УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

621.384.7

ОПТИЧЕСКИЕ И ИНФРАКРАСНЫЕ МАЗЕРЫ *)

А. Шавлов

1. ВВЕДЕНИЕ

Первые работы, в которых подробно рассматривалась возможность создания мазеров в оптическом и инфракрасном диапазоне, появились в 1958 г.^{1,2}. Уже через два года начал работать импульсный мазер на рубине, и замечательные свойства этих приборов можно было изучать экспериментально ^{3,4}.

Первые исследования показали, что оптические мазеры действительно могут давать лучи света с высокой монохроматичностью, когерентностью и очень большой интенсивностью. Создание приборов новых конструкций и использование в них новых активных материалов позволили включить в спектральный диапазон работы мазеров значительную часть инфракрасной области. С созданием мазеров большой интенсивности начались исследования некоторых эффектов нелинейного взаимодействия света с веществом. К таким эффектам следует отнести генерацию высших оптических гармоник ⁵ и смешение двух световых волн с получением новой волны, частота которой равна сумме или разности начальных смешиваемых частот.

С расширением частотного дианазона мазеров появились и новые названия приборов. Слово мазер (английское написание-mazer) происходит от первых букв английского названия «microwave amplification by stimulated emission of radiation» (микроволновое усиление с помощью вынужденного излучения) 6. Если обозначать этим словом приборы только микроволновой области, то там, где это нужно, мы можем использовать такие названия, как иразер (infrared) для инфракрасного диапазона. лазер (light) для оптического, увазер (ultraviolet) для ультрафиолетового и иксразер (Х-гау) для рентгеновского диапазона. Все эти названия принадлежат различным вариантам одного и того же прибора, поэтому часто предпочитают пользоваться лишь одним термином «мазер» с доцолнительным указанием (если это необходимо) спектрального диапазона. В этом случае под словом «мазер» понимают «молекулярное усиление с помощью вынужденного излучения» (molecular amplification by stimulated emission of radiation). Широкое распространение получило также название «лазер» для приборов видимого, ультрафиолетового и инфракрасного диапазона. Эта статья посвящена мазерам (или лазерам), работающим на инфракрасных, оптических или еще более

^{*)} Arthur L. Schawlow, Optical and Infrared Masers, Contemp. Phys. 5 (2), 81 (1963). Перевод Л. Н. Булаевского.

коротких длинах волн. Мы рассмотрим современные конструкции этих приборов, их научные и технические применения, а также обсудим, что можно ожидать от них в будущем и что необходимо сделать для претворения этих ожиданий в жизнь.

2. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ

Чтобы сделать наш обзор полным, начнем с основных физических принципов работы мазеров или лазеров, хотя читатель может найти изложение этих принципов во многих статьях ^{1,7-14}.

Любой мазер в соответствии со своим названием дает усиление с помощью вынужденного излучения. Это усиление можно назвать также отрицательным поглощением. Волны, проходящие через среду с отрицательным поглощением, увеличиваются по амплитуде без изменения частоты или формы волнового фронта. Усиление или поглощение наблюдается, если частота световой волны равна разности энергий уровней системы, деленной на постоянную Планка h. Точнее, если переход с усилением или поглощением волны с частотой v связывает верхний уровень энергии E_2 с нижним уровнем E_1 , то максимальное поглощение или усиление достигается, когда $E_2 - E_1 = hv$.

Степень усиления или поглощения зависит от числа атомов на тех двух уровнях энергии, между которыми происходит переход. Если числа атомов на уровнях одинаковы, то интенсивность проходящего света не меняется. Если преобладает число атомов на нижнем уровне, то система поглощает, в противоположном случае — усиливает.

В обычных условиях системы поглощают, так как в состоянии равновесия населенность нижнего уровня всегда больше. Однако можно искусственно создать систему, в которой атомов на верхнем уровне будет больше, чем на нижнем. Такая система будет нестабильной, и спонтанное излучение или безызлучательные процессы переведут ее в конечном итоге в состояние равновесия.

Создание активной среды с преобладанием атомов в высшем по энергии состоянии наиболее просто осуществляется с помощью возбуждения атомов электромагнитным излучением. Но если использовать лишь два уровня энергии, то процесс возбуждения нельзя сделать непрерывным. Действительно, в этом случае свет с частотой $v = (E_2 - E_1)/h$ переводит атомы с нижнего уровня E_1 на верхний E_2 . Когда атомы находятся на верхнем уровне, тот же свет стимулирует переход в состояние E_1 с испусканием фотонов, причем этот процесс идет с такой же вероятностью, как и процесс поглощения. В лучшем случае сильное облучение системы приводит к выравниванию населенностей уровней E_1 и E_2 .

Но если в нашем распоряжении есть три уровня, то мы можем подкачкой электромагнитного излучения создать постоянную перенаселенность атомов на одном из более высоких энергетических уровней. Впервые метод использования трех уровней в приборах микроволнового диапазона был предложен Басовым и Прохоровым¹⁵, а также Бломбергеном¹⁶. Рассмотрим два варианта предложенного метода; оба они иллюстрируются рис. 1, $a-\delta$. На оптических частотах почти всегда можно считать, что энергетические уровни расположены так далеко друг от друга, что в начальном состоянии заселен лишь низший уровень атома. Если подавать на систему свет частоты $v_{13} = (E_3 - E_1)/h$, то атомы перейдут в возбужденное состояние E_3 . Поскольку в начальном состоянии уровень E_2 был пуст, то после возбуждения на уровне E_3 становится больше атомов, чем на уровне E_2 , и возможно стимулированное излучение на частоте $v_{23} = (E_3 - E_2)/h$. Но после этого стимулированного излучения на уровне E_2 уже появляются атомы, и становится возможным поглощение с E_2 на E_3 . Поэтому постоянное усиление вынужденным излучением на частоте v_{32} можно поддерживать, если быстро удалять атомы с E_2 . Другими словами, схема с тремя уровнями рис. 1, а при наличии излучательного и безызлучательного процессов работает успешно, если релаксация с E_2 на E_1 идет быстрее, чем переход с E_3 на E_2 .

В том случае, когда атомы, поднятые светом на E_3 , быстро релаксируют на E_2 и собираются здесь, может быть использована схема

рис. 1, б. Подкачка с E_1 на E_3 и последующая релаксация на E_2 приводят к накоплению атомов на уровне E_2 . Как только их число на E_2 станет больше, чем на E_1 , возможно стимулированное излучение на частоге $v_{12} = (E_2 - E_1)/h$.

Первая схема дает усиление при любом числе атомов на E_3 , поскольку уровень E_2 первоначально пуст. В этом заключается ее преимущество перед схемой рис. 1, б. Зато во второй схе-



Рис. 1. Схемы оптической подкачки лазеров с тремя и четырьмя уровнями.

ме функции поглощения и излучения не совмещены на одном и том же уровне 3. Если уровень 3 — широкая полоса, то его можно эффективно использовать для подкачки светом. Уровень 2 в то же время может оставаться узким для сильного стимулированного излучения.

Преимущества обеих схем могут быть объединены, если использовать четыре уровня рис. 1, в. Здесь E_4 — широкая полоса, E_3 и E_2 — узкие уровни; уровень E_2 в нормальном состоянии пуст и может поддерживаться пустым с помощью быстрой релаксации в основное состояние.

Все три метода (рис. 1, a - s) использованы для получения возбужденных атомов в лазерах. Разработаны некоторые другие методы получения возбужденных состояний; они будут рассмотрены позднее. Как только в подходящем материале создана перенаселенность возбужденных состояний, становится возможным усиление волны соответствующей частоты с помощью вынужденного излучения. Но если мы хотим сделать генератор когерентного света, то часть выходящей волны нужно возвращать обратно, чтобы генератор работал и на свой собственный вход. Вместе с тем нужно позаботиться о том, чтобы генерировался только один тип колебаний.

Для выполнения этих условий в мазерах микроволнового диапазона активную среду помещают в полость резонатора. Обычно резонатор полость с металлическими стенками, размеры которой сравнимы с длиной волны. Излучение атомов отражается от стенок резонатора и стимулирует синфазное испускание электромагнитной волны другими атомами. В таких небольших резонаторах может нарастать лишь одна мода резонатора; она создается сильным вынужденным излучением и отражением испущенных электромагнитных волн от стенок резонатора.

Для видимого света длина волны в десятки тысяч раз меньше, и бессмысленно строить резонатор, размеры которого сравнимы с одной длиной волны. Если же взять резонатор разумных размеров (несколько сантиметров), то мы можем столкнуться с возможностью возбуждения многих миллионов мод колебаний в пределах области частот, усиливаемых средой. В прямоугольном закрытом резонаторе вероятность возбуждения многих таких мод одинакова, и генерация будет быстро перескакивать с одной из них на другую.

Простейший резонатор подходящих размеров, благоприятствующий генерации только одной моды, показан на рис. 2. Резонатор состоит из двух плоских зеркал, параллельных друг другу; расстояние между зеркалами велико по сравнению с их диаметром ¹. Боковые стороны остаются открытыми, через них вводится излучение подкачки. Длинный узкий кристалл активной среды заполняет основную часть пространства между



Рис. 2. Принципиальное устройство лазера. Длинный цилиндр усиливающего вещества заключен между параллельными зеркалами Одно зеркало сделано частично прозрачным, через него выходит когерентный луч света

зеркалами. Световая волна, испущенная вдоль оси системы, усиливается и нарастает, пока не достигнет концевого зеркала. Здесь она отражается обратно и опять нарастает, пока не попадает на другое зеркало. Несомненно, при отражении часть излучения теряется из-за поглощения в зеркалах или за счет некоторой их прозрачности. Если усиление вынужденным излучением активной среды превышает потери, то волна будет

непрерывно нарастать. Нарастание амплитуды волны ограничено лишь числом возбужденных атомов, находящихся в резонаторе. Концевое зеркало сделано частично прозрачным, и часть нарастающих волн, распространяющихся вдоль оси, выходит из резонатора в виде очень узкого луча.

Волны, распространяющиеся в других направлениях, отражаются от края зеркала и после одного или нескольких отражений выходят из системы раньше, чем их амплитуда успеет заметно возрасти. Таким образом, система из двух небольших параллельных зеркал отбирает из миллионов возможных мод колебаний те немногие из них, которые распространяются в направлениях, близких к оси системы.

Но даже для волн, распространяющихся строго вдоль оси, возможно возбуждение более чем одной моды колебаний. Действительно, генерируются лишь те колебания, половина длины волны которых укладывается целое число раз на отрезке, заключенном между зеркалами резонатора, т. е.

 $2t = n\lambda$,

где t — расстояние между зеркалами, λ — длина волны, а n — целое число.

Число таких усиливающихся аксиальных мод колебаний сильно ограничено, поскольку их длина волны должна попасть в тот узкий спектральный интервал, внутри которого активная среда усиливает электромагнитные волны. Всегда можно подобрать число возбужденных атомов так, чтобы генерировались один или два типа колебаний, расположенные близко по длине волны к центру спектральной линии, как показано на рис. З. При более мощной подкачке возможно одновременное возбуждение нескольких аксиальных мод колебаний.

Свет, выходящий из концевого зеркала, имеет строго определенное направление вдоль оси. Действительно, только аксиальные волны эффективно задерживаются зеркалами, только они и могут сильно нарастать по амплитуде за время распространения в резонаторе. В идеальных условиях ширина луча составляет примерно λ/a радиан, где a — диаметр апертуры. Поскольку атомы, излучающие стимулированно, высвечиваются значительно быстрее, чем изолированные, то мощность на выходе лазе-

ра должна достигать больших значений. Излучение лазера должно быть монохроматическим, так как стимулированное испускание — резонансный процесс, и этот процесс идет более интенсивно в центре спектральной линии спонтанного излучения.

Более того, излучение лазера должно быть пространственно когерентным, так как фаза стимулированного излучения каждого атома определяется фазой общей световой волны в резо-Пространственная когерентнаторе. ность излучения означает, что фаза одной точки волнового фронта находится в соответствии с фазой любой другой точки. Например, в плоской волне, излучаемой лазером, описанным выше, в один и тот же момент времени одинаковы фазы всех точек волны в плоскоперпендикулярной направлению сти. распространения. В случае же обычных источников света атомы излучают независимо, и фаза волны около источника определяется усреднением фаз излучения атомов, испускающих в данный





Обычно внутри спектральной линии расположено несколько узких аксиальных резонансов, и лазер генерирует на одном из них или сразу на нескольких.

момент времени. Полученная таким образом фаза флуктуирует хаотически от точки к точке и от одного момента времени к другому.

3. МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ЛАЗЕРОВ И СПОСОБЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Мы описали несколько методов оптической подкачки, каждый из которых позволял получить избыток возбужденных атомов. Эти методы были реализованы в большом числе материалов, включая кристаллы, стекла, пластмассы и газы. В первом лазере Мейман ³ использовал синтетический кристалл рубина, т. е. окись алюминия с добавкой 0,05% хрома. Такая система работает по принципу рис. 1, б. Для подкачки используется переход $E_3 - E_1$, представляющий две широкие полосы поглощения в зеленой и фполетовой частях спектра. Ионы хрома, возбужденные на E_3 , очень быстро (быстрее 10^{-7} сек) релаксируют на уровень E_2 , отдавая избыток энергии в кристаллическую решетку. С уровня E_2 они возвращаются в основное состояние, испуская стимулированно или спонтанно свет с длиной волны 6943 Å.

Для получения усиления в такой системе нужна мощная подкачка, поскольку для создания активного состояния нужно возбудить более половины атомов. Обычно источники дают свет в широком спектральном интервале. Уже начиная с ранних работ ^{3, 4}, для подкачки используется свет ксеноновых импульсных ламп. Лампа представляет собой спиральную трубку, окружающую рубин, или прямую трубку, свет которой направляется на кристалл соответствующими зеркалами.

Чаще всего кристаллу рубина придают форму цилиндра, отполированные и посеребренные концевые грани которого образуют зеркала². В некоторых ранних работах ⁴ кристалл имел диаметр около 0,5 *см* и длину 4 см. Позднее генерация была получена и в более коротких кристаллах длиной до 0,6 см. Максимальные размеры кристаллов ограничены лишь несовершенством техники их выращивания; сейчас получены кристаллы рубина длиной 30 см и диаметром 2 см.

Наибольшее число лазеров с оптической накачкой использует четыре энергетических уровня, как на рис. 1, в. К этому типу принадлежит лазер, работающий на красном рубине (окись алюминия с добавкой около 0,3% окиси хрома) ^{2,17,18}. Дополнительный уровень E_2 образуется за счет обменного взаимодействия близких друг к другу ионов хрома. В красном рубине число таких соседей значительно больше, чем в розовом, так как больше концентрация ионов хрома.

В настоящее время в качестве рабочих веществ лазеров используют двух- и трехвалентные ионы, помещенные в различные основы кристаллического или аморфного типа. Данные о материалах собраны в таблице.

Ион	Длина волны генерации, в мк	Основа	Непрерывная или импульсная генерация	Максимальнан температура
Eu ³⁺ Cr ³⁺ Sm ²⁺ Yb ³⁺	0,61 0,7 0,71 1,02	Y ₂ O ₃ , иластмасса Al ₂ O ₃ CaF ₂ , SrF ₂ Стекло	Импульсная Непрерывная Импульсная »	Комнатная тем- пература То же Жидкий азот » »
Pr ³⁺ Nd ³⁺	$1,05 \\ 1,06$	CaWO ₄ CaF ₂ , SrF ₂ , BaF ₂ , LaF ₃ , CaWO ₄ , SrWO ₄ , CaMoO ₄ , SrMoO ₄ , PbMOO ₄ , CaMoO ₄ , Na ₄ , La ₄ , MOO ₄ , CTEKJO	» Непрерывная	» » Комнатная тем- пература
${ m Tm^{2+}}_{{ m Er^{3+}}}$ ${ m Tm^{3+}}_{{ m Ho^{3+}}}$ ${ m Dy^{2+}}_{{ m U^{3+}}}$	1,121,611,912,052,362,4-2,6	CaF_2 CaWO ₄ , LaF ₃ CaWO ₄ , SrF ₂ CaF ₂ , CaWO ₄ , стекло CaF ₂ CaF ₂ , BaF ₂ , SrF ₂	Импульсная » » Непрерывная »	Жидкий водород Жидкий азот » » » » Комнатная тем- пература
Примечание. Обычно непрерывная генерация требует более низких температур, чем импульсная. Только Nd ³⁺ в СаWO ₄ и стекле может работать непрерывно при комнатной температуре.				

Твердые материалы лазеров (оптическая накачка)

Часть этих материалов работает в непрерывном режиме, хотя условия непрерывной генерации осуществить сложнее, чем условия импульсного режима. Впервые непрерывная генерация была получена на вольфрамате кальция ¹⁹. Кристалл в этом лазере имел длину 5 см, диаметр 0,2 см и охлаждался жидким азотом. Подкачка осуществлялась с помощью ртутной лампы высокого давления, заключенной внутри эллиптического цилиндрического зеркала. Лампа, помещенная в фокус эллипса, освещала кристалл, находившийся во втором фокусе. Для уменьшения нагрева кристалла использовался фильтр из азотнокислого натрия, который пропускал только ту область спектра, которая была нужна для подкачки. Мощность на входе лампы была около 1300 ет, лазер давал на выходе свет с длиной волны 1,06 мк и мощностью менее одного ет.

Другие материалы требуют сходных условий для осуществления непрерывной генерации. Легче всего осуществить непрерывный режим лазера с помощью двухвалентного диспрозия в кристалле флюорида кальция, так как длина волны на выходе у него больше (2,36 мк) и ион имеет широкую полосу поглощения в видимой и близкой инфракрасной части спектра. Этот материал давал генерацию при подкачке солнечным светом, сконцентрированным с помощью зеркала диаметром 25 см ²⁰. Кристалл охлаждался жидким неоном; с зеркалом большего диаметра

возможна работа и при более высоких температурах.

По-видимому, наиболее трудно осуществить непрерывную генерацию в рубине. При температуре жидкого азота в обычном розовом рубине, содержашем 0.05% Cr₂O₂, для обеспечения необходимой энергии выхода нужен совсем небольшой избыток ионов на верхнем уровне. Но, с другой стороны, усиление невозможно, пока более половины атомов не переведено в возбужденное состояние. Это объясняется тем, что при вынужденном переходе атом попадает в основное состояние, которое в нормальных условиях заполнено поглощающими атомами. Поэтому в розовом рубине подкачка идет в основном на преодоление начального поглощения, а не на полезное усиление.



Можно, конечно, уменьшить энергию подкачки, уходящую на преодоление поглощения, если уменьшить, скажем, на порядок концентрацию ионов хрома. Однако при этом полоса поглощения в видимом свете (соответствующая переходу с E_1 на E_3 на рис. 1, б) становится настолько слабой, что сильно уменьшается и действие света подкачки. Изящное решение проблемы было найдено Нельсоном и Бойлем²¹. Они пропускали свет подкачки не в поперечном направлении, а вдоль оси кристалла. На рис.4 изображена схема их установки. Свет от небольшой, но очень яркой ртутной лампы фокусировался с помощью зеркал на толстом конце составного кристалла, сделанного в форме трубы. Раструб из чистого сапфира благодаря внутреннему отражению пропускал весь свет в прямую рубиновую часть кристалла. Одно из зеркал резонатора помешалось у толстого конца кристалла, где оно почти не задерживало свет подкачки. Установка давала непрерывную генерацию при мощности 850 вт на входе лампы. Мощность на выходе лазера составляла несколько милливатт.

Непрерывная генерация с мощностью от микроватта до ватта была получена и на некоторых других материалах. Среди них следует отметить неодим в стекле^{22,23}. Жидкие²⁴ и пластмассовые²⁵ лазерные материалы по своим свойствам сходны с кристаллическими. В них используется трехвалентный европий в молекуле хелата. Молекула хелата обеспечивает сильную полосу поглощения света подкачки, энергия поглощенного света передается затем иону европия. Одновременно молекула хелата изолирует ион европия от окружения, и благодаря этому его спектральные линии не уширяются из-за соударений в жидкой фазе или хаотических натяжений в пластмассах.

Создан также инфракрасный мазер с оптической подкачкой ²⁶. В нем используется атомарный цезий, свет подкачки дает гелиевая лампа. При этом одна из сильных эмиссионных линий гелия совпадает с подходящей для подкачки линией атома цезия. Лазер может давать генерацию на длинах волн 7,18 и 3,20 мк. Вынужденный переход начинается с уровня, на который атом попадает при подкачке, что соответствует схеме 1, *a*.

Возможны и другие типы газовых лазеров с оптической накачкой ¹, но для получения возбужденной газовой системы проще всего использовать электрический разряд.

4. ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ МАЗЕРЫ

Можно считать, что при тлеющем разряде в газе низкого давления имеются электроны с высокой температурой. Эти горячие электроны сталкиваются с атомами газа и возбуждают их. Атомная система может прийти в состояние теплового равновесия с электронами. Но чем выше уровень, тем меньше атомов на нем находится при тепловом равновесии, и генерацию получить невозможно. Однако очень часто равновесие не устанавливается. Для газового разряда вообще характерны значительные отклонения от равновесных условий. В неравновесном состоянии генерация уже возможна, и она действительно наблюдается во многих газах при различных длинах волн.

Возможность использования неравновесных условий газового разряда в мазерах предсказывалась многими авторами. Впервые на нее указал Бойль в начале 1958 г., более подробно вопрос исследовался Сэндерсом ²⁷ и Джаваном ²⁸. Первый газоразрядный мазер был создан группой Джавана в 1960 г. ²⁹, он работал по схеме, предложенной в ²⁸. Разряд происходил в смеси газов неона и гелия, причем на одну часть неона приходилось десять частей гелия. При разряде атомы гелия переходят в метастабильное состояние, из которого излучательный переход в основное состояние запрещен. Время жизни метастабильного состояния очень велико. При случайных столкновениях с атомами неона энергия от гелия в метастабильном состоянии передается атомам неона, причем этот процесс в сильной степени селективен. Заполняются лишь те уровни неона, энергия

При такой передаче возбуждения более низкие уровни могут оказаться незаселенными. Поэтому на некоторых длинах волн становится возможной стимулированная генерация. Группа Джавана выбрала для работы область около 1,0 мк. Для отражения волн только этой области в резонаторе использовались многослойные диэлектрические зеркала. В трубке длиной 1 м была получена стимулированная генерация на длинах волн 1,118; 1,153; 1,160; 1,199 и 1,207 мк (близкая инфракрасная область). Мощность на выходе была лишь несколько милливатт, но впервые был осуществлен непрерывный режим генерации. Стабильность частоты лазера оказалась очень близкой к теоретически предсказанной идеальной величине, выходящий луч был пространственно когерентным по всей своей ширине. В этом первом газовом лазере сильно отражающие зеркала были помещены внутрь газоразрядной трубки. Опасались, что если зеркала поместить вне трубки, то концевые окошки будут сильно нарушать условия генерации. Однако эта трудность была преодолена в работе ³⁰. Было показано, что концевые окошки почти не дают отражения, по крайней мере для определенной поляризации излучения, если свет проходит через них под углом Брюстера (для него тангенс угла падения равен показателю преломления). Мазер на газовом разряде с внешними зеркалами показан на рис. 5. В нем используются не плоские, а вогнутые внешние зеркала ³¹⁻³³. В этом

внешние зеркала ³¹⁻³³. В этом случае чувствительность системы к ошибкам в установке зеркал и несовершенствам окошек меньше.

Зеркала, вынесенные за пределы ячейки, можно сделать так, чтобы они отражали сильно и на других длинах волн. Пользуясь такой возможностью, можно перепробовать различные газы и газовые смеси на разных длинах волн. Таким спосо-



Рис. 5. Газоразрядный лазер с окошками, расположенными под углом Брюстера, и внешними сферическими зеркалами.

бом было найдено много новых лазерных длин волн не только в смеси гелий—неон, но и во всех благородных газах и некоторых молекулярных газах.

Сейчас можно указать несколько механизмов создания перенаселенности на двух атомных уровнях в газах. Первый метод был использовал Джаваном; метастабильные ионы гелия сталкиваются с атомами неона и передают им свою энергию, переводя их в соответствующее возбужденное состояние. Второй метод применим к чистым газам; электронные соударения неодинаково эффективно возбуждают энергетические уровни атомов. Третий метод основан на том, что при одинаковой заселенности уровней одни из них опустошаются быстрее других из-за излучения или соударений. Поэтому в стационарных условиях некоторые состояния заселены сильнее, чем состояния, лежащие ниже их. Четвертый путь реализуется в смеси благородного газа, например неона, с молекулярным газом типа кислорода. Метастабильные ионы благородного газа при столкновении с молекулами кислорода вызывают их диссоциацию на два атома кислорода, один из которых оказывается в определенном возбужденном состоянии, а другой — в основном состоянии ³⁴.

После того как создана перенаселенность атомов в более высоком возбужденном состоянии, можно получить усиление вынужденным излучением. Атом, излучающий стимулированно, переходит в более низкое состояние. В этом более низком состоянии атомы уже могут поглощать, снижая эффективность усиления. Поэтому их необходимо удалять из этого состояния как можно скорее. Во многих случаях в результате спонтанного излучения атомы быстро переходят в еще более низкие состояния. При этом в некоторых системах возможен каскад вынужденного излучения, т. е. стимулированная генерация происходит между верхним и средним, а затем между средним и низшим уровнем. Низший уровень, которым заканчивается каскад, должен быть пустым. Для этого можно использовать соударения со стенками. В таком случае диаметр мазерной трубки должен быть как можно меньше, чтобы соударения происходили достаточно часто. Чем меньше диаметр трубки, тем быстрее опустошается низшее состояние и тем больше мазерных переходов за секунду можно получить. Таким образом, в трубке малого диаметра плотность мощности излучения оказывается больше, чем в трубке большого диаметра.

Из некоторых возбужденных состояний атомы могут переходить стимулированно в одно из нескольких низших состояний. Такая система может давать генерацию на любой из нескольких длин волн. Отобрать какую-нибудь из них можно с помощью зеркала, отражающего только нужную длину волны. Если возможные длины волн разделены достаточно



Рис. 6. Часть газоразрядного лазера с призмой, направляющей на зеркало свет только одной длины волны.

Длина волны на выходе определяется с помощью дифракционной решетки в верхнем правом углу и экрана вверху в центре. Если повернуть призму, то лазер генерирует на другой длине волны, давая другое расположение пятен на экране.

хорошо, для отбора можно использовать простой поглощающий фильтр или зеркало, отражающее определенную длину волны. Если же длины волн лежат близко друг к другу, то между зеркалами помещают призму или любой другой диспергирующий элемент. Тогда легко добиться, чтобы луч с только одной выбранной длиной волны падал на зеркало под углом, необходимым для отражения обратно ³⁵. Установка показана на рис. 6.

Разряд в смеси гелия и неона позволил создать лазер, работающий непрерывно в видимом свете 6328 Å, причем были использованы диэлектрические зеркала с покрытием для этой области спектра ³⁶. Работу на близлежащих длинах волн можно осуществить с помощью призмы между зеркалами ³⁵. Таким образом, был создан лазер на длине волны 5940 Å. В момент написания статьи это был лазер непрерывного режима с самой короткой длиной волны *).

Газовый разряд использован и в лазерах инфракрасной области. Особенно богат соответствующими переходами ксенон. В нем была полу-

^{*)} Сейчас создан газовый лазер на азоте. Он дает ультрафиолетовое излучение на длинах волн 3400 и 3374 Å³⁷.

чена длина волны 35 *мк*. Газовый разряд является многообещающим методом для получения лазера и в далекой инфракрасной области спектра.

Хотя значительная часть газоразрядных лазеров работает непрерывно, наиболее высокие мощности были достигнуты в некоторых случаях при импульсном режиме. Более того, порог генерации в некоторых газах достигается быстрее именно при импульсном режиме. Так, в работе ³⁸ при импульсном разряде была осуществлена генерация на окиси углерода. При этом стимулированное излучение давали атомы кислорода, получившиеся в результате диссоциации *). Генерация наблюдалась в период рекомбинации непосредственно после разрядного импульса. Позже была получена оптическая импульсная генерация на ряде линий спектра молекул азота ⁴⁰.

5. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАЗЕРЫ

Когерентный свет может быть получен и в полупроводниках. Для этого было предложено много способов ^{41, 42}; один из них уже успешно осуществлен в ряде материалов. Полупроводниковый прибор использует излучение, испускаемое при рекомбинации электронов и дырок. Электроннодырочные пары образуются при прохождении тока через переход, в котором резко меняется концентрация примесей.

В очень чистых полупроводниках при низких температурах все электроны находятся в валентной зоне, где они связывают атомы вещества друг с другом. Пока эта зона полностью заполнена, электроны в ней не могут ускоряться и переносить ток. Поэтому при очень низких температурах полупроводник ведет себя как диэлектрик. Но он отличается от диэлектрика тем, что недалеко от валентной зоны расположена пустая зона проводимости. При конечных температурах некоторые электроны возбуждаются в зону проводимости, где они могут двигаться свободно. К тому же возбужденные электроны оставляют в валентной зоне пустые места, или дырки, которые позволяют валентным электронам двигаться и переносить ток.

Число электронов в зоне проводимости может быть увеличено введением в полупроводник небольшого количества донорных атомов. Эти донорные атомы легко ионизуются, и их электроны при средних температурах становятся электронами проводимости. Полупроводники с примесью донорных атомов называют полупроводниками *n*-типа. Атомы примеси могут быть также и акцепторами. Акцепторы удерживают слабо возбужденные электроны валентной зоны, при этом оставшаяся дырка может нести ток. Полупроводник с преобладанием акцепторных примесей называют полупроводником *p*-типа.

Итак, при не очень низких температурах полупроводник *n*-типа содержит свободные электроны проводимости, а полупроводник *p*-типа дырки. Если дырки и электроны каким-либо образом сблизить, они смогут рекомбинировать. Иначе говоря, электроны проводимости переходят в валентную зону, заполняя дырки. Энергия возбуждения, которую имел электрон в зоне проводимости, может быть излучена в виде светового. кванта. Это излучение при рекомбинации может происходить спонтанно или вынужденно.

Для сближения, а следовательно, и рекомбинации большого числа электронов и дырок приготовляют кристалл, содержащий области *n*и *p*-типа с резким переходом между ними. Около перехода наиболее вероятна встреча электронов и дырок. Широко применяемые для выпрямления диоды с *p* — *n*-переходом имеют подобную структуру. Если

^{*)} Фотодиссоциация рассмотрена в работе³⁹,

⁸ УФН, т. LXXXIV, вып. 2

приложить поле в правильном по отношению к переходу направлении, то электроны из *n*-области двигаются в *p*-область, содержащую много дырок, с которыми они там и рекомбинируют. В то же время дырки движутся к *n*-области, где они рекомбинируют с электронами. Рекомбинация наиболее вероятна в непосредственной близости к переходу, и если она происходит с излучением, то оно сильнее всего в области около перехода.

Диоды на *p* — *n*-переходе, применяемые в электронике, приготовляются главным образом из кремния или германия. Электронно-дырочная рекомбинация в них происходит в основном безызлучательно. Это объясняется тем, что электроны на дне зоны проводимости обладают некоторым квазиимпульсом (рис. 7). При возвращении в валентную зону электрон



Рис. 7. Прямые и непрямые переходы в полупроводниках.

Прямой переход, как на рис. *a*), не требует изменения квазиимпульса электрона и дырки при их рекомбинации. При непрямом переходе, как показано на рис. *б*), квазиимпульс в минимуме зоны проводимости не совпадает с квазиимпульсом в максимуме валентной зоны. должен отдать не только избыточную энергию, но и квазиимпульс. Но это невозможно сделать при простом излучательном процессе. Обычно рекомбинация идет около атома примеси, который и обеспечивает передачу квазиимпульса в кристаллическую решетку.

Однако во многих составных полупроводниках электронам проводимости не нужно отдавать импульс при рекомбинации с дырками. В этих материалах рекомбинация сопровождается простым излучением светового кванта. Типичными полупроводниками такого типа явля-

ются арсенид галлия, арсенид индия и фосфорид индия. Каждый из них используется в лазере на *р* — *n*-переходе, или инжекционном лазере.

Впервые в инжекционном лазере был использован арсенид галлия. Наследов, Рогачев, Рывкин и Царенков ⁴³ в начале 1962 г. наблюдали слабое сужение эмиссионной линии при прохождении сильного тока через переход в арсениде галлия. Через несколько месяцев была получена истинная вынужденная генерация в арсениде галлия ^{44 47}. Эти полупроводниковые лазеры давали когерентный свет в близкой инфракрасной области около 0,84 *мк*.

Фосфорид галлия не подходит для лазера на p - n-переходе по тем же причинам, что и кремний и германий: рекомбинационное излучение происходит только при взаимодействии с колебаниями решетки и потому является слабым. Однако кристаллы со смесью арсенида — фосфорида галлия дают лазерную генерацию на длине волны короче 7000 Å⁴⁸. В более длинноволновой области работают лазеры на p - n-переходе в фосфориде индия при 0,91 ж ⁴⁹ и арсениде индия при 3,1 ж ⁵⁰. Можно приготовить кристаллы из смеси этих веществ любой промежуточной концентрации и получить вынужденную генерацию с любой длиной волны в интервале от 0,91 до 3,1 ж.

Лазеры на *p* — *n*-переходе могут работать в импульсном и непрерывном режимах.Они более эффективны, чем все другие лазеры, особенно при низких температурах. Почти все электроны, проходящие через переход, дают полезный световой фотон. Потери в основном определяются сопротивлением прибора. Они не очень велики, и к. п. д. лазеров достигает десятков процентов. Лазеры с каждым годом совершенствуются, мощность на их выходе непрерывно растет, и сейчас уже достигнута мощность около ватта. Есть надежда получить еще бо́льшие мощности, хотя малый полезный объем перехода создает некоторые трудности в этом направлении.

Мазеры на *p* — *n*-переходе обладают тем преимуществом, что за счет изменения состава кристалла можно получить в широком спектральном диапазоне любую длину волны. Более плавная регулировка длины волны может быть выполнена с помощью подбора температуры кристалла. С другой стороны, в лазере на *p* — *n*-переходе нельзя получить такое точное воспроизведение длины волны, как в ионном кристалле или газе.

6. ИМПУЛЬСНЫЕ ЛАЗЕРЫ ГИГАНТСКОЙ МОЩНОСТИ

Уже первые оптические лазеры на рубине давали на выходе мощность в максимуме импульса порядка $10^4 \ em$. Луч с такой мощностью имел расходимость всего лишь около сотой доли радиана, и его можно было сфокусировать в маленькое пятнышко. Линза с фокусным расстоянием 1 см собирает такой луч в пятно диаметром 0,01 см и площадью порядка $10^{-4} \ cm^2$. Таким образом, в фокальном пятне можно получить мощность порядка $10^8 \ em$ на $1 \ cm^2$. Это намного больше того, что дают любые другие источники света. Солнце, например, дает 7000 $\ em/cm^2$, включая все длины волн от ультрафиолета до далекой инфракрасной области.

Как ни велика эта интенсивность, она может быть значительно увеличена. Наиболее простой путь для этого — повышение интенсивности импульсной оптической подкачки. Но у обычных ламп-вспышек существует практический предел как для полной энергии вспышки, так и для мощности импульса. Между тем для повышения мощности выходного импульса лазера необходимо существенно увеличить и полную энергию подкачки и ее мощность.

Оба требования в широкой степени можно удовлетворить с помощью двойной импульсной техники, предложенной Эметтом. Лампа (например, прямая ксеноновая с расстоянием между электродами 5 или 7,5 см) соединяется непосредственно с емкостью, скажем 200 мкф, заряженной до 1500 в. Лампа-вспышка зажигается импульсом высокого напряжения, приложенным к тонкой проволоке, обернутой вокруг лампы. В течение приблизительно первых 100 мксек интенсивность разряда и ток непрерывно нарастают. За это время разряд, начавшийся около запускающей проволоки, заполняет всю трубку столбиком светящегося ионизированного газа. Таков обычный метод работы лампы.

В методе двойного импульса ⁵¹ через 100 мксек после начала вспышки конденсатор с меньшей емкостью, заряженный до высокого напряжения, разряжается через ту же лампу; запуск этого разряда производится с помощью вспомогательного искрового промежутка. При емкости второго конденсатора 14 мкф и напряжении на нем 6,5 кв разряд длится около 5 мксек, и за это время к лампе подводится энергия 295 дж, запасенная в конденсаторе. Лампа выдерживает такую большую мощность только тогда, когда газ в ней уже ионизован первым импульсом.

Эксперименты показали, что яркость лампы с двойным импульсом увеличивается заметнее всего в ультрафиолете. В области от 2500 до 3000 Å максимальная яркость повышается примерно в 500 раз ⁵². Не все лазерные материалы могут эффективно использовать такое облучение, но рубин может. В рубиновом лазере при работе с двойным импульсом максимальная мощность на выходе достигает 100 квт. Еще более замечательные результаты были получены с помощью техники Q-накопителя ⁵³. Схема этого метода показана на рис. 8. Одно из зеркал отделено от кристалла рубина, и между этим зеркалом и кристаллом помещен затвор. В начале подкачки затвор закрыт. За время порядка 100—300 мксек на верхнем уровне накапливается такое число атомов, которое уже достаточно для стимулированной генерации. Однако путь света к зеркалу закрыт, и генерация не возникает. Накопление атомов в возбужденном состоянии продолжается, и их число, наконец, значительно превосходит минимальное, которое необходимо для возбуждения колебаний в лазере. Потери в двух зеркалах после такого накопления покрываются с огромным избытком.



Рис. 8. Лазер гигантских импульсов или лазер с *Q*-накопителем. Ячейка Керра и поляризатор действуют как затвор, не пропускающий свет к зеркалу до получения полного возбуждения лазерного кристалла.

Затвор, наконец, открывают и стимулированное излучение попадает на второе зеркало. Поскольку усиление очень велико, интенсивность излучения быстро нарастает и запасенная энергия высвечивается в виде импульса огромной мощности.

В приборах могут быть использованы различные типы затворов, но для получения наиболее мощных импульсов необходимы высокоскоростные устройства. Были испробованы механические затворы ⁵⁴, но наилучшие результаты дает комбинация ячейки Керра с поляризатором ⁵⁵. Такой затвор срабатывает за несколько наносек. Режим генерации устанавливается примерно за 100 наносек, а затем следует гигантский импульс длительностью около 10 наносек. Во время этого импульса мощность достигает значения 50 Mem. Более того, такой гигантский импульс дает луч, коллимированный лучше, чем в обычном лазере. Расходимость его всего лишь порядка 10⁻³ рад!

Можно получить еще более высокую мощность на выходе, если после генератора гигантских импульсов поставить усилитель с кристаллом из того же активного вещества, что и генератор. Кристалл усилителя подкачивается своей собственной импульсной лампой в тот же момент времени, что и генератор. В усилителе нет зеркал. Наоборот, на концы усиливающего кристалла наносят покрытие, предотвращающее отражение. С этой же целью можно обрезать концы кристалла под углом Брюстера. Комбинация генератора с усилителем такого вида дает прекрасно коллимированный луч с максимальной мощностью около 10⁹ вт. По-видимому, таким образом можно получить и более мощные импульсы.

Полная энергия, излучаемая таким устройством, ограничена числом возбужденных атомов, запасенных перед импульсом. Действительно, за время короткого импульса восполнить их убыль уже невозможно. Аналогично ограничена и энергия, поставляемая усилителем. Поэтому чем больше усиление мощности в импульсе, тем более короткое время может поддерживаться такой импульс. Другими словами, ведущий пик импульса истощает запасы возбужденных атомов в кристалле усилителя, и хотя максимальная мощность становится больше, продолжительность импульса уменьшается. По оценкам рубиновый лазер из генератора и усилителя может в конечном итоге дать импульс продолжительностью 10⁻¹¹ сек с максимальной мощностью до 10¹² ет.

Уже достигнутые импульсные мощности достаточно эффектны. Так, луч с плотностью потока $10^9 \ em/cm^2$ имеет напряженность электрического поля оптической частоты около $10^6 \ e/cm$. С помощью линзы с фокусным расстоянием 1 см этот луч может быть сфокусирован в пятнышко с диаметром $10^{-3} \ cm$ или площадью $10^{-6} \ cm^2$. В этом фокальном пятне плотность потока достигает $10^{15} \ em/cm^2$, а соответствующее электрическое поле — $10^9 \ e/cm$. Такие поля сравнимы с полями, действующими на электроны в атомах.

Действие такого поля на атом нельзя считать малым возмущением. Все виды нелинейных эффектов проявляются уже и при значительно более слабых полях. Так, поляризация в диэлектриках при таких полях не просто пропорциональна электрическому полю, а равна сумме членов, пропорциональных E, E^2, E^3 . В диэлектрических кристаллах это приводит к появлению оптических гармоник ⁵⁶⁻⁵⁹. В соответствующих кристаллах уже наблюдались вторая и третья гармоники лазера. Эффективность генерации этих гармоник достигает 20%.

К другим нелинейным эффектам, наблюдающимся при больших интенсивностях, следует отнести когерентный раман-эффект⁶⁰. Как и в обычном раман-эффекте, при прохождении света через вещество появляются вторичные волны, частота которых отличается от первичной на колебательную или вращательную частоту вещества. Однако обычное рамановское рассеяние слабо и некогерентно. Когерентное раман-рассеяние создает луч света новой частоты, интенсивность которого достигает 50% интенсивности первоначального луча. Этот рассеянный рамановский луч, как и первоначальный, когерентен и имеет строго выдержанное направление.

Первыми этот эффект заметили Вудбери и Нг⁶¹, которые наблюдали на выходе импульсного мощного лазера излучение с частотой, сдвинутой в красную сторону на несколько сотен ангстрем. Дальнейшие исследования показали, что этот свет генерировался в жидком нитробензоле ячейки Керра электрооптического затвора ⁶². Оказалось, что сдвиги частот когерентных раман-лучей соответствовали колебательным частотам молекулы нитробензола. Когерентное раман-рассеяние было найдено и в ряде других веществ. Существующие в настоящее время лазеры огромной мощности позволяют наблюдать его в более разнообразных условиях.

Не менее поразительны и некоторые другие возможности лазеров высокой мощности, хотя они и представляют, возможно, меньший принципиальный интерес. Так, в атмосферном воздухе лазерный луч создает электрический пробой, сопровождающийся видимым тлеющим разрядом. Электрический пробой происходит и во многих других материалах, в частности, в склеивающем веществе поляризационной призмы, где он доставляет немало забот экспериментатору. Поэтому в мощных лазерах часто прихоходится использовать поляризаторы с контактными, а не склеенными поверхностями.

Лазерный луч средней мощности обладает энергией, достаточной для плавления и испарения небольшого количества вещества. Этот эффект может быть использован для сварки или испарения, но тогда на конструкции лазерных зеркал накладываются жесткие ограничения. Быстрее всего повреждаются тонкие отражающие пленки, поэтому часто их заменяют призмами с внутренним отражением.

7. ОПТИЧЕСКИЕ МАЗЕРЫ С ВЫСОКОЙ МОНОХРОМАТИЧНОСТЬЮ

Ранее уже отмечалось, что излучение лазера является более монохроматичным, чем спонтанное излучение лазерного материала. При этом отмечается следующая тенденция: выходящий свет оказывается наиболее сильным в центре спектральной линии. Поэтому оптические лазеры могут быть использованы как вторичные, а возможно, и первичные стандарты частоты. Для вторичного стандарта частоты нужна высокая стабильность, для первичного важна также и воспроизводимость.

В настоящее время наибольшей стабильностью отличаются газоразрядные мазеры и особенно мазер на гелии—неоне. Для этих мазеров характерна стабильная непрерывная генерация и относительно узкая спонтанная линия излучения. Ширина линии спонтанного излучения почти полностью обязана своим происхождением допплеровскому уширению из-за теплового движения. Частота света, испускаемого атомами, движущимися к наблюдателю, увеличивается, т. е. свет смещается к ультрафиолету. И наоборот, частота света атомов, удаляющихся от наблюдателя, понижается, т. е. свет смещается в красную сторону. В результате беспорядочного теплового движения всех атомов спектральная линия газа уширяется. В газе с молекулярным весом М при абсолютной температуре Т допплеровская ширина линии частоты v определяется соотношением $\Delta v = 7,16 \cdot 10^{-7} v \sqrt{(T/M)}$. Так, при комнатной температуре допплеровская ширина неоновой линии 1.15 *мк* (8700 см⁻¹) составляет 2.4 · 10⁻² см⁻¹ или 720 Мгц. Это соответствует относительной ширине линии 1/3,6 105 или добротности $Q = 3.6 \cdot 10^5$.

Но даже при обычной конструкции газоразрядного лазера не эта величина определяет ширину резонанса вынужденного излучения. Поскольку выход с единицы длины невелик, используют разрядный столб газа длиной около одного метра. На концах устанавливают параллельные зеркала с высокой отражательной способностью, обычно около 99%. Такой резонатор имеет аксиальные резонансы для значений длин волн, удовлетворяющих соотношению $n\lambda = 2t$, где t — расстояние между зеркалами. Поскольку λ мало, а *t* велико, то n — большое число порядка 10⁶. Аксиальные резонансы, соответствующие последовательным целым числам *п* по шкале волновых чисел, разделены интервалом 1/2 t. Если $t = 100 c_M$, то для этого интервала получаем 1/200 см⁻¹, так что на ширине спектральной линии укладываются пять резонансов. В сферических зеркалах интервал между зеркалами в два раза меньше, так что на ширине спектральной линии укладывается и в два раза больше резонансов. Из-за большой отражательной способности концевых зеркал эти аксиальные резонансы получаются очень узкими, их относительная ширина порядка 10^{-8} , что соответствует добротности $Q = 10^8$. Эти два типа резонансов, т. е. резонансная спектральная линия и резонансы системы зеркал, показаны на рис. 3.

Мазерная генерация начинается в максимуме резонансной линии одной из тех аксиальных мод, которые попадают внутрь спектральной линии. В общем случае генерация происходит одновременно на нескольких таких частотах. Излучение только одной частоты можно получить, если работать очень близко к порогу генерации.

Таким образом, частота лазерного излучения лежит внутри спектральной линии, но точное значение частоты определяется прежде всего аксиальными резонансами. Резонансная частота на выходе обратно пропорциональна расстоянию между зеркалами, и если нужна высокая стабильность, это расстояние должно поддерживаться постоянным с прецизионной точностью. Группа Таунса ⁶³, приняв специальные меры для поддержания постоянства расстояния между зеркалами, получила для ухода частоты за секунду всего лишь 30 гц (при частоте 3·10¹⁴ гц).

Эта стабильность настолько велика, что когда лучи двух лазеров с такой монохроматичностью попадают на катод фотоэлемента, они дают биения звуковых частот. Это означает, что относительные изменения длины резонатора за секунду не превышают значения 10⁻¹³, т. е. сама длина меняется на тысячную долю диаметра атома! Такая высокая стабильность может быть получена только при особо тщательном выполнении прибора и при изоляции его от колебаний.

Хотя точное значение частоты определяется преимущественно размерами резонатора, заметное влияние на нее оказывает и форма атомной спектральной линии. Более того, если форма линии не нарушена присутствием в газе нескольких изотопов, мощность на выходе падает при точной настройке резонатора на центр линии испускания ^{64, 65}. Было показано, что в разряде гелия—неона вынужденную генерацию можно вновь установить с точностью 10⁻⁹, т. е. с точностью ¹/₃₀₀₀ ширины линии.

Пока что в области стандартов частоты оптические лазеры на твердом теле не выдерживают конкуренции с газовыми лазерами. Тем не менее в будущем они могут показать свое превосходство и в этой области. Атомы твердого тела не являются свободными, и их линии не уширяются из-за эффекта Допплера. Однако есть много других механизмов уширения линий, так что огромная часть спектральных линий в твердых телах шире, чем их двойники в газах. Но некоторые ионы в кристаллах, свободных от напряжений, при очень низких температурах дают чрезвычайно узкие линии. Так, некоторые образцы рубина при температуре 4° К содержат эмиссионные линии с отдельными компонентами не шире 0,08 см⁻¹ при волновом числе 14 400 см⁻¹, т. е. относительная ширина их не превосходит $\frac{1}{180000}^{66}$. Но эта величина еще не является естественной шириной, она обусловлена остаточными напряжениями в кристалле. При температуре жидкого азота линия примерно в два раза шире; тем не менее импульсный лазер с рубином, охлаждаемым жидким азотом, дает монохроматичность и воспроизводимость не хуже $2 \cdot 10^{-7}$ 67.

Известные сейчас линии рубина шире, чем линии газов. Но некоторые найденные недавно линии других кристаллов, по-видимому, уже, чем линии газов. Они принадлежат двухвалентному туллию (1,12 *мк*) и двухвалентному диспрозию (2,36 *мк*) во флюориде кальция. Ширина этих линий еще не измерена точно. Известно лишь, что она не больше 0,030 *см*⁻¹. Современные приборы пока не могут измерять ширины линий, меньшие этой величины. Оба эти вещества могут быть использованы в лазерах непрерывной генерации, от них можно ожидать очень высоких значений монохроматичности и стабильности ^{68, 69}.

Твердые тела обладают и другим свойством, которое может быть полезным при создании стандартов частоты. А именно, спектральная линия остается узкой даже при концентрации (~ $10^{19}/cm^3$), достаточной для значительного уширения спектральных линий газов. Поэтому в лазере на твердом теле можно получить сильный сигнал и при малой длине кристалла, так что отпадает необходимость использовать резонатор с большой добротностью.

8. ВЫВОДЫ И ПРИМЕНЕНИЯ

Мы видим, что оптические мазеры действительно дают свет высокой мощности, монохроматичности, направленности и когерентности. Сейчас они охватывают область длин волн от 0,594 *мк* видимого света до 35 *мк* в инфракрасной части спектра. Получены некоторые серьезные указания на существование вынужденного излучения (но не истинной вынужденной генерации) и на длинах волн порядка 3100 Å в ультрафиолете ⁷⁰*).

Конечно, нет ни одного прибора, который обладал бы всеми перечисленными свойствами в максимальной степени. В этом отношении мазеры сходны с электронными лампами. Мощные генераторные лампы сильно отличаются по конструкции от усилительных ламп. В такой новой области, как лазеры, необходимо время для создания приборов с комбинацией свойств, соответствующих поставленным требованиям. Многие из предложенных применений потребуют значительной работы и немалой изобретательности для воплощения их в жизнь. Так, некоторые предложения могут быть реализованы после создания лазеров значительной средней мощности. Пока это требование выполнить трудно, поскольку лазеры высокой мощности имеют низкий к.п.д., а полупроводниковые лазеры с высоким к.п.д. дают на выходе недостаточную мощность. Низкая эффективность допустима, если невелика полная энергия, потребляемая кристаллом. В противном случае возникает трудноразрешимая проблема отвода тепла, выделяющегося в кристалле. Ясно, что в первую очередь будут выполнены эксперименты, требующие только одного из свойств лазеров, развитых достаточно хорошо к настоящему времени.

Возможно, к наиболее значительным научным результатам, полученным в настоящее время с помощью лазеров, следует отнести эксперименты по нелинейной оптике. Это поле деятельности требует только высокой максимальной мощности на выходе лазера, а не большой средней мощности. Генерация гармоник и когерентный раман-эффект ^{56, 62} являются двумя аспектами нелинейной оптики, которые мы уже обсудили ранее. Эти эксперименты стимулируют новые, такие, например, как смешение двух световых волн с получением разности частот в микроволновой или далекой инфракрасной области. Эксперименты стимулируют и развитие теории оптики нелинейных сред ⁷³⁻⁷⁵.

Группа Таунса ⁶³ использовала высокую стабильность и монохроматичность газоразрядных мазеров для классического эксперимента Майкельсона—Морли. Эксперимент ставился с целью обнаружения изменения скорости света из-за движения Земли в пространстве. Сейчас он может быть проделан очень точно с помощью наблюдения малых изменений частоты на выходе при изменении угла между осью лазера и направлением движения Земли. Пока эти эксперименты находятся в согласии с классическими, т. е. не замечены никакие изменения частоты. Но точность выводов значительно повышена. Эти эксперименты после дальнейших усовершенствований смогут подтвердить или опровергнуть существование отклонений высших порядков, предсказываемое некоторыми теориями.

Высокая, хотя и в меньшей степени, стабильность газоразрядного лазера требуется и в приборе, чувствительном к вращению, — гироскопе^{76,77}. Такой гироскоп содержит четыре зеркала, расположенные в углах квадрата с длиной стороны 1 м. Зеркала повернуты внутрь, так что луч света может распространяться вокруг квадрата в направлении по или против часовой стрелки. В одной или нескольких сторонах квадрата помещены газоразрядные трубки, усиливающие свет с длиной волны 1,15 мк. В системе возбуждают мазерную генерацию, период которой определяется временем распространения светового луча по квадрату.

Если квадрат покоится, то это время, а следовательно, и частота колебаний, не зависит от того, распространяется ли свет по или против часовой стрелки. Но если квадрат начинает вращаться вокруг оси, пер-

^{*)} В ⁷¹ сообщается о создании кварцевого лазера ультрафиолетового диапазона. Получена генерация зеленого света в полупроводниковом лазере⁷².

пендикулярной к его плоскости, эти времена становятся различными. Свет, направление распространения которого совпадает с направлением вращения, догоняет зеркало, и поэтому период обращения для него становится более продолжительным. Поэтому и частота мазерных колебаний понижается. Свет, идущий в противоположном к вращению направлении, дает стимулированную генерацию более высокой частоты. Разность этих двух частот определяется выражением $\Delta v = \omega l / \lambda$, где ω — угловая скорость вращения, *l* — длина стороны квадрата и *λ* — длина волны. Для квадрата со стороной в 1 м эта частота биений равна 250 гц при скорости вращения 1°/мин. Такую величину легко заметить и точно измерить.

Этот эксперимент является усовершенствованным вариантом другого классического эксперимента Майкельсона ^{78, 79} и Саньяка ⁸⁰. Зильберштейн ⁸¹ показал, что как классическая, так и релятивистская теория предсказывает одно и то же соотношение между частотой биения и скоростью вращения. Сейчас это соотношение можно проверить с огромной точностью. Конечно, эти эксперименты представляли бы очень большой интерес, если бы были найдены отклонения от предсказанного теорией соотношения.

Высокая степень монохроматичности и коллимированность света очень удобны для многих лабораторных применений лазеров. Так лазерные источники света позволяют наблюдать картину многолучевой интерференции от поверхности пластинок при больших расстояниях между пластинками ⁸². Таким способом можно изучать форму поверхности с большой точностью многолучевой интерференции, причем исследуемые поверхности не нужно сближать друг с другом.

Предложено много других научных и технических применений лазеров, которые лежат в области достигнутых возможностей приборов. Это очень обширное поле деятельности, и можно надеяться, что в ближайшем будущем мы найдем еще много возможностей применения лазеров. Мы получили новый и беспрецедентный контроль над светом и потоками энергии огромной интенсивности. И есть все основания ожидать в этой области не только реализации наших планов, но и неожиданных сюрпризов.

Поток научных публикаций о лазерах и близких к этой области вопросах непрерывно растет. Оптические мазеры завладели умами многих инженеров и ученых. В конечном итоге, это-та область науки и техники, с которой тесно связаны фундаментальные принципы оптики и квантовой физики. Более того, в этой области новые успехи в технике ведут непосредственно к новым достижениям науки, а достижения науки в свою очередь немедленно открывают возможность создания новых приборов.

В таком коротком обзоре невозможно рассказать обо всех интересных работах в такой обширной и активно развиваемой области, как лазеры. Но обзор может дать некоторые представления о размахе работ и о тех направлениях, в которых новая область развивается.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА *)

- A. L. Schawlow and C. H. Townes, Phys. Rev. 112, 1940 (1958).
 A. L. Schawlow, B c6. Quantum Electronics (C. H. Townes, Editor), New York, Columbia University Press, 1960.
 T. H. Maiman, Nature 187, 493 (1960); British Communications and Electronics
- 7, 674 (1960).
 8. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. L. Bond, C. G. B. Garrett and W. K. Kaiser, Phys. Rev. Letts. 5, 303 (1960).

^{*)} Литература, помеченная звездочкой, добавлена при переводе (Прим. ред.)

- 5 P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters and G. Weinreich, Phys Rev Letts 7, 118 (1961)
- J P Gordon, H J Zeiger and C H Townes, Phys Rev 95, 282 (1954) A L Schawlow, Solid State J 2, 6, 3 (1961) A L Shawlow, Sci American 204 (6), 52 (1961) (см перевод УФН 75 (3) 6
- 7
- 8 569 (1961))
- 9 В А Lengdyel, Lasers, New York, J Wiley (см перевод Б Лендьел, Лазеры, М, Издво «Мир», 1964) 10 D J E Ingram, Contemp Phys **3**, 434 (1962)
- О S H e a v e n s, Appl Opt, Suppl No 1 on Optical Masers, 1—22 (1962) (см перевод УФН 81 (3), 507 (1963) 11

- перевод уФП 81 (3), 507 (1953) 12 A K Levine, Amer Scientist 51, No 3, 14 (1963) 13* Н Г Басов, А М Прохоров, УФН 57, 485 (1955) 14* Н Г Басов, О Н Крохин, Ю М Попов, УФН 72, 161 (1960) 15* Н Г Басов, А М Прохоров, ЖЭТФ 28, 249 (1955) 16 N Bloembergen, Phys Rev 104, 324 (1956) 17 A L Schawlow and G E Devlin, Phys Rev Letts 6, 96 (1961) 18 I Wieder and L R Sarles, Phys Rev Letts 6, 95 (1961) 19 L F Johnson, G D Boyd, K Nassau and R R Soden, Phys Rev 126 1406 (1962) Rev 126, 1406 (1962) Z Kiss, H R Lewis and R C Duncan, Jr, Appl Phys Letts 2, 93
- Z Kıss, 20(1963).

- D F Nelson and W S Boyle, Appl Opt 1, 181 (1963)
 C G Young, Phys Letts 2, 151 (1963)
 П П Феофилов, А М Бонч-Бруевич, В В Варгин, Я И Имас, Г О Каранетян, Я Э Крисси М Н Толстой, Изв АН СССР сор Фир 27 (466 (1962))
- 24
- $\overline{25}$
- 26Р 27
- Имас, Г О Карапетян, Н Э Криссим н толстон, изв Ан СССР, сер. физ 27, 466 (1963) A Lempicki and H Samelson, Phys Letts 4, 133 (1963) R J Pressley and N E Wolff, Appl Phys Letts 2, 152 (1963) P Rabinowitz, S Jacobs and G Gould, Appl Opt 1, 513 (1962) J H Sanders, Phys Rev Letts 3, 86 (1959) A Javan, Phys Rev Letts 3, 87 (1960), всб Quantum Electronics (C H Tow-nes, Editor), New York, Columbia University Press, 1960 A Javan, W R Bennet, Jr, and D R Herriott, Phys Rev Letts 6 4066 (4964) 28
- 29 106 (1961)

- 6, 106 (1901) 30 W W Rıgrod, H Kogelnıck, D Brangaccıo and D R Herriott, J Appl Phys 33, 743 (1962) 31 A G Fox and T Li, Bell System Tech J 60, 453 (1961) 32 G D Boyd and J P Gordon, Bell System Tech J 60, 489 (1961) 33* Л A Baйнштейн, ЖЭТФ 44, 1050 (1963) 34 W R Bennett, Jr, W L Faust, R A McFarlane and C K N Patel, Phys Rev Letts 8, 470 (1962) 35 A Bloom, Annl Phys Letts 2, 101 (1963)

- Рнуз Кеv Letts 8, 470 (1962) 35 A Bloom, Appl Phys Letts 2, 101 (1963) 36 A D White and J D Rigden, Proc Inst Radio Engineers 50, 1697 (1962) 37* W Mathews, Electron News 8, No 396, 6 (1963) 38 H A H Boot and D M Clunie, Nature 197, 173 (1963) 39* C Г Раутиан, И И Собельман, ЖЭТФ 41, 2018 (1961) 40 L E S Mathias and J T Parker, Appl Phys Letts 3, 16 (1963) 41* Н Г Басов, Б М Вул, Ю П Попов, ЖЭТФ 37, 587 (1959) 42* Н Г Басов, О Н Крохин, Ю М Попов, ЖЭТФ 40, 1879 (1961) 43 Д Н Наследов, А А Рогачев, С М Рывкин, Б В Царенков, ФТТ 4, 1062 (1962)
- 43 Д Н Наследов, А А Рогачев, С М Рывкин, Б В Царенков, ФТТ 4, 1062 (1962)
 44 R N Hall, G E Fenner, J D Kingsley, T J Sotlys and R O Carlson, Phys Rev Letts 9, 366 (1962)
 45 T M Quist, R H Rediker, R J Keyes, W E Krag, B Lax, A L M c Whorter and H J Zeiger, Appl Phys Letts 1, 91 (1962)
 46 M Nathan, W P Dumke, G Burns, F H Dilland G Lasher, Appl Phys Letts 1, 62 (1962)
 47* В С Багаев, Н Г Басов Е М Р
- Appl Phys Letts 1, 62 (1962)
 47* В С Багаев, Н Г Басов, Б М Вул, Б Д Копыловский, О Н Крохин, Ю М Попов, Е П Маркин, А Н Хвощев, А П Шотов, ДАН СССР 150, 299 (1963)
 48 N Holonyak and S F Bevacqua, Appl Phys Letts 1, 82 (1962)
 49 K Weiser and R S Levitt, Appl Phys Letts 2, 178 (1963)
 50 I Melngailis, Appl Phys Letts 2, 176 (1963)
 51 J L Emmett and R W Hellwarth, Bull Amer Phys Soc, Ser II, 7 645 (1962)

- 7, 615 (1962)
- 52
- J L Emmett and A L Schawlow, Appl Phys Letts 2, 204 (1963) R W Hellwarth, в сб Advances in Quantum Electronics (J R Singer, Edi-53tor), New York, Columbia University Press, 1961

- 54*. Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крючков, ЖЭТФ 43, 354 (1962).
 55. F. J. McLung and R. W. Hellwarth, Proc. IEEE. 51, 46 (1963).
 56. P. A. Franken and J. F. Ward, Revs. Mod. Phys. 35, 23 (1963).
 57. J. A. Giordmaine, Phys. Rev. Letts. 8, 18 (1962).
 58. P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenoff and C. M. Savage, Phys. Rev. Letts. 8, 21 (1962).
 59. B. W. Torhune, P. Maker and C. M. Savage, Appl. Phys. Letts.
- 59. R. W. Terhune, P. D. Maker and C. M. Savage, Appl. Phys. Letts. 39. R. W. 1 ernune, P. D. Maker and C. M. Savage, Appl. Phys. Letts. 2, 54 (1963).
 60. R. W. Hellwarth, Phys. Rev. 130, 1850 (1963).
 61. E. J. Woodbury and W. K. Ng, Proc. IRE 50, 2367 (1962).
 62. G. Eckhardt, R. W. Hellwarth, F. J. McLung, S. E. Schwarz, D. Weiner and E. J. Woodbury, Phys. Rev. Letts. 9, 455 (1962).
 63. T. S. Jaseja, A. Javan and C. H. Townes, Phys. Rev. Letts. 10, 165 (1963).
 64. R. A. McFarlane, W. R. Bennett, Jr., and W. E. Lamb, Jr., Appl. Phys. Letts. 2, 489 (1963).

- Letts. 2, 189 (1963).
- 65. A. S z ö k e and A. J a v a n, Phys. Rev. Letts. 10, 521 (1963).
- 66. A. L. S c h a w l o w, B c G. Advances in Quantum Electronics (J. R. Singer, Editor), New York, Columbia University Press, 1961.
 67. L. F. Mollenauer, G. F. Imbusch, H. W. Moos and A. L. Schawlow,
- 67. Б. т. моттепациет, б. г. п. визеп, н. w. моозапа А. L. Schawfow, Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 7, 445 (1962).
 68. Z. J. Kiss and R. C. Duncan, Proc. IRE 50, 1531 (1962).
 69. Z. J. Kiss, Appl. Phys. Letts. 2, 61 (1963).
 70. H. W. Gandy and R. J. Ginther, Appl. Phys. Letts. 1, 25 (1962).
 71*. С. H. Becker, Proc. IRE 51 (2), 258 (1963).
 72*. Н. Г. Басов, О. В. Богданкевич, А. Г. Девятков, ДАН 155 (4), 783 (1964).

- 72*. H. I. Bacob, O. B. BOFGARKEBRY, A. I. GEBAINOB, GAN 10, 783 (1964).
 73. N. Bloembergen and P. S. Pershan, Phys. Rev. 128, 606 (1962).
 74. N. Bloembergen, Proc. IEEE 51, 124 (1963).
 75. N. M. Kroll, Phys. Rev. 127, 1207 (1962).
 76. A. H. Rosenthal, J. Opt. Soc. Amer. 52, 1143 (1962).
 77. W. M. Macekand D. T. M. Davis, Jr., Appl. Phys. Letts. 2, 67 (1963).
 78. A. Michelson Phil Mag 8, 716 (1904).

- W. M. Macckanu D. I. M. Davis, Jr., Appl. Phys. Letts. 2, 67 (1963).
 A. A. Michelson, Phil. Mag. 8, 716 (1904).
 A. A. Michelson and G. H. Gale, Astrophys. J. 61, 140 (1925).
 G. Sagnac, Compt. rend. 157, 708 (1913); J. de phys., Ser. 5, 4, 177 (1914).
 L. Silberstein, J. Opt. Soc. Amer. 5, 291 (1921).
 H. W. Moos, G. F. Imbusch, L. F. Mollenauer and A. L. Schawlow, Appl. Opt. 2, 817 (1963).

•