

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.375.9

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ *)

Н. Г. Басов

В современной физике, как это, возможно, было и раньше, существуют два различных течения. Одна группа физиков видит свою цель в познании новых закономерностей и в разрешении существующих противоречий. Выходом своей работы они считают теорию, в частности, разработку математического аппарата современной физики. В качестве отхода производства появляются новые принципы построения приборов и физические приборы. Другая группа физиков, наоборот, стремится создать физические приборы, основанные на новом принципе, и направляясь к этой цели, старается обойти неизбежно встречающиеся трудности и противоречия. Различные гипотезы и теории эта группа считает отходами производства.

Обе группы имеют выдающиеся достижения. Одна группа создает питательную среду для другой, и поэтому они не могут жить друг без друга, хотя их взаимоотношения довольно остры. Первая группа называет вторую «изобретателями», вторая обвиняет первую в абстрактности, а иногда и бесцельности.

С первого взгляда может показаться, что речь идет о теоретиках и экспериментаторах. Но это не так: и первая и вторая группы включают в себя обе эти разновидности физиков. В настоящее время разделение на эти две группы стало настолько резким, что целые направления в науке можно отнести к первой или второй группе, хотя имеются разделы физики, где обе группы работают сообща.

К первой группе физиков относится большинство исследователей по квантовой теории поля, теории элементарных частиц, многих вопросов ядерной физики, гравитации, космогонии, по ряду вопросов физики твердого тела. Ярким примером второй группы являются физики, занятые разработкой вопросов термоядерного синтеза, квантовой и полупроводниковой электроники.

Несмотря на то, что вторая группа физиков стремится в конечном счете создать физический прибор, весьма характерным для них является предварительный теоретический анализ. Так, в квантовой электронике были теоретически предсказаны возможности создания квантовых генераторов вообще, показана высокая монохроматичность и стабильность

*) Лекция, прочитанная при вручении Нобелевской премии 11 декабря 1964 г. Нобелевская премия по физике за 1964 год была присуждена советским физикам Н. Г. Басову, А. М. Прохорову и американскому физики Ч. Таунсу, текста лекции которого редакция, к сожалению не имеет. Перевод нобелевской лекции Ч. Таунса будет помещен в УФН после ее опубликования.

частоты излучения, предсказана высокая чувствительность квантовых усилителей, исследована возможность создания лазеров различных типов.

Настоящий доклад посвящен наиболее молодой ветви квантовой электроники — полупроводниковым квантовым генераторам, которые появились на свет всего около двух лет назад, хотя и здесь предшествовал теоретический анализ, начатый еще в 1957 г. ¹.

Но прежде чем переходить к анализу работы полупроводниковых генераторов, нам хотелось бы сделать несколько замечаний о «теоретических отходах» квантовой электроники. Их очень много, и мы остановимся лишь на трех.

1. Создание высокостабильных квантовых генераторов и переход на атомные эталоны времени поставило в повестку дня решение вопроса о свойствах атомного времени. Дике в докладе на первой конференции по квантовой электронике ² указал на возможность экспериментальной проверки гипотезы об изменении мировых констант со временем на основе изучения изменения частот различных квантовых стандартов со временем. Возникает вопрос о предельной точности атомных и молекулярных часов, обусловленный квантовой природой излучения, особенно о точности измерения коротких промежутков времени.

2. Квантовая электроника дала права гражданства новому «сверхнеравновесному состоянию материи» — состоянию с отрицательной температурой, которое в своей крайней точке состояния отрицательного нуля по своим свойствам близко к состоянию абсолютной упорядоченности, свойственной состояниям абсолютного нуля температур. Именно это свойство высокой упорядоченности системы с отрицательной температурой и дает возможность создавать высококогерентное излучение квантовых генераторов и получать высокочувствительные квантовые усилители, выделять запасенную в состоянии с отрицательной температурой энергию за очень короткие промежутки времени, сравнимые с периодом колебаний.

3. Квантовая электроника дала примеры систем, в которых получается излучение с очень малым значением энтропии. Например, распыленное по очень большому числу степеней свободы низкотемпературное спонтанное излучение ламп с помощью систем с отрицательной температурой (квантовых генераторов) превращается в высококогерентное излучение лазера, температура которого уже сейчас достигает значений в 10^{20} — 10^{25} градусов.

Видимо, закономерности, которые были обнаружены квантовой электроникой при исследовании излучения, могут быть обобщены и на другие формы движений. Возможность получения высокоупорядоченного движения с помощью систем с обратной связью может представить интерес для химических и биологических исследований, космогонии. Возникает вопрос: используется ли мазерный принцип в природе?

Нам кажется, что перечисленные вопросы нуждаются во вмешательстве физиков первой группы, так как они далеко выходят за рамки теории колебаний, теории излучения и обычной оптики, составляющих основу современной квантовой электроники.

1. УСЛОВИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Работы по полупроводниковым квантовым генераторам явились непосредственным продолжением исследований по молекулярным генераторам и парамагнитным усилителям. Следует отметить, что к моменту начала работ по полупроводниковым квантовым генераторам, благодаря иссле-

дованиям, связанным с полупроводниковой электроникой, были выяснены основные физические характеристики полупроводников, необходимые для разработки лазеров: оптические и электрические свойства, структура энергетических зон, времена релаксации и т. д. Были получены разнообразные чистые и легированные полупроводниковые материалы, создана методика измерения их различных свойств, разработана технология изготовления $p-n$ -переходов, контактов и т. д. Все это значительно упростило проведение исследований по полупроводниковым лазерам.

Полупроводниковые материалы привлекли к себе внимание возможностью реализации генераторов от далекой инфракрасной области

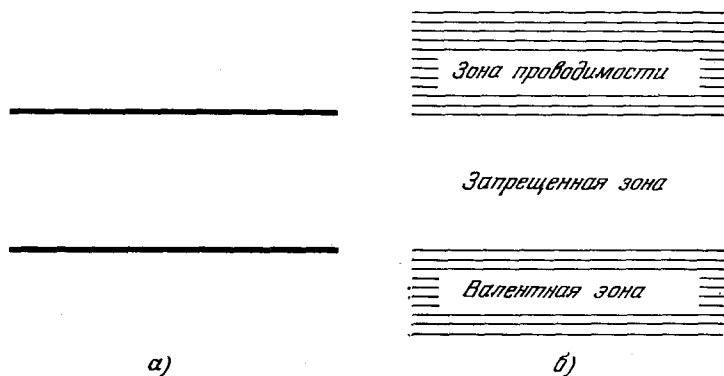


Рис. 1. Диаграмма энергетических уровней:
а) для атома с двумя энергетическими уровнями; б) для полупроводника.

до оптического или даже ультрафиолетового диапазона, разнообразием методов возбуждения неравновесных состояний, большим коэффициентом поглощения (усиления). Как показали последующие исследования, полупроводниковые квантовые генераторы могут обладать большим коэффициентом полезного действия, в ряде случаев приближающимся к 100%.

В отличие от изолированного атома, в полупроводниках имеются не отдельные уровни, а группы непрерывно расположенных энергетических уровней — зоны. Верхняя группа уровней — зона проводимости и более низкая группа занятых уровней — валентная зона разделены полосой запрещенных энергий (рис. 1).

Распределение электронов по энергетическим уровням описывается функцией Ферми: каждый уровень занят двумя электронами, электроны располагаются в полосе энергий порядка энергии теплового движения kT ; вероятность найти электрон за интервалом kT быстро падает с ростом энергии. Если энергия теплового движения kT значительно меньше разности энергий между зоной проводимости и валентной зоной, практически все электроны находятся в валентной зоне, заполняя ее уровни, а все уровни зоны проводимости свободны (рис. 2, а). В таком состоянии полупроводник не может проводить электрический ток и является изолятором, так как электрическое поле, приложенное к полупроводнику, не в состоянии изменить движение электронов валентной зоны (все уровни энергии заняты).

Если энергия теплового движения достаточна для того, чтобы перебросить электроны через запрещенную зону в зону проводимости, часть электронов переходит в зону проводимости. Такая система может

проводить электрический ток. Он может течь как за счет изменения энергии электронов под действием внешнего поля, так и за счет изменения энергии электронов в валентной зоне. Картина тока в валентной зоне оказывается такой, как если бы свободные от электронов места (дырки) передвигались в противоположном направлении. Вакантное место («дырка») полностью эквивалентно положительно заряженной частице (рис. 2, б).

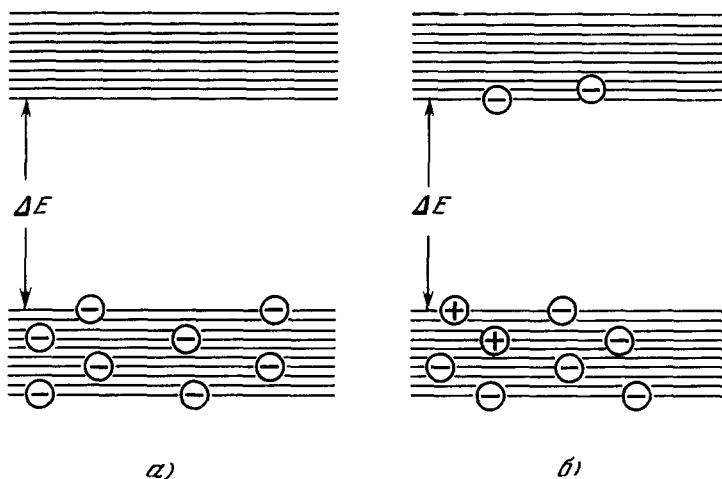


Рис. 2. Распределение электронов на энергетических уровнях.

а) $\Delta E > kT$; б) $\Delta E < kT$.

При взаимодействии со светом, так же как и для изолированного атома, в полупроводнике могут происходить три процесса:

1. Квант света может быть поглощен полупроводником; при этом образуется пара электрон — дырка, причем разность энергий между

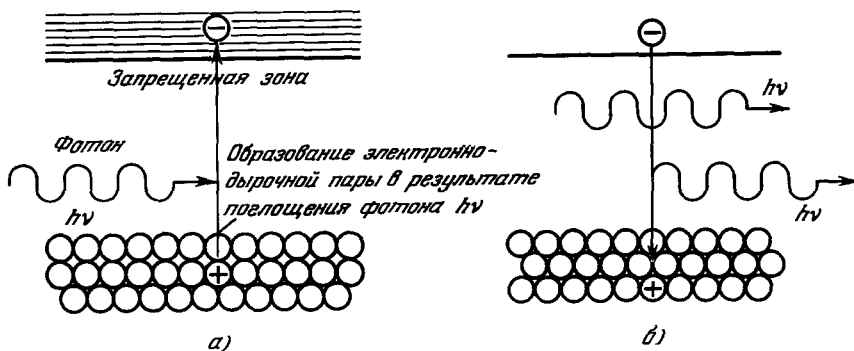


Рис. 3. Процессы взаимодействия со светом.

а) Резонансное поглощение; б) вынужденное излучение

электроном и дыркой равна энергии кванта. Этот процесс связан с уменьшением энергии электромагнитного поля и носит название резонансного поглощения (рис. 3, а).

2. Под действием кванта электрон может перейти из зоны проводимости в валентную зону на свободное место — дырку. При этом будет излучен квант света, тождественный по частоте, направлению распро-

странения и поляризации с квантом, вызвавшим излучение. Этот процесс связан с увеличением энергии поля и носит название индуцированного излучения (рис. 3, б). Напомним, что индуцированное излучение было открыто А. Эйнштейном в 1917 г. при исследовании термодинамического равновесия между полем излучения и атомами.

3. Кроме резонансного поглощения и индуцированного излучения может иметь место третий процесс — спонтанное излучение. Электрон может перейти на вакантное место — дырку (рекомбинировать с дыркой) в отсутствие квантов излучения, испустив квант света.

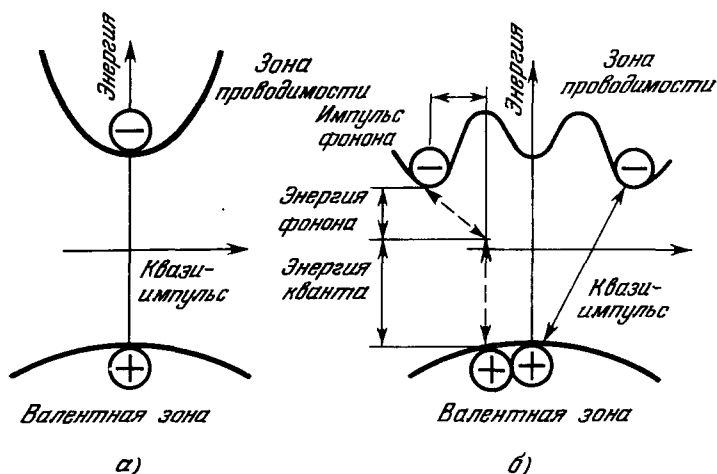


Рис. 4. Диаграмма зависимости энергии электронов и дырок от квазиимпульса.

а) Прямые переходы; б) непрямые переходы.

Так как вероятности индуцированного излучения и резонансного поглощения точно равны друг другу, полупроводник в равновесном состоянии при любой температуре может лишь поглощать кванты света, так как вероятность нахождения электронов на уровнях уменьшается с ростом энергии.

Для того чтобы заставить полупроводник усиливать электромагнитное излучение, нужно нарушить равновесное распределение электронов по уровням и искусственно создать такое распределение, когда на более высоких уровнях энергии вероятность нахождения электронов больше, чем на более низких уровнях^{1, 3}. Нарушить распределение внутри зоны очень трудно вследствие сильного взаимодействия между электронами и решеткой полупроводника: оно восстанавливается за время 10^{-10} — 10^{-12} сек.

Значительно проще нарушить равновесие между зонами, так как время жизни электронов и дырок в зонах значительно больше. Оно зависит от природы полупроводника и лежит в пределах 10^{-3} — 10^{-9} сек.

Вследствие того, что электроны и дырки движутся в полупроводниках, кроме закона сохранения энергии, при излучении должен выполняться закон сохранения импульса. Так как импульс кванта весьма мал, приближенно закон сохранения импульса сводится к тому, что электрон и дырка при излучении (или поглощении) кванта света должны иметь одну и ту же скорость. На рис. 4 схематически изображена зависимость энергии от импульса. Существуют два типа полупроводников. Для одних полупроводников минимум энергии электронов в зоне проводимости точно равен максимуму энергии дырок в валентной зоне (рис. 4, а). В таких

полупроводниках могут иметь место так называемые прямые переходы. Электрон, имеющий минимальную энергию, может рекомбинировать с дыркой, имеющей максимальную энергию. Для других полупроводников минимум энергии в зоне проводимости не совпадает с максимумом энергий в валентной зоне (рис. 4, б). В этом случае процесс излучения или поглощения кванта света должен сопровождаться изменением колебательного состояния решетки кристалла, излучением или поглощением фонона, который должен компенсировать изменение импульса. Такие процессы получили название непрямых переходов.

Вероятность непрямых переходов обычно меньше вероятности прямых переходов.

Для того чтобы заставить полупроводник усиливать падающее излучение при междузонных переходах, нужно следующее.

а) В случае прямых переходов

Необходимо заполнить более половины уровней в полосе порядка kT вблизи края зон электронами и дырками. Такие состояния, как и для атомов или молекул, получили название состояний с инверсной населенностью или состояний с отрицательной температурой. Температура минус нуль градусов соответствует такому распределению электронов, когда все уровни в полосе kT зоны проводимости заняты электронами, а в валентной зоне дырками. В таком состоянии (в противоположность состоянию положительного нуля) полупроводник может только излучать (индуцированно и спонтанно) кванты света, но не может поглощать излучение.

Состояние полупроводника, когда большинство уровней в некоторой полосе энергии занято электронами или дырками, получило название вырожденного состояния.

Итак, для создания отрицательной температуры необходимо иметь вырождение в полупроводнике по электронам и дыркам. При заданном количестве электронов и дырок всегда можно создать вырождение, уменьшая температуру полупроводника, так как при уменьшении температуры уменьшается ширина полосы энергии, занятая электронами. При температуре жидкого азота для вырождения нужно иметь концентрацию электронов $^3 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

б) В случае непрямых переходов

Для создания отрицательной температуры не требуется вырождения. Это связано с тем, что вероятность индуцированного излучения кванта может не равняться вероятности резонансного поглощения при непрямых переходах.

Рассмотрим, например, не прямой переход, при котором одновременно испускается квант и фонон. Обратным такому процессу будет процесс одновременного поглощения кванта и фонона.

Вероятность поглощения пропорциональна числу фононов в решетке кристалла. Число фононов уменьшается с понижением температуры: при низкой температуре фононы отсутствуют. Снижая температуру образца, можно сделать вероятность излучения много больше вероятности поглощения. Поэтому для непрямых переходов отрицательная температура может быть получена при значительно более низкой концентрации электронов и дырок ⁴.

Следует отметить, что поглощение и излучение квантов при переходах внутри зоны также происходят за счет непрямых переходов. При

создании отрицательной температуры между зонами внутризонное распределение электронов (и дырок) соответствует положительной температуре и приводит к поглощению излучения.

В случае прямых переходов, когда вероятность междузонных переходов много больше внутризонных переходов, можно пренебречь внутризонными переходами, т. е. можно утверждать, что состояния с отрицательной температурой будут усиливать излучение.

В случае не прямых переходов для усиления недостаточно иметь отрицательную температуру, нужно, чтобы вероятность междузонных переходов была больше, чем внутризонных переходов.

Необходимость выполнения этого условия затрудняет использование не прямых переходов. По оценкам Думке⁵, оно не может быть выполнено для германия. Однако для других полупроводников оно может выполняться⁶.

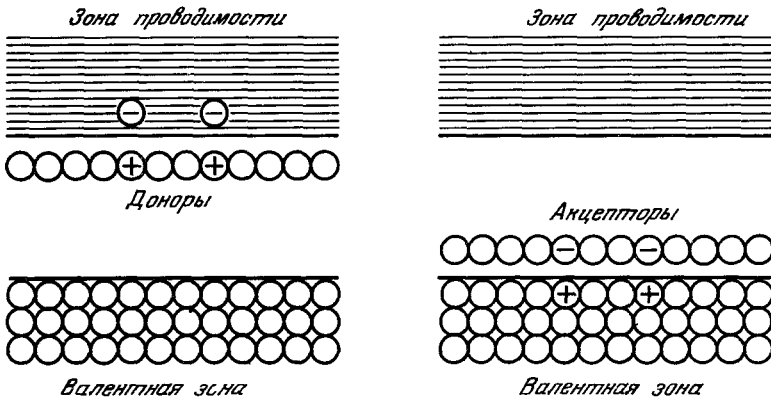


Рис. 5. Донорные и акцепторные уровни.

В ряде случаев в полупроводниках электрон и дырка образуют связанное состояние — нечто подобное атому — экситон. Экситоны могут рекомбинировать, давая излучение. Экситоны также могут быть использованы для создания квантовых генераторов, но мы не будем на этом останавливаться.

Мы рассмотрели условия возникновения отрицательной температуры в полупроводниках с идеальной решеткой. В неидеальном кристалле возникают дополнительные уровни энергии, связанные с наличием различных нарушений в кристаллической решетке (примеси, вакансии, дислокации и т. д.). Как правило, эти состояния локализируются вблизи соответствующего центра (например, примесного атома), чем они и отличаются от состояний в разрешенных зонах, принадлежащих всему кристаллу в целом.

В идеальном кристалле число электронов в зоне проводимости точно равно числу дырок в валентной зоне. Однако в реальном кристалле число носителей тока, электронов и дырок, определяется в основном наличием примесей.

Существуют два сорта примесей: одни из них имеют уровни энергии, расположенные вблизи зоны проводимости, и, ионизуясь, создают избыточные электроны. Они получили название донорных примесей. Другие, имея уровни вблизи валентной зоны, способны захватывать электроны из валентной зоны, создавая в ней избыточное количество дырок. Эти примеси получили название акцепторов (рис. 5).

Следует отметить, что полупроводник, в котором имеется одинаковое количество донорных и акцепторных примесей, ведет себя как чистый полупроводник, так как дырки, образованные акцепторами, рекомбинируют с электронами, образованными дырками.

В ряде случаев переходы электронов между зонами и примесными атомами или между уровнями примесных атомов тоже могут сопровождаться излучением. Такие переходы также могут быть использованы для получения отрицательной температуры, однако мы не будем останавливаться и на этом вопросе.

II. МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ СОСТОЯНИЙ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

а) Метод оптической накачки

В случае полупроводников можно воспользоваться «трехуровневой» схемой⁷, с успехом применяемой для парамагнитных квантовых усилителей⁸ и оптических генераторов на люминесцентных кристаллах и стеклах⁹ (рис. 6).

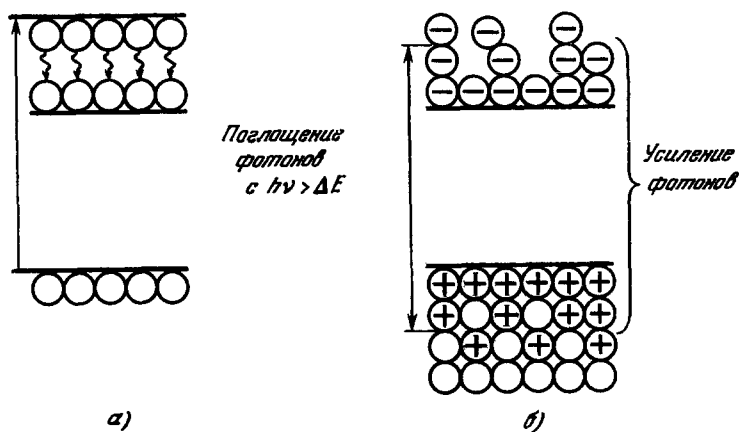


Рис. 6. Оптическая накачка.

а) Трехуровневая диаграмма для атомов; б) для полупроводников.

Так как время релаксации электронов и дырок по уровням зон¹⁰ много меньше времени жизни электронов и дырок в соответствующих зонах, инверсная населенность может быть получена с помощью света.

Полупроводники обладают очень большим коэффициентом поглощения, сильно увеличивающимся при увеличении частоты излучения. Поэтому для получения инверсной населенности в образцах сравнительно большой толщины целесообразно использовать монохроматическое излучение с частотой, близкой к частоте междузонных переходов¹¹. В случае, когда частота возбуждающего излучения больше ширины запрещенной зоны, состояние с отрицательной температурой образуется в узкой полосе вблизи границы образца, глубиной в несколько микрон (порядка длины диффузии электронов).

В качестве источника излучения можно использовать свет лазеров других типов: газовых лазеров, лазеров на люминесцентных кристаллах, лазеров на $p-n$ -переходах¹¹.

б) Возбуждение полупроводников пучком быстрых электронов

Если направить пучок быстрых электронов на поверхность полупроводника, то электроны легко проникают в глубь полупроводника. На своем пути, сталкиваясь с атомами кристалла, быстрые электроны образуют электронно-дырочные пары. Расчеты и опыты ^{12, 13} показывают, что для образования одной электронно-дырочной пары тратится энергия, примерно в три раза бóльшая, чем минимальная разность энергий между зонами. Образовавшиеся электроны и дырки, отдавая избыточную энергию атомам решетки, собираются на уровнях вблизи краев соответствующих зон. При этом может образоваться состояние с отрицательной температурой ^{14, 15}. Чем больше энергия электронов, тем больше их глубина проникновения. Однако существует некоторая пороговая энергия, начиная с которой электроны будут создавать дефекты в кристалле — разрушать кристаллическую решетку. Пороговая энергия зависит от энергии связи атомов в кристаллах и составляет обычно несколько сотен *кэв*. Опыты показали, что электроны с энергией 200—500 *кэв* еще не сильно портят решетку.

Плотность тока быстрых электронов, при которой образуется отрицательная температура, сильно зависит от времени жизни электронов и дырок. Для полупроводников с временем жизни $\sim 10^{-8}$ *сек* при температурах жидкого азота пороговая плотность тока имеет порядок 1 *а/см²*. Так как выделяемую в полупроводнике энергию при таких больших токах трудно отвести, обычно используется импульсный метод возбуждения с малой скважностью импульса.

в) Инжекция электронов и дырок через *p-n*-переход

Как было отмечено выше, специфической особенностью полупроводников является то, что его энергетические уровни могут заполняться электронами или дырками за счет введения в кристалл специально

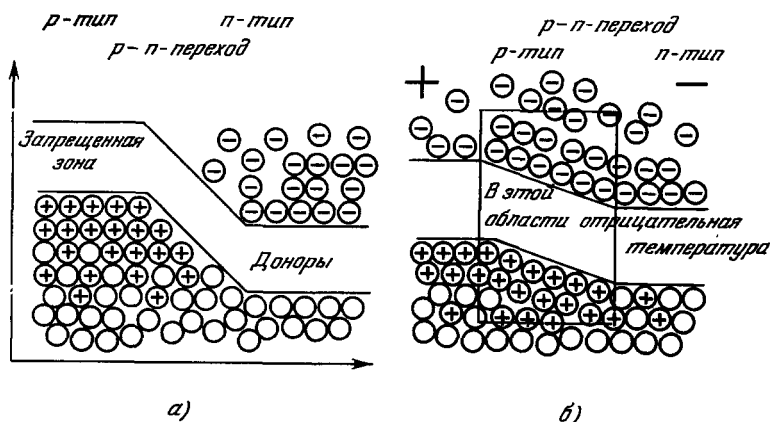


Рис. 7. а) Переход в равновесии; б) переход во внешнем электрическом поле.

подобранных атомов примесей. Однако одновременное введение донорных и акцепторных примесей не приводит к возникновению состояний с отрицательной температурой. Поэтому для получения инверсной населен-

ности поступают следующим образом. Берут два «куска» полупроводника, в один из них вводятся донорные примеси, в другой—акцепторные. Если такие полупроводники соединить, то образуется $p-n$ -переход: на границе раздела полупроводников возникает скачок потенциала, препятствующий проникновению электронов в кристалл, в котором имеются дырки, а дырок—в кристалл, в котором имеются электроны (рис. 7, а). Как было отмечено выше, для получения инверсной населенности необходима большая концентрация электронов и дырок (должно быть занято больше половины уровней в некоторой полосе энергий), т. е. полупроводник должен содержать большое количество примесей.

Если к $p-n$ -переходу приложить внешнее напряжение, снимающее скачок потенциала между двумя частями полупроводника, то равновесное распределение электронов нарушится и через полупроводник пойдет ток. При этом электроны как бы вливаются в область, где много дырок, а дырки—в область, где много электронов, и в узкой зоне вблизи $p-n$ -перехода на расстоянии в несколько микрон возникает инверсная населенность. Получается слой полупроводника, способный усиливать электромагнитные колебания за счет вынужденного излучения квантов при переходе электронов из зоны проводимости в валентную зону¹⁶ (рис. 7, б).

При создании полупроводниковых приборов было разработано много методов получения $p-n$ -переходов. В настоящее время для создания лазеров удалось использовать два метода для изготовления $p-n$ -переходов: диффузионный метод^{17, 18} и метод легирования различными примесями при росте кристаллов¹⁹.

III. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

Для осуществления генерации на основе систем с отрицательной температурой необходимо в такую систему ввести обратную связь. Обратная связь осуществляется с помощью резонаторов. Простейшим типом

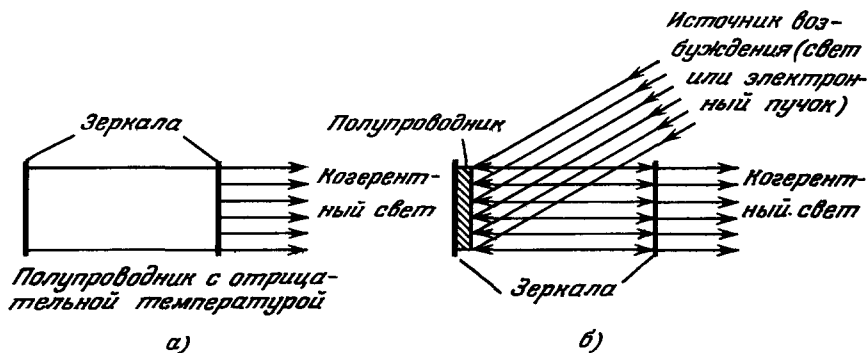


Рис. 8. Диаграмма полупроводниковых лазеров.
а) Обычные лазеры; б) с излучающими зеркалами.

резонаторов в оптическом диапазоне является резонатор с плоскопараллельными зеркалами^{20, 21}. Отражаясь от зеркал, кванты света будут многократно проходить через усиливающую среду. Если квант света, прежде чем он будет поглощен зеркалами или внутри образца, успеет вызвать индуцированное излучение более одного кванта (т. е. если в системе будет выполнено условие самовозбуждения генератора), то такая система будет работать как генератор (рис. 8, а). Если поддерживать в образце с помощью внешнего источника энергии некоторую отрицатель-

ную температуру, то число квантов в резонаторе будет нарастать до тех пор, пока число возбуждаемых в единицу времени электронов не станет равным числу излучаемых квантов.

Следует особо подчеркнуть, что когда квантовая система с обратной связью работает как генератор, ее излучение имеет строго определенное значение частоты. Это свойство отличает излучение генератора от всех других источников света: ламп накаливания, люминесцентных ламп, и от источников света с очень узкими спектральными линиями атомов и молекул.

Монохроматичность излучения квантового генератора является следствием свойств индуцированного излучения: частота кванта при индуцированном излучении равна частоте кванта, вызвавшего излучение. Исходная ширина линий в полупроводниках обычно составляет несколько сотен ангстрем. В настоящее время показано, что ширина линии в генераторах, использующих $p-n$ -переход в арсениде галлия, меньше $0,0017 \text{ \AA}$ ^{22,24}. Конечное значение ширины линии в генераторах связано со спонтанным излучением.

Наряду с изменением спектрального состава излучения в режиме генерации возникает пространственная направленность излучения. Она также связана с природой индуцированного излучения; при индуцированном излучении квант света имеет то же направление распространения, что и вызвавший его квант.

Обычно в полупроводниковых квантовых генераторах резонатором служит сам образец, так как полупроводниковые кристаллы имеют большую диэлектрическую постоянную и отполированная граница раздела воздух — диэлектрик способна отражать около 30% излучения.

Впервые полупроводниковые генераторы были осуществлены на $p-n$ -переходе в кристаллах GaAs^{17, 18}, несколько позже при возбуждении электронным пучком¹⁵ и в самое последнее время с оптическим возбуждением²³. В таблице указаны различные полупроводниковые

Полупроводниковые квантовые генераторы

Полупроводниковый материал	Длина волны излучения, мк	Метод возбуждения	Литература
CdS	0,5	Пучок быстрых электронов	15
CdTe	0,8	» » »	30
GaAs	0,85	Пучок быстрых электронов, $p-n$ -переход, оптическая накачка	29 17,18 23
InP	0,9	$p-n$ -переход	31
GaSb	1,6	$p-n$ -переход, пучок быстрых электронов	32 33
InAs	3,2	$p-n$ -переход, пучок быстрых электронов,	34 6
InSb	5,3	$p-n$ -переход, пучок быстрых электронов	36 35
PbTe	6,5	$p-n$ -переход	24
PbSe	8,5	$p-n$ -переход	24
GaAs—GaP	0,65—0,9	$p-n$ -переход	37
InAs—InP	0,9—3,2	$p-n$ -переход	25
GaAs—InAs	0,85—3,2	$p-n$ -переход	38

материалы, на которых удалось осуществить генерацию, и указаны методы возбуждения.

С помощью полупроводников уже удалось перекрыть большой диапазон частот от 0,5 до 8,5 μ . В ряде случаев удается непрерывно перекрыть большой диапазон частот, так как изменение концентрации компонент в тройных полупроводниковых соединениях приводит к изменению расстояния между зонами, т. е. позволяет менять непрерывно частоту излучения. Например, изменение состава в системе InAs—InP приводит к изменению частоты от 0,9 до 3,2 μ ²⁵.

В настоящее время наибольшее развитие получили квантовые генераторы на $p-n$ -переходах в GaAs. Были получены импульсный и непрерывный режимы со средней мощностью в несколько ватт и пиковой мощностью до 100 *вт* при к. п. д. около 30%²⁴.

Наиболее интересной особенностью полупроводниковых квантовых генераторов является высокий коэффициент полезного действия. Так как для генераторов на $p-n$ -переходах имеет место прямое преобразование энергии электрического тока в когерентное излучение, коэффициент полезного действия может приближаться к единице. Уже сейчас удается делать диоды, имеющие к. п. д. 70—80%²⁶.

Очень высоким коэффициентом полезного действия должны обладать и квантовые генераторы с монохроматической оптической накачкой, так как частота накачки может быть близка к частоте излучения¹¹.

Коэффициент полезного действия лазеров с электронным возбуждением не может быть выше 30%¹², так как две трети энергии тратится на нагрев решетки при образовании электронно-дырочной пары.

Однако такие генераторы могут обладать значительной мощностью. Этот вид возбуждения, по-видимому, позволит создать источники когерентного излучения, работающие вплоть до далекой ультрафиолетовой области.

Другой особенностью полупроводников является высокий коэффициент усиления, достигающий нескольких тысяч обратных сантиметров, что позволяет создавать квантовые генераторы с размерами, исчисляемыми микронами, т. е. с размерами резонатора, близкими к длине волны излучения. Такие резонаторы должны обладать очень малым временем установления, порядка 10^{-12} — 10^{-13} *сек*, что открывает возможности для сверхвысокочастотного управления колебаниями полупроводниковых генераторов, для создания на основе лазеров сверхбыстродействующих схем, например элементов для сверхбыстродействующих электронно-счетных машин. На основе полупроводниковых веществ могут быть созданы генераторы с модулированной добротностью, дающие очень короткие импульсы света.

Малые размеры полупроводниковых лазеров открывают возможности для создания квантовых усилителей, обладающих предельно высокой чувствительностью, так как чувствительность увеличивается с уменьшением числа типов колебаний, которые могут возбуждаться в резонаторе. Созданы первые усилители света с коэффициентом усиления около 2000²⁸.

Высокий коэффициент усиления в полупроводниковых генераторах позволяет создать для них новый тип резонатора — резонатор с излучающими зеркалами (рис. 8, б)²⁷.

Серебряное зеркало покрывается тонкой полупроводниковой пленкой, которая затем покрывается просветляющей пленкой. Если в полупроводниковой пленке создать состояние с отрицательной температурой, которое сможет компенсировать потери зеркала, такое зеркало может быть основой для создания квантового генератора. Как и в случае газового генератора, здесь можно ожидать очень высокую монохроматичность и пространственную когерентность излучения. Значительным пре-

имуществом такой системы является также сравнительная легкость отвода тепла от тонкой полупроводниковой пленки, что позволяет надеяться на получение значительной мощности.

Для получения отрицательной температуры в полупроводниковой пленке можно воспользоваться электронным возбуждением или оптической накачкой. Применение для оптической накачки полупроводниковых лазеров на $p-n$ -переходах позволит получить большой коэффициент полезного действия системы в целом.

Вопрос о предельных мощностях, которые могут быть получены с помощью полупроводниковых генераторов, в настоящее время еще недостаточно ясен. Однако применение излучающих зеркал достаточно большой площади, по-видимому, дает возможность использовать значительное количество полупроводникового вещества. Предельное значение сечения зеркал определяется точностью их изготовления, однородностью полупроводникового слоя и т. д. Различные нарушения оптической однородности будут приводить к возникновению высших типов колебаний.

Среди недостатков полупроводниковых квантовых генераторов следует отметить сравнительно малую мощность, большую пространственную расходимость и недостаточно высокую монохроматичность.

Однако, отмечая эти недостатки, следует иметь в виду, что полупроводниковая квантовая электроника делает еще только первые шаги. И сейчас уже видны пути устранения указанных недостатков, перспективы развития квантовой электроники и перспективы применения полупроводниковых лазеров. Все это позволяет надеяться, что полупроводниковая квантовая электроника есть одно из основных направлений развития лазеров.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Басов, Б. М. Вул, Ю. М. Попов, ЖЭТФ 37, 585 (1959).
2. R. H. Dicke, в сб. Quantum Electronics, Columbia University Press., New York, 1960, стр. 572.
3. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов, УФН 72, 161 (1960).
4. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов, ЖЭТФ 39, 100 (1960).
5. W. P. Dumke, Phys. Rev. 127, 1559 (1962).
6. C. Benoit la Guillaume, J. M. Debever, Symp. Radiative Recombination, in Semiconductor Paris, 1964.
7. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 28, 249 (1955).
8. N. Bloembergen, Phys. Rev. 104, 324 (1956).
9. T. H. Maiani, Nature 187, 493 (1960).
10. О. Н. Крохин, Ю. М. Попов, ЖЭТФ 38, 1589 (1960).
11. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, ЖЭТФ 46, 1508 (1964).
12. Ю. М. Попов, Труды ФИАН 23, 67 (1963).
13. В. С. Вавилов, УФН 75, 263 (1961).
14. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов, в сб. Adv. Quant. Electr., New York, 1961, стр. 496.
15. Н. Г. Басов, О. В. Богданкевич, А. Девятков, ДАН СССР 55, 783 (1964).
16. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов, ЖЭТФ 40, 1879 (1961).
17. B. H. Hall, G. E. Venner, J. D. Kingsley, T. J. Soltus, R. Carlos, Phys. Rev. Letts. 9, 366 (1962).
18. M. I. Natham, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, G. J. Lasher, Appl. Phys. Letts. 1, 62 (1962).
19. M. Vernar, частное сообщение.
20. А. М. Прохоров, ЖЭТФ 34, 1658 (1959).
21. A. L. Schawlow, C. H. Townes, Phys. Rev. 112, 1940 (1958).
22. J. A. Armstrong, A. W. Smit, Appl. Phys. Letts. 4, 196 (1964).
23. Н. Г. Басов, А. З. Грасюк, В. Катулин, ДАН СССР 165, № 6 (1965).
24. C. Hillsom, Lasers and Their Applications, London 1964.
25. F. B. Alexander, Appl. Phys. Letts. 4, 1 (1964).
26. M. I. Natham, PI EEE 52, 770 (1964).

27. Н. Г. Басов, О. В. Богданкевич, Symp. of Radiative Recombination in Semicondutor, Paris, July 23, 1964.
 28. J. W. Crowe, R. W. Graig, Appl. Phys. Letts. 4, 57 (1964).
 29. С. Е. Hurwitz, R. J. Kayes, Appl. Phys. Letts. 5, 139 (1964).
 30. В. С. Вавилов, Э. Л. Нолее, В. Д. Егоров, ФТТ 7, № 3 (1965).
 31. G. Burns, R. S. Lewitt, M. I. Nathan, K. Weiser, PI EEE 51, 1143 (1963).
 32. T. Deutsch et al., Phys. Stat. Solids 3, 1001 (1963).
 33. C. Benoit a la Guillaume, J. M. Debever, Preprint, Compt. rend. (1964).
 34. I. Melngilis, Appl. Phys. Letts. 2, 176 (1963).
 35. C. Benoit a la Guillaume, J. M. Debever, Sci. St. Com. 2, 145 (1964).
 36. R. J. Phelan, A. R. Calawn, R. H. Redikes, R. J. Keyes, B. Lax, Appl. Phys. Letts. 3, 143 (1963).
 37. N. Holonyak, Jr., and S. F. Bevaqua, Appl. Phys. Letts. 1, 82 (1962).
 38. T. M. Quist, R. H. Rediker, R. T. Keyes and W. E. Dray, Bull. Amer. Phys. Soc., 88 (January 1963).
-