

УДК 525.324 : 621.378

Е.В. ГЛАЗУНОВА

ГИСТЕРЕЗИС МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА С НЕЛИНЕЙНЫМ ПЛЕНОЧНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ

Введение. Свойство бистабильности или гистерезиса в нелинейных оптических системах, возбуждаемых когерентным излучением, является хорошо наблюдаемым эффектом [1]. Как правило, этот эффект проявляется при отражении или пропускании света оптическим устройством (например, резонатором, заполненным нелинейной средой) и заключается в существовании двух значений ее прозрачности для одного и того же уровня мощности зондирующего излучения, но при условии различия в режиме изменения мощности. В качестве общей причины эффекта выступает разница во временах релаксации линейной и нелинейных компонент поляризованности, индуцируемой полем излучения в резонансных средах [2-4]. Изучение условий бистабильности характеристик оптических систем, включая устройства, генерирующие когерентное излучение, интересно для применения при создании современных устройств передачи, хранения и обработки информации.

Постановка задачи и расчетная модель. Твердотельный лазер с резонатором, включающим в качестве пассивных модуляторов добротности нелинейный планарный элемент, оказывается системой, способной проявлять гистерезисные свойства. Подобные элементы могут использоваться для реализации автоколебаний интенсивности излучаемого поля, как в режиме синхронизации мод [5], так и при возбуждении в излучении лазеров регулярных релаксационных серий импульсов [6]. В настоящем сообщении анализируется свойство гистерезиса в зависимости средней мощности выходного излучения таких лазеров от уровня энергии накачки. Расчетные параметры отвечают характеристикам реальных лазерных устройств.

Рассмотрена схема лазера, в систему обратной связи которого включен тонкий слой оптической среды, характеризуемой резонансной нелинейностью абсорбции и рефракции. Предположено достаточно традиционное сочетание параметров отражения на зеркалах резонатора [7]: зеркало слева (в точке $x = 0$ на оси Ox) на частоте генерации имеет коэффициент отражения, равный 1, к нему обращен торец рабочей среды, к которому примыкает модулирующий добротность планарный элемент; зеркало справа ($x = L$) является выходным и отражает поле генерации частично (с коэффициентом $r < 1$). Планарный элемент-модулятор предполагается особо тонким – по толщине, сравнимым с длиной волны лазерного поля. Ввиду этого подбор спектральных параметров его среды возможен таким, что переменное пропускание элемента T при просветлении оказывается критичным по отношению не только к амплитуде, но и к фазе зондирующего извне резонансного светового поля [2].

Изменение интенсивностей встречных полей на частоте генерации, образующих моду (стоячую волну в резонаторе), может быть аналогично [7] описано системой нелинейных дифференциальных уравнений, полученных усреднением по времени уравнений переноса излучения в усиливающей среде (в пренебрежении линейными потерями):

$$\frac{dY_{\pm}}{dx} = \pm \frac{K_0}{1 + Y_+ + Y_-} Y_{\pm} \quad (0 \leq x \leq L). \quad (1)$$

Здесь Y_{\pm} – интенсивности встречных составляющих генерируемой волновой моды, распространяющихся в положительном (слева направо) и отрицательном (справа налево) направлении вдоль оси резонатора (совпадающей с осью Ox). Их величины нормированы по величине насыщающей мощности поля генерации, K_0 – величина ненасыщенного коэффициента усиления, достигаемого при заданном уровне мощности накачки. Граничные условия, соответствующие рассматриваемой схеме, записываются в виде:

$$Y_+(0) = T Y_-(0), \quad Y_-(L) = r Y_+(L), \quad (2)$$

$$\left[\left(1 + \frac{\kappa}{1 + \Delta^2 + \sigma Y_+(0)} \right)^2 + \kappa^2 \left(\frac{\Delta - \beta \sigma Y_+(0)}{1 + \Delta^2 + \sigma Y_+(0)} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (3)$$

где κ – показатель ненасыщенного поглощения в слое модулятора, нормированная отстройка частоты генерации от резонанса поглощения, σ – отношение сечений перехода в веществе слоя модулятора и в усиливающей среде, β – параметр автомодуляционного смещения линии из-за эффекта Штарка (в полупроводниковых оптических или лазерных средах носит название фактора Хенри). Выражением для T , взятым из [2], определяется пропускание тонкого слоя, который просветляется излучением, формируемым в резонаторе. Расчетная модель, представленная (1) – (3), описывает продольное распределение интенсивности основной (совпадающей с центром линии усиления) моды лазера и дает возможность анализа зависимости мощности его излучения на частоте резонансной моды в стационарном режиме от уровня накачки, характеристик резонатора и параметров модулирующего элемента.

Расчет и анализ гистерезисных кривых. Интегрирование системы (1) с граничными условиями (2), (3) приводит к аналитическим выражениям, связывающим значения интенсивности выходного излучения Y с интенсивностью поля генерации в резонаторе:

$$K_0 L = Y + Y_+(0) \left(\frac{1}{T} - 1 \right) + \ln \frac{1}{\sqrt{rT}}, \quad Y = (1 - r) \frac{1}{\sqrt{rT}} Y_+(0). \quad (4)$$

Расчетную оценку нелинейной характеристики выходной интенсивности на основе (3), (4) удобно проводить, изменяя $Y_+(0)$ как линейно нарастающий неотрицательный параметр. Кривые рисунка 1 изображают зависимости интенсивности на шкале α -параметра накачки $K_0 L$ нормированного по отношению к некоторым начальным значениям. Эти начальные значения отвечают пороговому уровню $K_0 L$, отмеченному кривой 1 на каждом из рисунков. В общем случае, однако, достаточно типичными оказываются кривые, описывающие однозначную, хотя и существенно нелинейную, связь выходной интенсивности и мощности накачки.

Для иллюстрации выбраны сочетания параметров лазерно-оптической системы, которые соответствуют аномальному ходу зависимостей, выражающему их гистерезисное свойство. Приводимым зависимостям характерны участки с большой крутизной, где незначительному изменению накачки соответствует резкое изменение интенсивности излучаемого поля Y . Изменение параметров в схеме, например, отражения r в резонаторе (рис. 1, б), может привести к качественной деформации кривых. На характеристике возникает S-образный изгиб, т.е.

зависимость $Y(\alpha)$ на некотором отрезке становится неоднозначной. Характеристика, таким образом, проявляет бистабильность – одному значению мощности накачки соответствует два значения выходной интенсивности. Переключение зависимости с одной ветви $Y(\alpha)$ на другую возможно при изменении уровня накачки от достигнутого в окрестности точек поворота на гистерезисных кривых. В реальном устройстве такая особенность характеристики выходной мощности должна означать резкое, практически скачкообразное нарастание интенсивности излучаемого светового поля при увеличении мощности накачки. Снижение накачки в окрестности скачка не приводит к столь же резкому уменьшению излучаемой мощности, бросок “вниз” на кривых $Y(\alpha)$ оказывается возможным при меньшем уровне накачки. Расстояние между точками поворота характеристики (ширину петли гистерезиса) можно регулировать, изменяя уровень обратной связи или ненасыщенного поглощения в пленке модулятора.

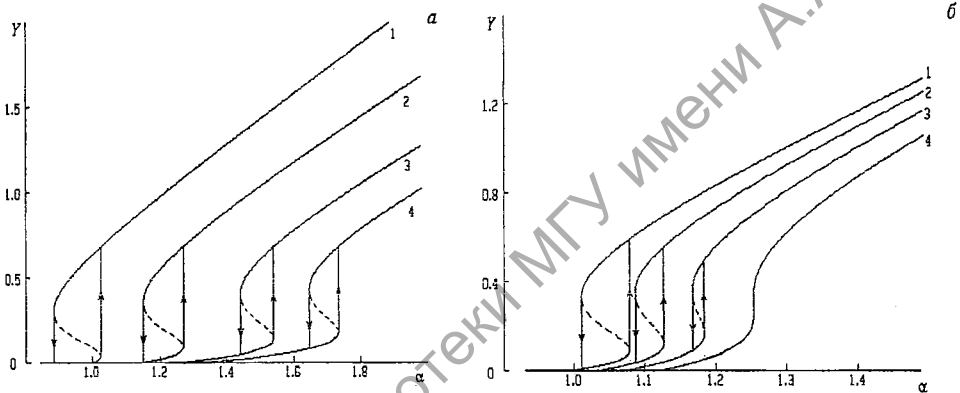


Рис. 1. Зависимость нормированной интенсивности излучаемого поля от параметра накачки для различных значений показателя поглощения модулирующего элемента (а) и коэффициента отражения выходного зеркала (б):

$\kappa = 4.0(1), 5.5(2), 7.0(3), 8.0(4), r = 0.53, \sigma = 25, \beta = 0.1, \Delta = -0.7$ (а);
 $r = 0.56(1), 0.50(2), 0.48(3), 0.35(4), \kappa = 4.0, \beta = 0.06, \sigma = 20, \Delta = -1.0$ (б)

Заключение. Результаты многократных расчетов характеристик выходной мощности на основе (3), (4) позволили предсказать, что в реальном лазерном устройстве гистерезисное поведение мощности излучаемого поля в зависимости от накачки возможно при условии значительного различия (более чем на порядок) сечений резонансного перехода в средах усиливающего элемента и тонкослойного модулятора. Важным фактором проявления гистерезиса оказывается также резонансная нелинейная рефракция в среде планарного слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гиббс Х. Оптическая бистабильность: Управление светом с помощью света. – М.: Мир, 1988. – 520 с.
2. Юревич В.А. Бистабильность пропускания тонкого слоя вещества с квазирезонансными компонентами поляризуемости // Журнал прикладной спектроскопии. – 1999. – Т. 66. – № 5. – С. 661-665.
3. Хаджи П.И., Гайван С.Л. // Квант. электрон. – 1996. – Т. 23. – № 7. – С. 837-840; там же, 1997. Т. 24. – № 5. – С. 546-550.
4. Глазунова Е.В., Юревич В.А. Спектры пропускания слоя активных атомов при неоднородном уширении // Журнал прикладной спектроскопии. – 2005. – Т. 72. – № 1. – С. 136-139.

5. *Полойко И.Г., Калашников В.Д., Михайлов В.П.* Пассивные затворы для фемтосекундных лазеров на основе нелинейного интерферометра с полупроводниковым поглотителем // Квант. электрон. – 1999. – Т. 27. – № 1. – С. 134-138.
6. *Yurevich V.A.* On the possibility of regular self-induced pulsations in injection laser radiation // Technical Physics Letters. – 2002. – Vol. 28. – No. 4. – P. 266-269.
7. Методы расчета ОКГ / Под ред. Б.И. Степанова. – Т. 1. – Мн.: Наука і тэхніка, 1966. – 484 с.

SUMMARY

The property of an optical bistability of the average output power characteristic of radiation of lasers with cavities including the nonlinear thin-film element on the basis of the semiconductor as the passive Q-switcher is analysed. Calculating model parameters correspond to the characteristics of real laser devices.