

- [1] В. И. Мельник, М. Т. Шпак. Опт. и спектр., 28, 610, 1970.
 [2] В. И. Мельник, Г. А. Пучковская, Н. П. Харченко, М. Т. Шпак. Опт. и спектр., 34, 401, 1973.
 [3] Л. М. Бабков, М. А. Ковнер, В. И. Мельник, Г. А. Пучковская, Н. П. Харченко, М. Т. Шпак. Опт. и спектр., 35, 58, 1973.
 [4] T. E. Sharp, H. M. Rosenstock. J. Chem. Phys., 41, 3453 1964.
 [5] P. A. Преем. Тр. ИФА. ЭССР, 16, 57, 1961.

Поступило в Редакцию 21 декабря 1974 г.

УДК 535.511+621.373 : 535

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СЕЛЕКТОРЫ ЧАСТОТЫ ДЛЯ ЛАЗЕРОВ С ТЕРМИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННЫМИ АКТИВНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

М. А. Новиков

Поляризационные селекторы частоты широко используются для управления спектром излучения твердотельных лазеров и имеют целый ряд преимуществ перед другими типами селекторов. Однако в ряде случаев, когда лазер работает в непрерывном или квазинепрерывном режиме, в рабочем стержне под действием накачки возникает неоднородная фазовая или амплитудная анизотропия [1]. При этом постановка в резонатор традиционных поляризационных фильтров приводит к значительному понижению выходной мощности лазера.

В настоящей работе предлагается ряд схем поляризационных селекторов, свободных от этого недостатка. Основная идея таких селекторов — замена поляризаторов на двупреломляющие поляризационные призмы. Некоторые из них представлены на рис. 1. Схемы рис. 1, а, б созданы на основе поляризационного расщепителя, выполненного в виде плоскопараллельной пластины из двупреломляющего кристалла, оптическая ось которого составляет с поверхностью пластины угол около $\pi/4$. Эти схемы отличаются простотой и удобством в работе. Однако для рабочих стержней большого сечения для полного разведения лучей пучки кристаллические пластины очень большой толщины. Схемы рис. 1, в, г отличаются от первых двух тем, что в них используются двупреломляющиеся призмы, а селекционирующие потери (они показаны штриховыми линиями) выходят под некоторым углом к рабочему лучу. Это обстоятельство снимает ограничение на величину поперечного сечения рабочих стержней лазера.

Селективные свойства этих схем полностью совпадают с селективными свойствами поляризационных селекторов, в которых применяются поляризаторы. Схема рис. 1, а эквивалентна в этом отношении селектору с одним поляризатором и одной хроматической пластинкой [2], в то время как схемы рис. 1, б—г — селектору с двумя поляризаторами и помещенной между ними волновой пластинкой [3]. Основное отличие этих поляризационных селекторов от традиционных аналогов, как видно из рис. 1, заключается в возможности селекции частоты излучения произвольной поляризации. Это свойство позволяет применять их для управления селектором излучения лазера, в резонаторах которых имеются дополнительные элементы с двулучепреломлением.

Приведенные на рис. 1, а, в, г схемы селекторов не являются фазокомпенсированными, т. е. поляризация отраженного излучения из селектора в общем случае не совпадает с поляризацией падающего излучения. В тех случаях, когда нужно управлять спектром излучения лазера с заданной структурой распределения поляризации по поперечному сечению, условие идентичности поляризации на входе и выходе селектора является весьма жестким [4]. Для схемы рис. 1, б фазовой компенсации можно достичь выбором идентичных кристаллических пластин. Однако при этом необходимо поддерживать одинаковую температуру обеих пластин. Для перестройки лазера с рабочих средами, которые имеют широкие полосы усиления, иногда приходится использовать многосекционные поляризационные селекторы частоты, состоящие из нескольких поляризаторов и волновых пластинок. К такому типу селекторов относится фильтр Лию [5]. Однако конструкция такого селектора, рассчитанного на работу в неполяризованном излучении, очень сложна и неудобна в работе. Более приемлемыми в этом отношении являются фильтры типа Шолка [6]. Селекторы неполяризованного излучения, созданные на их основе, представлены на рис. 2. Расположение и ориентация идентичных волновых пластинок, а также и селективные свойства для схемы селекторов рис. 2, а, б точно такие же, как и для фильтра Шолка. Отличие только в том, что поляризаторы заменены на поляризационные расщепители. В схеме рис. 2, в волновые пластинки M_1 и M_3 одинаковые и их оси ориентированы под углом $\pi/4$ к главной оптической плоскости расщепителей, оптические оси которых ориентированы в одну

сторону. Оптическая ось волновой пластинки M_2 направлена под углом $\pi/2$. Для этой схемы зависимость пропускания от длины волны имеет следующий вид:

$$T(\lambda) = \sin^2 \frac{4\pi}{\lambda} d_1 \Delta n_1 \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} d_2 \Delta n_2,$$

где d_1 , d_2 , Δn_1 и Δn_2 — толщины и величина двупреломления волновых пластинок M_1 и M_2 . Параметры волновых пластинок выбираются с учетом ширины полосы усиления, диапазона перестройки и ширины генерируемого спектра. Для экспериментальной проверки была выбрана схема селектора, представленная на рис. 1, а. С его помощью осуществлялась перестройка частоты неодимового лазера. В качестве поляризационного расщепителя использовалась пластина из исландского шпата толщиной 5 см. В этом

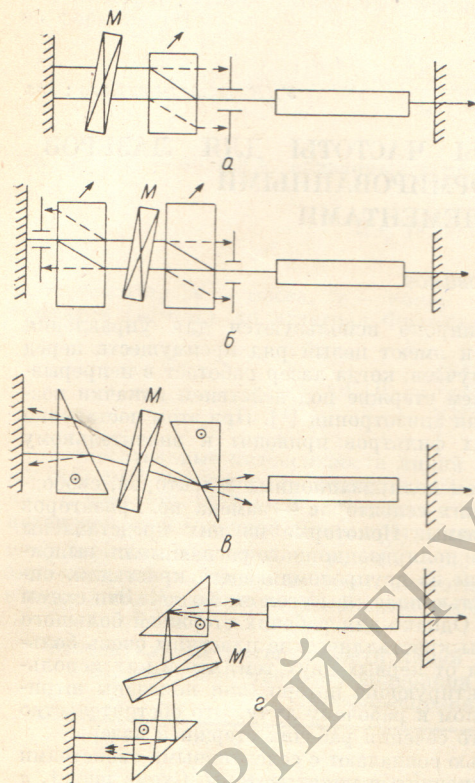


Рис. 1.

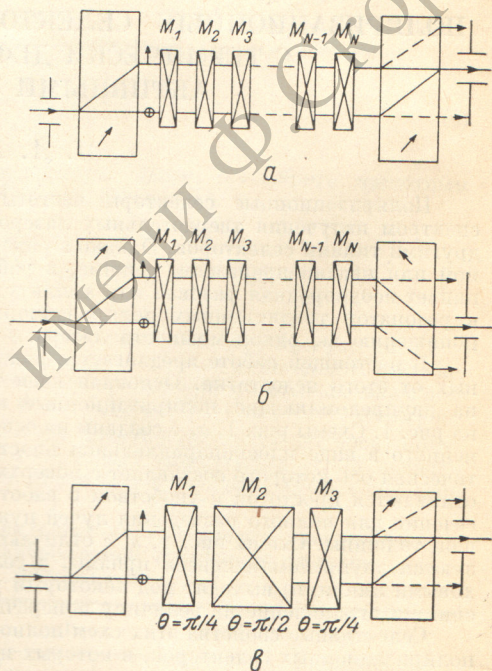


Рис. 2.

случае разведение обыкновенного и необыкновенного лучей составляло 0.5 см. Между неодимовым стержнем и поляризационным расщепителем помещалась диафрагма диаметром 0.6 см. В эксперименте использовались хроматические волновые пластинки различной толщины, изготовленные из кристаллического кварца. Пластинки были вырезаны параллельно оптической оси кристалла. Так, с пластинкой толщиной 0.2 см, период селекции которой составлял около 280 см^{-1} , получена перестройка частоты генерации неодимового лазера в диапазоне около 200 см^{-1} . Несоответствие диапазона перестройки и периода селекции связано с влиянием формы полосы усиления неодимового стекла. Это несоответствие, как показал эксперимент, растет по мере увеличения потерь в резонаторе. Расчет порога генерации лазера с учетом формы линии как вещества, так и частного селектора подтвердил эти экспериментальные результаты. С целью проверки влияния наведенной анизотропии в рабочем стержне на работу лазера с таким селектором в резонатор между поляризационными расщепителем и рабочим стержнем вводилась дополнительная волновая пластинка. Наблюдения показали, что присутствие такой пластинки практически не влияло ни на выходную мощность, ни на диапазон перестройки. Такая ситуация имела место при всех ориентациях оптической оси пластинки относительно главных плоскостей поляризационного расщепителя.

Эксперимент показал, что такая схема селектора весьма проста и удобна в работе и поэтому можно надеяться на ее успешное применение для перестройки и стабилизации частоты твердотельных лазеров, работающих в непрерывном или квазинепрерывном режимах.

- [1] F. W. Quell. Appl. Optics, 5, 633, 1966.
 [2] Ю. Н. Беляев, А. М. Киселев, М. А. Новиков. Изв. вузов, радиофизика, 13, 765, 1970.
 [3] Б. В. Жданов, А. И. Ковригин, М. С. Першин. ПТЭ, № 3, 206, 1972.
 [4] И. Б. Витрищак, Л. Н. Сомс, А. А. Тарасов. ЖТФ, 44, 1055, 1974.
 [5] Р. Дитчберн. Физическая оптика. Изд. «Наука», М., 1965.
 [6] J. W. Evans. J. Opt. Soc. Am., 48, 142, 1958.

Поступило в Редакцию 30 декабря 1974 г.

УДК 539.196.2

ДИССОЦИАЦИЯ МОЛЕКУЛ ПРИ МЕДЛЕННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ С АТОМАМИ

А. З. Девдариани

При создании инверсной заселенности в газовой фазе большую роль может играть диссоциация молекул при столкновениях с возбужденными атомами $A^* + B_2 \rightarrow A + B + B^*$ с образованием атома в возбужденном состоянии [1]. Этот процесс является одним из немногих примеров перехода значительной части энергии электронного возбуждения в кинетическую энергию атомов.

Оценим сечение процесса для случая столкновения с атомом A^* , находящимся в резонансно возбужденном состоянии. Диссоциацию будем считать следствием оптически разрешенного перехода из основного состояния молекулы на отдельный отталкивательный терм в соответствии с принципом Франка—Кондона. Вероятность диссоциации в единицу времени W при фиксированном расстоянии R между атомом и молекулой есть

$$W(R) = 2\pi |\langle f | V | i \rangle|^2, \quad (1)$$

здесь $|i\rangle$ — волновая функция начального состояния (атом в резонансно возбужденном состоянии с энергией возбуждения ω , молекула в основном), $|f\rangle$ — конечное (атом в основном состоянии, молекула диссоциировала на B и B^* с кинетической энергией относительного движения $\omega - \omega_B$). Считая, что R , ответственные за переход, достаточно велики, для взаимодействия V можно взять диполь-дипольный член в разложении электростатического потенциала взаимодействия между атомом и молекулой: при этом волновые функции $|i\rangle$ и $|f\rangle$ будут являться простым произведением соответствующих атомных и молекулярных. В полученном на основе (1) первом сечении нужно будет еще провести усреднение по начальным и суммирование по конечным состояниям, однако, как следует из рассмотрения Смирновым [2] случая ионизации, результат практически не изменится, если усреднение будет проведено уже в формуле (1). Поэтому, считая произвольной ориентацию дипольных моментов перехода в атоме и молекуле, получим

$$W = \frac{4}{3} \pi \frac{(D_{if}^A)^2 (D_{if}^B)^2}{R^6}, \quad (2)$$

а для сечения диссоциации с основного колебательного уровня в приближении прямолинейного пролета со скоростью v

$$\sigma_d^0 = \pi \Gamma \left(\frac{3}{5} \right) \left[\frac{\pi^2 (D_{if}^A)^2 (D_{if}^B)^2}{2v} \right]^{2/3} = 3.7 \left(\frac{c^2 p_d^2 f^2}{\omega^2 v} \right)^{2/3}, \quad (3)$$

σ_{pd} — сечение фотодиссоциации молекулы на данный отталкивательный терм, f — сила опциллатора для резонансного перехода в атоме A .

Формула (3) в точности совпадает с полученным в [2] сечением ионизации при столкновении резонансно возбужденного атома с атомом или молекулой. Такое совпадение является следствием одинакового характера взаимодействия, а также формального сходства сечений фотоионизации и фотодиссоциации. Разница по сравнению с атомным случаем в том, что D_{if}^B в (2) содержит фактор Франка—Кондона.

Если ω соответствует энергии перехода в молекуле по принципу Франка—Кондона, то σ_d^0 при тепловых скоростях и характерных f и v много больше газокинетического. Например, при столкновении $Xe (^1P_1 \rightarrow ^1S_0) + O_2 (X^3\Sigma_g^- \rightarrow B^3\Sigma_g^-)$, что соответствует полосе поглощения Шумана—Рунге, по данным [4, 6], получим $\sigma_d^0 \sim 4.3 \times 10^{-15} \text{ см}^2$. При этом образуются атомы $O (^1D)$ с кинетической энергией в 0.7 эв.