

это свидетельствует, по-видимому, о конкуренции этой линии с другой, намного более коротковолновой. На рисунке приведена запись генерации лазера на $\lambda=0.1716$ м при перемещении одного из зеркал лазера.

Автор благодарит Б. В. Громова, Е. Н. Карякина, С. А. Зарубина за помощь в эксперименте.

Литература

- [1] А. Ф. Крупнов, В. А. Скворцов, Л. А. Синегубко. Изв. вузов, радиофизика, **11**, 778, 1968.
- [2] А. Ф. Крупнов, В. А. Скворцов, Л. А. Синегубко. Радиотехн. и электрон., **14**, 1345, 1969.
- [3] W. W. Muller, G. T. Fletcher. Appl. Phys. Lett., **8**, 217, 1966.

Поступило в Редакцию
1 октября 1969 г.

УДК 621.375.9 : 535

ДИФРАКЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЧАСТОТ В ЛАЗЕРЕ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 3.39 МКМ

А. Д. Валуев, С. А. Савранский,
А. Ф. Савушкин и Б. А. Шокин

Исследуется расщепление частот встречных волн, возникающее при внесении диафрагмы в резонатор лазера. Делается попытка связать наблюдаемое расщепление частот с нелинейной деформацией встречных волн.

Среди причин, вызывающих незначительные эффекты в неон-гелиевом лазере бегущей волны, работающем на длине волны 3.39 мкм, особое место занимает дифракция, что подтверждается приводимыми ниже экспериментальными результатами.

Установка представляла собой лазер, работающий в режиме генерации одной продольной моды, трехзеркальный резонатор которого имел периметр 80 см.

Вначале лазер юстировался таким образом, чтобы расщепление частот встречных волн отсутствовало. Мощность генерации при этом оказывалась максимальной.

Введение в резонатор диафрагм приводило к появлению расщепления частот $\Delta\nu$, которое было максимально, если диафрагма располагалась вблизи кюветы с активной средой. При удалении диафрагмы от кюветы (вдоль луча) $\Delta\nu$ монотонно убывало и в точке, приблизительно равноудаленной от концов кюветы, обращалось в нуль. Переход через эту точку сопровождался изменением знака $\Delta\nu$, а его величина вновь нарастала и достигала максимума, если диафрагма приближалась к другому концу кюветы.

Введение двух диафрагм симметрично с разных сторон активной среды приводило к компенсации дифракционных явлений.

С увеличением кривизны зеркал резонатора расщепление частот возрастает (рис. 1, а).

Перемещение диафрагмы перпендикулярно лучу (т. е. изменение дифракционных потерь) сопровождалось осцилляциями $\Delta\nu$, как показано на рис. 1, б. Характер этих осцилляций слабо зависел от того, с какой стороны луч лазера начинал дифрагмироваться, от типа диафрагмы (ножевая, присовая, игла и т. д., если только рассеяние на ее краях не приводило к сильной связи между встречными волнами), от изотопного состава неона в активной среде, длины периметра и т. д.

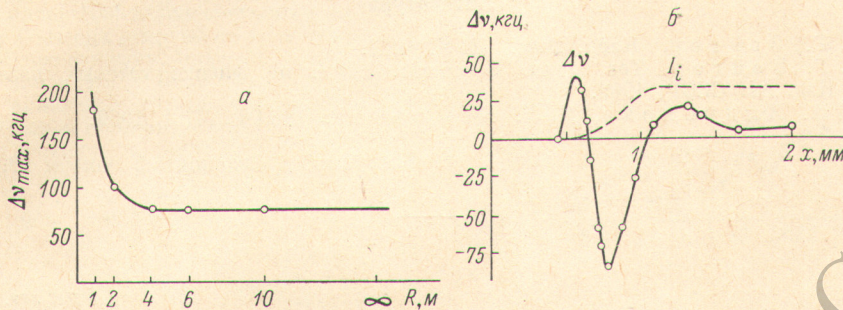


Рис. 1. Расщепление частот встречных волн.

а — зависимость от радиуса кривизны R зеркал резонатора, б — зависимость от глубины погружения x диафрагмы. I_i — относительная интенсивность одной из волн.

Зависимости расщепления частот, вызванного присутствием диафрагмы, от расстройки частоты генерации относительно максимума кривой усиления, отличааясь в деталях, имеют подобный характер для одно- и двухизотопных смесей неона в областях слабого взаимодействия встречных волн (рис. 2).

Для объяснения наблюдаемых явлений удобно предположить, что поле каждой из бегущих волн образуется из невозмущенной волны и дифракционного поля той же частоты, деформирующего первоначальное распределение поля. По мере удаления от диафрагмы дифракционное поле ослабевает и деформация уменьшается.

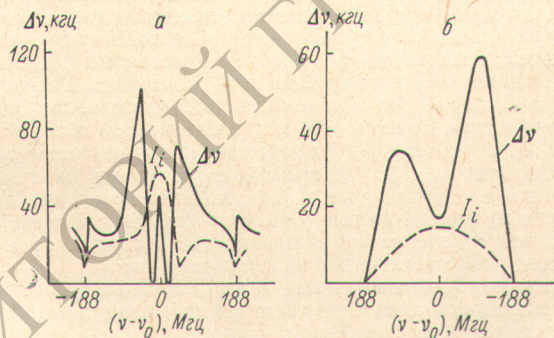


Рис. 2. Зависимость расщепления частот встречных волн от расстройки $(\nu - \nu_0)$ для различного изотопного состава неона.

а — чистый Ne^{20} , б — $\text{Ne}^{20} : \text{Ne}^{22} = 1 : 1$.

Встречные волны будут одинаково деформированы только в точках, расположенных симметрично по обе стороны от диафрагмы. Поскольку взаимодействие встречных волн лазера происходит в активной среде, то при несимметричном расположении этой среды относительно диафрагмы должна возникать невязанная деформация встречных волн [1, 2], которая является причиной возникновения расщепления частот.

Теперь можно понять осциллирующий характер кривой на рис. 1, б, поскольку зависимость $\Delta\nu$ от глубины диафрагмирования должна (в некотором масштабе) повторять аналогичную зависимость для амплитуды диафрагмированного поля. Заметим, что интервал между нулями кривой на рис. 1, б близок к интервалу между соседними дифракционными максимумами.

Так как деформация связывает только типы колебаний одинаковой четности [1, 2], то становится понятно, почему асимметричная и симметричная диафрагмы дают одинаковый результат.

Отметим, что иная трактовка независимых эффектов содержится в работе [3], которая, однако, не позволяет дать простого объяснения результатов как данной работы, так и работы [3].

В заключение считаем своим долгом поблагодарить за помощь, оказанную при обсуждении результатов, И. П. Мазанько и Э. Е. Фрадкина.

Литература

- [1] С. Г. Зейгер. Канд. дисс., ЛГУ, 1967.
- [2] С. Г. Зейгер. Тез. докл. Всесоюз. симп. по физике газовых лазеров. Изд. АН СССР, 1969.
- [3] И. А. Андропова, И. Л. Берштейн. ЖЭТФ, 57, 1, 1969.

Поступило в Редакцию 5 ноября 1969 г.

УДК 539.196.2

ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛИНИЙ СПЕКТРА HeI, ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ИОНОВ He⁺ С МОЛЕКУЛАМИ H₂

Г. Н. Полякова, В. Ф. Ерко и А. В. Зац

Функции возбуждения $\sigma(v)$ (σ — эффективное сечение возбуждения спектральной линии, v — относительная скорость сталкивающихся частиц) линий спектра HeI, испускаемых при столкновениях ионов He⁺ с атомами He и Ne, изучались в работах [1-3]. Авторы указанных работ производили измерения эффективных сечений вплоть до скоростей налетающих ионов He⁺, близких к порогу процесса возбуждения спектральных линий гелия. Ими было обнаружено, что кривая $\sigma(v)$ в области скоростей, где, согласно адиабатической гипотезе Месси, эффективное сечение σ должно монотонно уменьшаться с уменьшением скорости, имеет несколько максимумов. Теоретическое объяснение структуры кривой $\sigma(v)$ на основе представления о псевдопересечении потенциальных кривых начального и конечного состояний двухатомной квазимолекулы, образующейся во время столкновения, было дано Розенталем [4]. Можно ожидать, что в случае столкновений ионов He⁺ с двухатомными молекулами также будет наблюдаться структура кривой $\sigma(v)$ в адиабатической области. Этот случай отличается от изученных в работах [1-3] процессов ионно-атомных столкновений тем, что при столкновениях ионов с двухатомными молекулами во время столкновения образуется трехатомная квазимолекула. Теоретическая трактовка возможной структуры кривых $\sigma(v)$ для процессов ионно-молекулярных столкновений должна основываться на представлении о пересечении поверхностей потенциальной энергии начального и конечного состояний трехатомной квазимолекулы.

Отсутствие экспериментальных данных, относящихся к кривым $\sigma(v)$ для процессов столкновений медленных ионов с двухатомными молекулами, не давало возможности судить, применимо ли представление о пересечении поверхностей потенциальной энергии к трактовке процессов ионно-молекулярных столкновений. Вследствие этого было желательно получить такие данные для какого-либо конкретного процесса ионно-молекулярного столкновения. В настоящей работе в качестве объекта исследования было выбрано столкновение иона He⁺ с простейшей молекулой H₂. Изучался процесс



сопровождающийся образованием возбужденного атома гелия. Эффективные сечения возбуждения линий спектра HeI измерялись в относительных единицах. Энергия ионов He⁺ изменялась в пределах от 100 эв до 30 кэв.

Экспериментальная установка, с помощью которой производились измерения эффективных сечений возбуждения линий HeI, состояла из дугового ионного источника, трехэлектродной линзы, которая ускоряла и фокусировала пучок ионов He⁺, и камеры столкновений. Измерение интенсивностей спектральных линий производилось фотоэлектрическим методом. Более подробное описание экспериментальной установки содержится в работе [5].

Изучались функции возбуждения девяти спектральных линий гелия, излучаемых при переходах с верхних уровней S, P⁰ и D атома гелия. На рисунке приведены кривые $\sigma(v)$ для исследованных спектральных линий: а) для верхних уровней S, б) для уровней P⁰, в) для уровней D.