

Л1-2. История создания и развитие лазерной техники (ЛТ). Роль и место ЛТ в ОНК.

Электромагнитное излучение в полости, заполненной веществом. Спонтанные и вынужденные переходы.

Характеристики лазерного излучения (ЛИ). Под расходимостью θ будем подразумевать величину плоского угла, занимаемого распространяющимся светом. Обычные источники (Солнце, лампа накаливания, люминесцентные лампы, дуга и т.д.) излучают во всех направлениях, т.е. имеют расходимость в пределах от π до 2π радиан ($180^\circ - 360^\circ$), лазеры - от 1рад (десятков градусов) до 0,001- 0,0001рад (3 - 0,3 угловые минуты).

Ширина полосы генерации $\Delta\lambda$ - это спектральный интервал, занимаемый излучением. Обычные источники света имеют $\Delta\lambda \sim \lambda$, у лазеров $\Delta\lambda$ обычно на несколько порядков меньше, чем λ , при необходимости $\Delta\lambda$ удается уменьшить до $10^{-7}\lambda$ и даже меньше.

Частота следования импульсов f - это величина, обратная временному промежутку между ними ΔT - для технологических лазеров обычно лежит в пределах от 0 (режим одиночных импульсов) до 10^4 Гц, а длительность импульса τ (измеряемая обычно по его полувысоте) - от миллисекунд до наносекунд (10^{-9} с), рекордные же по краткости импульсы, получаемые благодаря лазерам, измеряются фемтосекундами (10^{-15} с), достигая принципиального порога в несколько периодов колебаний.

Энергия импульса технологического лазера W в зависимости от применения может лежать в пределах от мкДж и меньше до кДж, соответственно импульсные мощности излучения $P=W/\tau$ достигают гигаватт и больше, в ОНК обычно используются маломощные лазеры.

Клд лазеров лежит в пределах от 90% и выше для полупроводниковых до 0,1% и меньше для аргонового и некоторых экспериментальных. Как видим, важнейшие параметры ЛИ могут на несколько порядков отличаться от соответствующих параметров света, даваемого обычными источниками. Для понимания причин этого необходимо напомнить некоторые сведения из общей физики и начал квантовой механики.

В основе лазерной техники лежат три фундаментальных свойства света :

его квантовая природа, наличие (и, при определенных условиях превалирование) наряду со спонтанным, индуцированного излучения и целочисленность спина фотонов, что определяет их подчинение статистике Бозе-Эйнштейна. Квантовая природа состоит в том, что свет излучается и поглощается дискретными порциями, которые и называются квантами света или фотонами. Индуцированное (то есть вызванное присутствием излучения) испускание характерно пропорциональностью вероятности интенсивности имеющегося излучения и тождественностью испускаемых и вынуждающих (индуцирующих) фотонов. То, что фотоны представляют собой бозоны, проявляется в возможности неограниченного возрастания их количества в одном и том же состоянии (напомним, что для фермионов, в частности, электронов, действует запрет Паули, исключающий нахождение в одной квантовой системе двух частиц в полностью идентичных состояниях).

Все эти свойства были сформулированы Эйнштейном за 30 –50 лет до создания первых устройств, их использующих – лазеров (квантовых генераторов СВЧ диапазона): в 1905г при анализе статистики равновесного излучения им была высказана квантовая гипотеза, примененная и для объяснения особенностей фотоэффекта. В 1916г, введя понятие индуцированного испускания излучения, Эйнштейн на основе постулатов Бора смог вывести формулу Планка и приблизился к пониманию тождественности вынужденно испущенных квантов вынуждающим. В 1924г совместно с Бозе было создано обобщенное термодинамическое описание ансамблей частиц с целыми спинами (или симметричными волновыми функциями), называемое статистикой Бозе-Эйнштейна, допускающее существование неограниченного количества идентичных квантов в одном состоянии (или моде, или осцилляторе) поля, что в свою очередь позволяет переходить в квантовой электронике от корпускулярного представления к волновому с характерным принципом суперпозиции колебаний, в том числе когерентных. Дирак в 1927г создал последовательную квантовую теорию поглощения и излучения света, строго обосновавшую постулированное Эйнштейном существование индуцированного излучения и доказавшую угаданную им когерентность последнего.

В 1940г Фабрикант отметил возможность усиления возбужденными атомами оптического излучения, но до создания лазеров оставалось еще 20 лет по следующим причинам:

1. в обычных условиях верхние уровни оптических переходов весьма слабо заселены;
2. спонтанное излучение в оптике в обычных условиях подавляет вынужденное из-за того, что его коэффициент Эйнштейна пропорционален кубу частоты;
3. монохроматичность обычно используемых в оптике источников света и отсутствие в ней к тому времени методов и концепций обратной связи и генерации.

Все это, а также бурное развитие радиотехники, радиолокации и радиоспектроскопии, связанное со второй мировой войной привело к тому, что первым прибором квантовой электроники стал молекулярный генератор, созданный в СССР Прохоровым с Басовым и одновременно в США Таунсом. В нем пучок возбужденных молекул аммиака генерировал индуцированное излучение с длиной волны 1,25см при прохождении СВЧ резонатора. В том же 1955г Прохоровым с Басовым был предложен т.н. трехуровневый метод создания инверсной населенности, получивший в последующем широкое распространение, в т.ч. в первом лазере на рубине. В 1958г Прохоров предложил использование т.н. открытых резонаторов, тем самым теоретически обеспечив практическую реализацию вынужденного излучения в оптическом диапазоне. Первые лазеры – Меймана на рубине и Али Джавана на смеси гелия и неона были созданы уже в 1960г, в 1961г был предложен (Басов и др.), а в 1962 – реализован (Хол и Думке, США) первый полупроводниковый инжекционный лазер.

К середине 60-х годов были созданы лазеры на CO₂, ионах неодима и др., получены нано- и пикосекундные импульсы в режимах модуляции добротности и синхронизации мод, созданы перестраиваемые лазеры на растворах красителей и началось активное применение лазеров для различных измерений и обработки материалов.

Рассмотрим электромагнитное излучение в замкнутой полости (для простоты – кубической формы с ребром $L \gg \lambda$). Учет граничных условий для стенок полости дает для проекций волнового вектора \mathbf{k} ряд дискретных значений:

$$k_x = 2\pi p/nL; k_y = 2\pi q/nL; k_z = 2\pi r/nL, \quad (1)$$

где p, q, r - целые числа, n - показатель преломления среды, заполняющей полость.

Поэтому световое поле представляет собой набор волн, распространяющихся в различных направлениях. Из соотношения (1) следует, что каждому разрешенному значению волнового вектора $k_s = 2\pi v_s/c$ в \mathbf{k} - пространстве соответствует объем ячейки, равный $(2\pi/L)^3$. Для сферы радиуса k в этом пространстве объемом $\frac{4}{3}\pi k^3$ это дает число N_s разрешенных колебаний с волновыми числами от 0 до k , равное частному от деления объема сферы на объем ячейки $(2\pi/L)^3$, умноженному на 2 для учета обеих возможных поляризаций света:

$$N_s = \frac{8\pi v^3 L^3}{3c^3} \quad (2)$$

Спектральная плотность состояний поля, т.е. число состояний, приходящихся на единичный интервал частот в единице объема, будет

$$p(\nu) = \frac{1}{L^3} \frac{dN}{d\nu} = \frac{8\pi\nu^3}{c^3}$$

Среднее значение энергии равновесного колебания поля в полости будет равно

$$\bar{W}_s = \frac{h\nu}{e^{kT} - 1}$$

Умножив это значение на спектральную плотность состояний поля (2), можно определить спектральную плотность энергии поля

$$p(\nu) = \frac{8\pi\nu^3}{c^3} \frac{h\nu}{e^{kT} - 1} \quad (3) \text{ - (закон Планка).}$$

При переходе к макроскопическим объектам, состоящим из большого количества элементарных квантовых систем (электронов, атомов, молекул и т.д.), приходится рассматривать распределения квантовых систем по стационарным состояниям внутри макроскопического ансамбля.

Распределение Больцмана. Если рассмотреть макроансамбль слабо взаимодействующих одинаковых, но различных квантовых или классических систем, то его можно охарактеризовать количествами этих систем N_m , находящихся в стационарном состоянии с энергией W_m . Множество чисел N_m представляет собой распределение населенностей квантовых систем по энергетическим уровням внутри ансамбля. По статистике Больцмана распределение для такого ансамбля, находящегося в равновесии с окружающей средой при температуре T есть

$$N_m = N_n \exp\left(\frac{W_n - W_m}{kT}\right) \quad (4)$$

где $W_m > W_n$.

Из (4) видно, что чем больше энергия уровня, тем меньшее число квантовых систем имеет эту энергию (рис. 1а).

Равновесное распределение вырожденных квантовых систем по состояниям вычисляют методами квантовой статистики.

Распределение Ферми-Дирака. Если вычислять вероятность распределения квантовых систем с полуцелым спином по энергиям с учетом неразличимости квантовых систем, то получают следующее выражение для вероятности заполнения состояния с энергией W :

$$f = \frac{1}{\exp\left(\frac{W - W_\mu}{kT}\right) + 1} \quad (4).$$

где W_μ - химический потенциал или уровень Ферми (рис. 1б).

Распределение Бозе-Эйнштейна. Такое распределение для квантовых систем с целым спином описывает вырожденный ансамбль, вероятность заполнения состояния с энергией

$$f = \frac{1}{\exp\left(\frac{W - W_\mu}{kT}\right) - 1} \quad (5)$$

Распределение Бозе-Эйнштейна (5) характерно, например, для фотонного ансамбля, а распределение Ферми-Дирака – для ансамбля электронов проводимости в полупроводнике. При

$$\exp\left(\frac{W - W_\mu}{kT}\right) \gg 1$$

(условие невырожденности ансамбля) оба последних распределения переходят в классическое Больцмановское. Установление равновесия в ансамбле квантовых систем, приводящее к стационарному распределению, осуществляется за счет их взаимодействия между собой и окружающей средой. Процесс установления равновесия называется релаксацией. В ансамбле взаимодействующих квантовых систем могут существовать несколько механизмов релаксации, приводящих его к равновесному распределению: диффузия, столкновения, излучение и другие взаимодействия.

Релаксация за счет излучательных переходов является одним из наиболее важных механизмов релаксации. Еще до появления квантовой теории излучения Эйнштейн доказал необходимость рассмотрения индуцированных и спонтанных переходов для объяснения механизма установления равновесия в ансамбле квантовых систем, взаимодействующих с электромагнитным излучением. Он рассмотрел условия равновесия в ансамбле из m атомов, обладающих двумя энергетическими уровнями W_2 и W_1 , предположив, что равновесие поддерживается за счет равенства числа квантовых

переходов с поглощением и излучением в электромагнитном поле с частотой $\nu_{21} = \frac{W_2 - W_1}{h}$. Если $p(\nu)$ - плотность энергии электромагнитного излучения, а N_1 и N_2 - населенности уровней с энергиями W_2 и W_1 , то условия равновесия числа переходов с поглощением и излучением без учета степени вырождения уровней записываются в виде

$$p(\nu)B_{12}N_1 = p(\nu)B_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad (6)$$

где B_{12} и B_{21} - коэффициенты Эйнштейна для вынужденного поглощения и излучения; A_{21} - коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения (рис 20).

Из (6), учитывая, что по статистике Больцмана

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp \frac{W_2 - W_1}{kT} = \exp \frac{h\nu_{21}}{kT}$$

, получим

$$p(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12} \exp \frac{h\nu_{21}}{kT} - B_{21}} \quad (7)$$

(7) совпадает с законом излучения Планка (3), если $B_{12} = B_{21}$ и

$$A_{21} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{21}$$

Именно такие соотношения между коэффициентами Эйнштейна дает квантовая теория.

Инверсия населенностей. Принцип работы трехуровневого лазера. Структурная схема лазера. Условия возникновения генерации.

Для краткости будем называть далее излучающую частицу атомом, хотя в конкретных случаях это может быть и молекула, и ион. Итак, атомы имеют дискретные уровни энергии, при переходе между которыми выделяется или поглощается квант энергии.

В обычных условиях (в равновесной среде с обычной заселенностью уровней) поглощение преобладает над усилением. Но если удастся создать в среде избыточную заселенность одного из более высоких уровней над заселенностью более низкого (*инверсную*, т.е. перевернутую), то при воздействии на это вещество света с энергией кванта $h\nu$, равной разности энергий между этими уровнями, интенсивность вынужденного излучения может существенно превысить интенсивность спонтанного (*усиление*), причем благодаря тождественности вынужденно испущенных квантов существенно повысится когерентность и направленность излучения.

Само слово ЛАЗЕР является транскрипцией английской аббревиатуры Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, означающей *усиление света при вынужденном излучении*. Итак, для получения лазерного эффекта необходима некая среда, в которой структура энергетических уровней допускает получение инверсной населенности (т.е. ситуации, когда хотя бы на одном более высоком уровне находится больше атомов, чем на более низком). Среда в состоянии инверсной населенности называется *активной* - как раз из-за своей способности усиливать свет. Получению инверсной населенности противодействуют как спонтанное, так и вынужденное испускание, отбирающие энергию у возбужденных атомов. Поэтому для поддержания (и создания) состояния инверсной населенности необходима некая система, передающая энергию извне к верхнему уровню из выше рассмотренных двух, т.е. *система накачки* - система, обеспечивающая за счет внешнего источника энергии создание в среде инверсной населенности (превращающая среду в активную).

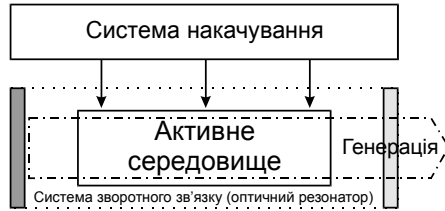
Активная среда и система накачки способны обеспечить усиление света с длиной волны, соответствующей частоте инверсно заселенного перехода. Но усилитель - еще не генератор. Как известно, для превращения усилителя в генератор необходима *система обратной связи (ОС)* - *цепь, передающая часть сигнала с выхода усилителя на его вход*. Если неизбежные потери в этой цепи перекрываются имеющимся усилением и возникает генерация. Для лазеров роль ОС играет резонатор, в простейшем случае представляющий собой пару взаимно параллельных зеркал, между которыми и располагают активную среду.

Под действием системы накачки в активной среде образуется инверсная населенность и спонтанно испущенный свет начинает усиливаться. Фотоны, испущенные под углом к оси резонатора, безвозвратно покидают

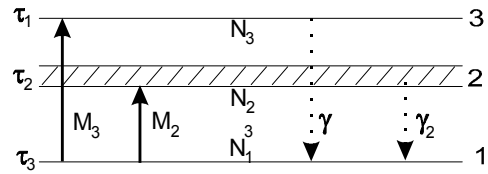
активную среду в отличие от фотонов, испущенных в направлении к зеркалам. Эти фотоны, отразившись от зеркал, опять попадают в активную среду, способствуя вынужденному испусканию все новых и новых себе подобных. Для вывода излучения по крайней мере одно из зеркал делают частично прозрачным - через него и выходит лазерное излучение.

Итак,

лазер любого типа содержит три принципиально важных элемента: активную среду, систему накачки и систему обратной связи (чаще всего в виде оптического резонатора) (рис. 1).



Мал. 1



Мал. 2

Активная среда может быть твердой, жидкой либо газообразной, но она обязательно должна иметь структуру энергетических уровней, позволяющую создание состояния инверсной населенности при поглощении энергии внешнего источника. Процесс возбуждения активной среды в состояние инверсной населенности называется накачкой, а внешний источник энергии - источником накачки.

Простейшим оптическим резонатором являются два параллельно расположенных зеркала, между которыми располагают активную среду. Зеркала возвращают в активную среду часть выходящей из нее энергии, осуществляя тем самым обратную связь. Если усиление в активной среде за один полный проход светом резонатора превышает потери, возникают самовозбуждение и генерация лазера – сквозь частичнопрозрачное зеркало резонатора выходит когерентное излучение с частотой ω , соответствующей частоте излучения, испускаемого при переходе между инверсно заселенными уровнями.

Условия создания в среде инверсной населенности. Для усиления света в среде необходимо создать инверсную населенность по крайней мере двух уровней, между которыми происходят квантовые переходы на частоте генерации. если эти уровни достаточно далеко отстоят от основного (невозбужденного) уровня (рис. 2), в отсутствие накачки их заселенность мала, т.е. $N_2 \approx N_3 \approx 0$.

Для создания инверсной населенности необходимо воздействовать на среду каким-либо потоком поглощающейся в среде энергии. При этом населенность верхних уровней растет. Обозначим M_2 и M_3 скорости накачивания уровней 2 и 3 (т.е. число частиц, переводимых за 1с на уровни 2 и 3 соответственно, за счет поглощения энергии накачки).

Возбужденные частицы рано или поздно возвращаются в исходное состояние (релаксируют) из-за излучательных либо безизлучательных переходов. Релаксация определяет время жизни частиц в возбужденном состоянии. при этом различают энергетические уровни с большим (метастабильные) и малым (короткоживущие) временами жизни возбужденных частиц. Скорость релаксации γ можно определить как величину, обратную времени жизни или среднее число переходов с возбужденного уровня в основное состояние за 1с:

$$\gamma = \frac{1}{\tau}, \quad \text{где } \tau \text{ - время жизни частицы в возбужденном состоянии.}$$

Обозначим как γ_2 и γ_3 скорости релаксации частиц с уровнями 2 и 3:

$$\gamma_2 = \frac{1}{\tau_2}, \quad \gamma_3 = \frac{1}{\tau_3}.$$

Тогда приращение населенности уровней 2 и 3 за 1с можно определить следующими соотношениями:

$$\Delta N_2 = M_2 - \gamma_2 N_2, \quad \Delta N_3 = M_3 - \gamma_3 N_3.$$

Считая начальную населенность уровней малой, можно записать условие получения инверсной населенности уровней в виде:

$$\Delta N_3 > \Delta N_2, \quad M_3 - \frac{1}{\tau_3} > M_2 - \frac{1}{\tau_2}.$$

последнее неравенство позволяет сформулировать основные условия получения в среде инверсной населенности:

- 1) верхний рабочий уровень должен быть метастабильным, нижний – короткоживущим;
- 2) накачка должна быть резонансной и осуществлять преимущественное заселение верхнего рабочего уровня.

Среды, в которых для создания инверсной населенности используются квантовые переходы между тремя рабочими уровнями, называют трехуровневыми. На рис. 2 изображены квантовые переходы в такой среде с верхним метастабильным уровнем. Этот уровень имеет малую ширину

$$\Delta W_3 = \frac{\hbar}{\tau_3}$$

В такой среде энергия широкополосной накачки неэффективно используется для создания инверсной населенности.

Этого недостатка можно избежать при использовании трехуровневой среды со средним метастабильным уровнем (рис. 3).

Верхний уровень 3 называется уровнем поглощения. Он короткоживущий и поэтому более широкий, что обеспечивает эффективное поглощение энергии накачки. Возбужденные частицы с уровня 3 релаксируют в основном на метастабильный рабочий уровень 2. Накопление на этом долгоживущем уровне возбужденных частиц создает инверсную населенность между уровнями 1 и 2, когда больше половины частиц с уровня 1 через уровень 3 переходит на второй. Поэтому для трехуровневых сред характерны высокие пороговые уровни накачки.

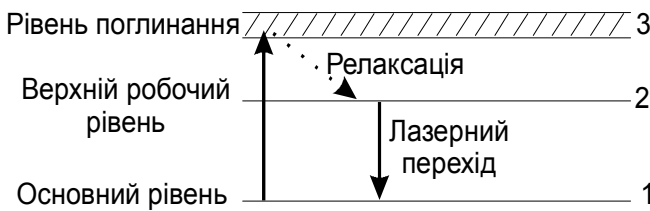


Рис. 3.

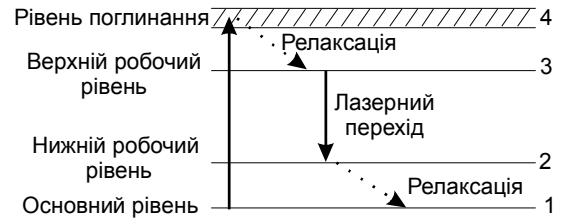


Рис. 4.

Шире всего в лазерах применяются четырехуровневые активные среды, квантовые переходы в которых изображены на рис. 4.

Здесь между метастабильным верхним рабочим уровнем 3 и основным уровнем располагается промежуточный уровень 2, называемый нижним рабочим уровнем. Он отстоит достаточно далеко от основного уровня и до начала накачки практически незаселен. Поэтому инверсная населенность между уровнями 3 и 2 достигается при невысоком уровне накачки, обеспечивая низкий порог генерации лазера.

Способы создания инверсной населенности. Накачку активной среды можно осуществлять потоками энергии различных типов. По типу используемой для накачки энергии из способов создания инверсной населенности выделяются

1. Оптическая накачка. Это наиболее универсальный способ. Он применяется для накачки твердотельных, жидких и газообразных активных сред. Он заключается в облучении активной среды мощным оптическим излучением. спектр этого излучения («излучения накачки») выбирают так, чтобы оно хорошо поглощалось в активной среде, переводя активные центры в требуемое возбужденное состояние. В качестве источников накачки используются лампы-вспышки, ртутные лампы, светодиоды, другие некогерентные источники света, а также некоторые лазеры.
2. Накачка при помощи газового разряда. Она применяется в газовых средах при возбуждении атомов за счет неупругих столкновений, приводящих к обмену энергией между частицами (свободными электронами, атомами, молекулами, ионами) в плазме газового разряда.
3. Химическая накачка. Применяется в газовых средах и осуществляется за счет энергии химических реакций, протекающих между компонентами газовой смеси.
4. Электрическая накачка. применяется в полупроводниковых азерах и состоит в инжекции избыточных носителей заряда (электронов и дырок) в *p-n* переход между двумя вырожденными полупроводниками различных типов. Возникающее при этом неравновесное распределение зарядов между зоной проводимости и валентной зоной вызывает процессы вынужденной рекомбинации электронов и дырок и, таким образом, появление индуцированного излучения в области *p-n* перехода.

Усиление излучения в активной среде. Активная среда, в которой создана инверсная населенность между двумя энергетическими уровнями, способна усиливать излучение на частоте перехода между этими уровнями, играя роль усилителя когерентного излучения (лазерного усилителя). Определим коэффициент усиления как отношение интенсивности на выходе усилителя к интенсивности излучения на его входе:

$$K = \frac{I_{\text{вых}}}{I_{\text{вх}}}$$

Інтенсивність випромінювання при проходженні слою активного середовища в відповідності із законом змінюється підсилення активного середовища;

Інтенсивність излучения при прохождении слоя активной среды в соответствии с законом Бугера-Ламберта изменяется на величину $dI = (\beta - \beta_p) I dz$

где β - показатель усиления активной среды, а β_p - показатель потерь на рассеяние в среде.

Это дифференциальное уравнение при граничном условии $I(0) = I_{\text{вх}}$ имеет решение $I_{\text{вых}} = I_{\text{вх}} e^{(\beta - \beta_p) l}$, где l - длина активной среды. Поэтому коэффициент усиления лазерного усилителя есть $K = e^{(\beta - \beta_p) l}$.

Показатель усиления активной среды определяется уровнем ее накачки, временем жизни частиц на верхнем рабочем уровне и объемной плотностью активных центров. Взаимодействие атомов в конденсированных средах уменьшает время их жизни в возбужденном состоянии, в газообразных же средах плотность активных центров намного меньше. Обычно показатель усиления активной среды незначительно превосходит показатель потерь на рассеяние. Поэтому большого усиления в активной среде можно добиться лишь за счет увеличения ее длины. создание лазерных усилителей с большим коэффициентом усиления – сложная техническая проблема.

Условие самовозбуждения лазерного усилителя. Небольшое превышение усиления в активной среде над потерями может быть использовано для генерации лазерного излучения. Для этого активную среду располагают между зеркалами резонатора, создающего положительную обратную связь. Такой лазерный усилитель называется регенеративным. Пусть активная среда полностью заполняет резонатор длиной L_c с коэффициентами отражения зеркал r_1 и r_2 . Интенсивность излучения в некотором сечении Z активной среды примем равной $I(z)$ (рис. 5).

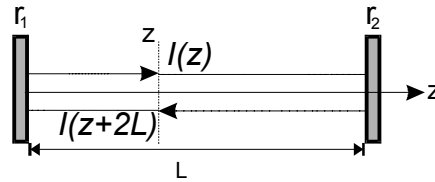


Рис.5

За один проход света между зеркалами резонатора интенсивность излучения увеличится: $I(z+2L) = I(z)r_1r_2e^{(\beta-\beta_p)2L}$

Лазерный усилитель самовозбуждается, если после каждого прохода резонатора интенсивность излучения увеличивается: $I(z+2L) \geq I(z)$. При этом условие самовозбуждения усилителя принимает вид $\beta \geq \beta_p - \frac{\ln(r_1r_2)}{2L}$.

Правая часть этого неравенства определяет потери излучения за счет рассеяния на неоднородностях активной среды и выхода излучения через полупрозрачное зеркало резонатора и называется показателем потерь. Как легко убедиться, при достаточно больших коэффициентах отражения зеркал лазерный усилитель может самовозбуждаться даже при незначительном превышении показателя усиления активной среды над показателем потерь на рассеяние.