



激光物理

LASER PHYSICS

光电科学与工程学院 王智勇

第一讲 激光物理基础回顾

LASER--- Light Amplification for Stimulated Emission of Radiation

- 1917年A. Einstein提出自发辐射、受激辐射和受激吸收概念
- 1954年, Townes, Basov, Prokhorov提出利用受激辐射放大电磁波: MASER (M: microwave), NH_3 分子微波量子放大器研制成功
- 1958年Townes、Schawlow提出把MASER原理用到光频波段, 并在理论上做了计算和证明; 开放式谐振腔(借用FP); 同时, Prokhorov也提出光频波段MASER; Bloembergen提出光泵浦三能级原子系统实现原子数反转
- 1960年Maiman发明第一台激光器红宝石激光694.3nm
(本页是本科生的基础内容, 学生自己参考)

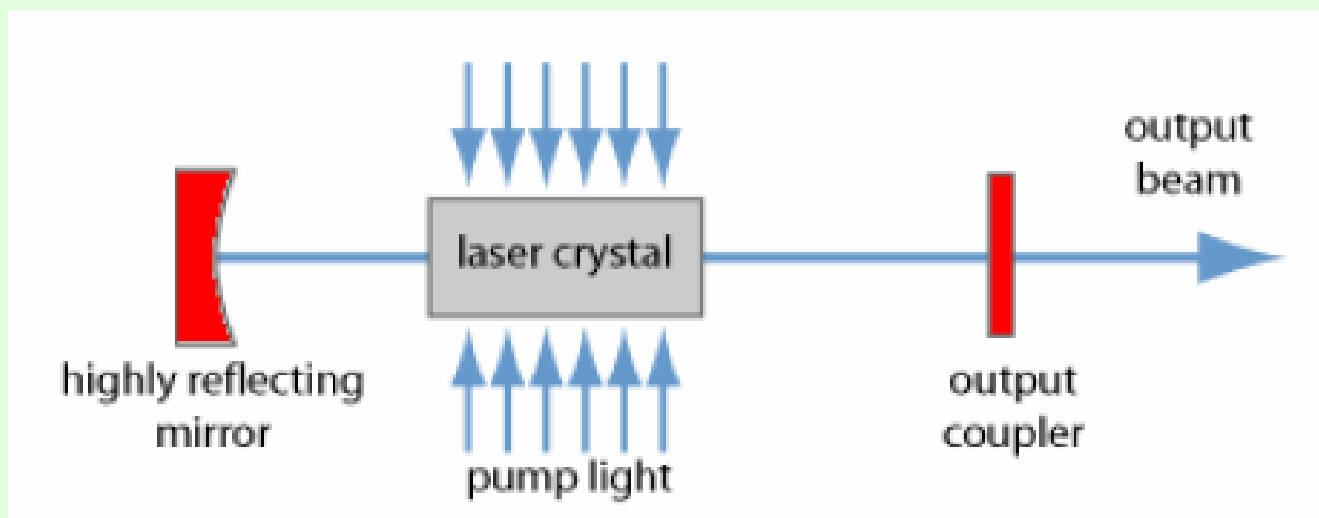
1.1 激光器简介

激光器三个主要部分：

泵浦源——为介质提供能量，形成粒子数反转，最后转化成激光能量

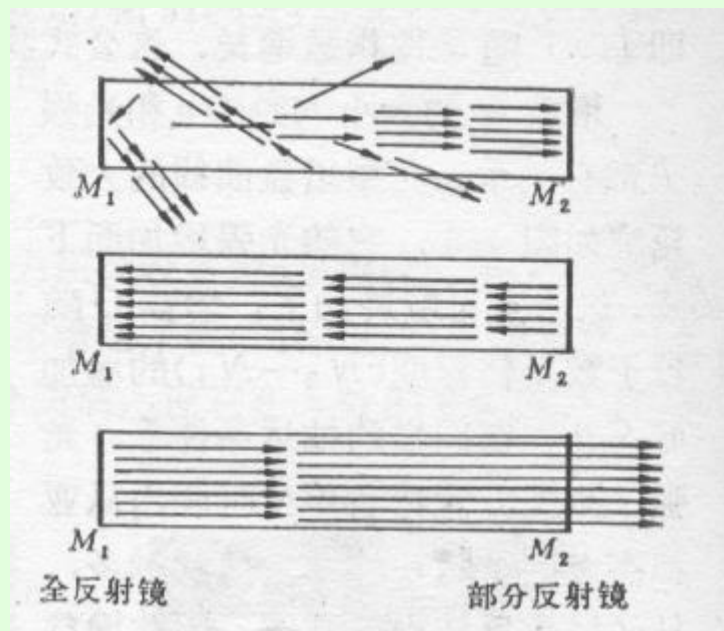
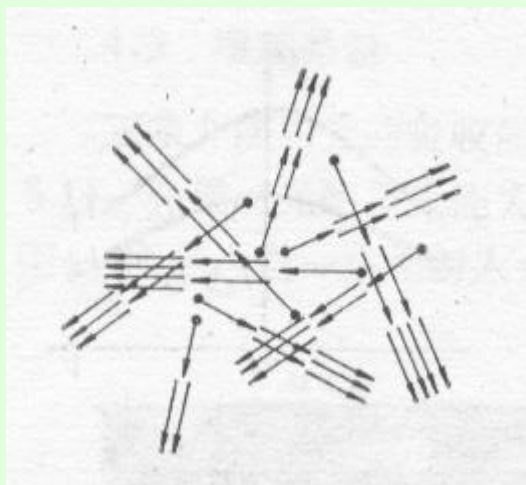
增益介质——粒子数反转后的激光工作物质，提供受激放大

谐振腔——选模和限制波形、提供反馈和增益、提供稳定振荡



谐振腔

构成：两个腔镜，一个全反射，提供最大反馈；一个部分反射，提供部分反馈和输出。



无谐振腔时受激放大

有谐振腔时受激放大

激光器的分类:

1、根据工作介质来分类(用来产生激光的物质)

气体激光器: He-Ne, Ar+, CO, CO₂, XeF, KrCl

固体激光器: Ruby, YAG, YLF, Ti: Sapphire

染料激光器: DCM, R6G

半导体激光: GaN, GaAs

自由电子激光: 电子在周期静磁场中通过时产生的相干辐射

2、根据激光特性来分类(产生的激光束特点)

连续

脉冲 (调Q、锁模)

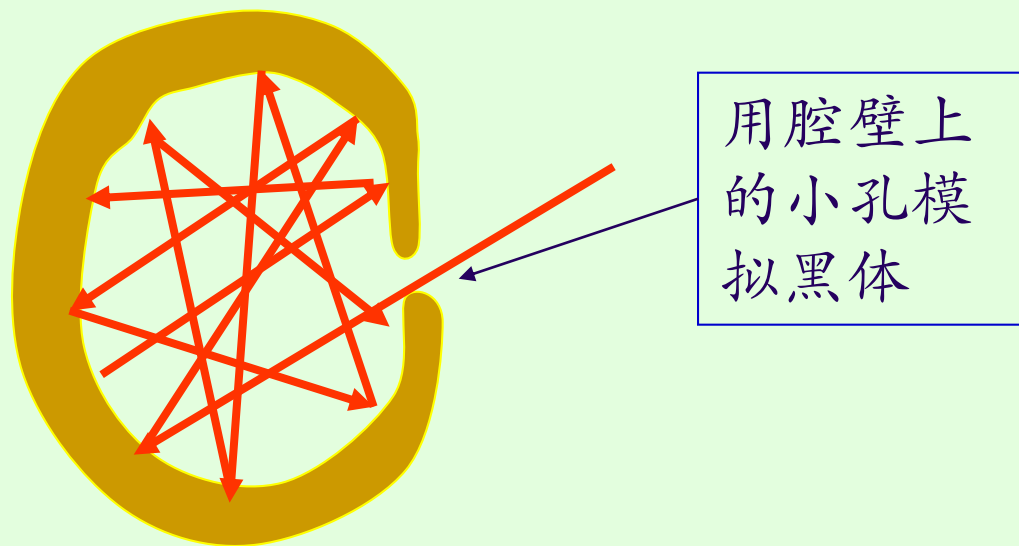
不同激光器适用于不同场合

By the way.

BTW, 我们学校的老校长刘盛纲院士原来就研究过自由电子激光。它是利用自由电子为工作媒质产生的强相干辐射, 它的产生机理不同于原子内束缚电子的受激辐射。

1.2 黑体辐射的Planck公式

- 处于任何温度下的物体，都能吸收或辐射电磁波；这种与温度有关的辐射称为热辐射
- **黑体**：一种理想化物体，能够完全吸收任何波长的电磁辐射（实际物体吸收率总是小于1）



黑体辐射用单色功率密度 ρ_ν 描述，它是黑体温度 T 和辐射场频率 ν 的函数，其定义为：

在单位体积内，在单位频率间隔 $\nu-\nu+d\nu$ 中的电磁辐射功率。

也即为：单位时间内所辐射的、单位频率间隔中的能量密度。

不同的表达式

单色功率密度 ρ_ν 由普朗克 (Planck) 公式给出

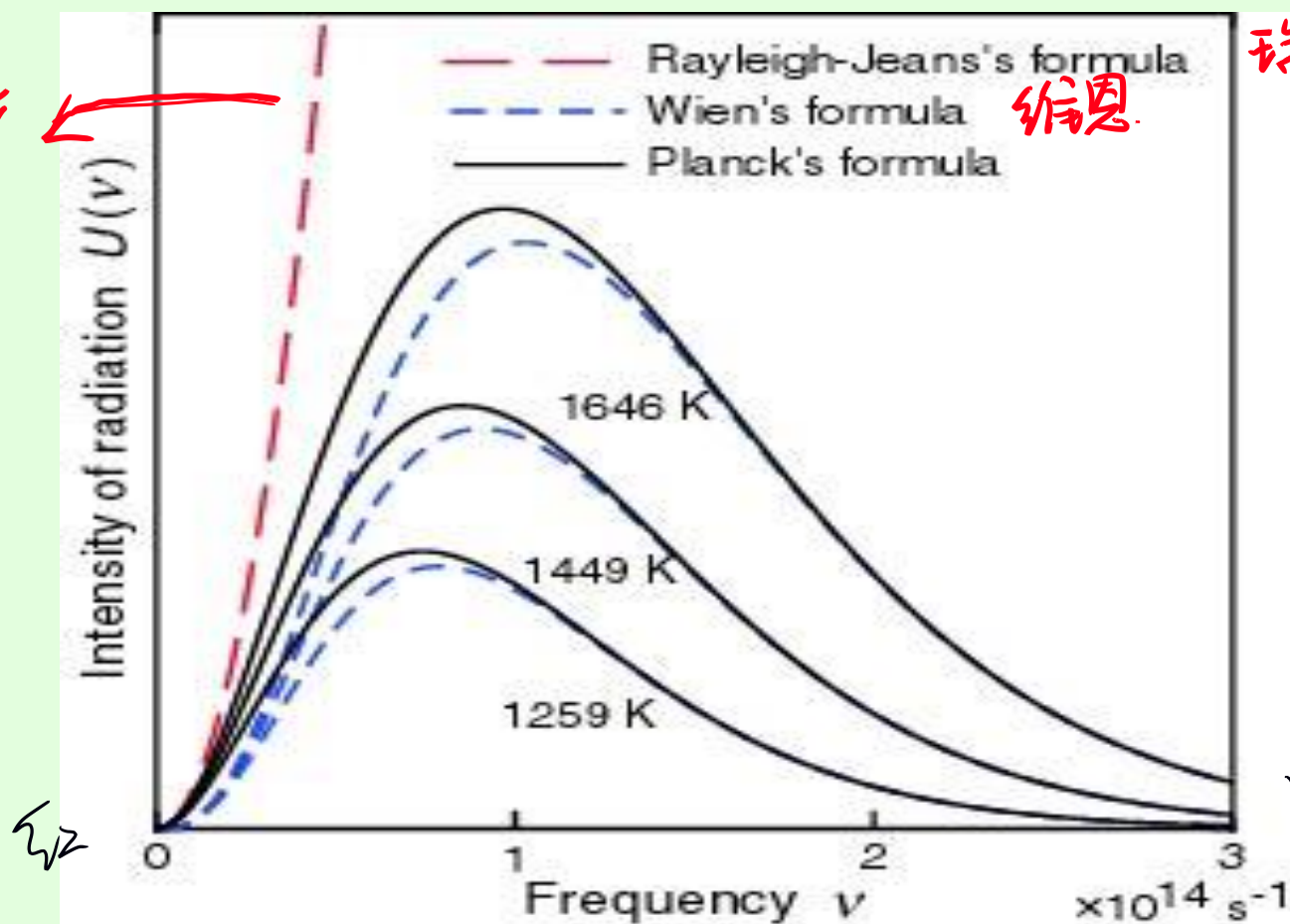
$$\rho_\nu(T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}$$

真空中的光速 $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$

Planck常数 $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$

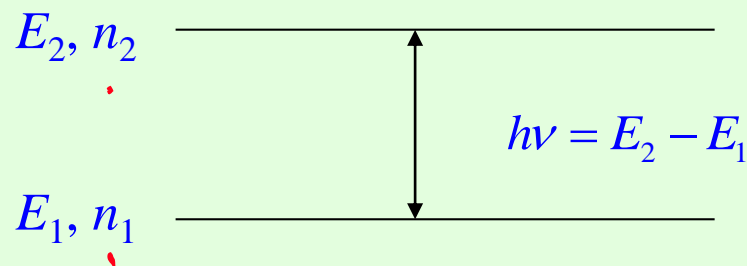
玻尔兹曼常数 $k = 1.38066 \times 10^{-23} \text{ J/K}$

紫外灾难



$$\rho_{\nu}(T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}$$

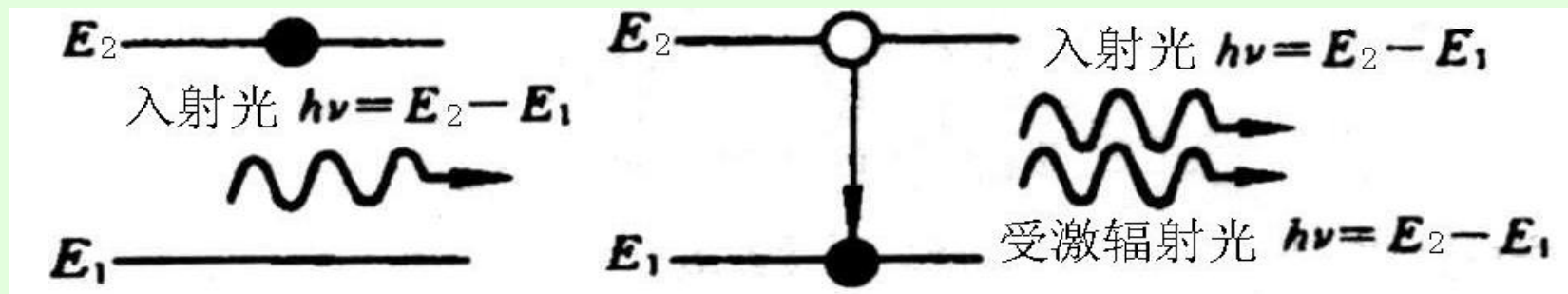
1.3 自发辐射、受激辐射与受激吸收



二能级原子图

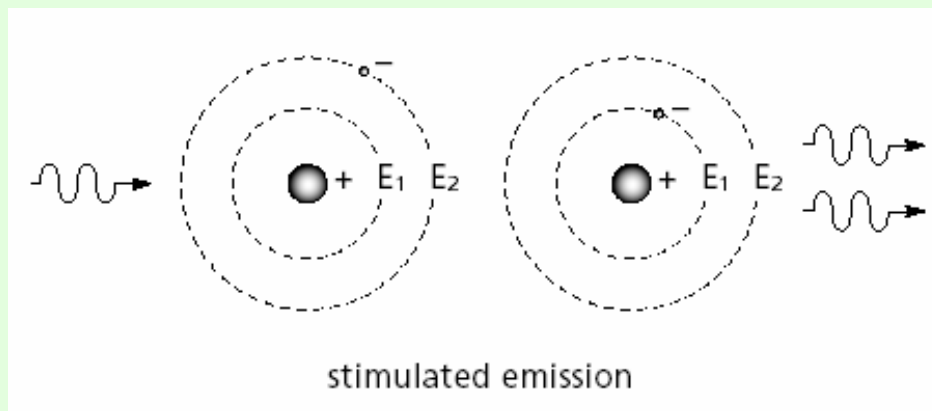
- 物质吸收或发射光子，实质上是辐射场和物质原子相互作用的结果
- 爱因斯坦从量子论观点出发提出：该相互作用应包含原子的自发辐射、受激辐射和受激吸收等三种跃迁过程
- 两个能级 E_2 和 E_1 满足 $E_2 - E_1 = h\nu$ 。单位体积内处于两个能级的原子数分别用 n_2 和 n_1 表示。

受激辐射 *stimulated emission*



处于上能级的原子，在频率 $\nu = (E_2 - E_1)/h$ 的辐射场作用下，跃迁至下能级并辐射出一个与入射光子状态完全相同的光子（频率、相位、传播方向和极化状态均相同）。这个过程称为受激辐射。

受激辐射发出的光波称为受激辐射。



(单个原子) 受激辐射的跃迁几率为

$$W_{21} = -\left(\frac{dn_2}{dt}\right)_{\text{st}} \frac{1}{n_2} \triangleq B_{21}\rho_\nu$$

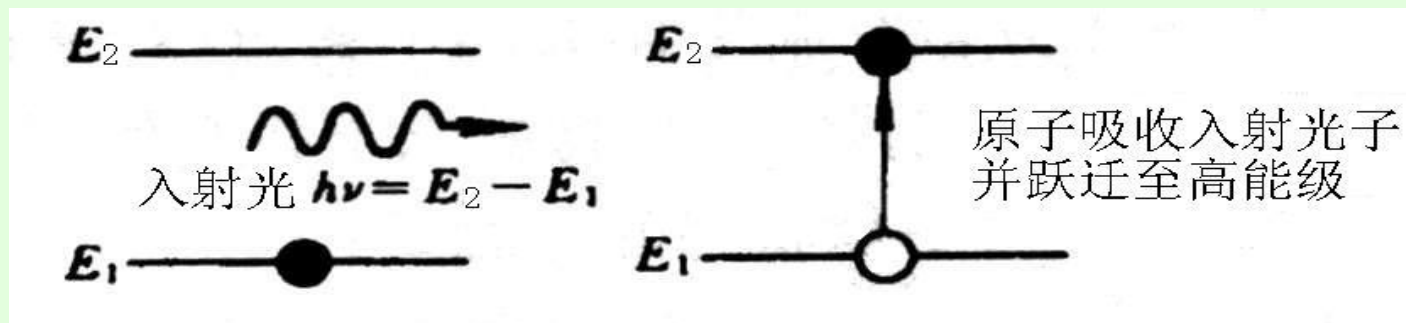
与光子数成正比

与光子数相关

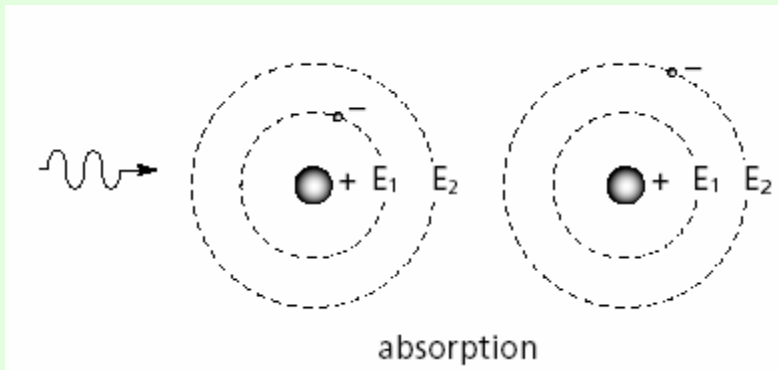
其中 B_{21} 为受激辐射的爱因斯坦系数，它只与原子的性质有关。 ρ_ν 是前面讲到过的黑体单色功率密度（下同）。单位体积中处于上能级原子数 n_2 的减少速率与 n_2 成正比。上述定义加负号是为了让结果为正，除以 n_2 使得定义与初始粒子数无关。

受激吸收

stimulated absorption



处于下能级的一个原子，在频率为 ν 的辐射场作用下吸收一个能量为 $h\nu$ 的光子，并跃迁至高能级，这种过程称为受激吸收。



处于低能级轨道上的电子，吸收光子能量跃迁到高能级轨道上。电子轨道是量子力学产生之初的过渡性概念，应代之以电子云。

受激吸收跃迁几率为

$$W_{12} = -\left(\frac{dn_1}{dt}\right)_{\text{st}} \frac{1}{n_1} \triangleq B_{12}\rho_\nu$$

式中 B_{12} 为受激吸收的爱因斯坦系数，只与原子性质有关。此时是单位体积中处于下能级原子数 n_1 的在减少。

思考：为何原子在两个能级之间的受激跃迁几率，与介质中电磁场(光子)的单色功率密度成正比？

问题：为何原子在两个能级之间的受激跃迁几率，与介质中电磁场(光子)的单色功率密度成正比？

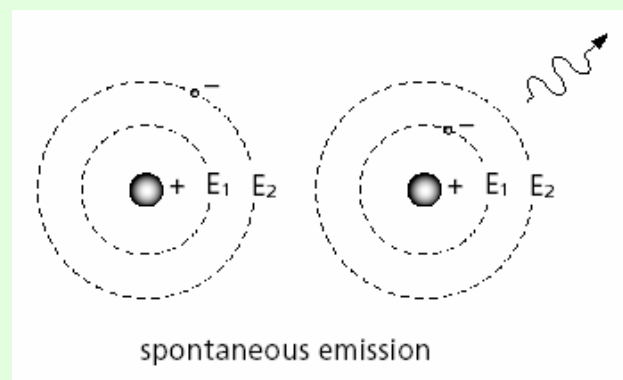
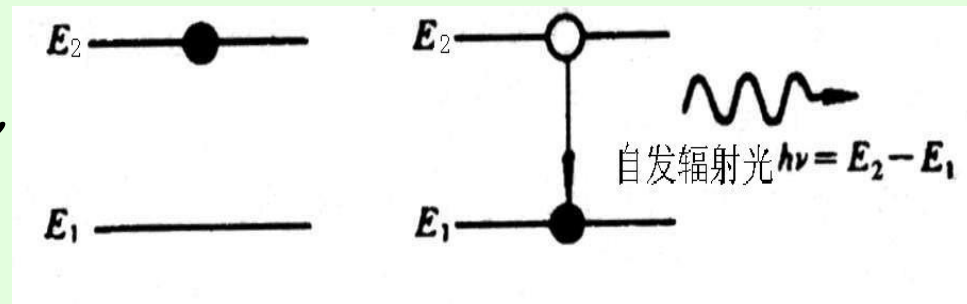
回答：原子在两个能级之间的受激跃迁（受激吸收和受激辐射），是由原子与光子之间的相互作用引起的。因此在介质中，单位体积内的光子数越多，引发原子发生能级跃迁的可能性就越大，而单位体积内的光子数与光子辐射的单色功率密度成正比。因此原子在两个能级之间的受激跃迁几率，与介质中光子的单色功率密度成正比，其比例系数是受激辐射或受激吸收的爱因斯坦系数。爱因斯坦的这一假设在理论上是合理的，在实践上也经得住实验检验。

自发辐射

处于上能级的原子自发地向下能级跃迁，并发射能量为 $h\nu$ 的光子，这种过程称为自发辐射，其跃迁几率为

$$A_{21} = -\left(\frac{dn_2}{dt}\right)_{\text{sp}} \frac{1}{n_2}$$

产生自发跃迁的物理原因，将用激光物理的全量子理论进行解释（真空涨落）。



思考：为何不照样地把它写成与单色功率密度成正比的样子，并且把比例系数定义为自发辐射的爱因斯坦系数？

与入射光无关，没有入射光扰动

由于自发跃迁的存在，单位体积内处于上能级的原子数随时间的变化率为：

$$A_{21} = -\left(\frac{dn_2}{dt}\right)_{\text{sp}} \frac{1}{n_2} \longrightarrow \frac{dn_2}{dt} = -A_{21}n_2 \longrightarrow$$

$$n_2(t) = n_{20} \exp(-A_{21}t) \triangleq n_{20} \exp(-t/\tau)$$

$$A_{21} = 1/\tau$$

式中 τ 是原子处在上能级的平均寿命。把 A_{21} 直接称为自发辐射的爱因斯坦系数，它只与原子本身性质有关。

注：一般地，衰减到某物理量初始值的 $\exp(-1)$ 倍所花的时间，被定义为与该物理量相关的寿命。

受激辐射的相干性

◆ 自发辐射：单个原子的自发辐射其位相是随机的，所以大量原子的自发辐射场是不相干的。

◆ 受激辐射：受激辐射场与入射场具有相同的频率、相位、传播方向和偏振状态，因此，受激辐射场与入射场属于同一模式。大量粒子在同一入射场激励下，产生的受激辐射处于同一光场模式，使得受激辐射是相干的。

Note: 由量子力学知，处于同一个量子力学状态的粒子，会产生相干的量子力学效应。处于同一个光场模式的所有光子，它们的量子力学状态完全相同，从而具有相干性。

爱因斯坦关系式

黑体辐射的普朗克公式 $\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}$ (1)

在热平衡状态，腔内物质原子数按能级分布应服从玻耳兹曼分布

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{f_2}{f_1} \exp[-(E_2 - E_1)/kT] \quad (2)$$

f_1 、 f_2 能级 E_2 、 E_1 的简并度(处于同一能级上的微观状态数量)。在热平衡状态下，辐射与吸收平衡，于是可利用定义推导如下：

$$\left(\frac{dn_2}{dt}\right)_{\text{st}} = -n_2 B_{21} \rho_\nu, \quad \left(\frac{dn_1}{dt}\right)_{\text{st}} = -n_1 B_{12} \rho_\nu, \quad \frac{dn_2}{dt} = -A_{21} n_2$$

$$\left(\frac{\partial n_2}{\partial t}\right)_{\text{sp}} + \left(\frac{\partial n_2}{\partial t}\right)_{\text{st}} = \left(\frac{\partial n_1}{\partial t}\right)_{\text{st}} \Rightarrow \underline{n_2 A_{21} + n_2 B_{21} \rho_\nu = n_1 B_{12} \rho_\nu} \quad (3)$$

自发辐射

联立上面三式，并利用 $E_2 - E_1 = h\nu$ ，可得

$$\frac{c^3}{8\pi h\nu^3} [\exp(h\nu/kT) - 1] = \frac{B_{21}}{A_{21}} \left[\frac{B_{12}f_1}{B_{21}f_2} \exp(h\nu/kT) - 1 \right]$$

上式对所有温度 $T > 0$ 都应成立，考虑 $T \rightarrow \infty$ 时的极限，由上式可得 爱因斯坦关系式

$$\frac{B_{21}}{B_{12}} = \frac{f_1}{f_2}, \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (4)$$

当上下能级简并度相等时，有 $B_{12} = B_{21}$

1.4 激光产生的条件

● 受激辐射 → 光子数增加

● 受激吸收 → 光子数减少

● 热平衡条件下, $\text{let } f_1 = f_2 \Rightarrow \underline{B_{21} = B_{12}}$

$$\frac{n_2}{n_1} = \exp[-(E_2 - E_1)/kT] = \exp(-h\nu/kT) < 1$$

$$\left| \left(\frac{dn_2}{dt} \right)_{\text{st}} \right| = n_2 B_{21} \rho_\nu < \left| \left(\frac{dn_1}{dt} \right)_{\text{st}} \right| = n_1 B_{12} \rho_\nu$$

受激吸收 > 受激辐射, 故光强减弱 (同一时间间隔内, 介质吸收的光子超过介质发射的光子)。此时不能实现光放大。

此时不能产生激光。

如果通过泵浦使 $n_2 > n_1$ （这种状态称为粒子数反转），此时受激吸收 < 受激辐射，光强就会得到放大。

此即激光放大器的基本原理

- 由此可见，形成粒子数反转，是产生激光或激光放大的必要条件。
- 为了形成粒子数反转，必须要对发光物质输入能量，我们称这一过程为激励、抽运或者是泵浦。

课外思考：当介质处于粒子数反转时，温度如何？，如何理解？

此时已经是非热平衡状态，故不能使用以下公式进行分析

$$\frac{n_2}{n_1} = \exp\left[-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}\right] > 1, E_2 > E_1 \Rightarrow T < 0?$$

1.5 谱线加宽

实际的辐射并不是单色的，而是分布在谱线的中心频率 $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$ 附近的某一个频率范围内，这种现象叫做谱线加宽。

$$\nu = \nu_0 = (E_2 - E_1)/h \rightarrow \nu \in [\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2}, \nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2}]$$

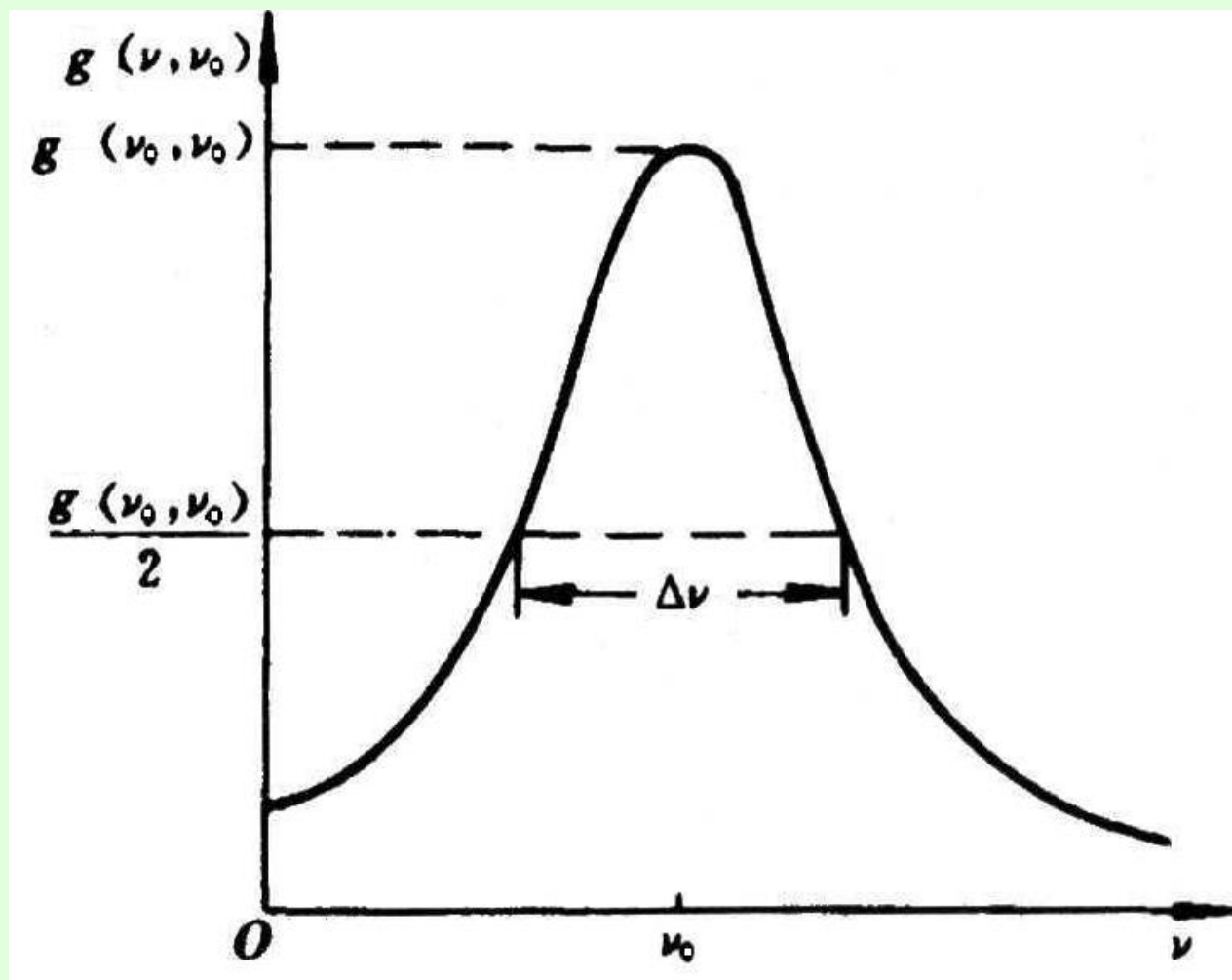
利用单色功率密度 ρ_ν ，定义谱线的线型函数如下

$$g(\nu, \nu_0) = \frac{\rho_\nu}{\int_{-\infty}^{+\infty} \rho_\nu d\nu} \quad \longrightarrow \quad \int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu, \nu_0) d\nu = 1$$

{ ρ_ν 为单位频率间隔内的辐射功率密度 }。线型函数在 $\nu = \nu_0$ 时有最大值，假定它在 $\nu = \nu_0 \pm \Delta\nu/2$ 下降至最大值的一半，即

$$g\left(\nu_0 \pm \frac{\Delta\nu}{2}, \nu_0\right) = \frac{g(\nu_0, \nu_0)}{2}$$

按上面的定义 $\Delta\nu$ 称为谱线宽度。



$$g(\nu_0 \pm \Delta\nu/2, \nu_0) = g(\nu_0, \nu_0)/2 \quad \Delta\nu \text{ 称为谱线宽度}$$

量子解释

- 根据量子力学，原子的能级大小不能简单地用一个确定的数值来表示，而是在一定的范围内分布。数值分布的区间长度称为能级自然宽度。
- 根据量子力学，时间和能量是不能同时确定的：

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$$

对原子能级来说，时间的不确定度 Δt 相当于原子的平均寿命 τ ，也即原子在该能级的平均停留时间，由此得能级宽度(对应能量的不确定度 ΔE)

$$\text{let } \Delta E \Delta t = \hbar/2\pi, \Delta t = \tau \Rightarrow \Delta E = \hbar \Delta \nu = \hbar/2\pi \tau$$

● 由于能级有宽度，所以原有频率 ν 应理解为中心频率 ν_0 ，而频率宽度 $\Delta\nu$ 的大小由能级宽度决定。

● 上能级宽度为 ΔE_2 的原子，跃迁到宽度为 ΔE_1 的下能级时，围绕中心频率 ν_0 的谱线宽度为（辐射电磁波的频率带宽）

$$\Delta\nu = \frac{\Delta E_1 + \Delta E_2}{h} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right)$$

$$\nu \in \left[\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2}, \nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2} \right]$$

上下能级的寿命

$$\Delta E = h\Delta\nu = h/2\pi\tau$$

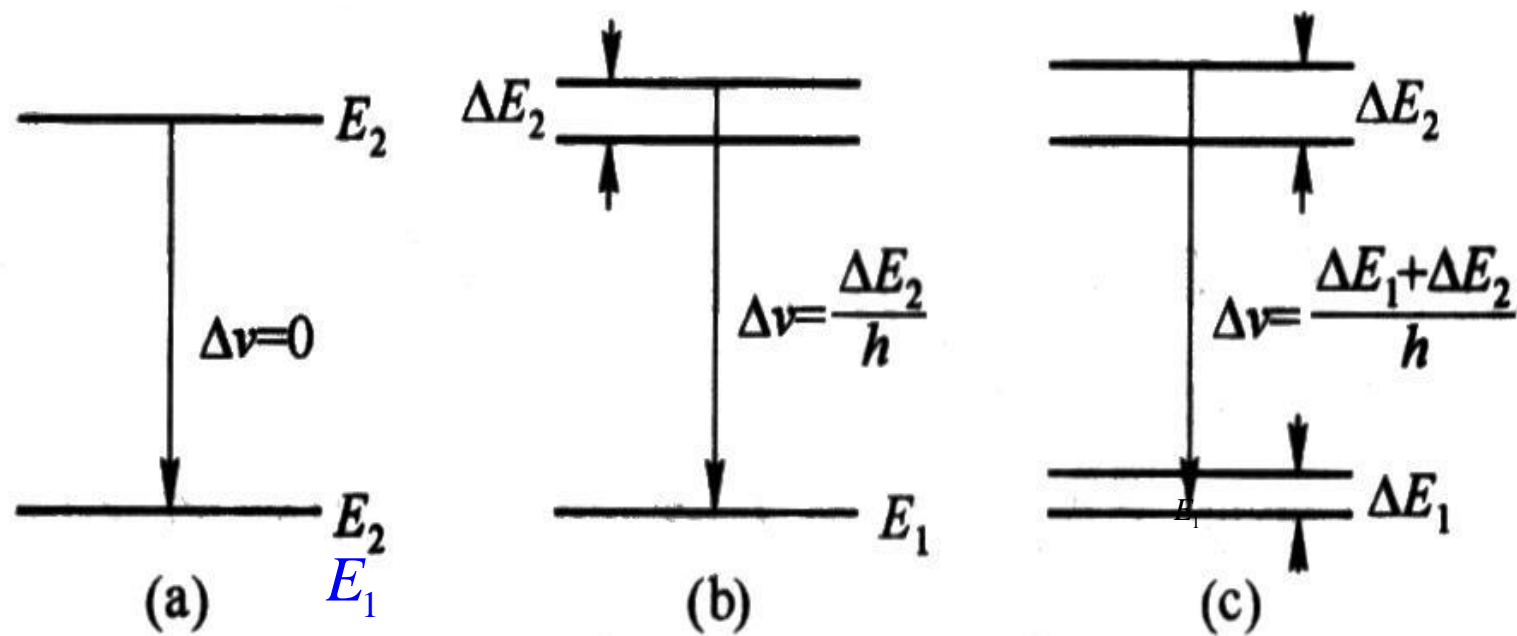
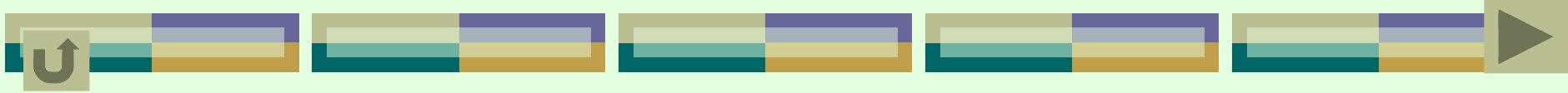


图 三种不同情况下辐射跃迁谱线的宽度



均匀加宽：引起的加宽的物理机制和谱线加宽结果对每个原子都是相同的。例如：自发辐射引起的自然加宽、碰撞加宽及晶格振动加宽。

非均匀加宽：同类原子的加宽机制和线型函数是相同的，不同类原子的谱线加宽中心频率是不同的。例如多普勒加宽、晶格缺陷加宽均属非均匀加宽。





实际上往往同时两种加宽因素，即综合加宽。

当均匀加宽的线宽比非均匀加宽的线宽大得多时，可近似认为是均匀加宽，反之认为是非均匀加宽。（即哪种加宽的贡献占主导，就近似认为是哪种加宽）

