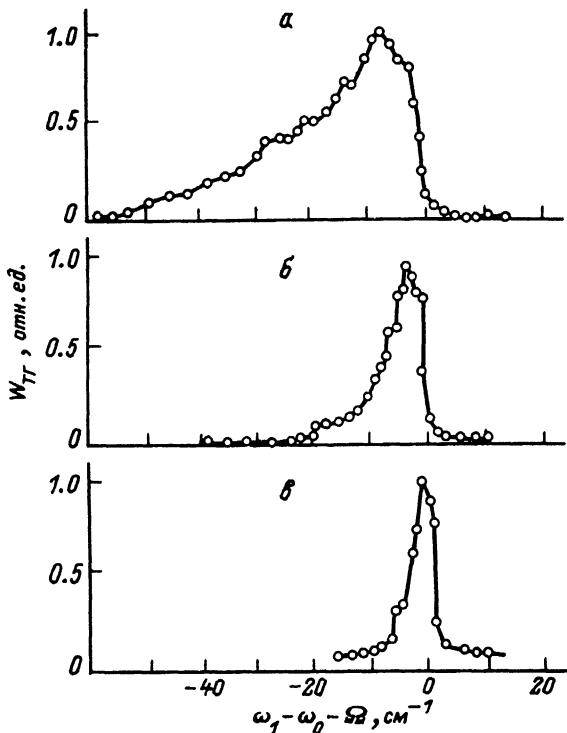


Рис. 2. Зависимость эффективности ГТГ от величины комбинационной отстройки (а - $W_1=0.2$ мДж, $W_0=5$ мДж; б - $W_1=0.08$ мДж, $W_0=0.1$ мДж; в - $W_1=0.01$ мДж, $W_0=0.01$ мДж).

$\lambda/2$, поворачивающую плоскость поляризации на 90° . Излучение этого канала используется затем для генерации третьей гармоники. Лучи всех трех каналов фокусируются линзой с фокусным расстоянием 30 см в общую перетяжку внутри кюветы с парами ТЛ.

При помощи оптической линии задержки импульс, участвующий в ГТГ, можно задержать относительно возбуждения вплоть до 5 нс. Призма Глана, помещенная после кюветы с парами, выделяет исследуемый сигнал.

Эксперименты выполнялись при давлении паров ТЛ в кювете до 0.1 Торр (регулировалось нагревом) и при различных концентрациях буферных газов (неон, аргон).

4. На рис. 1 приведена экспериментальная зависимость эффективности ГТГ от задержки при энергии импульсов $W_1=0.1$ мДж, $W_0=1$ мДж, $W=1$ мДж. Энергия сигнала нормирована на энергию ТГ в отсутствие возбуждения при прочих равных условиях. При отрицательной задержке комбинационное возбуждение не влияет на процесс ГТГ. Во время действия импульсов возбуждения эффективность

ГТГ достигает максимума, затем спадает и стабилизируется на уровне, превышающем исходный примерно на два порядка.

5. Параметры нашего эксперимента таковы, что при настройке разности частот $\omega_1 - \omega_0$ в комбинационный резонанс должно иметь место эффективное движение населенности между уровнями $6^2P_{1/2}$ и $6^2P_{3/2}$. Оценка по формулам из [5] плотности энергии двухквантового комбинационного возбуждения, при которой за время действия импульсов населенность инвертируется, дает $\frac{W_1 W_0}{A^2} \approx 0.3 \text{ Дж}^2/\text{см}^4$,

где A — площадь сечения пучков. Отсутствие сколько-нибудь заметного спада эффективности ГТГ на протяжении 5 нс свидетельствует о заселении метастабильного уровня $6^2P_{3/2}$, время жизни которого составляет $T_1 \approx 0.12 \text{ с}$ [6]. Имеющийся „провал“ в области от 0 до 0.5 нс обусловлен, вероятно, параметрическим ослаблением излучения третьей гармоники на наведенной электронной поляризации, распад которой происходит с постоянной времени T_2 .

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости эффективности ГТГ от величины комбинационной отстройки $\omega_1 - \omega_0 - \Omega$ при различных энергиях возбуждающих излучений. Во всех случаях задержка относительно возбуждения составляла около 0.5 нс, а энергия зондирующего импульса $W = 1 \text{ мДж}$.

Как видно, спектральная зависимость сильно асимметрична относительно комбинационного резонанса, ширина области возрастания во много раз превышает ширину комбинационного резонанса (особенно при больших энергиях возбуждения), эффективность преобразования возрастает с ростом энергии возбуждения.

6. Мощность сигнала ГТГ в гауссовом пучке может быть оценена по формуле [7]:

$$\rho^{(3)} \sim [\chi^{(3)}(3\omega)]^2 |I(\Delta k, \xi, \zeta)|^2 [\rho^{(1)}]^3, \quad (1)$$

где $\rho^{(1)}$ — мощность исходного излучения, $\chi^{(3)}(3\omega)$ — кубическая нелинейная восприимчивость, $I(\Delta k, \xi, \zeta)$ — интеграл фазового рассогласования, $\Delta k = \frac{6\pi}{\lambda} [n(3\omega) - n(\omega)]$ — расстройка волновых векторов, ξ и ζ — координаты перетяжки пучка относительно окон кюветы.

Как видно из (1), при неизменной мощности исходного излучения и постоянной плотности газа возрастание эффективности ГТГ при заселении уровня $6^2P_{3/2}$ атомов Li возможно как в результате улучшения условий фазового согласования, так и за счет возрастания нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}$.

Мы провели расчет величины Δk и интеграла $I(\Delta k, \xi, \zeta)$ с параметрами, соответствующими экспериментальным. Расчеты показали, что даже при полном заселении уровня $6^2P_{3/2}$ условия фазового согласования изменяются незначительно, причем величина интеграла уменьшается до двух раз. Следовательно, изменение условий фазового синхронизма при комбинационном возбуждении не может являться причиной возрастания эффективности ГТГ.

Проведенные расчеты величины $\chi^{(3)}(3\omega)$ по формулам из [8] показали, что она возрастает при селективном заселении уровня $6^2P_{3/2}$ в следующей пропорции: $\chi_{ДКВ}^{(3)}/\chi_0^{(3)} \approx 1+40N_2(N_1+N_2)^{-1}$, где N_1, N_2 - населенности соответственно основного и возбужденного уровней, $\chi_0^{(3)}$ и $\chi_{ДКВ}^{(3)}$ - восприимчивости невозбужденного и возбужденного газов. Таким образом, наблюдаемый эффект может быть достигнут при $N_2 \approx \frac{1}{3}N_1$, что вполне реально.

В расчетах нами учитывались 27 наиболее сильных переходов между высоколежащими уровнями и компонентами нижнего электронного дублета. Значения сил осцилляторов и знаков матричных элементов определялись в соответствии с [9, 10].

Асимметричный характер зависимостей, приведенных на рис. 2, обусловлен, очевидно, проявлением квадратного эффекта Штарка [11] в неоднородном и нестационарном поле накачки.

7. Таким образом, в результате селективного двухквантового комбинационного возбуждения создается среда с сильно возросшей нелинейностью. При заселении уровня $6^2P_{3/2}$ нижнего электронного дублета атомов галлия эффективность генерации третьей гармоники излучения с длиной волны $\lambda_0=1.06$ мкм возрастает вплоть до трех порядков по сравнению с равновесно нагретым невозбужденным газом.

Авторы благодарят С.А. Ахманову, К.Н. Драбовичу за обсуждение результатов, В.Д. Веденину, В.Н. Кулясову за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Архипкин В.Г., Попов А.К. Нелинейное преобразование света в газах. Новосибирск: Наука, 1987.
- [2] Бродниковский А.М., Гладков С.М., Задков В.Н., Каримов М.Г., Коротеев Н.И. - Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, в. 8, с. 497-501.
- [3] Гладков С.М., Коротеев Н.И., Рычев М.В., Штенцель О. - Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 5, с. 227-229.
- [4] Akhmanov S.A., Koroteev N.I., Mognitskii S.A., Morozov V.B., Tarasevich A.P., Tunkin V.G., - J. Opt. Soc. Am. B, 1985, v. 2, N 4, p. 640-648.
- [5] Ахманов С.А., Коротеев Н.И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М.: Наука, 1981, гл. 5.
- [6] Александров Е.Б., Баранов В.А., Кулясов В.Н. - Опт. и спектр., 1978, т. 44, в. 6, с. 1065-1070.
- [7] Miles R.B., Harris S.E. - IEEE J. Quant. Electr., 1973, v. QE-9, N 4, p. 470-484.

- [8] Yuratic M.A., Hanna D.C. - J. Phys. B, 1976, v. 9, N 5, p. 729-750.
- [9] Gallagher A., Lurio A. - Phys. Rev., 1964, v. 136 N 1 A, p. A-87-A105.
- [10] Vriens L. - Opt. Commun., 1974, v. 11, N 4, p. 396-401.
- [11] Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Основы нелинейной оптики атомарных газов. М.: Наука, 1986.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
5 июня 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 17

12 сентября 1988 г.

РЕКОМБИНАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С АТОМАРНЫМИ ИОНАМИ В БУФЕРНОМ ИНЕРТНОМ ГАЗЕ

В.А. Иванов, В.С. Лебедев, В.С. Марченко

Известно, что релаксация рекомбинирующего электрона по высоковозбужденным уровням атома в процессе тройной электрон-ионной рекомбинации носит диффузионный характер [1, 2]. При высоких степенях ионизации процесс идет при столкновениях с электронами, при низких - с нейтральными частицами. В данной работе исследован процесс рекомбинации в плазме смешанных инертных газов, в котором столкновения с нейтральными частицами играют определяющую роль даже при высоких степенях ионизации $\alpha \cdot 10^{-8} - 10^{-4}$. Эксперименты выполнены в плазме послесвечения импульсного разряда в смеси He/Xe ($N_{He} = 2.6 \cdot 10^{17} - 4.4 \cdot 10^{18}$, $N_{Xe} = 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3} \leq N_{He}$) в диапазоне температур и концентраций электронов $T_e = 400 - 2500 \text{ K}$ и $N_e = 2 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. В этих условиях $[Xe_2^+] \ll [Xe^+] \approx N_e$. Рекомбинация электронов и ионов Xe^+ с участием в процессе атомов Xe в основном состоянии [4], обусловленная (также, как и ионизация высоковозбужденного атома в собственном газе [5]) дипольными переходами между Σ_g и Σ_u -термами квазимолекулярного иона Xe_2^+ здесь неэффективна из-за малой концентрации Xe^+ . Для объяснения наблюдаемых высоких скоростей рекомбинации (см. рис. 1) построена модель, в которой релаксация рекомбинирующего электрона по высоковозбужденным $n\ell$ -уровням происходит сначала при столкновениях с электронами

¹ В плазме чистых инертных газов X из-за высокой скорости процесса конверсии $X + 2X \rightarrow X_2^+ + X$ обычно $[X_2^+] \geq [X^+]$, поэтому полная скорость нейтрализации заряда, как правило, определяется диссоциативной рекомбинацией, а указанный механизм рекомбинации в собственном газе существенен только для кинетики высоковозбужденных атомов.