



Кафедра медицинской и
биологической физики

Взаимодействие излучения с веществом

*Лекция №8 для студентов 1 курса специальности
стоматология*

Д.ф.-м.н., зав.каф., Салмин Владимир Валерьевич

Цель: Изучение основных явлений при взаимодействии излучения с веществом

План лекции

1. Молекулярная оптика
2. Тепловое излучение
3. Фотоэффект
4. Лазеры и нелинейная оптика
5. Применение лазеров в медицине

Молекулярная оптика

Определение дисперсии света

Дисперсией света называются явления, обусловленные зависимостью показателя преломления вещества от частоты (или длины) световой волны. Эту зависимость можно охарактеризовать функцией

$$n = f(\lambda_0)$$

Дисперсией вещества называют

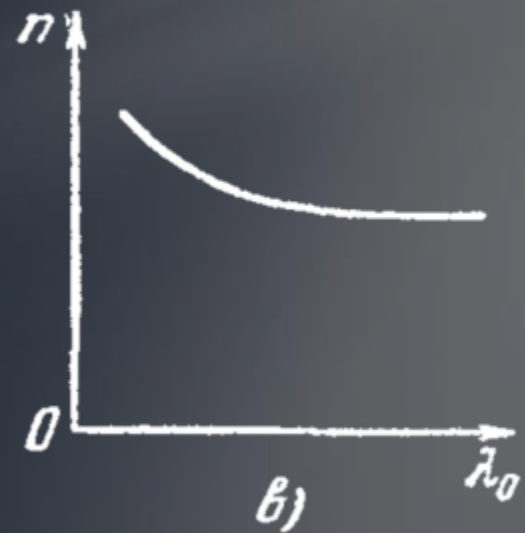
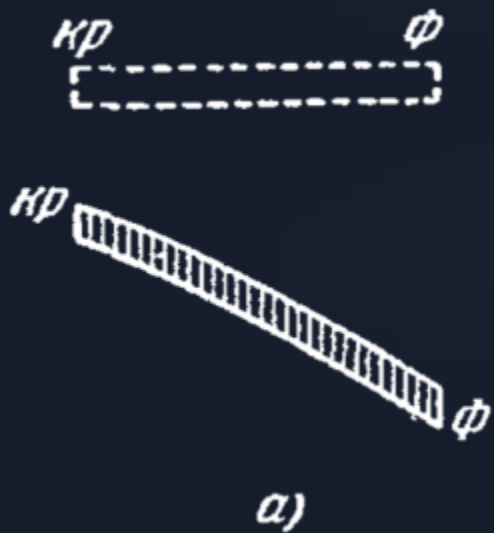
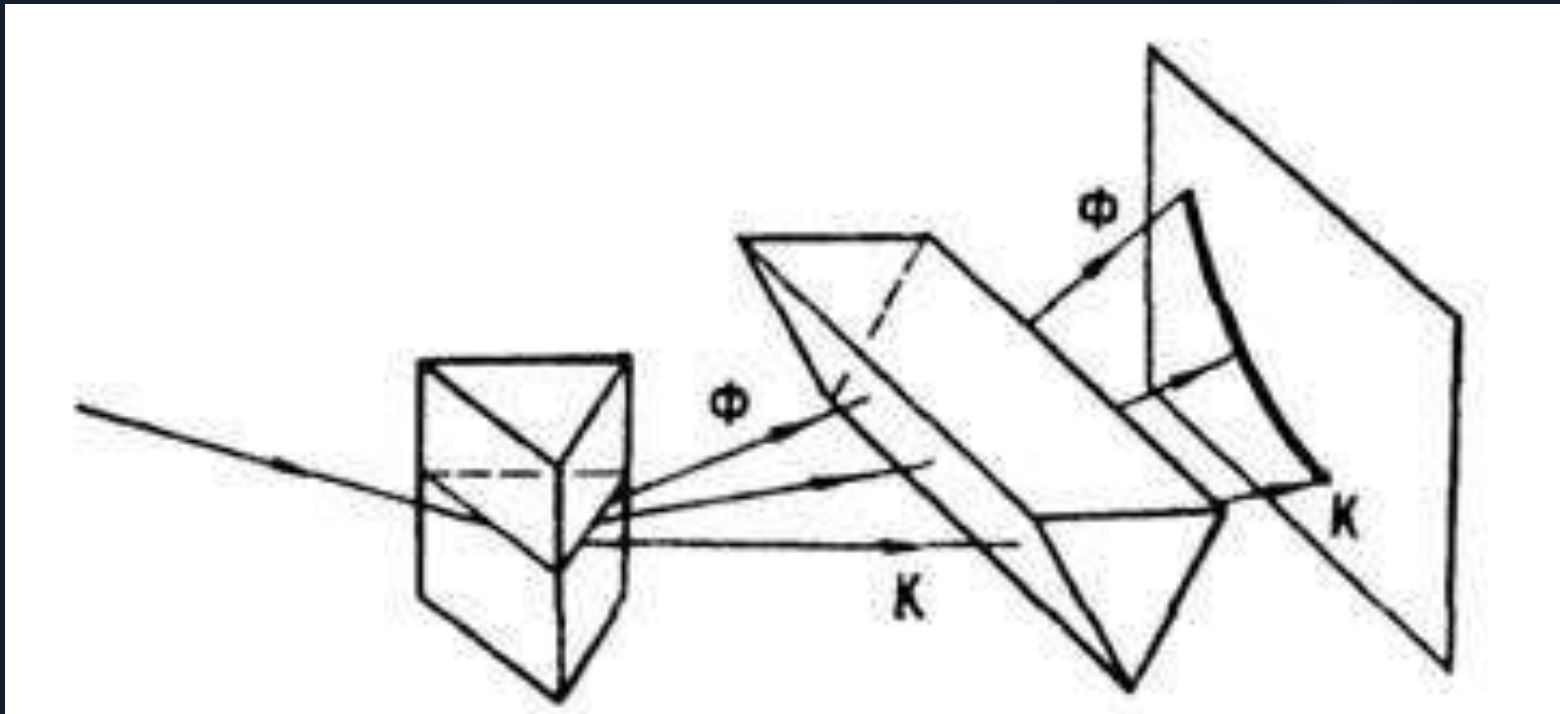
$$D = \frac{dn}{d\lambda_0}$$

где λ_0 -длина световой волны в вакууме

Первое экспериментальное исследование дисперсии света было выполнено Ньютоном в 1672 г. по способу преломления в стеклянной призме.

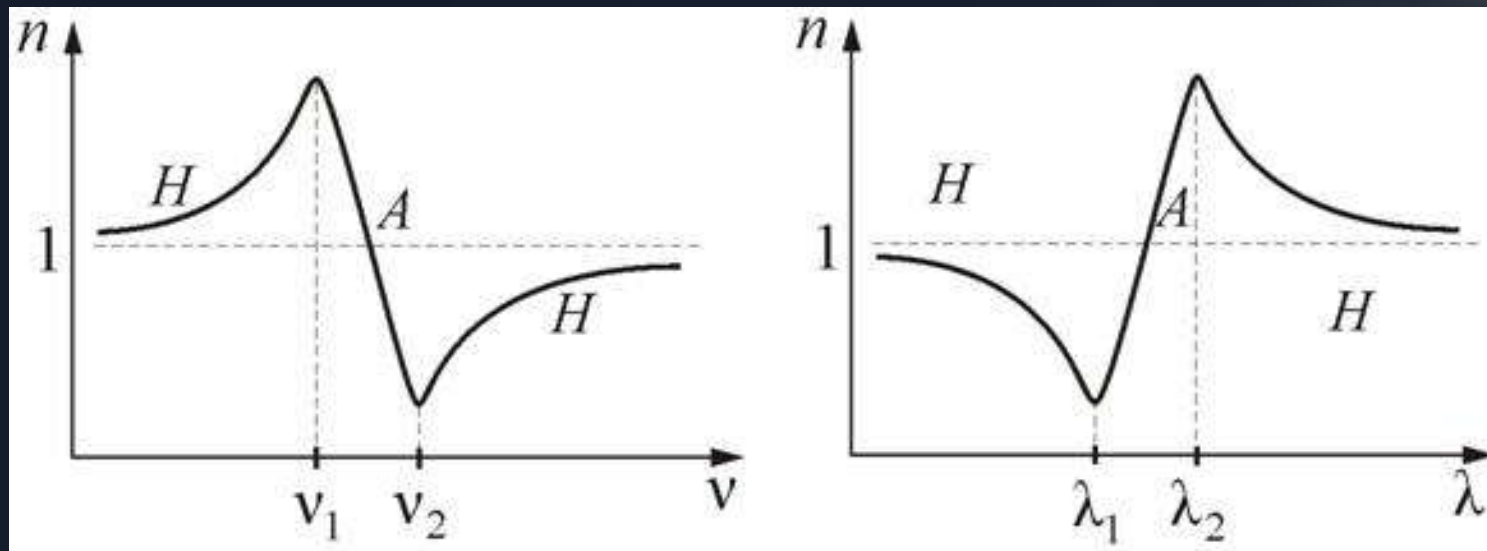


Метод скрещенных призм Ньютона



Нормальная и аномальная дисперсии

С уменьшением длины волны показатель преломления увеличивается со все возрастающей скоростью, так что величина дисперсии вещества, также увеличивается. Такой характер дисперсии называют **нормальным**. Вблизи линий и полос поглощения, ход кривой дисперсии будет иным, а именно n уменьшается с уменьшением λ . Такой ход зависимости n от λ называется **аномальной** дисперсией.



$$H \Rightarrow D_{\lambda} = \frac{dn}{d\lambda} < 0; D_{\omega} = \frac{dn}{d\omega} > 0$$

$$A \Rightarrow D_{\lambda} = \frac{dn}{d\lambda} > 0; D_{\omega} = \frac{dn}{d\omega} < 0$$

Формула Коши

Зависимость показателя преломления от длины волны в области нормальной дисперсии может быть представлена приближенно формулой Коши:

$$n = a + \frac{b}{\lambda_0^2} + \frac{c}{\lambda_0^4} + \dots,$$

где a, b, c, \dots — постоянные, значения которых для каждого вещества определяются экспериментально. В большинстве случаев можно ограничиться двумя первыми членами формулы, полагая

$$n = a + \frac{b}{\lambda_0^2}$$

В этом случае **дисперсия вещества** изменяется по закону

$$D_\lambda = \frac{dn}{d\lambda_0} = -\frac{2b}{\lambda_0^3}$$

Фазовая скорость волны

Рассмотрим плоскую монохроматическую волну, описываемую уравнением

$$\xi = A \cos(\omega t - kx)$$

Возьмем фиксированное значение фазы волны

$$\omega t - kx = \text{const}$$

Дифференцирование этого выражения дает

$$\omega dt - k dx = 0; \Rightarrow v = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k}$$

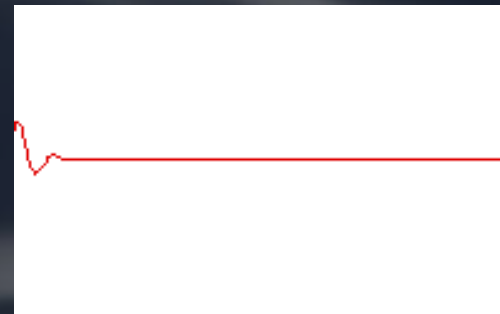
Величина v , называется фазовой скоростью волны.

Фазовая скорость волны это скорость движения волнового фронта

Групповая скорость волн

Рассмотрим волновой пакет (суперпозицию волн мало отличающихся по частоте)

$$\psi(x, t) = \int_{\omega - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega + \frac{\Delta\omega}{2}} A_{\omega} \cos(\omega t - k_{\omega} x) d\omega$$



В этом случае центр группы волн перемещается со скоростью называемой **групповой скоростью**

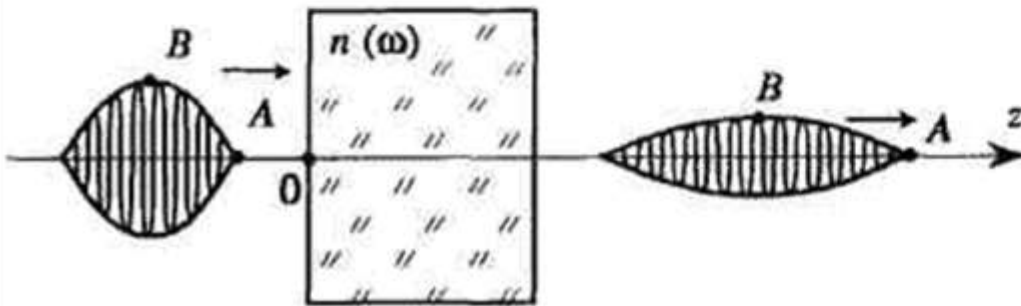
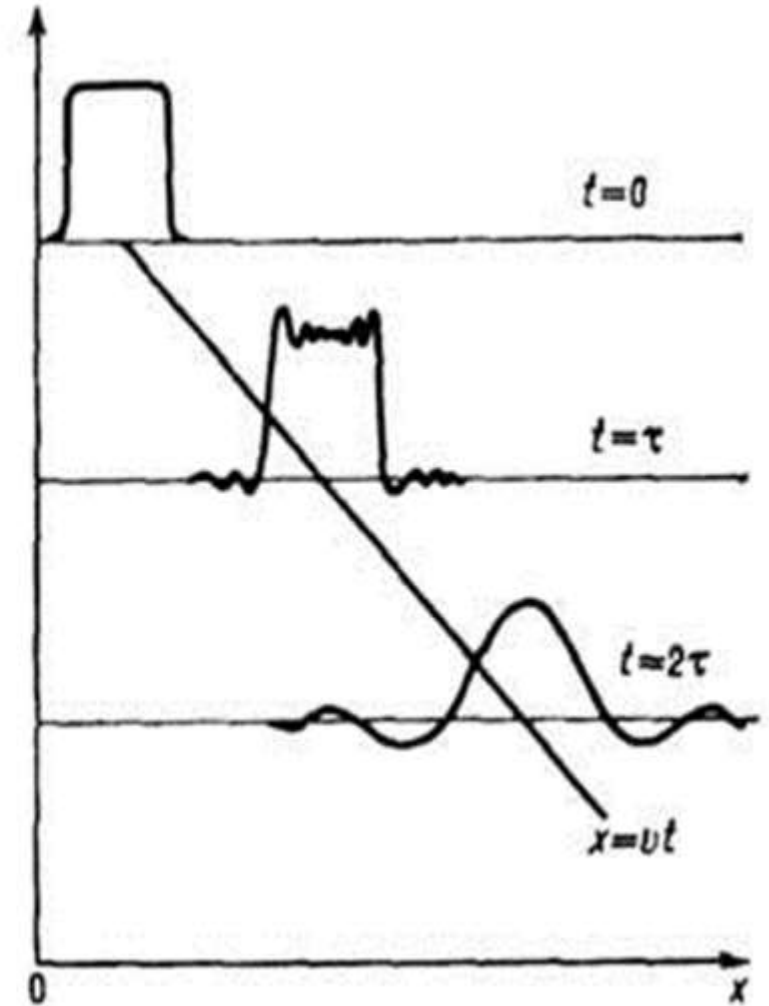
$$u = \frac{d\omega}{dk}$$

Между фазовой и групповой скоростями существует взаимосвязь – **формула Рэлея**

$$u = \frac{d(vk)}{dk} = v + k \frac{dv}{dk}; v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}; \begin{cases} H; u < v \\ A; u > v \end{cases}$$

Групповая скорость — это кинематическая характеристика диспергирующей волновой среды, обычно интерпретируемая, как скорость перемещения максимума амплитудной огибающей узкого квазимонохроматического волнового пакета

Расплывание волнового пакета в среде с дисперсией



Элементарная теория дисперсии

При прохождении через вещество электромагнитной волны каждый электрон оказывается под действием электрической силы, изменяющейся по закону:

$$\vec{f} = eE_0 \cos(\omega t + \alpha),$$

Под воздействием этой силы электрон начинает совершать вынужденные колебания,

$$r(t) = \frac{(e/m) E(t)}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

А среда получит мгновенное значение вектора поляризации вещества

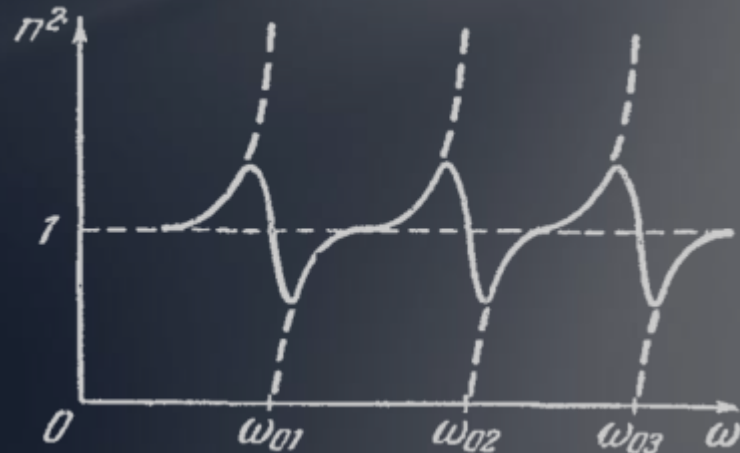
$$P(t) = Np(t) = N \left(\sum \frac{e_i^2 / m_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2} \right) E(t).$$

Диэлектрическая проницаемость вещества по определению :

$$\epsilon = 1 + \kappa = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E}.$$

А показатель преломления

$$n^2 = 1 + \frac{N}{\epsilon_0} \sum \frac{e_i^2 / m_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}.$$



Поглощение света – закон Бугера

При прохождении электромагнитной волны через вещество часть энергии волны затрачивается на возбуждение колебаний электронов. Частично энергия переходит в энергию движения атомов или молекул, т. е. во внутреннюю энергию вещества. Таким образом, интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается — свет поглощается в веществе.

Закон Бугера

$$I = I_0 \exp(-\alpha d)$$

α [см⁻¹]- коэффициент поглощения, d [см]-толщина слоя вещества

Обобщенный закон Бугера

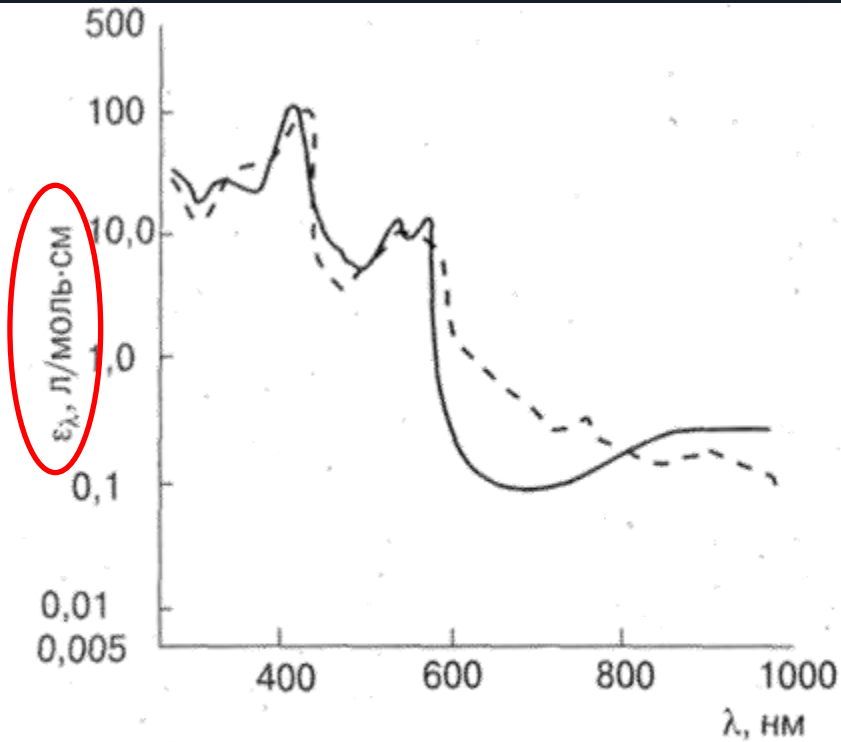
$$I = I_0 \exp(-\varepsilon C d)$$

C [М/л] – концентрация в-ва, ε [л/М*см] – коэффициент молярного поглощения (экстинции)

Оптическая плотность

$$D = \lg \frac{I_0}{I}$$

Спектры поглощения



Спектры поглощения гемоглобина, связавшего кислород, (оксигемоглобин) — сплошная линия — и свободного гемоглобина (деоксигемоглобин) — пунктирная линия

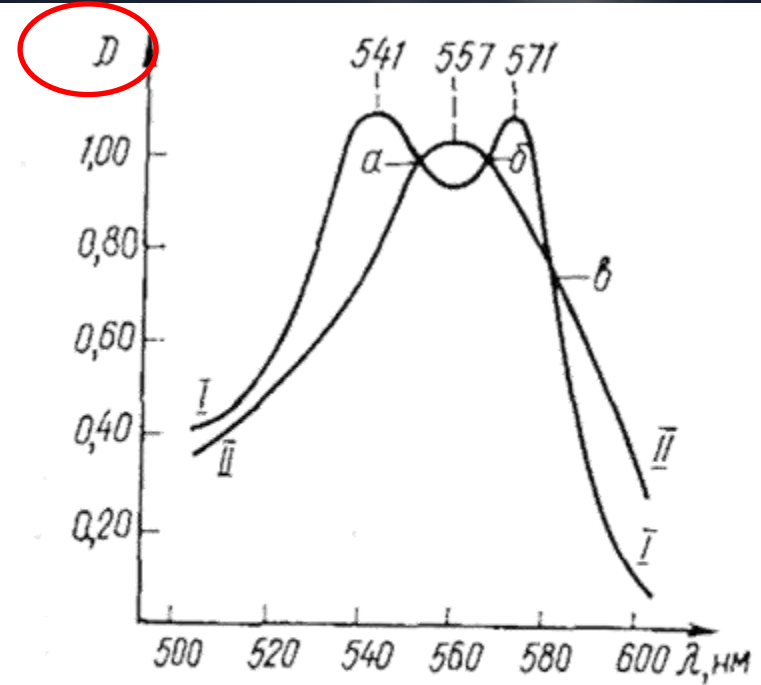


Рис. 10. Спектр поглощения карбоксигемоглобина (I) и дезоксигемоглобина (II).

Рассеяние света

Рассеяние света возникает только в неоднородной (**мутной**) среде.

Если размеры неоднородностей малы по сравнению с длиной световой волны (не более $\sim 0,1\lambda$) такое рассеяние называю рассеянием Рэлея или молекулярным.

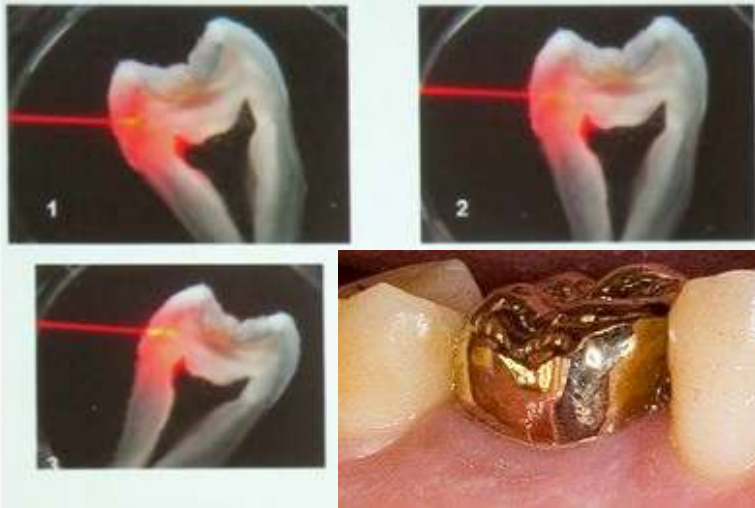
Сечение рассеяния Рэлея,

$$\sigma_R = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{q^2}{mc^2} \right)^2 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^4 ; \Rightarrow I_{scat} \sim \frac{1}{\lambda^4}$$

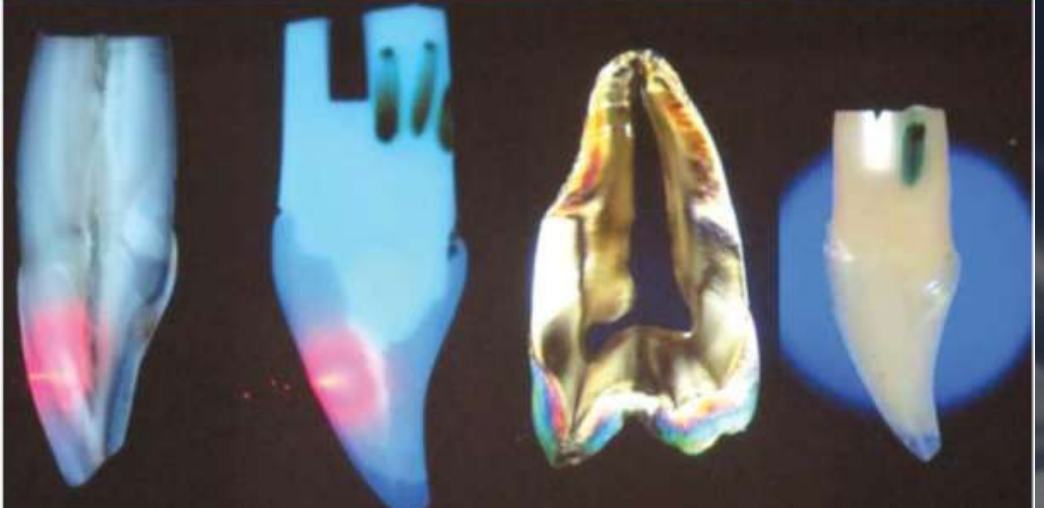
Если размеры неоднородностей сравнимы с длиной волны, электроны, находящиеся в различных местах неоднородности, колеблются с заметным сдвигом по фазе. Это обстоятельство усложняет явление и приводит к иным закономерностям. Интенсивность рассеянного света становится пропорциональной всего лишь квадрату частоты (обратно пропорциональной квадрату длины волны).

$$I_{scat} \sim \frac{1}{\lambda^2}$$

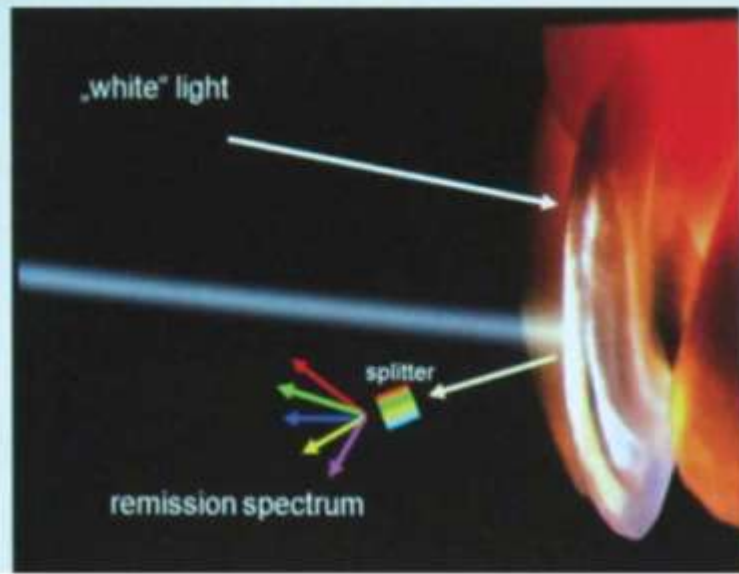
Направленное распространение света в дентине (В.Н. Грисимов, 1989)



Биомиметическая концепция цвета реставрации



Optoelectronic shade measurement - 1



Оптические эффекты зубных тканей



В. Грисимов, Ж. Хиора Эффект гало: направление световых потоков и цветовая палитра//ДентАрт №2

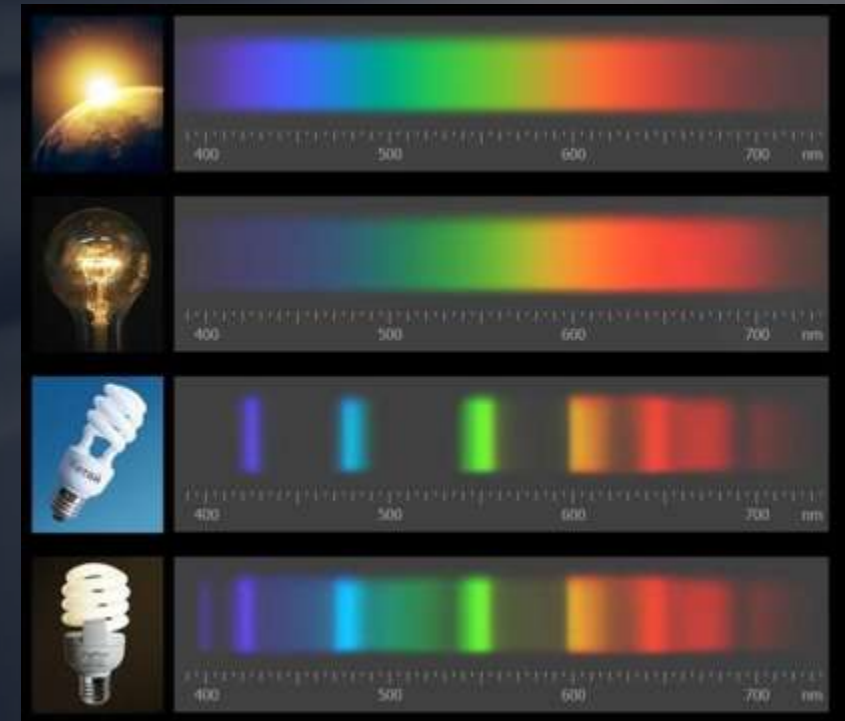
Тепловое излучение

Тепловое излучение тел

Свечение тел, обусловленное их нагреванием, называется **тепловым излучением (ТИ)**.

Интенсивность ТИ возрастает при повышении температуры, что обуславливает его способность находиться в равновесии с излучающими телами.

Нарушение равновесия в системе «тело - излучение» вызывает возникновение процессов, восстанавливающих равновесие.



Люминесценция

Люминесценция - неравновесное излучение тел

Люминесценцией называют избыточное над тепловым излучение тела при данной температуре, имеющее длительность, значительно превосходящую период излучаемых волн.

«Холодный свет»



Электролюминесценция



Катодолюминесценция



Фотолюминесценция



Хемилюминесценция
Биолюминесценция

Абсолютно черное тело

Поток энергии, испускаемый единицей поверхности тела в единичном интервале частот, называется **испускательной способностью** тела r_ω :

$$r_\omega = \frac{dr}{d\omega}$$

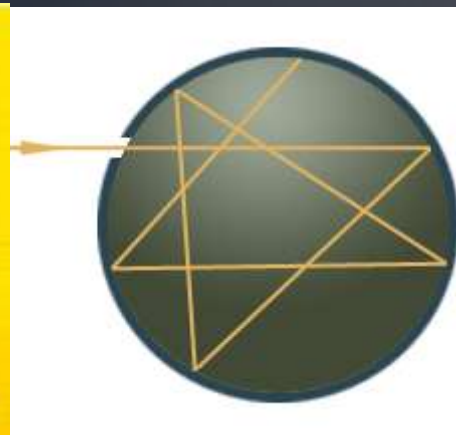
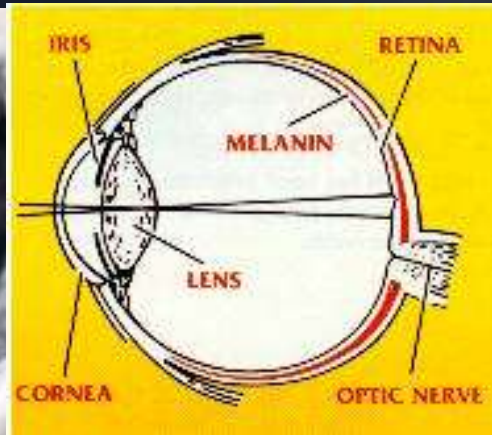
Отношение поглощенного и падающих на единичную площадку потоков энергии, приходящихся на единичный интервал частот, называется **поглощательной способностью тела** α_ω

$$\alpha_\omega = f(\omega, T)$$

где ω – частота излучения, T – температура.

Тело называют **абсолютно черным**, если его поглощательная способность равна единице

$$\alpha(\omega, T) \equiv 1$$



Закон излучения Кирхгофа

Отношение испускательной и поглощательной способностей не зависит от природы тела, оно является для всех тел универсальной функцией частоты и температуры:

$$\frac{r_{\omega}}{a_{\omega}} = f(\omega, T)$$

где r_{ω} – испускательная способность, a_{ω} – поглощательная способность, ω – частота, T - температура

Закон Стефана-Больцмана

Для вывода закона Стефана-Больцмана применим уравнение первого начала термодинамики для адиабатического процесса:

$$\delta Q = pdV + dU = 0$$

где Q – количество теплоты [Дж], p – давление [Па], V – объем [м³].

Используем уравнение состояния идеального газа $PV/T = const$. С учетом внутренней энергии $U = Vu$, где u – плотность энергии излучения имеем

$$pdV + dU = pdV + d(Vu) = pdV + udV + Vdu = 0$$

Из уравнения состояния следует

$$V = const \left(\frac{T}{p} \right); dV = const \left(\frac{pdT - Tdp}{p^2} \right)$$

При подстановке полученных выражений в уравнение первого начала термодинамики получим

$$(pdT - Tdp + udT) + pTd \left(\frac{u}{p} \right) = 0$$

С учетом зависимости между давлением и плотностью энергии излучения $p = u/3$ последнее слагаемое обратится в ноль как дифференциал от константы:

$$\frac{u}{3} dT - \frac{T}{3} du + udT = 0; \quad \frac{du}{u} = 4 \frac{dT}{T}; \quad u = \sigma T^4; \quad \sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Дж} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$$

Закон смещения Вина

Рассмотрим равновесное излучение в сферической оболочке с идеально зеркальными стенками. При адиабатическом расширении или сжатии оболочки излучение в ней все время будет оставаться равновесным, так что его можно в любой момент времени характеризовать определенной температурой T .

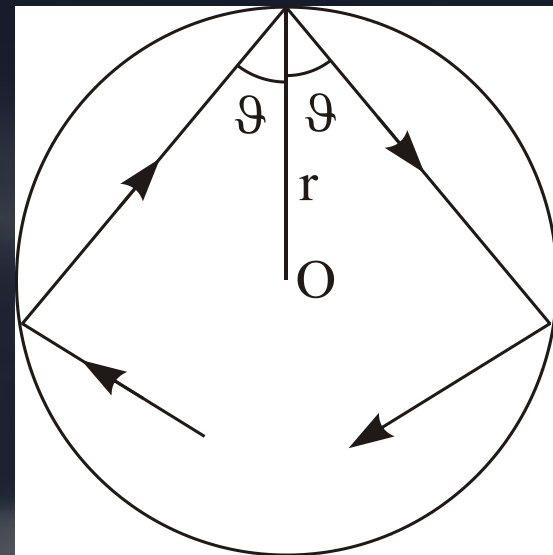
1. При каждом отражении происходит доплеровское изменение частоты:

где ϑ - угол падения луча, $\Delta t = (2r/c)\cos(\vartheta)$ - время между двумя последовательными отражениями этого луча, $\Delta r = r' \Delta t$ - приращение радиуса оболочки r .

2. Откуда после интегрирования получаем инвариант $\omega r = const$ или с учетом $r \sim V^{1/3}$ имеем:

3,4,5. Из первого начала термодинамики для адиабатического процесса с учетом зависимости $p = 2u/3$ имеем:

6. При использовании закона Стефана-Больцмана получаем закон Вина:



$$1) \frac{\Delta \omega}{\omega} = -2 \frac{\Delta r \cos(\vartheta)}{c \Delta t} = -\frac{\Delta r}{r}$$

$$2) \omega^3 V = const$$

$$3) \frac{4}{3} u dV + V du = 0$$

$$4) u V^{4/3} = const$$

$$5) \frac{\omega^4}{u} = const$$

$$6) \lambda T = const$$

$$const = b = 0.2898 \text{ см} \times K$$

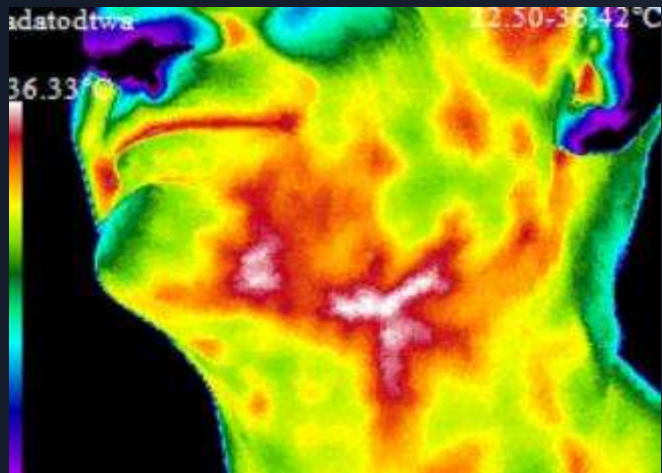
Применение теплового излучения в медицине



IOSR Journal of Dental and Medical Sciences (IOSRJDMS)
ISSN: 2279-0853 Volume 1, Issue 1 (July-Aug. 2012), PP 39-43
www.iosrjournals.org

Application of Thermography in Dentistry-A Review

¹Dr.P.E.Chandra Mouli, ²Dr (Capt).S.Manoj Kumar, ³Dr.B.Senthil, ⁴Dr.S.Parthiban, ⁵Dr.A.E.Malarvizhi, ⁶Dr.R.Karthik



ПОКАЗАНИЯ К ПРИМЕНЕНИЮ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СТОМАТОЛОГИИ:

- хронические воспалительные процессы челюстно-лицевой области
- для ускорения нагноения
- в посттравматическом периоде
- при ожогах
- при отморожениях



MED-MAGAZIN.ru
только полезные и нужные товары

Формула Рэля—Джинса

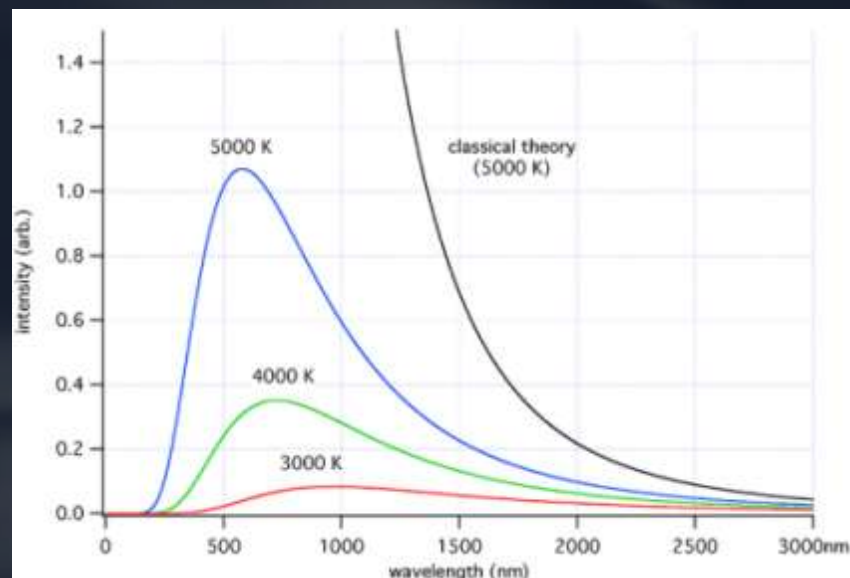
Рэлей и Джинс применили к равновесному излучению в полости теорему классической статистической механики о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы.

Согласно этой теореме, в состоянии статистического равновесия на каждую степень свободы приходится в среднем кинетическая энергия $E = 1/2 kT$, где $k - 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К - постоянная Больцмана.

В состоянии статистического равновесия на каждую колебательную степень свободы приходится средняя энергия, равная kT . Эта теорема сводит задачу нахождения функции $u(\omega, T)$ к определению числа степеней свободы излучения в полости.

Число колебаний dn_{ω} , приходящихся на единицу объема полости, с учетом двух возможных направлений поляризации

Подставив значение энергии, приходящейся на одну степень свободы, и проинтегрировав получим формулу Рэля - Джинса:



$$dn_{\omega} = \frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3}$$

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT$$

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT$$

Формула Планка



Планк нашел правильную формулу для спектральной плотности энергии равновесного излучения. Теоретический вывод этой формулы, изложенный им 14 декабря 1900 г. на заседании Немецкого физического общества. Этот день считается днем рождения новой - квантовой физики

Электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций энергии, величина которых пропорциональна частоте излучения:

$$E = \hbar\omega, E_n = n\hbar\omega$$

$\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - постоянная Планка.

Согласно закону Больцмана, вероятность P_n того, что энергия излучения имеет величину E_n , определяется выражением

$$P_n = A e^{-n\hbar\omega/kT}$$

Нормировочный множитель A можно найти, исходя из условия, что сумма всех P_n должна быть равна единице

$$A = \left(\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{n\hbar\omega}{kT}\right) \right)^{-1}$$

Тогда среднее значение энергии излучения с частотой ω :

При $\hbar \rightarrow 0$, формула переходит в классическое выражение $\varepsilon = kT$.

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$$

Заменив kT в формуле Рэля - Джинса выражением для средней энергии, получим формулу, найденную Планком:

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$$

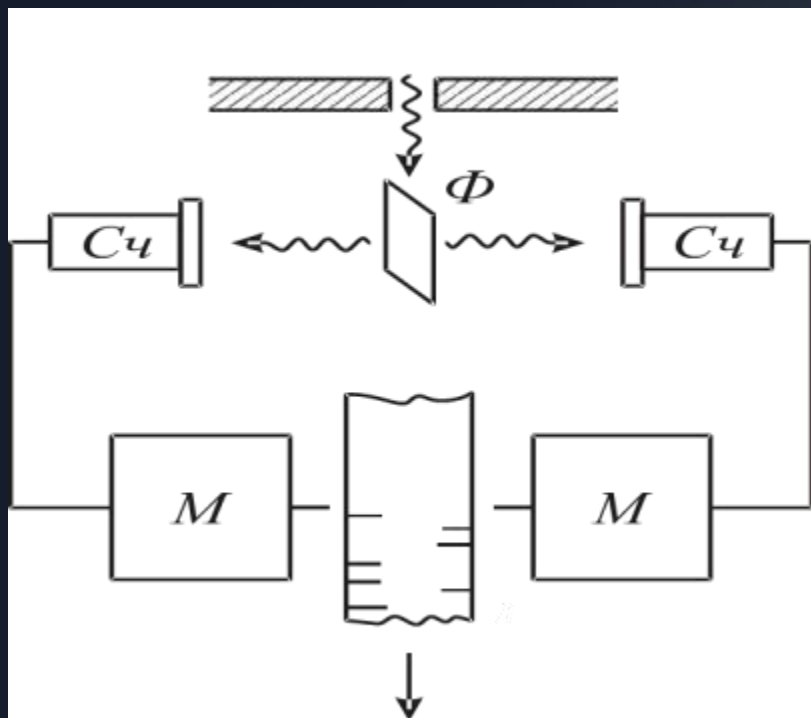
Постоянная Стефана-Больцмана: $\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60 c^2 \hbar^3}$

Постоянная Вина: $b = \frac{2\pi\hbar c}{4,965k}$

Фотоэффект

Опыт Боте

Тонкая металлическая фольга Φ помещалась между двумя газоразрядными счетчиками $Cч$. Фольга освещалась слабым пучком рентгеновских лучей, под действием которых она сама становилась их источником. Вследствие малой интенсивности первичного пучка количество квантов, испускаемых фольгой, было невелико. При попадании в него рентгеновских лучей счетчик срабатывал и приводил в действие механизм M , делавший отметку на движущейся ленте L .



Счетчики реагировали совершенно независимо друг от друга и число совпадений не превышало ожидаемого числа случайных совпадений. Это можно объяснить лишь тем, что в отдельных актах испускания возникают частицы, летящие то в одном, то в другом направлении.

Энергия и импульс фотона

Согласно теории относительности, полная энергия E любой частицы, движущейся со скоростью v , определяется как:

где m – масса частицы [кг], c – скорость света в вакууме [м/с].

В случае фотона $v=c$, и знаменатель этого выражения обращается в нуль. Для фотона, имеющего конечную энергию, это возможно лишь при условии $m_0=0$.

Воспользовавшись релятивистской связью между энергией E и импульсом p движущейся частицы, приходим к выводу, что фотон обладает импульсом

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4$$

$$p = \frac{\hbar \omega}{c} = \hbar \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) = \hbar k$$

Корпускулярно – волновой дуализм

Фотон как частица обладает энергией E и импульсом p , а как волна частотой ω и волновым вектором k

$$E = \hbar \omega, \quad \vec{p} = \hbar \vec{k}$$

$$K \Leftrightarrow B \quad K \Leftrightarrow B$$

Фотоэффект

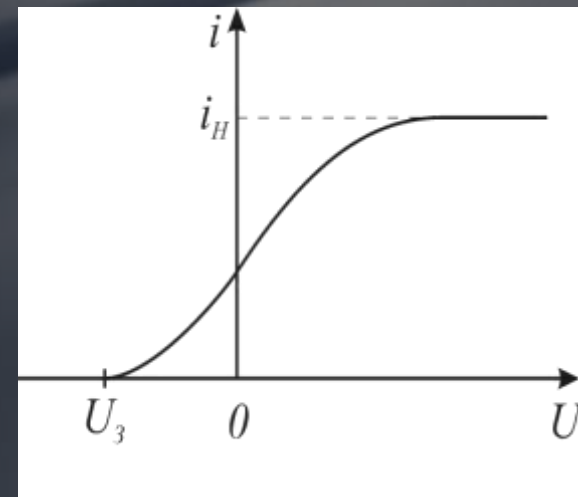
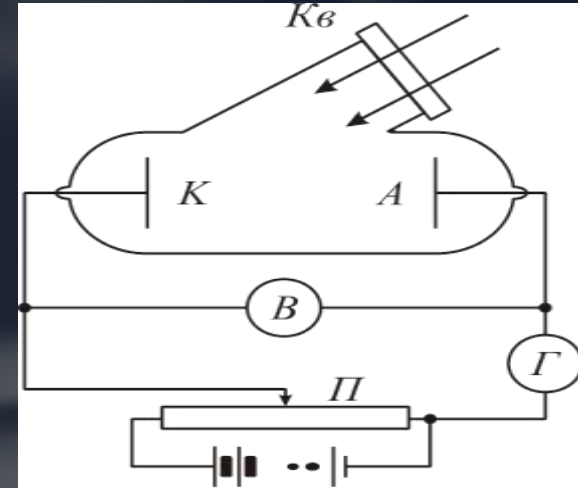
Явление вырывания электронов из вещества при освещении его светом получило название **фотоэффекта**. Электроны, вырванные под действием света, называются **фотоэлектронами**.

Фотоэлектроны, вырванные при освещении из катода, увлекаются приложенным напряжением к аноду и замыкают цепь.

Если при постоянных интенсивности и частоте падающего света менять напряжение U между анодом и катодом, то зависимость фототока от U представится кривой, называемой **вольтамперной характеристикой** фотоэлемента. При увеличении напряжения характеристика переходит в горизонтальную прямую, которой соответствует максимальный ток i_n **ток насыщения**. Насыщение достигается тогда, когда все электроны, вырванные светом с поверхности катода, попадают на анод.

При $U=0$ фототок не исчезает. Для того чтобы фототок стал равным нулю, нужно приложить **задерживающее напряжение** U_3 ни одному из электронов, не удастся преодолеть задерживающее поле и достигнуть анода.

Энергия фотоэлектронов определяется по величине задерживающего напряжения



$$\frac{m v^2}{2} = e U_3$$

Законы фотоэффекта

Закон Столетова При неизменном спектральном составе падающего на катод света сила тока насыщения (количество испускаемых в единицу времени электронов) строго пропорциональна световому потоку Φ :

$$i_H \sim \Phi$$

Уравнение Эйнштейна Закон сохранения энергии для фотоэффекта – энергия кванта света при фотоэффекте расходуется на **работу выхода** A и кинетическую энергию фотоэлектронов E_k

$$\hbar\omega = A + \frac{m v^2}{2}$$

Следствия уравнения Эйнштейна

1) Максимальная кинетическая энергия вырванных электронов линейно зависит от частоты освещающего света и не зависит от его интенсивности

$$\frac{m v^2}{2} = \hbar\omega - A$$

2) Существует низкочастотная граница (**красная граница**) фотоэффекта, т.е. такая частота, ниже которой фотоэффект не наблюдается. Она зависит от состава облучаемого тела и состояния его поверхности

$$\hbar\omega_{кр} = A$$

Виды фотоэффекта

Внешний

Наблюдается в металлах.
Сопровождается выходом электронов из тела.

Вакуумные фотоэлементы, ФЭУ

Внутренний

Наблюдается в полупроводниках
и диэлектриках.

Сопровождается превращением
валентных электронов в
электроны проводимости.

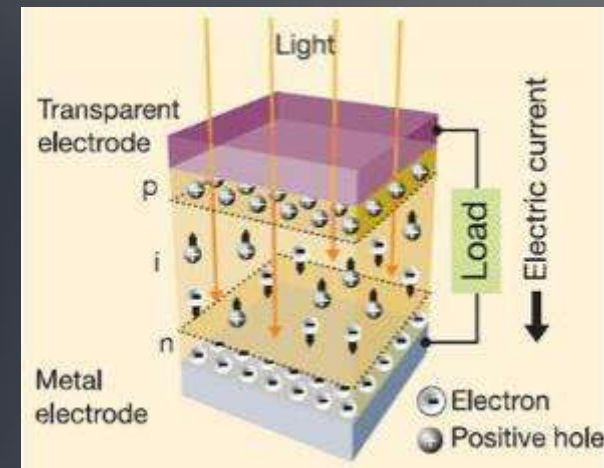
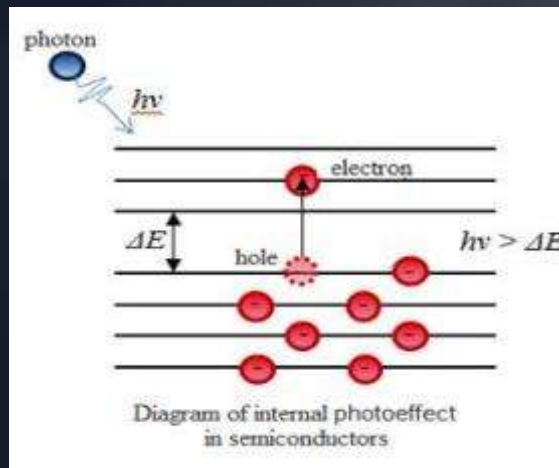
Фоторезисторы.
Фотохимические и
фотобиологические реакции

Фотогальванический

Наблюдается в области р-п
перехода или границе металл-
полупроводник.

Сопровождается появлением
фото ЭДС.

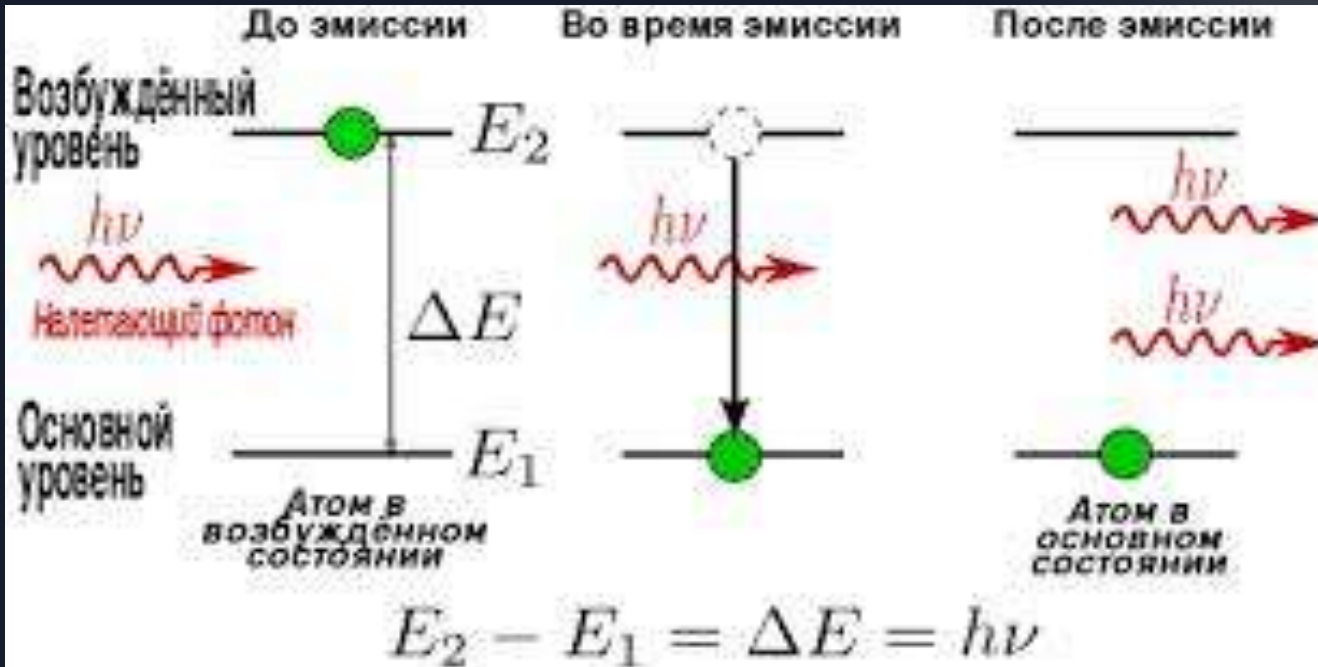
Фотодиоды, солнечные батареи



Лазеры

Принцип лазерной генерации

Вынужденное излучение

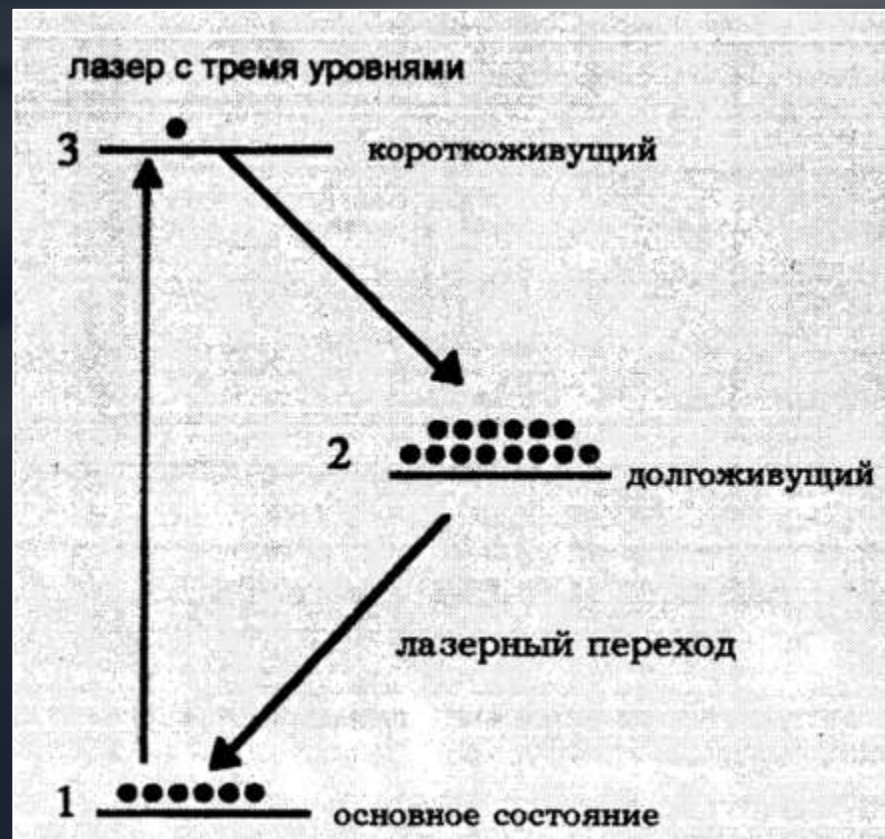
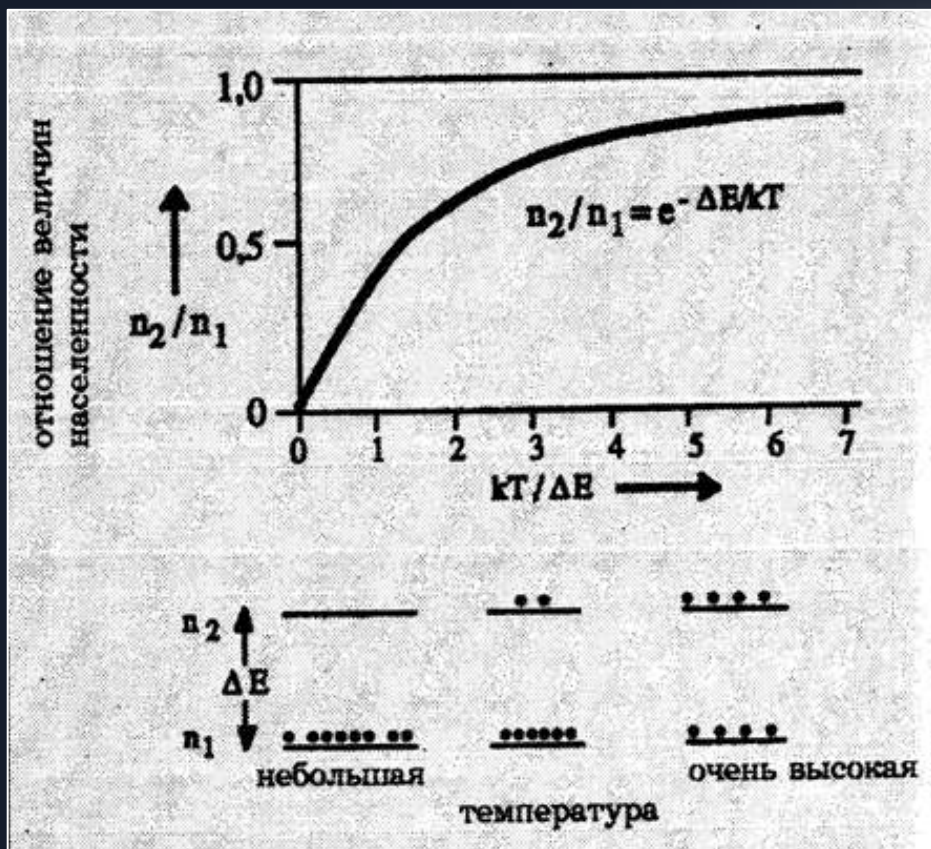


Альберт Эйнштейн (1916 г.), изучая проблему термодинамического равновесия излучения и вещества, вводит представление о **вынужденном излучении**. Постулировалось, что интенсивность индуцированного излучения пропорциональна плотности излучения, падающего на квантовую систему, а характеристики вынужденного излучения квантовой системы: **частота, поляризация, фаза, направление распространения** тождественны характеристикам вынуждающего излучения. В условиях термодинамического равновесия поглощение всегда превалирует над вынужденным излучением.

Принцип лазерной генерации. Инверсия населенностей

Условие инверсного состояния, когда населенность верхнего уровня выше нижнего, впервые было высказано Ладенбургом и Конферманом (1928 г.), Фабрикант В. А. (1940 г.) приходит к выводу о том, что реализация инверсного состояния возможна с помощью резонансного возбуждения атомов.

Впервые экспериментально индуцированное излучение наблюдали Парселл и Паунд в 1950 г. В радиодиапазоне на частоте 10 МГц наблюдалась генерация.



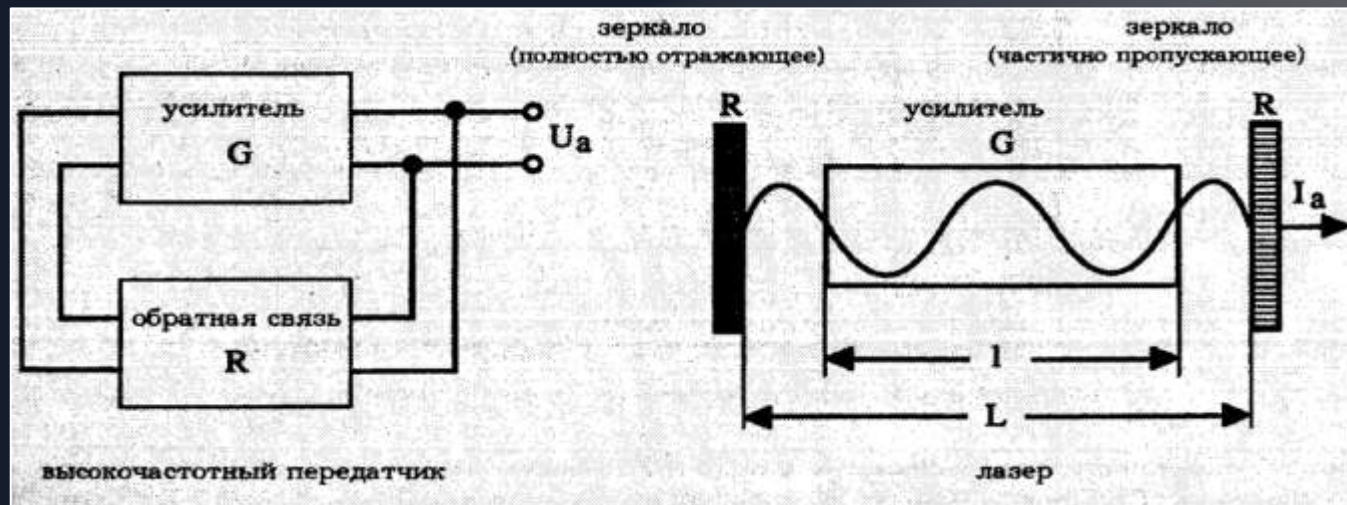
Принцип лазерной генерации. Квантовый усилитель, генератор

18 июня 1951 г. была подана заявка на авторское свидетельство (авторы: В. А. Фабрикант, М. М. Вудынский, Ф. А. Бутаева, Московский энергетический институт). В графе «Предмет изобретения» было записано: «Способ усиления электромагнитных излучений ультрафиолетового, видимого, инфракрасного и радиодиапазона волн, отличающихся тем, что усиливаемое излучение пропускают через среду, в которой с помощью вспомогательного излучения или другим путем **создают избыточную по сравнению с равновесной концентрацию атомов, других частиц или систем на верхних энергетических уровнях, соответствующих возбужденным состояниям**».

В 1952 в Физическом институте АН СССР под руководством Прохорова и Басова создан аммиачный мазер 24000 МГц

MASER – Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

В 1954 г. Гордон, Цайгер и Таунс опубликовали сообщение о действующем молекулярном генераторе на NH_3 .

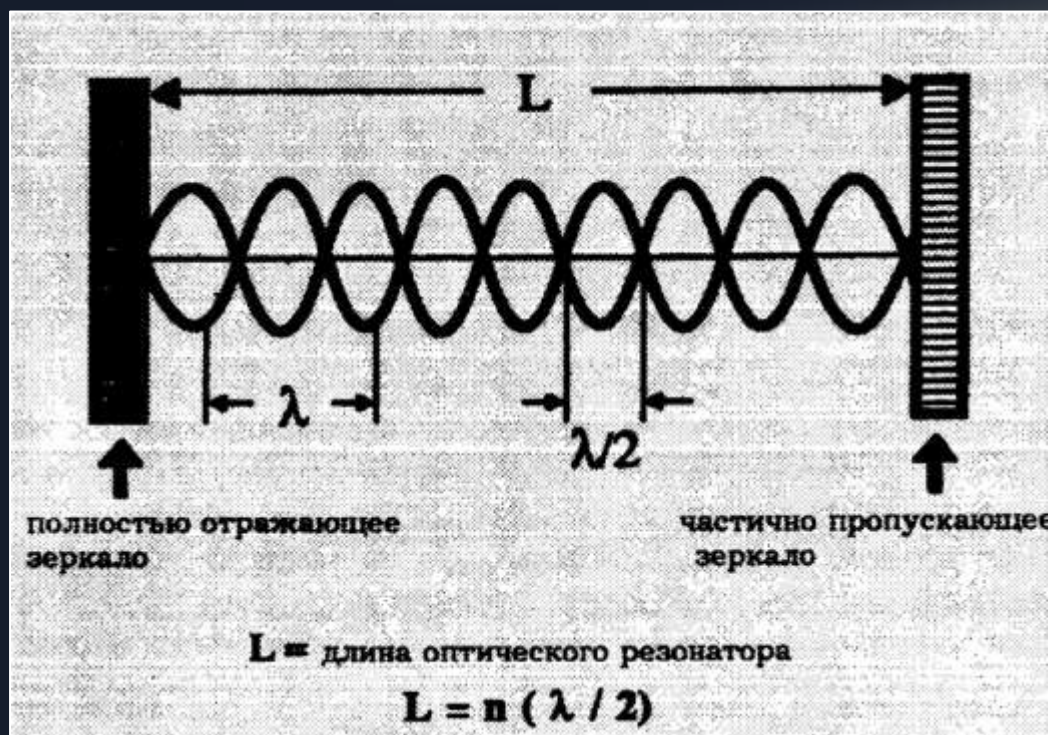


Принцип лазерной генерации. Оптический резонатор

Создание лазеров отстало от мазеров на 8 лет. Таунс объяснял это огромным увлечением мазерами, а А. М. Прохоров — отсутствием предложений о конструкции резонатора в оптическом диапазоне и отсутствием систем и методов получения инверсии.

LASER- **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation

В июне 1958 г. А. М. Прохоров в качестве резонатора предложил использовать интерферометр Фабри—Перо (открытый резонатор)



Формирует обратную связь в лазере

Формирует спектральный состав излучения

Формирует пространственное распределение излучения

Формирует временную динамику излучения

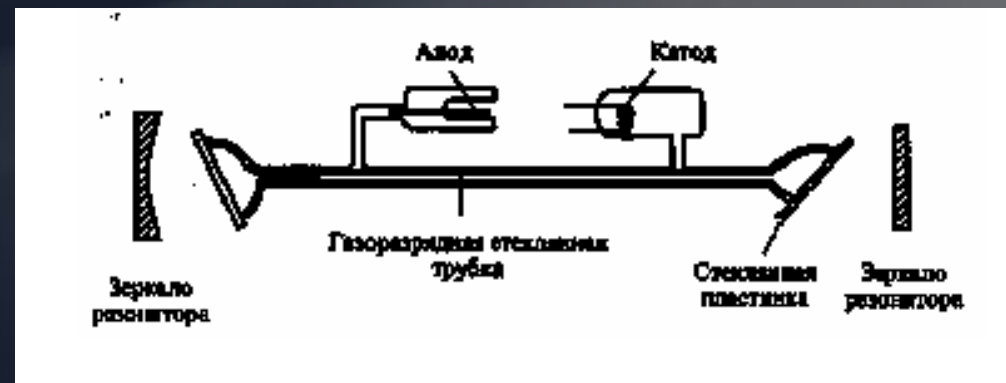
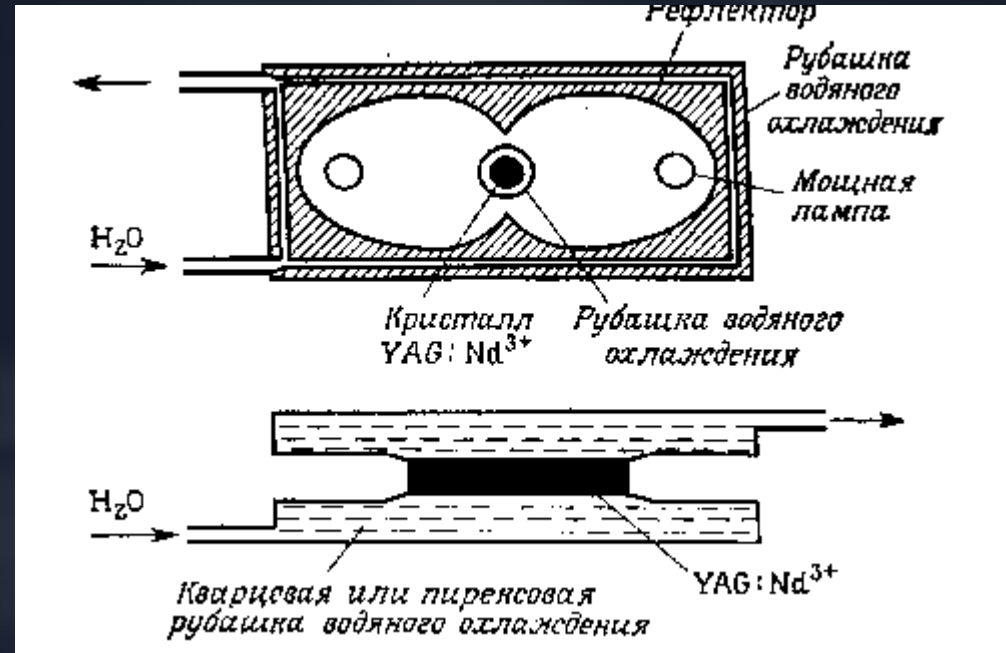
Типы лазеров. Способы накачки лазеров

В настоящее время реализована лазерная генерация на всех возможных агрегатных состояниях вещества.

Твердотельные и жидкостные лазерные среды чаще всего возбуждаются с помощью оптической накачки.

Полупроводниковые лазеры возбуждаются с помощью электрического тока.

Газообразные лазерные среды возбуждаются электрическим газовым разрядом, электронным или ионным пучком, рентгеновским излучением, с помощью оптической накачки, сверхбыстрым расширением газа, в процессе химической реакции.

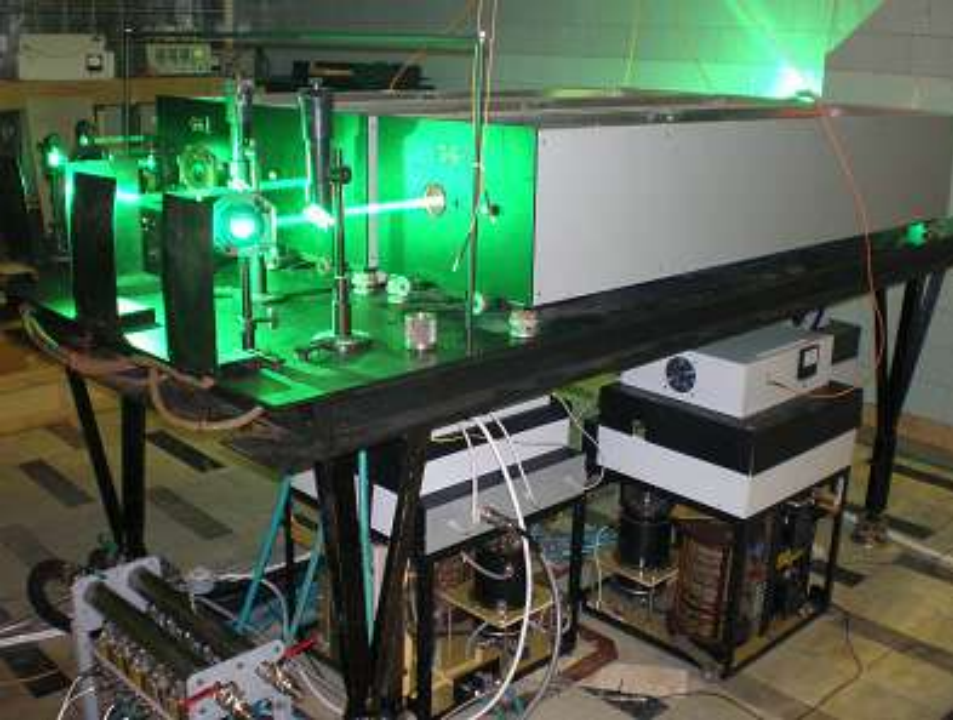


Типы лазеров. Газовые лазеры

<u>Гелий-неоновый лазер</u>	632,8 нм (543,5; 593,9; 611,8 нм, 1,1523; 1,52; 3,3913 мкм)	Электрический разряд
<u>Аргоновый лазер</u>	488,0; 514,5 нм, (351; 465,8; 472,7; 528,7 нм)	Электрический разряд
<u>Криптоновый лазер</u>	416; 530,9; 568,2; 647,1; 676,4; 752,5; 799,3 нм	Электрический разряд
<u>Ксеноновый лазер</u>	Множество <u>спектральных линий</u> по всему видимому <u>спектру</u> и частично в <u>УФ</u> и <u>ИК</u> областях.	Электрический разряд
<u>Азотный лазер</u>	337,1 нм (316; 357 нм)	Электрический разряд
Лазер на <u>фтористом водороде</u>	2,7—2,9 мкм (Фтористый водород) 3,6—4,2 мкм (<u>фторид дейтерия</u>)	Химическая реакция горения <u>этилена</u> и <u>трёхфтористого азота</u> (NF_3), инициируемая электрическим разрядом (импульсный режим)
<u>Химический лазер на кислороде и иоде (COIL)</u>	1,315 мкм	Химическая реакция в пламени <u>синглетного кислорода</u> и <u>иода</u>
<u>Углекислотный лазер (CO₂)</u>	10,6 мкм, (9,6 мкм)	Поперечный (большие мощности) или продольный (малые мощности) электрический разряд, химическая реакция (DF-CO ₂ лазер)
Лазер на монооксиде углерода (<u>CO</u>)	2,5—4,2 мкм, 4,8—8,3 мкм	Электрический разряд; химическая реакция
<u>Экимерный лазер</u>	193 нм (ArF), 248 нм (KrF), 308 нм (XeCl), 353 нм (XeF)	<u>Рекомбинация эксимерных</u> молекул при электрическом разряде

Типы лазеров. Лазеры на парах металлов

Рабочее тело	Длина волны	Источник накачки
<u>Гелий-кадмиевый</u> лазер на парах металлов	440 нм, 325 нм	Электрический разряд в смеси паров металла и гелия.
<u>Гелий-ртутный</u> лазер на парах металлов	567 нм, 615 нм	Электрический разряд в смеси паров металла и гелия.
<u>Гелий-селеновый</u> лазер на парах металлов	до 24 спектральных полос от красного до <u>УФ</u>	Электрический разряд в смеси паров металла и гелия.
Лазер на парах <u>меди</u>	510,6 нм, 578,2 нм	Электрический разряд
Лазер на парах <u>золота</u>	627 нм	Электрический разряд



Типы лазеров. Твердотельные лазеры

Рабочее тело	Длина волны	Источник накачки
<u>Рубиновый лазер</u>	694,3 нм	Импульсная лампа
<u>Алюмо-иттриевые лазеры с легированием неодимом (Nd:YAG)</u>	1,064 мкм, (1,32 мкм)	Импульсная лампа, <u>лазерный диод</u>
Лазер на <u>фториде иттрия-лития</u> с легированием <u>неодимом (Nd:YLF)</u>	1,047 и 1,053 мкм	Импульсная лампа, <u>лазерный диод</u>
Лазер на <u>ванадате иттрия (YVO₄)</u> с легированием <u>неодимом (Nd:YVO)</u>	1,064 мкм	<u>Лазерные диоды</u>
Лазер на <u>неодимовом стекле (Nd:Glass)</u>	~1,062 мкм (<u>Силикатные стёкла</u>), ~1,054 мкм (<u>Фосфатные стёкла</u>)	Импульсная лампа, <u>Лазерные диоды</u>
<u>Титан-сапфировый лазер</u>	650—1100 нм	Другой лазер
<u>Алюмо-иттриевые лазеры с легированием тулием (Tm:YAG)</u>	2,0 мкм	<u>Лазерные диоды</u>
<u>Алюмо-иттриевые лазеры с легированием иттербием (Yb:YAG)</u>	1,03 мкм	Импульсная лампа, <u>Лазерные диоды</u>
<u>Алюмо-иттриевые лазеры с легированием гольмием (Ho:YAG)</u>	2,1 мкм	<u>Лазерные диоды</u>
<u>Церий-легированный литий-стронций (или кальций)-алюмо-фторидный лазер (Ce:LiSAF, Ce:LiCAF)</u>	~280-316 нм	Лазер Nd:YAG с учетверением частоты, <u>Эксимерный лазер</u> , лазер на парах <u>ртути</u> .
Лазер на <u>александрите</u> с легированием <u>хромом</u>	Настраивается в диапазоне от 700 до 820 нм	Импульсная лампа, <u>Лазерные диоды</u> . Для непрерывного режима — дуговая ртутная лампа
<u>Волоконный лазер</u> лазер с легированием <u>эрбием</u>	1,53-1,56 мкм	<u>Лазерные диоды</u>
<u>Er:YAG laser</u>	2.94 μm	Flashlamp, <u>laser diode</u>

Полупроводниковые лазеры

Laser gain medium and type	Operation wavelength(s)	Applications and notes
<u>Semiconductor laser diode</u> (general information)	0.4-20 μm , depending on active region material.	<u>Telecommunications</u> , <u>holography</u> , <u>printing</u> , weapons, machining, welding, pump sources for other lasers, <u>high beam headlights</u> for automobiles. ^[7]
<u>GaN</u>	0.4 μm	<u>Optical discs</u> . 405 nm is used in <u>Blu-ray Discs</u> reading/recording.
<u>InGaN</u>	0.4 - 0.5 μm	<u>Home projector</u> , primary light source for some recent small projectors
<u>AlGaInP</u> , <u>AlGaAs</u>	0.63-0.9 μm	<u>Optical discs</u> , <u>laser pointers</u> , data communications. 780 nm <u>Compact Disc</u> , 650 nm general <u>DVD</u> player and 635 nm <u>DVD</u> for <u>Authoring</u> recorder laser are the most common lasers type in the world. Solid-state laser pumping, machining, medical.
<u>InGaAsP</u>	1.0-2.1 μm	<u>Telecommunications</u> , solid-state laser pumping, machining, medical..
lead salt	3-20 μm	
<u>Vertical cavity surface emitting laser</u> (VCSEL)	850–1500 nm, depending on material	Telecommunications
<u>Quantum cascade laser</u>	Mid- <u>infrared</u> to far- <u>infrared</u> .	Research, Future applications may include collision-avoidance radar, industrial-process control and medical diagnostics such as breath analyzers.
<u>Hybrid silicon laser</u>	Mid- <u>infrared</u>	Low cost silicon integrated <u>optical communications</u>

Лазерные диоды – полупроводниковые лазеры



Diode Laser Modules - Any Colour You Want

Violet: 375, 405nm

Blue: 440, 470, 488nm

Green: 532nm

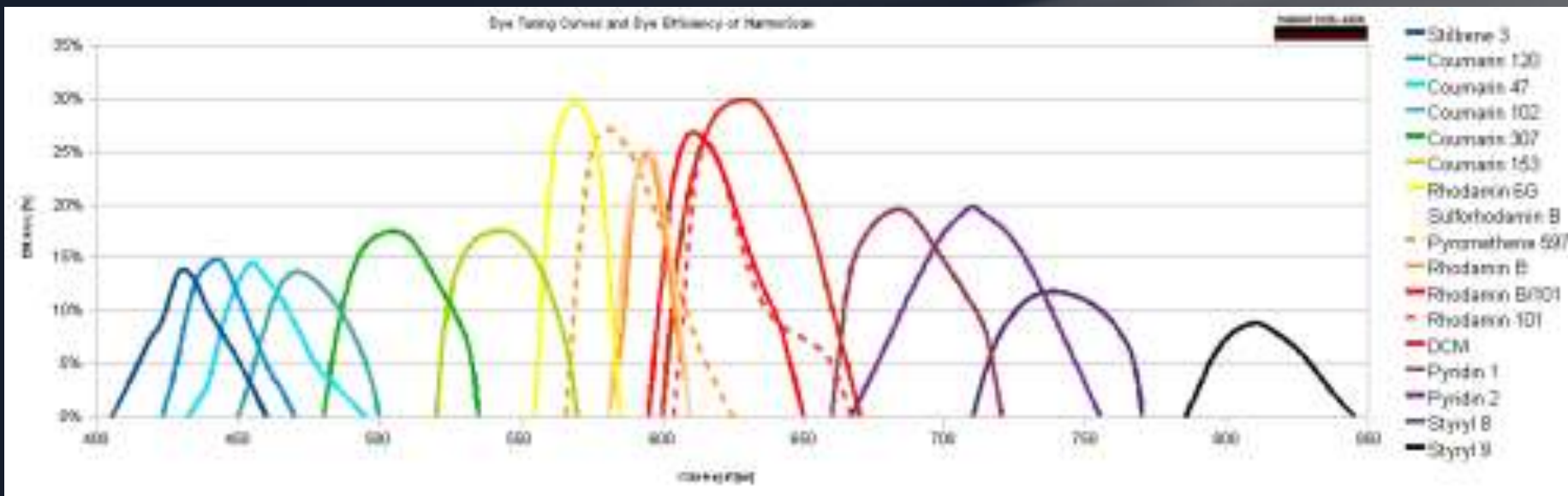
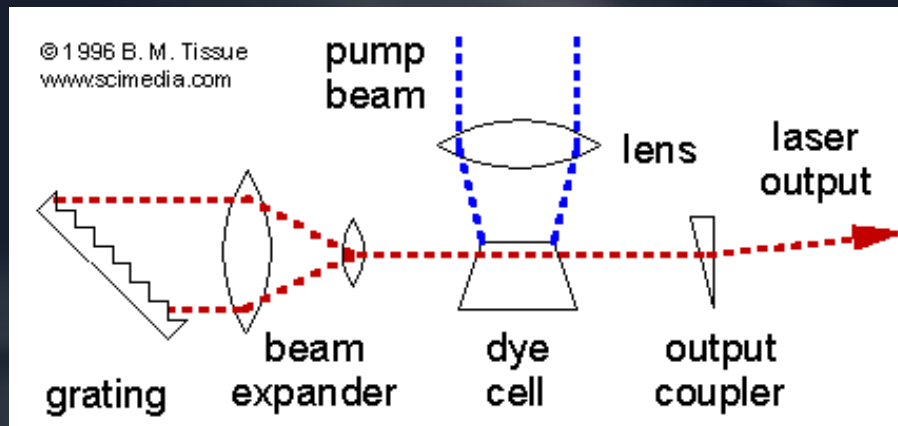
Red: 635, 658, 785nm



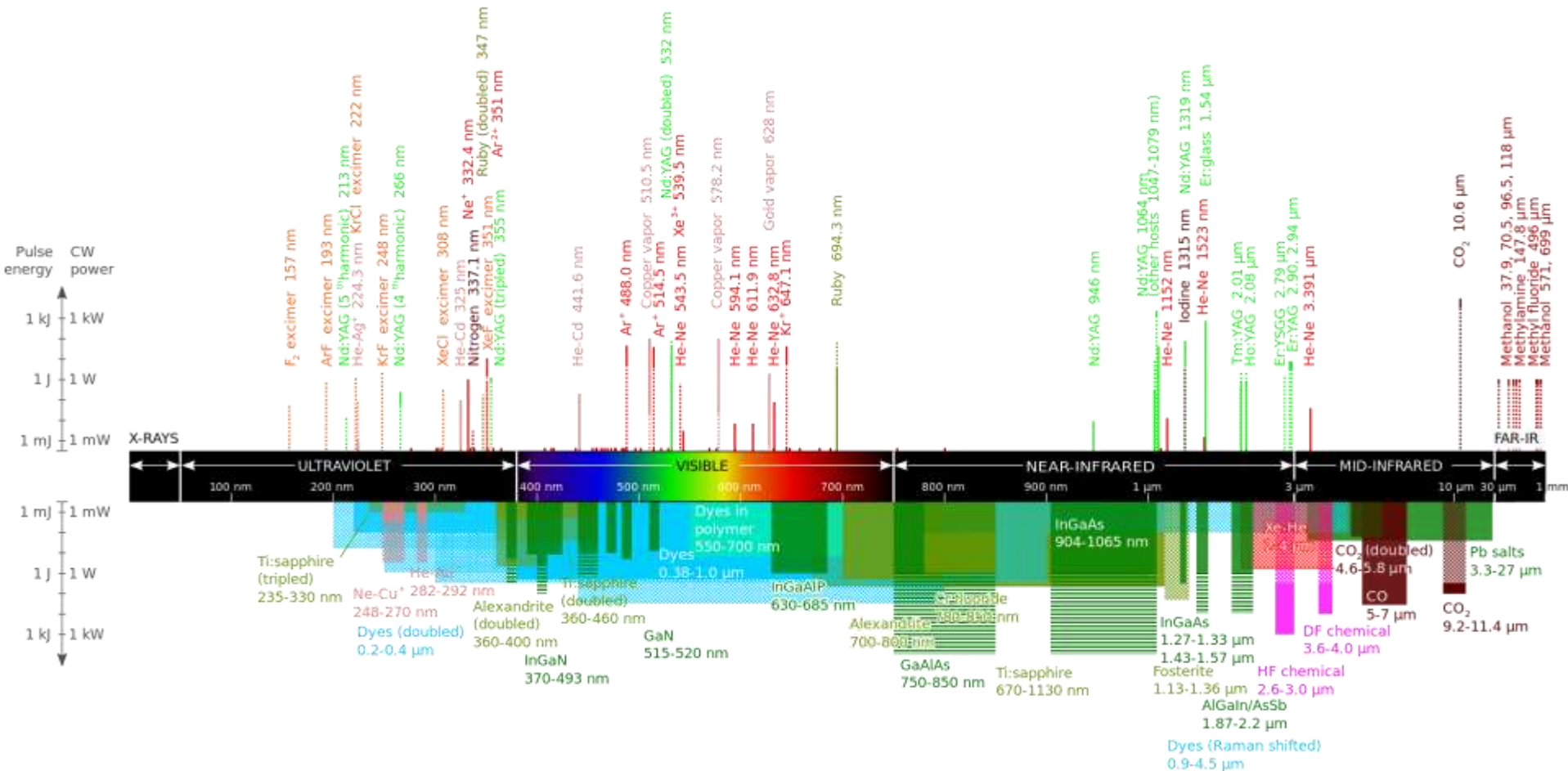
BLUE SKY
RESEARCH

Visible and near infrared diode laser modules - free space & fibre coupled

Лазеры на красителях

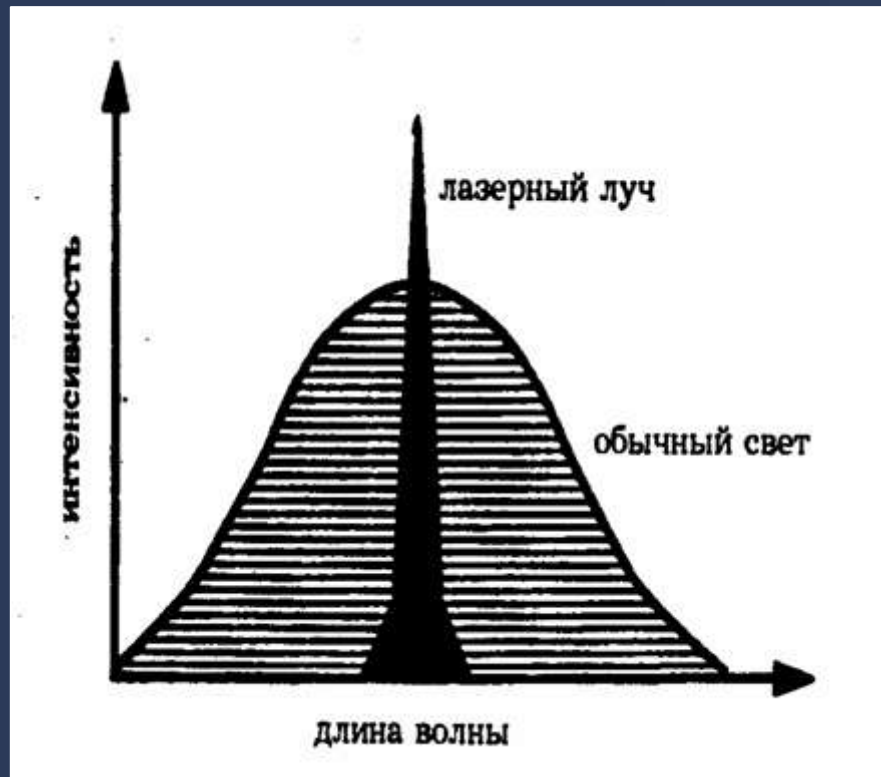


Длины волн лазерного излучения



Свойства лазерного излучения

Монохроматичность

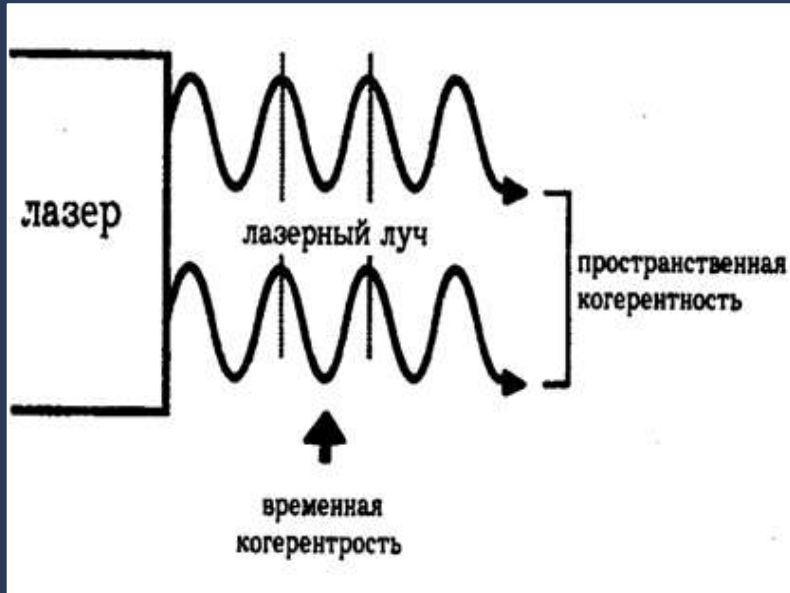


Активная среда и резонатор формируют спектральный состав излучения лазера

Монохроматичность лазерного излучения означает чрезвычайно узкий интервал длин волн излучения по сравнению с нелазерными источниками света. Спектральная мощность лазеров значительно выше нелазерных источников.

Свойства лазерного излучения

Когерентность



Наличие когерентности следует из свойств вынужденного излучения.

Когерентность означает, что волны являются синфазными

Различают когерентности:

- пространственную;
- временную

Свойства лазерного излучения

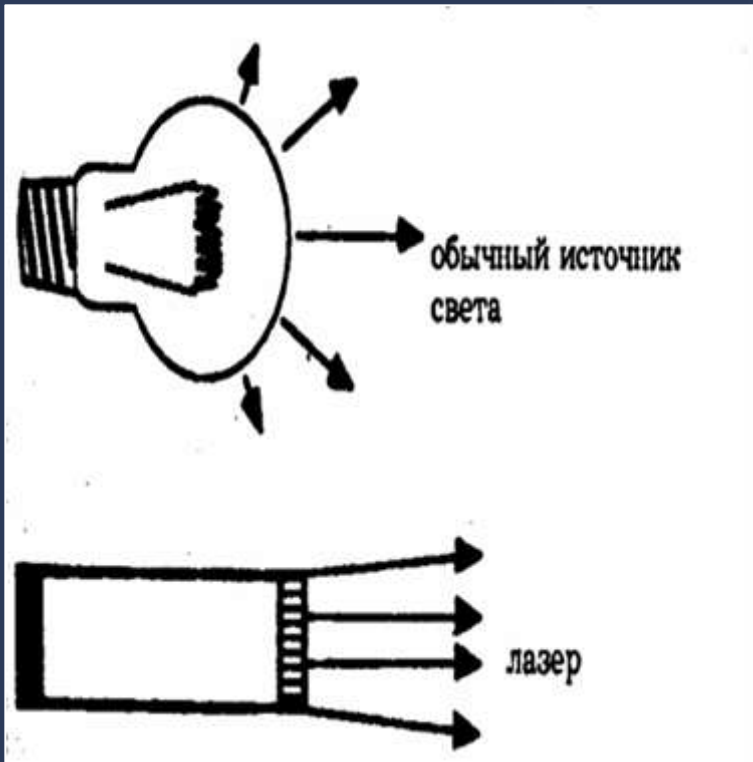
Коллимированность

Резонатор формирует расходимость излучения

Расходимость лазерного луча равна дифракционной

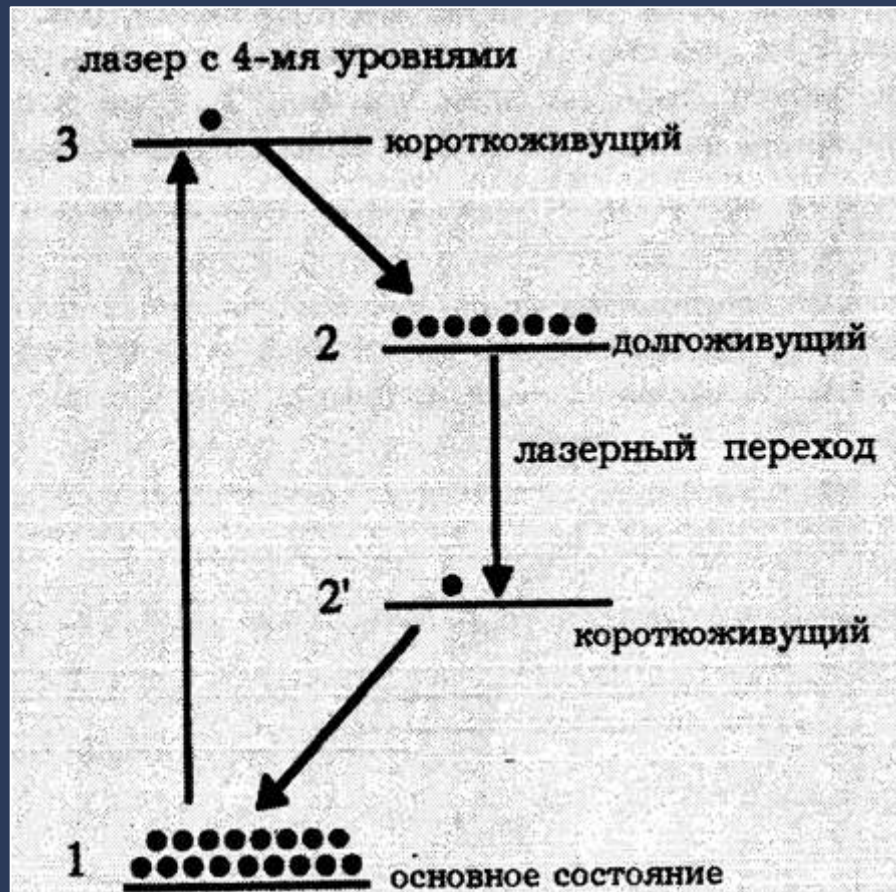
Фокусировка лазерного луча позволяет получать световое пятно диаметром менее 1 мкм

При мощности лазера всего в 1 мВт (настольная лампа дает 100 Вт, т.е в 100000 раз больше) интенсивность в таком пятне составит 1000000 Вт/м^2 (в полдень на экваторе интенсивность солнечного света составляет 1000 Вт/м^2)



Свойства лазерного излучения

Временная динамика

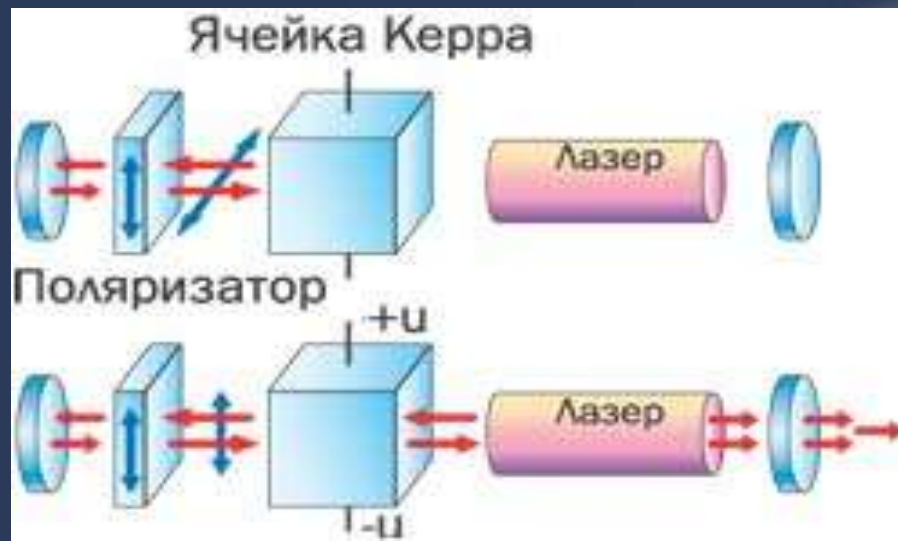
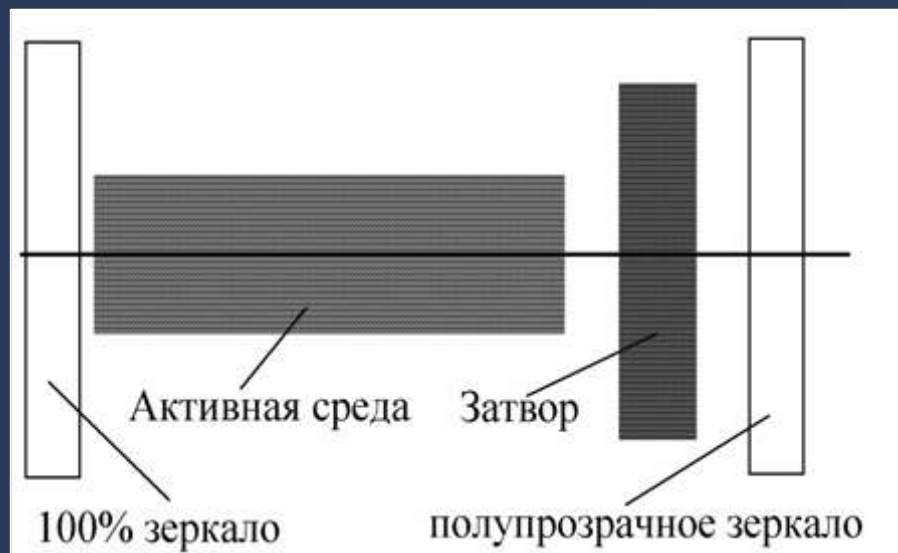


В трехуровневой квантовой системе инверсия населенностей и генерация может существовать только в ограниченном интервале времени, равном времени жизни метастабильного состояния $10^{-8} \div 10^{-6}$ с.

Стационарная генерация может быть реализована только в четырехуровневой квантовой системе. Условием стационарности является превышение скорости опустошения нижнего лазерного уровня $2' \rightarrow 1$ над скоростью переходов между лазерными уровнями $2 \rightarrow 2'$.

Свойства лазерного излучения

Управление временной динамикой



При введении в резонатор затвора появляется возможность управлять длительностью импульса генерации $10^{-8} \div 10^{-10}$ с (модуляция добротности) Самооткрывающиеся затворы позволяют синхронизовать излучение в резонаторе, при этом формируются цуги очень коротких импульсов лазерного излучения $10^{-10} \div 10^{-12}$ с. пикосекундные импульсы (синхронизация мод)

Предмет нелинейной оптики.

Нелинейная оптика — раздел оптики, в котором исследуется совокупность оптических явлений, наблюдающихся при взаимодействии световых полей с веществом, у которого имеется нелинейная зависимость вектора поляризации среды \vec{P} от напряженности электрического поля \vec{E} световой волны. Нелинейные явления наблюдаются при высоких интенсивностях световых потоков — соответствующих большим напряженностям электрического поля

$$I(t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} |\vec{S}(t)| dt, \quad \text{Интенсивность электромагнитного излучения}$$

$$\vec{S}(t) = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}(t) \times \vec{B}(t)], \quad \text{Вектор Умова-Пойтинга}$$

$$I = \frac{cE_0^2}{8\pi}. \quad \text{Монохроматическая плоско-поляризованная волна}$$

Слабые интенсивности

Солнечная постоянная — $I = 0,136 \text{ Вт/см}^2$
Дуга электрическая — $I = 1-10 \text{ Вт/см}^2$
Нелазерные источники света $E = 0,1-1 \text{ В/см}$

Высокие интенсивности

Импульсный лазер — $I = 10^8-10^{14} \text{ Вт/см}^2$
Напряженность поля в атоме $E = 10^9 \text{ В/см}$
Нелинейные эффекты наблюдаются при напряженностях $E > 10^5 \text{ В/см}$

История развития нелинейной ОПТИКИ

Термин «нелинейная оптика» впервые был введен российским ученым С.И.Вавиловым в 1925 г., который совместно с В.Л. Левшиным провёл ряд опытов, в ходе которых было обнаружено **уменьшение показателя поглощения** уранового стекла при больших интенсивностях света.



Вавилов Сергей
Иванович

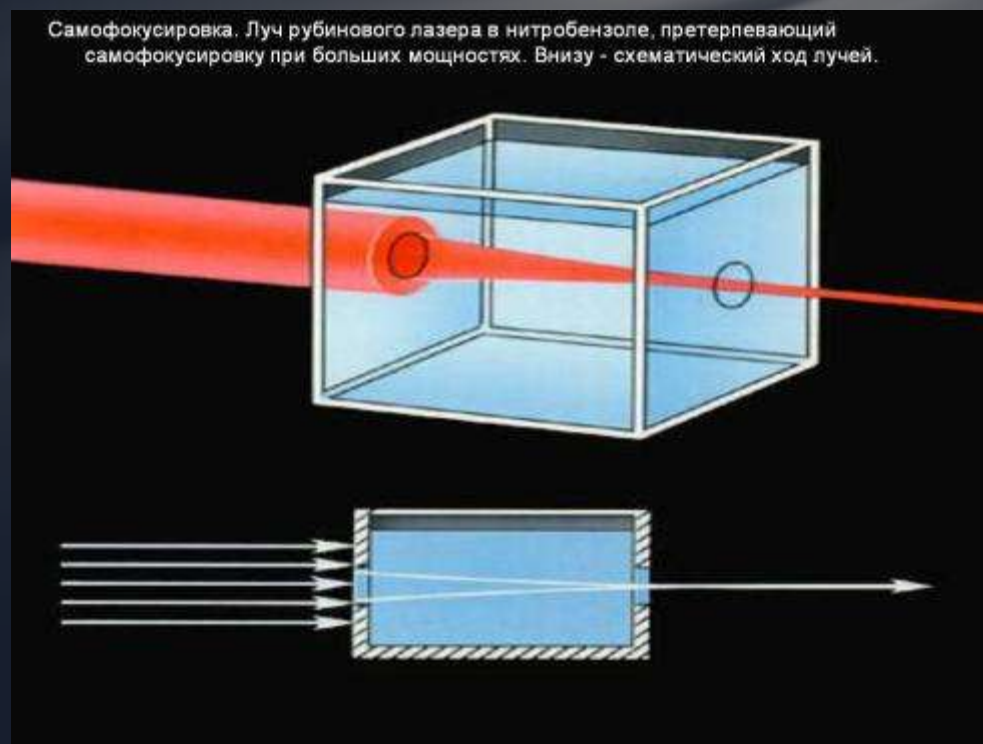
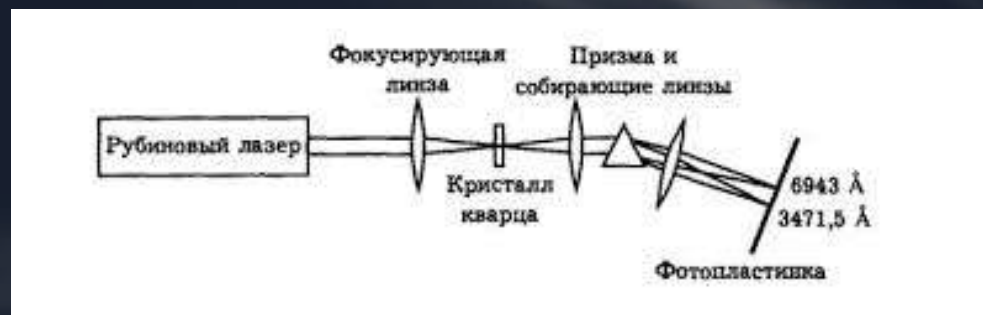


Левшин Вадим
Леонидович

История развития нелинейной ОПТИКИ

Начало разворачивания работ по нелинейной оптике можно датировать 1961 г., П. Франкен с сотрудниками осуществили генерацию в кварце второй гармоники излучения рубинового лазера.

Самофокусировка света была теоретически предсказана Аскарьяном в 1962 г., а экспериментально впервые наблюдалась Пилипецким и Рустамовым в 1965 г. В их опытах были фотографически зарегистрированы узкие светящиеся нити в органических жидкостях, облучаемых сфокусированным пучком рубинового лазера.



Нелинейная поляризация среды

Диэлектрическая восприимчивость (или поляризуемость) вещества — физическая величина, мера способности вещества поляризоваться под действием электрического поля.

В слабых полях поляризация вещества линейно зависит от поля.

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E},$$

Где χ - линейная восприимчивость (поляризуемость) среды (тензор 2-го порядка)
Диэлектрическая проницаемость среды и восприимчивость связаны между собой

$$\varepsilon = 1 + \chi$$

В сильных полях поляризуемость среды сама зависит от напряженности поля и его частоты. Прибегнем к разложению в ряд Тейлора по степеням напряженности поля

$$\mathbf{P}(t) = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E}(t) + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2(t) + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3(t) + \dots) = \mathbf{P}_{\text{лин}} + \mathbf{P}_{\text{нел}}$$

Где - $\chi^{(n)}$ - при $n > 1$ – нелинейные восприимчивости n -го порядка, являются тензорами размерности $n+1$

Генерация второй гармоники (ГВГ), Оптическое детектирование

В первом приближении нелинейная поляризация среды при действии монохроматической волны с частотой ω описывается следующим уравнением

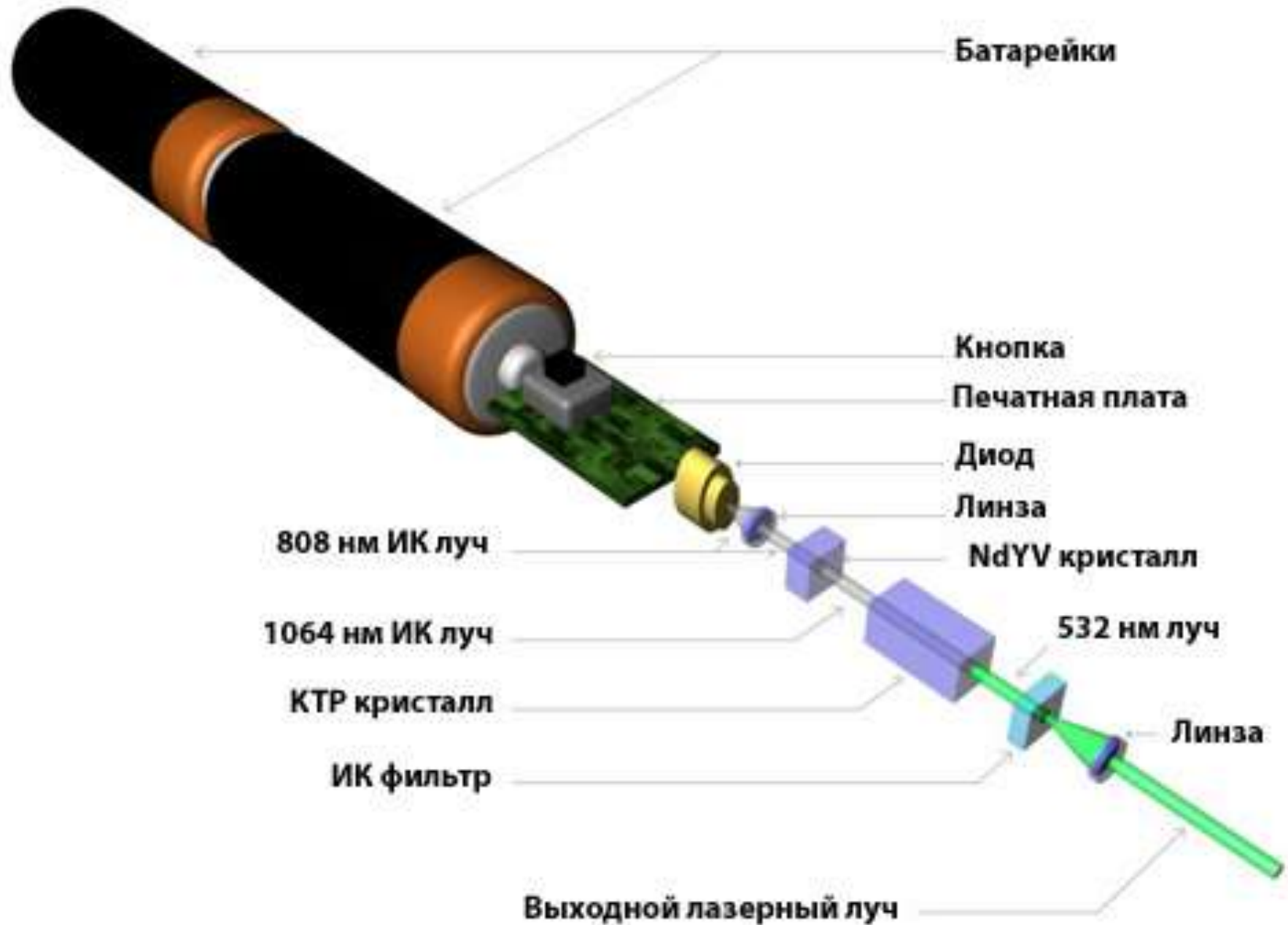
$$P = \chi^{(2)} E_0^2 \cos^2(\omega t - kz) = \chi^{(2)} E_0^2 \frac{1}{2} (1 + \cos(2\omega t - 2kz))$$

Где не зависящая от времени часть поляризации описывает оптическое детектирование

$$P_c = \frac{1}{2} \chi^{(2)} E_0^2$$

Второе слагаемое осциллирует на частоте 2ω , и отвечает за генерацию второй гармоники

$$P_{2\omega} = \frac{1}{2} \chi^{(2)} E_0^2 \cos 2\omega t$$



Генерация третьей гармоника

Рассмотрим нелинейную поляризацию во втором приближении.

$$P_{\text{нл}} = \alpha_2 (E_0 + E_1) (E_0 + E_1) + \alpha_3 E_0^2 E_0.$$

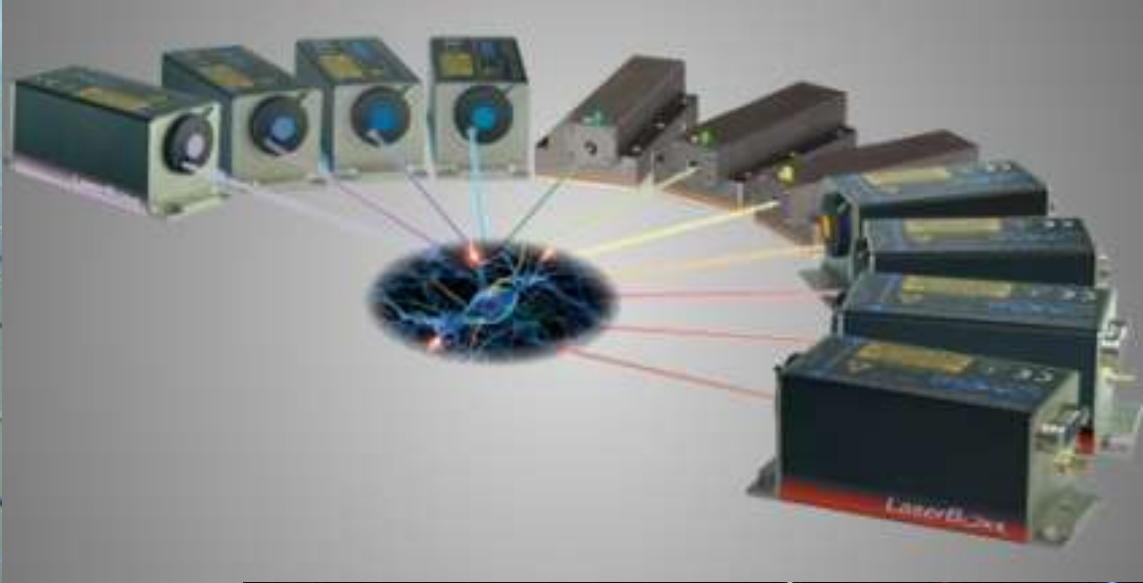
Если ограничить рассмотрение только изотропными средами $\alpha_2=0$ или кристаллами обладающими центром симметрии.

$$P_{\text{нл}} = \frac{3\alpha_3 A^2}{4} A \cos(\omega t - kr) + \frac{\alpha_3 A^2}{4} A \cos 3(\omega t - kr).$$

Очевидно, что слагаемое с тройной частотой приводит к генерации третьей гармоника. Условие синхронизма для третьей гармоника $n(3\omega)=n(\omega)$.

Для достижения условий в кристаллах необходимо использование кристаллов с «сильным двулучепреломлением»

Для достижения условий синхронизма в газах необходимо использование области аномальной дисперсии.



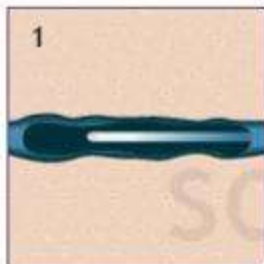
Медицинское применение лазеров

Медицинское применение лазеров

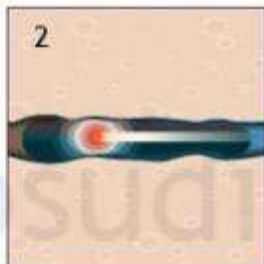


Хирургическое применение лазеров

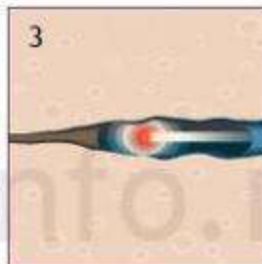
Типы лазерного воздействия на ткани



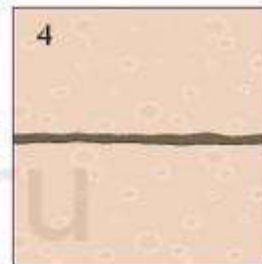
в сосуд вводится катетер с лазером



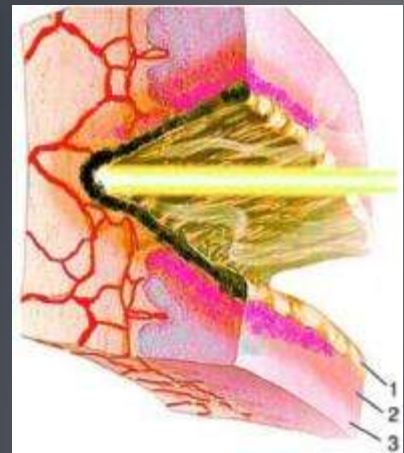
импульс образует пузырьки пара



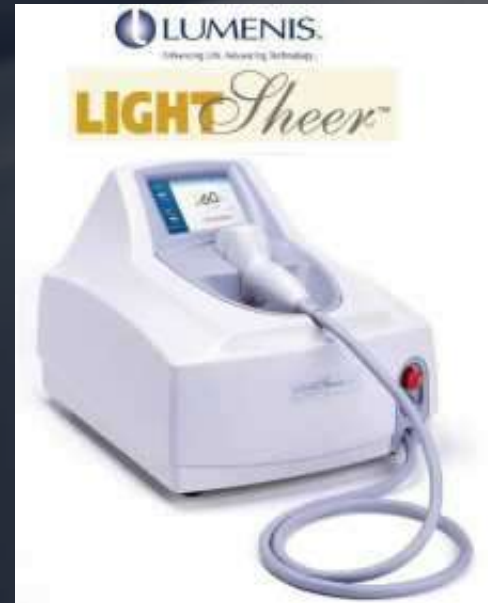
пузырьки пара воздействуют на стенку сосуда



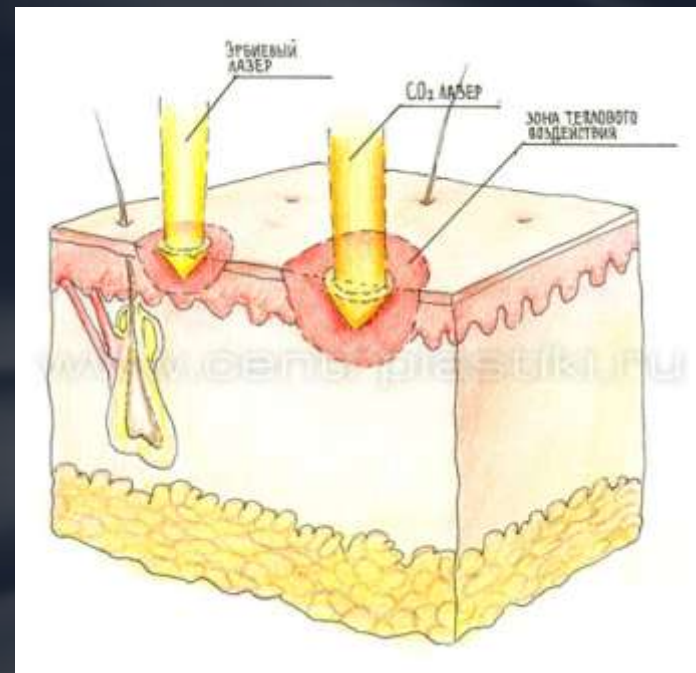
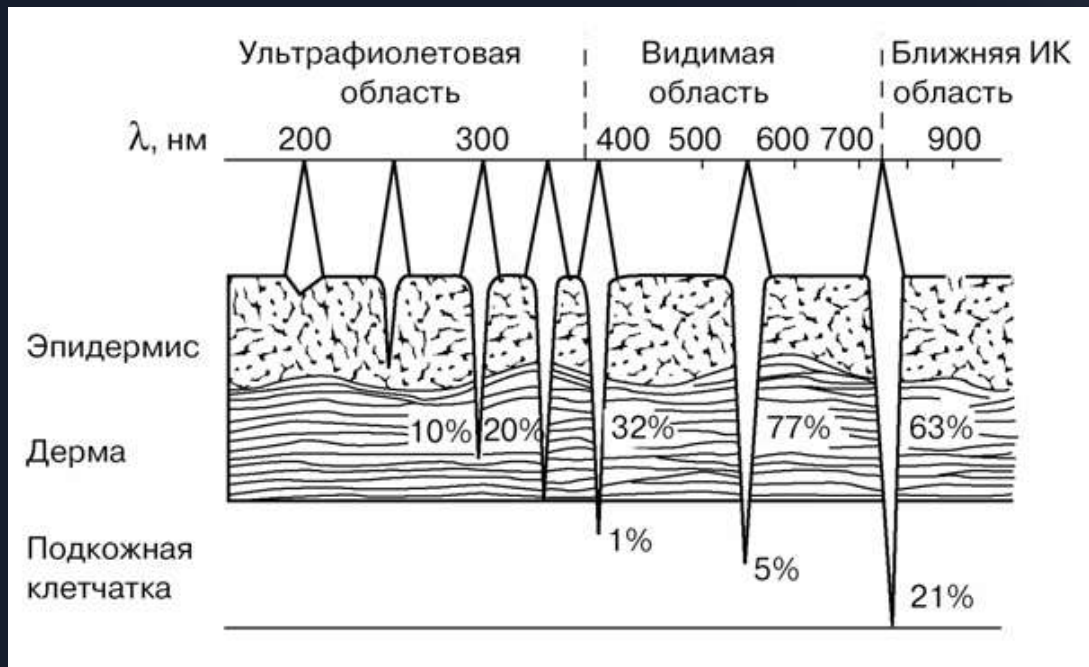
после реабилитации сосуд становится частью соединительной ткани



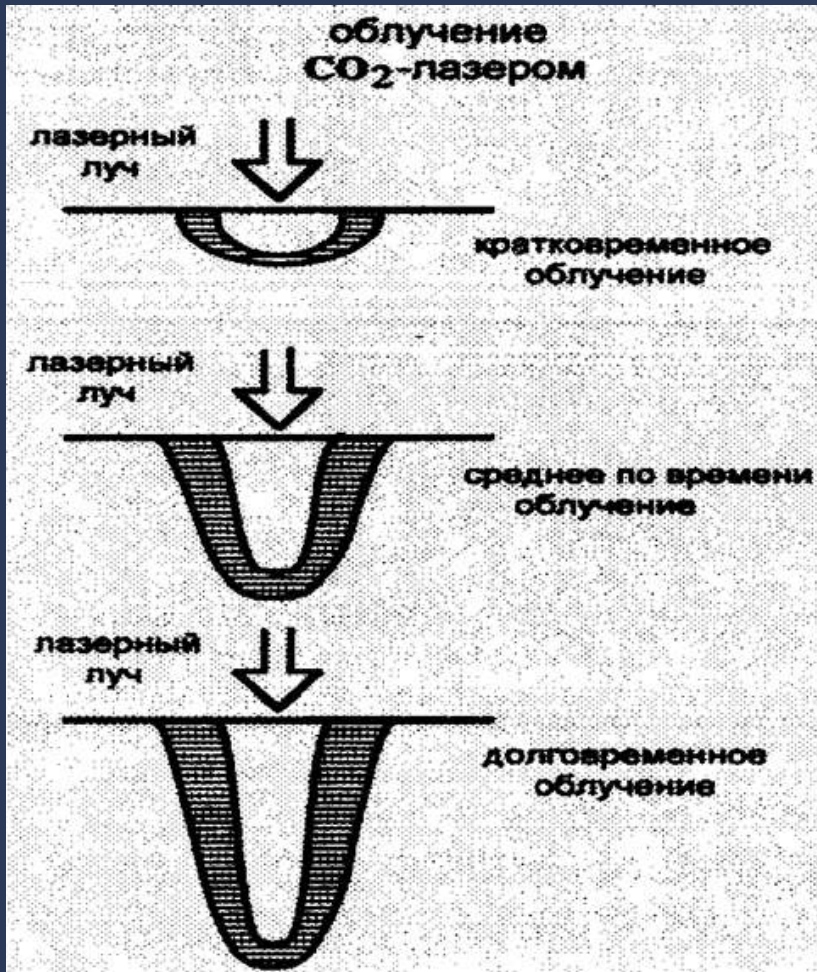
Хирургические лазеры



Сравнение механизмов хирургических лазеров



Рассечение ткани излучением CO₂ лазера



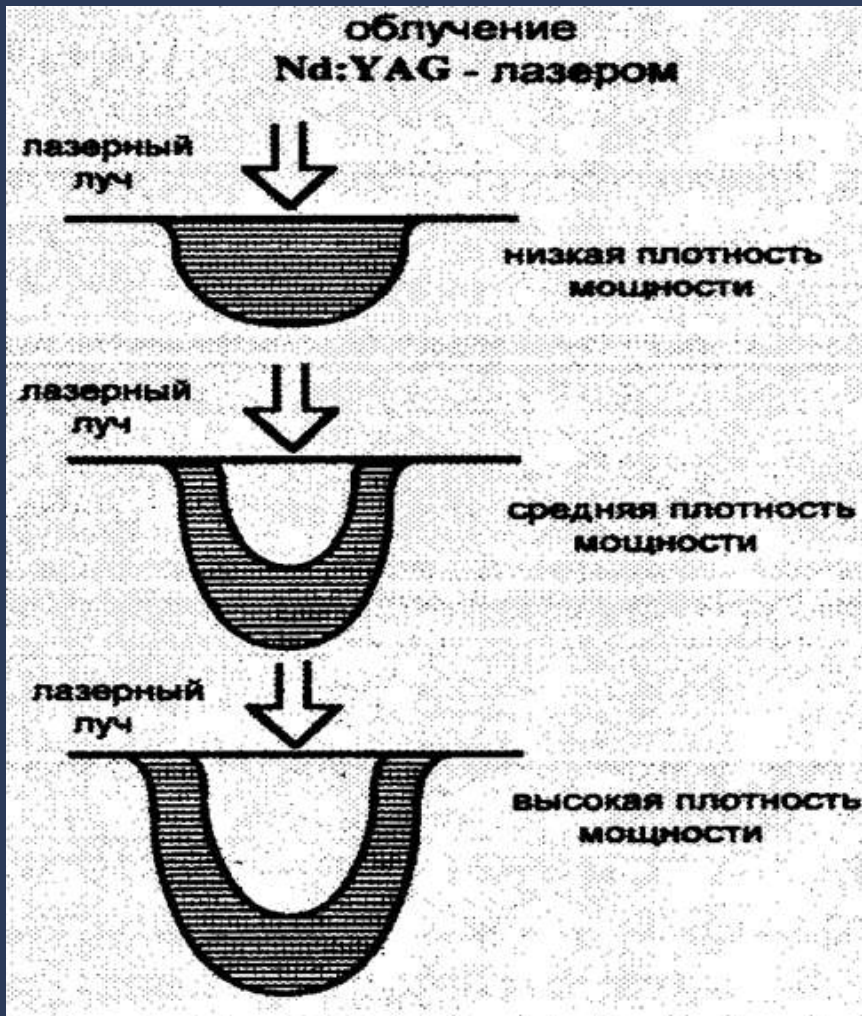
Эффект рассечения CO₂ лазера с длиной волны генерации 10,6 мкм основан на сильном поглощении излучения водой.

Глубина проникновения этого излучения в ткань - менее 100 мкм.

Коагуляционные свойства излучения CO₂ лазера незначительны, надежно можно закрывать сосуды диаметром менее 0,5 мм.

Для выполнения глубоких хирургических разрезов при диаметре пятна 0,5 – 1 мм достаточно мощности лазера 10-20 Вт.

Рассечение ткани излучением Nd:YAG лазера



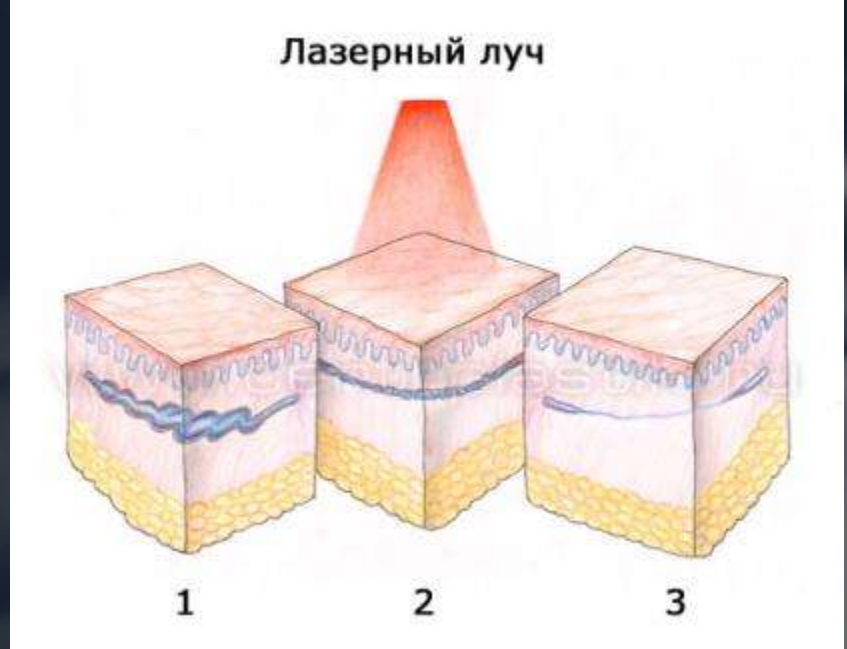
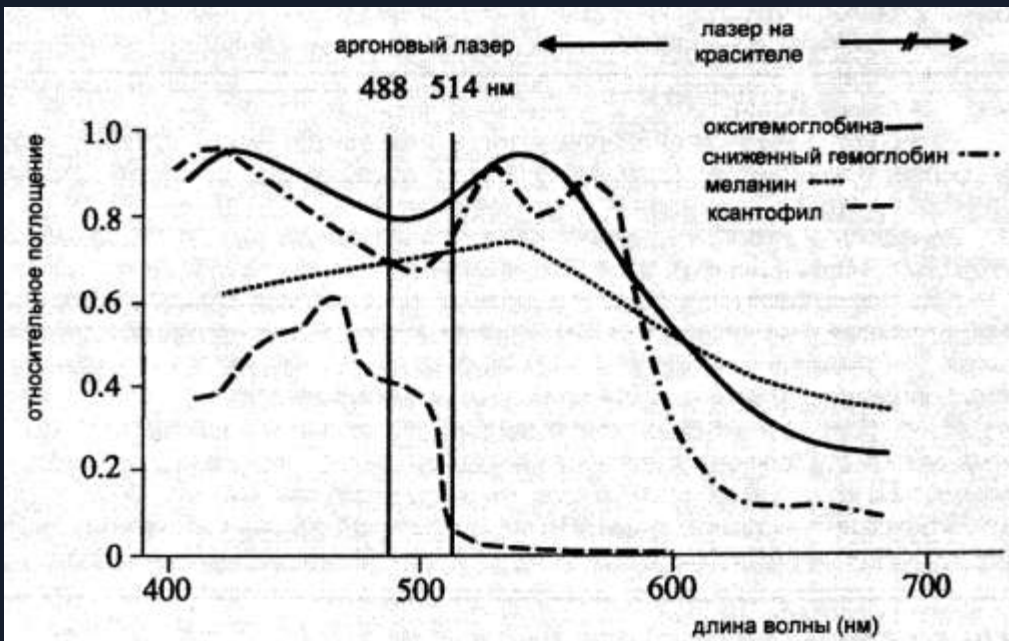
Излучение Nd:YAG лазера с длиной волны 1.06 мкм глубоко проникает в ткань 5-10 мм и в значительной степени рассеивается.

Эффективное рассечение ткани при использовании Nd:YAG лазера со стандартными фокусирующими наконечниками наступает лишь при мощностях более 70 Вт и маленьких скоростях выполнения разреза.

Область, прилегающая к разрезу, имеет широкую зону коагуляции и некроза.

Наиболее целесообразным является использование Nd:YAG лазера в качестве **коагулятора**, так как из-за большой глубины проникновения в ткань можно надежно закрывать сосуды диаметром до 5 мм.

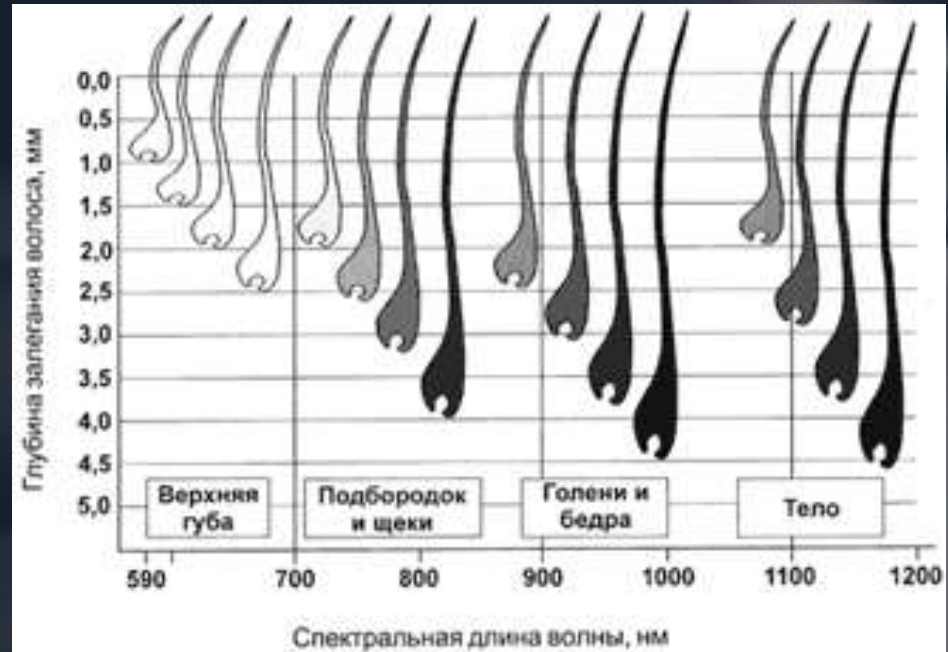
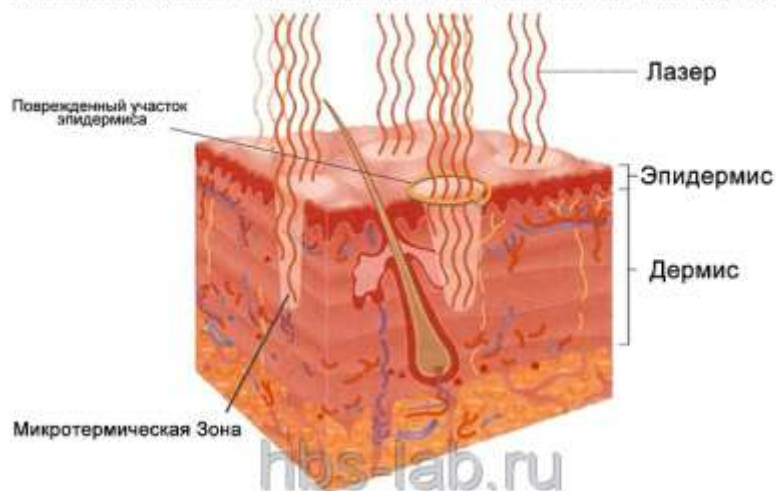
Лечение изменений и аномалий развития внутрикожных сосудов чрезкожным лазерным облучением



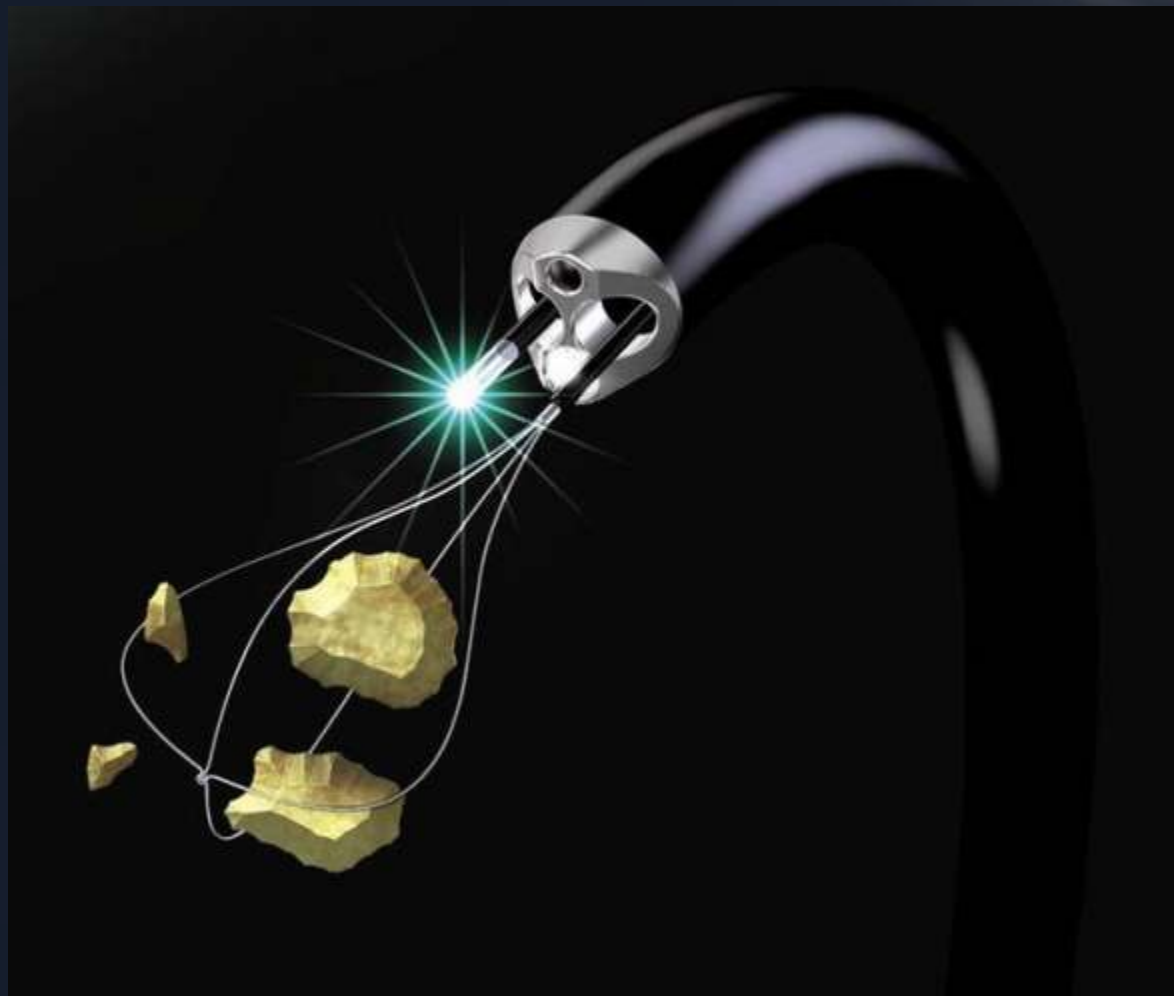
Лазерная эпиляция

Фракционное облучение лазером

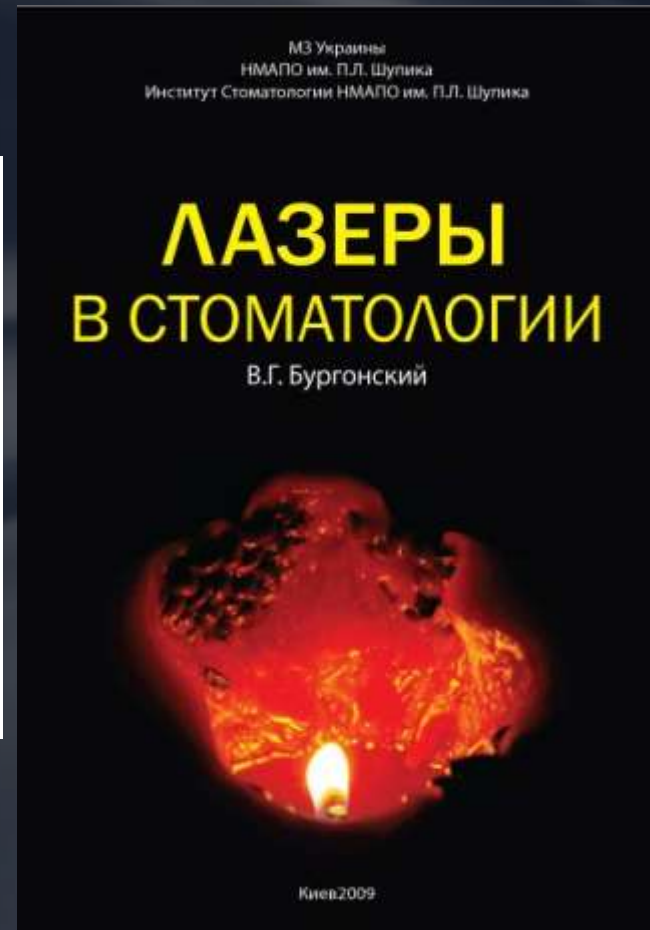
в отличие от фракционного RF, фракционный лазер наносит повреждения поверхности кожи (эпидермису)



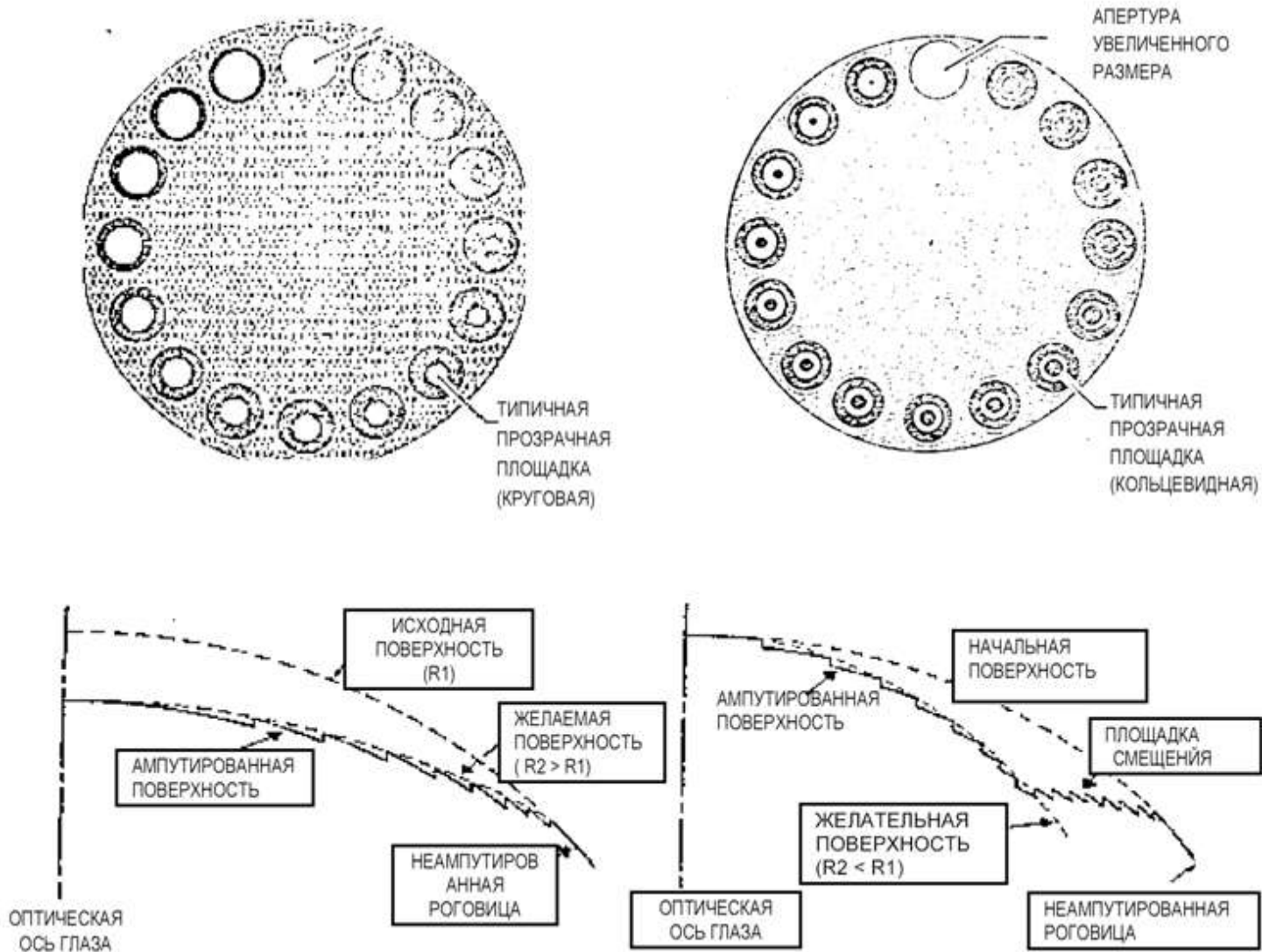
Лазерная контактная литотрипсия



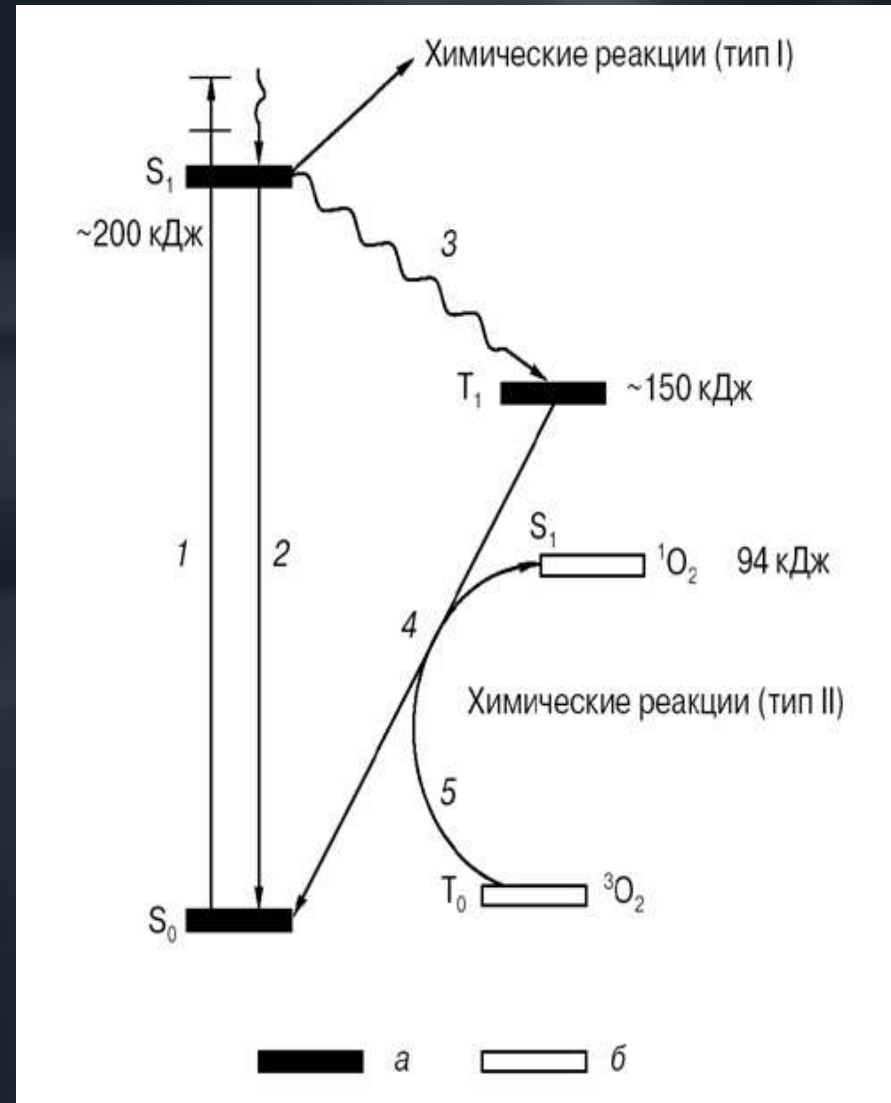
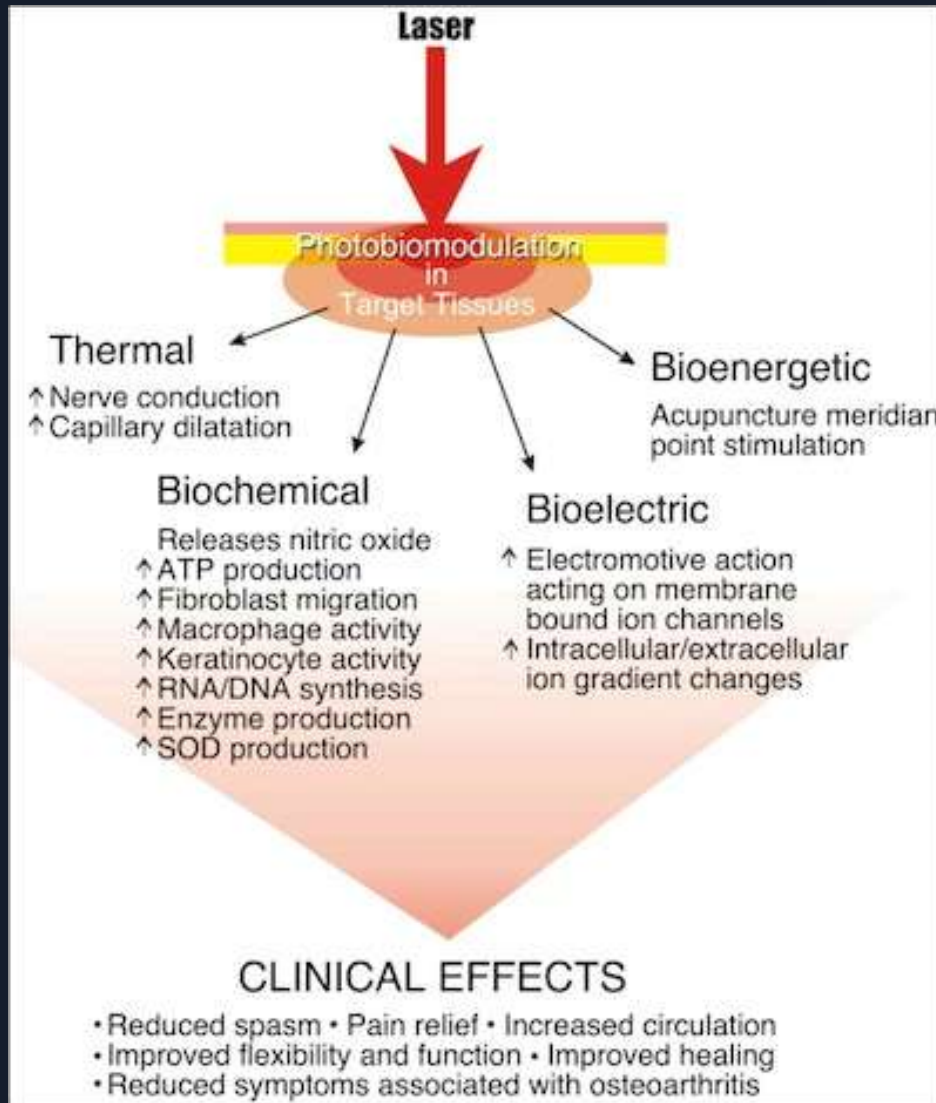
Лазерная бормашина



Коррекция формы роговицы с помощью эксимерного лазера



Лазерная фототерапия

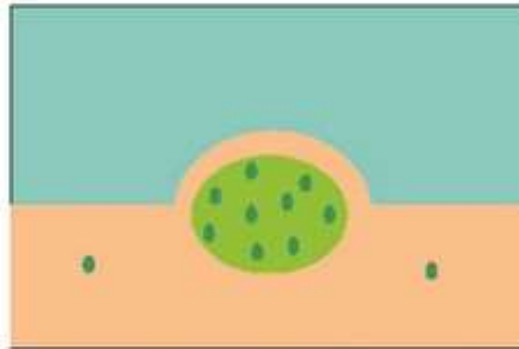


Процедура ФДТ

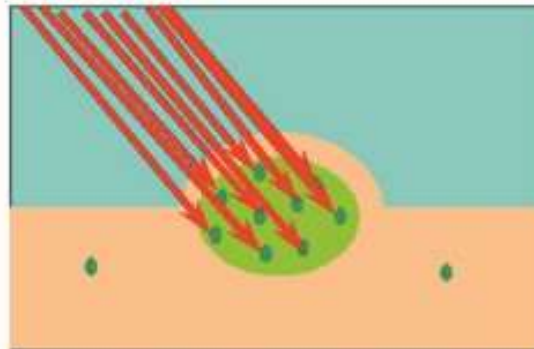
1. Вводится фотосенсибилизатор



2. Препарат накапливается в опухоли



3. Опухоль облучается лазером

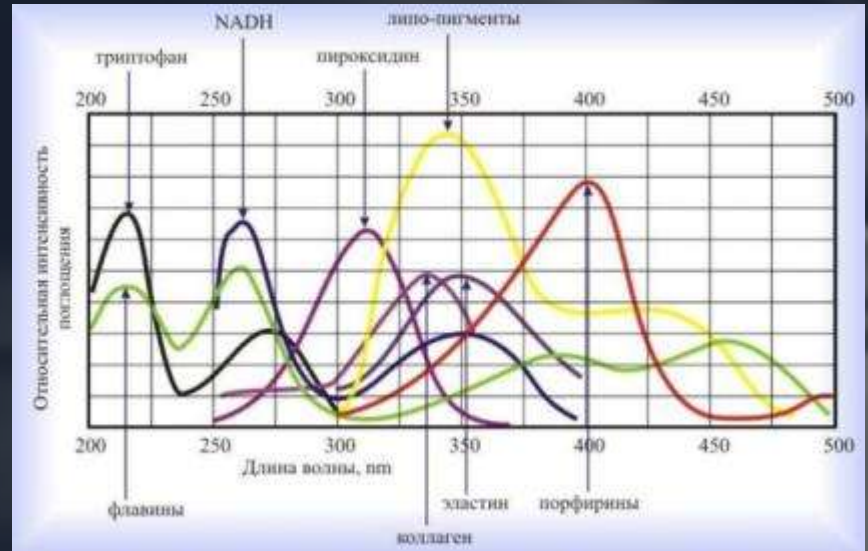
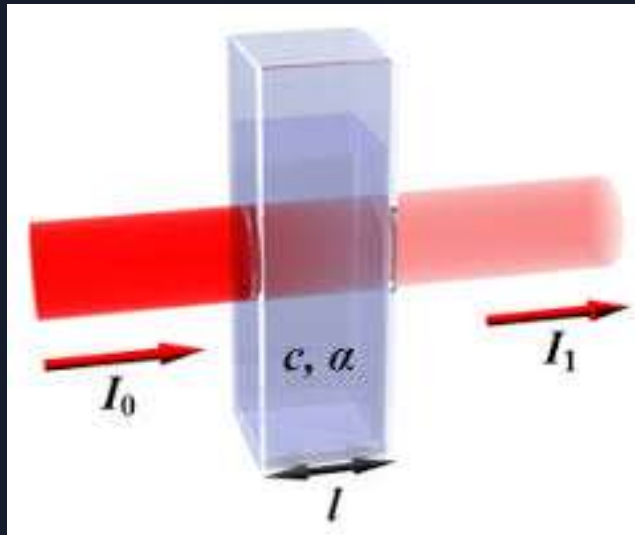


4. В результате фотохимической реакции клетки опухоли погибают с образованием рубца

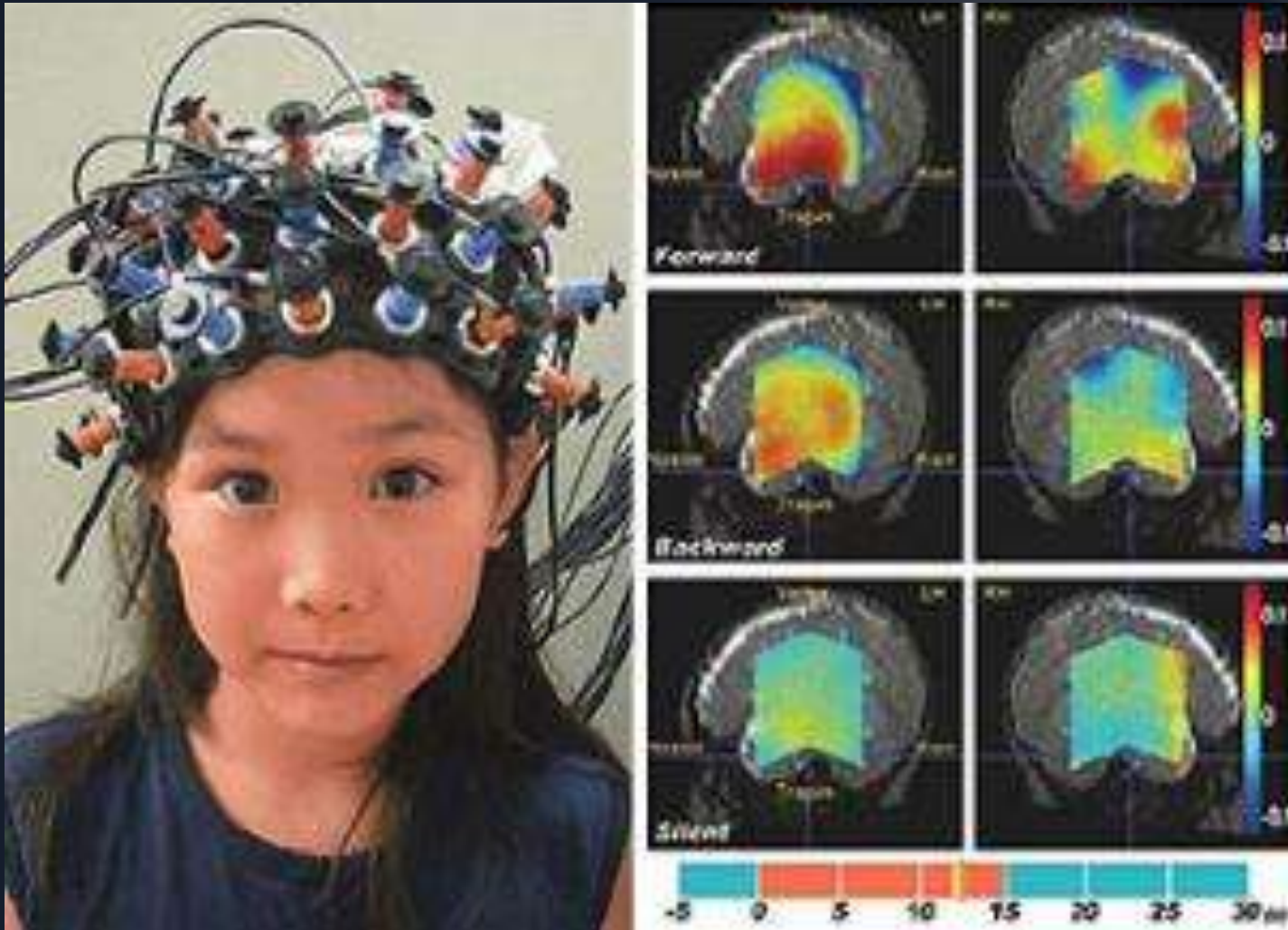




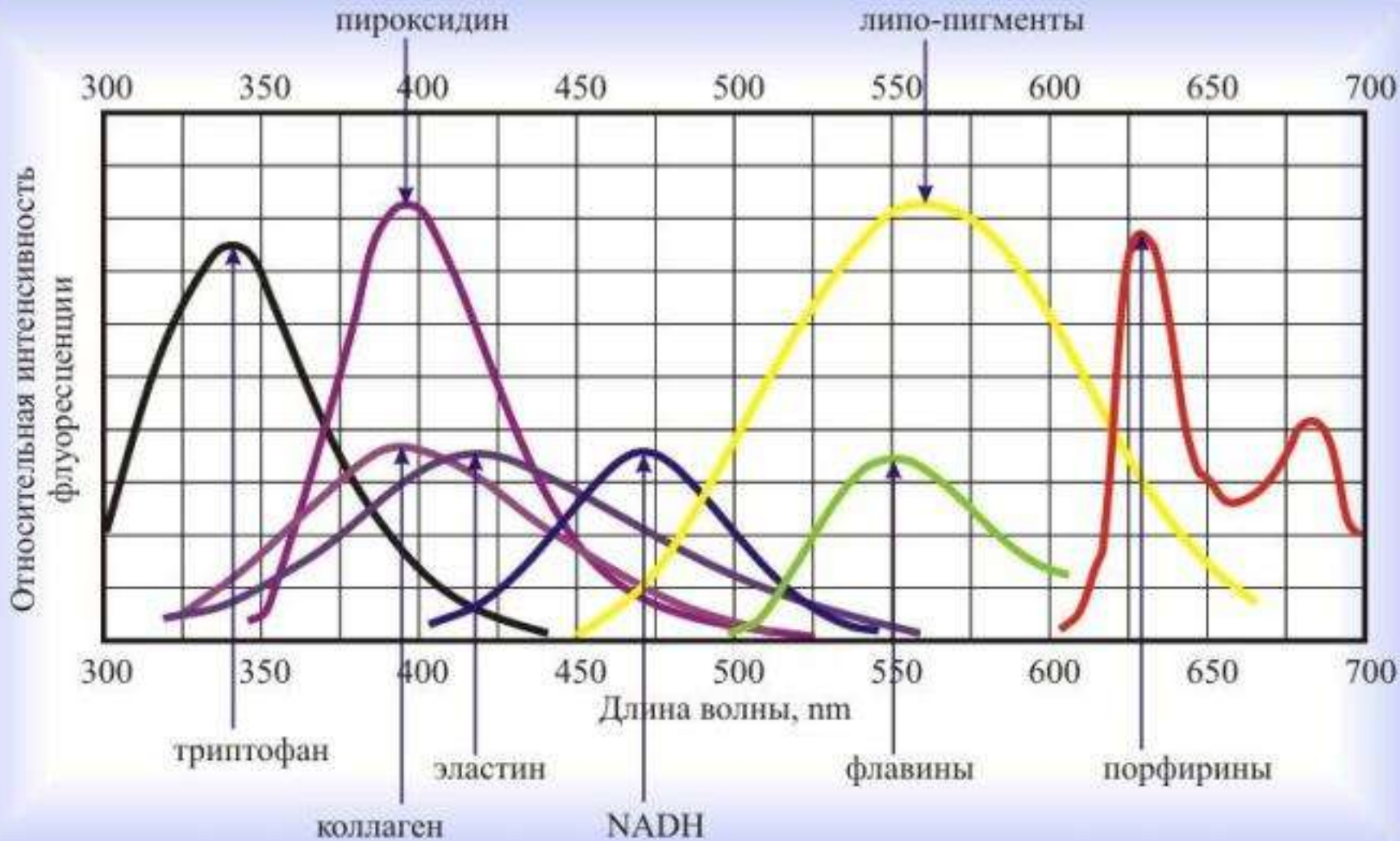
Оптическая биопсия Спектроскопия поглощения



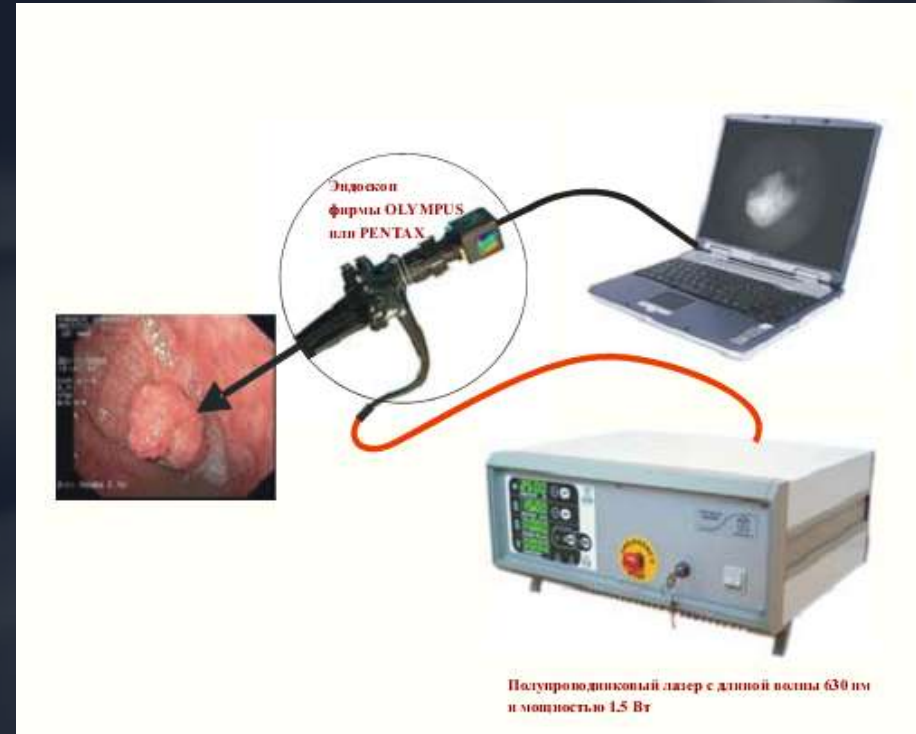
ИК – спектроскопия, топография



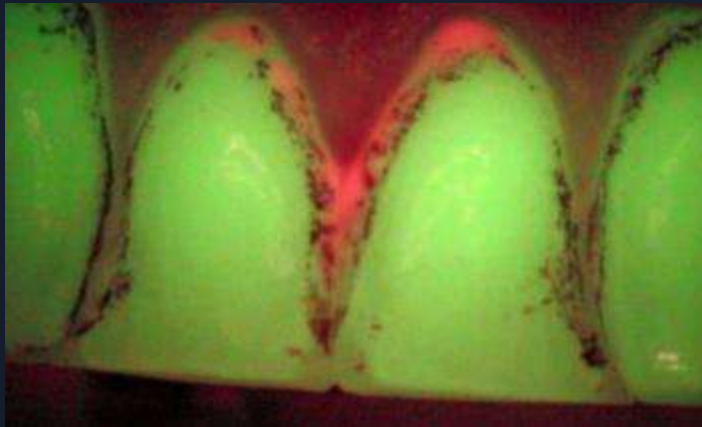
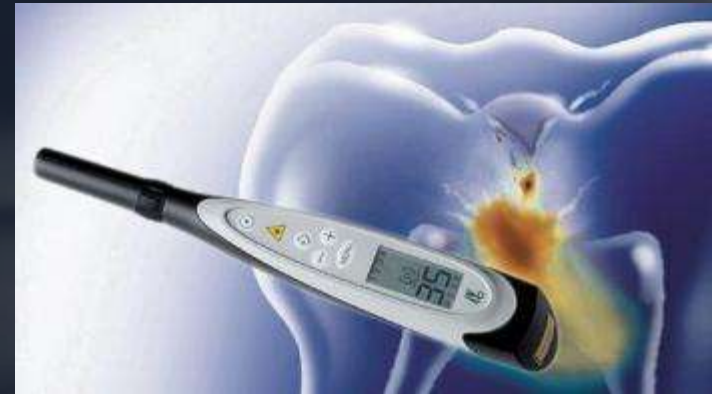
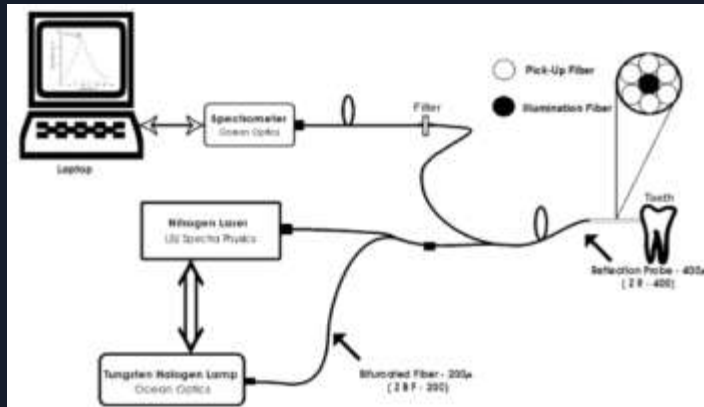
Оптическая биопсия – люминесценция



Флуоресцентная спектроскопия Онкология

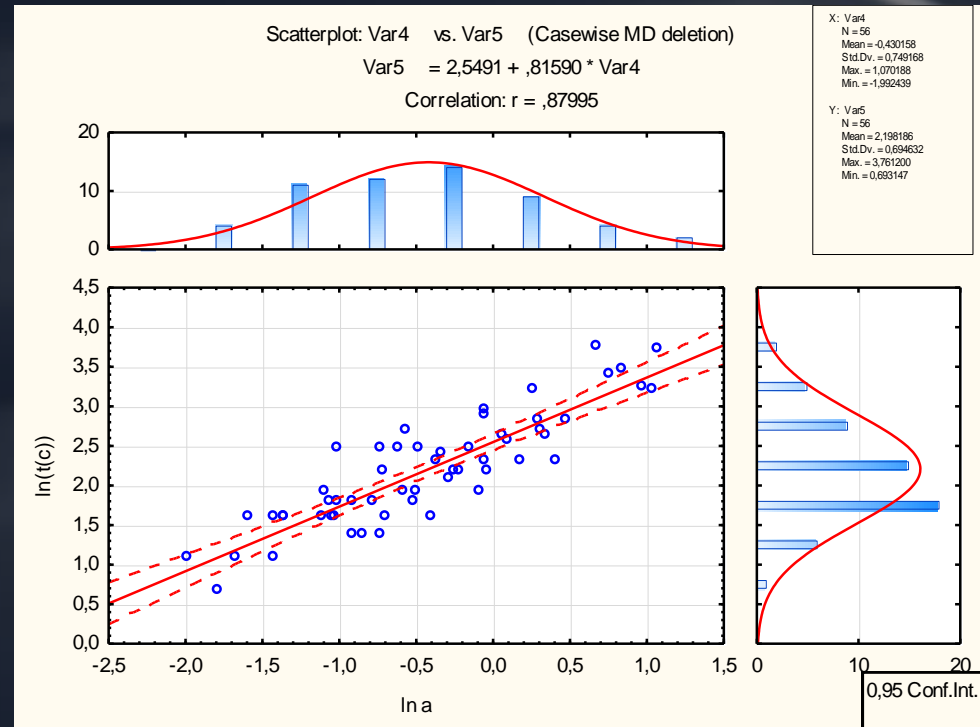


Флуоресцентная спектроскопия СТОМАТОЛОГИЯ



SOPROLIFE

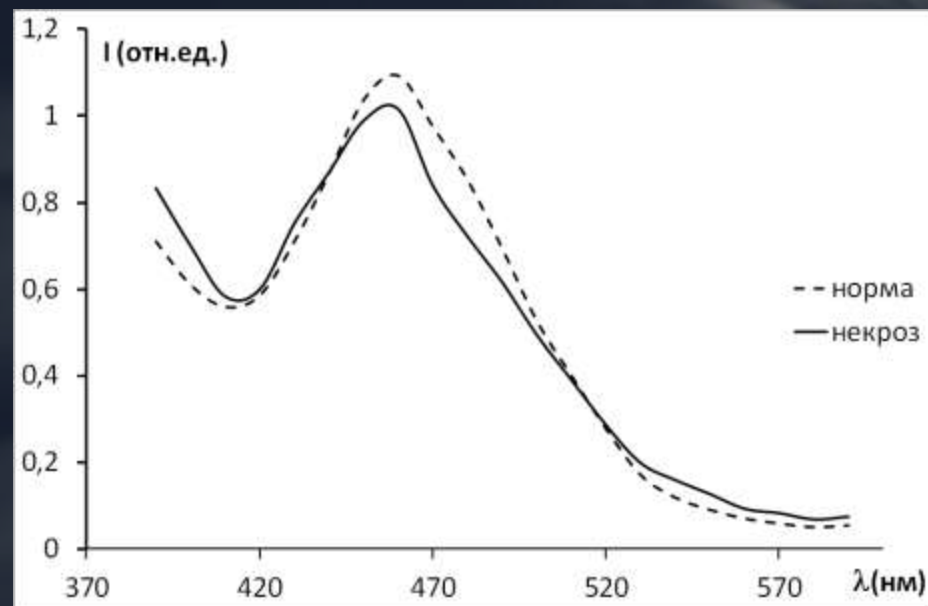
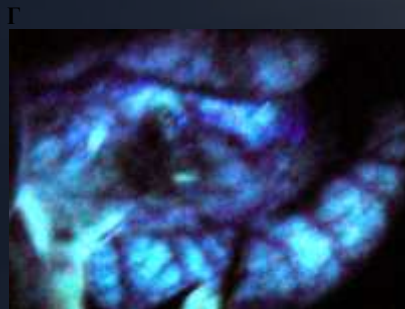
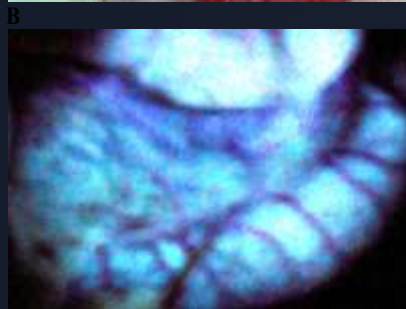
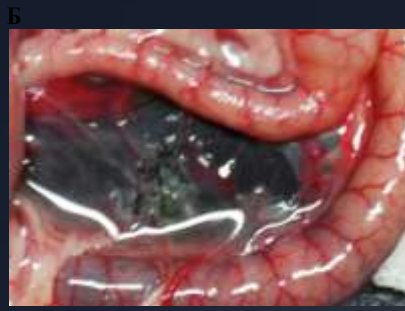
УФ-Флуоресцентная спектроскопия Офтальмология



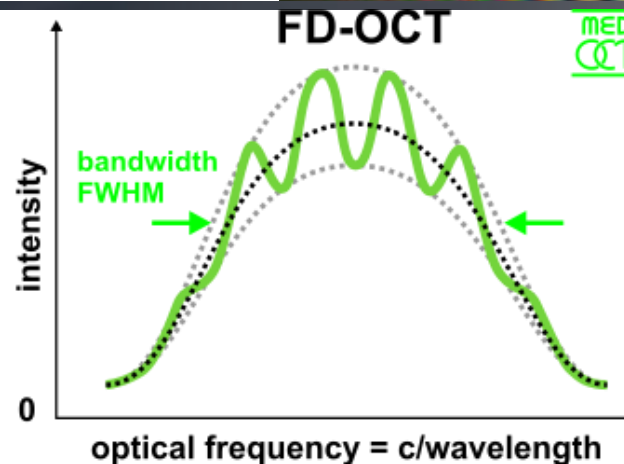
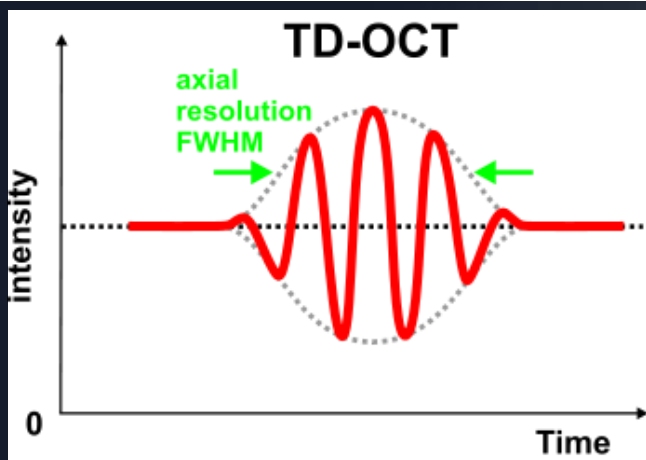
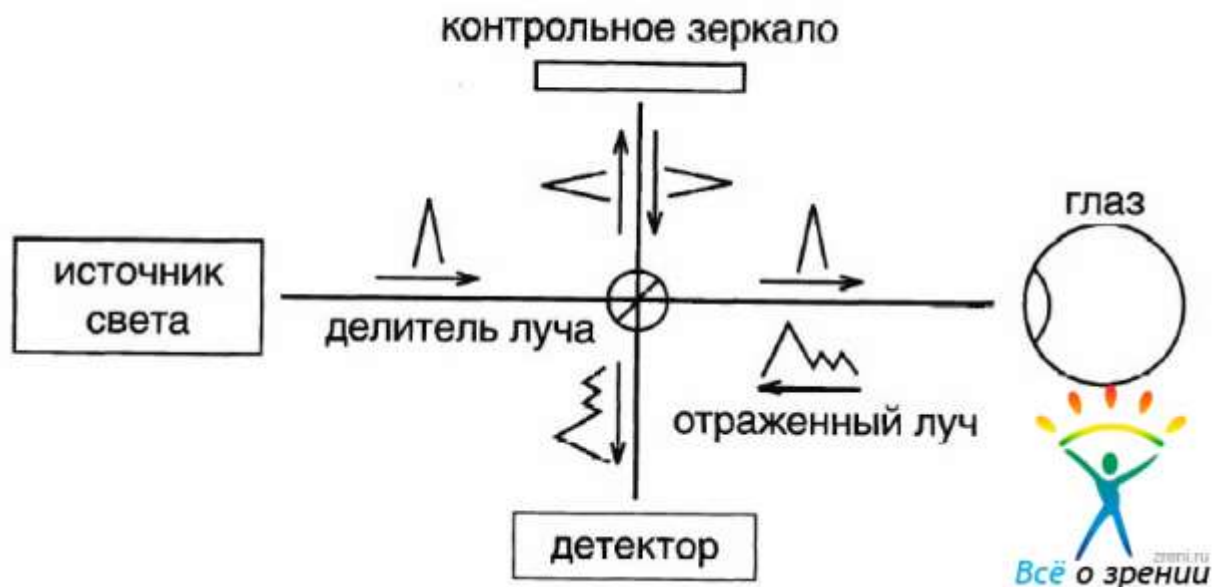
УФ-флуоресцентная спектроскопия

Хирургия – диагностика

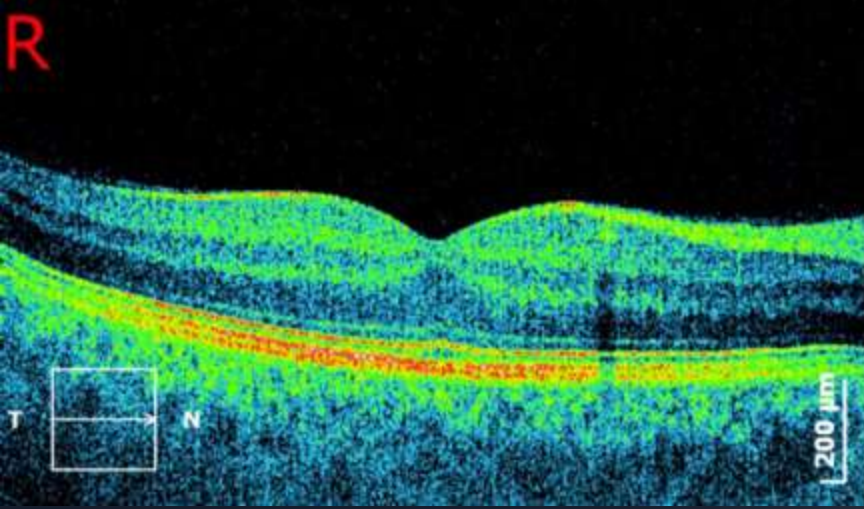
панкреонекроза



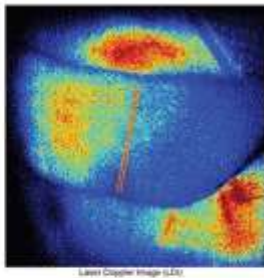
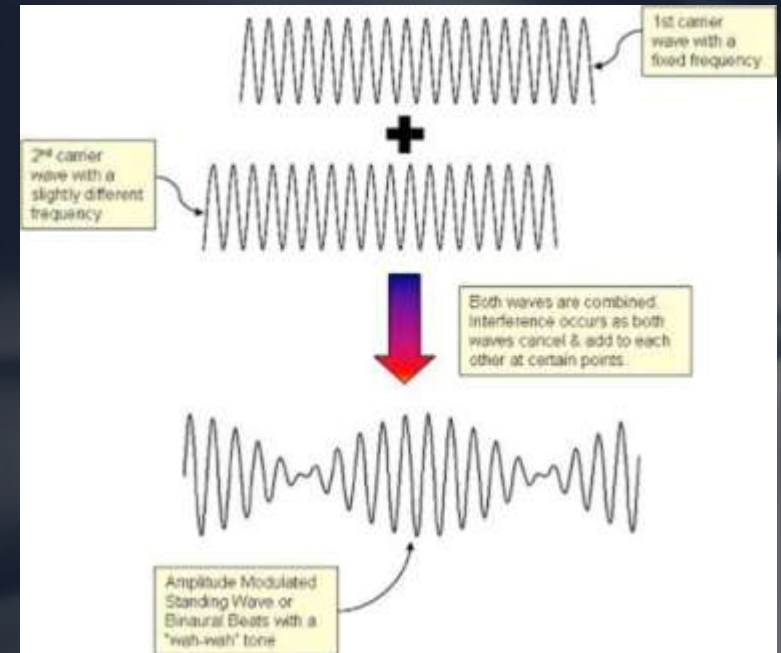
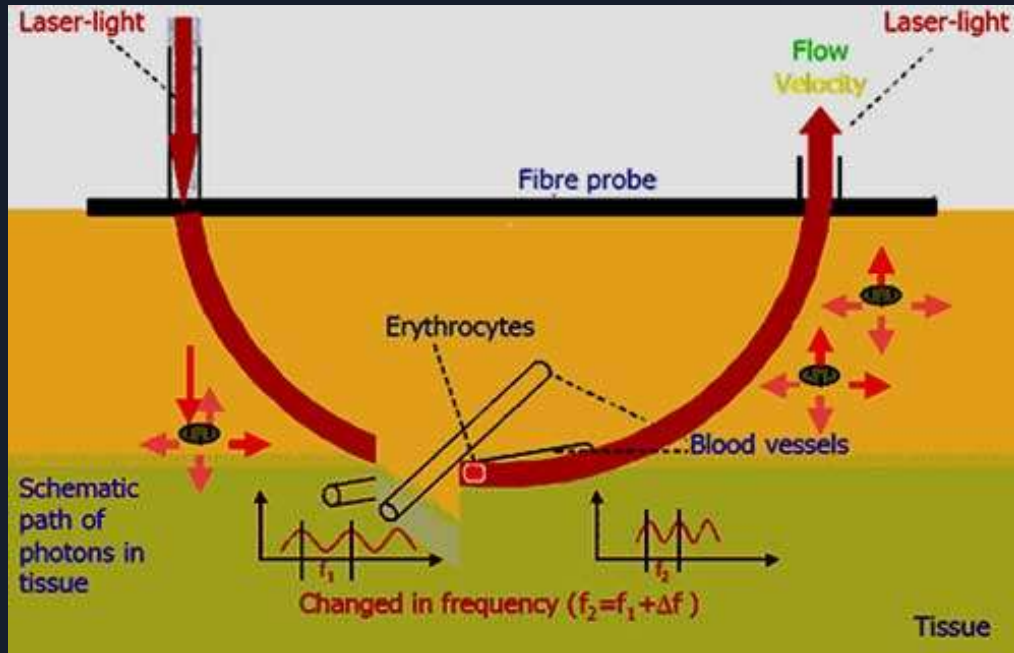
Оптическая когерентная томография



Оптическая когерентная томография



Интерференционные методы. Лазерная доплеровская флоуметрия



Снижение перфузии в фрагменте лоскута

Результат на следующий день

aiimago 

Контрольный вопрос

Кто предсказал существование вынужденного излучения?