

## 1.4. Излучение и усиление света

### 1.5.1. Люминесценция в твердом теле

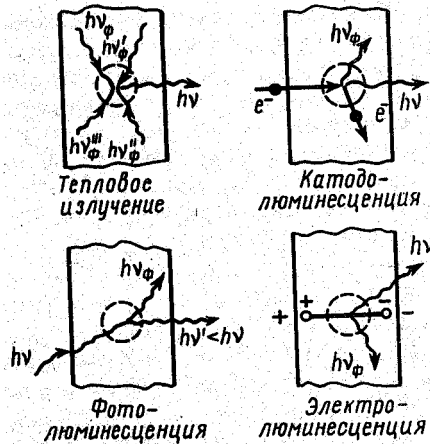


Рис. 12. Виды люминесценции

Излучение фотонов полупроводником может наблюдаться в результате процессов рекомбинации носителей заряда, непременно сопровождающих генерацию (и равновесную, и неравновесную), поскольку процесс возбуждения электронов является обратимым. Процессы излучения могут быть тепловыми (безызлучательная рекомбинация) и нетепловыми (излучательная рекомбинация или *люминесценция*). Под люминесценцией понимают излучение, избыточное над тепловым при данной температуре и обладающее длительностью, значительно превышающей период световых колебаний. Эта длительность называется временем послесвечения. Она составляет не более  $10^{-8}$  с для *флюоресценции* и значительно больше (до минут и часов) для *фосфоресценции*. Виды люминесценции различают в зависимости от способа возбуждения материала (рис. 12). Поскольку в чистых материалах люминесцентные свойства проявляются обычно слабо, для интенсификации процессов излучения в возбужденном твердом теле используются активаторы, примеси создающие разрешенные состояния в запрещенной зоне основного материала. Энергия излучения регулируется природой и состоянием активатора. Такие примесные источники люминесцентного свечения называют *кристаллофосфорами*, которые включают широкозонный полупроводник, активатор и легкоплавкие добавки. Механизмы излучения в неравновесном материале могут включать переходы с образованием, распространением и распадом экситонов, с участием ловушек, повышающих время послесвечения с увеличением глубины залегания  $\Delta E_L$  и другие (рис. 13).

### 1.5.2. Теория излучения Эйнштейна. Статистика электронов в лазерной системе.

Концепция равновесия – это научный (или, по крайней мере, методический) принцип, столь же мощный, как и законы сохранения энергии или импульса.

Использование функции Ферми – Дирака означает, что

1) система находится в состоянии равновесия;

2) у системы есть определенная температура.

Нельзя говорить о температуре одного электрона, и нельзя говорить о температуре выведенной из равновесия системы, так как не существует такой величины  $T$ , которую можно подставить в  $f(E, T)$  и получить правильное распределение электронов по энергии. Правда, Вы мне можете возразить и сказать, что мы уже много раз пользовались равновесными функциями распределения при описании неравновесного процесса электропроводности – ведь система электронов в этом случае выводится из равновесия внешним электрическим полем. Но вспомните: электрическое поле вызывает дрейфовую скорость, которая составляет всего лишь миллионную долю процента от тепловой скорости. Это означает, что *очень маленькое* отклонение от равновесия создает *очень большие* токи, поэтому в слабых полях электропроводность – *почти* равновесное явление.

В лазерах все иначе. Хотя распределение заселенности уровней в рабочем теле лазера сильно возмущено, тем не менее, тут присутствует равновесие особого рода. Правда, абсолютная температура системы при это отрицательна, но ничего страшного, ведь она «горячее» самой высокой положительной температуры. Странно? Давайте разберемся подробнее.

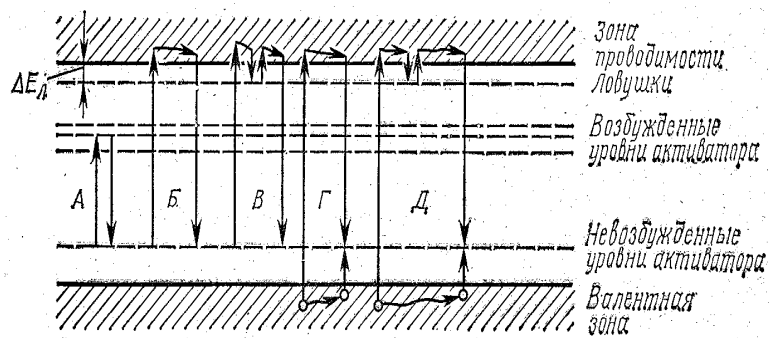


Рис. 13. Излучательные переходы в кристаллофосфорах: А - возбуждение активатора и рекомбинация; Б - возбуждение с образованием электрона проводимости и рекомбинация; В - аналогично б) с промежуточным захватом ловушкой; Г - возбуждение собственного атома и рекомбинация с участием активатора; Д - аналогично г) с дополнительным участием ловушки

Пусть у нас есть система (рис. 14), содержащая только два

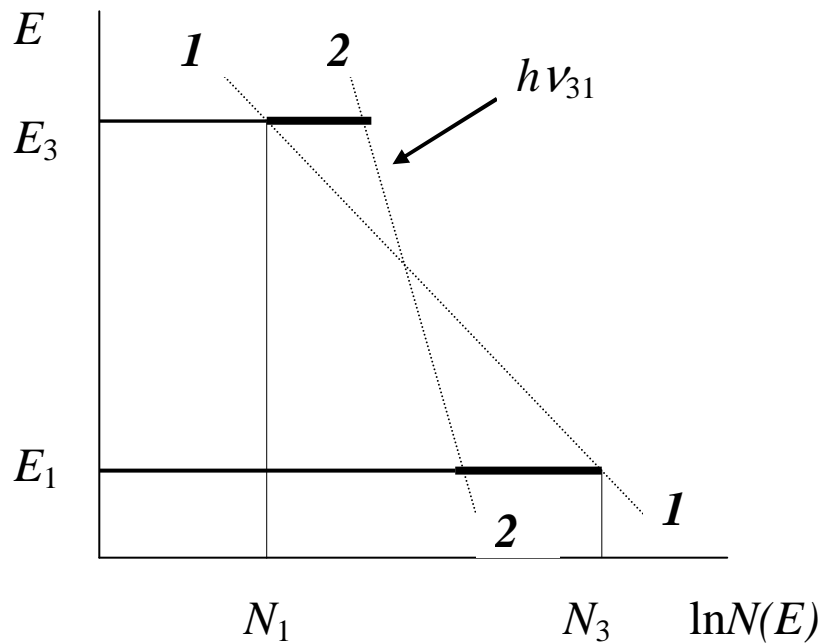


Рис. 14. Схема заселенности электронных состояний в двухуровневой системе

энергетических уровня:  $E_1$  и  $E_3$  (индекс 2 нам понадобится позже). В больцмановском приближении заселенности уровней  $E_1$  и  $E_3$ , то есть количества электронов  $N_1$  и  $N_3$  с энергиями  $E_1$  и  $E_3$ , связаны соотношением

$$N_3 = N_1 \cdot \exp\left(-\frac{E_3 - E_1}{kT}\right), \quad (7)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

Что реально может означать подобная двухуровневая система? Это могут быть любые два электронных энергетических уровня атома, молекулы или твердого тела, выбранные из множества разрешенных уровней.

Если наша система находится в равновесии, то число переходов электронов в единицу времени с уровня  $E_1$  на уровень  $E_3$  равно числу переходов с уровня  $E_3$  на уровень  $E_1$  (такое утверждение называется *принципом детального баланса*). Будем считать (это зависит от конкретного материала), что все переходы с уровня  $E_3$  на уровень  $E_1$  являются излучательными, то есть сопровождаются излучением фотона. Такое излучение, обусловленное самопроизвольным «падением» электронов с верхних уровней на нижние, называется

*спонтанным излучением.* При спонтанном излучении испускаются фотоны с частотой  $\nu_{31}$ , удовлетворяющей условию

$$h\nu_{31} = E_3 - E_1, \quad (8)$$

где  $h$  – постоянная Планка. (Кстати, какой физический закон требует, чтобы выполнялось это условие?) При переходах электронов с уровня  $E_1$  на уровень  $E_3$  происходит поглощение фотонов такой же частоты, и процесс так и называется – *поглощение*. Таким образом, тепловое равновесие в нашей системе поддерживается имеющимися в ней фотонами, которые непрерывно излучаются и поглощаются при электронных переходах. Это пронизывающее равновесную систему излучение называется тепловым, и его спектральная плотность  $\rho(\nu)$ , то есть объемная плотность энергии фотонов, приходящаяся на единичный интервал частот вблизи заданной частоты  $\nu$ , описывается знаменитой *формулой Планка*

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi n^3 h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad (9)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме;  $n$  – показатель преломления вещества, в котором развиваются описанные нами события.

Число электронных переходов в единицу времени (скорость переходов), соответствующих поглощению, пропорционально количеству электронов на нижнем уровне и спектральной плотности излучения, соответствующей частоте  $\nu_{31}$ , то есть равно  $B_{13}N_1\rho(\nu_{31})$ . Коэффициент пропорциональности  $B_{13}$  обычно называют *коэффициентом поглощения*. Скорость электронных переходов, соответствующих спонтанному излучению, пропорциональна просто количеству электронов на верхнем уровне, то есть, равна  $A_{31}N_3$ , где  $A_{31}$  – *коэффициент спонтанного излучения*. Коэффициенты  $B_{13}$  и  $A_{31}$  характеризуют вероятности процессов поглощения и спонтанного излучения соответственно.

Казалось бы, теперь мы можем приравнять друг к другу скорости процессов поглощения и спонтанного излучения и найти связь между вероятностями этих процессов. Однако все ли возможные процессы в нашей двухуровневой системе мы учли? Например, не могут ли электроны на верхнем уровне поглощать фотоны с частотой  $\nu_{31}$ ? Такая мысль на первый взгляд выглядит дикой, но... ведь разрешено все, что не запрещено, не так ли? А кто может запретить такой процесс? Конечно, законы сохранения энергии и импульса.

Давайте попробуем записать закон сохранения энергии для такого процесса. Чтобы энергия действительно сохранялась, такое соотношение должно выглядеть следующим образом:

$$E_3 + h\nu_{31} = E_1 + h\nu_{31} + h\nu_{31}. \quad (10)$$

Интересно, не правда ли? Энергия при таком процессе будет сохраняться, если электрон на верхнем уровне поглотит *один* фотон, перейдет на нижний уровень и испустит *два* таких же фотона. Импульс при таком процессе тоже может сохраняться – проверьте, пожалуйста, это сами в качестве маленького упражнения. Итак, такой процесс возможен. Он называется *вынужденным излучением*. Скорость вынужденного излучения будет равна  $B_{31}N_3\rho(\nu_{31})$ , где  $B_{31}$  называют *коэффициентом вынужденного излучения*.

Вот теперь мы можем в соответствии с принципом детального равновесия приравнять скорости электронных переходов снизу вверх и сверху вниз:

$$B_{13}N_1\rho(\nu_{31}) = A_{31}N_3 + B_{31}N_3\rho(\nu_{31}). \quad (11)$$

Полученное соотношение (11) с учетом формул (7), (9) можно преобразовать к виду

$$\rho(\nu_{31}) = \frac{A_{31}}{B_{13} \cdot \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - B_{31}}. \quad (12)$$

Сравнение формул (9) и (12) показывает, что для вероятностей электронных переходов должны выполняться условия:

$$B_{13} = B_{31}, \quad (13)$$

$$A_{31} = B_{31} \cdot \frac{8\pi n^3 h\nu^3}{c^3}. \quad (14)$$

Полученные нами соотношения называются *соотношениями Эйнштейна*, а вся изложенная выше теория – *теорией излучения Эйнштейна*.

Описанная выше ситуация реализуется без какого бы то ни было внешнего излучения следующим образом. Поскольку наша двухуровневая система обладает ненулевой температурой, в соответствии с уравнением (7) всегда есть вероятность переходов электронов с уровня  $E_1$  на уровень  $E_3$  за счет тепловой энергии. Появившиеся на уровне  $E_3$  электроны рано или поздно падают на уровень  $E_1$ , создавая спонтанное излучение фотонов с энергией  $h\nu_{31}$ . Эти фотоны порождают вынужденное излучение фотонов с той же энергией. В системе устанавливается равновесие, описываемое

уравнением (7). Этому равновесию, а конкретнее, уравнению (7), соответствует штриховая линия **1–1** на рис. 14.

Давайте теперь воздействуем на такую систему внешним излучением с энергией фотонов  $h\nu_{31}$ . Это вовсе не обязательно должно быть монохроматическое излучение, пусть это будет излучение обычной лампы накаливания со сплошным спектром, лишь бы в нем присутствовали фотоны с указанной выше энергией. Такие фотоны, во-первых, будут поглощаться двухуровневой системой, а во-вторых, создавать в ней вынужденное излучение фотонов с той же энергией. В итоге заселенность уровней  $E_1$  и  $E_3$  электронами изменится. Увеличение числа поглощенных фотонов уменьшит заселенность нижнего уровня. При этом, правда, увеличится и количество переходов электронов с верхнего уровня на нижний, но, хотя вероятности вынужденных переходов вверх и вниз абсолютно одинаковы, переходов с  $E_1$  на  $E_3$  будет больше, поскольку на нижнем уровне находится значительно больше электронов. Иными словами, в результате преобладающим эффектом будет поглощение света, которое мы постоянно наблюдаем в природе. В поле внешнего излучения установится равновесие, уравнение (7) для которого показано на рис. 14 штриховой линией **2–2**, соответствующей более высокой, чем для линии **1–1**, температуре. Ну конечно, внешнее

излучение нагревает нашу систему. Если мы будем увеличивать интенсивность внешнего излучения, температура системы будет становиться все больше и больше, но уравнение (11) показывает, что она все равно будет иметь конечную величину при любой, сколь угодно большой, интенсивности внешнего излучения. Процессы

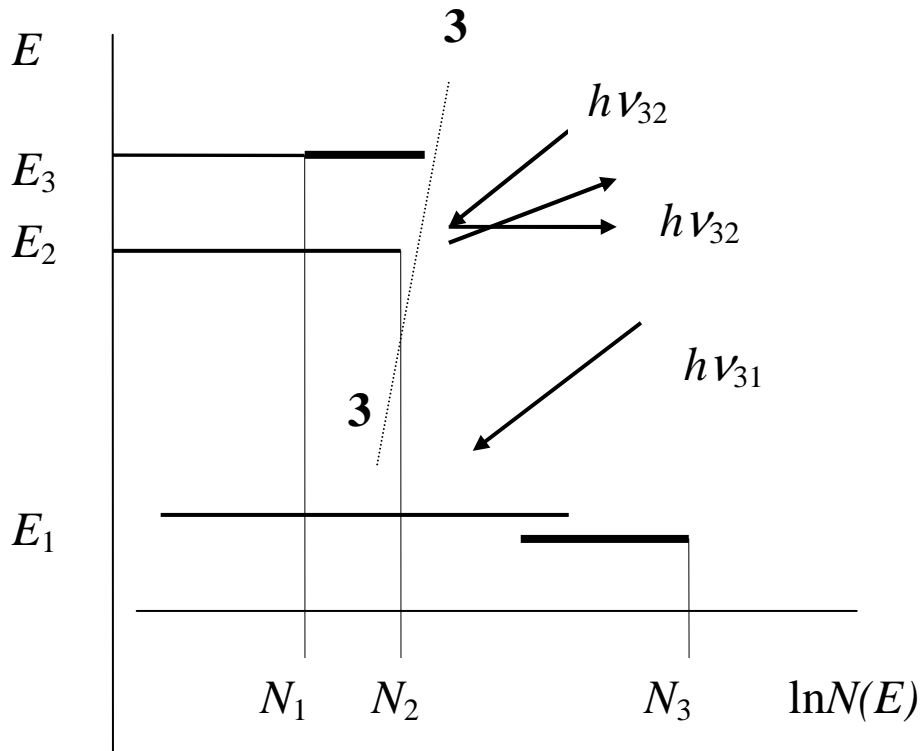


Рис. 15. Схема заселенности электронных состояний в трехуровневой системе

поглощения всегда будут преобладать над процессами вынужденного излучения.

Ситуация, однако, может резко измениться, если в нашей системе будет присутствовать третий электронный уровень с энергией  $E_2$ , большей, чем  $E_1$ , но меньшей, чем  $E_3$  (рис. 15). Если мы будем освещать такую трехуровневую систему только фотонами с энергией  $h\nu_{32}$ , то основным откликом системы на это воздействие будет поглощение этих фотонов. Если же мы будем освещать систему фотонами с энергией  $h\nu_{31}$ , то, как рассматривалось выше, мы увидим поглощение этих фотонов. Но при увеличении интенсивности этого освещения (его называют устоявшимся термином *накачка*) заселенность электронами самого верхнего из трех уровней будет возрастать, и в конце концов станет больше, чем заселенность уровня  $E_2$ . Такое явление называют *инверсией заселенности*. Посмотрев



внимательно на линию **3–3** (рис. 15) и формулу (7), мы с удивлением обнаружим, что температура системы, состоящей из уровней  $E_2$  и  $E_3$ , стала отрицательной, причем эта отрицательная температура больше самой большой положительной (конечно, это не «настоящая» температура; вспомните утверждения, сделанные в начале параграфа). Впрочем, это не самое интересное свойство системы с инверсной заселенностью уровней. Пусть на эту систему будут падать фотоны с энергией  $h\nu_{32}$ . Поскольку заселенность уровней с энергией  $E_3$  больше, чем уровней с энергией  $E_2$ , процессы вынужденного излучения будут преобладать над процессами поглощения, то есть из такой системы будет вылетать фотонов с энергией  $h\nu_{32}$  больше, чем падать на нее. Мы будем наблюдать явление, которое по-английски называется Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (усиление света за счет испускания вынужденного излучения). Значит, мы получим усилитель света, который по первым буквам в английском наименовании явления называется *лазер* (laser). Поскольку в спектре излучения ламп накачки присутствуют не только фотоны с энергией  $h\nu_{31}$ , но и фотоны с энергией  $h\nu_{32}$ , лазер будет работать не только как усилитель, но и как генератор оптического излучения, причем это излучение будет монохроматическим.

Если вспомнить, что фотоны являются бозе-частицами, то можно предсказать еще два интересных свойства лазерного излучения. Если фермионы подчиняются принципу Паули и не находятся в количестве больше одного в каждом квантовом состоянии, то бозоны, напротив, ведут себя по принципу «чем нас больше соберется, тем нам будет веселей». Если в системе появляется бозон в каком-то квантовом состоянии, то сразу повышается вероятность появления в системе второго такого же бозона в таком же квантовом состоянии. Появление второго бозона резко повышает вероятность появления такого же третьего, и так далее по нарастающей. Процесс развивается очень быстро, поэтому все возникшие бозоны излучаются практически одновременно, то есть лазерное излучение является когерентным (кстати, а можно ли создать, допустим, электронный лазер?). Кроме того, поскольку одним из квантовых состояний фотона является состояние его поляризации, то лазерное излучение поляризовано.