

ВЫСТРАИВАНИЕ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ ПОЛЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРА

А. П. Войтович и А. П. Шкадаревич

Показано, что основное влияние на рост мощности W генерации в He—Ne лазере при наложении слабого продольного магнитного поля H оказывает разрушение магнитным полем выстраивания атомных состояний, вызываемого лазерным излучением. Раздвижение провалов в распределении возбужденных атомов по скоростям играет при этом незначительную роль. Для усиления влияния раздвижения провалов на зависимость $W(H)$ предложено использовать нелинейные эффекты типа конкуренции переходов. Экспериментально показано в лазере с изотропным по поляризации резонатором, где отсутствует выстраивание, влияние раздвижения провалов на вид зависимости $W(H)$. Выстраивание оказывает решающее влияние на поляризацию излучения и в лазере с нелинейно поглощающей ячейкой и изотропным по поляризации резонатором приводит к тому, что излучение на всех модах поляризовано одинаково (в отличие от лазера без поглощающей ячейки).

1. Исследования, проведенные в последнее время, показали, что выстраивание атомных состояний в газовом разряде — довольно распространенное явление [1]. Воздействие на атомную систему поляризованного лазерного излучения — одна из причин, приводящих к выстраиванию. Излучение обычного газового лазера с разрядной трубкой, герметизированной окнами, расположенными под углом Брюстера к оси резонатора, поляризовано линейно. В процессе вынужденного испускания при определенном типе перехода такое излучение выстраивает атомные состояния активной среды в соответствии с принципом спектроскопической стабильности Гейзенберга [2]. Естественно встает вопрос о влиянии выстраивания на параметры генерируемого излучения, в первую очередь на мощность и поляризацию излучения.

В работе [3] теоретически показано, что в результате разрушения продольным магнитным полем выстраивания, создаваемого лазерным излучением, появляется зависимость заселенности уровней от напряженности H магнитного поля. Поэтому вопрос о влиянии продольного магнитного поля, накладываемого на активную среду лазера, на мощность W генерации прямо связан с вопросом о влиянии выстраивания. Вторая причина влияния магнитного поля на мощность генерации связана [4–7] с раздвижением провалов Беннета [8], выжигаемых световым полем в распределении атомов по скоростям. Поскольку обе причины приводят к одинаковому виду зависимости $W(H)$, то обычное сравнение экспериментальных результатов с полученной теоретически зависимостью [5] не позволяет определить степень влияния каждой из причин. В принципе, можно поставить специальные эксперименты, чтобы разделить влияние обеих причин. В литературе сведения о таких экспериментах отсутствуют, хотя исследованиям влияния магнитного поля на мощность генерации посвящено большое количество работ.

Для He—Ne лазеров с брьюстеровскими окнами получен рост мощности генерации при наложении на активную среду слабого продольного магнитного поля [6]. Этот рост объясняется [6] увеличением числа провалов

в контуре усиления. В [9] такой ход зависимости $W(H)$ связывается с уменьшением параметра насыщения при переходе от генерации на π -компонентах к генерации на σ -компонентах. В лазере с почти изотропным по поляризации резонатором зависимость $W(H)$ в слабом магнитном поле ($H \sim 20 \div 30$ э) изучалась при различных режимах работы. В многочастотном лазере минимум в зависимости $W(H)$ при $H=0$ отсутствует [10]. Сведения, имеющиеся в литературе относительно одночастотного лазера, противоречивы. В работах [10, 11] наблюдался минимум мощности при $H=0$ в таком лазере, в работе же [12] утверждается, что в одночастотном режиме рост мощности при малых H отсутствует.

Таким образом, противоречия в экспериментальных данных и отсутствие ясности в причинах зависимости $W(H)$ при малых H делают актуальным исследование этого вопроса.

В настоящей работе выясняется степень влияния двух причин: выстраивания и раздвижения провалов — на зависимость мощности генерации от магнитного поля. Рассматривается также влияние выстраивания атомных состояний на поляризацию многомодового излучения в лазере с почти изотропным по поляризации резонатором.

2. Исследования проводились на He—Ne лазере. Разрядная трубка лазера с внутренним диаметром 3.2 мм и длиной активного промежутка $l=65$ см, наполняемая смесью He³ и неона с естественным содержанием изотопов, помещалась в резонатор длиной $L=100$ см. Продольное магнитное поле создавалось соленоидом, однородность поля по длине активного промежутка составляла примерно 5%. Трубка герметизировалась окнами, расположенными относительно оси резонатора под углами, соответствующими интерференционным максимумам [13, 14]. Это позволяло получать почти изотропную по поляризации суммарную интенсивность излучения. При необходимости для создания анизотропии в резонатор вносилась пластинка под углом Брюстера, при этом генерируемое излучение было поляризовано линейно. Используемая установка позволяла получать генерацию на длинах волн $\lambda=1.080$ (переход $2s_3-2p_7$, в обозначениях Пашена, $J=0 \rightarrow J=1$), 1.152 ($2s_2-2p_4$, $J=1 \rightarrow J=2$) и 1.198 мкм ($2s_3-2p_2$, $J=0 \rightarrow J=4$). Генерация на конкурирующих переходах с $\lambda=1.080$ и 1.198 мкм, имеющих общий верхний уровень, могла быть получена как раздельно, так и одновременно. При этом всегда существовала генерация с $\lambda=1.15$ мкм, которая, однако, не связана общими уровнями с линиями $\lambda=1.08$ и 1.198 мкм. Регулирование отношения интенсивностей и подавление генерации на переходах осуществлялось изменением угла наклона окон трубки [13, 15]. В лазере с изотропным резонатором излучение на соседних модах было поляризовано линейно и взаимно ортогонально [16], а при увеличении превышения усиления над потерями каждая мода расщеплялась на две линейно и взаимно ортогонально поляризованные моды.

3. Если основной причиной увеличения мощности генерации при наложении слабого продольного магнитного поля является раздвижение провалов, то рост мощности должен быть одинаков в лазере с изотропным и анизотропным резонатором при прочих равных условиях. Поэтому было проведено измерение роста ΔW мощности для переходов с указанными выше длинами волн в зависимости от магнитного поля в лазере с изотропным и анизотропным резонатором при одинаковых рабочей смеси, токе

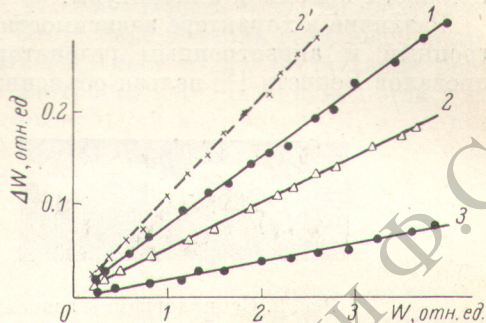


Рис. 1. Зависимость роста мощности ΔW в продольном магнитном поле от мощности генерации W для $\lambda=1.152$ (сплошные линии) и 1.198 мкм (штриховые) при давлениях смеси (мм рт. ст.): 1.5 (1), 2.5 (2, 2'), 4 (3).

разряда и мощности генерации при $H=0$. На рис. 1 показана зависимость ΔW от мощности генерации $W(H=0)$ для лазера с пластинкой под углом Брюстера в резонаторе. По существу эта зависимость аналогична зависимости ΔW от плотности световой энергии в резонаторе, поскольку выходящая мощность генерации пропорциональна плотности светового поля. В этой связи мощность генерации измерялась в относительных единицах, одинаковых для всех длин волн генерации, и учитывались коэффициенты пропускания зеркал для различных длин волн. Зависимость $\Delta W(W)$ для $\lambda=1.08$ мкм совпадает с зависимостью для $\lambda=1.198$ мкм. При измерениях напряженность магнитного поля увеличивалась до тех пор, пока не прекращался рост мощности. В лазере с изотропным резонатором при этих условиях не наблюдалось никакого роста мощности в пределах чувствительности приемной аппаратуры.

Различие в характере зависимости $W(H)$ при малых H в лазере с изотропным и анизотропным резонатором показывает, что раздвижением провалов Беннета [8] нельзя объяснить эту зависимость. Причиной роста



Рис. 2. Осциллограммы зависимости $W(H)$ для одночастотного лазера с пластинкой Брюстера в резонаторе (а) и с почти изотропным резонатором (б).

мощности в лазере с пластинкой Брюстера в резонаторе может служить разрушение магнитным полем выстраивания атомных состояний, вызываемое лазерным излучением. В лазере же с изотропным резонатором, где излучение на различных модах поляризовано линейно и взаимно ортогонально, выстраивание отсутствует. Это ведет к отсутствию заметного роста мощности в таком лазере при наложении магнитного поля. Ход зависимостей $\Delta W(W)$ на рис. 1 хорошо согласуется с представлениями [1, 3] о разрушении выстраивания. Согласно этим представлениям, рост ΔW должен быть больше для переходов $J=0 \rightarrow J=1$ ($\lambda=1.198$ мкм) по сравнению с переходом $J=1 \rightarrow J=2$ ($\lambda=1.15$ мкм), а наклон зависимости $\Delta W(W)$ должен уменьшаться с ростом давления рабочей смеси, что имеет место в действительности (рис. 1). Поскольку при используемых давлениях неона пленение резонансного излучения с уровней $2s$ на основной уровень полное, то изменение наклона зависимости $\Delta W(W)$ с изменением давления в принципе позволяет рассчитывать поперечные сечения деполаризующих столкновений [17].

Отметим, что изменение наклона зависимости $\Delta W(W)$ с ростом давления (рис. 1) при некоторых условиях (сильное перекрытие провалов Беннета при $H=0$) может быть объяснено увеличением числа провалов при наложении на активную среду магнитного поля. Однако увеличением числа провалов невозможно объяснить в два раза больший рост мощности для переходов с $\lambda=1.08$ и 1.198 мкм по сравнению с переходом $\lambda=1.15$ мкм. О невозможности объяснения роста мощности в слабых магнитных полях с помощью раздвижения провалов свидетельствует также сравнение минимумов в зависимости $W(H)$ при $H=0$ и значениях H , соответствующих расщеплениям, кратным межмодовому расстоянию [18, 19].

Если представление о разрушении выстраивания, как о причине роста мощности при малых H , верно, то рост мощности должен наблюдаться также и для лазера с изотропным резонатором, генерирующего одну частоту с линейной поляризацией. Одночастотный режим генерации с линейной поляризацией был получен нами на переходе с $\lambda=1.15$ мкм с помощью селектора с тонкой поглощающей пленкой [20]. На рис. 2 приведены осциллограммы зависимости $W(H)$ для одночастотного лазера с пла-

стинкой Брюстера в резонаторе и без такой пластинки при одинаковой мощности $W(H=0)$. Очевиден более быстрый и больший рост мощности в случае лазера с изотропным резонатором.

Резкий рост мощности на рис. 2, б соответствует переходу от генерации с линейной поляризацией к генерации с круговой поляризацией. В лазере же с пластинкой Брюстера при используемых напряженностях H генерируемое излучение оставалось линейно поляризованным. В обоих случаях выстраивание разрушается магнитным полем, но в случае перехода к круговой поляризации разрушение выстраивания происходит быстрее и более эффективно (вывод, сделанный в [12], об отсутствии роста мощности в одночастотном режиме генерации следует признать некорректным). Различие в ширинах минимумов для случаев, представленных на рис. 2, а и б, свидетельствует о том, что зависимость $W(H)$ не может быть объяснена раздвижением провалов. Отсутствие влияния раздвижения провалов при этих экспериментах подтверждалось также отсутствием роста мощности при малых H в лазере с изотропным резонатором, когда генерируют две частоты с линейной ортогональной поляризацией, а поляризационная индикатриса излучения близка к круговой. Этот режим генерации получался только за счет изменения положения собственных частот резонатора относительно контура усиления. Переход к двухчастотному режиму генерации сопровождался скачком мощности до уровня, равного примерно мощности в одночастотном режиме при наличии магнитного поля. По существу разрешение выстраивания оказывает одинаковое влияние на мощность независимо от того, каким способом оно вызывается: магнитным полем или добавлением ортогональной линейной поляризации. В этой связи отметим, что мощность многочастотной генерации в лазере с изотропным резонатором при прочих равных условиях должна быть больше, чем в лазере с окнами Брюстера, на величину, равную приросту мощности ΔW в магнитном поле.

4. Как свидетельствуют вышеприведенные данные, за рост мощности генерации He—Ne лазеров в слабых магнитных полях ответственно разрушение выстраивания. Отсутствие заметного влияния раздвижения провалов [8], выжигаемых световым полем в распределении возбужденных атомов по скоростям, свидетельствует о насыщении контура усиления, близком к квазиоднородному. Однако очевидно, что контуры усиления изучаемых переходов He—Ne лазера уширены неоднородно. (Подтверждением этому являются, в частности, частотные характеристики излучения газовых лазеров). Естественно ожидать, что раздвижение провалов при наложении магнитного поля также должно сказываться на зависимости $W(H)$, хотя его роль мала по сравнению с разрушением выстраивания. Усилить влияние этой причины можно в принципе за счет нелинейных эффектов типа конкуренции [21]. Для усиления влияния раздвижения провалов на зависимость $W(H)$ была использована конкуренция переходов с $\lambda=1.08$ и 1.498 мкм, имеющих общий верхний уровень, в многочастотном лазере с изотропным резонатором, где отсутствует выстраивание. Переходы с этими длинами волн имеют различные множители Ланде ($g_{2p_2} = 1.84$ и $g_{2p_1} = 0.669$ [22]), и конкуренция между ними, возникающая за счет различной скорости раздвижения провалов в магнитных полях, должна приводить к росту мощности генерации на переходе с меньшим множителем Ланде и подавлению генерации на переходе с большим множителем Ланде и подавлению генерации на переходе с меньшим g . На рис. 3 приведены осциллограмма зависимости $W_{1.08}$ (нижняя кривая) и $W_{1.498}$ (верхняя кривая) от магнитного поля, которое изменялось синусоидально. В области малых H наблюдается рост мощности для $\lambda=1.498$ мкм и падение для $\lambda=1.08$ мкм в полном соответствии с ожидавшимся результатом. Подчеркнем, что в отсутствие конкуренции на обоих переходах, генерирующих отдельно, но с теми же мощностями, что и в режиме конкуренции, никаких изменений в зависимости $W(H)$ при малых H не наблюдается. Таким образом, хотя провалы в распределении атомов по скоростям обычно слабо влияют на зависимость $W(H)$, однако их роль велика в различных типах конкуренций: конкуренция переходов, селекция частот и т. д.

5. Если принимать во внимание выстраивание состояний, производимое лазерным излучением, тогда понятно, почему в многочастотном He—Ne лазере с изотропным резонатором излучение на соседних модах обычно поляризовано взаимноортогонально [16]. Поскольку выстраивание приводит к неоднородному насыщению по поляризациям, то генерация с ортогонально поляризованными модами, когда выстраивание отсутствует, энергетически более выгодна. Конечно, в реальном случае выстраивание всегда конкурирует с анизотропией пассивного резонатора. Однако наличие ортогонально поляризованных мод [16] указывает на большую роль выстраивания, даже при значительных расстояниях между соседними модами.

В этой связи интересным представляется изучение поляризации генерируемого излучения в лазере с нелинейно поглощающей ячейкой и изотропным резонатором. Следует ожидать, что в таком лазере, где поглощающая среда оказывает большое влияние на взаимодействие частот, все частоты за счет выстраивания должны быть поляризованы одинаковым образом. Такой режим работы будет энергетически более выгоден, чем генерация с ортогонально поляризованными соседними модами. При одинаковой поляризации каждая из генерируемых частот максимальным образом просветляет поглощающую среду для соседней частоты и наличие выстраивания ведет к увеличению мощности.

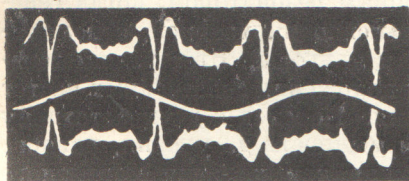


Рис. 3. Оциллограммы зависимости $W(H)$ для переходов с $\lambda=1.198$ (верхняя кривая) и 1.08 мкм (нижняя кривая) в режиме конкуренции переходов.

Для проверки этих предположений был создан He—Ne лазер ($\lambda=1.15$ мкм) с неоновой поглощающей ячейкой и почти изотропным по поляризации резонатором. В отсутствие поглощения в этом лазере генерировало десять продольных мод и соседние моды имели взаимно ортогональную линейную поляризацию. Суммарное излучение имело практически круговую поляризационную индикатрису излучения.

При введении поглощения получался режим работы, при котором генерируют три разреженные моды с расстоянием между ними $2c/2nL$ (c — скорость света, nL — оптическая длина резонатора). Все три частоты имели линейную поляризацию. При перемещении одного из зеркал резонатора с помощью пьезокерамики на расстояние примерно $\lambda/2$ скачком появлялись новые три моды, смещенные на $c/2nL$ относительно исчезнувших. Поляризация всех трех мод снова была линейной и одинаковой, но с азимутом поляризации, повернутым на 90° по отношению к поляризации ранее существовавших мод. Таким образом, в лазере с поглощающей ячейкой определяющее влияние на поляризацию излучения оказывает выстраивание атомных состояний в поглощающей среде.

В заключение отметим, что некоторые из выводов данной работы могут быть применены к лазерам другого типа. Например, следует ожидать падения мощности генерации лазера на красителе при переходе без изменения добротности от изотропного по поляризациям резонатора к анизотропному. Необходимыми условиями для наблюдения такого падения являются достаточные изотропность накачки и вязкость растворителя.

Выражаем глубокую признательность Н. А. Борисевичу за ценные советы в процессе выполнения работы, Н. И. Калитеевскому и М. П. Чайка за обсуждение работы, Ю. В. Троицкому за предоставление селекторов.

Литература

- [1] М. П. Чайка. Автореф. докт. дисс., Л., 1971.
- [2] А. Митчелл, М. Земанский. Резонансное излучение и возбужденные состояния атомов. ОНТИ, 1937.
- [3] В. Н. Ребане. *Опт. и спектр.*, 21, 661, 1966.

- [4] М. И. Дьяконов. ЖЭТФ, 49, 1169, 1965.
- [5] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 50, 448, 1966; Опт. и спектр., 20, 472, 1966.
- [6] М. И. Дьяконов, С. А. Фридрихов. Усп. физ. наук, 90, 565, 1966.
- [7] M. Sargent, W. E. Lamb, Jr, R. L. Fork. Phys. Rev., 164, 436, 450, 1967.
- [8] W. R. Bennett. Jr. Phys. Rev., 126, A580, 1962.
- [9] В. Норм. Z. Angew. Phys., 24, 112, 1968.
- [10] Д. К. Терехин. Автореф. канд. дисс., Л., 1971; С. А. Фридрихов, Д. К. Терехин, Е. Ю. Андреева. ЖТФ, 38, 1101, 1968.
- [11] G. Durand. IEEE Journ. Quant. Electr., QE-2, 448, 1966.
- [12] В. В. Грузинский, Л. К. Страцкевич. Ж. прикл. спектр., 14, 804, 1971.
- [13] Ю. В. Коломников, Ю. В. Троицкий, В. П. Чеботаев. Радиот. и электр., 10, 370, 1965.
- [14] В. В. Грузинский. Ж. прикл. спектр., 8, 17, 1968.
- [15] Л. С. Василенко, В. П. Чеботаев. Опт. и спектр., 20, 915, 1966.
- [16] С. Л. Танг, Н. Статз. Phys. Rev., 128, 1013, 1962.
- [17] В. И. Перель, И. В. Рогова. ЖЭТФ, 61, 1814, 1971.
- [18] А. П. Войтович. Автореф. канд. дисс., Минск, 1968.
- [19] G. Hermann, A. Schermann. Phys. Lett., 24A, 606, 1967.
- [20] Ю. В. Троицкий, Н. Д. Голдина. Письма в ЖЭТФ, 7, 49, 1968.
- [21] А. П. Войтович, А. П. Шкадаревич. Ж. прикл. спектр., 20, № 4, 1974.
- [22] C. E. Moore. Atomic Energy Levels. Nat. Bur. Stand., Washington. 1, 1949; 2, 1952.

Поступило в Редакцию 4 февраля 1974 г.