

КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ

1. Физические основы квантовой электроники.

1.1 Общие сведения

К квантовым приборам относится совокупность радиотехнических и оптических устройств - генераторы, усилители, преобразователи частоты электромагнитных волн, действие которых основано на явлении вынужденного излучения. Вынужденное излучение вещества возникает в результате согласованного по частоте и направлению почти одновременного испускания электромагнитных волн огромным количеством атомов или молекул под действием внешнего электромагнитного поля.

Вынужденное излучение может происходить в диапазонах радиоволн, инфракрасного излучения, видимого света и ультрафиолетового излучения.

Научную основу теории и практики квантовых приборов составляет раздел физики «квантовая электроника» *)

По представлению классической физики структура атомов, молекул и кристаллов сохраняется с помощью внутренних упругих сил. При этом, электроны и ионы взаимно удерживаются с помощью упругих сил, обеспечивающих их колебания.

Простейшей моделью, иллюстрирующей процессы излучения электромагнитного поля микрочастицами, является модель, в которой излучение рассматривается как результат колебаний электрона, удерживаемого около положения равновесия упругими силами. Такое излучение может рассматриваться как излучение электрического диполя.

Эта же модель может быть использована и для анализа взаимодействия вещества с электромагнитным полем.

Строгое описание работы квантовых приборов может быть получено лишь с учетом законов квантовой механики. Но многие вопросы, связанные с энергией взаимодействия поля и вещества, могут быть решены так называемым полуклассическим методом. В полуклассической теории свойства рабочего вещества анализируются методами квантовой механики, а электромагнитное поле – законами

классической электродинамики. Впервые этот метод был использован У. Лэмбом при разработке теории газового лазера. Наиболее строгим методом анализа квантовых приборов является метод квантовой электродинамики. Однако, применение этого метода связано со сложным математическим аппаратом и выходит за рамки данного курса.

Существенное упрощение анализа работы квантовых приборов является вероятностный метод, предложенный Эйнштейном. В дальнейшем мы будем пользоваться этим методом. Рассмотрим основные процессы в квантовых приборах.

1.2 Энергетические уровни и квантовые переходы.

В соответствии с законами квантовой механики внутренняя энергия изолированной микрочастицы может принимать лишь дискретные значения, называемые *уровнями энергии*. Совокупность разрешенных значений внутренней энергии микрочастицы определяет систему уровней энергии. Основой системы являются электронные уровни ЭУ, отстоящие друг от друга на $1...10\text{эВ}$.

*) Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия. Москва 1969г.

Между электронными уровнями располагаются колебательные уровни КУ с расстоянием примерно $0,1\text{эВ}$, а между колебательными уровнями находятся вращательные уровни ВУ с интервалом 10^{-3}эВ и меньше. Названия групп уровней связаны с их происхождением: электронные уровни соответствуют энергии взаимодействия электронов с ядром; колебательные и вращательные уровни связаны с движением отдельных частей микрочастицы внутри самой микрочастицы и движением (вращением) частицы как целого. Уровень, соответствующий наименьшей допустимой энергии микрочастицы, называется *основным*, а остальные – *возбужденными*.

Изменение внутренней энергии называется *переходом с уровня на уровень*.

При переходе с более высокого энергетического уровня E_2 на более низкий E_1 выделяется энергия $\Delta E_{21}=E_2-E_1$, а при переходе с более низкого на более высокий – поглощается такая же энергия. Переходы с излучением или поглощением квантов электромагнитного поля (фотонов) называются *излучательными*. Переходы, которые совершаются в результате теплового взаимодействия (через фононы) – *безызлучательными*.

Спонтанные переходы - самопроизвольные излучательные квантовые переходы из верхнего энергетического состояния в нижнее. Электромагнитное поле спонтанного излучения характеризуется тремя параметрами: *центральной частотой спектральной линии* ν_l , спектральной плотностью излучения $S(\nu)$ и мощностью излучения. Центральная частота излучения называется так же *частотой квантового перехода или частотой спектральной линии* и определяется постулатом Бора:

$$\nu_l = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1.2.1)$$

где E_2 и E_1 – энергии верхнего и нижнего уровней; h – постоянная Планка.

Спектр спонтанного излучения будет проанализирован ниже, здесь же отметим, что ширина спектра спонтанного излучения относительно велика и спонтанное излучение должно рассматриваться как шумоподобный сигнал.

Определим теперь мощность спонтанного излучения. Здесь и в дальнейшем будем рассматривать процессы в единице объема вещества. Пусть в рассматриваемом объеме содержится n_2 частиц с энергией E_2 и n_1 – с энергией E_1 . Число частиц в единице объема называется *населенностью уровня*. Спонтанные переходы носят случайный характер и оцениваются вероятностью перехода в единицу времени A_{21} , которая называется коэффициентом Эйнштейна для спонтанных переходов. Если населенность уровня n_2 остается неизменной во времени (или изменяется незначительно), то число переходов в единицу времени с уровня E_2 на уровень E_1 составит $Z_{21}=n_2 \cdot A_{21}$

При каждом переходе выделяется энергия $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$, поэтому мощность излучения равна:

$$P_{21} = n_2 \cdot A_{21} (E_2 - E_1) = n_2 \cdot A_{21} \cdot h\nu_{21} \quad (1.2.2)$$

Между коэффициентом Эйнштейна и средним временем жизни частицы на уровне τ_2 (время, за которое при отсутствии внешнего возбуждения населенность уровня падает в e раз) существует простая связь:

$$A_{21} = \frac{1}{\tau_2} \quad (1.2.3)$$

Среднее время жизни на уровне составляет величину в пределах от единицы до сотен наносекунд. На метастабильных уровнях время жизни составляет миллисекунды.

Ширина спектральной линии.

До сих пор мы рассматривали ансамбли одинаковых частиц, имеющих, например, энергетические уровни E_1 и E_2 , между которыми совершаются переходы. При излучательных переходах в различных частицах частота излучения по формуле (1.2.1) должна быть одинаковой. Однако, в соответствии с принципом Паули, в системе частиц не может быть двух частиц, имеющих одинаковую энергию. Поэтому, при образовании ансамбля одинаковых частиц их энергетические уровни несколько расщепляются. Степень размытия уровней определяется соотношением Гейзенберга, которое можно записать в форме $\Delta E \Delta t \geq h$. ΔE и Δt – неопределенности энергии и времени. Размытость уровней обратно пропорциональна времени жизни на уровнях. Неопределенность частоты перехода между «размытыми» уровнями находится из соотношения :

$$\nu_{\max} - \nu_{\min} = (\Delta E_2 - \Delta E_1)/h \quad (1.2.4)$$

Ширина спектральной линии $\Delta\nu_{\text{л}}$ при спонтанных переходах называется *естественной шириной спектральной линии*. Ширину контура спектральной линии принято определять как разность частот, на которых интенсивность излучения I равна половине максимального значения I_0 . *Частотой перехода $\nu_{\text{л}}$* (центральной частотой перехода), называют частоту, соответствующую максимуму спектральной линии.

Форма спектральной линии может быть представлена так называемой лоренцевой кривой:

$$I/I_0 = \frac{\Delta\nu^2}{4[(\nu - \nu_n)^2 + \Delta\nu_n^2]} \quad (1.2.5)$$

Реально наблюдаемые спектральные линии по различным причинам имеют ширину больше естественной.

Вынужденные переходы – это квантовые переходы частиц под действием внешнего электромагнитного поля, частота которого совпадает или близка к частоте перехода. При этом возможны переходы с верхнего уровня E_2 на нижний E_1 и с нижнего на верхний. В первом случае под действием внешнего электромагнитного поля с частотой ν_{21} происходит вынужденное испускание частицей кванта энергии. Особенность вынужденного испускания кванта энергии состоит в том, что появившейся фотон полностью идентичен фотону внешнего поля. Вынужденное излучение имеет такие же частоту, фазу, направление распространения и поляризацию, что и вынуждающее излучение. Поэтому вынужденное излучение увеличивает энергию электромагнитного поля с частотой перехода ν_{21} . Это служит предпосылкой для создания квантовых усилителей и генераторов.

Следует отметить, что на вынужденный переход с излучением энергии не затрачивается энергия внешнего поля, которая является лишь своеобразным стимулятором процесса. В противоположность этому для перевода частицы из нижнего энергетического состояния E_1 в верхнее E_2 необходимо затратить энергию внешнего поля, равную разности энергий верхнего и нижнего уровней: $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$. Таким образом при каждом вынужденном переходе с E_1 на E_2 затрачивается квант энергии внешнего поля $h\nu_{21}$.

Вынужденные переходы, так же как и спонтанные имеют статистический характер. Поэтому вводятся вероятностные коэффициенты: W_{21} – вероятность вынужденного перехода с уровня E_2 на уровень E_1 и W_{12} – с уровня E_1 на уровень E_2 в единицу времени в единице объема. Эти вероятности пропорциональны объемной плотности внешнего поля u_ν на частоте перехода и определяются соотношениями:

$$W_{21} = B_{21}u_\nu \quad W_{12} = B_{12}u_\nu \quad (1.2.6)$$

где B_{21} и B_{12} – коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов с излучением и поглощением энергии соответственно.

Коэффициенты Эйнштейна B имеют смысл вероятностей вынужденных переходов в единице объема в единицу времени при единичной объемной плотности энергии внешнего поля ($u_\nu = 1 \text{ Дж м}^{-3} \text{ с}^{-1}$) на частоте ν .

Число вынужденных переходов с излучением энергии в единицу времени в единице объема Z_{21} пропорционально вероятности W_{21} и населенности верхнего уровня n_2 : $Z_{21} = W_{21} n_2 = B_{21} u_\nu n_2$. Число вынужденных переходов с поглощением энергии $Z_{12} = W_{12} n_1 = B_{12} u_\nu n_1$. Мощность выделяемая в результате вынужденных переходов в единице объема определяется формулой (1.2.2).

Вынужденные переходы происходят как с излучением так и поглощением внешнего поля, поэтому результатом взаимодействия является разность мощностей поглощаемой и выделяемой:

$$P_{вз} = n_1 B_{12} h \nu u_\nu - n_2 B_{21} h \nu_{21} u_\nu = \Delta n_{12} B h \nu_{21} u_\nu \quad (1.2.7)$$

где $\Delta n_{12} = n_1 - n_2$

Эйнштейн не только ввел понятие коэффициентов A и B , но и на основании анализа процессов в полости абсолютно черного тела, заполненного атомами газа, вывел соотношение между ними: $B_{12} = B_{21}$,

$$A_{21} = (8\pi h \nu_{21}^3 / c^3) B_{21} \quad (1.2.8)$$

Связь между коэффициентами Эйнштейна и квантовыми параметрами микрочастиц может быть найдена, если сравнить вероятность вынужденных переходов через коэффициенты Эйнштейна B с вероятностями таких же переходов на основании решения уравнения Шредингера при воздействии на ансамбль частиц монохроматическим электромагнитным полем:

$$B_{12} = \frac{8\pi^3}{3h^2} |P_{12}|^2 \quad (1.2.9)$$

где p_{12} матричный элемент дипольного момента.

1.3 Термодинамическое равновесие.

Любое физическое тело, в том числе кристалл или объем газа обладают запасом теплоты. Эта теплота определяется

кинетической энергией микрочастиц, и существует в форме квантов называемых фонами. Мерой энергии тепловых колебаний может быть абсолютная температура тела T . Средняя энергия тепловых колебаний частицы имеет величину порядка kT , где k – постоянная Больцмана. Между отдельными частицами энергия распределяется неравномерно, например по закону Больцмана

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left[-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right] \quad (1.3.1)$$

где N_2 и N_1 населенности уровней в состоянии термодинамического равновесия

(равновесные).

Состоянии термодинамического равновесия запас тепла и температура тела остаются неизменными. При контакте тел с различными температурами возникают тепловые потоки, приводящие к выравниванию температур и установлению нового термодинамического равновесия. Процесс установления равновесия называется релаксацией, а постоянная времени процесса τ_p .

Равновесное или неравновесное состояние может быть не только между телами, но и частями одного тела. Например, в кристаллах полупроводников, в которых кроме нейтральных узлов решетки есть свободные электроны и дырки, находящиеся в тепловом движении. Энергия этого движения также может оцениваться температурой. В состоянии термодинамического равновесия температура электронного газа и решетки должны быть одинаковыми. Нарушение температуры электронного газа, например увеличением скорости электронов внешним полем, приводит к нарушению термодинамического равновесия между электронным газом и решеткой. При этом, система стремится к равновесию путем выравнивания температур за счет тепловых потоков.

В твердых телах изменение внутренней энергии атомов или молекул может сопровождаться излучением или поглощением кванта тепловой энергии фона, создаваемой тепловыми колебаниями атомов или молекул образующих вещество. Изменение внутренней энергии микрочастиц путем поглощения или испускания фона, называется безызлучательными переходами. Вероятность таких

переходов в единицу времени в единице объема будем обозначать буквами ϖ_{12} и ϖ_{21} в зависимости от направления процесса.

В случае нарушения термодинамического равновесия процесс релаксации может происходить как только путем безызлучательных переходов, так и за счет безызлучательных и излучательных переходов если они возможны. Если вероятность безызлучательных переходов много больше вероятности спонтанных переходов ими можно пренебречь. В этом случае время релаксации τ_p определяется вероятностью безызлучательных переходов:

$$\tau_p = \frac{1}{\varpi_{21} + \varpi_{12}} \quad (1.3.2)$$

Если же вероятности излучательных и безызлучательных переходов соизмеримы, то время релаксации определяется обоими процессами.

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_u} + \frac{1}{\tau_b} \quad (1.3.3)$$

где: τ_u – время излучательной релаксации, а τ_b – время безызлучательной релаксации.

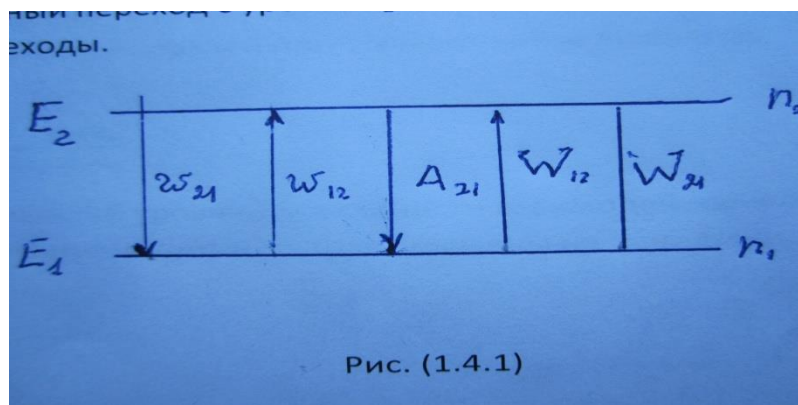
Эффективность излучательной рекомбинации определяется внутренней квантовой эффективностью $\eta_{\text{кв}} = \frac{\tau}{\tau_u}$, где: $\tau = \frac{\tau_u \tau_b}{\tau_u + \tau_b}$

1.4 Возможность усиления электромагнитного поля в квантовых системах.

Вынужденное излучение возбужденных микрочастиц при переходах с верхнего энергетического уровня на нижний, когерентно т.е. совпадает по частоте, фазе, поляризации и направлению распространения с вынуждающим, это наталкивает на мысль о возможности использования вынужденных переходов для усиления электромагнитного поля. Для того, чтобы оценить возможность такого усиления, рассмотрим обмен энергии между полем и веществом, имеющим два уровня энергии E_1 и E_2 и населенностями уровней n_1 и n_2 . Из этой формулы следует, что усиление мощности электромагнитного поля возможно лишь при условии $n_2 > n_1$. Такое состояние называется

состоянием с инверсией населенностей уровней. Одной из важнейших проблем создания усилителей или генераторов электромагнитных волн является разработка методов обеспечения инверсий населенностей уровней. Процессы обмена энергией между веществом и электромагнитным полем определяет с помощью так называемых кинетических (или скоростных) уравнений. Такое уравнение определяет скорость изменения населенностей уровней $\frac{dn}{dt}$ в зависимости от факторов, приводящих к этим изменениям.

Составим систему таких уравнений для вещества с уровнями E_1 и E_2 , переходы между которыми являются излучательными. Схематически процессы в системе показаны на рис. 1.4.1, на котором изменение энергии при переходах обозначены стрелками около которых обозначена причина перехода. Так ϖ_{21} обозначает безызлучательный переход с уровня E_2 на E_1 . Аналогично обозначены и остальные переходы.



В соответствии с рис.1.4.1 получим:

$$\frac{dn_1}{dt} = -n_1 B_{u\nu} - n_1 W_{12} + n_2 B_{u\nu} + n_2 A_{21} + n_2 \varpi_{21} \quad (1.4.1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = n_1 B_{u\nu} + n_1 \varpi_{12} - n_2 B_{u\nu} - n_2 A_{21} + n_2 \varpi_{12}$$

$n_1 + n_2 = N$ – число частиц в единице объема.

Каждый из членов правой части системы уравнений (1.4.1) описывает число переходов в единицу времени с данного уровня или на данный

уровень. Например $n_1 B_{12} \nu$ – уменьшение населенности уровней E_1 за счет вынужденных переходов на уровень E_2 .

В стационарном состоянии населенности уровней не изменяется и $\frac{dn_1}{dt} = \frac{dn_2}{dt} = 0$

Будем считать, что вероятности безызлучательных переходов много больше вероятности спонтанных. В этом случае можно пренебречь A_{21} по сравнению с $(W_{21} + W)$, и

$$n_1(B_{12}\nu + \varpi_{21}) - n_2(B_{21}\nu + \varpi_{12}) = 0 \quad (1.4.2)$$

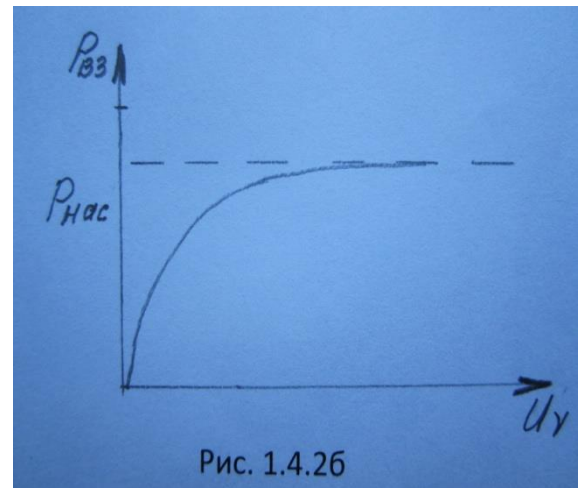
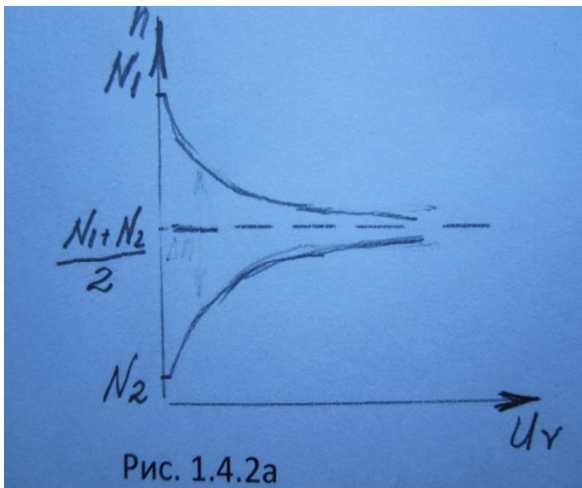
Решая эту систему, можно найти населенности уровней n_1 и n_2 и их разность в зависимости от плотности энергии действующего электромагнитного поля:

$$\Delta n_{12} = \frac{\Delta N_{12}}{1 + 2W\tau_p} \quad (1.4.3)$$

Зная разность населенности уровней Δn_{12} , можно найти мощность взаимодействия:

$$P_{вз} = \frac{\Delta N_{12} B \hbar \nu u_\nu}{1 + 2\tau_p B \nu u_\nu} \quad (1.4.4)$$

Зависимость населенностей уровней и мощности взаимодействия от плотности энергии электромагнитного поля показаны на рис. 1.4.2а и 1.4.2б



Как следует из формул (1.4.3 и 1.4.4), система микрочастиц под воздействием электромагнитного поля с его увеличением стремится к насыщению.

Это состояние характеризуется разностью населенности уровней, стремящейся к нулю, а мощность взаимодействия к постоянной величине, называемой мощностью насыщения. Эта мощность расходуется на разогрев вещества.

Для усиления электромагнитного поля необходимо создать инверсию населенности уровней. Если источник накачки создает и поддерживает разность населенностей уровней Δn_{21}^e то, решая кинетические уравнения (1.4.1) с учетом вынужденных переходов под действием источника накачки найдем зависимость разности населенности уровней от плотности энергии

$$\Delta n_{21} = \frac{\Delta n_{21}^e}{1 + 2W\tau_p} \quad (1.4.5)$$

Эта формула позволяет определить мощность взаимодействия и усилительные свойства вещества в состоянии инверсии.

1.5 Усиление бегущей электромагнитной волны веществом в состоянии инверсии.

Рассмотрим процесс прохождения электромагнитной волны с интенсивностью I через некоторое вещество. Как известно, при прохождении электромагнитной волны через вещество происходит поглощение энергии волны в соответствии с законом Бугера:

$$I(x) = I(0)e^{-\alpha x} \quad (1.5.1)$$

Где: $I(x)$ - интенсивность волны на расстоянии x от входа;

$I(0)$ - интенсивность волны на входе;

α - коэффициент поглощения вещества.

Допустим, что частицы вещества имеют среди множества уровней возбуждения уровни между которыми возможны излучательные переходы. Допустим, что на вещество, кроме рассматриваемой электромагнитной волны воздействует внешнее излучение, создающее инверсию

населенностей уровней. В этом случае помимо поглощения энергии поля будет происходить его усиление за счет вынужденных переходов между инвертированными уровнями. В дальнейшем, будем рассматривать одномерный случай, в котором параметры поля и вещества изменяются только в одном направлении, в котором распространяется волна т.е. вдоль оси x . Прирост мощности dP в объеме dV равен PdV , а изменение интенсивности dI в слое dx за 1сек, т.е. изменение мощности в объеме (dV) равно

$$dI = \Delta n_{21} B h \nu \frac{u_{\nu}}{V_{гр}} dx \quad (1.5.2)$$

Поток энергии электромагнитного поля связан с объемной плотностью энергии и групповой скоростью $V_{гр}$ соотношением $I = V_{гр} u_{\nu}$ поэтому:

$$\frac{dI}{I} = \frac{\Delta n_{21} B h \nu}{V_{гр}} dx = \frac{\sigma}{V_{гр}} \Delta n_{21} dx \quad (1.5.3)$$

где: $\sigma = \frac{B h \nu}{V_{гр}}$ коэффициент зависящий только от свойств вещества называемый площадью усиления.

Интегрируя (1.5.3) по длине образца, получим

$$I(x) = I(0) e^{\sigma \Delta n_{21} x} = I(0) e^{\kappa x} \quad (1.5.4)$$

Где $\kappa = \sigma \Delta n_{21}$ – параметр усиления

Т.к. в веществе всегда происходит поглощение электромагнитной волны, то интенсивность излучения не только усиливается, но и ослабляется. Обозначим коэффициент поглощения в веществе через α . Изменение интенсивности волны на длине L определяется соотношением:

$$I(L) = I(0) e^{(\kappa - \alpha)L} \quad (1.5.5)$$

Если использовать понятие коэффициента усиления электромагнитной волны по мощности K_p :

$K_p = 10 \lg \frac{I(L)}{I(0)}$ дБ, то для коэффициента усиления K_p справедливо соотношение

$$K_p = 10 (\alpha - \alpha) L \text{ дБ} \quad (1.5.6)$$

2. Лазеры

2.1 Общие сведения

Лазером называется квантовый генератор или усилитель электромагнитного излучения оптического диапазона, основанный на использовании вынужденного излучения. В СВЧ диапазоне аналогичные устройства называются мазерами. Процесс генерации в лазере происходит благодаря усилению в активной среде (веществе с инверсией населенностей уровней) и наличию положительной обратной связи. Инверсия населенностей уровней в лазере создается тем или иным методом в зависимости от типа лазера.

В настоящее время разработано большое количество методов создания инверсий населенностей уровней (накачки) в лазерах. Основными являются оптическая накачка, электрическая накачка, химическая накачка, лазерная накачка. При оптической накачки излучение мощного некогерентного источника света поглощается рабочим веществом, при этом происходит переход рабочих частиц из нижнего в верхнее энергетическое состояние. Этот метод используется в твердотельных и жидкостных лазерах. Электрическая накачка осуществляется посредством электрического тока и применяется в газовых и полупроводниковых лазерах. Химическая накачка происходит при соответствующих химических реакциях, важнейшими из которых являются ассоциативная или диссоциативная ведущие к образованию частицы в возбужденном состоянии. Особым видом оптической накачки является накачка одного лазера другим (лазерная накачка). Применяются и разрабатываются другие методы создания инверсий населенностей уровней.

Положительная обратная связь в лазере создается с помощью оптического резонатора. Простейшим является оптический резонатор с

плоскими параллельными зеркалами, расположенными на расстоянии L друг от друга (плоский открытый резонатор). Положительная обратная связь и накопление энергии в резонаторе образуются при многократных отражениях электромагнитной волны от зеркал и интерференции отраженных волн. Для ввода или вывода электромагнитной волны в резонатор одно из зеркал делается частично пропускающим.

Основными характеристиками и параметрами резонатора являются: резонансные частоты ν_q , расстояние между соседними резонансными частотами $\Delta\nu_q$, добротность Q_p . Резонансные частоты определяются из условия образования в резонаторе стоячих волн:

$$L=q\frac{\lambda}{2}; \quad \nu_q=q\frac{c}{2L} \quad (2.1.1)$$

Где q –любое целое число, L – длина резонатора (расстояние между зеркалами), λ -длина волны, c - скорость света в резонаторе. Расстояние между соседними резонансными частотами $\Delta\nu_q$ определяется при изменении числа q на единицу: $\Delta\nu_q=\nu_q-\nu_{q-1}=c/2L$

Добротность резонатора зависит от потерь. Потери в резонаторе возникают за счет дифракции излучения на зеркалах (огибание зеркал),потерь на поглощение в веществе, заполняющим резонатор, и потерь, связанных с уходом энергии через зеркала (или поглощением в них). Потери на излучение представляют собой полезный сигнал лазера. Поэтому часто резонатор конструируется так, чтобы эти потери были бы основными, в этом случае добротность резонатора определяется соотношением:

$$Q_p=\frac{2\pi L}{\lambda(1-\Gamma_1\Gamma_2)}$$

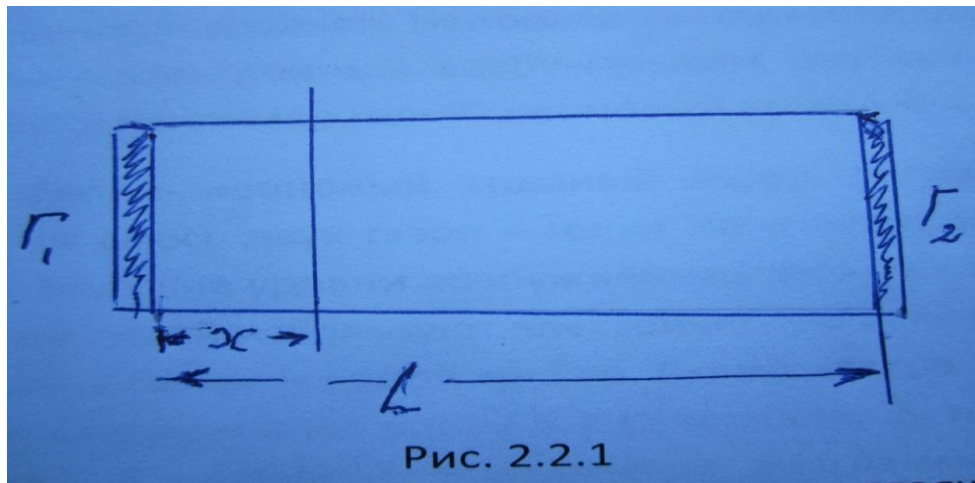
Где Γ_1 и Γ_2 – коэффициенты отражения зеркал.

2.2 Условия самовозбуждения колебаний в лазере

Колебания в лазере возникают при выполнении определенных условий, называемых баланс амплитуд и баланс фаз. Баланс амплитуд возникает, когда мощность колебаний, возникающих за счет вынужденных переходов в активной, среде равна мощности потерь в резонаторе. Потери в резонаторе возникают в веществе лазера и в зеркалах. Потери в зеркалах состоят из потерь в их материале и в излучении, прошедшем через них. Это

излучение и есть излучение лазера. Баланс фаз наступает, например, когда резонансная частота резонатора совпадает с частотой линии вещества. Мощность накачки, при которой покрываются потери в резонаторе но излучения еще нет, называется пусковой. Соответствующее ей значение параметра усиления пусковым $\alpha_{\text{пуск}}$.

Для анализа условий баланса амплитуд рассмотрим процессы в активном элементе лазера, помещенным в оптический резонатор, образованный плоскими зеркалами с коэффициентами отражения Γ_1 и Γ_2 . Расстояние между зеркалами L . Рис. 2.2.1



Определим условия существования стоячих электромагнитных волн в активном элементе. Первое условие выполняется соотношением 2.1.1, определяющим резонансные частоты оптического резонатора. Второе условие требует постоянство во времени интенсивности электромагнитной волны в любой точке резонатора, для этого интенсивность волны прошедшей сечение X с интенсивностью $I(x)$ после прохождения пути $2L$ и отражения от зеркал вернуться в сечение X с интенсивностью $I'(x)$ равной $I(x)$. То есть

$$I_0 = I_0 \Gamma_1 \Gamma_2 e^{(-\alpha + \alpha)2L} \quad (2.2.1)$$

Логарифмируя 2.2.2, получим условие существования стационарных колебаний.

$$\alpha_{\text{пуск}} = \alpha - \frac{1}{L} \ln \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} \quad (2.2.2)$$

2.3 Частота генерации.

Частота генерации определяется условиями, при которых выполняется баланс фаз. Теоретический анализ этих условий показывает, что колебания в лазере могут возникать не только при совпадении резонансной частоты

резонатора с частотой линии. При этом частота генерации отличается от резонансной (эффект затягивания частоты). Наиболее простые выражения для частоты генерации получаются в случаях, когда полоса пропускания резонатора $\Delta\nu_0$ резко отличается от ширины линии вещества $\Delta\nu_{\text{л}}$. В лазерах полоса пропускания резонатора много уже ширины линии вещества и частота генерации определяется соотношением:

$$\nu_{\text{г}} = \nu_0 + (\nu_{\text{л}} - \nu_0) \frac{\Delta\nu_0}{\Delta\nu_{\text{л}}} \quad (2.3.1)$$

Первое слагаемое в этой формуле существенно больше второго, и поэтому можно изменять частоту генерации перестройкой резонатора.

Отметим, что в квантовых приборах СВЧ справедливо обратное соотношение между $\Delta\nu_0$ и $\Delta\nu_{\text{л}}$. В этом случае частота генерации определяется выражением $\nu_{\text{г}} = \nu_{\text{л}} + (\nu_0 - \nu_{\text{л}}) \frac{\Delta f_{\text{л}}}{\Delta f_0}$ в этом случае частота генератора определяется частотой линии и стабильность такого генератора много выше стабильности лазера.

Частоту излучения лазера можно увеличить в два раза если пропустить его излучение через кристалл КДП с потерей мощности до 50%.

2.4 Когерентность лазерного излучения

Лазеры часто называют когерентными источниками электромагнитного излучения. Уточним это понятие. В широком смысле слова под когерентностью понимается согласованное протекание во времени нескольких колебательных или волновых процессов. В узком смысле слова два колебания можно считать когерентными, если частота, амплитуда и фаза каждого из них остаются неизменными во времени. В качестве критерия их когерентности может служить результат сложения интенсивности этих колебаний. При одинаковой частоте интенсивность суммы колебаний равна $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$, где φ_1 и φ_2 фазы колебаний.

Сложение колебаний, при котором интенсивность результирующего колебания зависит от разности фаз исходных колебаний, называется *интерференцией*. Если в результате сложения имеет место интерференция, то такие колебания называют когерентными. Идеально когерентных

колебаний не существует, поэтому можно говорить лишь о некоторой большей или меньшей степени их когерентности. Считается, что два колебания когерентны в течение времени τ_k , пока разность их фаз не успевает измениться на величину порядка π . Понятие когерентности можно применить и к колебанию одного источника, сравнивая фазы колебания в разные моменты времени t_1 и t_2 . Время τ_k равное $t_2 - t_1$, за которое изменение фазы колебания превышает π , называется временем когерентности данного колебания. Время когерентности характеризует степень монохроматичности колебания. Для лазерного излучения время когерентности составляет порядка 10^{-5} с.

Распространяясь в пространстве электромагнитные волны за время когерентности проходят путь $L_k = c\tau_k$ (c -скорость распространения волны). Эта величина называется *длиной продольной когерентности*.

На достаточно больших расстояниях электромагнитную волну, излучаемую лазером, можно рассматривать как сферическую и считать, что на поверхности сферы радиусом R колебания происходят в одной фазе. На самом деле колебания в различных точках сферы отличаются по фазе. Среднее расстояние по хорде между двумя точками сферы, колебания в которых сдвинуты на угол порядка π относительно колебания на оси, называются длиной поперечной когерентности $L_{\text{поп}}$. Величины τ_k , L_k и $L_{\text{поп}}$ носят сугубо ориентировочный характер. В теории когерентности лазерного излучения более строгие понятия и параметры, характеризующие степень когерентности лазерного излучения.

2.5 Устройство и принцип действия лазеров

Газовые лазеры- газовыми лазерами называются оптические квантовые генераторы, в которых активной средой является газ, смесь нескольких газов или смесь газа с парами металла. В зависимости от того, состояния каких частиц используются для получения инверсий населенности уровней, различают атомные, ионные и молекулярные лазеры.

Газовые лазеры работают в очень широком диапазоне волн – от ультрафиолетовой области спектра до инфракрасного, по существу,

субмиллиметрового диапазона – как в импульсном так и в непрерывном режиме.

Для газовых лазеров наиболее отчетливо проявляются характерные свойства лазерного излучения – высокая направленность и монохроматичность. Однако, малая плотность газа препятствует плотности энергии получаемой при излучении. Специфика газов проявляется и в многообразии физических процессов, применяемых для создания инверсий населенностей. К их числу относятся процессы в газовом разряде, химическое возбуждение, фотодиссоциация, газодинамические процессы, оптическая накачка, электронно-лучевое возбуждение. Параметры излучения в сильной степени зависят от метода создания инверсий населенности уровней. Наиболее высокой степенью когерентности обладают лазеры с электронным возбуждением (газовый разряд). К таким лазерам относится например гелий-неоновый атомный лазер.

Гелий-неоновый атомный лазер. Активной средой в таком лазере является смесь двух газов – гелия He и неона Ne, а лазерными уровнями – энергетические уровни возбужденных атомов неона. Для создания инверсии населенностей используют электрическую накачку путем создания тлеющего разряда в газоразрядной трубке. Схема лазера с возбуждением постоянным током приведена на рис. 2.5.1 (1-зеркала, 2- торцевые окна, 3 – катод, 4 – трубка, 5 – анод). Упрощенная диаграмма некоторых энергетических уровней гелия и неона приведена на рис. 2.5.2.

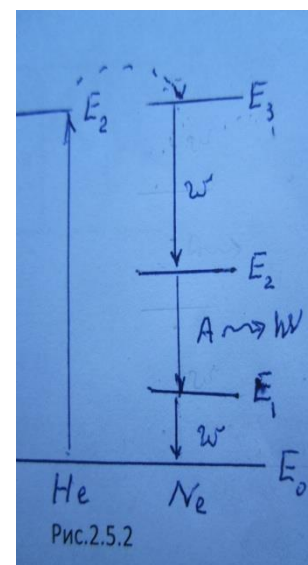


Рис. 2.5.1

Рис.2.5.2

При газовом разряде вследствие неупругих соударений со свободными электронами происходит возбуждение атомов гелия, которые могут переходить с уровня E_0 на уровень E_2 . Энергия возбужденных атомов гелия He при столкновениях передается атомам неона. Энергетические уровни гелия E_2 очень близки к уровню E_3 неона. Поэтому при неупругих соударениях возбужденных атомов гелия с невозбужденными атомами неона происходит эффективная передача энергии атомов гелия атомам неона. Атомы неона переходят в возбужденное состояние E_3 , а атомы гелия – в состояние E_0 . Кроме того, вследствие соударений с быстрыми электронами атомы неона переходят на уровни E_2 и E_3 . Так образуются два «канала», по которым заселяются верхние уровни атомов неона, в то время как нижние уровни атомов неона заселяются только при соударении невозбужденных атомов с электронами. Подбирая соотношение концентраций атомов гелия и неона и значение тока разряда, можно добиться преобладания скорости заселения верхних уровней неона над скоростью заселения нижних уровней, т.е. добиться инверсий населенностей уровней в атомах неона.

Атомы гелия являются посредниками при передаче энергии от быстрых электронов к атомам неона, поэтому гелий можно назвать вспомогательным или буферным, а неон – основным или рабочим газом. Очевидно, существует и обратный процесс передачи энергии от атомов неона к атомам гелия и электронам. Чтобы прямой процесс преобладал, необходимо значительное преобладание концентрации гелия над концентрацией неона. Обычно диапазон отношения концентраций составляет 5...15. Эффективность передачи энергии оказывается высокой также потому, что время жизни гелия на уровне E_2 велико. Такие уровни называются метастабильными: для них запрещены переходы в основное состояние. Рабочей является генерация излучения с длинами волн $\lambda=0,6328$ мкм или $\lambda_2=1,525$ мкм.

Выходная мощность лазера зависит от тока разряда, общего давления в газовой смеси, соотношения парциальных давлений гелия и неона, диаметра разрядной трубки. По принципу резонансной передачи энергии в настоящее время работают многие лазеры различных типов.

Вследствие этого гелий-неоновый газовый лазер используется в качестве стандартов частоты и длины высокой точности. Это обстоятельство особенно важно при научных исследованиях.

Лазеры на твердом теле.

Твердотельными называются лазеры, в которых активная среда создается в кристаллических или аморфных диэлектриках (стеклах), легированных ионами хрома или редкоземельных элементов. Принцип действия основан на взаимодействии атомов, входящих в состав основы вещества с электромагнитными полями. При этом энергетические уровни возбужденных атомов должны удовлетворять определенным требованиям. Среди этих уровней энергии должна быть пара излучательных уровней, частота линии ν которых соответствует рабочей частоте лазера. Для создания инверсии населенности рабочих уровней используются уровни возбуждения, переходы между которыми обеспечивают возможность передачи энергии накачки к рабочим частицам.

Для того, чтобы естественная ширина линии рабочего перехода была небольшой, частицы рабочего вещества вводятся в основу в очень небольшой концентрации. Низкая концентрация частиц предотвращает их взаимодействие между собой, а следовательно уширение их уровней. Схематически устройство такого лазера представлено на Рис.2.5.3

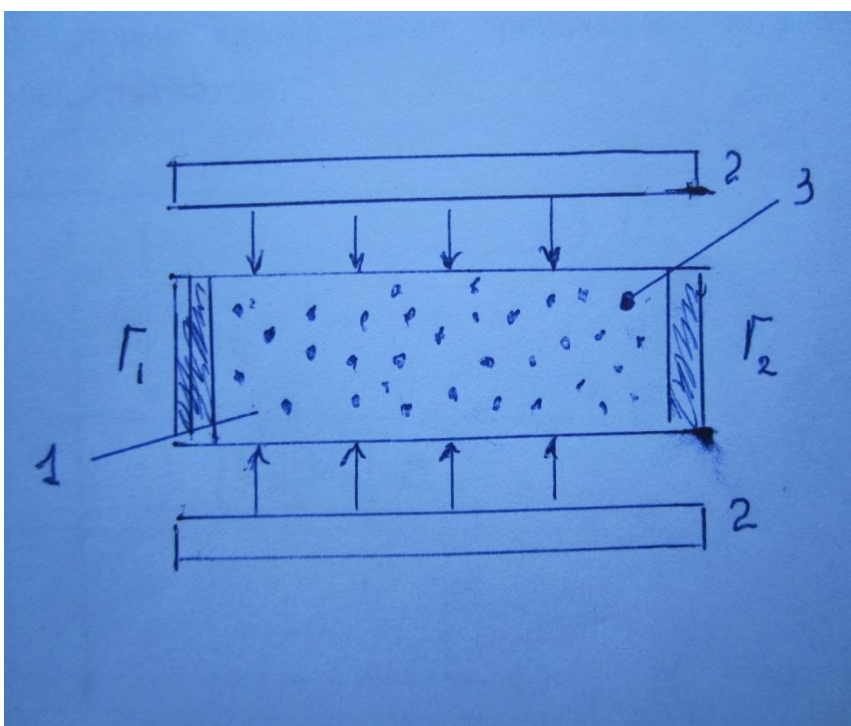


Рис.2.5.3

1 – активный элемент лазера

Γ_1 и Γ_2 – зеркала оптического резонатора

2 – импульсные лампы – источники накачки

3 – рабочие частицы

Мощные лазеры могут включать в себя так же систему охлаждения рабочего вещества.

Первым твердотельным лазером был лазер на рубине. Рабочими частицами в рубине были ионы хрома. Название лазера рубиновый связана с тем, что структура рабочего вещества совпадает со структурой природного минерала рубин, цвет которого определяется ионами хрома.

В настоящее время одним из эффективных твердотельных лазеров является лазер на неодимовом стекле. Активный элемент такого лазера представляет собой оптическое стекло легированное атомами редкоземельного элемента неодима (Nd).

На Рис.2.5.4 показаны некоторые энергетические уровни атомов неодима, которые удовлетворяют требованиям к рабочим частицам рабочего вещества лазера.

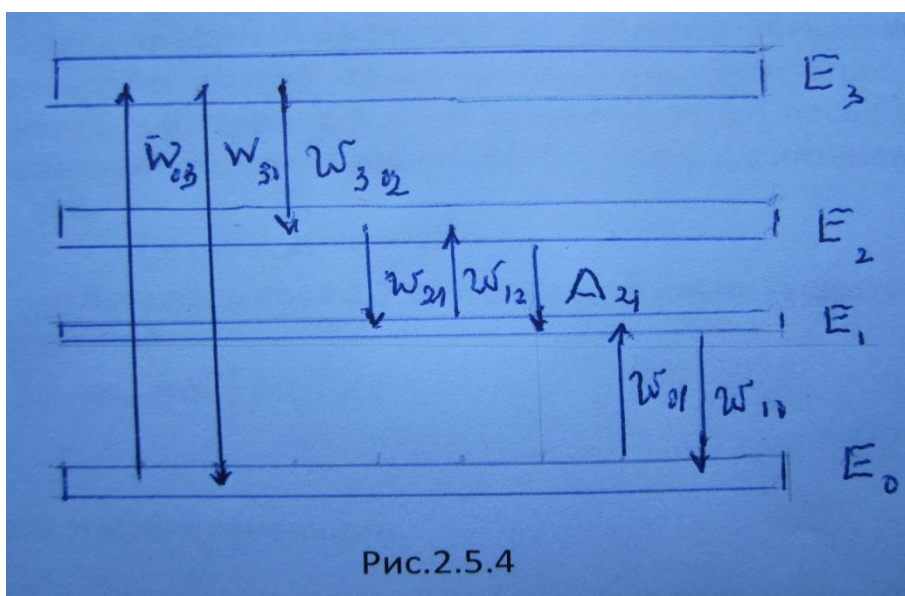


Рис.2.5.4

E_0 – основной уровень. Он соответствует энергии невозбужденных частиц атома.

$E_1; E_2; E_3$ – уровни энергии возбужденных атомов.

Уровни $E_2; E_3$ размыты, т.е. занимают некоторый интервал энергии.

На Рис.2.5.4 так же стрелками показаны возможные переходы между уровнями и их вероятности:

W_{01} и W_{10} – вероятности вынужденных переходов под действием сигнала накачки.

ϖ_{10} и ϖ_{01} – вероятность релаксационных переходов между уровнями энергии E_1 E_0

A_{21} – вероятность спонтанных переходов между уровнями энергии E_2-E_1 с излучением кванта света. При соответствующем внешнем воздействии электромагнитным полем возможны и вынужденные переходы.

ϖ_{21} и ϖ_{12} – вероятность релаксационных переходов между уровнями энергии E_2-E_1 .

ϖ_{32} и ϖ_{23} – вероятности релаксационных переходов между уровнями E_3-E_2 .

Энергетические параметры лазера (мощность генерации, пусковая мощность накачки) определяются энергетическими процессами лазера. Населенности уровней вещества определяются кинетическими уравнениями (см. раздел 1.4), составленными с учетом Рис. 2.5.4.

Метод создания инверсий населенности уровней

Энергия между атомами неодима (между уровнями энергии) распределена по закону Больцмана (1.3.1). при подаче сигнала накачки на частоте ν_{03} между уровнями $E_0 - E_3$ начинаются вынужденные переходы и термодинамическое равновесие нарушается, увеличивается населенность уровней n_3 , усиливаются релаксационные переходы, увеличивается число переходов в единицу времени между уровнями $E_2 - E_1$ и изменяется населенность уровней n_1 .

Инверсия между населенностями уровней n_1 и n_2 возникает после того когда источник накачки выравнивает населенности уровней n_1 и n_2 . Если за

счет релаксационных переходов с уровня E_1 на E_0 населенность уровня n_1 будет поддерживаться близкой к равновесной N_1 . Для этого должна быть достаточно большой вероятностью релаксационного перехода ϖ_{10} . При этом мощность источника накачки должна быть такой, чтобы довести населенность уровне E_2 до величины $n_2 = N_1 - N_2$. Для возникновения генерации на частоте ν_{21} необходимо увеличить мощность накачки до создания Δn_{21} обеспечивающую пусковое значение параметра усиления $\alpha_{\text{пуск}}$ (см. раздел 2.2.3).

Полупроводниковый лазер с двойной гетероструктурой (ДГС)

Устройство и принцип действия.

Полупроводниковый лазер представляет собой кристалл полупроводникового материала с излучательной рекомбинацией, в котором созданы области с различными свойствами.

Структура кристалла и энергетические диаграммы областей представлены на Рис.2.5.5.

Рис.2.5.5

Для усиления электромагнитного поля необходимо, чтобы скорость вынужденной рекомбинации превышала скорость вынужденной генерации, а для этого число переходов с верхних уровней превышало число переходов с нижних. Для того чтобы электрон мог совершить такой переход нужно чтобы были электроны на верхних уровнях и свободные места на нижних - дырки. Количество электронов на уровне E определяется функцией распределения $f(E)$, а количество свободных мест-функцией $1-f(E)$. При равной вероятности вынужденных переходов число переходов с уровня E_2 будет больше числа обратных переходов при условии:

$$f(E_2) \cdot (1-f(E_1)) > f(E_1) \cdot (1-f(E_2)) \quad \text{или} \quad f(E_2) > f(E_1) \quad (2.5.1)$$

В полупроводниках электроны распределены по закону Ферми-Дирака, поэтому наибольшее количество электронов свободной зоны имеют энергию близкую к дну зоны проводимости, а дырок - к крыше валентной зоны. При этом на основании (1) можно получить условие инверсии населенностей уровней:

$$(E_{Fn} - E_{Fp}) > (E_c - E_v) = E_a \quad (2.5.2)$$

Для генерации электромагнитного излучения в автогенераторе помимо усиления необходим резонатор. В лазерах используются резонаторы в форме зеркал (см. раздел 2.1). На рис.2.5.5 резонатор образован зеркалами. Вместо зеркал может быть использован эффект полного внутреннего отражения света при переходе света из среды с большим коэффициентом преломления света (кристалл) в среду с меньшим коэффициентом преломлением света (воздух).

Особенностью гетеропереходов является то, что с их помощью можно управлять только носителями зарядов только одного знака (свойства униполярности).

При подаче прямого напряжения на (ГП 1) дырки из широкозонного P - полупроводника устремляются в активную зону (4), но на ГП 2 встречают потенциальный барьер. Соответственно электроны из широкозонного полупроводника свободно проходят в активную область и задерживаются переходом ГП 1, таким образом изменяя прямое напряжение можно изменять концентрацию электронов в активной зоне и скорость рекомбинации.

Рис.2.5.6

1 – металлический контакт

2 – дырочный широкозонный полупроводник

- 3 – гетеропереход ГП 1
- 4 – электронный узкозонный полупроводник. Активная зона шириной d
- 5 – гетеропереход ГП 2
- 6 – электронный широкозонный полупроводник
- 7 – металлический контакт
- 8 – зеркала оптического резонатора

Расчет пускового тока

Важнейшей характеристикой полупроводникового лазера является пороговый ток. Пороговым током называется такое значение силы тока, при которой за счет генерации покрываются все потери в лазере, кроме потерь на излучение. От плотности тока зависит параметр усиления:

$$\alpha = \frac{\beta}{d} \eta_{\text{кв}} (J - J_0) \quad (2.5.3)$$

где:

β – параметр, зависящий от коэффициента Эйнштейна для вынужденных переходов,

$\eta_{\text{кв}}$ - квантовая эффективность, равная $\frac{\tau}{\tau_{\text{и}}}$

$\tau_{\text{и}}$ - время жизни при излучательной рекомбинации электронов,

τ - полное время жизни электронов,

J_0 - плотность тока, при которой наступает насыщение уровней.

Применяя (2.5.3) для определения плотности порогового тока и подставляя значение порогового параметра усиления (2.2.3), получим:

$$\frac{\beta}{d} \eta_{\text{кв}} (J - J_0) = \alpha - \frac{1}{2L} \ln \Gamma_1 \Gamma_2 \quad (2.5.4)$$

И для плотности порогового тока получим:

$$J_{\text{пуск}} = J_0 + \frac{d}{\beta \eta_{\text{кв}}} \left[\alpha - \frac{1}{2L} \ln \Gamma_1 \Gamma_2 \right] \quad (2.5.5)$$

Сила порогового тока определяется площадью сечения лазера:

$$I_{\text{пуск}} = S \cdot J_{\text{пуск}} \quad (2.5.6),$$

где S – площадь поперечного сечения лазера.

Мощность генерации

Мощность генерации полупроводникового лазера определяется по формуле:

$$P_r = (I - I_{\text{пуск}}) \frac{h\nu}{e} \eta_{\text{кв}} \frac{-\ln\Gamma_1\Gamma_2}{\alpha_1 L - \ln\Gamma_{21}} \quad (2.5.7)$$

Величина $(I - I_{\text{пуск}}) \frac{\eta_{\text{кв}}}{e}$ представляет собой количество электронов, которые совершают вынужденные переходы в единицу времени.

$(I - I_{\text{пуск}}) \frac{h\nu}{e} \eta_{\text{кв}}$ мощность излучения этих электронов.

Дробь в (2.5.7) показывает, какая часть этой мощности выходит через зеркала.

КПД и частота генерации лазера могут быть оценены исходя из условия, что энергия кванта света при рекомбинации электрона и дырки приблизительно равна энергии ширины запрещенной зоны узкозонного полупроводника E_{a2} . В этом случае КПД можно оценить как отношение энергии кванта света к энергии, которая затрачивается на введение одного электрона на активную зону $\frac{eU}{\eta_{\text{вн}}}$;

$$\eta = \eta_{\text{вн}} \frac{E_{a2}}{eU}$$

Частота генерации оценивается по энергии кванта света $h\nu = E_{a2}$

$$\nu = \frac{E_{a2}}{h}$$

Особенностью полупроводниковых лазеров является их высокий КПД и возможность собирать из них линейки и матрицы. Это обеспечивает эффективную работу полупроводниковых лазеров в качестве устройства для накачки лазеров с оптической накачкой.

Важной особенностью полупроводниковых лазеров является возможность широкой перестройки длины волны излучения изменением температуры, напряженности внешнего магнитного поля или давления.

