УДК 535.375:621.375.8

# ОБРАТНОЕ ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ ГАУССОВА ИМПУЛЬСА НАКАЧКИ: ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

С. Ю. Никитин, Д. А. Сивашов (кафедра общей физики и волновых процессов)

В приближении плоских волн и без учета локальной нестационарности изучена динамика обратного вынужденного комбинационного рассеяния (ОВКР) гауссова импульса накачки. Выявлены три основных динамических режима: квазистатический, модуляционный (пичковый) и режим ОВКР в безграничной среде. Установлены условия реализации и главные характеристики указанных режимов.

# Введение.

В связи с исследованиями преобразования лазерного излучения на основе обратного вынужденного комбинационного рассеяния (OBKP) в водороде [1—4] представляет интерес вопрос о динамике OBKP в условиях, когда длительность импульса накачки ( $\tau_p$ ) превышает время дефазировки молекулярных колебаний ( $T_2$ ) и время пробега света через среду (L/c):

 $\tau_p > T_2, \quad L/c.$ 

Численное моделирование процесса, выполненное в [5, 6], показывает, что если длительность фронта импульса накачки ( $\Delta \tau_p$ ) значительно больше времени пробега света через среду, т. е.

 $\Delta \tau_{\rho} \gg L/c$ ,

то имеет место квазистатический режим OBKP, при котором импульс обратного стоксова излучения повторяет по форме импульс накачки, точнее, ту его часть, для которой превышен порог BKP. Этот результат находится в качественном согласии с данными экспериментов [1—4], в которых при OBKP гауссова импульса накачки длительностью 15—30 нс наблюдался стоксов импульс длительностью 5—20 нс без заметных следов модуляции. Длина кюветы с водородом в этих опытах L=7 см, время дефазировки молекулярных колебаний (при давлении водорода 70 атм)  $T_2=0,1$  нс. Временное разрешение системы регистрации составляло примерно 2 нс.

Если же импульс накачки имеет прямоугольную форму ( $\Delta \tau_p = 0$ ), то, согласно расчетам [5—7], возникает глубокая модуляция интенсивности обратного стоксова излучения с периодом, равным времени двойного пробега света через среду:

T=2L/c.

Время затухания осцилляций и выхода интенсивностей на постоянный уровень в этом случае весьма велико. В [5, 6] оно оценено как  $T_{tr} = TG_{th}$ , где  $G_{th} = 30$  — пороговый инкремент ВКР.

В настоящей работе результаты расчетов [5, 6] обобщаются на случай

 $\Delta \tau_{\rho} \gg L/c$ .

На примере импульса накачки гауссовой формы рассматривается вопрос о том, как изменяется модуляция импульса ОВКР при изменении длительности импульса накачки.

### Основные уравнения.

В приближении плоских волн и без учета локальной нестационарности, связанной с конечностью времени дефазировки молекулярных колебаний T<sub>2</sub>, динамика OBKP описывается уравнениями

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I_s}{\partial t} = gI_p I_s,$$
$$\frac{\partial I_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I_p}{\partial t} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} gI_p I_s,$$

где  $I_p$ ,  $I_s$  — интенсивности волн накачки и обратной стоксовой компоненты,  $\omega_p$ ,  $\omega_s$  — их частоты, g — удельный коэффициент усиления ВКР, z — координата, t — время, c — скорость света.

Перейдем к безразмерным переменным и введем в уравнения ОВКР затравку стоксовой компоненты так же, как это сделано в [6]. Система уравнений принимает вид

$$\frac{\partial S}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial S}{\partial \tau} = GP(S + \mu),$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial P}{\partial \tau} = -GPS.$$
(1)

Здесь  $P=I_p/I_0$ ,  $S=\omega_p I_s/\omega_s I_0$  — относительные интенсивности накачки и стоксовой компоненты,  $G=gI_0L$  — инкремент ВКР,  $\varepsilon=L/c\tau_p$ , L — длина кюветы с комбинационно-активной средой,  $I_0$  и  $\tau_p$  — максимальная интенсивность и длительность импульса накачки,  $\mu=\omega_p I_{s0}/\omega_s I_0$  — относительная затравка стоксовой компоненты, x=z/L,  $\tau=t/\tau_p$ .

Начальные и граничные условия зададим в виде

$$P(x=0, \tau) = F(\tau), \quad S(x=1, \tau) = 0, P(x, \tau=0) = 0, \qquad S(x, \tau=0) = 0,$$
(2)

где функция  $F(\tau)$  описывает форму импульса накачки.

Результаты расчетов и выводы.

Задача (1), (2) решалась численно методом «предиктор—корректор». Форма импульса накачки считалась гауссовой, а относительная затравка ВКР полагалась равной  $\mu = 10^{-14}$ . Точность счета контролировалась по выполнению закона сохранения энергии. Количественной мерой погрешности вычислений служит параметр  $\delta$ , имеющий смысл относительного дисбаланса энергий и определенный так же, как в [6]. Необходимая точность достигалась путем изменения шага интегрирования.

Основные результаты расчетов представлены на рис. 1—5, где показаны зависимости от времени интенсивностей накачки на входе и выходе комбинационно-активной среды, а также выходной интенсивности обратной стоксовой компоненты. Параметры численного эксперимента: G=80,  $\mu=10^{-14}$ , L=7 см. Помимо формы импульсов вычислялась также полная энергетическая эффективность преобразования излучения  $\eta$ . Определение этого параметра дано в работе [6]. В данных расчетах  $\eta=43-44\%$ . Относительная ошибка отклонения от закона сохранения энергии во всех случаях не превышала 0.6%.

Анализ полученных данных позволяет выделить три основных динамических режима ОВКР гауссова импульса накачки: квазистатический, модуляционный (пичковый) и режим ОВКР в безграничной среде. Остановимся коротко на каждом из них. Квазистатический режим. Этот режим реализуется, если гауссов импульс накачки достаточно длинный, так что

 $c\tau_p/L \gg 30.$ 

В этом случае генерируемый импульс обратного стоксова излучения имеет гладкую огибающую и не несет заметных следов модуляции. По форме он повторяет импульс накачки, точнее, ту его часть, для которой превышен порог ВКР (см. рис. 1). Форма импульса обратной









стоксовой компоненты, а также эффективность преобразования излучения могут быть вычислены по формулам квазистатической теории [6].

Модуляционный (пичковый) режим. Если длительность гауссова импульса накачки такова, что

 $5 \ll c \tau_p / L \ll 25$ ,

то имеет место заметная модуляция интенсивности OBKP (см. рис. 2, 3). Период модуляции равен времени двойного пробега света через среду T=2L/c и не зависит от интенсивности накачки (в области выше порога ВКР). Величина периода указывает на то, что механизм модуляции тот же, что и в случае импульса накачки с прямоугольным передним фронтом [5—7], а именно: модуляция обусловлена истощением накачки встречным стоксовым излучением. Подобная модуляция наблюдалась экспериментально в работе [8]. Заметим, однако, что в этой работе OBKP возбуждалось сфокусированным лазерным пучком, и период модуляции определялся временем пробега света через область фокальной перетяжки пучка накачки.

Расчеты показывают, что форма модуляции интенсивностей прошедшей накачки и обратной стоксовой компоненты близка к синусоидальной или к пилообразной. Затухание модуляции происходит очень медленно, что согласуется с оценкой длительности переходного процесса  $T_{\rm tr}$ =30 T, полученной в [5, 6]. В условиях когда модуляция хорошо выражена, у каждого пичка выходной накачки пологий передний фронт и крутой задний фронт. У пичков стоксовой компоненты, наоборот, крутой передний фронт и пологий задний. При  $c\tau_p/L\approx 2$  ус-







Рис. 4. Модуляционный режим ОВКР: т<sub>p</sub>=0,5 нс, ст<sub>p</sub>/L=2,1

певает образоваться только один пичок выходного стоксова излучения, при этом генерируемый стоксов импульс оказывается примерно вдвое короче импульса накачки (см. рис. 4).



Рис. 5. Режим ОВКР в безграничной среде:  $\tau_p = 0.3$  нс.  $c\tau_p/L = 1.3$ 

Относительные глубины модуляции интенсивностей обратной стоксовой волны и прошедшей волны накачки почти не зависят от интенсивности накачки, однако сильно зависят от длительности импульса накачки (ср. рис. 2 и 3). Глубина модуляции монотонно возрастает от 0 до ~50% при уменьшении параметра  $c\tau_p/L$  от 30 до 5. При этом модуляция прошедшей накачки несколько глубже, чем модуляция обратной стоксовой волны.

Модуляция интенсивности обратной стоксовой компоненты почти не влияет на суммарную энергетическую эффективность преобразования излучения при ОВКР (ср. рис. 1—4), которая определяется, в основном, уровнем интенсивности накачки. Режим ОВКР в безграничной среде. В области  $c_{\tau_p}/L \leq 2$  ОВКР происходит подобно тому, как если бы импульс накачки распространялся в безграничной среде. Типичный пример динамики ОВКР в этом режиме представлен на рис. 5. Расчеты показывают, что при фиксированном уровне интенсивности накачки параметры выходных импульсов накачки и стоксовой компоненты почти не зависят от длины комбинационно-активной среды. Характерной особенностью данного режима является то, что передний фронт обратного стоксова импульса значительно короче фронта импульса накачки. Отметим, что встречное взаимодействие импульсов накачки и стоксовой компоненты в безграничной среде описывается простыми аналитическими формулами [9, 10].

Авторы благодарны И. Н. Жмакину за дружескую поддержку и полезные обсуждения. Мы признательны также В. А. Горбунову, указавшему нам на возможность существенного усиления численного метода решения уравнений ОВКР.

### ЛИТЕРАТУРА

[1] Гахович Д.:Е., Грабчиков А. С., Дьяков Ю. Е. и др.//Тез. докл. XIII Междунар. конф. по когерентной и нелвнейной оптике. Ч. 2. С. 189. Минск, 1988. [2] Аланасевич П. А., Гахович Д. Е., Грабчиков А. С. и др.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. 53, № 6. С. 1031. [3] Апанасевич П. А., Дьяков Ю. Е., Котаев Г. Г. и др. Препринт ИФ АН БССР № 600. Минск, 1990. [4] Апанасе вич П. А., Дьяков Ю. Е., Котаев Г. Г. и др.//Тез. докл. XIV Междунар. конф. по когерентиой и нелинейной оптике. Л., 1991. Ч. 1. С. 176. [5] Жмакин И. Н., Никитин С. Ю., Сивашов Д. А.//Там же. С. 175. [6] Жмакин И. Н., Никитин С. Ю., Сивашов Д. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. 33, № 1. С. 65. [7] Johnson R. V., Marburger J. H.//Phys. Rev. 1971. А4. Р. 1175. [8] Касhen G. I., Lowdermilk W. H.//Phys. Rev. 1977. A16. Р. 1657. [9] Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. А.//IEEE J. Quant. Electron. 1979. QE-15. Р. 342.

Поступила в редакцию 12.12.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33. № 4

#### ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.315.592

# ЭФФЕКТ СТЕБЛЕРА—ВРОНСКОГО В ПЛЕНКАХ АМОРФНОГО ГИДРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ *р*-ТИПА

А. Г. Казанский \*)

(кафедра физики полупроводников)

Исследована динамика изменения темновой проводимости после освещения пленок аморфного гидрированного кремния (a-Si: H) с различным уровнем легирования бором. Измерения проводились в интервале температур 270—470 К. Выявлены три процесса, определяющих изменение проводимости. Два из них, приводящие к увеличению проводимости, связаны с поверхностью пленки. Третий процесс имеет объемный характер. Рассмотрены возможные механизмы данных процессов.

<sup>\*)</sup> Работа выполнена в Марбургском университете.