

Г. В. КРИВОЩЕКОВ, В. А. СМИРНОВ

(Новосибирск)

ФОРМИРОВАНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В ЛАЗЕРЕ ПРИ СОВМЕСТНОМ ДЕЙСТВИИ АКТИВНОЙ И ПАССИВНОЙ МОДУЛЯЦИИ

Одним из наиболее перспективных способов получения сверхкоротких импульсов (СКИ) света является метод синхронизации аксиальных мод резонатора лазера [1]. Захват мод осуществляется или в результате резонансного изменения параметров лазера (активная модуляция) или благодаря автосинхронизации, происходящей за счет каких-либо нелинейных эффектов (пассивная модуляция). Из методов синхронизации, применяемых в твердотельных лазерах, в настоящее время наибольшее распространение имеет самосинхронизация мод в лазерах с насыщающимся поглотителем [2, 3]. Широкое применение этого метода объясняется его технической простотой, а также тем, что этот способ объединяет преимущества режима модуляции добротности, т. е. накопление энергии, ее регенерацию, и режима синхронизации мод, когда вся накопленная энергия высвобождается в виде серии импульсов с рекордно малой длительностью и высокой пиковой мощностью. Существенным недостатком лазеров с насыщающимся поглотителем является плохая воспроизводимость временной картины излучения и параметров генерируемых СКИ от вспышки к вспышке [3]. Существующая в настоящее время трудность измерения параметров СКИ значительно ограничивает применение таких лазеров в тех физических исследованиях, где нужно знать не только длительность, но и форму импульса излучения.

При формировании СКИ в лазерах с активной модуляцией имеется принципиальная возможность управлять процессом формирования и, следовательно, стабилизировать параметры генерируемых импульсов. В частности, при синхронизации мод методом резонансного изменения потерь лазер генерирует СКИ со стабильными параметрами [4]. Однако формируемые в таком лазере СКИ имеют сравнительно большую ($\sim 10^{-10}$ с) длительность. Это связано с техническими трудностями реализации закона пропускания электрооптического модулятора, соответствующего формированию импульсов меньшей длительности.

Представляет интерес схема лазера, в котором формирование СКИ происходит при совместном действии активной и пассивной модуляций. По-видимому, в таком лазере удастся реализовать преимущества активной модуляции — стабильность временной картины излучения и пассивной модуляции — предельное сжатие импульса. В результате возможно осуществить генерацию стабильных СКИ с предельно малой длительностью. Проведем качественный анализ процесса формирования СКИ в лазере при совместном действии активной и пассивной модуляций. Вначале рассмотрим отдельно процесс формирования СКИ в лазере с насыщающимся поглотителем и в лазере с резонансной модуляцией потерь.

Лазер с насыщающимся поглотителем. Наибольшее распространение здесь получила схема лазера с кольцевым резонатором, в котором помещается кювета с насыщающимся поглотителем. В лазере устраняются внеаксиальные типы колебаний и исключается селекция аксиаль-

ных мод резонатора [1]. Согласно [2, 3] с момента включения оптической накачки в активной среде создается инверсия и из спонтанного излучения в резонаторе лазера формируются моды. Из-за биений мод в резонаторе возникают флюктуации интенсивности поля. Чем большее количество мод участвует в сложении, тем короче выброс по длительности и тем больше его интенсивность. При этом наименьшая длительность флюктуационного выброса $\tau_{\phi} \sim 3/\Delta\omega_{\text{люм}}$, а число выбросов на периоде резонатора T порядка T/τ_{ϕ} .

С ростом инверсии в некоторый момент времени ($t=t_0$) усиление среды компенсирует потери в резонаторе и происходит нарастание интенсивности в модах согласно закону [2]:

$$E_k = E_{k_0} \exp \left\{ 1/T \int_{t_0}^t [a(t') - a_0] dt' \right\}. \quad (1)$$

Здесь $a(t)$ — усиление за проход активной среды, $a_0 = a(t_0)$ — пороговое усиление за проход.

Через некоторое время τ_3 интенсивность выброса нарастает до величины, вызывающей просветление нелинейного поглотителя. Величина этой задержки приближенно определяется выражением [2]

$$\tau_3 = T \left[2\tau_n/a_0 T \ln \left(\frac{I_s}{I_0} \frac{1}{\kappa_0} \sqrt{\frac{a_0 T}{2\tau_n}} \right) \right]. \quad (2)$$

Здесь T — время обхода резонатора; τ_n — время, характеризующее скорость нарастания усиления за счет накачки при прохождении порога ($\tau_n^{-1} = a^{-1} da/dt|_{t=t_0}$); I_0 — начальная интенсивность, определяемая спонтанным излучением; I_s — интенсивность к моменту просветления; κ_0 — начальные потери на проход в поглотителе. Поскольку интенсивность импульса, вызывающего просветление нелинейного поглотителя, на несколько порядков больше начальной интенсивности выброса ($I_s \sim 10^{-10} I_0$), то из (2) для реального лазера время τ_3 получается значительным ($\tau_3 \sim 10^{-4}$ с). В процессе усиления выбросов происходит сокращение числа возбуждаемых мод из-за дисперсии коэффициента усиления активной среды. Действительно, с ростом инверсии пороговые условия выполняются вначале для частот вблизи центра линии люминесценции, а затем постепенно и для частот отстоящих от центра линии. Поскольку интенсивность флюктуационных выбросов нарастает за длительное время τ_3 , то происходит значительное уменьшение числа возбуждаемых мод, другими словами, расширение флюктуационных выбросов. Если начальная длительность флюктуационного выброса τ_0 , то к концу времени τ_3 согласно [2] она вырастает до величины

$$\tau_n = \tau_0 \left[1 + a_0 \frac{\tau_3}{T} \left(\tau_0 \frac{\Delta\omega_0}{8} \right)^{-2} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь $\Delta\omega_0$ — ширина полосы усиления. Формы выброса и линии усиления для простоты гауссовы.

Таким образом, к моменту начала просветления поглотителя в резонаторе устанавливается квазипериодическая шумовая картина с флюктуационными выбросами интенсивности, длительность которых $\geq \tau_n$. При этом на периоде T может возникать порядка $\Delta\omega_0 T$ таких случайных выбросов.

В процессе просветления поглотителя осуществляется преобразование распределения поля, установившегося к началу просветления. Это происходит из-за того, что потери в поглотителе уменьшаются с ростом мгновенной интенсивности излучения. Тогда от прохода к проходу отдельные флюктуационные выбросы будут сокращаться по длительности

сти. Согласно [2], максимальное сжатие импульса определяется выражением

$$\frac{\tau_{\min}}{\tau_1} = \left[\frac{T}{2a_0\tau_H} \ln \left(\frac{I_s}{I} \frac{1}{\kappa_0} \sqrt{\frac{a_0 T}{2\tau_H}} \right) \right]^{1/2}. \quad (4)$$

При этом сжатие и усиление наиболее интенсивных импульсов будет происходить значительно быстрее. В результате к моменту насыщения нелинейного поглотителя в резонаторе лазера на периоде T формируется один или несколько импульсов, в которых сосредоточена вся энергия*. Далее при полностью просветленном поглотителе происходит быстрое нарастание интенсивности выделенных импульсов (линейное усиление импульсов в активной среде). С ростом интенсивности импульсов начинает сказываться нелинейность усиления активной среды. В момент полного насыщения усиления лазер излучает импульс максимальной мощности. Таким образом, метод формирования СКИ в лазере с нелинейным поглотителем позволяет получить импульсы рекордно короткой длительности. Однако воспроизводимость формы и длительности СКИ, а также получение одного импульса на периоде происходит лишь с некоторой вероятностью, так как формирование импульса до момента просветления поглотителя — случайный процесс. На основании приведенного качественного описания процессов в лазере с самосинхронизацией мод можно определить условия формирования в таком лазере СКИ предельной длительности со стабильными параметрами: а) необходимо наличие одного импульса со стабильными параметрами на периоде резонатора к началу просветления поглотителя; б) требуется длительное взаимодействие импульса с поглотителем в процессе просветления, т. е. малое усиление [см. (4)] на линейном участке.

Лазер с резонансной модуляцией потерь. В таком лазере, как и в описанном выше, применяется схема с кольцевым резонатором (рис. 1). Режим синхронизации в лазере получается при периодической модуляции потерь резонатора на частоте, равной расстоянию между соседними аксиальными модами $\nu = \Omega/2\pi$. В результате такой амплитудной модуляции между модами резонатора устанавливаются определенные фазовые соотношения (синхронизация фаз) [1]. В качестве модуляторов потерь наибольшее распространение получили электрооптические модуляторы [5].

Рассмотрим процесс формирования СКИ в таком лазере. Вначале при выключенной добротности резонатора под действием накачки

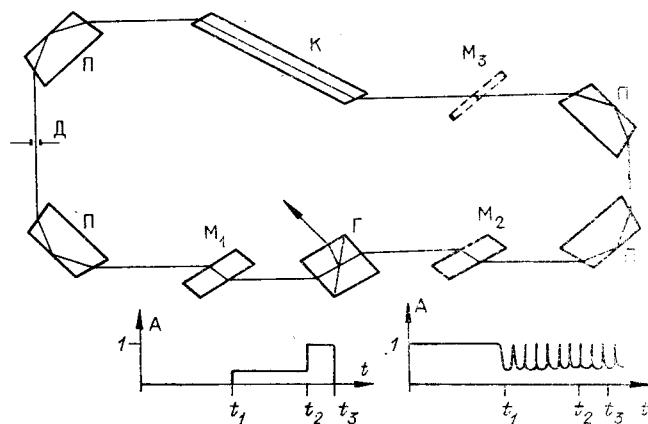


Рис. 1.

* При анализе предполагается, что время релаксации в нелинейном поглотителе достаточно коротко, т. е. быстро включается поглощение после прохождения импульса.

определяемы глубиной модуляции. под действием модуляции длительность импульса от прохода к проходу сокращается согласно [4]:

$$\tau_n \sim n^{-1/2}. \quad (6)$$

Здесь n — число обходов импульсом резонатора.

Интенсивность импульса при этом линейно нарастает. Из (6) следует, что для эффективного сокращения длительности необходимо большое число проходов на участке линейного усиления, т. е. большой отрезок времени от момента включения модуляции до начала нелинейного усиления импульса и его излучения. Однако за длительное время линейного усиления в среде с относительно малой шириной линии усиления, например в рубине ($\Delta\nu \sim 10^{-1}$ см), существенно скажется дисперсия коэффициента усиления среды, в силу чего число мод, эффективно участвующих в формировании импульса, начнет уменьшаться, а импульс в среде — уширяться [6]. В результате после большого числа проходов наступает момент, когда сокращение длительности за проход под действием модуляции компенсируется расширением его в активной среде и на участке линейного усиления формируется стационарный импульс [4]. При этом в пространстве на периоде резонатора T будет устанавливаться только один стационарный импульс, так как за большое число проходов максимум пропускания модулятора будет подчеркнут очень резко. Поскольку усиление среды мало (в силу требования большой длительности участка линейного усиления), то дальнейшее нарастание интенсивности стационарного импульса до момента насыщения усиления среды (момент максимальной мощности импульса) происходит за длительное время. При этом может сказаться существенное влияние дисперсии в элементах резонатора [7], что приведет к уширению импульса. К тому же в таком режиме из-за малого коэффициента усиления (малая инверсия) максимальная мощность импульса получается небольшой.

Для сокращения времени нарастания и увеличения мощности стационарного импульса в лазере применяется метод включения добротности [8]. В этом случае при большом усилении среды ($k_0 \sim 5$) максимальное пропускание модулятора ρ_0 выбирается таким, чтобы эффективный коэффициент усиления $k_{эфф} = k_0 \rho_0$ был малым на участке установления стационарного импульса. После установления стационарной формы импульса добротность резонатора включается ($\rho_0 \sim 1$). Интенсивность импульса при большом k_0 за несколько проходов достигает величины, вызывающей насыщение усиления, и лазер излучает СКИ максимальной мощности. Согласно [4], в процессе усиления импульса с момента включения добротности существенных изменений в его параметрах не происходит*.

Таким образом, качественный анализ процесса формирования СКИ в лазере с насыщающимся поглотителем и в лазере с резонансной модуляцией потерь показывает, что имеется принципиальная возможность получения СКИ предельной длительности со стабильными параметрами. Действительно, внесение насыщающегося поглотителя в резонатор лазера с активной модуляцией не должно изменить картины установления стационарного импульса, так как на линейном участке усиления поглотитель — элемент с постоянным начальным поглощением

* Наблюдается лишь небольшое укорочение длительности переднего фронта импульса за счет нелинейного усиления в активной среде.

ем $\beta_0 \leq 1 - \rho_0$ *. Добротность резонатора можно включить, когда интенсивность импульса достигнет величины полного просветления поглотителя. В этом случае поглотитель не окажет влияния на процесс нелинейного усиления импульса. Кроме того, в таком лазере выполняются необходимые условия формирования с помощью насыщающегося поглотителя стабильного импульса предельной длительности, т. е. установление стационарной формы и малое усиление импульса на участке линейного развития генерации.

Экспериментальное исследование. Экспериментальное исследование процесса формирования СКИ в лазере при совместном действии активной и пассивной модуляций проводилось на установке, схема которой показана на рис. 1. Резонатор лазера (оптическая длина 150 см) собран по кольцевой схеме на 4 бездисперсионных призмах П. Активное вещество — кристалл рубина К размером $\varnothing 5,5 \times 120$ мм. Селекция аксиальных мод устранялась расположением всех элементов внутри резонатора под углом Брюстера. Диафрагма Д диаметром $\varnothing 1,2$ мм устраняла поперечные типы колебаний. Резонансная модуляция потерь осуществлялась электрооптическим способом с помощью модулятора M_2 на кристалле LiNbO_3 . При помощи модулятора M_1 (кристалл КДР) регулировалось усиление на линейном участке, включалась добротность на участке нелинейного усиления и осуществлялся вывод излучения из резонатора. Номограммы на рис. 1, показывающие временную зависимость относительного пропускания А модуляторов M_1 и M_2 , иллюстрируют работу схемы. Вначале на затвор M_1 подается напряжение $U\lambda/2$, при котором добротность резонатора минимальна. В момент максимальной инверсии (t_1) M_1 частично включает добротность, обеспечивая необходимое значение $k_{\text{эфф}}$. Одновременно на M_2 поступает высокочастотное напряжение, полупериод которого ($T_M/2 = 5,10^{-9}$ с) равен времени обхода импульсом резонатора. Через время τ_n , соответствующее длительности участка линейного усиления (время установления стационарного импульса), M_1 включает добротность резонатора (момент t_2). При этом импульс, за несколько проходов резко увеличив интенсивность, переходит на участок нелинейного усиления среды. В момент максимальной мощности импульса (t_3) напряжение с M_1 снимается и импульс генерации через призму Глана Г выводится из резонатора.

Форма и длительность импульса наблюдались на фотоэлектронном регистраторе с разрешением 10^{-11} с. Спектр импульса регистрировался на спектрографе (дисперсия $7,5 \text{ \AA}/\text{мм}$) с разрешением $0,1 \text{ см}^{-1}$. На рис. 2 приведены типичные интенситограммы импульса и соответствующего ему спектра, получаемого в лазере без нелинейного поглотителя. В таком режиме лазер излучает импульс простой формы со стабильным значением длительности $\tau_n \sim 10^{-10}$ с и спектра $\Delta\nu \sim 10^{10}$ Гц.

Приближенная оценка степени синхронизации дает величину $\Delta\nu\tau_n = 2,7$. Затем в резонатор лазера помещалась кювета M_3 с нелинейным поглотителем (раствор криптоцианина в этиловом спирте) с начальным поглощением 60%. При этом потери, вносимые поглотителем на участке линейного усиления, компенсировались увеличением пропускания модулятора M_1 так, чтобы стационарный импульс установился до начала просветления поглотителя. Включение добротности происходило во время полного просветления поглотителя. На рис. 3 представлены интенситограммы импульсов и соответствующих им спектров, полученных при внесенном в резонатор поглотителе. Как видно из рисунка, длительность импульса оказалась за пределом разрешения реги-

* Предполагается, что интенсивность импульса к моменту установления его стационарной формы не достигает величины, вызывающей просветление поглотителя. Такой режим легко осуществить выбором ρ_0 .

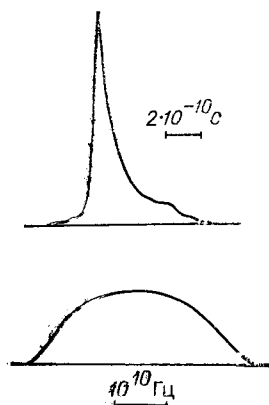


Рис. 2.

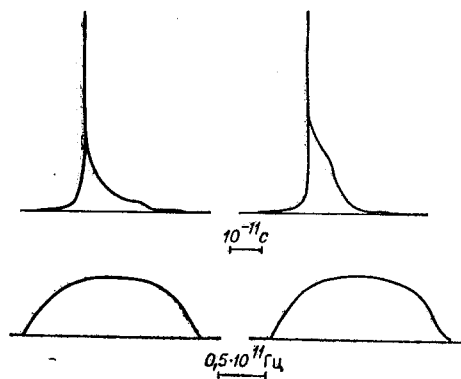


Рис. 3.

стратора. Регистрируемый спектр импульса по ширине и форме (с разрешением $0,1 \text{ см}^{-1}$) от вспышки не изменялся.

В предположении полной синхронизации мод, за что говорит отсутствие грубой структуры спектра [9] и регистрация одного импульса (с разрешением 10^{-11} с) на периоде модуляции, оцениваемая по ширине спектра длительность импульса составит $\tau_{\text{к}} = 5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. П. Пашинин. Генерация и измерение сверхкоротких световых импульсов.— В кн.: *Нелинейные процессы в оптике*. Новосибирск, «Наука», 1970.
2. В. С. Летохов. Генерация ультракоротких импульсов света в лазере с нелинейным поглотителем.— *ЖЭТФ*, 1968, т. 55, вып. 3.
3. Б. Я. Зельдович, Т. И. Кузнецова. Генерация сверхкоротких импульсов света с помощью лазеров.— *УФН*, 1972, т. 106, № 1.
4. Г. В. Кривошеков, В. А. Смирнов. Возбуждение сверхкоротких импульсов света со стабильными параметрами в лазере с активной модуляцией.— *ПМТФ*, 1973, № 1.
5. Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин. *Методы модуляции и сканирования света*. М., «Наука», 1970.
6. В. Г. Савельев. О нестационарных процессах при усилении светового импульса.— *Радиотехника и электроника*, 1967, т. 12, с. 361.
7. В. С. Летохов. Динамика генерации импульсного лазера с фазировкой мод.— *ЖЭТФ*, 1968, т. 54, вып. 5.
8. Г. В. Кривошеков, Н. Г. Никулин, В. А. Смирнов, Р. И. Соколовский. Переходный процесс в лазере с активной модуляцией.— *Автоматика*, 1972, № 5.
9. В. И. Малышев, А. В. Масалов, А. А. Сычев. Спектрально-временный метод исследования частичной самосинхронизации мод в ОКГ на рубине и неодимовом стекле.— *ЖЭТФ*, 1970, т. 59, вып. 7.

Поступила в редакцию 22 февраля 1973 г.