Динамика QML-генерации твердотельного лазера с акустооптическим модулятором бегущей волны

О.Е.Наний, А.И.Одинцов, А.И.Панаков, А.П.Смирнов, А.И.Федосеев

Изучены особенности динамики генерации лазера с акустооптическим модулятором. Инжекция светового поля со сдвигом частоты из предыдущей моды в последующую обеспечивает синхронизацию мод и во многих случаях способствует возникновению неустойчивости и автоколебаниям на релаксационной частоте лазера. Проведен анализ амплитудных и частотных характеристик возникающего режима, а также особенности режимов, реализуемых при внешней модуляции коэффициента дифракционной связи.

Ключевые слова: *лазер, синхронизация мод, модуляция добротности, акустооптический модулятор, автоколебания, релаксационная частота.*

1. Введение

Последовательности коротких оптических импульсов высокой пиковой мощности используются в спектроскопии с временным разрешением, в оптической томографии, для высокоточной обработки материалов, в измерительной технике и других областях. Перспективными источниками такого излучения являются твердотельные лазеры, работающие в режиме синхронизации мод (СМ) с одновременной модуляцией добротности, так называемые QML-лазеры. Лазеры с активной СМ и одновременной модуляцией добротности обладают существенными преимуществами в приложениях, требующих точной синхронизации генерируемых импульсов с другими устройствами.

В первых QML-лазерах использовались два акустооптических модулятора (АОМ) в резонаторе [1]. СМ обеспечивалась с помощью АОМ стоячей акустической волны, для модуляции добротности использовался АОМ бегущей волны. В работе [2] предложено использовать возвращение дифрагированной в АОМ волны обратно в область акустооптического взаимодействия, что существенно увеличило эффективность модуляции и позволило осуществить стационарную СМ при использовании АОМ бегущей волны в резонаторе [3, 4]. При этом в работе [3] для возвращения дифрагированного излучения в резонатор применялись дополнительные зеркала, а в [4] – V-образный резонатор специальной конструкции. На возможность объединения режимов СМ и модуляции добротности с помощью одного АОМ бегущей волны указывают данные работы [5], в которой режим QML наблюдался при высоком пропускании плоского выходного зеркала резонатора в лазере на Nd : YVO_4.

О.Е.Наний, А.И.Одинцов, А.И.Панаков, А.И.Федосеев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: naniy@t8.ru, fedoseev362@mail.ru
А.П.Смирнов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, факультет вычислительной математики и кибернетики, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 25 июля 2017 г.

Устойчивый QML-режим в лазере на Nd : YAG реализован экспериментально с одним АОМ бегущей волны, расположенным в центре кривизны глухого сферического зеркала [6, 7] под двойным углом Брэгга θ_B к оси резонатора (рис.1). В резонатор возвращается волна, не испытавшая дифракцию с частотой ν_0, а также волна, испытавшая двойную дифракцию с частотой $\nu_0 + 2f$ (f – рабочая частота модулятора). СМ возникает при рабочей частоте модулятора f, равной половине межмодового интервала. Волны с частотами $\nu_0 \pm f$, испытавшие однократную дифракцию, уходят из резонатора, определяя дополнительные потери, связанные с АОМ. Быстрое снижение дополнительных потерь происходит во время процесса затухания звуковой волны. Тем самым при отключении рабочей частоты АОМ модулируется добротность резонатора. Позднее было обнаружено экспериментально [8], что режим модуляции добротности может возникать на релаксационной частоте лазера «самопроизвольно» при постоянной амплитуде акустической волны. Эти экспериментальные исследования показали, что в определенных условиях установившийся режим СМ становится неустойчивым, и возможна раскачка релаксационных колебаний.

В настоящей работе исследуется динамика QML-генерации твердотельного лазера с АОМ бегущей волны в схеме, аналогичной показанной на рис.1. Разработанная численная модель позволяет установить границы раскачки автоколебаний на релаксационной частоте и исследо-

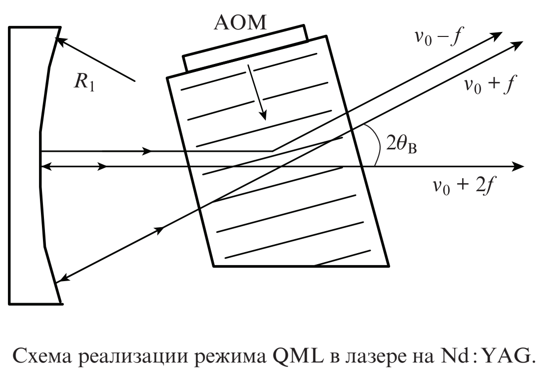

Рис.1. Схема реализации режима QML в лазере на Nd : YAG.

вать основные закономерности динамики генерации активного QML-лазера.

2. Модель и уравнения

В предложенной модели используется модовый подход, основанный на фундаментальных работах по теории вынужденной амплитудной модуляции [9, 10]. Линия усиления считается уширенной однородно, насыщение усиления предполагается однородным по пространству. Это позволяет при совпадении частоты основной моды ($j = 0$) с центром линии усиления учитывать зависимость сечения оптического перехода σ_j только от номера моды j: $\sigma_j/\sigma_0 = (1 + j^2b^2)$, $b = \delta\nu_c/\delta\nu_g$, где $\delta\nu_c = c/(2L)$ – межмодовый интервал, $\delta\nu_g$ – ширина линии усиления.

Принято, что активная среда характеризуется единым временем релаксации инверсии, а насыщение среды определяется суммарной интенсивностью мод $\bar{I}$, усредненной за время, значительно превышающее время обхода резонатора излучением. В расчетах динамических режимов генерации предполагается, что величина интенсивности излучения не может упасть ниже уровня спонтанного излучения в моду.

Считается, что скорость затухания поля в резонаторе определяется постоянными потерями γ и изменяемыми потерями γ_d, которые связаны с АОМ. Величина постоянных потерь $\gamma = -\ln(1 - \theta)/T_c$, где θ определяется потерями на оптических элементах резонатора, а T_c – время обхода резонатора. Величина γ_d находится из баланса интенсивностей волн, схематично показанных на рис.1: $\gamma_d = -\ln(1 - \kappa_d^2)/T_c$. Здесь κ_d – коэффициент дифракционной связи, равный доле светового поля, отраженной от акустической волны в АОМ. Этот же коэффициент определяет скорость дифракционной инжекции поля из моды $j - 1$ в моду j: $\xi = \kappa_d^2/T_c$.

В рамках сделанных предположений уравнения для нормированных комплексных амплитуд полей $\tilde{E}_j$ имеют следующий вид (см. [11]):

$$\frac{d}{d\tau}\tilde{E}_j = \left[\frac{\gamma T_1}{2}\left(\frac{\sigma_j}{\sigma_0}n - 1\right) - \gamma_d T_1\right]\tilde{E}_j + \xi T_1 \tilde{E}_{j-1}. \quad (1)$$

Здесь $\tau = t/T_1$ – нормированное время (T_1 – время релаксации инверсии). В уравнении для основной моды $j = 0$ $\xi = 0$ и $\sigma_j = \sigma_0$.

Зависимость интенсивности I от времени τ рассчитывается как квадрат модуля комплексного поля:

$$I = \Big|\sum_j E_j \exp[i(j\delta\hat{\omega}_c\tau + \varphi_j)]\Big|^2, \quad (2)$$

где $\delta\hat{\omega}_c = 2\pi\delta\nu_c T_1$; φ_j – фаза поля моды с номером j.

В численных расчетах использована система уравнений для нормированных действительных величин:

$$\frac{d}{d\tau}E_0 = \frac{\gamma T_1}{2}E_0(n - 1) - \gamma_d T_1 E_0, \quad (3)$$

$$\frac{d}{d\tau}E_j = \left[\frac{\gamma T_1}{2}\left(\frac{\sigma_j}{\sigma_0}n - 1\right) - \gamma_d T_1\right]E_j + \xi T_1 E_{j-1}\cos\Phi_j, \quad (4)$$

$$\frac{d}{d\tau}\varphi_j = T_1\xi\frac{E_{j-1}}{E_j}\sin\Phi_j. \quad (5)$$

Здесь $\Phi_j = \delta\hat{\omega}\tau + \varphi_{j-1} - \varphi_j$ определяет фазовый набег, возникающий вследствие отстройки АОМ от частоты межмодового интервала (в расчетах полагалось $\varphi_0 = 0$), $\delta\hat{\omega} = 2\pi\delta\nu T_1$ – величина отстройки.

К уравнениям для полей добавляется балансное уравнение для нормированной инверсии n:

$$\frac{d}{d\tau}n = \eta - n\left(1 + \sum_j |E_j|^2\frac{\sigma_j}{\sigma_0}\right), \quad (6)$$

где η – параметр накачки, определяющий превышение инверсии над порогом, соответствующим уровню постоянных потерь резонатора.

Большинство расчетов выполнено для численных значений параметров, характерных для Nd : YAG-лазера: $T_1 = 2 \times 10^{-4}$ с, $1/\gamma = 4 \times 10^{-7}$ с, $\delta\nu_c = 200$ МГц, $\delta\nu_g = 100$ ГГц.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Динамика усредненной интенсивности при неизменном коэффициенте дифракционной связи κ_d

Реализация QML-режима связана с динамикой усредненной интенсивности

$$\bar{I}(\tau) = \sum_j |E_j|^2\frac{\sigma_j}{\sigma_0},$$

поскольку именно эта величина определяет динамику общей для всех мод инверсии (здесь и далее приводятся результаты расчетов при условии точной настройки рабочей частоты АОМ на резонансы). Поведение $\bar{I}(\tau)$ зависит от числа и состава участвующих в генерации мод. Характерной чертой изучаемой системы является необычное распределение интенсивностей мод E_j^2 по спектру – максимум спектра смещен относительно максимума усиления, причем величина смещения немонотонно зависит от нормированного коэффициента κ_d. Такие распределения, рассчитанные для стационарных решений уравнений (3)–(6), показаны на рис.2. Для каждого значения κ_d наличие максимума обусловлено существованием двух конкурирующих факторов – инжекции поля в следующие моды и падения усиления с увеличением номера моды j. С ростом κ_d растут также дифракционные потери, поэтому интенсивности всех мод падают, смещение максимума

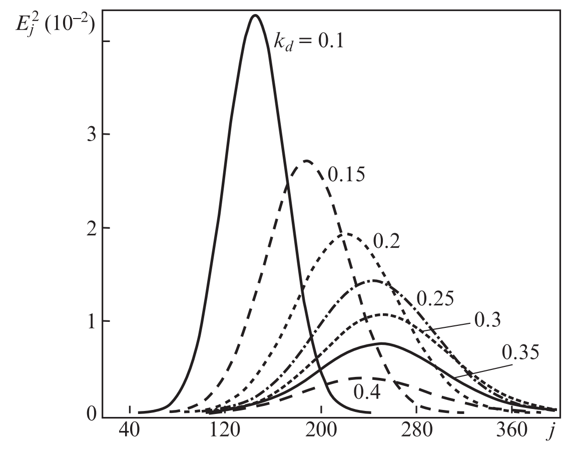

Рис.2. Стационарные частотные профили E_j^2 для различных значений κ_d (параметр накачки $\eta = 6$).

распределения вправо (в сторону бóльших j) замедляется, затем сменяется на смещение влево. Эта особенность позволяет ограничить число рассматриваемых в численном эксперименте мод. В расчетах не учитываются поля мод, амплитуда которых меньше одной тысячной максимальной амплитуды. В большинстве расчетов это условие удовлетворялось при $j_{\max} = 400$.

Наши расчеты, выполненные для приведенных в [11] наборов параметров, показывают, что стационарные решения (3)–(6) являются неустойчивыми и возникают автоколебания $\bar{I}(\tau)$ на релаксационной частоте. Это согласуется с данными эксперимента [11], причем зона неус–тойчивости оказывается достаточно широкой по параметрам системы.

На рис.3 приведена зона неустойчивости $\bar{I}(\tau)$ в координатах $\eta, \kappa_{\rm d}$ при неизменных остальных параметрах. Эта зона расширяется с ростом η. Можно предположить, что неустойчивость связана с процессом последовательной инжекции поля. Равновесие между полем основной моды E_0, работающей в режиме насыщения усиления, и полями остальных мод, работающих в режиме регенеративного усиления, оказывается неустойчивым. Например, малое возмущение стационарного поля E_0 участвует в процессе инжекции полей в следующие моды. Воздействие на общую для всех мод инверсию может оказаться таким, что возникает еще большее возмущение противоположного знака. В этом случае малые колебания на релаксационной частоте лазера нарастают, формируя насыщенный автоколебательный режим. При этом стабилизирующим фактором вблизи нижней (по величине $\kappa_{\rm d}$) границы зоны неустойчивости является глубокое насыщение среды, которое имеет место при стационарной генерации. На верхней же границе влияние процесса инжекции может быть ослаблено возросшими дифракционными потерями.Таким образом, коэффициент $\kappa_{\rm d}$ может служить управляющим параметром, изменяя который можно управлять динамическими режимами генерации.

На рис.4 показаны характеристики автомодуляционного режима для параметра накачки $\eta = 5.5$. При низких значениях $\kappa_{\rm d}$ наблюдаются релаксационные колебания с невысокими значениями $\bar{I}_{\max}$, которые слабо насыщают среду. Их частота относительно высока ($\nu_{\rm r} \approx 8$) вследствие значительного превышения усиления над порогом. По мере роста $\kappa_{\rm d}$ и развития неустойчивости происходит быстрый рост $\bar{I}_{\max}$, автоколебания насыщают среду. При этом частота релаксационных колебаний резко снижается за счет насыщения среды (известно, что частота релаксационных колебаний, насыщающих среду, всегда ниже частоты малых колебаний). Наличие максимума на кривой интенсивности обусловлено влиянием нарастающих дифракционных потерь. Их дальнейшее увеличение приводит к снижению $\bar{I}_{\max}$ и глубины насыщения среды и, как следствие, к росту $\nu_{\rm r}$.

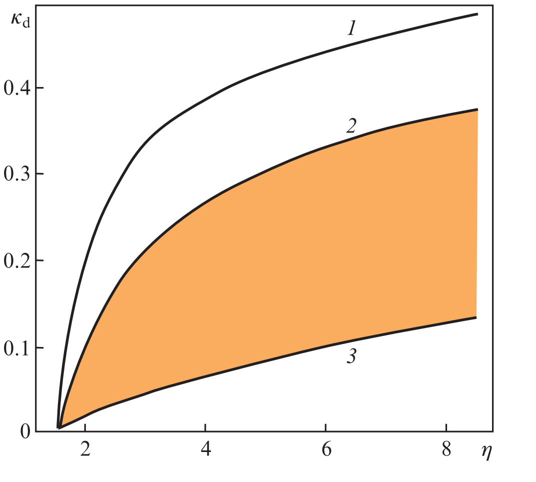

Рис.3. Границы генерации (*1*) и зоны неустойчивости (*2*, *3*).

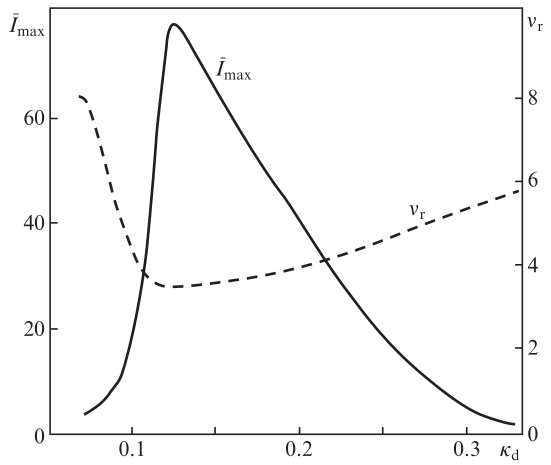

Рис.4. Характеристики автомодуляционного режима: амплитуда импульсов $\bar{I}_{\max}$ и частота следования $\nu_{\rm r}$.

Переходной процесс, к которому приводит небольшое мгновенное снижение $\kappa_{\rm d}$ (на величину $\sim 10^{-3}$) внутри области устойчивости, демонстрирует апериодический «всплеск» интенсивности и характеризуется достаточно коротким временем ($\sim 10^{-1}$). При этом частотный профиль изменяется во времени незначительно, хотя максимумы интенсивностей мод достигаются в различные моменты времени. На рис.5 показан переходной процесс при относительно плавном переходе из области устойчивости с $\kappa_{\rm d} = 0.35$ в область неустойчивости с $\kappa_{\rm d} = 0.2$ для $\eta = 5.5$. Значительные колебания инверсии в этом процессе приводят к возникновению импульсов, насыщающих среду. Время установления насыщенных релаксационных колебаний после завершения изменений $\kappa_{\rm d}$ также достаточно мало и составляет $\sim 0.3\tau$.

Короткие времена переходных процессов позволяют эффективно изменять динамический режим генерации. В то же время из рис.4 следует, что для заданного параметра накачки высокие значения $\bar{I}_{\max}$ достигаются в достаточно узком диапазоне значений $\kappa_{\rm d}$ и частот следования импульсов. Это сужает возможности получения импуль-

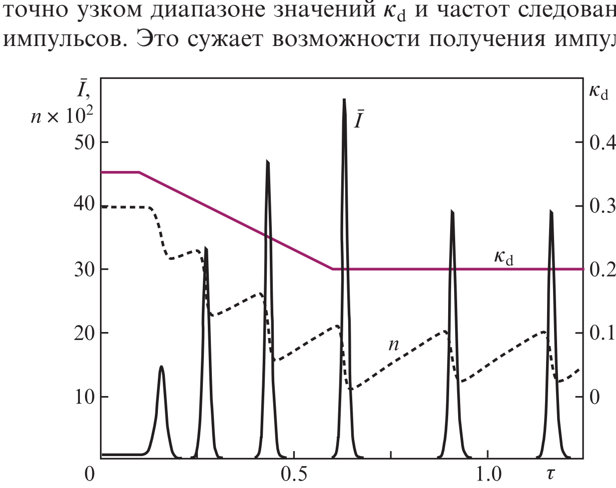

Рис.5. Переходной процесс при плавном изменении управляющего параметра $\kappa_{\rm d}$.

сно-периодической генерации с высокой амплитудой импульсов. Увеличить $\bar{I}_{max}$ и расширить частотный диапазон следования импульсов можно путем периодической «внешней» модуляции добротности резонатора. С этой целью коэффициент κ_d модулируется на относительно низких частотах от высоких значений (устойчивая генерация либо ее отсутствие) до минимальных, при которых АОМ еще выполняет свои функции.

3.2. Динамика усредненной интенсивности при модуляции κ_d

Рассмотрена гармоническая модуляция коэффициента дифракционной связи на частотах, не слишком превышающих частоту ν_r: $\kappa_d(\tau) = \kappa_d[1 + A\sin(2\pi\nu_m\tau)]$, где A – амплитуда модуляции, ν_m – частота модуляции. На рис.6 представлена зависимость частоты следования импульсов ν_p от частоты модуляции ν_m. Регулярные пульсации $\bar{I}$ возникают в полосах частот вблизи $\nu_r \approx 2.2$. Эти полосы соответствуют диапазонам изменения ν_m, отмеченным цифрами 1, 2 и 3. В промежутках между этими диапазонами наблюдаются режимы со сложным периодом и хаотическая генерация. Измеренные корреляционные размерности ρ_{cor} соответствующих хаотических аттракторов оказались близкими к 1.5. Для $\nu_m \gg \nu_r$ происходит сужение диапазонов регулярных пульсаций, затем на больших частотах модуляции возникают импульсы значительно меньшей амплитуды с частотой следования ν_m.

Релаксационная частота ν_r с изменением $\kappa_d(\tau)$ изменяется в небольших пределах. В представленном на рис.6 случае можно говорить о взаимодействии сигнала на частоте ν_p с достаточно широким релаксационным резонансом. В диапазоне 1 величина ν_m изменяется вблизи резонанса, поэтому $\nu_p = \nu_m$. Импульс генерации периодически возникает в момент времени, близкий к минимуму $\kappa_d(\tau)$, когда растущее значение инверсии n превышает порог. Поэтому в диапазонах регулярных пульсаций отношение частот ν_m/ν_r – целое число. Переход частоты ν_m из одного диапазона в другой (например, из 2 в 3) приводит к снижению частоты генерации в целое число раз и (при увеличении номера диапазона) к «стягиванию» полосы регулярной генерации к релаксационному резонансу. На рис.7 показана временная зависимость генерации для $\nu_m = 6.6$; частота следования близка к ν_r и равна $\nu_m/3$.

Возможности повышения амплитуды периодических импульсов $\bar{I}$ связаны с изменением режима работы АОМ, например с заменой гармонического изменения $\kappa_d(\tau)$ на периодические резкие снижения его величины. При этом для обеспечения достаточно высокой инверсии перед началом каждого импульса частоту такой модуляции необходимо снизить относительно частоты ν_r. Импульс генеации при таком изменении κ_d показан на рис.8,*а* для частоты модуляции $\nu_m = 1$. Видно, что амплитуда импульса существенно выше, чем при гармонической модуляции, среда насыщается глубже. Амплитудное значение $\bar{I}$ достигается спустя примерно $3 \times 10^{-2}\tau$, за этот промежуток времени импульс нарастает от уровня спонтанной эмиссии до максимального значения, равного 600 (в режиме автоколебаний это значение составляет ~40, см. рис.5). Спектральный состав такого импульса определяет характеристики режима синхронизации мод. Распределение E_j^2 по модам за отмеченный выше промежуток времени установиться не успевает. Такие распределения показаны на рис.8,*б* в моменты времени τ (отмечены цифрами 1–6 на рис.8,*а*), когда $\bar{I}$ уже не слишком мало. Максимум распределения постепенно сдвигается вправо, спектр при этом остается значительно более узким, чем тот, который имел бы место в режиме стационарного $\bar{I}$ (сравни с дан-

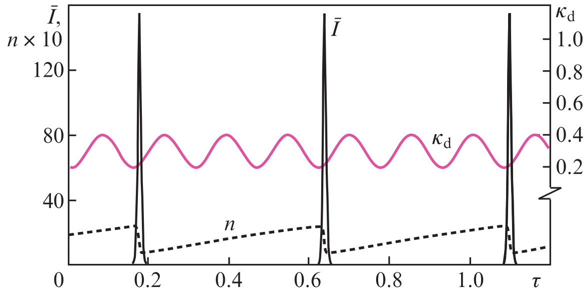

Рис.7. Генерация при частоте модуляции $\nu_m = 6.6$.

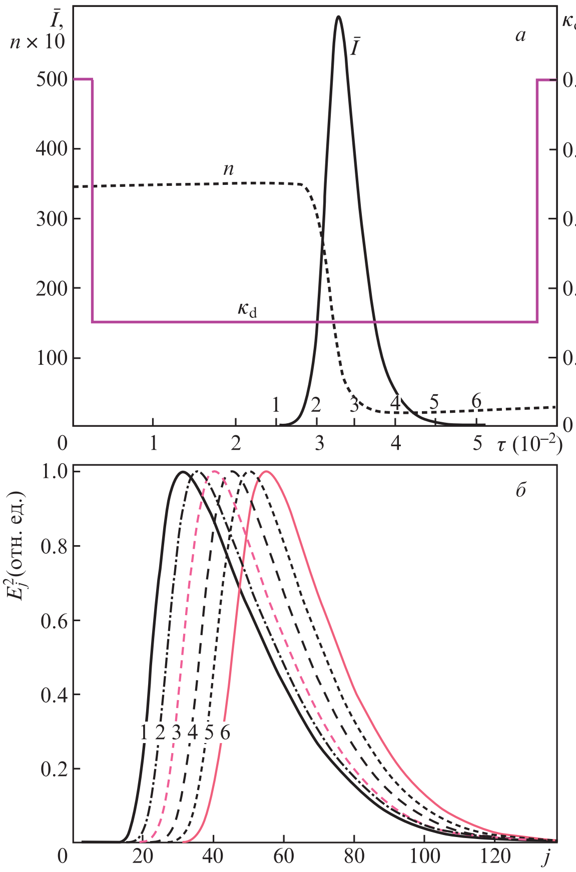

Рис.8. Импульс генерации при резком периодическом снижении коэффициента κ_d и $\nu_m = 1$ (*а*) и спектральные профили мод E_j^2 (*б*). Цифры 1–6 показывают моменты времени измерения профилей.

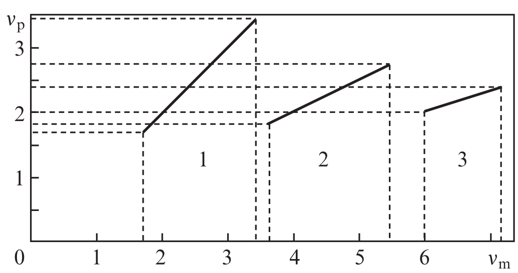

Рис.6. Зависимость частоты следования импульсов ν_p от частоты ν_m при гармонической модуляции κ_d в диапазоне 0.4 –0.2 ($\eta = 5.5$).

ными рис.2). Полученные результаты говорят о том, что время формирования спектра, соответствующего новому значению κ_d, примерно на порядок больше времени формирования импульса в режиме модуляции добротности.

3.3. Характеристики импульсов синхронизованных мод

В QML-режиме распределение амплитуд в серии импульсов синхронизованных мод, разделенных интервалом времени T_c, совпадает по форме с $\bar{I}(\tau)$. В режиме автоколебаний их максимальная амплитуда при прочих равных условиях определяется величиной коэффициента дифракционной связи. С ростом κ_d увеличивается число синхронизующихся мод (согласно данным рис.2) и одновременно растут потери. Поэтому, как и для $\bar{I}_{max}$, существует оптимальное значение κ_d, при котором достигается самая высокая амплитуда I_{max}. При этом влияние увеличения числа мод сказывается сильнее и оптимальное значение $\kappa_d \approx 0.17$ несколько больше того, которое достигается для $\bar{I}_{max}$. При таком значении κ_d и накачке $\eta = 5.5$ в режиме автомодуляции $I_{max} = 4.5 \times 10^3$. В случае модуляции κ_d (см. рис.8) результат выше: $I_{max} = 5 \times 10^4$. Импульс СМ, показанный на рис.9, в обоих случаях имеет длительность, близкую к $\tau_p = 5 \times 10^{-7}$ (в абсолютных единицах при выбранных параметрах $T_p = 10^{-10}$ с). Сравнение ширины импульса с величиной T_c показывает, что синхронизуется ~100 мод.

Последнее замечание связано с возможной отстройкой удвоенной рабочей частоты АОМ от межмодового интервала. С ростом отстройки изменяются параметры автоколебаний. Уже для $\delta\hat{\omega} \approx 6.3$ (в абсолютных единицах соответствует $\delta\nu \approx 5$ кГц) становится заметным рост релаксационной частоты, связанный со снижением глубины насыщения среды каждым импульсом. По этой причине амплитуда импульсов автоколебаний $\bar{I}(\tau)$ снижается, их длительность увеличивается. Частотный состав претерпевает значительные изменения. Величина $\Delta\Phi_j$ для каждой моды изменяется за время импульса (плавное снижение во времени разности $\Delta\varphi_j = \varphi_{j-1} - \varphi_j$ лишь приближенно компенсируется ростом $\delta\hat{\omega}\tau$). Изменения $\Delta\Phi_j$ приводят к тому, что при наличии отстройки наблюдаются изменения распределения E_j^2 во времени – появляются минимумы и максимумы, при этом сокращается эффективное число работающих мод. При $\delta\nu \approx 10$ кГц нарушается регулярность импульсов автоколебаний.

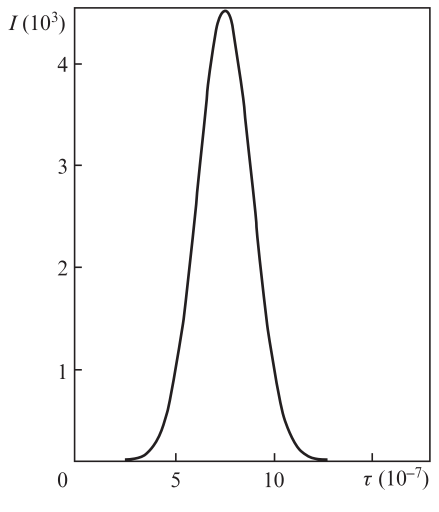

Рис.9. Импульс синхронизованных мод.

Сценарий изменения структуры импульсов СМ с ростом $\delta\nu$ подробно не изучался. Однако изменения распределения E_j^2, происходящие за время импульса автоколебаний, существенным образом сказываются на характеристиках импульсов СМ. Снижаются амплитуды, увеличивается длительность импульсов. Для отстройки $\delta\nu$ = 5 кГц импульс уширен до $T_p \approx 2 \times 10^{-10}$ с, дальнейшее увеличение отстройки приводит практически к пропорциональному увеличению длительности. При этом форма импульсов приобретает изрезанность, близкую к той, которая получается при моделировании мод со случайным изменением фаз от 0 до $\pi/2$ в обе стороны от нуля.

4. Заключение

Предложена модель для описания твердотельного лазера с одним АОМ бегущей волны в резонаторе. Динамическая связь мод осуществляется за счет инжекции поля от предыдущей моды в последующую со сдвигом частоты, равным межмодовому интервалу. Установлено, что в достаточно широком диапазоне изменений коэффициента дифракционной связи κ_d и скорости накачки режим генерации со стационарной усредненной интенсивностью оказывается неустойчивым. Неустойчивость приводит к автоколебательному QML-режиму с частотой следования импульсов, близкой к релаксационной частоте системы ν_r. Показано, что коэффициент κ_d является управляющим параметром, который может кардинально изменять динамику системы при неизменных остальных параметрах.

Управление характеристиками импульсно-периодического режима путем внешней периодической модуляции коэффициента κ_d на относительно низкой частоте ν_m имеет особенности, связанные с влиянием релаксационного резонанса. Регулярная импульсно-периодическая генерация возникает, когда отношение частот ν_m/ν_r равно целому числу, и в полосах частот вблизи ν_r. Этим полосам соответствуют определенные диапазоны изменения ν_m, в промежутках между которыми наблюдаются режимы со сложным периодом и хаотическая генерация.

Коэффициент κ_d не только определяет потери резонатора и скорость инжекции, но и существенно влияет на модовый состав генерации, тем самым в значительной степени определяя форму и амплитуду импульсов синхронизованных мод.

1. Kuizenga D.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 1694 (1981).
2. Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Наний О.Е., Шелаев А.Н. *Квантовая электроника*, **8**, 2552 (1981) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **11**, 1557 (1981)].
3. Кравцов Н.В., Магдич Л.Н., Шелаев А.Н., Шницер П.И. *Письма в ЖТФ*, **9**, 440 (1983).
4. Надточеев В.Е., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **16**, 2231 (1989) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **19**, 1435 (1989)].
5. Jabczinski J.K., Zendzian W., Rwiatkowski J. *Opt. Express*, **14** (6), 2184 (2006).
6. Донин В.И., Яковин Д.В., Грибанов А.В. *Квантовая электроника*, **42**, 107 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 107 (2012)].
7. Donin V.I., Yakovin D.V., Gribanov A.V. *Opt. Lett.*, **37** (3), 338 (2012).
8. Донин В.И., Яковин Д.В., Грибанов А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **101**, 881 (2015) [*JETP Lett.*, **101**, 783 (2015)].
9. McDuff O.P., Yarris S.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **3**, 101 (1967).
10. Hjelme D.R., Mickelson A.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 1594 (1992).
11. Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **21**, 209 (1994) [*Quantum Electron.*, **24**, 191 (1994)].