

КОРОТКИЙ He—Ne ЛАЗЕР с $\lambda=3.39$ мкм В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б. А. Антипов, П. Д. Пырскова и В. А. Сапожникова

Проведено исследование влияния поперечного магнитного поля напряженностью 0—3000 Э на выходную интенсивность короткого одномодового лазера с длиной волны 3.39 мкм. Эксперимент проводился в условиях непрерывной подстройки длины резонатора на центральную частоту одной из смещаемых магнитным полем зеемановских компонент. Был отмечен ряд особенностей поведения лазера в поперечном магнитном поле при изменении диаметра трубки, добротности резонатора и способа возбуждения разряда.

Настоящая работа проводилась в плане выяснения возможностей использования газовых лазеров, перестраиваемых по частоте магнитным полем, для решения задач спектроскопии высокого разрешения. Использование лазера в качестве источника дает возможность получать разрешение не хуже 0.005 см^{-1} при непрерывной подстройке длины резонатора.

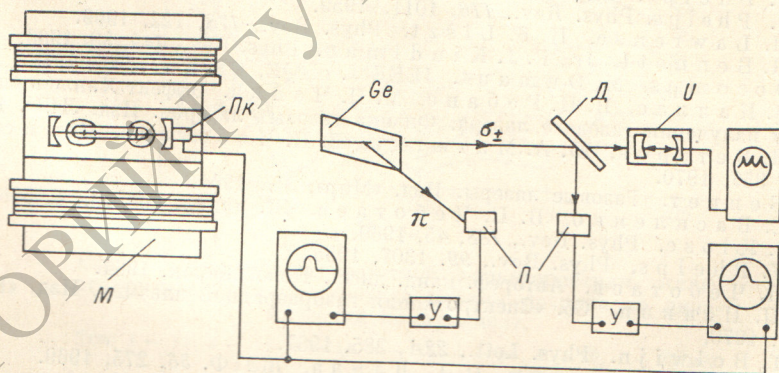


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

на центральную частоту одной из смещаемых магнитным полем зеемановских компонент. В этих условиях представлялось интересным выяснить влияние поперечного магнитного поля напряженностью до 3000 Э на выходную интенсивность короткого ($c/2L > \Delta \omega_0$) одномодового лазера с $\lambda=3.39$ мкм. Условия эксперимента позволили отметить ряд особенностей поведения лазера в поперечном магнитном поле при изменении диаметров трубок ($1 \div 5$ мм), добротности резонатора и способа возбуждения разряда в дополнение к результатам работ, выполненных ранее для многомодовых лазеров [1-3].

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Исследуемый лазер помещался в зазор электромагнита (М) шириной 60 мм и площадью $260 \times 50 \text{ мм}^2$, при этом поле по всей длине использованных разрядных трубок можно считать однородным. В работе использовались трубки с холодным катодом с диаметрами 1, 3 и 5 мм и длиной разрядного промежутка 90—200 мм. Заполнение трубок производилось смесью He—Ne

в соотношении 5 : 1 таким образом, чтобы $pd=3$ тор·мм. Возбуждение разряда в трубках осуществлялось постоянным током или током высокой частоты. При измерениях зависимости выходной интенсивности лазера от напряженности магнитного поля H ток накачки поддерживался постоянным, т. е. мощность накачки с увеличением H возрастала. Коэффициенты отражения зеркал ($R=5$ м) лазера равнялись 99 и 60%. Для ослабления генерации π -компоненты использовались трубки с Брюстеровскими окнами, расположенные так, что пропускание окон Брюстера было максимальным для излучения с поляризацией σ_{\pm} . Дополнительное разделение компонент π и σ_{\pm} осуществлялось германиевым поляризатором (Ge). Приемниками излучения для π - и σ_{\pm} -компонент служили селенисто-свинцовые фотосопротивления, сигнал с которых подавался на усилители Y и вертикальные пластины осциллографов. Изменение длины резонатора производилось пьезокерамикой $Пк$. Напряжение, подаваемое на пьезокерамику, одновременно подавалось на горизонтальную развертку осциллографа так, что можно было визуально настраиваться на центр атомной линии каждой компоненты (максимум излучения лазера). Анализ частотного спектра генерации осуществлялся сканирующим интерферометром Фабри—Перо с базой 25 см и разрешением 30 МГц.

Первое исследование зависимости выходной интенсивности лазера от H при непрерывной подстройке длины резонатора на центральную частоту σ_{+} -компоненты проводилось с трубкой диаметром 1 мм (длина резонатора $L=180$ мм; длина разрядного промежутка 90 мм; $0.1 \text{ А} \sim 59 \text{ Э} \sim \sim 100 \text{ МГц}$). Результаты измерений приведены на рис. 2, *a* (сплошная кривая), штриховой кривой представлено изменение интенсивности неподвижной π -компоненты. Ход кривых рис. 2, *a* можно объяснить следующим образом. Изменение длины резонатора при настройке на центральную частоту смещаемой магнитным полем σ_{+} -компоненты приводит к смещению собственных частот резонатора. В результате этого при напряженностях магнитного поля, смещающих σ_{+} -компоненту относительно неподвижной π -компоненты на интервал, кратный половине интервала между собственными частотами резонатора, т. е. на интервал $\pi c/4L$, создаются условия резонанса также для σ_{-} -компоненты (n — нечетно) или для π - и σ_{-} -компонент вместе (n — четно). При длине резонатора $L=18$ см смещение σ_{+} -компоненты на интервал $c/4L$, равный 420 МГц, происходит при изменении тока в нашем соленоиде на 0.42 А. В результате, при токах 0.42 А, 3×0.42 А и 5×0.42 А приемник в канале регистрации σ -компонент фиксирует суммарную интенсивность σ_{+} и σ_{-} -компонент (максимумы на сплошной кривой рис. 2, *a*).

При токах соленоида 2×0.42 А и 4×0.42 А (условия резонанса для всех трех компонент) наблюдается сильное уменьшение суммарной интенсивности σ_{\pm} -компонент, вызванное возникновением генерации π -компоненты (минимумы сплошной кривой рис. 2, *a*).

Влияние π -компоненты можно значительно уменьшить, повысив коэффициенты отражения зеркал резонатора. В этом случае для σ -компонент происходит более сильное возрастание добротности, чем для π -компоненты, при наличии Брюстеровских окон с указанной выше ориентацией [4]. Это приводит к уменьшению или полному исчезновению генерации π -компоненты.

На рис. 2, *b* представлены результаты измерений после замены диэлектрического зеркала резонатора с коэффициентом отражения 60% на зеркало с коэффициентом отражения 88% (кривая 1). При токах соленоида кратных 0.42 А приемник фиксирует суммарную интенсивность σ_{\pm} -компонент (максимумы на кривой 1), генерации π -компоненты при этом не наблюдается. Вклад каждой σ -компоненты в общую интенсивность в этих условиях можно выяснить из рис. 3. На рис. 3, *a* приводится осциллограмма, показывающая зависимость выходной интенсивности лазера от изменения длины резонатора, когда центральные частоты компонент σ_{\pm} сдвинуты магнитным полем на величину, кратную $c/4L$, и приемник фиксирует суммарную интенсивность излучения σ_{\pm} -компонент. На

рис. 3, *a'* приводится осциллограмма частотного спектра генерации, снятая с помощью сканирующего интерферометра Фабри—Перо, когда длина резонатора лазера подстраивалась на частоты генерации, отмеченные стрелками. Разрешение сканирующего интерферометра позволяло фиксировать

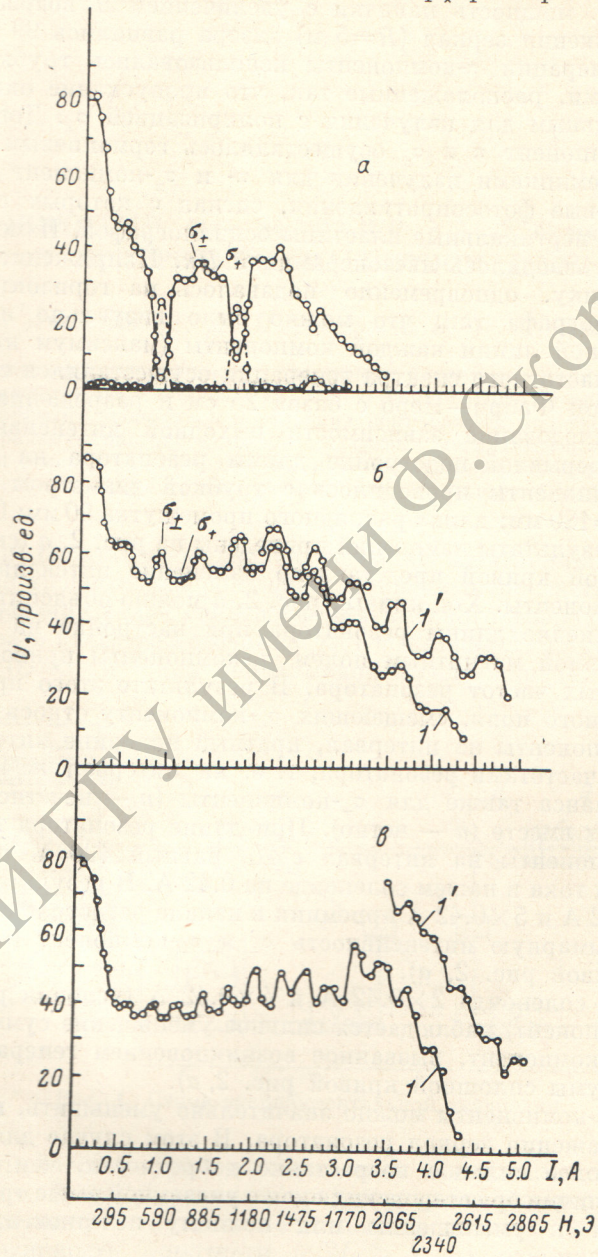


Рис. 2. Зависимость выходной интенсивности лазера от I при подстройке длины резонатора на центральную частоту σ_+ -компоненты.

сировать генерацию на двух длинах волн, принадлежащих двум зеемановским компонентам (с разными порядками интерференции). Из рис. 3, *a'* видно, что двухчастотный режим сохраняется во всей области генерации и по интенсивности обе компоненты равноценны: $U_{\sigma_+} = U_{\sigma_-}$. Следующая осциллограмма (рис. 3, *б*) сделана в условиях, когда магнитным полем зеемановские компоненты сдвинуты так, что можно, изменяя длину резонатора, последовательно прописать контур каждой компоненты. Настройка

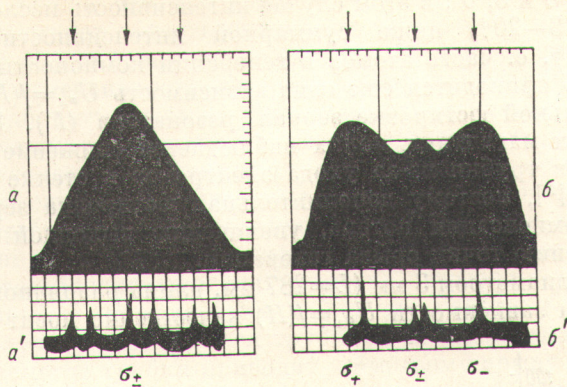


Рис. 3. Осциллограммы зависимости выходной интенсивности лазера от изменения длины резонатора (a, b) и интерферограммы спектров генерации (a', b') при $N_1=1032 \text{ Э}$ (a, a') и $N_2=1121 \text{ Э}$ (b, b').

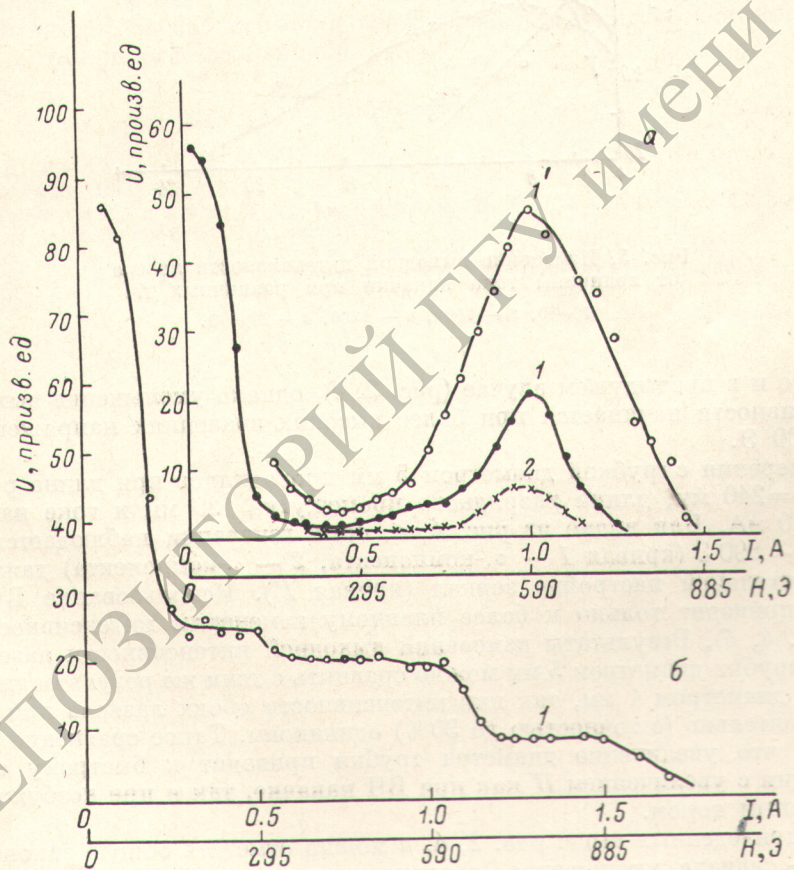


Рис. 4. Зависимость выходной интенсивности лазера для трубки диаметром 5 мм при накачке постоянным током (a) и ВЧ накачке (b).

на максимальную интенсивность компонент σ_+ (или σ_-) дает возможность получить одночастотный режим генерации (рис. 3, б'). Как видно из рис. 2, б и 3, б', в этом случае интенсивность исследуемой компоненты σ_+ на 13—20% ниже суммарной интенсивности σ_{\pm} -компонент (рис. 3, а, а'), т. е. часть атомов в генерации компоненты не участвует.

На рис. 2, б приводится еще одна зависимость $U_{\sigma_{\pm}}=f(H)$, полученная при дополнительной юстировке зеркал резонатора (I'). В скрещенных электрических и магнитных полях наблюдается снижение коэффициента усиления по оси трубки из-за ухода электронов к стенке под действием силы Лоренца [2], поэтому дополнительная юстировка зеркал приводит к частичной компенсации потерь, увеличению выходной интенсивности лазера и отдалению точки срыва генерации.

Для трубки диаметром 3 мм ($L=287$ мм, длина разрядного промежутка 200 мм) картина зависимости $U_{\sigma_{\pm}}=f(H)$ качественно носит тот же харак-

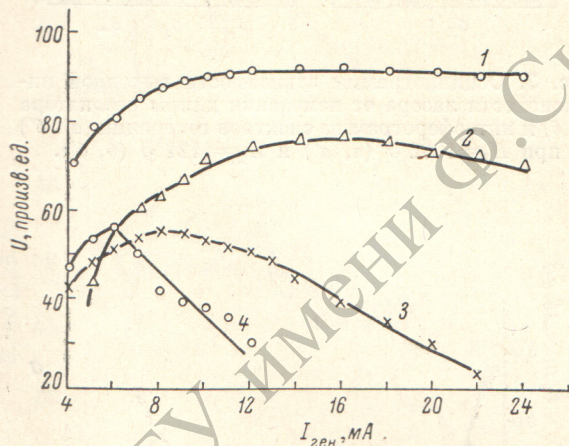


Рис. 5. Изменение выходной интенсивности лазера от величины тока накачки при различных H .
1 — 0, 2 — 1000, 3 — 1360, 4 — 2000 Э.

тер, что и в предыдущем случае (рис. 2, в), однако уменьшение выходной интенсивности начинается при более высоких значениях напряженности $H \sim 2000$ Э.

Измерения с трубкой диаметром 5 мм проводились при длине резонатора $L=240$ мм, длина разрядного промежутка 120 мм и токе накачки $I_{ген.} = 20$ мА. Как видно из рис. 4, а, срыв генерации наблюдается уже при $H \sim 890$ Э (кривая 1 — σ_+ -компонента, 2 — π -компонента) даже при дополнительной настройке зеркал (кривая 1'). Использование ВЧ накачки приводит только к более плавному изменению интенсивности от H (рис. 4, б). Результаты измерений выходной интенсивности лазера от H для трубки диаметром 5 мм можно сравнить с теми же результатами для трубки диаметром 1 мм, так как интенсивности обоих лазеров при $H=0$ приблизительно (с точностью до 30%) одинаковы. Такое сравнение показывает, что увеличение диаметра трубки приводит к быстрому срыву генерации с увеличением H как при ВЧ накачке, так и при возбуждении постоянным током.

На приведенных выше рис. 2, 4, а можно отметить общую закономерность — сначала уменьшение, а затем увеличение общей выходной интенсивности лазера с ростом напряженности магнитного поля. Для лазера с трубкой диаметром 1 мм увеличение интенсивности происходит до $I_{сол.} 2.3$ А; для лазера с трубкой 3 мм — до $\sim I_{сол.} 3.3$ А и т. д. Увеличение интенсивности объясняется, по-видимому, наступлением оптимального режима генерации в отпаянных трубках для выбранного тока накачки, который поддерживался в эксперименте постоянным. Было проведено

исследование интенсивности исследуемой компоненты от тока накачки при $H=0.1000, 1360$ и 2000 Э для трубки диаметром 3 мм (рис. 5). Из этого рисунка видно, что для каждой величины напряженности магнитного поля существует область оптимального режима, которая смещается с увеличением H в сторону меньших $I_{\text{ген.}}$. Таким образом, для увеличения выходной интенсивности лазера в полях до 3000 Э необходимо для каждого H подбирать оптимальную мощность накачки.

Из проведенного эксперимента можно сделать следующие выводы.

1. Используемая методика подстройки длины резонатора на максимум одной из смещаемых магнитным полем σ_{\pm} -компонент дает возможность произвести перестройку частоты коротких He—Ne лазеров с $\lambda=3.39$ мкм приблизительно на 0.3 см^{-1} при диаметре газоразрядных трубок $1-3$ мм.

2. При изготовлении коротких лазеров, имеющих оптимальные (по выходной мощности) давления He и Ne, для работы в поперечном магнитном поле лучше пользоваться трубками меньших диаметров, так как увеличение диаметра трубки приводит к быстрому срыву генерации с увеличением H как при ВЧ накачке, так и при возбуждении постоянным током.

3. Выходная интенсивность исследуемой σ_{\pm} -компоненты зависит от добротности резонатора; при низкой добротности создаются условия для генерации неподвижной π -компоненты, в результате чего уменьшается интенсивность σ_{\pm} -компонент.

4. Для увеличения выходной интенсивности лазера при увеличении напряженности магнитного поля необходимо для каждого значения подбирать оптимальный ток накачки.

Литература

- [1] Д. К. Терехин, С. А. Фридрихов, Г. Г. Антонов. Опт. и спектр., *34*, 653, 1969.
- [2] С. А. Фридрихов, Д. К. Терехин, Г. М. Лапшин, Э. Г. Пестов. Ж. прикл. спектр., *10*, 38, 1969.
- [3] Д. К. Терехин, С. А. Фридрихов. ЖТФ, *39*, 1919, 1969.
- [4] В. М. Кулыбин, Б. С. Ринкевичус. Изв. вузов, физика, № 10, 130, 1968.

Поступило в Редакцию 13 февраля 1974 г.