

ственными. Развитие рассмотренной в работе неустойчивости самофокусировочного типа начинается лишь при временах $t > t^*$, поэтому в качестве основного средства борьбы с нею можно рекомендовать сокращение длительности импульса до величин, меньших чем t^* .

Литература

- [1] Roper V. G., Lamberton H. M., Parcell E. W., Manley A. W. J. — Opt. Commun., 1978, v. 25, N 8, p. 235—237.
- [2] Васильев Л. А., Галушкин М. Г., Серегин А. М., Чебуркин Н. В. — Квант. электрон., 1981, т. 8, № 10, с. 1987—1989.
- [3] Димаков С. А., Малахов Л. Н., Шерстобитов В. Е., Яшук В. П. — Квант. электрон., 1983, т. 10, № 2, с. 397—402.
- [4] Федоров С. В., Юрьев М. С. — Квант. электрон., 1983, т. 10, № 5, с. 1001—1006.
- [5] Беспалов В. И., Таланов В. И. — Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 3, № 10, с. 471—475.

Поступило в Редакцию 9 апреля 1986 г.

О ВЛИЯНИИ КОГЕРЕНТНЫХ ЭФФЕКТОВ НА СВЕТОВЫЕ ИМПУЛЬСЫ В Ag^+ -ЛАЗЕРЕ С АКТИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД

Аполонский А. А.

Возможность проявления когерентных эффектов в лазере была отмечена в [1]; автору известна лишь одна экспериментальная работа [2], которая относится к твердотельному лазеру с самосинхронизацией мод. Предельные длительности импульсов света τ в ионных лазерах с активной синхронизацией мод (СМ) сравнимы с временем фазовой релаксации T_2 активной среды и составляют $\tau=61$ пс для наиболее популярной линии излучения $Ag^+ \lambda=514.5$ нм [3], а также $\tau=45\div 90$ пс для разных линий Kr^+ [4, 5]. В этом случае в спектре и форме импульсов света могут проявляться эффекты когерентного взаимодействия света с активной средой лазера. В отличие от [2, 6] режимы, требуемые для осуществления когерентного усиления: $\tau \leq T_2$, $E/\tau > E_s/T_2$, где E_s — энергетический параметр насыщения, достаточно легко реализуются в ионных лазерах с активной СМ.

В настоящей работе обсуждаются результаты исследований длительности и формы импульсов света, а также спектра излучения Ag^+ -лазера с активной СМ. Исследования проводились в лазере на $\lambda=488$ нм с разрядной трубкой диаметром 3 мм [7] (внутренний канал образован вольфрамовыми дисками). Ток разряда составлял 30 А, давление аргона варьировалось в пределах 0.2—0.4 Тор. Средняя интенсивность света в резонаторе не превышала 50 Вт/см². T_2 определена по измеренной в [8] ионной температуре и составляет 100—150 пс. При $\tau > T_2$ импульс не содержит сателлитов, спектр имеет плавную форму. С укорочением импульсов (что достигалось тонкой подстройкой длины резонатора и(или) увеличением глубины модуляции потерь δ в резонаторе [9]) наблюдается «уплощение» вершины спектра и в отдельных случаях даже появление провала, а на «хвостах» — импульсов—осцилляции (рис. 1). Следует отметить, что при наличии поперечных мод в излучении также наблюдались осцилляции на расстоянии ~ 1 пс от основного импульса. Измеренные предельные длительность $\tau=50$ нс и ширина спектра $D=9$ ГГц находятся в количественном согласии для гауссовой формы импульса, $\tau D=0.45$. Появление структуры в спектре для некоторых линий генерации Kr^+ лазера отмечалось в [4], хотя соответствующие ей временные осцилляции (если они и были) не могли наблюдаться из-за ограничений метода регистрации.

Р⁷ Изменение ширины спектра излучения от δ (рис. 2) подтверждается результатами теории [10] для лазера с СМ и неоднородным уширением. Для данной работы важным выводом [10] является то, что спектр излучения с ростом δ может увеличиваться при любом соотношении τ и T_2 .

Исследование фазовых характеристик лазера с СМ позволило обнаружить и измерить возрастание скорости распространения импульсов света в активной среде лазера (при увеличении δ и усиления) и приближение ее к скорости света.

Осцилляции на «хвостах» импульсов и структуру в спектре, наблюдаемые при выполнении условия $D > T_2^{-1}$, можно связать с проявлением когерентного

взаимодействия. Обратный период осцилляций и структура в спектре согласуются между собой и с точностью 30 % совпадают с рабиевской частотой $\mu\mathcal{E}/2\pi\hbar$, где μ — дипольный момент перехода, \mathcal{E} — электрическое поле в импульсе. Несовпадения измеренной из интенсивности света величины $\mu\mathcal{E}/2\pi\hbar$ и структуры

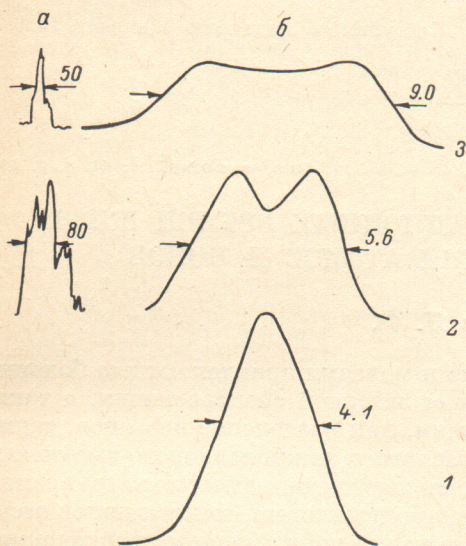


Рис. 1.

a — форма импульсов света, измеренная ЭОК «Агат-СФЭ»; b — спектр импульса, полученный с помощью сканируемого ИФП. 1 — режим непрерывной генерации, $\delta=0$; 2 — $\delta=0.2$; 3 — $\delta=0.25$.

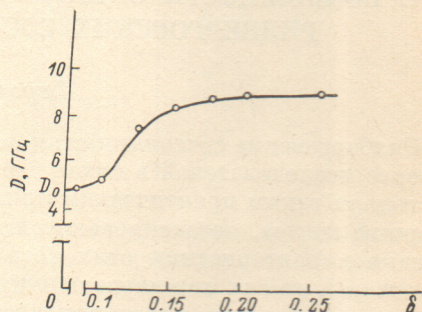


Рис. 2. Ширина спектра D в зависимости от глубины модуляции потерь δ .

в спектре составляют для YAG-Nd 15 % [2] и 20 % для Kr^+ лазера [4]. Вклад в ошибку при определении $\mu\mathcal{E}/2\pi\hbar$ может вносить неточное знание размера луча в усиливающей среде. Увеличение скорости светового импульса в активной среде твердотельного лазера при росте усиления отмечалась ранее в [11]. Этот результат согласуется с выводами теории [12], где исследовано когерентное усиление светового импульса.

Конечное время T_2 и радиальная неоднородность излучения в лазере маскируют когерентные эффекты: уменьшают количество осцилляций на «хвостах» импульсов [2] и «замывают» структуру в спектре [13]. Дополнительным подтверждением проявления когерентных взаимодействий в лазере может стать наблюдение изменения знака огибающей поля на протяжении импульса, как это сделано в [2].

Таким образом, в работе показано, что для интерпретации экспериментальных результатов при $\tau \sim T_2$, а также для построения адекватной теории Ag^+ -лазера с активной синхронизацией мод необходим учет влияния когерентных эффектов.

В заключение автор благодарит С. А. Бабина, А. А. Заболотского, К. П. Комарова и В. П. Сафонова за полезные обсуждения рассмотренных в статье вопросов.

Литература

- [1] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., 1978.
- [2] Варнавский О. П., Киркин А. Н., Леонтович А. М. — ЖЭТФ, 1984, т. 86, с. 1227.
- [3] May P. G., Sibbett W., Smith K. e. a. — Opt. Commun., 1982, v. 42, p. 285.
- [4] Steinmetz L. L., Bookless W. A., Richardson J. H. — Appl. Opt., 1980, v. 19, p. 2663.

- [5] Steinmetz L. L., Richardson J. H., Wallin B. W. — Appl. Phys. Lett., 1978, v. 33, p. 163.
 [6] Беленов Э. М., Крюков П. Г., Назаркин А. В., Усков А. В. — Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, с. 68.
 [7] Аполонский А. А., Дониц В. И. — Автометрия, 1984, № 1, с. 65.
 [8] Дониц В. И. — Опт. и спектр., 1970, т. 29, в. 2, с. 243.
 [9] Аполонский А. А. — Квант. электрон., 1986, т. 13.
 [10] McDuff O. P., Haggis S. E. — IEEE J. Quant. Electron., 1967, v. QE-3, p. 101.
 [11] Апанасевич П. А., Запорожченко В. А., Качинский А. В. — Квант. электрон., 1984, т. 11, с. 1033.
 [12] Манаков С. В. — ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 68.
 [13] Маликов Р. Ф., Малышев В. А., Трифонов Е. Д. — Опт. и спектр., 1981, т. 51, в. 3, с. 406.

Поступило в Редакцию 9 апреля 1986 г.

УДК 539.184.52

Опт. и спектр., т. 61, в. 4, 1986

О ВОЗМОЖНОСТИ ОЦЕНКИ РАДИАЦИОННЫХ ВРЕМЕН ЖИЗНИ РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ И ИОНОВ

Веролайнен Я. Ф.

Ридберговские состояния атомов, ионов и молекул привлекают все больший интерес исследователей в связи с развитием лазерной спектроскопии, а также благодаря таким практическим приложениям, как разделение изотопов, термоядерный синтез, детектирование инфракрасного и микроволнового излучений. Однако характеристики этих состояний, в частности радиационные времена жизни (τ_k), до сих пор изучены плохо и для большинства атомов и ионов отсутствуют. Это связано с теми трудностями, которые появляются при экспериментальном и теоретическом изучении времен жизни высоковозбужденных состояний. Экспериментальные исследования затруднены малой интенсивностью спектральных переходов с этих состояний, большими сечениями атом-атомных столкновений, что ведет к тушению возбужденных состояний и, как следствие, необходимости работать при сверхмалых плотностях, что еще более уменьшает регистрируемый сигнал. Кроме того, при измерении времен жизни ридберговских состояний следует принимать во внимание возможность тушения за счет перераспределения заселенности под действием излучения черного тела от стенок объема возбуждения [1]. Ридберговские состояния, как правило, возбуждаются излучением лазера. При этом может проявиться эффект сверхизлучения, который также ведет к уменьшению наблюдаемого времени жизни по сравнению с радиационным [1]. Теоретический расчет времен жизни ридберговских состояний также представляет известные трудности, связанные с большим объемом вычислительной работы, что вызвано необходимостью использовать различные модели в каждом конкретном случае.

Этим объясняется практическое отсутствие данных по временам жизни ридберговских состояний атомов и ионов. Лишь для атомов гелия и щелочных металлов известны в настоящее время значения τ_k для состояний с главным квантовым числом (n) до 20 [2].

В отличие от τ_k ридберговских состояний времена жизни нижних состояний известны практически для всех атомов. Для большого числа атомов выявлено существование степенной зависимости радиационных времен жизни от эффективного главного квантового числа (n^*) [3-5]

$$\tau_k = \tau_0 (n^*)^\alpha, \quad (1)$$

где τ_0 и α — константы для данной спектральной серии, зависящие только от орбитального квантового числа (l).

Времена жизни высоковозбужденных состояний атома водорода лучше аппроксимируются зависимостью [6]

$$\tau_k = \tau_1 n^3 + \tau_2 n, \quad (2)$$