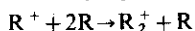
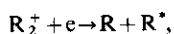


сия атомных ионов в молекулярные

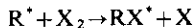


и последующая диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов

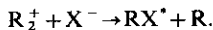


сопровождающаяся образованием возбуждённых атомов инертного газа, обеспечивают возможность эфф. преобразования энергии пучка быстрых электронов в энергию эксимерных молекул R_2^* . Лазеры на димерах инертных газов характеризуются кпд $\sim 1\%$. Осн. недостатком лазеров данного типа является чрезвычайно высокое значение уд. порогового энерговклада, что связано с малой длиной волны лазерного перехода и значит. шириной линии усиления. Это накладывает высокие требования на характеристики электронного пучка, используемого в качестве источника накачки лазера, и ограничивает значения выходной энергии лазерного излучения на уровне долей Дж (в импульсе) при частоте повторения импульсов не выше неск. Гц. Дальнейшее увеличение выходных характеристик лазеров на димерах инертных газов зависит от развития техники электронных ускорителей с длительностью импульса электронного пучка порядка десятков нс и энергией пучка \sim кДж.

Существенно более высокими выходными характеристиками отличаются Э. л. на моногалогенидах инертных газов RX^* , где X — атом галогена. Молекулы этого типа эффективно образуются при парных соударениях, напр.



или



Указанные процессы протекают с достаточной интенсивностью уже при давлениях порядка атмосферного, поэтому проблема введения энергии в активную среду таких лазеров оказывается технически значительно менее сложной, чем в случае лазеров на димерах инертных газов. Активная среда Э. л. на моногалогенидах инертных газов состоит из одного или неск. инертных газов при давлении порядка атмосферного и нек-рого кол-ва ($\sim 10^{-2}$ атм) галогеносодержащих молекул. Для возбуждения лазера применяется либо пучок быстрых электронов, либо импульсный электрич. разряд. При использовании пучка быстрых электронов выходная энергия лазерного излучения достигает значений $\sim 10^3$ Дж при кпд на уровне неск. процентов и частоте повторения импульсов значительно ниже 1 Гц. В случае использования электрич. разряда выходная энергия лазерного излучения в импульсе не превышает долей Дж, что связано с трудностью формирования однородного по объёму разряда в значит. объёме при атм. давлении за время ~ 10 нс. Однако при применении электрич. разряда достигается высокая частота повторения импульсов (до неск. кГц), что открывает возможность широкого практич. использования лазеров данного типа. Наиб. широкое распространение среди Э. л. получил лазер на $XeCl$, что связано с относительной простотой реализации работы в режиме высокой частоты повторения импульсов. Ср. выходная мощность этого лазера достигает уровня 1 кВт.

Наряду с высокими энергетич. характеристиками важной привлекательной особенностью Э. л. является чрезвычайно высокое значение ширины линии усиления активного перехода (табл.). Это открывает возможность создания мощных лазеров УФ- и видимого диапазонов с плавной перестройкой длины волны в достаточно широкой области спектра. Указанная задача решается с помощью инжекционной схемы возбуждения лазера, включающей в себя маломощный генератор лазерного излучения с длиной волны, перестраиваемой в пределах ширины линии усиления активной среды Э. л., и широкополосный усилитель. Эта схема позволяет получить лазерное излучение с шириной линии $\sim 10^{-3}$ нм, перестраиваемое по длине волны в диапазоне шириной ~ 10 нм и более.

Э. л. широко используются благодаря своим высоким

энергетич. характеристикам, малой длине волны и возможности её плавной перестройки в довольно широком диапазоне. Мощные моноимпульсные Э. л., возбуждаемые электронными пучками, применяются в установках по исследованию лазерного нагрева мишеней с целью осуществления термоядерных реакций (напр., KrF -лазер с $\lambda = 251$ нм, выходной энергией в импульсе до 100 кДж, длительностью импульса ~ 1 нс). Лазеры с высокой частотой повторения импульсов, возбуждаемые импульсным газовым разрядом, используются в технол. целях при обработке изделий микроэлектроники, в медицине, в экспериментах по лазерному разделению изотопов, при зондировании атмосферы в целях контроля её загрязнения, в фотографии и в эксперим. физике в качестве интенсивного источника монохроматич. излучения УФ- или видимого диапазона.

Лит.: Эксимерные лазеры, под ред. Ч. Роудза, пер. с англ., М., 1981; Елецкий А. В., Смирнов Б. М., Физические процессы в газовых лазерах, М., 1985. А. В. Елецкий.

ЭКСИТОН (от лат. *excito* — возбуждать) — мигрирующее в кристалле электронное возбуждение, не связанное с переносом электрич. заряда и массы. Представление об Э. введено в 1931 Я. И. Френкелем для объяснения отсутствия фотопроводимости нек-рых кристаллов: при поглощении света поглощённая энергия расходуется не на создание носителей заряда, а на образование Э. (см. *Френкеля экситон*). Френкель теоретически обосновал возможность перехода одного из атомов (или молекул) кристалла в возбуждённое состояние и последовательную передачу этого возбуждения от одного атома к другому, т. е. перенос квантового возбуждения на макроскопич. расстоянии.

В 1937—38 Дж. Ванье (G. Wannier) и Н. Мотт (N. Mott) ввели представление об Э. как о перемещающемся по кристаллу связанных состояниях электрона и дырки, к-рые могут находиться на разл. узлах кристаллич. решётки (Э. большого радиуса), экситон Френкеля можно представить как предельный случай, когда связанные электрон и дырка сидят на одном и том же узле (Э. малого радиуса). Ванье — Мотта экситон чаще всего наблюдается в полупроводниках и диэлектриках. В молекулярных кристаллах, в к-рых силы взаимодействия между отд. молекулами значительно меньше взаимодействия между атомами и электронами внутри молекулы, Э. представляет собой элементарное возбуждение электронной системы отд. молекулы, к-рое распространяется по кристаллу в виде волны. Молекулярные экситоны определяют спектр поглощения и излучения молекулярных кристаллов.

Экситон Ванье — Мотта представляет собой водородоподобное связанное состояние электрона и дырки. Энергии связи \mathcal{E} и эфф. радиусы a экситона Ванье — Мотта можно оценить по ф-лам Бора для атома водорода. Учитывая, что эфф. массы электрона m_e и дырки m_h отличаются от массы свободного электрона m_0 и что кулоновское взаимодействие электрона и дырки в кристалле ослаблено в ϵ^2 раз наличием диэлектрической проницаемости среды ϵ , эти ф-лы можно представить в виде

$$\mathcal{E} = \frac{me^4}{2\epsilon^2 \hbar^2} = \frac{m}{m_0 \epsilon^2} \cdot 13,6 \text{ эВ}; \quad a = \frac{\epsilon \hbar^2}{me^2} = \frac{\epsilon m_0}{m} \cdot 0,5 \cdot 10^{-8} \text{ см.} \quad (1)$$

Здесь e — заряд электрона, $m = m_e m_h / (m_e + m_h)$ — эфф. масса Э.

Ф-лы (1) следует рассматривать как оценочные, т. к. они не учитывают таких факторов, как, напр., влияние сложной зонной структуры кристалла (см. *Зонная теория*), взаимодействие электронов и дырок с фононами и др. Для полупроводников типа Ge и Si и групп $A^{III}V^V$, $A^{IV}V^V$ (см. *Полупроводниковые материалы*) типичны значения $m = 0,1 m_0$, $\epsilon \sim 10$, что приводит к значениям $\mathcal{E} \sim 10^{-2}$ эВ, $a \sim 10^{-6}$ см. Т. о., энергии связи Э. в полупроводниках много меньше характерных атомных энергий, а их радиусы много больше межатомных расстояний в кристалле. Большие значения a означают, что экситон Ванье — Мотта по существу есть макроскопич. образование в кристалле, и структура кристалла лишь определяет параметры ϵ и m .