

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Факультет технологии и исследования материалов

Кафедра «Сварка и Лазерные Технологии»

*Соловьёв В.Д.*

Физика лазеров

Текст лекций (4 курс)

Санкт-Петербург

2012

## ОГЛАВЛЕНИЕ

---

Оглавление .....	1
Подавление отраженного света от обрабатываемого изделия	4
Картина взаимодействия света с веществом .....	6
Условие усиления света.....	8
Насыщение усиления усиливающей среды.....	10
Стационарный режим работы однопроходowego лазерного усилителя	12
Оптимальное пропускание выходного зеркала лазера.....	14
Зависимость выходной мощности от мощности накачки...	16
Схемы накачки.....	17
Трёхуровневая схема.....	17
Четырёхуровневая схема .....	20
Методы возбуждения с примерами .....	21
Лазеры на нейтральных атомах (He-Ne лазер) .....	22
Молекулярные газовые лазеры (CO <sub>2</sub> -лазер) .....	24
Волноводный CO <sub>2</sub> лазер .....	27
Твердотельные лазеры.....	30
Nd:YAG лазеры .....	32
Наведённая оптическая неоднородность активного элемента	34
Zigzag Slab Лазер.....	36
Накачка излучением диодных лазеров. DPSSLs - лазеры	36
Yb дисковый лазер .....	40
Поляризационные эффекты при отражении и преломлении света. Формулы Френеля.....	42
Отражение света при нормальном падении. Просветляющие покрытия и зеркала лазеров.....	43
Просветляющие покрытия и зеркала лазеров.....	44
Отражение волн от неоднородности среды, в которой они распространяются	45
Угол Брюстера. ....	46
Полное отражение .....	47
Световоды.....	49

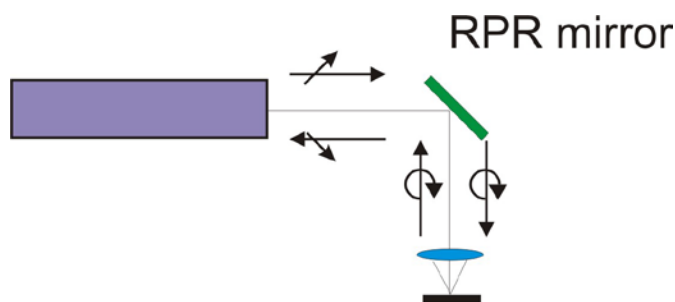
Одномодовые и многомодовые волокна .....	52
Panda-style оптические волокна .....	53
Лазеры на стекловолокне .....	53
Управление временной зависимостью лазерного излучения	57
Добротность резонатора. Модуляция добротности.....	57
Пространственные характеристики лазерного пучка. ....	62

## ПОДАВЛЕНИЕ ОТРАЖЕННОГО СВЕТА ОТ ОБРАБАТЫВАЕМОГО ИЗДЕЛИЯ

Поляризационные эффекты при отражении света используются, например, для подавления излучения лазера, отражающегося от обрабатываемой детали. Так, при резке или сварке CO<sub>2</sub> лазером часть излучения отражается точно назад и через тракт доставки излучения попадает в лазер. Это отраженное излучение может вызвать нестабильность, как генерируемой мощности, так и модового состава излучения. Ясно, что такая нестабильность пагубно скажется на технологическом процессе. Более того, Это дополнительное отражение повышает добротность резонатора, что ведёт к росту внутррезонаторной мощности. Следствием этого факта может быть повреждение оптических элементов резонатора или систем доставки излучения. Это явление проявляется особенно сильно при обработке алюминия или меди, когда отражение особенно велико.

Обычно выходящий из CO<sub>2</sub> лазера пучок является плоскополяризованным и проходит через отражательный элемент **RPR (Reflective Phase Retarder)**, преобразующий плоскополяризованную волну в волну с круговой поляризацией (аналог пластинки  $\lambda/4$ ). **Этот тип поляризации требуется для хорошей резки и сварки.**

После отражения от обрабатываемой детали поляризация пучка остаётся круговой. Повторное прохождение через элемент **RPR** даёт волну с плоскостью поляризации, повернутой на 90° относительно исходной плоскости поляризации.

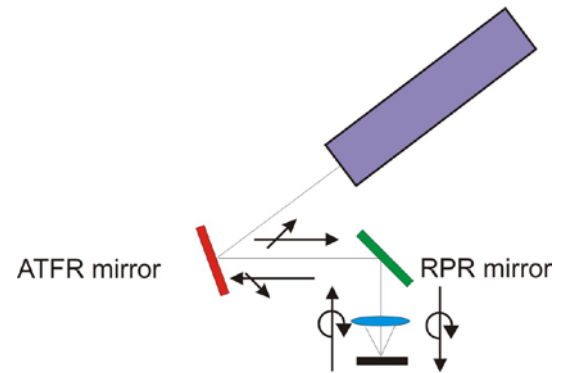


**Рис. Работа RPR зеркала.**

Для подавления отраженного света используют зеркала со специальными поглощающими покрытиями – **ATFR (Absorbing Thin-Film Reflector)**. Такое зеркало – зеркало с многослойным покрытием, которое поглощает отраженный от детали свет, но отражает свет, идущий от лазера к обрабатываемой детали. **Его основа – медное зеркало, полученное алмазным точением, охлаждаемое с тыльной стороны потоком воды. На него наносится многослойное покрытие, отражающее «s» - поляризацию с эффективностью > 98.5% и поглощающее 98.5% излучения «p» - поляризации.** Такое покрытие может выдерживать пучок мощностью несколько киловатт.

В схеме с подавлением отраженной волны выходящий из CO<sub>2</sub> лазера пучок является плоскополяризованным **с «s» - поляризацией по отношению к ATFR зеркалу.**

После прохождения этого зеркала волна проходит через отражательный элемент RPR, преобразующий плоскополяризованную волну в волну с круговой поляризацией. На обратном пути волна снова проходит RPR элемент и преобразуется в плоскополяризованную волну, с плоскостью поляризации, перпендикулярной первоначальной волне. Следовательно, отраженная **волна по отношению к ATFR зеркалу становится излучением с «р» - поляризацией и поглощается покрытием.**



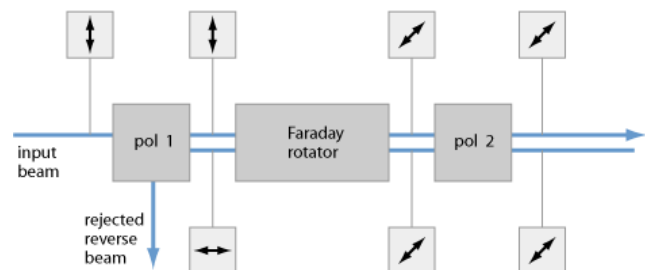
**Рис. Схема с использованием поглощающего «р» - поляризацию ATFR зеркала.**

Итак, RPR зеркало работает как «пластинки  $\lambda/4$ », тогда как ATFR зеркало выполняет поляризатора. Отметим, что рассмотренная схема совпадает со схемой затвора лазера, закрывающего концевое зеркало.

Рассмотренная схема начинает работать неудовлетворительно, если при отражении света от обрабатываемого изделия происходит существенная деполяризация излучения, т.е. поляризация отражённой волны не является круговой. От указанного недостатка свободна схема развязки, использующая фарадеевский вращатель плоскости поляризации.

Принцип работы фарадеевского вращателя плоскости поляризации: вращение плоскости поляризации линейно – поляризованного света при его распространении в материальной среде, помещённой в магнитной поле. При этом, свет распространяется вдоль магнитного поля.

Схема развязки, состоит из двух поляризаторов, оси пропускания которых скрещены под углом  $45^\circ$  и между ними помещён фарадеевский вращатель (см. схему).



Второй поляризатор (pol 2) обеспечивает подавление отражённого света с поляризацией, отличной от поляризации прошедшей через него волны.

## КАРТИНА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ

---

Кратко остановиться на картине взаимодействия света с веществом. Представления, положенные в основу теории, описывающей оптические свойства вещества:

1. атом при взаимодействии с полем световой волны **проявляет резонансные свойства на некоторой дискретной совокупности частот**, присущей этому атому (эти резонансы ответственны за линейчатый спектр излучения и поглощения);
2. при воздействии поля световой волны на атом у атома возникает электрический дипольный момент. Этот диполь ведёт себя как гармонический осциллятор (антенна), колеблющийся с частотой вынуждающей силы, обусловленной полем световой волны;

Эта классическая картина взаимодействия света с веществом была дополнена картиной строения атома, в которой объяснялось происхождение резонансных частот:

3. атом обладает некоторым **набором состояний** с дискретными значениями энергии  $E_n$ , где  $n = 0, 1, \dots$ . При этом **резонансные свойства проявляются на частотах, зависящих от разности энергий этих состояний**  $\hbar\omega_{mn} = E_m - E_n$ .

Эйнштейн при формулировке замкнутой/полной картины взаимодействия света с веществом выдвинул предположение, что при взаимодействии света с атомом происходят **три сорта процессов**:

- Во-первых, имеется **поглощение света**, приводящее к переходу атома из состояния с меньшей энергией  $E_1$  в состояние с большей энергией  $E_2$ , причем вероятность такого перехода за 1 сек. пропорциональна величине интенсивности излучения на частоте перехода атома между состояниями.
- Во-вторых, имеется **вынужденное излучение** света при переходе атома из состояния с большей энергией  $E_2$  в состояние с меньшей энергией  $E_1$ , причем вероятность такого перехода за 1 сек. пропорциональна величине интенсивности излучения на частоте перехода атома между состояниями.
- В-третьих, имеется **спонтанное излучение**. Вероятность спонтанного перехода за 1 сек. не зависит от интенсивности света.

Пусть создана **населённость** верхнего уровня  $N_2$ , то есть **число атомов в единичном объёме, находящихся на этом энергетическом уровне** равно  $N_2$ . В результате спонтанных переходов происходит «распад» верхнего уровня с переходом атомов на нижний уровень со скоростью, пропорциональной населённости  $N_2$ . Такой закон обусловлен именно спонтанностью процесса: то, что происходит с конкретным атомом при отсутствии внешнего воздействия зависит лишь от свойств этого атома. Итак,

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2,$$

где  $A_{21}$  - вероятность перехода за 1 сек. Решение этого уравнения

$$N_2(t) = N_2(0) \exp(-A_{21}t) \equiv N_2(0) \exp(-t/\tau_{rad}).$$

Характерное время  $\tau_{rad} \equiv 1/A_{21}$  называется **временем жизни возбуждённого состояния** или **временем радиационного затухания**.

Переход атома с верхнего энергетического уровня на нижний уровень может происходить не только посредством спонтанного излучения фотона. Например, возбуждённые ионы  $Nd^{3+}$  могут передавать свою энергию кристаллической решетке YAG, что проявляется в нагреве кристалла. Такой механизм нерадиационного уменьшения населённости  $N_2$  тоже приводит к экспоненциальному характеру затухания.

В силу этого, формально нерадиационное затухание может характеризоваться некоторым характерным временем  $\tau_{nr}$ , а результирующее время жизни возбуждённого состояния  $\tau$  связано с  $\tau_{rad}$  и  $\tau_{nr}$  соотношением  $\tau^{-1} = \tau_{rad}^{-1} + \tau_{nr}^{-1}$ .

Согласно модели Эйнштейна, вероятность  $W_{12}$  поглощения из световой волны фотона атомом, находящимся на нижнем уровне  $E_1$  за 1 сек. равна вероятности  $W_{12}$  того, что такой же атом, но находящийся в возбужденном состоянии на уровне с энергией  $E_2$ , за счет вынужденного излучения добавит ещё один фотон в эту волну, то есть  $W_{12} = W_{21} \equiv W$ .

При рассмотрении вероятности  $W$  перехода атома с верхнего энергетического уровня на нижний уровень за 1 сек., инициированного световой волной, удобно связать эту вероятность с **плотностью потока налетающих фотонов** (числом фотонов, пересекающих за единицу времени площадку единичной площади). Поскольку энергия каждого фотона  $E_{photon} = \hbar\omega$ , а за единицу времени через площадку единичной площади проходит энергия  $I$ , то **плотность потока фотонов** равна  $I/\hbar\omega$ .

Вероятность перехода за 1 сек.  $W$  может быть записана следующим образом:

$$W = \sigma \cdot I / \hbar\omega,$$

где  $\sigma$  - коэффициент пропорциональности, называемый **сечением перехода**. В качестве примера ниже приведены типичные величины сечений некоторых лазерных переходов:

Газовые лазеры в видимом и ближнем ИК	$10^{-11} \div 10^{-13} \text{ cm}^2$
CO <sub>2</sub> лазер низкого давления (10.6 мкм)	$3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$
Nd <sup>3+</sup> ион в Nd:YAG	$4.6 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Cr <sup>3+</sup> ион в рубине	$2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$

Согласно **закону Больцмана** распределение населённостей атомов по энергетическим уровням при тепловом равновесии даётся выражением:

$$N_m \propto e^{-E_m/kT}, \quad (25)$$

где  $k = 1.38 \cdot 10^{-16} \text{ Erg / } ^\circ\text{K}$  - постоянная Больцмана.

Полезно запомнить, что энергия, получаемая при прохождении элементарным зарядом  $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$  кулон разницы потенциалов в 1 вольт равна 1 eV, причем

$$1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \times 1 \text{ V} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1.602 \cdot 10^{-12} \text{ Erg}.$$

Комнатной температуре соответствует энергия

$$E_{300} = 1.38 \cdot 10^{-16} \times 300 \approx 4.14 \cdot 10^{-14} \text{ Erg} \approx 1/40 \text{ eV}.$$

Квант света с длиной волны  $\lambda = 1 \mu$  имеет энергию

$$E_{1\mu} = hc/\lambda = 6.626 \cdot 10^{-27} \text{ Erg} \cdot \text{s} \times 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}} / 10^{-4} \text{ cm} \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ Erg} = 1.24 \text{ eV}.$$

## УСЛОВИЕ УСИЛЕНИЯ СВЕТА

---

Для обычных, нелазерных источников света, характерно то, что излучение света атомами происходит за счет **спонтанных переходов**. Основной принцип, лежащий в основе лазерного действия – **усиление света за счет процессов вынужденного излучения** в среде, приготовленной соответствующим образом. Такая среда называется **активной**, а механизм, приводящий к тому, что она начинает усиливать излучение, называется **накачкой**. Когда среда будет усиливать проходящую по ней сигнальную волну? Упростим рассмотрение, и будем учитывать лишь вынужденные переходы, происходящие между двумя уровнями энергии активных атомов.

Пусть энергия верхнего лазерного уровня -  $E_2$  и его **населённость**, то есть **число активных атомов в единичном объёме, находящихся на этом энергетическом уровне** -  $N_2$ . Для нижнего лазерного уровня эти величины есть  $E_1$  и  $N_1$  соответственно. Термин «лазерный» используется для того, чтобы отличить указанные уровни от других энергетических уровней системы, которые участвуют в создании условий для усиления света.

За 1 сек. в единичном объёме среды произойдёт  $WN_2$  вынужденных переходов, сопровождающихся излучением света в падающую волну и  $WN_1$  переходов с его поглощением из этой волны. Чтобы происходило усиление сигнальной волны, необходимо обеспечить превышение числа переходов с излучением света над числом переходов с его поглощением:  $WN_2 > WN_1$ . Последнее выполняется, если в активной среде обеспечено превышение населённости верхнего уровня над населённостью нижнего уровня:  $N_2 > N_1$ . В этом случае энергия, запасённая в активной среде, передаётся сигнальной волне, а не забирается из неё.

При прохождении объёма среды толщиной  $\Delta z$  с поперечным сечением единичной площади увеличение энергии световой волны за 1 сек. равно:

$$(N_2 - N_1) \cdot \Delta z \cdot (\sigma I / \hbar \omega) \cdot \hbar \omega = (N_2 - N_1) \cdot \Delta z \cdot \sigma I$$

Этот прирост энергии, заключенный в объёме ( $1 \text{ cm}^2 \times \text{скорость света}$ ), как раз и равен величине увеличения интенсивности света при прохождении слоя среды толщиной  $\Delta z$

$$\Delta I = \sigma I (N_2 - N_1) \cdot \Delta z$$



Таким образом, приходим к уравнению, описывающему изменение интенсивности света при его распространении в усиливающей среде

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dz} = \sigma(N_2 - N_1) \equiv \alpha, \quad (26)$$

здесь  $\alpha$  - *дифференциальный коэффициент усиления*.

Как видим, коэффициент усиления равен *произведению сечения перехода на разность населённостей верхнего и нижнего уровней*.

Первый сомножитель (сечение радиационного перехода с уровня 2 на уровень 1) определяется спектроскопическими свойствами атома.

Второй сомножитель определяется разностью населённостей уровней, зависящей как от скорости накачки, так и времён релаксации уровней энергии активной среды, принимающих участие в создании усиления.

Состояние активной среды, при котором происходит усиления света, называют состоянием с *инверсной населённостью* среды. Причина использования такой терминологии основывается на следующем рассуждении. Поскольку при тепловом равновесии населённость верхнего уровня всегда меньше населённости нижнего уровня (закон Больцмана), то есть  $(N_2 - N_1) < 0$ , то это состояние разумно считать обычным и уравнение (41) описывает поглощение света. Инверсная населённость – это населённость «обратная» по отношению к обычной населённости, когда  $(N_2 - N_1) > 0$  – не может быть получена в термодинамически равновесных системах.

## НАСЫЩЕНИЕ УСИЛЕНИЯ УСИЛИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Выше мы начали рассматривать условия, при которых среда обладает усилительными свойствами для световой волны, частота которой совпадает с частотой некоторого перехода в среде. Оказалось, что **среду нужно специальным образом приготовить (накачать), обеспечив инверсную населённость тех уровней, переход между которыми и вызывает усиление**. Кратко остановимся на математической модели усиливающей среды, справедливой для лазерных сред с так называемым **однородным уширением линии усиления**. Однородно уширенной линией усиления обладают активные среды таких широко используемых в технологических применениях лазеров, как среда твердотельного Nd:YAG лазера и CO<sub>2</sub> лазера с давлением смеси больше 50 торр.

Выше было показано, что при прохождении слабой световой волны с интенсивностью  $I$  участка среды длиной  $\Delta z$  происходит возрастание интенсивности волны на величину

$$\Delta I = \alpha_0 \cdot I \cdot \Delta z, \text{ где } \alpha_0 = \sigma(N_2 - N_1)_0$$

- **коэффициентом усиления по интенсивности для слабого сигнала**.

Очевидно, что подобный характер усиления имеет место до тех пор, пока не учитывается **насыщения усиления**. Это насыщение произойдёт потому, что мощная волна при распространении по инверсной среде стремится выровнять населённости уровней  $N_1$  и  $N_2$  используемого перехода, и тем самым будет «**подсаживать**» усиление. Именно этот процесс насыщения усиления определяет мощность излучения лазера. Таким образом, ещё одной характеристикой усиливающей среды является некоторая характерная интенсивность, называемая **интенсивностью насыщения**  $I_{\text{sat}}$ . Связь интенсивности насыщения с сечением перехода даётся выражением

$$I_{\text{sat}} = \hbar\omega / \sigma\tau_{\text{eff}},$$

где  $\tau_{\text{eff}}$  - эффективное время жизни верхнего лазерного уровня. Из приведённого выражения следует, что **интенсивность насыщения не зависит от интенсивности накачки среды и зависит лишь от спектроскопических характеристик среды**.

Можно изменить запись последнего выражения, чтобы прояснить суть этого важного параметра:

$$\frac{I_{\text{sat}}}{\hbar\omega} \sigma \cdot \tau_{\text{eff}} = 1.$$

Как видим, при засветке световой волной с интенсивностью  $I_{\text{sat}}$  в течение времени  $\tau_{\text{eff}}$ , вероятность перехода возбужденного атома на нижний уровень стремится к единице, а значит, происходит существенное уменьшение населённости верхнего уровня и существенное уменьшение усиления. Оказывается, что коэффициент усиления по интенсивности в среде с однородным уширением линии при учёте насыщения описывается уравнением

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_{\text{sat}}} \tag{34}$$

Как видно, для слабой сигнальной волны, когда  $I \ll I_{\text{sat}}$ , коэффициент усиления примерно равен коэффициенту усилению слабого сигнала. С ростом интенсивности сигнальной волны дифференциальный коэффициент усиления уменьшается, и **при**

$I = I_{sat}$  он становится равен половине ненасыщенного дифференциального коэффициента усиления.

При распространении в любой среде всегда имеется линейное поглощение света. Это явление описывается так называемым **законом Бугера**:

$$\frac{dI}{dz} = -\beta \cdot I \Rightarrow I(z) = I(0) \exp(-\beta z) \quad (35)$$

Здесь  $\beta$  - **коэффициент поглощения по интенсивности**. Линейное поглощение света – процесс, подобный усилению слабого сигнала (без учета насыщения), когда у коэффициента усиления меняется знак.

Уравнение, учитывающее как насыщения усиления, так и линейное поглощения света, имеет вид:

$$\frac{dI}{dz} = -\beta I + \alpha(I)I \quad (36)$$

## СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ ОДНОПРОХОДОВОГО ЛАЗЕРНОГО УСИЛИТЕЛЯ

Приведённые в предыдущем параграфе уравнение позволяют провести анализ работы однопроходовых лазерных усилителей, работающих на активных средах с однородным уширением в стационарном режиме. Если ввести безразмерную интенсивность  $J \equiv I/I_{sat}$ , то уравнение (36) переписется так

$$\frac{dJ}{dz} = -\beta J + \frac{\alpha_0}{1+J} \cdot J \quad (37)$$

Его решение приводит к некоторому трансцендентному уравнению, связывающему величину интенсивности волны  $J(L)$ , полученной по прохождении усиливающей среды длиной  $L$  с входной интенсивностью волны  $J(0)$ . Однако, анализ некоторых, представляющих интерес, режимов работы усилителя удобнее проводить, основываясь не на решении уравнения (37), а на самом уравнении.

Так, при малых уровнях сигнала ( $J \ll 1$ ), из (37) получаем уравнение, описывающее экспоненциальный рост выходной интенсивности – **усиление слабого сигнала**.

$$\frac{dJ}{dz} \approx (\alpha_0 - \beta) J \quad (38)$$

Если обозначить длину усиливающей среды  $L$ , то при отсутствии потерь усиление интенсивности слабого светового сигнала будет равно

$$G = \frac{J(L)}{J(0)} = \exp(\alpha_0 L)$$

Поскольку имеем экспоненциальное нарастание интенсивности с увеличением длины усиливающей среды, то удобно характеризовать усиление в децибелах (русское обозначение дБ, международное dB):

$$G_{dB} = 10 \log G = 10 \log e^{\alpha_0 L} = (10 \log e) \alpha_0 L = 4.34 \cdot \alpha_0 L$$

Как видим,  $G_{dB}$  линейно зависит от длины усиливающей среды, и ненасыщенный коэффициент усиления может измеряться как в обратных сантиметрах (или обратных метрах), так и в  $dB/m$ . Заметим, что каждое добавление 10 dB усиления соответствует увеличению усиления в 10 раз.

Эта та же децибельная шкала используется и при описании ослабления света за счет поглощения или рассеяния. Понятно, что причиной этого является экспоненциальное затухание света в этих процессах, что следует из (38):

$$\frac{J(L)}{J(0)} = \exp(-\beta L) \Rightarrow \text{loss}_{dB} = -\log_{10} \left( \frac{J(L)}{J(0)} \right) = -\log_{10} (\exp(-\beta L)) = 4.34 \beta L$$

Очевидно, что когда при распространении света присутствуют оба процесса, имеем

$$G_{dB} = 4.34 \cdot (\alpha_0 - \beta) L.$$

При сильном насыщении ( $J \gg 1$ ) экспоненциальный рост интенсивности сменяется линейным ростом, который, при отсутствии поглощения, описывается уравнением

$$\frac{dJ}{dz} \approx \alpha_0 \quad (39)$$

Причина такой зависимости очевидна: с каждого единичного объёма активной среды снимается вся доступная для усиления мощность и поэтому рост должен быть линейным. Итак, поскольку интенсивность света есть мощность, световой волны, проходящая через единичную площадку, то оказывается, что **максимальная мощность, снимаемая с единичного объёма усиливающей среды в стационарном режиме**

$$P_{\max} = \alpha_0 I_{\text{sat}} \quad (40)$$

При сильном насыщении и наличии потерь, что ближе к реальности, ситуация меняется. Действительно, при таком режиме усиления уравнение (37) принимает вид

$$\frac{dJ}{dz} = -\beta J + \alpha_0 \quad (41)$$

Интенсивность волны стремится к стационарному значению, определяемому балансом двух процессов: постоянная добавка мощности, получаемая с единицы длины среды, компенсируется нерезонансными потерями. Интенсивность излучения, достигшая стационарного значения, как следует из последнего уравнения, зависит от интенсивности насыщения, коэффициента линейного усиления и величины нерезонансных потерь:

$$I_{\max} = \frac{\alpha_0}{\beta} I_{\text{sat}} \quad (42)$$

В активных средах твердотельных лазеров величина интенсивности насыщения имеет следующий порядок -  $I_{\text{sat}} \sim 1 \text{ kW/cm}^2$ . Для активных сред газовых лазеров видимого диапазона  $I_{\text{sat}} \sim 1 \text{ W/cm}^2$ .

**Задача:** Оценить величину мощности He-Ne лазера с упомянутыми выше характеристиками: при длине разрядной трубки  $L \approx 30$  см имеем усиление мощности около 5% на проход. Диаметр пучка He-Ne лазера  $\varnothing \approx 2$  мм.

Порядок мощности лазера, очевидно, следует из выражения  $P_{\max} \approx \alpha_0 I_{\text{sat}} \cdot \varnothing^2 L$ .

Значение усиления позволяет получить величину  $\alpha_0 L = \ln(1.05) = \ln(1 + 0.05) \approx 0.05$ .

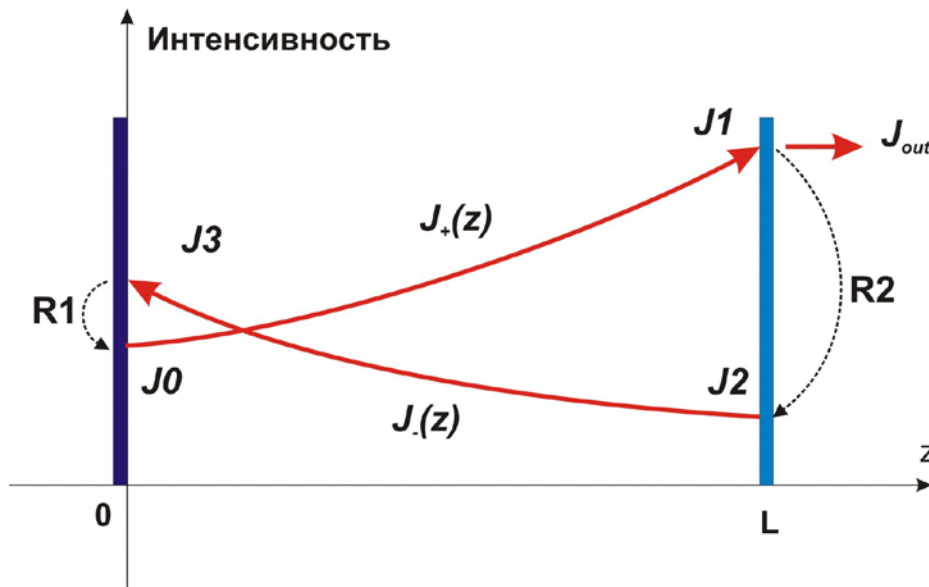
Подстановка численных значений даёт:  $P_{\max} \approx 0.05 \cdot 1 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \cdot 0.04 \text{ cm}^2 \approx 2 \text{ mW}$

Действительно, большинство He-Ne лазеров при длине трубки от 20 до 50 см и диаметре капилляра около 2 мм имеют выходную мощность в пределах 1÷10 мВт.

## ОПТИМАЛЬНОЕ ПРОПУСКАНИЕ ВЫХОДНОГО ЗЕРКАЛА ЛАЗЕРА.

Теперь обратимся к вопросу о выходной мощности лазерных генераторов. Определяющую роль здесь играют эффект насыщения и наличие потерь излучения. Метод вычисления выходной мощности лазера с однородным уширением линии усиления был развит **Ригродом** и основывается на уравнениях типа (37), записанных для двух плоских волн с однородным распределением интенсивности по волновому фронту, распространяющихся в резонаторе навстречу друг другу. Эта система уравнений интегрируется в элементарных функциях, однако её решение даётся трансцендентным алгебраическим уравнением, плохо обозреваемым и неудобным для анализа. *Решение этой задачи позволяет найти оптимальную прозрачность выходного зеркала.*

Рассмотрение задачи упрощается, если мы пренебрегаем распределёнными потерями, описываемыми коэффициентом  $\beta$ . Все «вредные» потери (неидеальное отражением зеркал и распределённые потери) будем моделировать неидеальным отражением глухого зеркала  $R1$ , близким к единице.



Учет потерь, не обусловленных пропусканием выходного зеркала  $T2 = 1 - R2$ , в рассматриваемой модели лазера является принципиальным.

Нормированные интенсивности волн ( $J \equiv I/I_{sat}$ ) изменяются вдоль координаты  $z$  в соответствии с уравнениями:

$$\frac{dJ_+}{dz} = \frac{\alpha_0}{1 + J_+ + J_-} J_+; \quad \frac{dJ_-}{dz} = -\frac{\alpha_0}{1 + J_+ + J_-} J_-$$

Из этой системы уравнений получаем *выражение для генерируемой плотности мощности:*

$$I_{out} = \frac{(1 - R2) \cdot \ln(G_0 \sqrt{R1 \cdot R2})}{(1 - \sqrt{R1 \cdot R2})(1 + \sqrt{R2/R1})} I_{sat}$$

При отсутствии неактивных потерь, когда  $R1 \rightarrow 1$ , плотность мощности на выходе лазера

$$I_{out} = \ln(G_0 \sqrt{R2}) \cdot I_{sat}$$

Поскольку началу генерации соответствует значение  $I_{out} = 0$ , то получаем выражение для порогового условия, которое приводилось раньше:

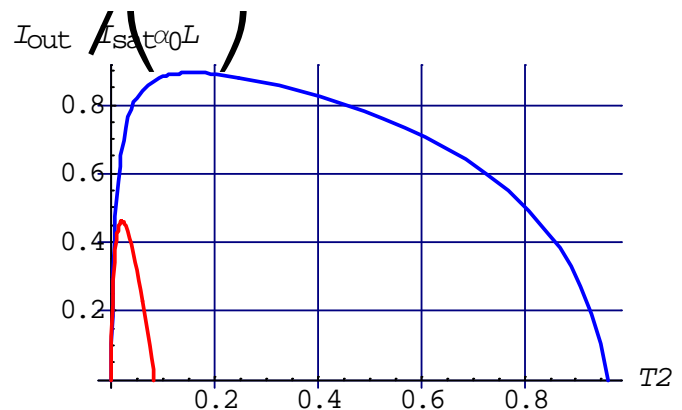
$$\ln(G_0 \sqrt{R2_{thr}}) = 0 \Rightarrow G_0 \sqrt{R2_{thr}} = 1 \Rightarrow G_0^2 R_{thr} = 1$$

Полученное ранее выражение для максимальной мощности, которую можно получить с единичного объёма усиливающей среды  $P_{max} = \alpha_0 I_{sat}$ , позволяет определить параметр, характеризующий **эффективность использования активной среды** – величина потока мощности излучения лазера  $I_{out}$ , отнесённая к величине потока мощности, которую можно снять с активной среды длиной  $L$ :

$$\eta \equiv I_{out} / (I_{sat} \alpha_0 L)$$

Справа приведены нормализованные зависимости потока мощности излучения лазера от пропускания  $T2 = 1 - R2$  выходного зеркала при различающихся в пять раз величинах усиления слабого сигнала.

В обоих случаях величина потерь одинакова и равна 1%.  
красная кривая -  $G_0=1.05$ ;  $R1=0.99$ .  
синяя кривая -  $G_0=5.25$ ;  $R1=0.99$ .



Если ненасыщенный коэффициент усиления достаточно велик, то выходная мощность лазера слабо изменяется при изменении отражения  $R2$  выходного зеркала. При относительно малом значении ненасыщенного коэффициента усиления выбор величины отражения выходного зеркала существенно влияет на величину мощности генерируемого светового пучка.

## ЗАВИСИМОСТЬ ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТИ ОТ МОЩНОСТИ НАКАЧКИ

В рамках использованной выше модели лазера рассмотрим случай, когда "вредные потери", описываемые отличным от единицы отражением «глухого» зеркала, пренебрежимо малы по сравнению с "полезными потерями", обусловленными прозрачностью выходного зеркала. Как следует из предыдущего параграфа, в этом случае выражение для генерируемой плотности мощности даётся выражением:

$$I_{out} = \ln(G_0 \sqrt{R2}) \cdot I_{sat} = I_{sat} \ln G_0 + I_{sat} \ln \sqrt{R2} = \left\{ \alpha_0 L - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1}{R2} \right) \right\} \cdot I_{sat},$$

$$\ln \sqrt{R2} < 0 \Rightarrow \ln \left( \frac{1}{R2} \right) > 0$$

Напомним, что усиление слабого сигнала пропорционально инверсии населённости энергетических уровней лазера. В свою очередь инверсия населённости  $(N_2 - N_1)_0$  растёт с ростом мощности накачки  $P_p$ , причем у многих лазерных систем эта зависимость с хорошей степенью точности является линейной. Поэтому можно считать, что  $\alpha_0 = \beta P_p$ , где  $\beta$  - коэффициент пропорциональности. Тогда

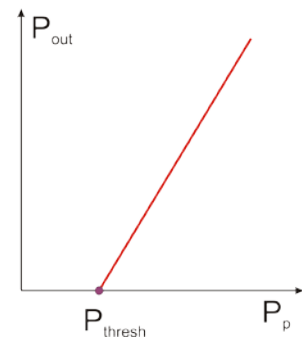
$$I_{out} = \left\{ \beta L P_p - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1}{R2} \right) \right\} \cdot I_{sat} = I_{sat} \beta L \left\{ P_p - \frac{1}{2\beta L} \ln \left( \frac{1}{R2} \right) \right\}.$$

Поскольку при пороговой мощности накачки выходная мощность излучения лазера равна нулю, то  $P_{thr} = \frac{1}{2\beta L} \ln \left( \frac{1}{R2} \right)$ , и, следовательно, генерируемая мощность лазерного пучка с площадью поперечного сечения  $S$  даётся выражением:

$$P_{out} = I_{sat} \beta L S \{ P_p - P_{thr} \}.$$

В силу такой зависимости выходной мощности от мощности накачки, принято использовать **дифференциальный КПД** лазера (**slope efficiency**)

$$\eta = dP_{out} / dP_p.$$



В результате выражение для  $P_{out}$  переписывается так:

$$P_{out} = \eta (P_p - P_{thr})$$

Характерный вид зависимости выходной мощности от мощности накачки изображен на рисунке. Итак, выходная мощность лазера в зависимости от мощности накачки при  $P_p > P_{thr}$  имеет более или менее линейный характер для большинства лазерных систем. В силу этой причины при описании энергетических характеристики лазерной системы указывают эти два параметра: пороговую мощность накачки и дифференциальный КПД (slope efficiency) лазера.



## СХЕМЫ НАКАЧКИ

Когда говорят о процессах накачки, то обычно конкретизируют **схему накачки** и **метод (или способ) осуществления накачки**. Как уже отмечалось, любая атомная система обладает очень богатой системой энергетических уровней. Многие из этих уровней могут быть задействованы для получения усиления или лазерной генерации. Под **схемой накачки** понимается некоторая идеализированная конфигурация уровней активной среды и основных переходов между ними, которая, в общих чертах, описывает реально протекающий процесс накачки. Для анализа схем накачки можно использовать **метод скоростных уравнений**, описывающих динамику населённостей уровней.

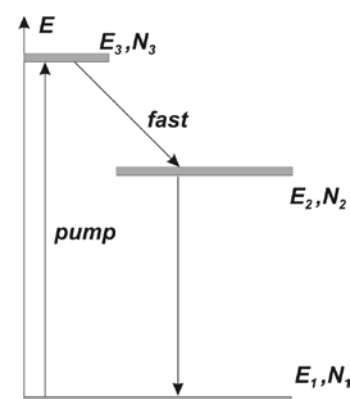
В работе лазера, для создания инверсной населённости, обычно **задействовано три или четыре энергетических уровня**. При этом, внешний источник энергии – накачка – передаёт атомам энергию, переводя их в возбуждённое состояние, которое на схеме уровней обозначается как **pump level**. С этого уровня возбуждённые атомы **быстро** переходят на **верхний лазерный уровень**, отдавая избыток энергии активному элементу и тем самым нагревая его. Чтобы количество атомов на верхнем лазерном уровне накапливалось, это уровень **должен быть долгоживущим (метастабильным)**. Только в этом случае можно создать необходимую для получения усиления инверсию населённости между лазерными уровнями.

За исключением рубинового лазера, большинство лазеров являются четырёхуровневыми системами. В некоторых лазерах уровень накачки не является одиночным уровнем, а представляет собой совокупность нескольких уровней и даже полос поглощения. В некоторых лазерах (He-Ne) полоса поглощения относится вообще к другому атому, чем тот, что содержит лазерные уровни. Однако, вне зависимости от таких особенностей функционирование лазера происходит в соответствии с упрощенной трёх- или четырёхуровневой моделью.

## Трёхуровневая схема

**Трёхуровневая** схема служит моделью схемы реальных энергетических уровней **рубинового лазера**. Особенностью этой схемы является тот факт, что нижний лазерный уровень с энергией  $E_1$  является основным уровнем энергии системы, на котором первоначально находятся все активные атомы (тепловое заселение высших уровней отсутствует из-за мизерного значения величины  $e^{-(E_2-E_1)/kT}$ ).

Накачка переводит атомы с основного уровня  $E_1$  на уровень накачки  $E_3$ . Этот процесс характеризуется вероятностью вынужденного перехода за 1 сек  $W_{13} \equiv W_p$ , причем эта вероятность пропорциональна **мощности накачки**.



Существует два различных механизма распада уровней в твердотельных материалах. Один механизм сопровождается излучением (**синонимы - радиационный распад**,

**спонтанная эмиссия, флуоресценция**<sup>1</sup>). Другой механизм называется **безызлучательной релаксацией**. В этом случае рассеивание энергии приводит к нагреву кристаллической решетки. Суммарная скорость распада верхнего уровня будет суммой скоростей радиационного и нерадиационного процессов (суммарная вероятность процесса равна сумме вероятностей независимых процессов, дающих результат).

Скорость спонтанного распада уровня  $E_3$  описывается посредством временем жизни этого уровня  $\tau_3$ . Величина, обратная времени жизни уровня, является вероятностью распада уровня  $E_3$  за 1 сек. Теперь можем написать кинетическое уравнение для населённости уровня  $E_3$

$$\frac{dN_3}{dt} = W_p(N_1 - N_3) - \frac{N_3}{\tau_3} \quad (76)$$

Атомы, оказавшиеся на уровне  $E_3$ , либо за счёт спонтанного или вынужденного перехода возвращаются на уровень  $E_1$ , либо переходят на верхний лазерный уровень  $E_2$ . Поскольку скорость распада уровня равна сумме скоростей распада по составляющим процессам каналам, то имеем следующее соотношение для характерных времён

$$\frac{1}{\tau_3} = \frac{1}{\tau_{31}} + \frac{1}{\tau_{32}} \quad (77)$$

Подобное соотношение имели при рассмотрении связи времени жизни возбуждённого состояния со временами радиационного и нерадиационного затуханий.

Уровень  $E_2$  характеризуется временем жизни  $\tau_{21}$ . Уравнение для населённости этого уровня запишется так:

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} \quad (78)$$

Наконец, записанные уравнения дополняются обычным условием баланса полного числа активных атомов в единице объёма

$$N = N_1 + N_2 + N_3 \quad (79)$$

В этой модели удобно использовать два безразмерных параметра, которые являются комбинацией характерных времён. Первый из этих параметров,

<sup>1</sup> **Люминесценция** – излучение, отличное от теплового излучения. Для многих веществ **затухание люминесценции** идёт настолько быстро, что свечение прекращается одновременно с прекращением освещения. Такой тип люминесценции называют **флуоресценцией**. В других случаях послесвечение происходит в течение большего или меньшего промежутка времени. Этот тип люминесценции называют **фосфоресценцией**.

$$\beta = \frac{\tau_{32}}{\tau_{21}} \equiv \frac{1}{\tau_{21}} \Big/ \frac{1}{\tau_{32}} = \frac{W_{21}}{W_{32}} \quad (80)$$

характеризует, очевидно, **отношение скоростей опустошения и наполнения верхнего лазерного уровня**. Второй безразмерный параметр,

$$\eta = \frac{\tau_3}{\tau_{32}} \times \frac{\tau_{21}}{\tau_{rad}(2 \rightarrow 1)} = \left( \frac{1}{\tau_{32}} \Big/ \frac{1}{\tau_3} \right) \times \left( \frac{1}{\tau_{rad}(2 \rightarrow 1)} \Big/ \frac{1}{\tau_{21}} \right) = \frac{W_{32}}{W_3} \cdot \frac{W_{21}^{rad}}{W_{21}} \quad (81)$$

часто используют при оценке лазерных материалов, и называется **квантовой эффективностью флуоресценции**. Рассмотрим структуру этого параметра. Первая дробь в произведении показывает, какая доля возбуждённых на уровень  $E_3$  атомов переходит на верхний лазерный уровень по отношению к общему числу совершивших переход с этого уровня возбуждённых атомов. Вторая дробь даёт долю радиационных переходов в общей доле переходов с верхнего лазерного уровня. Окончательно, **параметр  $\eta$  даёт отношение числа спонтанно излученных фотонов на лазерном переходе к числу фотонов поглощённых на переходе накачки в стационарном состоянии**.

Наконец заметим, что безразмерное произведение  $W_p \tau_{rad}$  даёт вероятность поглощения фотона накачки за время радиационного распада верхнего лазерного уровня. Ниже приведено выражение для разности населённостей лазерных уровней в стационарном режиме, полученное из (76 ÷ 81)

$$\frac{N_2 - N_1}{N} = \frac{(1 - \beta) \cdot \eta W_p \tau_{rad} - 1}{(1 + 2\beta) \cdot \eta W_p \tau_{rad} + 1} \quad (82)$$

Как видно из этого выражения, инверсия населённостей в трёхуровневой схеме может быть получена в том случае, если  $\beta < 1$ . Это условие означает, что  $\tau_{32} < \tau_{21}$  или  $W_{21} < W_{32}$ . Итак, чтобы происходило накопление атомов на верхнем лазерном уровне, **нужно иметь быструю релаксацию атомов с уровня  $E_3$  на верхний лазерный уровень**, которая должна превышать скорость распада верхнего лазерного уровня. Однако, даже при выполнении этого условия, для получения инверсии населённости нужно превысить некоторую пороговую величину скорости накачки, даваемую выражением

$$W_p \tau_{rad} \geq \frac{1}{\eta \cdot (1 - \beta)} \quad (83)$$

Чтобы требования к накачке были оптимальными, нужно иметь очень быструю релаксацию с уровня  $E_3$  на верхний лазерный  $\beta \rightarrow 0$ . Кроме того, уровень накачки оптимален, когда время жизни верхнего лазерного уровня определяется в основном радиационным распадом, так что  $\eta \rightarrow 1$ .

## ЧЕТЫРЁУРОВНЕВАЯ СХЕМА

**Четырёхуровневая** схема является моделью схемы реальных энергетических уровней как для Nd:YAG лазера, так и многих других твердотельных лазеров и лазеров на красителях. В отличие от трёхуровневой схемы, здесь нижний лазерный уровень с энергией  $E_2$  не является основным. Энергия верхнего лазерного уровня -  $E_3$ . Накачка переводит атомы с основного уровня  $E_1$  на уровень  $E_4$ . В результате быстрого распада уровня  $E_4$  по каналу  $4 \rightarrow 3$  происходит заселение верхнего лазерного уровня. Чтобы возникла инверсия населённостей для лазерного перехода, необходимо иметь превышения скорости наполнения верхнего лазерного уровня по отношению к скорости его опустошения. Поэтому величина инверсии населённостей зависит от уровня накачки. Для стационарного случая получаем выражение для разности населённостей уровней лазерного перехода

$$\frac{N_3 - N_2}{N} = \frac{(1 - \beta) \cdot \eta W_p \tau_{rad}}{1 + [1 + \beta + 2\tau_{43}/\tau_{rad}] \cdot \eta W_p \tau_{rad}}$$

Квантовая эффективность флуоресценции  $\eta$  (смысл этого параметра обсуждался при анализе трёхуровневой схемы) в рассматриваемом случае четырёхуровневой схемы даётся выражением

$$\eta = \frac{\tau_4}{\tau_{43}} \times \frac{\tau_3}{\tau_{rad}}, \quad \text{где } \tau_{rad} \equiv \tau_{rad}(3 \rightarrow 2) \text{ и } \beta \approx \tau_{21}/\tau_{32} \ll 1.$$

Как и в случае трёхуровневой схемы, величина инверсии населённостей зависит от уровня накачки, характеризуемого безразмерным параметром  $W_p \tau_{rad}$ .

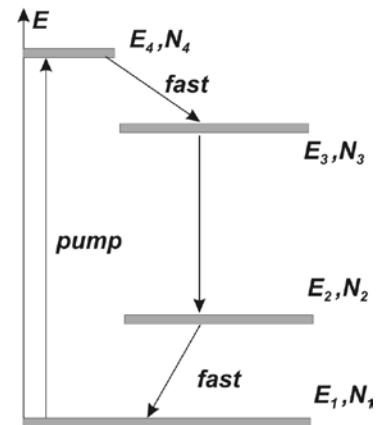
**Существенное отличие от трёхуровневой схемы заключается в отсутствии порогового значения накачки, превышение которого требуется для получения инверсной населённости.** Причина этого факта очевидна – отсутствие заселённости нижнего лазерного уровня в исходном состоянии.

В предельном случае  $\beta \ll 1$ ,  $\tau_{43} \ll \tau_{rad}$  имеем разности населённостей уровней лазерного перехода:

$$\frac{N_3 - N_2}{N} \approx \frac{\eta W_p \tau_{rad}}{1 + \eta W_p \tau_{rad}}.$$

Сформулируем требования к активной среде, основанные, в частности, на проведённом рассмотрении наиболее используемой четырёхуровневой схемы накачки.

1. Если используется оптическая накачка (твердотельные лазеры), то **необходимо иметь широкую линию поглощения излучения накачки** (ламповая накачка). В случае накачки диодным лазером это требование отсутствует.
2. Необходимо, чтобы происходило быстрое накопление атомов на верхнем лазерном уровне. Для этого **верхний лазерный уровень должен быть метастабильным**, то есть время его жизни должно значительно превосходить времена жизни остальных уровней, задействованных в создании усиливающей среды. В частности, **время жизни верхнего лазерного уровня должно**



**значительно превосходить время жизни уровня накачки 4**, с которого происходит заселение верхнего лазерного уровня.

3. Необходимо, чтобы была быстрая **релаксация атомов с нижнего лазерного уровня 2**, которая должна значительно превышать скорость распада верхнего лазерного уровня.
4. Поскольку коэффициент усиления пропорционален сечению перехода, то он обратно пропорционален ширине линии перехода. Таким образом, рассматриваемый метастабильный уровень должен иметь **достаточно узкую ширину линии перехода**.

Существует вариант четырёхуровневой схемы, в котором **накачка происходит непосредственно на верхний лазерный уровень**, а не на уровень, с которого происходит заселение верхнего лазерного уровня. Фактически, мы имеем в этом случае только три уровня: основной, верхний и нижний лазерные уровни. Однако, поскольку здесь имеется отличный от основного уровня нижний лазерный уровень, как и в случае четырёхуровневого лазера здесь **отсутствует пороговое значение накачки**. Кстати, здесь квантовая эффективность оказывается выше, поскольку отсутствуют потери, обусловленные переходом с уровня накачки на верхний лазерный уровень. Подобная схема уровней встречается в некоторых лазерах на парах металла.

---

## МЕТОДЫ ВОЗБУЖДЕНИЕ С ПРИМЕРАМИ

---

Накачка осуществляется, как правило, одним из двух следующих способов: **оптическим** или **электрическим**. Если активная среда представляет собой твёрдое тело, то единственным способом его накачки, не приводящим к разрушению, является **облучение светом от мощной газоразрядной лампы**. Чтобы осуществить эффективную передачу света от лампы активной среде, используется специальная оптическая система. Частным вариантом оптической накачки является **лазерная накачка**. В этом случае лазерный луч используется для накачки другого лазера. Если твёрдое тело обладает электрической проводимостью, то не исключена возможность его накачки за счёт пропускания электрического тока. Этот вариант накачки реализуется в полупроводниковых лазерах. Обычно с **электрической накачкой** имеем дело при осуществлении различных типов электрического разряда в газах. Менее распространёнными способами накачки являются **химическая накачка** и **газодинамическая накачка**.

Рассмотрение методов создания инверсии позволят познакомиться со средами, в которых лазерные переходы осуществляются:

- между электронными состояниями атомов,
- между уровнями энергии молекулярных возбуждений,
- между энергетическими состояниями электронов не в отдельных атомах или молекулах, а в кристалле в целом, то есть переходах между зонами.

## ЛАЗЕРЫ НА НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМАХ (НЕ-НЕ ЛАЗЕР)

В гелий-неоновом лазере рабочим веществом являются нейтральные атомы неона, и инверсия населенностей создаётся между энергетическими уровнями их электронных состояний. Первый He-Ne лазер был создан в Bell Labs в 1960 Али Джаваном. Этот лазер излучал на длине волны 1.152 мкм. Лишь позднее была открыта возможность генерации в видимом диапазоне (красная линия) на длине волны 632.8 нм.

He-Ne лазеры были самыми дешевыми источниками маломощного ( $\sim 0.5 \div 50$  мВт) видимого излучения вплоть до появления в 1990 гг дешевых полупроводниковых лазеров (в красном  $635 \div 870$  нм и близком ИК участка спектра – лазеры на основе GaAs. Отметим, что для CD плееров используется излучение AlGaAs на длине волны 780-нм). Красные He-Ne лазеры имеют существенное преимущество над диодными лазерами там, где требуется пучок с малой угловой расходимостью или узким спектром.

He-Ne лазеры могут работать на многих длинах волн: 543.5 нм (зеленая), 594.1 нм (желтая), 604.0 нм (оранжевая), 611.9 нм (оранжевая), 632.8 нм (красная – достигается наиболее мощное излучение в видимом диапазоне среди этих линий), 1.523 мкм (хорошо подходит для оптоволоконных коммуникационных систем), 3.39 мкм.

Схема нижних возбуждённых уровней энергии гелия и неона, где получается наиболее мощное излучение, представлена на рисунке.

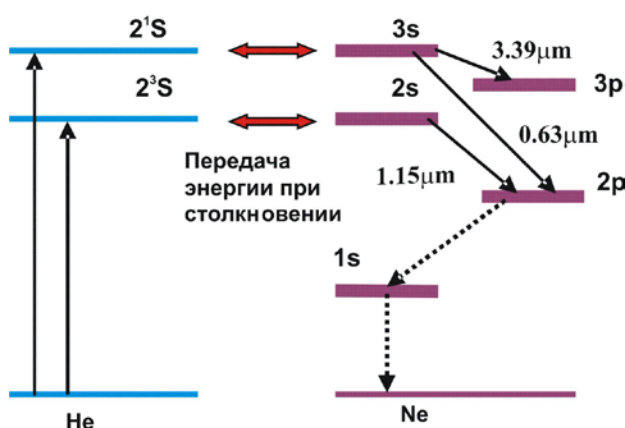
**В чистом неоне создать инверсию трудно.**

Эта трудность обходится введением в разряд дополнительного газа He, являющегося **донором энергии возбуждения**. Нижние возбуждённые состояния гелия  $2^3S$  и  $2^1S$ , находящиеся на  $\approx 20$  eV выше основного уровня, являются **метастабильными** (переход из основного состояния в эти состояния запрещён в электродипольном приближении) **со временем жизни около 1 мсек**.

Поэтому они хорошо накапливают энергию, получаемую при возбуждении электронным ударом.

Когда атом He, находящийся в одном из этих метастабильных состояний, сталкивается с атомом Ne в основном состоянии, он может передать ему энергию своего возбуждения. Такая передача тем более эффективна, чем более точно совпадают уровни энергии сталкивающихся частиц. Говорят, что имеет место **резонансная передача возбуждения**, если разница энергий состояний оказывается порядка или меньше энергии теплового движения частицы  $kT$ . Дефицит энергии между уровнями гелия и уровнями неона 2s и 3s примерно равен  $0.04$  eV, тогда как при температуре 300 K  $kT \sim 0.025$  eV.

Каждый элементарный процесс накачки требует затраты энергии около  $20$  eV, тогда как энергия лазерного фотона не превышает  $2$  eV.





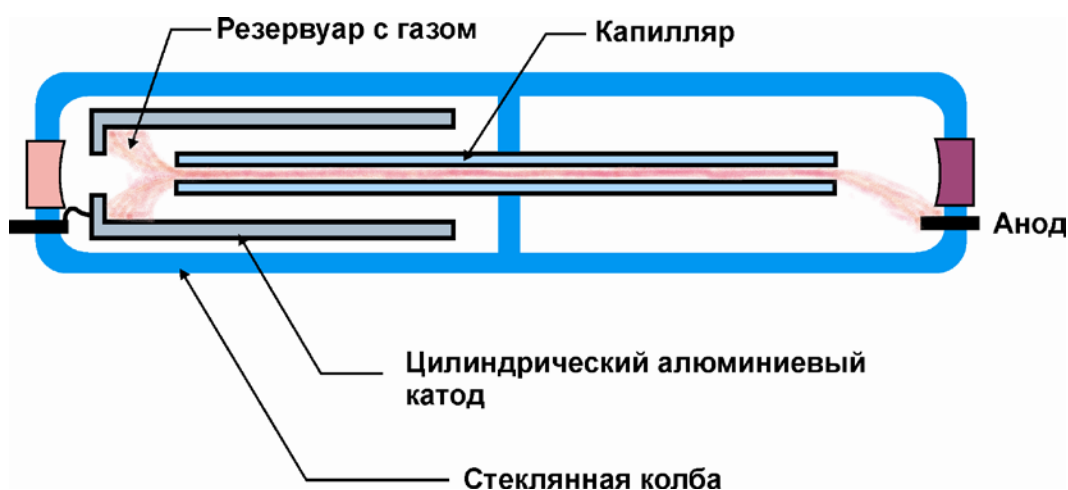
**В неоне s-состояния имеют большие времена жизни, чем p-состояния**, что соответствует условию получения инверсии населённостей в четырёхуровневой схеме накачки. Это позволяет получить инверсию на переходах  $2s \rightarrow 2p, 3s \rightarrow 3p$ .

**Расселение метастабильного уровня  $1s$  происходит за счёт столкновения атомов неона со стенками капилляра.** На схеме показаны возможные лазерные переходы неона. Поскольку переходы на волнах 3.39 мкм и 0.63 мкм имеют **общий верхний уровень**, генерация на одной из этих волн ослабляет генерацию на другой из них. Усиление для 3.39 мкм составляе равно примерно 20 дб/метр, что значительно больше усиления на длине волны 0.63 мкм, равного  $5 \div 6$  %/метр. При зеркалах, одинаково хорошо отражающих эти длины волн (например, металлические) возникала бы генерация лишь на длине волны 3.39 мкм.

**Задача:** во сколько раз усиление для излучения на длине волны 3.39 мкм превышает усиление на длине волны 0.63 мкм.

**Ответ:** поскольку для  $\lambda = 3.39 \mu$  усиление  $G_{db} = 10 \log(I_{out}/I_{in}) = 20$ , то для этой длины волны  $I_{out}/I_{in} = 100$ . Следовательно, искомое отношение усилений для  $\lambda = 3.39 \mu$  и  $\lambda = 0.63 \mu$  равно  $100/1.05 \approx 95$

**Выбор генерирующих волн осуществляется за счёт использования зеркал, обладающих высоким коэффициентом отражения на требуемой длине волны.**



Внутри кварцевой трубки находится смесь He и Ne с отношением парциальных давлений в диапазоне  $He : Ne \sim 5 : 1$  при общем давлении несколько торр.

Электрический разряд осуществляется внутри помещённого в трубку капилляра между **большим цилиндрическим катодом, выдерживающим столкновения с положительными** ионами и, обычно, кольцевым анодом. Газовый разряд поддерживается источником питания с напряжением порядка 1000 вольт и током разряда порядка  $25 \div 50$  мА.

Длина капилляра варьируется в диапазоне от 10 до 50 см, а диаметр  $\varnothing \sim 2$  мм. Трубка часто снабжается **Брюстеровскими окнами**.

## МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ (СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕР)

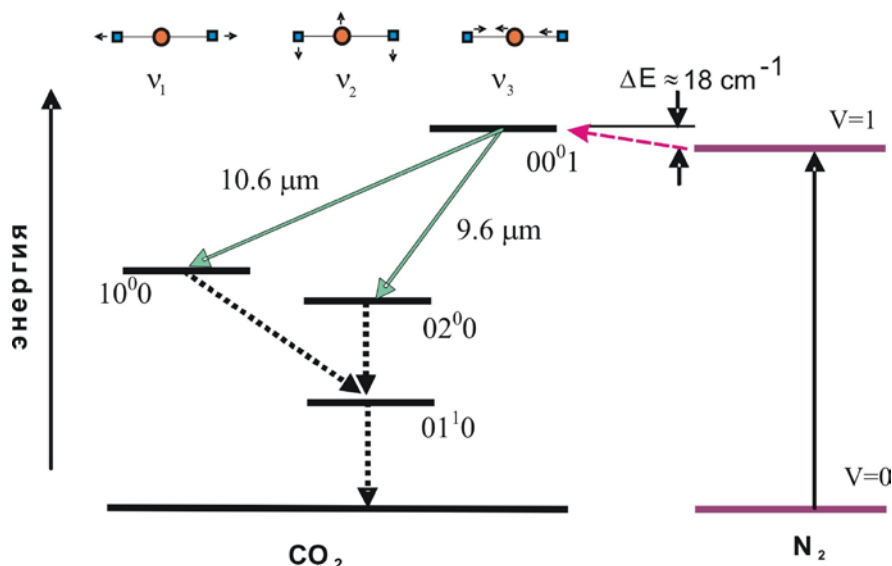
СО<sub>2</sub>-лазер относится к классу молекулярных лазеров, в которых **излучательные переходы происходят между колебательными уровнями одного и того же электронного состояния (основного) молекулы**, в данном случае молекулы СО<sub>2</sub>.

Наиболее распространенными являются **электроразрядные** СО<sub>2</sub>-лазеры.

Колебательные энергетические уровни молекулы СО<sub>2</sub> разделяются на три группы, в зависимости от того, какой колебательной моде они соответствуют. У молекулы двуокиси углерода имеются три моды колебаний, характеризующихся их частотами – симметричная мода  $\nu_1$ , деформационная мода  $\nu_2$ ,

асимметричная мода  $\nu_3$ . Этот набор колебательных квантовых чисел  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  используют для описания колебательных уровней молекулы СО<sub>2</sub>. Так, обозначение колебательного состояния 020 означает, что рассматривается второй уровень деформационного колебания молекулы СО<sub>2</sub>.

Правила отбора для испускания излучения определяют характер симметрии конечного состояния – симметричная или деформационная мода колебаний в зависимости от симметрии начального состояния - асимметричная мода колебаний. Схема нижних колебательных уровней молекул углекислого газа и азота показана на рисунке.



Как следует из изображенной схемы, **СО<sub>2</sub> - лазер можно считать четырехуровневым**.

В лазере используется специальная смесь газов СО<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> и He. Инверсная населённость получается следующим образом. В газовом разряде заселяется первый возбужденный колебательный уровень молекулы азота. Он очень близок по энергии к асимметричной моде колебаний молекулы СО<sub>2</sub>. Поскольку дефицит энергии  $\Delta E \approx 18 \text{ cm}^{-1}$  оказывается малым, то при столкновении с возбужденными молекулами N<sub>2</sub> **происходит резонансное возбуждение СО<sub>2</sub>** на верхний лазерный уровень 00<sup>0</sup>1. Заселение уровня 00<sup>0</sup>1 происходит также и за счет **прямого электронного возбуждения СО<sub>2</sub>** в газовом разряде.

Генерационными переходами молекулы СО<sub>2</sub> являются переходы 00<sup>0</sup>1 → 10<sup>0</sup> с длиной волны излучения 10.6 μm и 00<sup>0</sup>1 → 02<sup>0</sup> с длиной волны излучения 9.6 μm. Каждый колебательный переход представляет собой совокупность вращательных переходов. В зависимости от используемой оптической схемы резонатора лазер может генерировать



на одной или многих линиях одновременно. Промышленные лазеры работают на длинах волн от 9 до 11 микрон.

Механизмом опустошения нижнего лазерного уровня являются *газокинетические столкновения*. В рассматриваемом случае *наличие He в этой смеси способствует быстрому расселению нижнего лазерного уровня 01<sup>1</sup>0*. Кроме этого, наличие He, обладающего высокой теплопроводностью, за счет быстрого теплоотвода способствует поддержанию *низкой температуры CO<sub>2</sub>*. Это необходимо, чтобы *избежать заселения нижнего лазерного уровня за счет теплового возбуждения*, поскольку разность энергий между уровнями сравнима с  $kT$  (уровень 01<sup>1</sup>0 отстоит от основного состояния на  $\approx 670 \text{ cm}^{-1} \approx 0.08 \text{ eV}$ ).

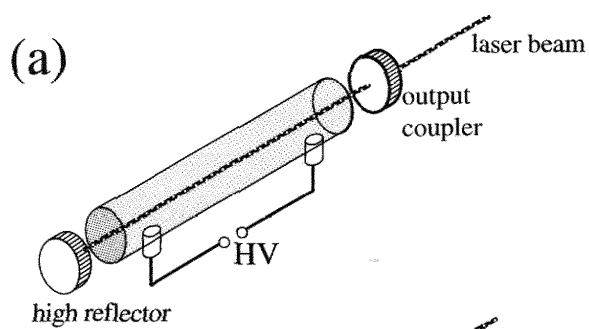
Связь единицы измерения энергии «см<sup>-1</sup>» с единицей измерения энергии «эрг» даётся выражением  $E_{\text{Erg}} = hc(1/\lambda) = hcE_{\text{cm}^{-1}}$ .

Классификацию CO<sub>2</sub> лазеров можно, например, производить

- по скорости газового потока: медленная прокачка или быстрый поток
- по направлению газового потока по отношению к направлению распространения луча: поперек или вдоль луча
- по типу возбуждения: разряд постоянного тока (тлеющий разряд) или переменного тока радиочастотного диапазона
- по величине давления активной среды (низкого давления, атмосферного давления)

Активная среда представляет собой смесь газов CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He в весовом соотношении ~0.5:2:5. Вакуумный насос создаёт рабочее давление смеси газов ~ 100 миллибар (~ 0.1 атм.). Температура газовой смеси не должна превышать 200 ÷ 300 С<sup>0</sup>, для чего предусмотрена система охлаждения.

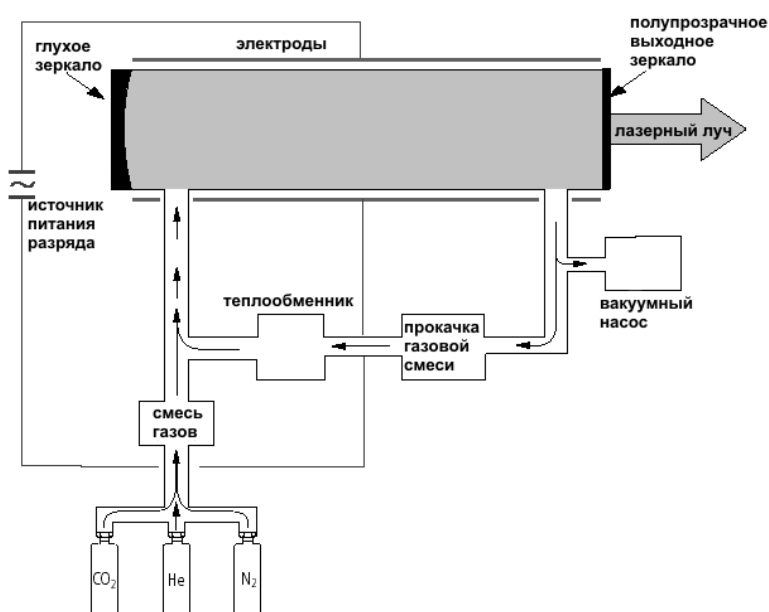
Для технологических целей используются лазеры с мощностями, лежащими в диапазоне от 1 до 25 KW.



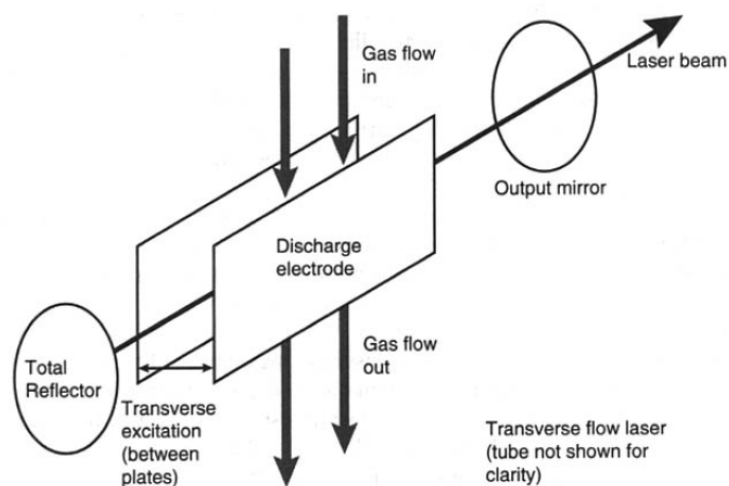
Отпаянная конструкция.

Тепло отдаётся стенкам разрядной трубки (диффузное охлаждение)

Чтобы повысить мощность лазера, вместо диффузного охлаждения используют конвективное охлаждение, когда рабочая смесь прокачивается и тепло отдаётся теплообменнику. Кроме того, рабочая смесь со временем портится – разлагается CO<sub>2</sub> и образуются вредные компоненты: CO, N<sub>2</sub>O. Поэтому в процессе работы *смесь медленно обновляют*.



Лазер с продольной прокачкой газа.



Лазер с поперечной прокачкой газа

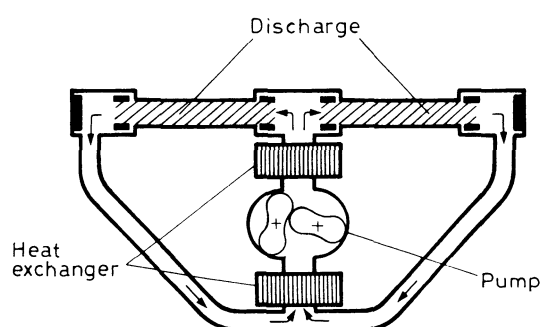
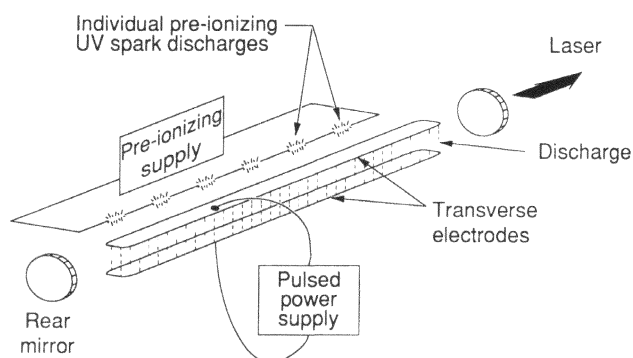


FIG. 10.14. Schematic diagram of a fast axial flow CO<sub>2</sub> laser.

При требуемых уровнях мощности выше  $3 \div 20$  kW используются лазеры с быстрым протоком газа. Обратите внимание на расположение электродов и, соответственно направление разряда (продольная прокачка).



TEA (transverse excitation atmospheric) CO<sub>2</sub> лазер

При уровнях мощности менее 3 kW лазеры с диффузионным охлаждением среды (волноводные) становятся привлекательной альтернативой – простая конструкция, в которой не требуется прокачка.

## ВОЛНОВОДНЫЙ CO<sub>2</sub> ЛАЗЕР

Рассмотренный эффект распространения излучения в волноводе используется в различных конструкциях волноводных CO<sub>2</sub> лазеров с накачкой высокочастотным (*RF*) электрическим разрядом  $\sim 50\div 100$  МГц и диффузионным охлаждением активной среды с давлением  $\sim 80$  Torr при составе смеси 3:1:1 (N<sub>2</sub>:CO<sub>2</sub>:He). Этот тип лазеров является, пожалуй, наиболее эффективной компактной конструкцией непрерывного (cw) CO<sub>2</sub> лазера. Конструкция такого лазера, изображенная ниже, состоит из двух электродов, разделённых прокладками изолятора. Размер поперечного сечения канала (обычно квадратного) не превышает нескольких миллиметров, что при длине канала несколько десятков сантиметров обеспечивает волноводный режим распространения излучения. Как будет показано ниже, малый размер канала обеспечивает быстрый отвод тепла от активной смеси, что ведёт к получению высокой генерируемой мощности.

Выходная мощность такого лазера длиной 30 см равна 35 Вт при суммарном КПД (wall-plug efficiency) приблизительно 6%. Большие по размерам варианты этих лазеров имеют выходные мощности несколько киловатт, при этом увеличивают, в основном, ширину волновода.

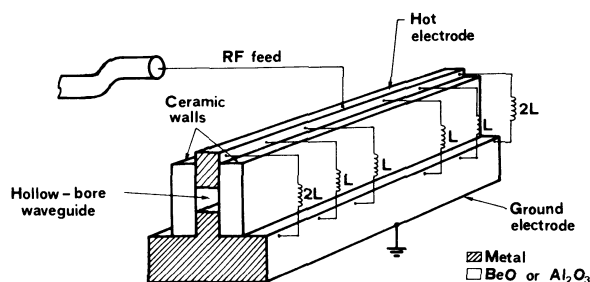
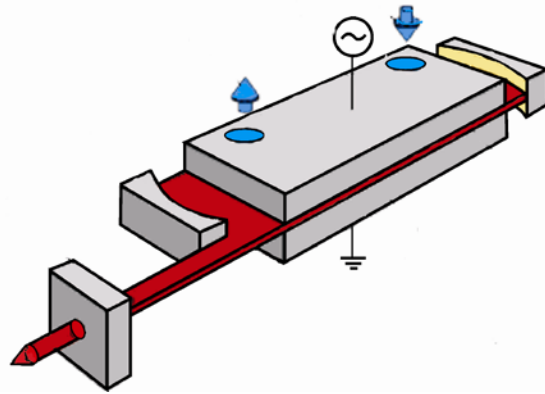


FIG. 10.13. Schematic diagram of an rf-excited waveguide CO<sub>2</sub> laser.

В качестве примера такого лазера рассмотрим разработку фирмы Rofin-Sinar (DC серия).

Типичная ширина межэлектродного зазора находится в пределах 1.5÷2.5 мм. Ширина и длина разрядной области 4÷7 см и 60÷100 см соответственно. Материал электродов – алюминий или медь.



**Реализуется основная мода**, имеющая наименьшие потери при отражении от стенок волновода, приходящиеся на единицу длины.

Почему используют волновод со столь малым зазором? Причиной этого является **ограничение на допустимый нагрев активной среды** до температуры не выше  $\sim 300\text{C}^\circ$ . При ббльших температурах происходит тепловое заселение нижнего лазерного уровня и падает усиление активной среды.

*Рассмотрим стационарный процесс диффузионного охлаждения активной среды за счет передачи тепла стенкам волновода (являющимся электродами).*

*Температура электродов, очевидно, д.б. одинаковой. Плотность мощности тепловыделения  $W$  ( $\text{Вт}/\text{см}^3$ ), которая пропорциональна плотности мощности накачки, однородна. Распределение температуры в активной среде, определяемое этим объёмным тепловыделением и оттоком тепла за счет теплопроводности среды к стенкам волновода, будет симметричным с максимумом в центре волновода. Очевидно, что теплота, выделяемая в слое среды единичной площади, заключенном в пределах  $(0, x)$ , в стационарных условиях должна равняться плотности теплового потока при координате  $x$ :*

$$W \cdot x = -\kappa \frac{dT}{dx},$$

*где  $\kappa$  - теплопроводность активной среды. Решение этого уравнения – параболическое распределение температуры:*

$$T(x) = T(0) - (W/2\kappa) \cdot x^2.$$

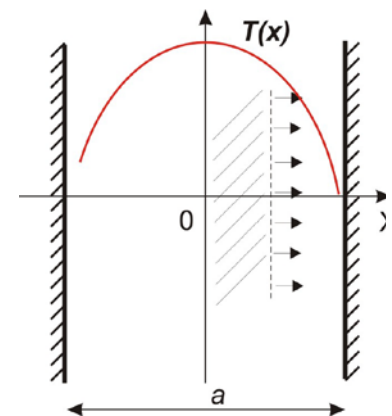
*Следовательно, выражение для перепада температуры между центром волновода и его стенкой  $\Delta T$  запишется так:*

$$\Delta T = T(0) - T(a/2) = (W/2\kappa) \cdot (a/2)^2.$$

*Допустимый перепад температуры между центром волновода и его стенкой  $\Delta T_{\text{max}} \sim 300\text{C}^\circ$  накладывает ограничение на допустимую плотность мощности тепловыделения*

$$W_{\text{max}} = 8\kappa \cdot \Delta T_{\text{max}} / a^2.$$

*Часть мощности накачки идёт на тепловыделение, часть – на излучение. Следовательно, мощность излучения, снимаемая с единицы объёма среды,*



пропорциональна плотности мощности тепловыделения, а мощность излучения, снимаемая со всего объёма активной среды  $V = S_e \cdot a$  пропорциональна величине

$$P_{rad} \propto V \cdot W_{max} = 8k \cdot \Delta T_{max} \cdot \frac{S_e}{a}.$$

Поэтому мощность, «снимаемая с единицы площади» электрода

$$P_{rad}/S_e \propto 1/a.$$

Как видим, процесс диффузионного охлаждения активной среды обуславливает следующую зависимость максимальной мощности излучения, которую можно снимать с единицы площади электродов: **эта мощность растёт с уменьшением ширины межэлектродного зазора**. В работе [Nowack, R., и др., Laser Optoelektronik 3 (1991) 68.] приведена следующая формула, позволяющая оценить предполагаемую мощность лазера:

$$P_{rad} \approx \frac{3mm}{a} \cdot \frac{S_e}{cm^2} \cdot Wm$$

Так, для лазера с параметрами  $a = 2mm$ ;  $7 \times 100cm^2$  получаем оценку ожидаемой мощности около 1 кВт. Точность приведённой формулы позволяет оценить информация о достигнутой мощности 1060 Вт у лазера с параметрами волновода  $a = 1.5mm$ ;  $10 \times 60cm^2$ . Для зазоров шириной меньше 1 мм значительно возрастают как потери при распространении излучения в волноводе, так и пространственная неоднородность RF разряда. В результате приведённое выражение перестаёт давать правильные оценки мощности при очень малых величинах межэлектродного зазора.

У лазеров DC серии диапазон получаемых мощностей 100 ÷ 4500 ватт.

## ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ

---

Первый твердотельный лазер, являвшийся лазером на рубине, был продемонстрирован Майманом 1960 году. Активный элемент этого лазера – кристалл сапфира (корунда), легированного ионами трёхвалентного хрома -  $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ . Сапфир – бесцветный прозрачный кристалл  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . При выращивании рубинового активного элемента из расплава  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с небольшой добавкой  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  часть трёхвалентных ионов  $\text{Al}^{3+}$  замещается ионами  $\text{Cr}^{3+}$ . При изготовлении рубинового активного элемента оставляют нелегированными концы кристалла (сапфировые наконечники).

Этот рассмотренный пример активной среды твердотельного лазера (рубинового) позволяет понять, что при классификации активных сред, прежде всего, говорят

1. *о материале, используемом в качестве матрицы (host materials),*
2. *и об активных центрах (атомы, ионы), внедрённых в матрицу, оптические переходы которых – основа работы лазера.*

Требования, предъявляемые к этим компонентам активных сред, варьируются в зависимости от предполагаемых **спектральных, временных и энергетических параметров лазера**. Так, например, ширина линии усиления  $\Delta\nu$  определяет длительность импульса лазера, достигаемую в режиме синхронизации мод. При наличии широкой линии усиления (ионы переходных металлов) появляется возможность

1. создания лазеров с широким диапазоном перестройки по частоте или
2. лазеров, генерирующих чрезвычайно короткие импульсы.

Большая **ширина линии поглощения** требуется для эффективного использования ламповой накачки, тогда как относительно узкая ширина линии поглощения подходит для использования диодной накачки.

Материал, используемый в качестве матрицы, должен сочетаться с внедряемыми активными центрами. Так, например, при замещении в кристаллической решетке «родных» ионов ионами легирования, размеры тех и других должны как можно лучше совпадать. В противном случае недопустимо ухудшаются механические свойства активного элемента. В идеале, размеры и валентность внедряемого иона должны совпадать с размерами и валентностью замещаемого иона.

Твердотельные материалы, используемые в качестве матрицы (host materials), подразделяются на **кристаллы и стёкла**. В любом случае они должны обладать хорошими оптическими свойствами – исходной высокой степенью постоянства показателя преломления во всём объёме активного элемента (оптическая однородность), и отсутствием внутренних напряжений. Очевидными являются требования хороших механических свойств, химической стойкости. Чрезвычайно важными являются термические свойства материала. Перечисленные требования являются лишь частью требований, выдвигаемых к матрице.

Лазерная генерация получена при использовании таких **легирующих** элементов:

- трёхвалентных ионов редких земель -  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Ce}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Gd}^{3+}$ ,  $\text{Eu}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ ,
- двухвалентных ионов редких земель -  $\text{Sm}^{2+}$ ,  $\text{Dy}^{2+}$ ,  $\text{Tm}^{2+}$ ,
- ионов переходных металлов -  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Co}^{2+}$ ,  $\text{Ti}^{3+}$ ,  $\text{V}^{2+}$  внедрённых в различные матрицы.

Лазеры с оптической накачкой используют большое количество кристаллических матриц, причём спектральный диапазон генерируемого света простирается от видимого до инфракрасного излучения. Так, излучение  $\sim 4 \mu\text{m}$  получено на неодимовом или эрбиевом параметрическом генераторе.

В силу ряда причин наиболее популярны лазеры на неодиме ( $\text{Nd}^{3+}$  демонстрирует достаточно длительное время флуоресценции и достаточно узкую линию флуоресценции в кристаллах; нижний лазерный уровень находится достаточно высоко над основным состоянием, что позволяет получать непрерывную генерацию при комнатной температуре). Наконец, иттрий алюминиевый гранат YAG продемонстрировал своё превосходство в качестве матрицы для  $\text{Nd}^{3+}$  по сравнению с другими кристаллами.

**Кристаллические матрицы** обладают следующим важным преимуществом по сравнению со стеклами: у них **большая** теплопроводность и обычно **большая** твёрдость. Однако, оптическое качество и однородность распределения активной присадки в кристаллах обычно хуже. Кроме того, линия поглощения активных центров в кристаллических матрицах обычно уже.

Наиболее популярные кристаллические матрицы:

1. **Сапфиры.**  $\text{Al}_2\text{O}_3$  обладает большой твёрдостью и теплопроводностью. Он легко легируется переходными металлами, замещающими Al в кристаллической матрице. Размер области, занимаемой Al в кристаллической матрице слишком мал для замены редкими землями и поэтому невозможно получить необходимую концентрацию этих примесей в сапфире. Рубин находит применение в науке и медицинских лазерных установках. Сапфир, легированный титаном, используется в качестве активной среды лазеров с перестраиваемой частотой.
2. **Синтетические гранаты. Алюмоиттриевый гранат,  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (YAG); gadolinium gallium garnet,  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (GGG); gadolinium scandium aluminum garnet,  $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}$  (GSGG).**  
Являются наиболее популярными матрицами активных элементов. Эти гранаты обладают многими свойствами, необходимыми для матриц лазерных элементов. Они **химически стабильны и обладают хорошей теплопроводностью, позволяющей работать при высоких уровнях мощности.** Доминирующее положение в этой группе занял Nd:YAG. YAG **является очень твёрдым изотропным кристаллом из которого получают стержни высокого оптического качества.** Nd:YAG лазеры обладают низким порогом и высоким усилением.  
Кроме  $\text{Nd}^{3+}$ , гранат может быть допирован такими ионами, как  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ , и  $\text{Yb}^{3+}$ . В результате к Nd:YAG добавляются такие важные лазерные кристаллы, как Yb:YAG, Er:YAG, Tm:YAG, и Nd:Cr:GSGG.
3. **Ванадаты.** Легированный ионом  $\text{Nd}^{3+}$  yttrium orthovanadate ( $\text{YVO}_4$ ) был давно хорошо известен, как активный материал, позволяющий получать лазеры с низким порогом, поскольку обладает в 5 раз **большим** сечением вынужденного перехода, чем Nd:YAG. В дополнение к этому, Nd:YVO<sub>4</sub> обладает широкой полосой поглощения на длине волны 809 нм. Однако получению таких активных элементов долгое время препятствовали большие трудности, возникающие при их выращивании. В результате YVO<sub>4</sub> не рассматривался в качестве перспективной матрицы. Лишь с появлением диодной накачки и решением



проблемы изготовления небольших по размерам лазерных элементов Nd:YVO<sub>4</sub>, эти кристаллы стали рассматриваться как реальные конкуренты Nd:YAG. Привлекательным является лазерный кристалл Gadolinium vanadate (Nd:GdVO<sub>4</sub>), поскольку он сочетает высокую теплопроводность сходную с Nd:YAG и большой коэффициент усиления сходный с Nd:YVO<sub>4</sub>.

4. **Флюориды.** Важный представитель этого класса - yttrium lithium fluoride (YLiF<sub>4</sub>), называемый YLF, является прозрачным материалом вплоть до 150 nm. Таким образом, мощные ксеноновые импульсные лампы, сильно излучающие в синей области спектра и близком ультрафиолете, могут быть использованы в качестве источников накачки без опасности повреждения активного элемента. Эти кристаллы, не обладают такими высокими механическими качествами, как YAG, но обладают и рядом преимуществ. Так, YLF является одноосным кристаллом, т.е. ему изначально присуще двулучепреломление, превалирующее над наведённым термическим двулучепреломлением. В силу этого в таком активном элементе отсутствуют потери, обусловленные деполяризацией, что наблюдается в YAG. Опять же, в сравнении с Nd:YAG, ионы неодима в YLF имеют в два раза большее время флуоресценции, а следовательно, при одинаковой мощности накачки можно накопить вдвое большую инверсию населённости. Наконец, переход на длине волны 1053 nm в Nd:YLF приходится на максимум усиления активных стеклянных элементов, допированных Nd. Поэтому лазеры на Nd:YLF используются в схемах «задающий генератор-усилитель» в качестве задающего генератора, работающего в режиме синхронизации мод. К сожалению, термомеханические свойства элементов Nd:YLF не так хороши, как у Nd:YAG.

## Nd:YAG ЛАЗЕРЫ

---

В твердотельных лазерах активными центрами являются примесные ионы, принадлежащие либо **переходным металлам (Cr<sup>3+</sup>)**, либо **редкоземельным элементам (Nd<sup>3+</sup> или Er<sup>3+</sup>)**. Типичные редкоземельные ионы, такие как Nd<sup>3+</sup> могут находиться как в аморфном твердотельном окружении (стекло), так и в кристаллическом. Существенным является тот факт, что **энергетические уровни этих ионов, используемые для генерации, связаны с электронами частично заполненных внутренних оболочек**. Они оказываются защищёнными от внешних локальных полей внешними заполненными электронными оболочками. В результате внешнее окружение иона почти не сказывается на спектре его энергетических уровней. В настоящее время наибольшее распространение имеют лазеры Nd:YAG.

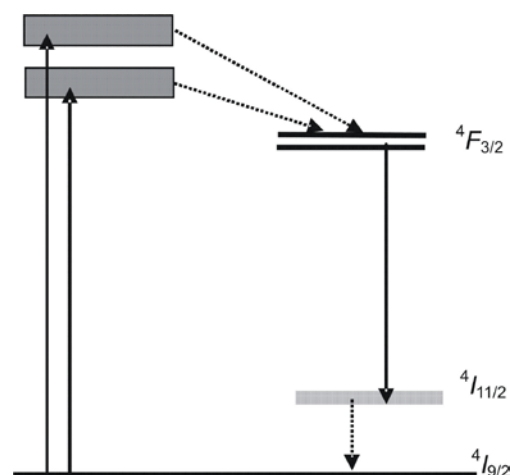
Чистый Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> является бесцветным оптически изотропным кристаллом с кубической кристаллической решеткой. **Существуют предельно допустимые концентрации активных центров в кристаллах и стёклах**. Концентрация неодима, то есть **процентное замещение трёхвалентными ионами неодима трёхвалентных ионов иттрия**, в YAG ограничена величиной 1.0–1.5%. Более высокие уровни допирования ведут, во-первых, к укорочению времени флуоресценции, а следовательно – к уменьшению времени жизни верхнего уровня. Во-вторых, в силу некоторого различия размеров ионов Y<sup>3+</sup> и Nd<sup>3+</sup> (их радиусы отличаются примерно на 3%) слишком большая концентрация «чужих» ионов в матрице кристалла приводит к **возникновению внутренних напряжений, приводящих к ухудшению оптических свойств кристалла**.



Благодаря хорошей теплопроводности YAG, лазеры на этих кристаллах легко работают в непрерывном и в импульсно-периодическом режимах.

Как уже отмечалось, эти лазеры работают по четырёхуровневой схеме.

**Накачка осуществляется в основном через полосы поглощения в видимом диапазоне на длинах волн 0.73 и 0.8 мкм.** Из полос накачки осуществляется быстрая ( $\sim 0.1$  мксек) передача возбуждения на **метастабильный уровень**  ${}^4F_{3/2}$ . Этот уровень представляет собой два подуровня (возникшие в результате Штарковского расщепления уровня в кристаллическом поле). Наибольшей вероятностью обладает лазерный переход  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  с излучение на длинах волн  $\lambda = 1.06$  мкм. Энергетическая щель между состояниями  ${}^4I_{9/2}$  и  ${}^4I_{11/2}$ , равная примерно  $2000 \text{ cm}^{-1} \approx 0.24 \text{ eV}$  обеспечивает характер генерации неодимового лазера по четырёхуровневой схеме.



У Nd:YAG интенсивность насыщения  $I_s = 2.9 \text{ kW/cm}^2$ .

Как и в случае активных сред газовых лазеров, существенная роль в создании инверсной населённости в средах твердотельных лазеров принадлежит безызлучательным переходам. В твёрдом теле столкновения частиц друг с другом исключены, но остаётся **взаимодействие с фононами**, то есть с колебаниями решетки. **Расселение нижнего лазерного уровня происходит за счёт этого процесса за время порядка 1 нс.** Если учесть, что **время жизни верхнего лазерного уровня порядка 0.23 мсек.**, то становится очевидным, что соотношение времён жизни верхнего и нижнего уровней прекрасно удовлетворяет требованию, полученному при рассмотрении четырёхуровневой схемы накачки.

Фактически, в рассматриваемой активной среде имеется порядка десятка переходов разной силы между лазерными уровнями. Диапазон длин волн, излучаемых при этих переходах, простирается от 1.0529 до 1.1226 мкм.

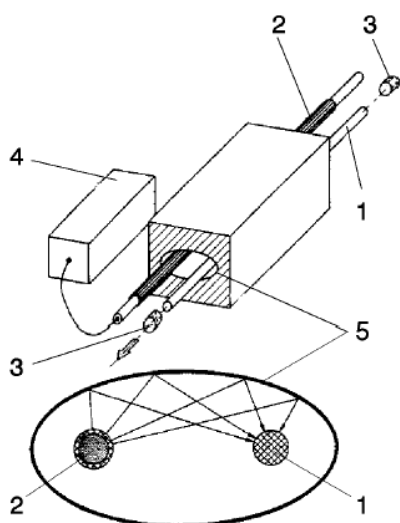
### **Накачка светом от мощной газоразрядной лампы**

Оптическая накачка излучением лампы-вспышки продолжает широко использоваться, что, в первую очередь, обусловлено **простотой конструкции и легкостью обслуживания**, не требующей высокой квалификации оператора. Для этих схем накачки используются **высоковольтные источники питания**. В установках необходимо использовать **высокоэффективное водяное охлаждение**. Временной ресурс работы ламп накачки составляет **несколько сотен часов**.

Активные элементы изготавливаются в виде цилиндрических стержней  $\varnothing \approx 5 \text{ mm}$  и т.н. slab'ов. Такие величины размеров обусловлены двумя причинами:

- если кристалл слишком толстый, излучение накачки окажется неравномерно распределённым по его объёму

- сочетание объёмного выделения тепла с его отводом от поверхности приведёт к большой температуре в центре активного элемента и т.н. температурному гашению люминесценции (~ сотен °С).



- 1- лазерный стержень
- 2- лампа накачки
- 3- зеркала резонатора
- 4- электрический источник питания ламп накачки
- 5- квантрон с эллиптическим отражателем

Активный стержень и лампы накачки помещают в отражатель, который направляет световой поток на активный элемент с наименьшими потерями – так называемый **квантрон**. На рисунке – квантрон с **эллиптическим отражателем**.

Излучение лазера происходит, в основном, на длине волны 1.06 мкм. Средняя мощность установки с одним стержнем может достигать сотен ватт.

Ещё одна, широко используемая конфигурация – **конфигурация с плотной упаковкой**.

В этом случае линейная лампа и лазерный стержень располагаются как можно ближе друг к другу. Форма отражателя, плотно окружающего лампу и стержень, достаточно произвольная, удобная в изготовлении. Эффективность этой конфигурации ненамного ниже, чем конфигурации с эллиптическим отражателем. Вместо зеркальной поверхности в таких отражателях часто используются **диффузно отражающие покрытия** (порошки окиси магния  $MgO$ ,  $BaSO_4$ , белая керамика).

В **импульсных лазерах** используют **ксеноновые или криптоновые импульсные лампы** при давлениях Хе или Kr в диапазоне 400 ÷ 1500 мм. рт. ст. Длительность вспышки определяется электрической схемой и имеет порядок нескольких миллисекунд. Спектр излучения лампы – непрерывный, но нерегулярный. В качестве наполняющего газа в импульсных лампах накачки обычно используют ксенон. Причиной является **большая эффективность** преобразования потребляемой электрической мощности в мощность излучаемого света у Хе по сравнению с другими газами. Однако, в специальных случаях, таких как **непрерывные и частотные Nd:YAG лазеры** небольшой мощности, применяются **дуговые криптоновые лампы высокого давления** 1 ÷ 8 атм. В этом случае излучение сконцентрировано в линиях криптона. Спектр излучения такой лампы достаточно хорошо совпадает со спектром поглощения  $Nd^{3+}$ . Отметим, что **эффективность криптоновых дуговых ламп оказывается меньше 25%**

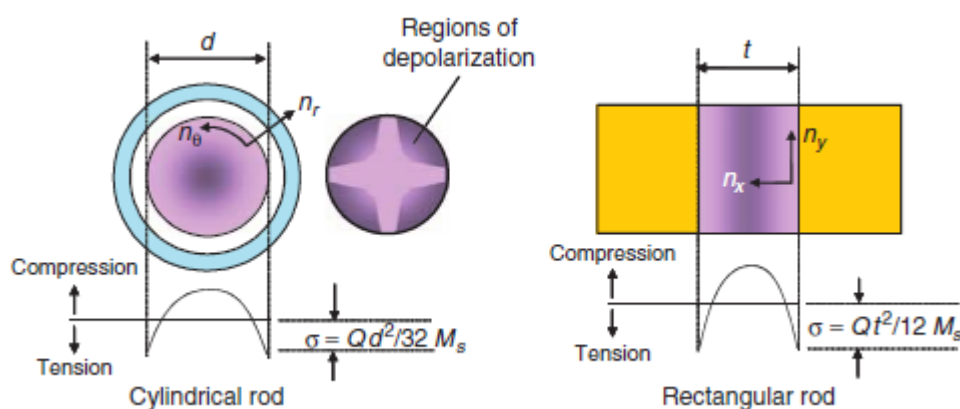
## НАВЕДЁННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА

Охлаждение активного твердотельного элемента происходит за счёт теплопередачи через охлаждаемую поверхность. Таким образом, в активном элементе неизбежно присутствует градиент температур. В свою очередь, в основном за счёт эффекта фотоупругости это приводит как к вариации показателя преломления, так и

наведённому двулучепреломлению в активном элементе. В конечном счёте, это отрицательным образом сказывается на угловой расходимости генерируемого пучка.

**Фотоупругость, фотоэластический эффект, пьезооптический эффект** -

возникновение оптической анизотропии в первоначально изотропных твёрдых телах под действием механических напряжений. Открыта Зеебеком (1813) и Брюстером (1816). Фотоупругость является следствием зависимости диэлектрической проницаемости вещества от деформации и проявляется в виде двойного лучепреломления и дихроизма, возникающих под действием механических нагрузок. При одноосном растяжении или сжатии изотропное тело приобретает свойства оптически одноосного кристалла с оптической осью, параллельной оси растяжения или сжатия.

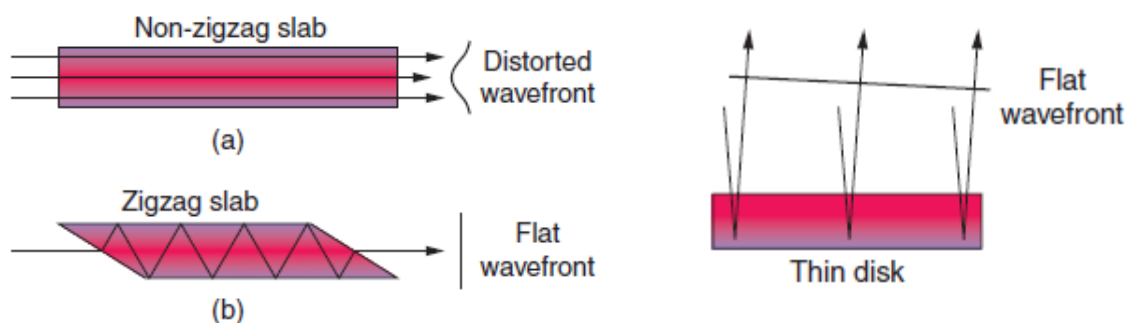


Распределение упругих напряжений в однородно накачиваемых цилиндрическом и прямоугольном активных элементах.

Во всех достаточно мощных твердотельных лазерах предпринимаются меры для компенсации отрицательного влияния термодформаций на качество пучка. Во-первых, добиваются уменьшения градиента температура за счёт увеличения площади, через которую отводится тепло, приходящуюся на единицу объёма активной среды. Очевидно, что этот параметр оказывается максимальным для сред с резко отличными размерами длина-ширина и высота.

**Задача:** Доказать это утверждение (на примере активного элемента цилиндрической формы).

Второй подход связан с выбором геометрии лазера, в которой термические деформации слабо сказываются на качестве пучка. Это имеет место быть как при использовании slab-геометрии активной среды, так и в дисковых лазерах.

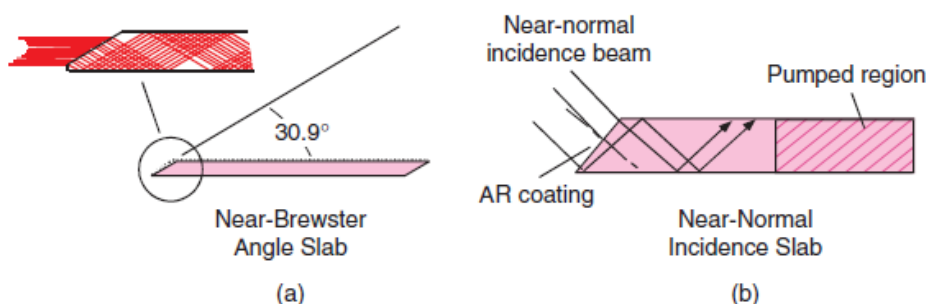


## ZIGZAG SLAB ЛАЗЕР

В этой конструкции лазера с активным элементом в форме параллелепипеда (slab) траектория распространения лазерного пучка такова (zigzag), что происходит усреднение влияния оптической неоднородности, вызванной температурным градиентом. Хотя эта конструкция была предложена в начале 1970-х годов, её модификации и усовершенствования продолжают появляться до сих пор.

Типичная геометрия активного элемента – прямоугольное сечение, наклонённые торцы и полированные боковые поверхности, через которые происходит охлаждение элемента. Лазерный пучок запускается в slab так, что он испытывает многократное полное внутреннее отражение на полированных боковых поверхностях при распространении по активному элементу. Именно поэтому происходит усреднение влияния неоднородного нагрева элемента и волновой фронт испытывает значительно меньшую деформацию, чем, если бы пучок распространялся параллельно полированным боковым поверхностям.

Можно использовать две схемы запуска пучка в YAG-slab. В первой схеме (a) пучок заводится под углом, близким к Брюстеровскому, что часто используется для получения плоскополяризованного излучения лазера. Во второй схеме (b) пучок падает по нормали к входному торцу, на который нанесено просветляющее покрытие. В этом случае пропускание не зависит от типа поляризации пучка. Такая схема хорошо подходит для использования в усилителях, например двухпроходовых. Тогда в одном направлении пучок м.б. р-поляризованным, а в обратном направлении – s-поляризованным.



Пример подобной лазерной установки (1997 г): Diode-Array Pumped Kilowatt Laser (DAPKL). Параметры этой уникальной установки: режим повторяющихся импульсов длительностью 7 нсек и энергией 10 Дж с частотой 100 герц при расходимости пучка в 2 раза выше дифракционной. Этот лазер выполнен по схеме *the master oscillator power amplifier (MOPA)*.

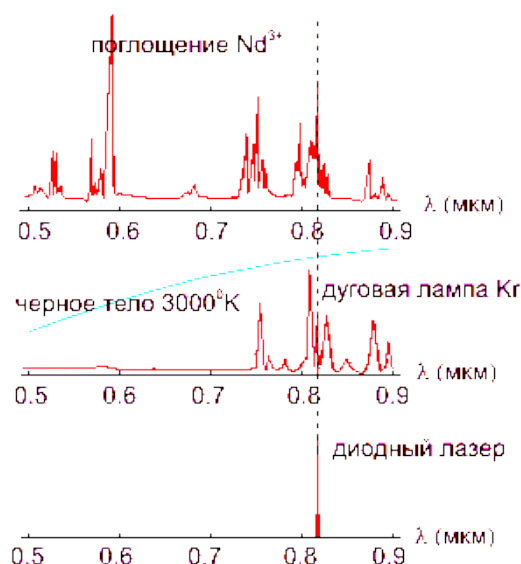
## НАКАЧКА ИЗЛУЧЕНИЕМ ДИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ. DPSSLS - ЛАЗЕРЫ

Наиболее эффективными источниками накачки для твердотельных лазеров являются диодные лазеры. Преимущество накачки твердотельных лазеров источниками монохроматического излучения являются достаточно очевидными – достаточно обратиться к картине спектра поглощения  $\text{Nd}^{3+}$ , приведённой в предыдущем параграфе: *накачка осуществляется в основном через полосы поглощения в видимом диапазоне на длинах волн 0.73 и 0.8 мкм.* Ещё более очевидным становится это

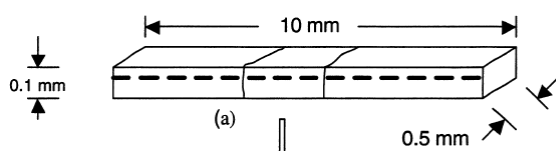
преимущество при рассмотрении рисунка, приведённого ниже, на котором более детально изображен спектр поглощения этого активного иона. Как отмечалось, спектр излучения **дуговой криптоновой лампы высокого давления** достаточно монохроматичен сконцентрирован в линиях криптона. Из этой же картинки видно, что излучение диодного AlGaAs –лазера ещё лучше подходит для накачки  $\text{Nd}^{3+}$ .

По сравнению с ламповой накачкой, лазеры с диодной накачкой имеют **большую эффективность** преобразования потребляемой электрической мощности в мощность лазерного излучения. В первую очередь это обусловлено высокой эффективностью диодных лазеров, используемых для накачки. Временной ресурс работы лазера увеличивается на порядок и составляет **несколько тысяч часов**.

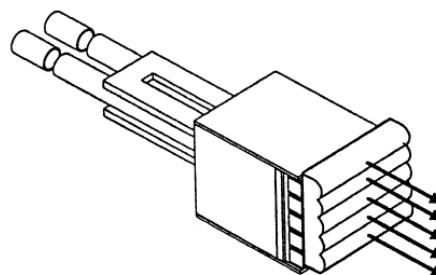
На картинке представлены спектр поглощения  $\text{Nd}^{3+}$  и спектры излучения рассматриваемых источников накачки.



Последние годы помимо **роста мощности** происходит **уменьшение стоимости** твердотельных лазеров с диодной накачкой. (Английское название - diode-pumped solid-state lasers, или DPSSLs, произносимое "**dipsels**"). Для увеличения выходной мощности этих источников накачки, при их изготовлении отдельные диоды объединяют в линейки. Сегодня выходная мощность типичной диодной линейки равна примерно 50 W/cm при эффективности между 40 и 50%.

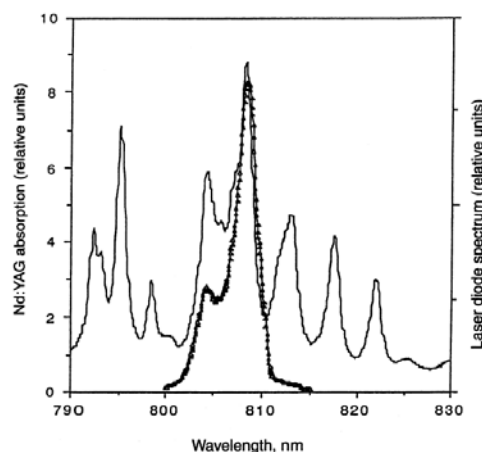


Двумерная структура, образованная пятью диодными линейками, с индивидуальными микролинзами для каждой линейки, уменьшающими расходимость излучения вдоль одного из направлений.



Для дальнейшего увеличения мощности диодных источников накачки до величин порядка кВт, в одном блоке объединяются несколько линеек.

В результате этих лазеры могут использоваться в тех технологических приложениях, где раньше применялись лишь мощные газовые лазеры. Что касается стоимости, то для диодных линеек AlGaAs мощностью несколько десятков ватт ценовой параметр - несколько долларов за ватт.

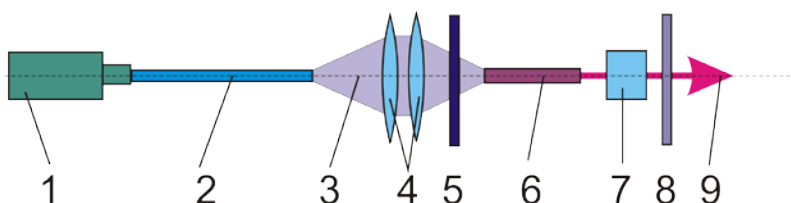


Переналожение спектров поглощения Nd:YAG и излучения диодной линейки.

Вторым, не менее важным свойством схемы накачки с использованием диодных лазеров, является **возможность обеспечения хорошего пространственного переналожения пучка накачки с пучком генерируемого излучения твердотельного лазера.**

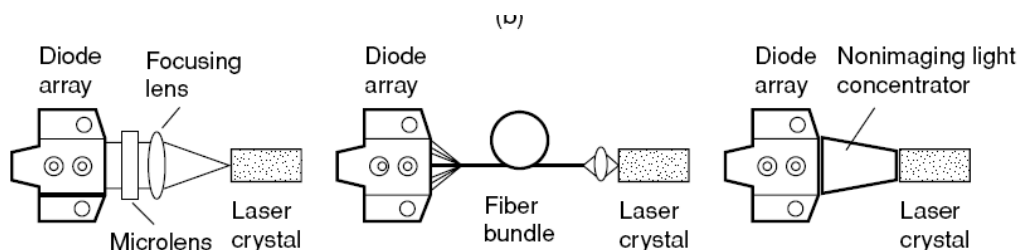
Используются две схемы накачки – **накачка в торец** стержня и **боковая накачка**. Первая схема применяется тогда, когда выдвигаются высокие требования к качеству пучка. Вторая схема используется в мощных DPSSL лазерах.

Накачка в торец может осуществляться непосредственно, или через оптическую схему. В первом случае лазерные диоды контактируют непосредственно со стержнем. Эта конструкция проще и обеспечивает эффективную передачу излучения накачки в стержень. Вторая схема изолирует резонатор лазера от тепла, выделяемого диодной линейкой. Более того, используемая оптическая схема часто играет роль элемента, обеспечивающего **профилирование формы пучка накачки**. Последнее свойство обеспечивает согласование формы накачиваемого объема с формой моды резонатора. Примером такой схемы может служить оптическое волокно. В этом случае в дополнение к волокну специальной оптической системой необходимо переизобразить излучающий торец световода в область активной среды, занимаемой модой/пучком генерируемого излучения. Используются схемы накачки в торец, элементами которых являются т.н. «неизображающие концентраторы» - lens duct. Входной торец этого оптического элемента выполнен в виде фокусирующей сферической поверхности. Дальнейшее распространение излучения накачки определяется эффектом полного внутреннего отражения от стенок концентратора.



- |                               |                           |
|-------------------------------|---------------------------|
| 1. Диодный лазер              | 6. Лазерный стержень      |
| 2. Оптическое волокно         | 7. Оптический затвор      |
| 3. Излучение накачки          | 8. Полупрозрачное зеркало |
| 4. Формирование пучка накачки | 9. Луч лазера             |
| 5. Глухое зеркало             |                           |





### **Выбор кристалла**

Чаще всего используются следующие активные кристаллические среды, куда в качестве активной присадки добавляют неодим:

- YAG (yttrium aluminum garnet, называемый "YAG"),
- YLF (yttrium lithium fluoride, называемый "YILF") и
- YVO<sub>4</sub> (yttrium vanadate, называемый просто "Ванадат").

Выбор кристалла зависит от предполагаемой области использования. Следует отметить, что для технологических приложений **Nd:YAG** остаётся наиболее используемым DPSSL кристаллом. Он относительно недорогой. Активные элементы YAG прекрасного качества могут быть достаточно больших размеров. Элементы Nd:YAG используются во всех типах лазеров с диодной накачкой – непрерывных с удвоением частоты, высокомошных с модулированной добротностью и т.д.

**Nd:YLF** обладает тем преимуществом, что у него вдвое бóльшее по сравнению с Nd:YAG время жизни верхнего уровня, а значит можно получить бóльшую инверсию населённостей. У этого кристалла высокая теплопроводность, что позволяет получать эффективные схемы охлаждения.

Хорошие физические, оптические и механические свойства **Nd:YVO<sub>4</sub>** являются причиной того, что этот кристалл является одним из наиболее привлекательных кристаллов для DPSSLs, особенно в схемах с накачкой в торец. По сравнению с Nd:YAG, **кристаллы ванадата** обладают:

1. более **низким порогом** и **бóльшим дифференциальным КПД**
2. хорошим **поглощением в широкой области длин волн накачки**
3. высокое двулучепреломление (одноосный кристалл) приводит к **генерации строго поляризованного излучения**.

Сравнение типичных энергетических характеристик DPSSLs малой мощности на кристаллах **Nd:YVO<sub>4</sub>** и **Nd:YAG** можно провести на основании следующей таблицы:

Crystals	Size (mm <sup>3</sup> )	Pump Power	Output (at 1064nm)
Nd:YVO <sub>4</sub>	3x3x1	850mW	350 mW
Nd:YAG	3x3x2	850mW	340 mW

## Yb ДИСКОВЫЙ ЛАЗЕР

### Yb (иттербий) в качестве активатора

Доминирующее положение Nd в качестве легирующего элемента не оказывается безусловным. Так, Yb может быть использоваться в тех же кристаллических матрицах (YAG, YVO<sub>4</sub> и др.), что и другие редкоземельные элементы. Эта ситуация обусловлена тем, что

1. **ионы Yb могут достигать 25% концентрации** и, таким образом, сильно превышать допустимую предельную концентрацию 1-2%, характерную для ионов Nd. Следствием **этого является более высокая величина усиления**, получаемая в единичном объеме активной среды.
2. **линия поглощения для Yb оказывается на длине волны 940 нм** (Nd: 808 нм), **а генерация происходит в диапазоне волн 1030 ÷ 1120 нм**. Таким образом, имеем больший квантовый КПД по сравнению с Nd и в результате, при прочих равных условиях, **мощность тепловыделения уменьшается в два раза**.
3. активная среда на Yb характеризуется **меньшей величиной деактивации верхнего лазерного уровня через нелазерные переходы по сравнению с Nd**.

Использование этих преимуществ Yb в качестве активатора в сочетании со специальной формой активного элемента позволяет в значительной степени решить проблему эффективного охлаждения активного элемента мощного технологического лазера.

### Схема дискового лазера

**Диаметр активной области** варьируется от 1 мм до 10 мм и более для получения лазеров **с выходной мощностью в десятки киловатт**. **Толщина активной среды** меняется обычно от 0.1 мм до 0.3 мм. Малая толщина активного материала позволяет эффективно охлаждать и отводить большой тепловой поток без значительного повышения температуры.

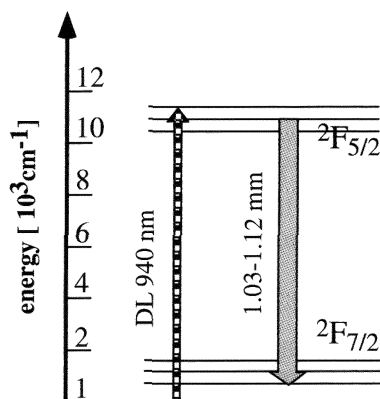
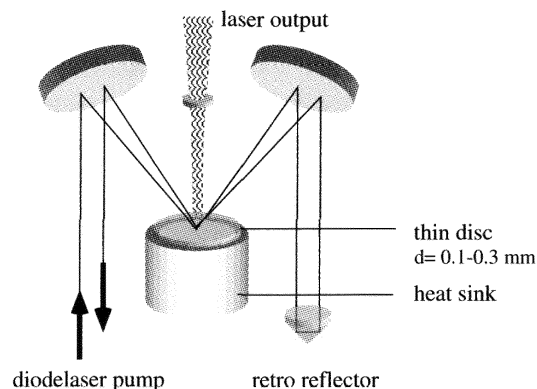


Схема энергетических уровней иттербиевого лазера. Точные длины волн переходов зависят от используемой кристаллической матрицы.



Геометрия резонатора и схемы накачки дискового лазера. Для эффективного использования пучка накачки следует применять многопроходовую схему.

**Активный элемент** в форме тонкого диска закрепляется на теплоотводящей подложке с обеспечением хорошего теплового контакта. На верхнюю сторону диска нанесено просветляющее покрытие, а на нижнюю – зеркальное покрытие для отражения излучения накачки и генерируемого излучения. Диск закреплён на охлаждаемой водой подложке зеркальной стороной. Материал подложки подобран таким образом (CuW – медно-вольфрамовый сплав), чтобы коэффициенты



температурного расширения подложки, активного элемента и припоя (индий-олово или золото-олово), используемого для закрепления диска на подложке, мало отличались друг от друга.

Инверсия заселённости создаётся путём накачки *лазерными диодами*. Поглощение излучения накачки при отражении на диске составляет около 15–20%. Для получения высокого КПД в лазере используется *многопроходная схема накачки* (обычно 16–32 прохода). Существует много способов реализации многопроходной накачки. Однако повсеместно используется квантрон, состоящий из параболического зеркала и нескольких плоских зеркал. При использовании этой схемы до 90% излучения накачки поглощается в диске. Достигаемая плотность излучения накачки несколько кВт/см<sup>2</sup>.

Следующим важным преимуществом тонких дисков является очень малая величина оптической неоднородности активного элемента, обусловленная термическими искажениями при больших мощностях накачки. Так, наведённая *тепловая линза имеет фокусное расстояние порядка несколько метров*. Действием такой линзы можно пренебречь (тепловые линзы в активных элементах в форме стержней имеют фокусные расстояния порядка десятка сантиметров). Итак, температурный градиент оказывается направленным почти исключительно по нормали к подложке, а значит вдоль оси резонатора. В результате возникающее пространственное распределение температуры (её градиента) не влияют столь пагубно на качество генерируемого пучка, как в традиционных конструкциях твердотельных лазеров.

Обычно *общая длина резонатора составляет от одного до нескольких метров*. Для надежной работы в течение долгого времени оправы зеркал и несущая конструкция должны быть жесткими и стабильными. Луч в резонаторе распространяется в воздухе, поэтому необходим чистый неподвижный воздух без пыли внутри резонатора.

Для излучателей с выходной мощностью в несколько киловатт простота и относительная дешевизна накачки делают технологию тонких дисков конкурентоспособной по сравнению с лазерами на оптическом волокне. *Однако лазеры на тонких дисках, работающие в непрерывном режиме и имеющие выходную мощность в несколько сот ватт и ниже, явно неконкурентоспособны*. Причина кроется в сложности их конструкции.

Недавно фирма "Боинг" продемонстрировала излучатель с выходной мощностью в 25 кВт и качеством луча M<sup>2</sup>, близким к 1. Общий КПД излучателей фирмы TRUMPF (многомодовый режим) превышает 25%.

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОТРАЖЕНИИ И ПРЕЛОМЛЕНИИ СВЕТА. ФОРМУЛЫ ФРЕНЕЛЯ

Связь амплитуд отраженной и преломленной плоских волн с амплитудой падающей волны даётся формулами Френеля. Эти выражения оказываются различными для различных состояний поляризации падающей волны. Прежде, чем выписать формулы Френеля, договоримся об обозначениях.

Будем использовать следующие индексы для обозначения волн:

$i$  - соответствуют падающей «incident» волне

$r$  - соответствуют отраженной «reflected» волне

$t$  - соответствуют прошедшей «transmitted (refracted)» волне.

$\theta_i$  и  $\theta_t$  - являются углами падения и преломления.

### Закон Снелла

Из картинки видно, что при отражении у всех волн должны совпадать составляющие волновых векторов вдоль границы раздела сред:  $k_{z1} = k_{z2} = k_{z3}$ . Из этого соотношения следует закон Снелла:

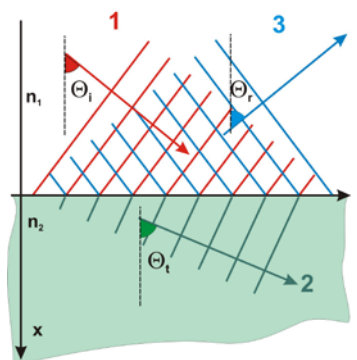
$$k_{z1} = n_1 \cdot k \cdot \sin \theta_i, \quad k_{z2} = n_2 \cdot k \cdot \sin \theta_r,$$

$$n_1 \cdot \sin \theta_i = n_2 \cdot \sin \theta_r$$

Кстати,

$$k_{z1} = n_1 \cdot k \cdot \sin \theta_i, \quad k_{z3} = n_1 \cdot k \cdot \sin \theta_t,$$

$$\theta_i = \theta_t,$$

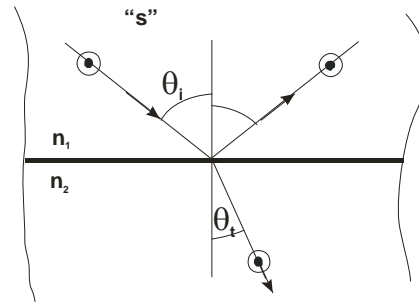
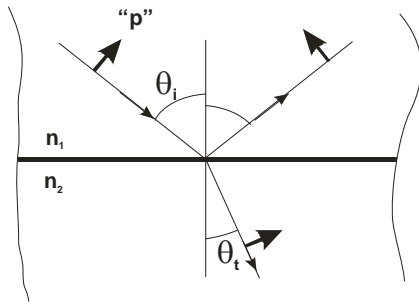


Пусть  $E$  - амплитуда электрического поля. Обозначение состояний поляризации привязывается к плоскости падения волны. Плоскость падения - такая плоскость, в которой лежат волновой вектор падающей волны (падающий луч) и нормаль к границе раздела сред.

«***p* - поляризация волны**» - вектор  $E$  лежит в плоскости падения (в плоскости рисунка)

«***s* - поляризация волны**» - вектор  $E$  перпендикулярен плоскости падения

При указанном на рисунках выборе направлений поляризации, приходим к соответствующим выражениям амплитудных коэффициентов Френеля для отражения и пропускания света (выражения в квадратных скобках). При этом величины углов  $\theta_r$  и  $\theta_t$  следуют из законов отражения и Снелла.



$$E_r^p = \left[ \frac{\operatorname{tg}(\theta_i - \theta_t)}{\operatorname{tg}(\theta_i + \theta_t)} \right] \cdot E_i^p \quad (1) \quad E_r^s = \left[ -\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \right] \cdot E_i^s \quad (3)$$

$$E_t^p = \left[ \frac{2 \sin \theta_t \cos \theta_i}{\sin(\theta_i + \theta_t) \cdot \cos(\theta_i - \theta_t)} \right] \cdot E_i^p \quad (2) \quad E_t^s = \left[ \frac{2 \sin \theta_t \cos \theta_i}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \right] \cdot E_i^s \quad (4)$$

## ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ПРИ НОРМАЛЬНОМ ПАДЕНИИ. ПРОСВЕТЛЯЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ И ЗЕРКАЛА ЛАЗЕРОВ

Пусть волна падает по нормали к поверхности раздела сред. В этом случае  $\theta_i = \theta_t = 0$  и, как легко увидеть, выражения для «р» и «s» поляризаций совпадают, что и должно было произойти. Действительно,

$$\frac{E_r^s}{E_i^s} \rightarrow -\frac{\theta_i - \theta_t}{\theta_i + \theta_t} = \frac{\theta_t/\theta_i - 1}{\theta_t/\theta_i + 1} = \frac{n_1/n_2 - 1}{n_1/n_2 + 1} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

Различия в знаках амплитудных коэффициентов отражения для «s» и «р» - поляризаций связано с выбором направлений для амплитуд, который использовался при выводе формул.

При  $n_1 < n_2$  для «s» - поляризации получаем отрицательное значение коэффициента отражения. а для «р» - поляризации получаем положительное значение. Как то, так и другое означает, что **при отражении света от оптически более плотной среды происходит скачкообразное изменение фазы на  $180^\circ$ . Если отражение происходит от оптически менее плотной среды, то скачка фазы не будет.**

Наконец, вычислим коэффициент отражения по интенсивности от границы раздела воздух-стекло.

Поскольку интенсивность света  $I \sim n \cdot |\vec{E}|^2$ , то  $R = \left( n_1 \cdot |\vec{E}_r|^2 \right) / \left( n_1 \cdot |\vec{E}_i|^2 \right) = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2$  и

при  $n_1 = 1, n_2 \approx 1.5$  имеем  $R \approx 4\%$ .

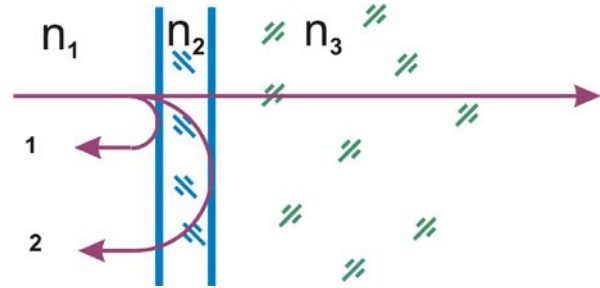
## ПРОСВЕТЛЯЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ И ЗЕРКАЛА ЛАЗЕРОВ

Просветляющие покрытия наносятся на поверхности прозрачных оптических элементов для уменьшения потерь мощности проходящего через поверхность пучка света.

Суммарная интенсивность отражённых волн не равна сумме интенсивностей волн, а зависит от фазового соотношения суммируемых волн. Так, если

$$I_1 = I_2; \quad \phi_1 - \phi_2 = \pi \text{ то } I_{\Sigma} = 0$$

Именно этот эффект положен в основу просветления оптики, когда волны, отражённые от двух поверхностей раздела гасят друг друга.



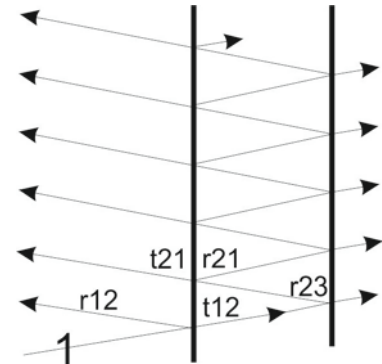
Выражение для коэффициента отражения световой волны, которая распространяется по нормали к поверхностям и при толщине покрытия  $\lambda/4$  имеет вид:

$$R = \left( \frac{n_2^2 - n_1 n_3}{n_2^2 + n_1 n_3} \right)^2.$$

**Задача:** Попробуйте получить это выражение.

**Решение:** Это выражение можно получить, если рассмотреть отражённую световую волну как результат интерференции многократно отражённых световых волн.

$$r = r_{12} + t_{12} [e^{i2\delta} r_{23} + (e^{i2\delta} r_{23})^2 r_{21} + (e^{i2\delta} r_{23})^3 r_{21}^2 + \dots] t_{21} = r_{12} + t_{12} \frac{e^{i2\delta} r_{23}}{e^{i2\delta} r_{23} r_{21} - 1} t_{21}$$



Амплитудные коэффициенты отражения и пропускания при нормальном падении получаем из формул Френеля и толщина покрытия равна  $\lambda/4$ :

$$r_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}; \quad r_{21} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}; \quad r_{23} = \frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3}; \quad t_{21} = \frac{2n_2}{n_1 + n_2}; \quad t_{12} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}; \quad e^{i2\delta} = -1$$

После подстановки этих выражений получаем  $r = \frac{-n_2^2 + n_1 n_3}{n_2^2 + n_1 n_3}$

Чтобы отражение отсутствовало, для однослойного просветляющего покрытия получаем требуемую величину показателя преломления  $n_2 = \sqrt{n_1 \cdot n_3}$ .

Так для стеклянной подложки (стекло К8,  $n \approx 1.52$ ) следовало бы иметь покрытие с показателем преломления  $n_2 \approx 1.23$ . Материал с наименьшим показателем преломления, который может быть получен в виде устойчивой плёнки – это  $\text{MgF}_2$ ,  $n = 1.38$ . Для стеклянной подложки (стекло К8,  $n \approx 1.52$ ) получаем отражение

$R \approx 1\%$ . Если же это покрытие используется на торцах активного элемента Nd:YAG,  $n = 1.82$ , то получаем отражение  $R \approx 10^{-4}$ .

Многослойные диэлектрические зеркала лазеров образованы последовательностью диэлектрических слоёв с чередующимися слоями с высоким и низким показателями преломления. Оптическая толщина каждого слоя равна  $\lambda/4$ . Обратите внимание, что толщина – как и в случае просветления, но есть скачек фазы. Например, для стеклянной подложки (стекло К8,  $n \approx 1.52$ ) можно использовать слои двуокиси титана  $\text{TiO}_2$  с  $n = 2.28$  и двуокиси кремния  $\text{SiO}_2$  с  $n = 1.45$ . Пусть многослойное отражающее покрытие содержит нечетное число слоёв  $J$  с высоким  $n_H$  и низким  $n_L$  показателями преломления, причем величина показателя преломления подложки  $n_S$  лежит в промежутке:  $n_L < n_S < n_H$ . Итак, структура покрытия:  $H - L - H - L - \dots - L - H - S$ . Коэффициент отражения такого покрытия по мощности:

$$R = \left( \frac{n_H^{J+1} - n_L^{J-1} n_S}{n_H^{J+1} + n_L^{J-1} n_S} \right)^2$$

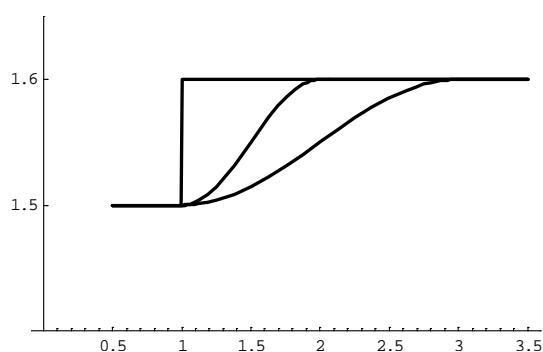
При числе слоёв  $J = 15$  получаем коэффициент отражения зеркала  $R = 99.8\%$ .

Часто при изготовлении зеркал выдвигаются дополнительные требования. Так, зеркала сканатора должны сохранять высокую отражательную способность в большом диапазоне углов падения излучения. Для лазеров с диодной накачкой через торец необходимо иметь дихроичные зеркала, хорошо пропускающие свет накачки  $\lambda \approx 800$  нм и полностью отражающие излучение генерации  $\lambda \approx 1.06$  мкм. На практике пропускание дихроичного зеркала для света накачки  $\sim 95\%$ .

## ОТРАЖЕНИЕ ВОЛН ОТ НЕОДНОРОДНОСТИ СРЕДЫ, В КОТОРОЙ ОНИ РАСПРОСТРАНЯЮТСЯ

Отражение от резкой границы раздела двух сред, является предельным случаем отражения от градиента показателя преломления среды.

В случае электромагнитных и, в частности, световых волн - отражение от перепада волнового сопротивления (импеданса) среды  $\sqrt{\varepsilon/\mu}$ , который в немагнитной среде  $\mu = 1$ , переходит в показатель преломления  $n = \sqrt{\varepsilon}$ . Величина отражения определяется пространственной скоростью изменения показателя преломления (величиной градиента показателя преломления). Так, в показанных на графике трёх вариантах пространственного изменения показателя преломления от величины 1.5 до 1.6, коэффициенты отражения световых волн – различные.



Первый случай соответствует резкой границе двух сред. Случаи плавного изменения показателя преломления реализуются, например, при распространении звуковых волн в прозрачной среде – как в акустооптическом затворе.

В предыдущем параграфе рассмотрена конструкция многослойных зеркал. В основе принципа работы этих зеркал лежит сочетание двух физических явлений:

1. факт частичного отражения световой волны от границы раздела двух сред с разными показателями преломления
2. создание условий для конструктивной интерференции световых волн, отраженных от различных границ раздела (границ слоёв).

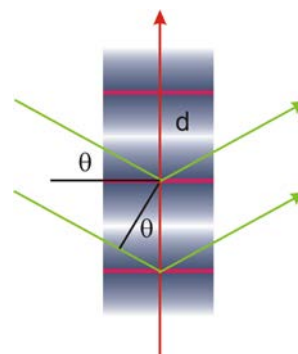
Если вместо отражения света от резкой границы раздела сред использовать отражение световой волны от плавного перепада показателя преломления, то величина отражения от области изменения  $n$  зависит от величины градиента показателя преломления  $dn/dx$ . При результирующем перепаде показателя преломления  $\Delta n$  величина отражения тем выше, чем уже область  $\Delta x$ , где происходит этот перепад. Максимальное отражение достигается при резкой границе раздела сред – случай  $\Delta x \rightarrow 0$ .

Пусть в среде с плавным характером изменения показателя преломления реализуется геометрия, сходная с геометрией многослойного зеркала: имеем множество отраженных от перепадов показателя преломления световых волн, интерференция которых конструктивна – волны складываются в фазе. В такой конструкции, называемой **фазовой решеткой**, тоже можно достичь коэффициента отражения вплоть до величины  $R = 1$ . Падающая световая волна, в результате, удовлетворяет **условию Брэгга** для дифракции на толстой/объемной решетке:

$n \cdot 2d \cdot \sin \vartheta = \lambda_0$ , здесь  $\vartheta$  - угол скольжения, а  $\lambda_0$  - длина волны в вакууме.

Длина волны в среде с показателем преломления  $n$  равна  $\lambda_0/n$ , и условие Брэгга принимает вид:  $2d \cdot \sin \vartheta = \lambda$ .

В частном случае направления распространения падающей волны перпендикулярно плоскостям решетки (в которых величина показателя преломления одинакова), отраженная волна распространяется в противоположном направлении. Условие Брэгга принимает следующий вид:  $d = \lambda/2$ .



## УГОЛ БРЮСТЕРА.

Частный, но очень важный случай падения света на границу раздела сред, при котором выполняется условие

$$\theta_i + \theta_t = 90^\circ \Rightarrow \theta_t = 90^\circ - \theta_i \Rightarrow n_1 \cdot \sin \theta_i = n_2 \cdot \cos \theta_i \Rightarrow \operatorname{tg} \theta_i^B = n_2/n_1$$

При падении света с «р» - поляризацией под этим углом Брюстера, из (1) следует, что **отсутствует отраженный свет**. Свет без потерь проходит сквозь эту границу.

Действительно, в знаменателе оказывается  $\operatorname{tg}(\theta_i + \theta_t) = \operatorname{tg}(90^\circ) = \infty$ .

При этом свет с «s» - поляризацией будет отражаться. Это свойство используется для **получения при генерации плоскополяризованного света**, например в He-Ne лазере – окна Брюстера.

Для падения света на стекло угол Брюстера  $\theta_i^B \approx 56^\circ$ .

## ПОЛНОЕ ОТРАЖЕНИЕ

Пусть волна падает из среды оптически более плотной в менее плотную среду, то есть  $n_1 > n_2$ . Тогда, в соответствии с законом Снелла, угол преломления оказывается больше угла падения. С ростом угла падения наступает такой момент, когда угол преломления становится равным  $90^\circ$  и этот **критический угол** падения  $\theta_c$  находится из соотношения.

$$n_1 \cdot \sin \theta_c = n_2 \cdot \sin 90^\circ = n_2 \Rightarrow \sin \theta_c = n_2/n_1$$

Для перехода «стекло-воздух» критический угол  $\theta_c = 0.72973 = 41.8^\circ$ . При угле падения  $\theta_i \geq \theta_c$  **свет полностью отражается** от границы раздела.

Важно отметить, что при полном отражении волна частично проникает в среду с меньшим показателем преломления, однако в этой среде она распространяется вдоль границы раздела, а её амплитуда экспоненциально затухает по мере удаления от границы.

Ниже приводится график для амплитудных коэффициентов отражения (рис.1) и коэффициентов отражения по интенсивности (рис.2) для волн с «**p**» (синий цвет) и «**s**» (красный цвет) поляризациями при **переходе из стекла в воздух**, то есть при переходе из оптически более плотной среды в менее плотную. На графиках видно, что

1. отсутствие отражения для «p» поляризации при угле Брюстера.
2. имеем полное отражение света с любым типом поляризации при угле  $\theta_i \geq \theta_c$

Зависимость коэффициентов отражения от угла падения при переходе из воздуха в стекло изображены на рисунках 3,4. Отметим возрастание отражения при скользющем падении света, стремящееся к 1 при любой величине показателя преломления второй среды  $n > 1$ . Этот факт лежит в основе работы зеркал, применяющихся в рентгеновском диапазоне электромагнитного излучения.

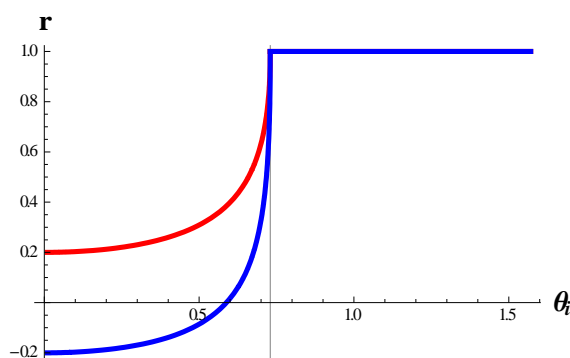


рис. 1 амплитудное отражение;  
стекло → воздух

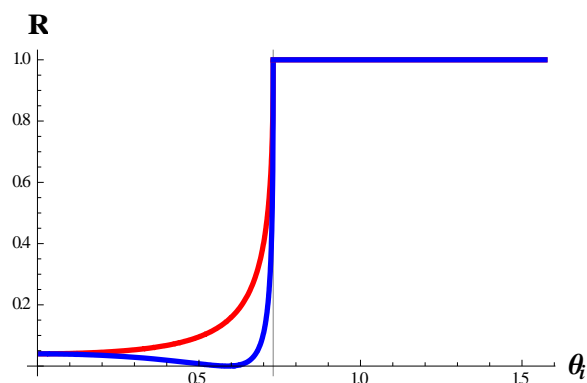


рис.2 отражение по интенсивности;  
стекло → воздух

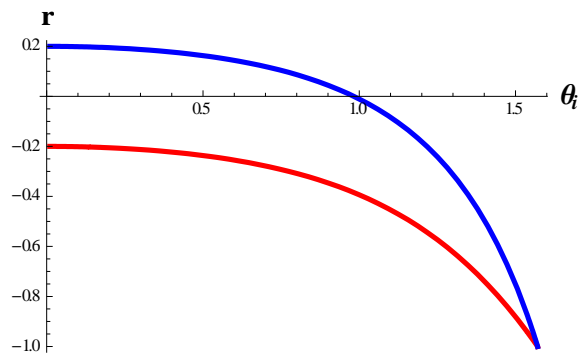


рис. 3 амплитудное отражение;  
воздух  $\rightarrow$  стекло

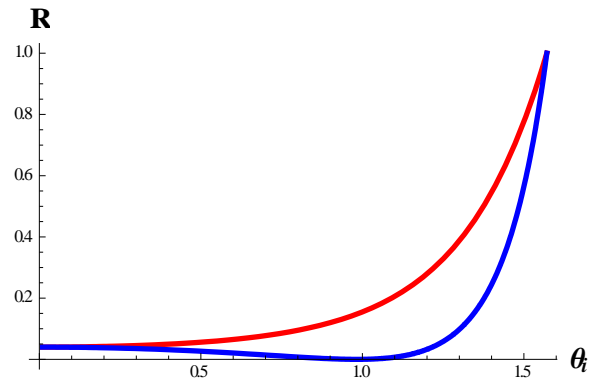


рис. 4 отражение по интенсивности;  
воздух  $\rightarrow$  стекло



## СВЕТОВОДЫ

Оптические волокна используются для **транспортировки** света. Легко реализуется **изогнутость пути** - без применения специальной оптики. Оптические волокна могут передавать энергию на **короткие расстояния**, как в медицине или в технических применениях, или на **длинные расстояния** - для осуществления высокоскоростной передачи сигналов в системах коммуникации. Волокна могут быть объединены в **жгуты** для освещения или передачи изображения. В последнем случае волокна должны быть расположены одинаковым образом на обоих концах жгута.

На простейшем уровне, возможность светопередачи определяется принципом полного внутреннего отражения, ограничивающего пучок размерами сердцевинки волокна световода. Эффектная демонстрация такой возможности - **канализация светового пучка внутри струи воды, вытекающей из сосуда**. Интересным является тот факт, что предпринимаются попытки буквального использования этого опыта в лазерной технологии.

Хотя указанный принцип очень прост, его реализация требует использования очень чистых материалов и изготовления очень гладких отражающих поверхностей. Действительно, использовать в практических целях лишь одно волокно невозможно в силу следующих причин. Свет утекает там, где нарушается полное внутреннее отражение: это м. б. касание с другим материалом, царапины или банальные отпечатки пальцев. Чтобы избежать этих эффектов, применяется покрытие сердцевинки, по которой должен распространяться свет, дополнительной оболочкой с меньшим показателем преломления. В результате поверхность, где происходит полное внутреннее отражение, оказывается изолированной от внешнего воздействия.

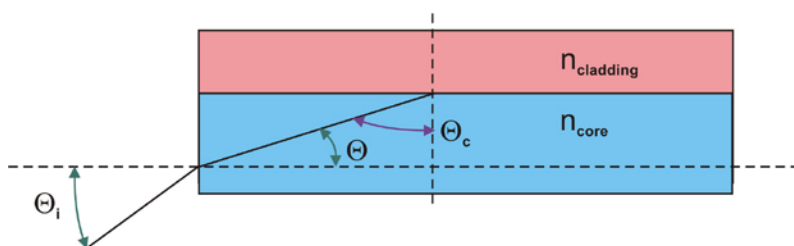
Введённый при рассмотрении полного отражения критический угол связан с таким важным параметром, описывающим световод, как **числовая апертура NA**. Этот параметр характеризует диапазон углов падающих лучей, которые будут захвачены световодом. Величина числовой апертуры равна синусу максимального угла падения луча, который будет «захвачен» световодом (см. рисунок). Условие полного внутреннего отражения дают величину критического угла для границы «сердцевина-оболочка»:

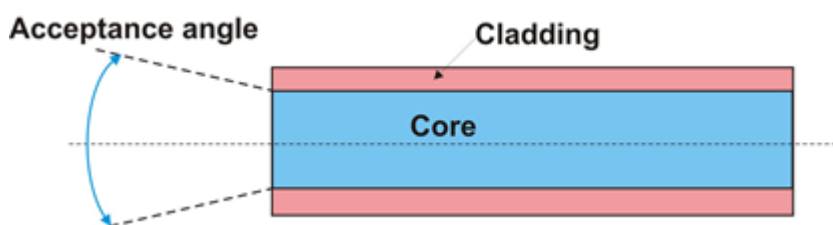
$$n_{core} \sin \theta_c = n_{cladding} \Rightarrow \sin \theta_c = n_{cladding} / n_{core}$$

Поскольку (см. рисунок)  $\sin \theta_c = \sin(90^\circ - \theta) = \cos \theta$ , то

$$\sin \theta = \sqrt{1 - (\cos \theta)^2} = \sqrt{1 - (\sin \theta_c)^2} = \sqrt{1 - (n_{cladding} / n_{core})^2}$$

Наконец,  $NA \equiv \sin \theta_i = n_{core} \sin \theta = \sqrt{n_{core}^2 - n_{cladding}^2}$ . Обратите внимание, что числовая апертура не зависит от диаметра сердцевинки.





Стеклянные оптические волокна делаются из кварцевого стекла. Кварцевое стекло, плавный кварц - стекло из чистого оксида кремния, получаемое плавлением кварцевого песка или синтетической двуокиси кремния. Обладает наименьшим среди стёкол на основе  $\text{SiO}_2$  показателем преломления ( $n_D = 1,4584$ ) и наибольшим светопропусканием, особенно для ультрафиолетовых лучей.

**Задача:** вычислить числовую апертуру и соответствующий угол захвата для световода из кварцевого стекла с показателем преломления оболочки 1,474 и показателем преломления сердцевины 1,479.

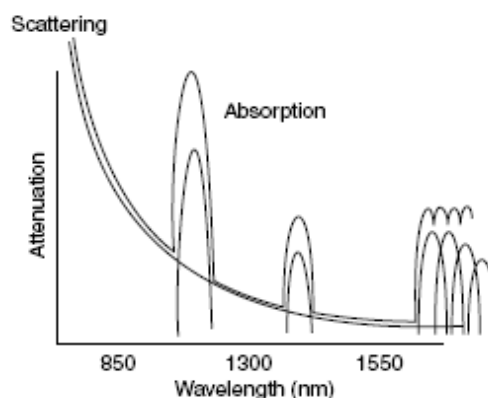
**Ответ:**

$$NA = \sqrt{n_{core}^2 - n_{clad}^2} = \sqrt{1.479^2 - 1.474^2} \approx 0.1215, \quad 2\theta_i \approx 14^\circ$$

Другой важной характеристикой волокна является **ослабление**, обусловленное как поглощением света в стекле, так и его рассеянием и утеканием за счет несовершенства отражающей поверхности и т.д.

Поглощение, в основном, обусловлено ионами

$\text{OH}^-$  и примесями, модифицирующими показатель преломления стекла. Это **поглощение** происходит на дискретной совокупности длин волн, в основном в областях около **1000 nm, 1400 nm и больше 1600 nm**. Рассеяние также является спектрально зависимым и подчиняется известному закону Релея: его интенсивность обратно пропорциональна четвертой степени длины волны. Следовательно, при увеличении длины волны проходящего по световоду излучения вдвое, его потери на рассеяние уменьшаются в 16 раз. Таким образом, для связи на дальние расстояния имеет смысл использовать излучение с большими длинами волн. На рисунке показана спектральная зависимость этих процессов ослабления для типичного оптического волокна.



Как видно, **окна прозрачности** находятся в областях **850 nm, 1300 nm и 1550 nm**, которые являются рабочими областями ряда лазеров и приемников. Пластиковые световоды используются с диодными лазерами, работающими на длине волны 660-nm.

Полное ослабление измеряется в относительных единицах, называемых **децибелами**.

Как известно, децибел – логарифмическая, а не линейная единица измерения.

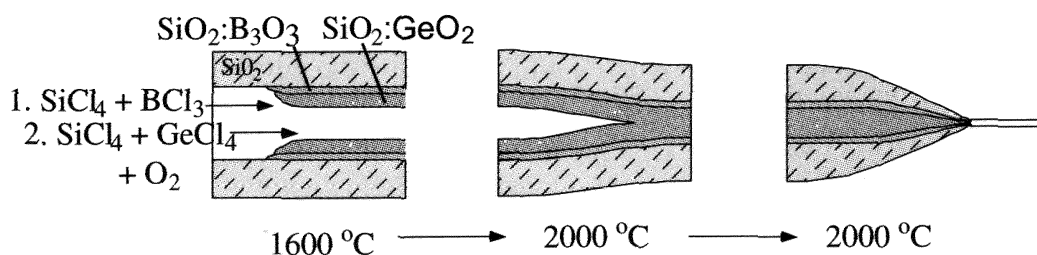
Выражение для полного ослабления имеет следующий вид:

$$db \text{ loss} = -10 \times \log_{10} (P_{out} / P_{in})$$

Здесь  $P_{out}$ ,  $P_{in}$  - мощности на выходе и на входе в световод.

Обычно световод характеризуют ослаблением на 1 километре длины. Использование децибелов упрощает расчет, поскольку потери на некоторой длине получаются умножением потерь на единице длины (км) на полное расстояние. В окне прозрачности в области 1.5 мкм величина поглощения равна  $= 0.2 \text{ dB/km}$ . Именно поэтому, в системах связи на оптическом волокне на расстояниях  $50 \div 100 \text{ km}$  приходится усиливать передаваемый сигнал.

Кратко опишем одну из технологий производства слабопоглощающих световодов, использующих реакцию горения паров тетрахлорида кремния ( $\text{SiCl}_4$ ) в кислороде, приводящую к образованию чрезвычайно чистой двуокиси кремния. В этом случае используется стеклянная трубка длиной около 1 метра и диаметром 2.5 см, быстро вращающаяся вокруг оси. Сквозь эту трубку пропускается тщательно подобранная смесь газов  $\text{SiCl}_4$  и  $\text{O}_2$ . Снаружи трубки вдоль неё ходит туда-сюда источник тепла (кислородно-водородная горелка). Каждый проход приводит к осаждению из газовой смеси малого количества двуокиси кремния (стекла) на внутреннюю поверхность трубки. В газовой смеси также присутствуют добавки, позволяющие варьировать показатель преломления стекла. Если в процессе осаждения последовательных слоёв менять состав газовой смеси, то можно изменять показатель преломления осаждаемого вещества вдоль диаметра трубки. После нанесения необходимого количества слоёв, из трубки формируют стеклянный стержень (преформа), диаметром около 10 мм. Из преформы затем вытягивают волокно длиной до 10 км.



Ниже в таблице приведены примеры выпускаемых оптических волокон

Тип волокна	Core/Cladding Diameter (мкм)	Ослабление 850 нм (dB/km)	Ослабление 1300 нм (dB/km)	Ослабление 1550 нм (dB/km)
Multimode/Plastic	1 мм	1 dB/m (665nm)		
Multimode/Step Index	200/240	6		
	100/140	3	1	
Multimode/Graded Index	50/125	3	1	
	62.5/125	3	1	
	85/125	3	1	
Singlemode	8÷9/125		0.5	0.3

## ОДНОМОДОВЫЕ И МНОГОМОДОВЫЕ ВОЛОКНА

Оптические волокна являются либо одномодовыми, либо многомодовыми. Одномодовые волокна пропускают свет, сосредоточенный лишь в основной поперечной моде (низшей моде, моде с наименьшим поперечным индексом). Почему придается столь большое значение факту использования одномодового или многомодового волокна? В многомодовом световоде может распространяться свет, распределенный по различным поперечным модам, которые

1. обладают различными **поперечными распределениями интенсивности**, что сказывается на **направленности излучения**, получаемого в лазерах на оптическом волокне;
2. обладают **различными фазовыми скоростями**, что чрезвычайно важно в оптоволоконных системах передачи информации, поскольку происходит размывание модулированного сигнала из-за **межмодовой дисперсии**.

Каким образом можно изготовить одномодовое волокно? При рассмотрении двумерного волновода был сделан вывод: в отличие от основной моды, моды более высокого порядка образуются плоскими волнами, распространяющимися под большими углами к оси. Это положение сохраняет силу и при рассмотрении мод оптических волокон. Такой подход указывает путь создания одномодовых волокон: **подбираем такие величины показателей преломления сердцевин и оболочек, чтобы при данном диаметре сердцевин световода**

**(1) плоские волны, образующие основную моду испытывали полное внутреннее отражение, и**

**(2) это условие не выполнялось для плоских волн, образующих моды высших порядков.**

Для цилиндрического волокна с радиусом сердцевин  $a$  этот подход приходим к следующему критерию «одномодовости» волокна:

$$2\pi \frac{a}{\lambda} \cdot NA < 2.405$$

Из этого выражения видно, что для получения одномодового волокна с характерным значением  $NA \sim 0.15$  при длине волны света  $\lambda \sim 1$  мкм, диаметр внутренней жилы должен быть меньше 5 мкм. В силу некоторых причин существенное уменьшение величины  $NA$  невозможно, и поэтому одномодовые волокна обычно имеют диаметра внутренней жилы  $6 \div 8$  мкм при величине  $NA \sim 0.15$ .

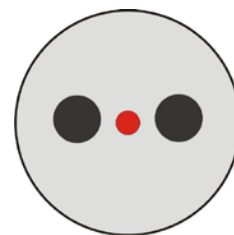
Многомодовый световод - относительно толстый. В настоящее время используют три стандартных диаметра сердечника многомодового волокна: **100 микрон, 62.5 микрон и 50 микрон**. Наиболее распространены световоды диаметром 62.5 микрон.

Межмодовая **дисперсия градиентного волокна** намного меньше величины межмодовой дисперсии волокна со ступенчатым профилем. В настоящее время используют три стандартных диаметра градиентного сердечника: **100 микрон, 62.5 микрон и 50 микрон**, работающих **в окнах прозрачности световода 850 нм, 1300 нм и 1500 нм**. Однако их пропускная способность не сравнится с одномодовыми волокнами.

## PANDA-STYLE ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛОКНА

Первоначально разработанный для телекоммуникационных приложений, этот тип волокон находит применение в лазерах на оптическом волокне. В идеальном случае, стандартное одномодовое волокно, в силу симметрии конструкции, не выделяет какого-либо направления поляризации распространяющейся моды. В реальной ситуации всегда возникают причины нарушения идеальной симметрии, что ведёт к возникновению **неконтролируемого** малого двулучепреломления. В результате по волокну будет распространяться волна с неконтролируемо изменяющимся состоянием поляризации.

Чтобы управлять состоянием поляризации моды, в процессе изготовления волокна в нем вызывают контролируемое двулучепреломление. Для этого, на этапе изготовления преформы, формируются две области с коэффициентами температурного расширения, отличными от стекла оболочки. При вытягивании волокна и его охлаждения эти области приводят к возникновению контролируемых напряжений. В свою очередь эти напряжения вызывают оптическую анизотропию сердцевинки из-за эффекта фотоупругости (возникновение двулучепреломления под действием напряжения). Происхождение названия «panda-style» для этих оптических волокон – очевидно (См. рис.).



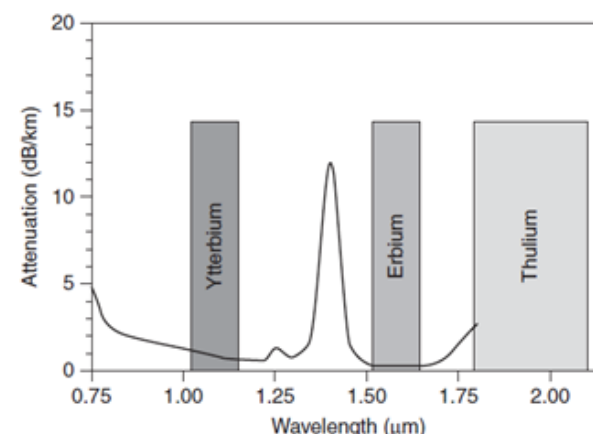
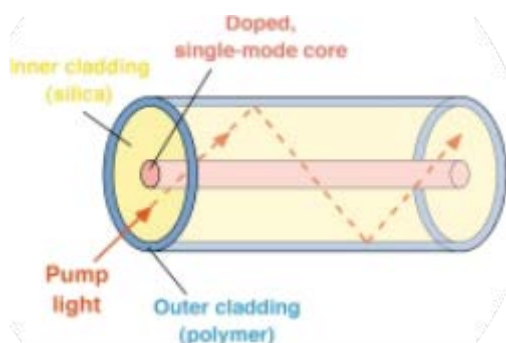
## ЛАЗЕРЫ НА СТЕКЛОВОЛОКНЕ

Итак, волны/моды, распространяющиеся в световоде, в основном сосредоточены в центральной области световода и экспоненциально затухают при удалении от сердцевинки. Подбором параметров световода можно добиться его одномодовости. В рассматриваемых ниже лазерах на оптическом волокне **использование одномодового волокна обеспечивает генерацию пучка, являющегося основной модой**, а значит, при фокусировке получаем минимальный размер пятна в фокальной плоскости. Здесь действует общее правило: **с ростом индекса моды диаметр фокального пятна увеличивается**.

Оптические волокна могут выполнять не только функции передачи света, но и более сложные функции **элементов усилителей** или **активных элементов** лазеров. Так, системы с мощностью менее 200 Вт могут применяться в микрообработке, маркировке и медицине. Прогресс в создании более мощных лазеров на волокне открыл возможности их применения в других областях лазерной технологии.

В последние годы наблюдается бурное развитие лазеров на **волокне с двойной оболочкой** и диодной накачкой. Эти лазеры являются весьма компактными и эффективными элементами лазерных технологических установок. Волокно с двойной оболочкой состоит из легированной ионами редкоземельных элементов сердцевинки и значительно большего диаметра с большой числовой апертурой оболочкой.

Среди лазеров с двойной оболочкой сейчас на первое место выдвинулись лазеры, в которых активатором центрального волокна является **иттербий Yb** (при этом само центральное волокно изготавливается из кварца). Это связано с целым рядом обстоятельств. В первую очередь, иттербий обладает относительно широкой **полосой поглощения около 920 и 980 нм**, то есть на тех длинах волн, на которых работают высокоомощные, надёжные **многомодовые диодные лазеры**, используемые в качестве источников накачки.



Спектр генерации лазеров на оптическом волокне. Сплошной линией показана типичная спектральная зависимость поглощения оптического волокна.

Генерация приходится на **диапазон длин волн от 970 до 1200 нм**. Обычно, **длина волны накачки - 920 нм, а длина волны генерация - 1110 нм**. Легко реализуется генерация на целом ряде длин волн, сравнительно близких к длинам волн накачки.

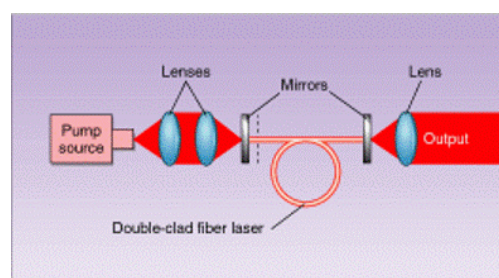
Если рассматривать применение подобных устройств в области коммуникаций, то волокна с двойной оболочкой, активированные одновременно **Yb** и **эрбием (Er)** могут служить компонентами оптических усилителей. В таких системах **иттербий поглощает свет накачки и резонансно передаёт возбуждение соседним атомам эрбия**, который обеспечивает усиление на длине волны **1.55 мкм**, попадающей в окно прозрачности оптического волокна.

Типичные длины оптического волокна в лазерах, использующих редкоземельные активаторы, составляют несколько метров. Очевидно, в этом случае ослабление не является существенным фактором даже для тулия.

Во всех случаях разность между энергиями квантов накачки и генерации, ответственная за величину **тепловыделения в матрице, втрое меньше, чем при использовании столь популярного активатора, как неодим (800 нм → 1060 нм в лазерах с диодной накачкой)**. Все это обеспечивает высокую эффективность преобразования частоты при использовании в качестве источника первичного излучения, как ряда полупроводниковых лазеров, так и лазеров на YAG.

Входное зеркало пропускает накачку и отражает волну генерации. Выходное зеркало пропускает волну генерации и отражает накачку.

Излучение многомодового InGaAs диодного лазера заправляется во **внутреннюю оболочку с большой NA**. Коллимирующая оптика согласована с дифракционным излучением лазера. Длина волокна ~ 10 метров.



Типичная схема оптоволоконного лазера

Обычно, в качестве зеркал лазеров на оптоволокне используются **Брэгговские решётки**, сформированные непосредственно в волокне.



### Преимущества волоконных лазеров

Основной особенностью волоконных лазеров является их конкурентоспособность по отношению к обычной лазерной технике. В приложениях по лазерной обработке материалов, например, они конкурируют с обычными лазерами с диодной накачкой. В DPSSLs системах регулирование теплового режима внутри резонатора является основной проблемой, ведущей к компромиссу между качеством пучка и эффективностью системы. Поскольку волокно образует резонаторную систему длиной десятки метров с очень большой поверхностью, теплоотвод оказывается значительно лучшим. Тем самым исключается ухудшение качества пучка и уменьшение эффективности, вызванное мешающими термическими эффектами. **Малое тепловыделение в сочетании с высоким отношением поверхности волокна к его объёму позволяет обойтись без схем охлаждения (конвективный теплообмен), или ограничиться обдувом воздухом.** Кроме того, схема волокна с двойной оболочкой обеспечивает эффективное поглощение накачки активной средой, что ведёт к увеличению эффективности преобразования накачки. Так, **эффективность преобразования мощности излучения накачки в излучение генерации** (optical-to-optical conversion efficiency) **почти в два раза выше, чем в обычных DPSS системах, превышая величину 60%** (*Laser Focus World January, 1999*). **Суммарный КПД** (wall plug efficiency) достигает величины **25%**, что также вдвое выше современного уровня DPSS систем. При этом нужно учитывать, что суммарный КПД важен не столько, как показатель экономии потребляемой мощности, сколько, как показатель мощности, переходимой в нагрев активного элемента. И здесь, при одинаковой потребляемой мощности у волоконных лазеров в тепло переходит меньшая доля мощности, притом, что влияние нагрева на качество пучка менее существенно. Поскольку лазер является интегрированной (integrated) одномодовой конструкцией на кварцевом волокне, отсутствует возможность ухудшения излучения или разъюстировки резонатора со временем (как в телекоммуникационной области – “bury and forget”). Система остается одномодовой вне зависимости от факторов старения или изменения внешних условий.

### Примеры работающих лазеров

До недавнего времени применение одномодовых лазеров на стекловолокне ограничивалось их относительно небольшой мощностью ~ нескольких десятков ватт. Они использовались в полиграфии, в микрообработке эта техника занимается сваркой, снятием напряжений, упрочнением и тепловой обработкой магнитных и оптических накопителей, полупроводников в электронной промышленности. Волоконные лазеры находят широкое применение для маркировки, особенно в полупроводниковой индустрии для маркировки пластмассовых и керамических модулей.

**Импульсный режим** работы достигается за счет модуляции добротности, где в качестве затвора используется обычно акустооптический модулятор. Альтернативой м.б. **усиление импульсов диодных лазеров**. Эта конструкция имеет преимущество над модуляцией добротности, поскольку позволяет легко управлять временной зависимостью – частотой повторения и длительностью импульсов. При этом имеется высокая стабильность от импульса к импульсу.

Основная трудность при масштабировании до больших выходных мощностей – **плотность мощности в одномодовой сердцевине малого размера**. Очевидно, что преодоление этой трудности возможно за счет увеличения диаметра сердцевины, при сохранении одномодовости лазера. При увеличении диаметра сердцевины улучшается ещё один важный параметр лазера – **коэффициент поглощения излучения накачки**, приходящийся на единицу длины волокна. Увеличение этого параметра, определяемого геометрией волокна, получается за счет разнообразных конструкций световода.

Коаксиальная геометрия световода (центральное волокно и первая оболочка являются круглыми соосными цилиндрами) является неблагоприятной с точки зрения эффективности использования накачки. Дело в том, что накачка распространяется, главным образом, по периферийной зоне круглой оболочки, минуя тем самым активированное центральное волокно.



Повышение доли накачки, заходящей в центральное волокно, имеет место в случае, когда первая оболочка, сохраняя круглую форму, существенно смещена относительно центрального волокна. Аналогичный эффект оказывает и переход от круглой к прямоугольной форме оболочки, по которой распространяется накачка.

Увеличение коэффициент поглощения излучения накачки позволяет уменьшить длину волокна и, тем самым, **увеличить порог возникновения нежелательных нелинейных процессов**.

Одним из наиболее эффективных методов увеличения диаметра сердцевины, при сохранении одномодовости лазера является использование **эффекта потерь высших мод при изгибе волокна**. Волокно наматывается на катушку (сворачивается в бухту) такого диаметра, что для всех мод, кроме основной моды, происходит нарушение полного внутреннего отражения, и поэтому возникновение этих мод в генерации подавляется. Очевидно, что этот метод прост в реализации и не сказывается на стоимости системы. Он может быть использован в комбинации с другими методами модовой селекции. В первых успешных экспериментах использовалось волокно с двойной оболочкой, активированное **Yb**, с диаметром  $d_{core} = 25 \mu m$ . Система тестировалась со свёрнутым и несвернутым волокнами. В первом случае наблюдалось радикальное улучшение расходимости пучка.

Эта же техника используется в схемах **«задающий генератор - волоконный усилитель»**, где в качестве генератора используется работающий на основной моде Nd:YAG микрочип. Используя свёрнутое волокно, активированное **Yb**, с диаметром  $d_{core} = 20 \mu m$  и внешней оболочкой с диаметром  $d_{outer\ core} = 400 \mu m$ , была получена генерация на основной моде с мощностью  $700 W$ .

Немецкие ученые сообщили (LFW August 2004) о получении одномодового пучка мощностью  $1.3 kW$  при мощности накачки  $2.5 kW$ . При этом они использовали D-образную внутреннюю оболочку.

Наконец, IPG Photonics утверждает, что ими создан лазер на волокне, активированном **Yb**, с хорошим качеством пучка мощностью  $5.5 kW$ . Лазер может работать в режиме модулированной добротности с частотой модуляции  $20 kHz$ . Недавнее сообщение (March 1, 2005, Oxford, Massachusetts): **IPG Photonics создала 2 kW Yt-лазер (1075 nm), работающий на 19 microm низкомодовом волокне**.

Системы, использующие как пучок волокон, так и единичное волокно, являются конкурентами другим твердотельным лазерным технологическим системам.

Однако, подход модовой селекции за счет изгиба волокна имеет практические ограничения, обусловленные **термической и механической стабильностью**. Альтернативная архитектура волокон с двойной оболочкой, **основанная на PCF технологии** (микроструктурные световоды), использует возможности получения больших размеров основной моды одномодового волокна и высоких значений числовой апертуры.



## УПРАВЛЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

---

Кроме высокой **направленности излучения** лазеров, огромное значение для практики имеет возможность **управлять временной зависимостью** лазерным излучением. На временную зависимость пучка можно влиять, используя **внутрирезонаторные** и **внерезонаторные** методы воздействия. Естественно, что длительность действия лазерного излучения определяется конструкцией лазера. Часто, как при внутрирезонаторных, так и внерезонаторных методах управления используют одинаковые методы.

Можно выделить следующие типичные режимы работы:

1. импульсный **режим свободной генерации** (длительность импульса определяется длительностью вспышки лампы накачки, **типичная длительность**  $\Delta\tau \sim 10^{-3}$  сек.); форма импульса зависит от режима работы лазера. Обычно лазерный импульс выглядит как „гребенка“ из десятков и сотен очень коротких импульсов - **микросекундной длительности, разделённых интервалом ~10 мксек**, а сам такой режим называется „**пиковым**“. При **одночастотном режиме** работы (дисперсионные резонаторы) происходит генерация лишь одной моды с фиксированным поперечным и продольным индексами. Только в этом случае получается **гладкая колоколообразная форма импульса**.
2. **режим модуляции добротности** резонатора (длительность импульса определяется превышением накачки над порогом генерации и скоростью включения добротности, типичная длительность порядка  $\Delta\tau \sim 10^{-8}$  сек., то есть порядка десятка **наносекунд**);
3. **режим синхронизации продольных мод** (длительность импульса  $\Delta\tau \sim 10^{-11}$  сек., **пикосекундный диапазон**);
4. различные режимы **принудительного укорочения импульсов** излучения (длительность импульса  $\Delta\tau < 10^{-12}$  сек.). Укорочение длительности импульса всегда ведёт к уменьшению энергии в импульсе, но, как правило, к увеличению средней мощности излучения за импульс.

## ДОБРОТНОСТЬ РЕЗОНАТОРА. МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ

---

При описании резонаторов пользуются двумя дополняющими друг друга понятиями – добротностью резонатора и его потерями. Чем меньше потери, тем выше добротность резонатора и наоборот. В теории колебаний даётся следующее определение добротности резонатора:

$$Q = 2\pi W/P,$$

где  $W$  – энергия, запасённая в резонаторе, а  $P$  – энергия, теряемая резонатором за период колебания  $T$ . Таким образом, добротность определяет число колебаний, происходящих за характерное время затухания.

**Задача:** произвести оценку величины добротности оптических резонаторов.

Пусть резонатор длиной  $l$  образован двумя зеркалами – «глухим» с коэффициентом отражения 1 и пропускающим с коэффициентом отражения  $R$ .

Пусть  $\rho$  - объёмная плотности энергии в каждой из световых волн, распространяющихся в резонаторе навстречу друг другу, несущих суммарную энергию  $W$ .

Теряемая резонатором за период колебания  $T$  энергия, выходящая через зеркало с пропусканием  $(1-R)$ , равна  $P = \rho \cdot cT \cdot (1-R) = W \cdot \lambda(1-R)/2l$ , и, следовательно,

$$Q = 2\pi \frac{2\rho l}{P} = 2\pi \frac{2l}{\lambda} \frac{1}{(1-R)}.$$

Чем больше коэффициент отражения выходного зеркала, тем выше добротность резонатора. С уменьшением отражения выходного зеркала добротность резонатора падает. При длине  $l \approx 15$  см,  $\lambda \approx 10^{-6}$  м и  $R \approx 0.9$  получим  $Q \sim 10^7$  (для сравнения - добротность колебательного радиоконтур не превышает 100).

**Задача:** получить выражение для «времени жизни фотона» в резонаторе.

Затухание энергии, запасённой в резонаторе, описывается уравнением

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{W}{\tau_c} \Rightarrow \tau_c = -W \left( \frac{dW}{dt} \right)^{-1} \approx W \frac{T}{P} = T \frac{Q}{2\pi} = \frac{2l}{c} \frac{1}{(1-R)} = \frac{t_0}{(1-R)},$$

где  $t_0$  - время

полного обхода резонатора. Для приведённых параметров резонатора получаем  $\tau_c \sim 10$  нсек.

Уменьшение длительности генерируемого импульса при значительном росте его мощности может быть достигнуто за счет **управления добротностью** резонатора. Эта (**Q-switching**) широко используемая техника сводится к тому, что мы обеспечиваем накопление инверсной населённости (а значит и коэффициента усиления) до величин, значительно превышающих пороговое значение за счет временного удаления обратной связи или временного включения значительных потерь.

Когда инверсия населённости достигнет требуемой большой величины, обратная связь резко включается (потери убираются). В результате начинается генерация с усилением, значительно превышающим пороговое значение. Это ведёт к формированию короткого интенсивного импульса излучения, который при распространении по активной среде «снимает» накопленную инверсную населённость, переводя систему в подпороговое состояние.

Как реализуется такой метод формирования коротких и мощных импульсов? Для этого используют **оптический затвор**, помещённый внутрь резонатора, который осуществляет модуляцию/переключение добротности.

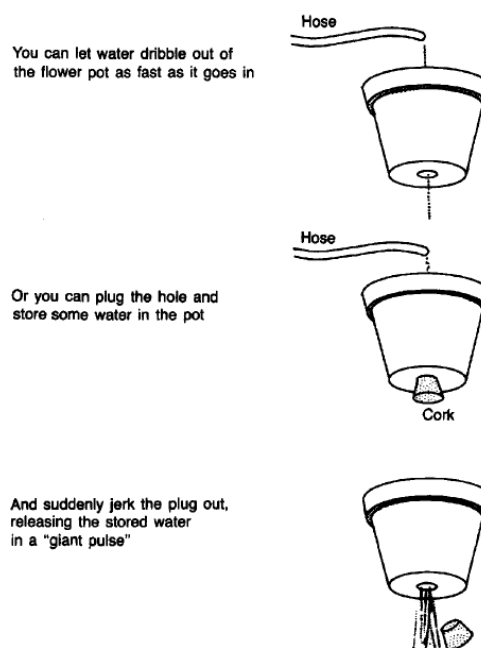
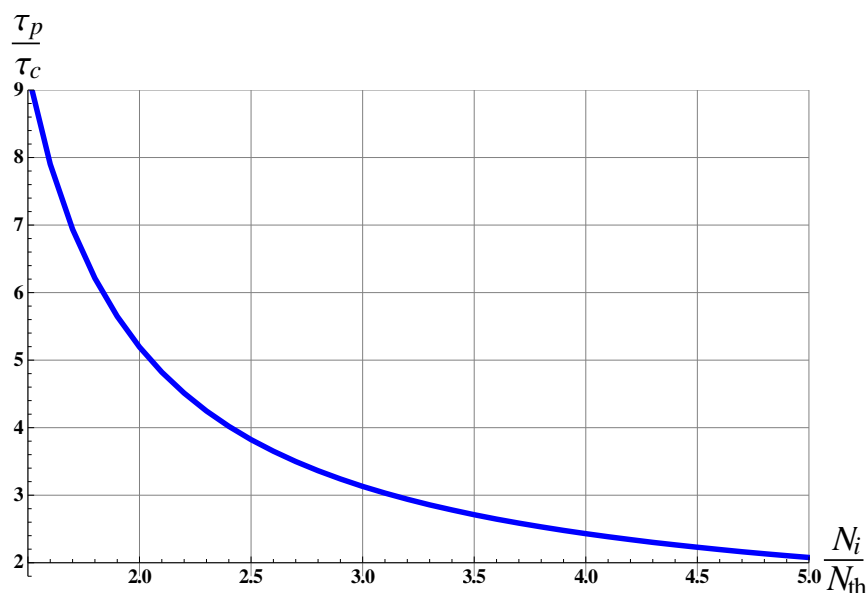


Figure 11.2 Storing water in a flower pot is analogous to Q-switching a laser.

Развитие генерации начинается с уровня спонтанного шума и происходит экспоненциальное нарастание интенсивности в течение относительно длительного времени, называемого **временем задержки** ( $50 \div 500$  нсек) до величин порядка интенсивности насыщения. После этого происходит быстрое высвечивание запасенной энергии за время  $\tau_p = \alpha (N_i / N_{th}) \cdot \tau_c$ , где  $\tau_c$  - времени жизни фотона в резонаторе, а величина коэффициента  $\alpha$  зависит от того, во сколько раз достигнутая инверсия населённостей превышает её пороговое значение. На практике величина этого коэффициента близка к единице.

Зависимость длительности импульса от превышения инверсией населённостей её порогового значения при мгновенном включении добротности изображена на рисунке. Приведённый график позволяет понять и тот факт, что при включении добротности в течение конечного промежутка времени длительность генерируемого импульса должна становиться больше, чем при мгновенном включении добротности.



Действительно, в процессе включения добротность резонатора меняется, а следовательно меняется и величина пороговой инверсии. Таким образом, длительность импульса должна оказаться где-то в промежутке между крайними значениями.

Так получают **«гигантские» импульсы** длительностью **~10 нсек** и мощностью в  $10^3 \div 10^4$  раз большей величины, которая получилась бы при той же накачке в режиме свободной генерации (до  $10^8$  Вт). Один импульс высвечивается за одну вспышку.

Типы затворов:

1. оптико-механический
2. электрооптический
3. акустооптический
4. просветляющийся фильтр – пример использования **пассивной** модуляции добротности.

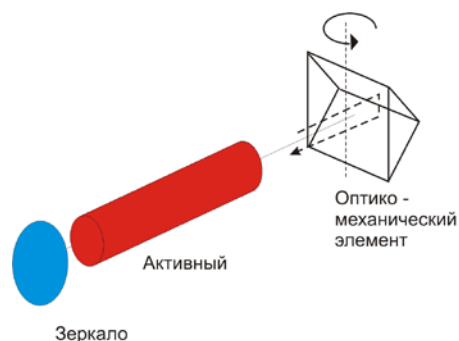
Наибольшее распространение получили методы, основанные на использовании электрооптических и акустооптических затворов.

### Оптико-механический модулятор

Основное преимущество этих модуляторов добротности – их дешевизна. Они шумные и обладают низкой лучевой прочностью. Их основной элемент – прямоугольная призма, вращающаяся со скоростью  $\sim 1000$  об/сек.

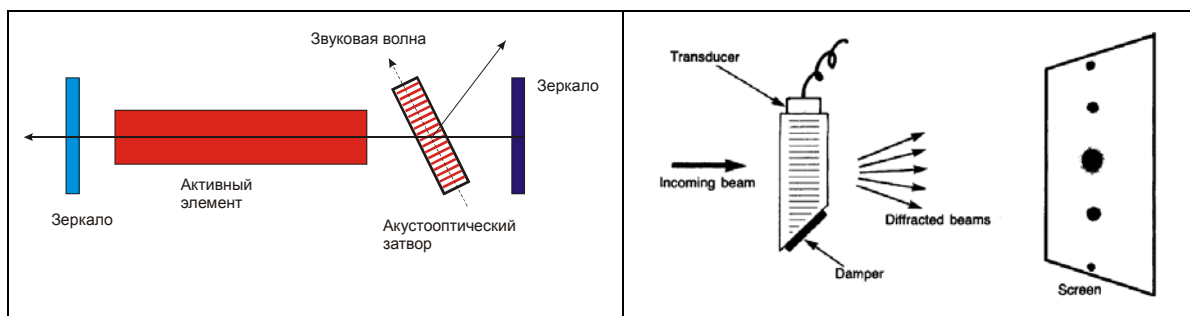
Механический затвор не позволяет получать импульсы короче  $10^{-7}$  сек., технически неудобен, и на смену ему пришли другие конструкции.

Например, между активной средой и задним зеркалом помещали алюминиевую фольгу толщиной 0,25 микрона, которая взрывалась под действием электрического импульса. Этот способ модуляции добротности методом прожигания плёнки позволял получать импульс длительностью  $\sim 10^{-7}$  сек.



### Использование акустооптического затвора для модуляции добротности

Работа затворов этого типа основана на явлении дифракции световой волны на **фазовой решетке**. Фазовая решетка возникает в прозрачной среде, когда в этой среде каким-либо образом создают пространственную периодическую вариацию показателя преломления. **Акустооптический затвор** представляет собой толстую пластину прозрачного материала (плавленый кварц для видимого диапазона), на которую приклеен пьезоэлектрический преобразователь. При подаче ВЧ- сигнала преобразователь возбуждает **ультразвуковую акустическую волну  $\nu \sim 50$  МГц**, распространяющуюся по пластине. Эта акустическая волна – волна сжатия и разрежения среды – **за счет фотоупругого эффекта** создаёт периодическое изменение показателя преломления среды с тем же периодом. Таким образом, получается **объёмная фазовая решетка**. При рассмотрении дифракции света на толстых/объёмных фазовых решетках различают две схемы дифракции: **дифракция Брэгга** и **дифракция Рамана-Ната**. Схема лазера с АО модулятором, работающим в режиме дифракции Брэгга, изображена ниже:



При выключении генератора ультразвука пропадает Брэгговская дифракция, и затвор переходит в открытое состояние. **Время переключения акустооптического затвора  $10^{-7} \div 10^{-8}$  сек.** Очевидно, что при работе АО модулятора нет необходимости добиваться высокой дифракционной эффективности, достаточно лишь получить значительное понижение добротности резонатора. **Лазер с АО затвором генерирует импульс длительностью  $10^{-6} \div 10^{-7}$  секунды (несколько сотен наносекунд).**

При дифракции Рамана-Ната акустическая волна распространяется перпендикулярно направлению распространения светового пучка. В этом случае условие Брэгга не выполняется и происходит дифракция (рассеяние) света в ряд высших порядков.

Соотношение интенсивностей порядков дифракции меняется с изменением толщины решётки и глубины её модуляции. Ясно, что чем интенсивнее акустическая волна, тем сильнее решётка будет рассеивать свет.

Использование режима дифракции Рамана-Ната в акустооптическом элементе вне лазера позволяет управлять как интенсивностью проходящего света, так и осуществлять сканирование световым пучком (изменять направление распространения луча). Для этого, очевидно, следует изменять частоту акустических волн, что приводит к изменению пространственного периода решётки. В результате, в соответствии с формулой дифракционной решётки меняются углы дифракции для всех порядков.

### **Использование электрооптических затворов для модуляции добротности**

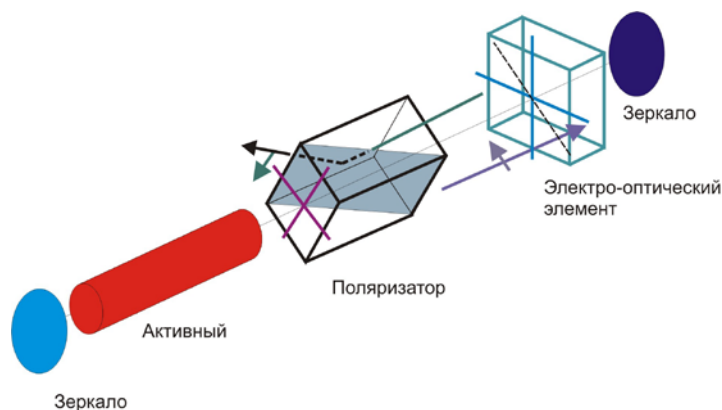
В основе работы электрооптического затвора лежит явление изменения преломляющих свойств кристаллов или жидкостей под действием внешнего постоянного электрического поля – **электрооптический эффект**. Показатели преломления среды становятся различными для разных типов поляризации световой волны. Наиболее часто используется конструкция затвора, в котором кристалл работает как **фазовая пластинка**, хотя существует ряд других конструкций электрооптических затворов. В этом случае затвор образуют два скрещенных поляризатора и электрооптический кристалл между ними. Такое устройство называется **ячейкой Погкельса** и **ячейкой Керра**, в зависимости от характера изменения разности показателей преломления при приложении постоянного электрического поля. **Эффект Погкельса** является линейным электрооптическим эффектом ( $\Delta n \sim E$ ) и наблюдается лишь в кристаллах, не обладающих центром симметрии. **Эффект Керра** является квадратичным электрооптическим эффектом ( $\Delta n \sim E^2$ ) и наблюдается в изотропных твёрдых веществах, жидкостях и газах. Этот эффект объясняется анизотропией молекул (молекула в виде палочки), которые ориентируются в сильном внешнем поле.

Наибольшее распространение получили затворы на основе линейного по полю эффекта Погкельса. Ячейка Погкельса представляет собой нелинейный кристалл типа KDP (видимый диапазон) или ниобата лития (видимый и ближний ИК-диапазон). Под действием приложенного электрического напряжения возникает наведённое двулучепреломление, пропорциональное напряжению.

Основные кристаллы, используемые в затворах: KDP, DKDP, ниобат лития, титанат бария и др.

Ось поляризатора образует с главными осями ячейки угол  $45^\circ$ . Время переключения затвора чрезвычайно мало – вплоть до величин  **$10^{-13}$  сек.**

В результате получают световые импульсы длительностью  **$10^{-8} \div 10^{-9}$  сек.**



### Модуляция добротности на основе насыщающегося поглотителя

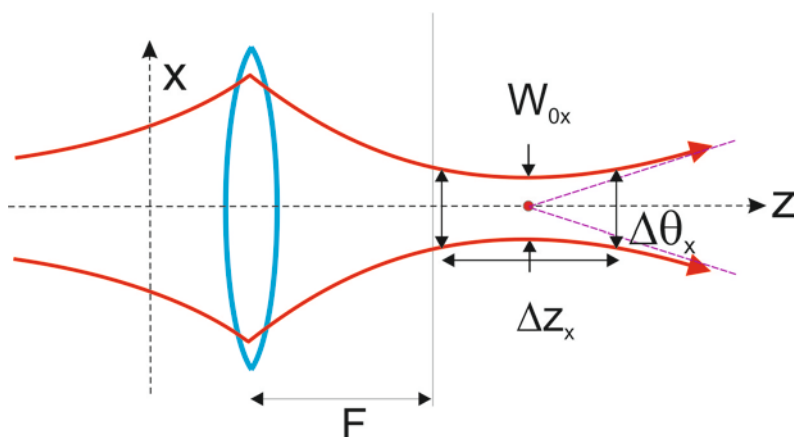
Используется *насыщающийся*, или *просветляющийся (фототропный)* поглотитель. Действие этого *пассивного модулятора добротности* основано на резонансном поглощении излучения растворами органических красителей или некоторыми кристаллами, такими как Cr:YAG и галогенидов щелочных металлов (типа LiF) с центрами окраски. Свойства центра окраски похожи на свойства молекулы красителя. *Интенсивность насыщения затвора должна быть сравнительно малой*, чтобы он становился прозрачным за счёт насыщения при относительно небольшой интенсивности падающего света, появляющейся в начале генерации. Как было показано раньше, с ростом потерь растёт требуемое пороговое усиление, а значит и начало генерации возникнет при большой величине инверсии. Но за счёт насыщения поглощения потери исчезают. Таким образом, реализуются такие условия развития генерации, когда инверсия превышает пороговое значение, что ведёт к появлению *гигантского импульса*. Пассивным модуляторам добротности присущи такие недостатки, как *нестабильность мощности импульса* при работе лазера в режиме повторения импульсов. *Фототропный модулятор позволяет получать импульсы длительностью порядка  $\sim 10^{-10} \div 10^{-12}$  секунды*.

**Задача:** Рассмотреть, Q-switched Nd:YAG лазер с ламповой накачкой, который генерирует импульсы 100-мJ, длительностью 20-ns с частотой повторения 10 Hz. Какова средняя мощность этого лазера? Какова импульсная мощность этого лазера?

Пиковая мощность оказалась в  $5 \cdot 10^6$  раз больше средней мощности. Можно представить себе, что имелся св лазер с выходной мощностью 1 W. После того, как «перепаквали» его энергию в 10 импульсов, каждый длительностью 20 ns, получился лазер с мощностью 5,000,000 W. Вы совсем не добавляли энергии; Вы просто «перепаквали» энергию, которая уже была. Существует множество технологических задач, которые можно решить с 5 MW мощностью излучения, что Вы не можете сделать с мощностью 1 W. **В этом – причина использования Q-switched лазеров.**

## ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА.

При применении лазера в качестве инструмента для решения технологической задачи часто необходимо сфокусировать пучок заданной мощности/энергии в пятно заданного размера. Для этого нужно использовать объектив с соответствующим фокусным расстоянием, причём пятно наименьшего размера, в общем случае, не располагается в фокальной плоскости объектива. Наблюдаемая картина преобразования произвольного пучка в плоскости  $xOz$  выглядит следующим образом:





$W_{0x}$ ,  $W_{0y}$  - минимальные ширины пучка в плоскостях  $xOz$  и  $yOz$ , располагающиеся при значениях  $z = z_{0x}$  и  $z = z_{0y}$  соответственно. Если пучок является осесимметричным, то положение на оси, где его ширина минимальна, можно назвать местом расположения **перетяжки**, а ширину пучка в этом месте - **шириной перетяжки**.

При описании пространственных характеристик реальных оптических пучков, прежде всего, возникает необходимость ввести определение центра пучка и оси пучка. Когда распределение интенсивности по волновому фронту имеет достаточно сложный характер и не обладает осевой симметрией, разумным подходом при определении этих параметров является **метод моментов**, знакомый нам, например, из теории вероятности или механики твёрдого тела. Так, например, координаты центра пучка определяются выражениями

$$\bar{x}(z) \equiv \frac{1}{P} \iint x \cdot I(x, y, z) dx dy, \quad \bar{y}(z) \equiv \frac{1}{P} \iint y \cdot I(x, y, z) dx dy,$$

где  $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) dx dy \equiv P$  - мощность пучка.

Важнейшим параметром, характеризующим пространственные характеристики пучка, является **ширина пучка  $W$** . Определение ширин произвольного пучка в плоскостях  $xOz$  и  $yOz$  можно также ввести, основываясь на методе моментов. В этом случае для описания ширины произвольного распределения используется т.н. величина дисперсии (разброса) этого распределения.

Оказывается, что характер изменения ширины **произвольного** пучка в плоскостях  $xOz$  и  $yOz$  при распространении вдоль оси пучка  $Oz$  описывается выражениями:

$$W_x^2(z) = W_{0x}^2 + \Delta\theta_x^2 (z - z_{0x})^2, \quad W_y^2(z) = W_{0y}^2 + \Delta\theta_y^2 (z - z_{0y})^2,$$

где  $\Delta\theta_x$  и  $\Delta\theta_y$  - некоторые константы, очевидно являющиеся угловыми расходимостями **произвольного пучка** в плоскостях  $xOz$  и  $yOz$ .

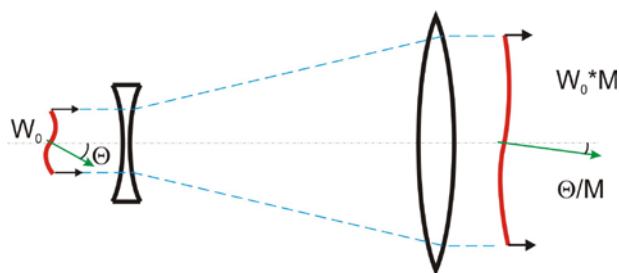
Обычно, при конструировании лазера стараются обеспечить малую угловую расходимость пучка. Этот результат при применении т.н. устойчивых резонаторов достигается за счёт обеспечения работы лазера на **«основной моде»**. **С очень хорошим приближением эта «основная мода» по форме совпадает с так называемым «гауссовским пучком»**. Если осесимметричный гауссовский пучок распространяется вдоль оси  $Oz$ , то существует **плоскость  $xOy$ , проходящая через центр перетяжки, в которой волновой фронт пучка - плоский**.

На практике при характеристике качества лазерного пучка часто пользуются лишь величиной его угловой расходимости.

Этот параметр удобен для каждой конкретной оптической схемы, но не является универсальной характеристикой пучка.

Действительно, если пучок пропустить через телескоп, то его расходимость уменьшится. Заметим, что при этом во столько же раз увеличится диаметр пучка, а произведение расходимости на диаметр пучка не изменится.

Оказывается, что



- для произвольного лазерного пучка **произведение его ширины, измеренной в перетяжке, на его угловую расходимость**  $W_0 \cdot \Delta\theta$  зависит лишь от длины волны. То есть, при фокусировке пучка линзами с разными фокусными расстояниями мы будем получать одну и ту же величину этого произведения,
- это **произведение оказывается минимальным для гауссовского пучка** при данной ширине перетяжки по сравнению с любыми другими пучками с той же шириной перетяжки и, конечно, той же длиной волны.

Таким образом, **произведение ширины пучка в перетяжке, на его угловую расходимость**  $W_0 \cdot \Delta\theta$  являются удобной характеристикой качества реального лазерного пучка, а образцом для сравнения оказывается гауссовский пучок с той же длиной волны. Для произвольного пучка справедливы соотношения:

$$W_{x0} \cdot \Delta\theta_x = M_x^2 \frac{4\lambda}{\pi}; \quad (M_x^2 \geq 1); \quad W_{y0} \cdot \Delta\theta_y = M_y^2 \frac{4\lambda}{\pi}; \quad (M_y^2 \geq 1)$$

Здесь введены параметры  $M_x^2$  и  $M_y^2$ , которые являются удобной характеристикой качества реального лазерного пучка, а образцом для сравнения оказывается гауссовский пучок, для которого введённые параметры  $M_x^2$  и  $M_y^2$  равны единице.

Отсюда, в частности, следует, **что у пучка с параметрами  $M_x^2$  и  $M_y^2$  расходимости в плоскостях  $xOz$  и  $yOz$  соответственно в  $M_x^2$  и  $M_y^2$  больше, чем у гауссовского пучка с той же самой шириной перетяжки:**

$$\Delta\theta_x = M_x^2 \frac{4\lambda}{\pi W_{x0}} = M_x^2 \cdot \Delta\theta_{x \text{ Gauss}}; \quad \Delta\theta_y = M_y^2 \frac{4\lambda}{\pi W_{y0}} = M_y^2 \cdot \Delta\theta_{y \text{ Gauss}}.$$

Чтобы получить параметры  $M^2$  и  $\Delta\theta$  реального пучка, производится серия измерений ширины пучка в нескольких плоскостях в области перетяжки у этого пучка, прошедшего через длиннофокусную линзу. Затем происходит подгонка параметров уравнений распространения  $W_{0x}, \Delta\theta_x, z_{0x}$  и  $W_{0y}, \Delta\theta_y, z_{0y}$  так, чтобы измеренные данные удовлетворяли им наилучшим образом.

Вводится **понятие длины перетяжки реального пучка, с параметрами  $M_x^2$  и  $M_y^2$**  - это длина участка пучка около перетяжки, в пределах которой ширина пучка возрастает в  $\sqrt{2}$  раз по сравнению шириной перетяжки.

**Задача:** Найти выражения для длины перетяжки пучка, с параметрами  $M_x^2$  и  $M_y^2$ .

$$W_x^2(\Delta z_x/2) = 2W_{0x}^2 = W_{0x}^2 + \Delta\theta_x^2 (\Delta z_x/2)^2 \Rightarrow \Delta\theta_x^2 (\Delta z_x/2)^2 = W_{0x}^2 \Rightarrow \Delta z_x = 2W_{0x}/\Delta\theta_x$$

Поскольку

$$\Delta\theta_x = M_x^2 \frac{4\lambda}{\pi W_{x0}}, \text{ то } \Delta z_x = \frac{2W_{0x}}{\Delta\theta_x} = \frac{2W_{0x} \cdot \pi W_{x0}}{M_x^2 4\lambda} = \frac{1}{M_x^2} \frac{\pi W_{0x}^2}{2\lambda}, \text{ и } \Delta z_y = \frac{1}{M_y^2} \frac{\pi W_{0y}^2}{2\lambda}.$$

То есть, **при одинаковой ширине гауссовского и реального пучка в центре перетяжки, длина перетяжки у реального пучка меньше чем у гауссовского в  $M_x^2$  и  $M_y^2$  раз.** Такое поведение пучка ожидаемо: поскольку расходимость реального пучка



больше, чем гауссовского, то уширение в  $\sqrt{2}$  раз у него происходит на более коротком расстоянии.

Параметр **BPP** (*beam parameter product*) определяется как произведение "половинных" величин: радиуса пучка и угловой расходимости (угол отсчитывается от оси):

$$BPP \equiv \frac{W_{x0}}{2} \cdot \frac{\Delta\theta_x}{2} = M^2 \frac{\lambda}{\pi} \Rightarrow BPP = (\lambda/\pi) M^2$$

Например, для  $CO_2$  лазера в идеальном случае имеем  $M^2 = 1$ , а соответствующая величина

$$BPP = \lambda/\pi = 10.6 \cdot 10^{-3} / \pi \approx 3.4 \cdot 10^{-3} \text{ mm}\times\text{rad}, \text{ или } BPP \approx 3.4 \text{ mm}\times\text{mrad}.$$

Для лазера, излучающего на длине волны 1 мкм, в идеальном случае имеем величину

$$BPP = \lambda/\pi = 10^{-3} / \pi \approx 3.4 \cdot 10^{-4} \text{ mm}\times\text{rad}, \text{ или } BPP \approx 0.34 \text{ mm}\times\text{mrad}.$$

На картинке схематически изображены размеры пучков типичных лазеров в области фокуса. Справа от картинке приведены соответствующие рассматриваемым лазерам величины BPP параметров.

