

量子电子学

谭冠荣 杨玲 郭银伏 鲍家善 编



高等教育出版社

量子电子学

谭冠荣 杨玲 郭银伏 鲍家善 编

高等教育出版社

内 容 提 要

本书根据国家教委 1985 年制定的《量子电子学》教学大纲编写而成。全书共分七章,内容有量子放大器,激光振荡器,光频信号的频率变换,光频信号的调制,光频信号的检测,超导电子学和量子电子学的应用等。每章附有习题,可供 54 学时教学使用。

本书可以作为无线电物理专业和激光专业本科学生的教材,也可供有关专业及技术人员参考。

责任编辑 尹洪

量 子 电 子 学

谭冠荣 杨玲 郭银伏 鲍家善 编

*

高等教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

河北省香河县印刷厂印装

*

开本 850×1168 1/32 印张 12 字数 290 000

1988年11月第1版 1989年6月第1次印刷

印数0001—1 615

ISBN 7-04-001026-7/TN·83

定价3.20元

前 言

目前,电子学所研究和应用的器件愈来愈多,其发展趋势有两个。其一是器件的工作温度愈来愈低,从常温、低温到超低温,目前已出现许多在液氮温度和液氦温度下的超导电子器件和装置。其二则是器件的工作频率愈来愈高,从射频到超高频,从厘米波、毫米波到亚毫米波,目前已发展到光频波段。环境温度的降低或工作频率的提高,使材料中能级的量子化、光子的发射和吸收等量子效应增强了,量子电子学正是适应这一发展趋势而发展起来的,它是物理学、光学和电子学互相渗透而形成的一门边缘学科,它应用物理学的量子理论、光学原理和光学器件来研究电子学的课题,是无线电物理学的重要组成部分。

1955年和1960年微波量子放大器和激光振荡器的相继出现,以及由于光通信、能源和材料科学研究的需要,促使量子电子学的研究飞快地发展,并且使之得到了日益广泛的应用。研究成果、论文和专著愈来愈多,到目前为止,已经召开了13次国际量子电子学会议(每两年1次),美国电气和电子学工程师协会(IEEE)于1965年开始发行量子电子学月刊,苏联科学院也于1971年开始出版量子电子学期刊。在我国,量子电子学期刊从1985年开始发行,许多科研部门和高等院校都在开展量子电子学方面的科学研究和教学工作。

量子电子学所讨论的内容既与物理学、光学有关,也与电子学有关。从物理学角度看,量子电子学研究的内容主要是电磁场的量子化以及电磁场与四种电子的相互作用。这四种电子是“自由”电子、束缚电子、自旋电子和超导电子。这里所说的“自由”电子是相对于原子中绕核运动的束缚电子而言的,它仍处于别的外力作

用之下。电磁场与“自由”电子相互作用的典型例子是渡越时间电
容电感振荡器，各种激光振荡器的工作原理则是建立在量子化辐
射场与束缚电子间相互作用的基础上的，顺磁共振波谱仪的工作
原理是以电磁场与自旋电子相互作用为理论基础，而许多超导器
件则是利用了电磁场与超导电子的相互作用。由此可见量子电子
学研究的内容是十分广泛的。

但是，自从1960年激光器出现以后，量子电子学的主要内容
就集中在“激光”这一核心上了，所以从光学的角度看，量子电子学
研究的主要内容分为激光原理和非线性光学两个领域。激光原理
部分主要探讨实现各种激光器的可能性，包括寻求各种激光工作
介质、实现原子数密度反转分布的各种泵浦方法、功率输出的最佳
条件以及稳定输出功率的方法等等。二十多年来，已经研制成功
各种固体激光器（例如红宝石激光器）、气体激光器（例如氮氛激
光器）、半导体激光器（例如砷化镓结激光器）、离子激光器（例
如氩离子激光器）以及有机染料激光器（例如若丹明6G染料激
光器）。

非线性光学是量子电子学研究的一个重要领域，在能量很高的
激光信号照射下，晶体的非线性极化效应就可以显示出来了，由
于晶体的非线性极化，能引起不同频率电磁波之间的能量转换，这
一现象的研究，实现了光频信号的二次谐波产生和参量振荡。所
谓二次谐波产生就是指频率为 ω 的光频电磁波信号通过非线性
晶体时，其部分能量转换成频率为 2ω 的光频电磁波的能量。而
参量振荡则是在非线性晶体中，一个频率为 ω_3 的强泵浦光频信号
同时导致频率为 ω_1 和 ω_2 的两个光频电磁波信号的产生，而且 ω_3
等于 ω_1 和 ω_2 之和。目前，非线性光学仍然是量子电子学有待于
进一步研究的课题。

如果从电子学的角度看，与传统的电子学一样，量子电子学主
要研究的课题仍然是电磁波信号的传输、放大、振荡、频率变换、检
测器件和检测方法等等。只不过电磁波信号的频率达到或接近光

频段,以致与物质相互作用时量子效应较为显著而已。

本书的初稿写于1980年秋,先后在天津南开大学物理系和电子科学系无线电物理专业使用过多次。1985年9月全国理科无线电教材编审委员会在天津召开了量子电子学教学讨论会,会上制定了量子电子学教学大纲,根据教学大纲的要求和几年来的教学实践经验,我们对初稿进行了较大的修改,并将修改稿提交1986年9月在天津召开的量子电子学教材讨论会讨论,与会代表热忱地对修改稿提出了若干建设性的意见,现在和读者见面的这本《量子电子学》教材,就是参考了这些意见,进行修改和补充后定稿的。从修改稿到定稿这一过程是在上海科学技术大学教授、复旦大学兼职教授鲍家善先生主持下进行的。参加编写工作的除鲍家善(第六章和第七章第五至七节)外,还有南开大学电子科学系谭冠荣(前言、第一章、第二章和第七章第四节)、杨玲(第三章和第七章第一节)、郭银伏(第四章、第五章和第七章第二至三节)等同志。全书由谭冠荣副教授统一整理和对各章文字进行协调。

我们是根据教学大纲和几年来的教学情况来组织本书内容的,考虑到量子电子学是电子系无线电物理专业的一门主要课程,所以在编写时力求突出电子学的特点,较多地与同学们学过的晶体管电路原理作对比,加强物理概念的描述,减少不必要的繁杂的数学推导,以便突出重点,便于学习和理解。

根据大纲规定,量子电子学课程为54学时,本教材必讲部分内容为48学时,其余6个学时的内容,可以从选讲部分(标有*号者)中选取。本教材中的选讲内容是按20学时编写的。

本教材在编写过程中,得到了全国理科无线电教材编写委员会的热情指导,南开大学朱遐教授、张光寅教授对初稿的部分章节提出过很好的修改意见,出席1986年在天津召开的量子电子学教材讨论会的北京大学、复旦大学、中山大学、厦门大学、山东大学、华东师范大学、湘潭大学、内蒙古大学、云南大学和河北大学的

有关教师对本教材进行了全面的和认真的审阅，提出了许多建设性意见。值此出版之际，表示衷心的感谢。

本教材除了作为理科无线电物理专业的教科书外，也可供有关专业师生和科技人员阅读。

由于业务水平有限和时间仓促，教材中一定还有不少缺点和错误。热忱欢迎读者提出宝贵意见。

编 者

1987.7.

目 录

前言	1
第一章 量子放大器	1
§ 1.1 量子放大器的基本原理	1
§ 1.2 二能级原子系统的跃迁几率	5
§ 1.3 量子放大器的指数增益系数	14
§ 1.4 谱线展宽与量子放大器的频带宽度	19
* § 1.5 量子放大器的饱和特性和噪声特性	23
第二章 激光振荡器	52
§ 2.1 激光振荡器的主要组成部分	52
§ 2.2 开式光学谐振腔	55
§ 2.3 激光振荡器的振荡条件和起振过程	65
§ 2.4 激光振荡的模式	75
§ 2.5 激光振荡器的振荡频率和频率调谐	84
§ 2.6 激光振荡器的输出功率	95
* § 2.7 激光振荡器的调 Q 与锁模	100
§ 2.8 几种常用的激光振荡器	117
第三章 光频信号的频率变换	149
§ 3.1 利用非线性效应实现频率变换	149
§ 3.2 介质的非线性极化效应	154
§ 3.3 非线性介质中的光频信号电磁波传播公式	166
§ 3.4 光频信号的二次谐波的产生	172
* § 3.5 光频信号的和频与差频	188
第四章 光频信号的调制	201
§ 4.1 电场对光频信号调制的物理基础	201
§ 4.2 电场对光频信号的幅度调制	215

* § 4.3	电场对光频信号的相位调制	226
* § 4.4	声波对光频信号的调制简介	236
第五章	光频信号的检测	244
§ 5.1	几种噪声	245
§ 5.2	几种检测器件	253
§ 5.3	光频信号的零拍检测法	276
§ 5.4	光频信号的差拍检测法	280
* § 5.5	单光子计数	284
* § 5.6	超短脉冲检测	288
第六章	超导电子学	295
§ 6.1	超导现象	296
§ 6.2	超导隧道效应	303
§ 6.3	超导电子器件	318
§ 6.4	结束语	333
第七章	量子电子学的应用	339
* § 7.1	光通信原理	339
* § 7.2	激光测距仪	348
* § 7.3	激光雷达	352
* § 7.4	量子频标	355
* § 7.5	电压标准及 $2e/h$ 的测定	362
* § 7.6	微弱磁场的测定	363
* § 7.7	毫米波及亚毫米波的检测、混频和放大	367

第一章 量子放大器

在电子管电子学和晶体管电子学中,用来放大信号的是各种电子管放大电路和晶体管放大电路。在量子电子学中涉及的多半是光频信号,放大光频信号的器件是量子放大器,量子放大器是一个很重要的量子器件,在光通信等科技领域中有着广泛的应用,它也是激光振荡器的重要组成部分。量子放大器在结构和工作原理方面都与低频放大电路截然不同。通过本章的学习,应当掌握量子放大器的基本原理和分析方法,并且熟悉它的几个重要特性。

§ 1.1 量子放大器的基本原理

众所周知,晶体管放大器是由晶体三极管和相应的电路原件组成的,它是利用基极电流对集电极电流强有力的控制作用来实现对低频电压信号或低频电流信号的放大的。由于极间电容和分布电容的影响,随着信号频率的提高,这种放大器的增益将随之减小。在量子电子学中,所涉及的信号频率达到或接近光频段,比晶体管放大电路的工作频率要大好几个数量级,所以再用晶体管来进行放大已是不可能的了。

在量子电子学中,用来放大光频信号的器件是量子放大器,它是由含有大量原子(或分子)的介质构成的。在入射的光频信号作用下,介质中的原子将进行受激发射跃迁释放一个光子,或作受激吸收跃迁吸收一个光子。量子放大器正是利用这种受激跃迁效应来实现放大光频信号的。

原子物理学的研究成果告诉我们,原子具有许多个量子化的能级,原子处于不同能级时有不同的能量,在图(1.1.1)中画出的

是原子能级示意图。在放大某一频率的光频信号时,往往只涉及到两个能级,例如能级 a 和能级 b , 原子处于这两个能级的能量分别用 E_a 和 E_b 来表示。下面我们就以这一简化的两能级原子系统为例,来定性地说明量子放大器的工作原理,所得到的结果将具有普遍性。至于定量的描写与数学推导,留待本章后面各节中去进行。

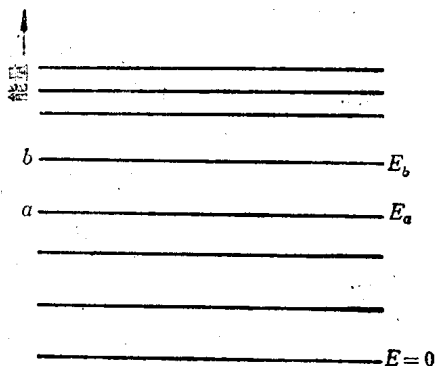


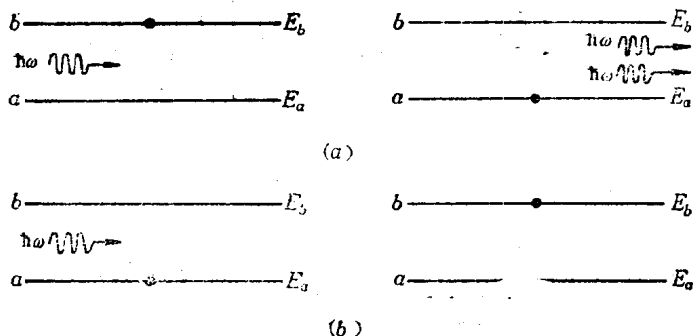
图 (1.1.1) 原子能级示意图

光频信号入射到量子放大器的原子介质上时, 如果它的圆频率为

$$\omega = \frac{E_b - E_a}{\hbar} \quad (1.1.1)$$

式中 $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, h 是普朗克常数, 即光频信号中光子能量。 $\hbar\omega$ 正好等于原子上能级能量 E_b 与下能级能量 E_a 之差时, 则在它的激发扰动下, 根据量子力学描写的规律, 处于上能级 b 的原子将受激跃迁到下能级 a , 同时放出一个能量为 $\hbar\omega$ 的光子, 这光子与入射光频信号含有的光子一样, 所以导致入射光频信号中光子数增加, 如图 (1.1.2) (a) 所示, 这一跃迁称为受激发射跃迁。反之, 处于下能级 a 的原子, 将受激跃迁到上能级 b , 同时从光频信号中吸收一个能量为 $\hbar\omega$ 的光子, 使入射光频信号中的光子数减少, 如图 (1.1.2) (b) 所示, 这一跃迁称为受激吸收跃迁。受激发射跃迁与受激

吸收跃迁是同时存在的,而且在能级无简并的情况下,原子作两种



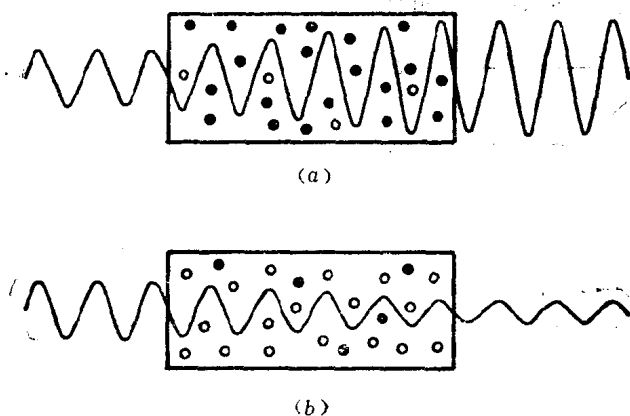
(a) 受激发射跃迁

(b) 受激吸收跃迁

图 (1.1.2) 原子的受激跃迁

受激跃迁的几率是一样的,因此,入射光频信号与介质原子系统相互作用后,其含有的光子数是减少还是增加,这要看介质中单位体积内处于下能级 a 的原子数多,还是处于上能级 b 的原子数多来决定。如果上能级 b 的原子数密度(单位体积中的原子数) N_b 大于下能级 a 的原子数密度 N_a ,那么由于受激跃迁的结果,原子系统发射的光子数将多于吸收的光子数,从而使入射的光频信号中含有的光子数增多,光强度增大,这就实现了对光频信号的放大,处于这一状况的原子(或分子)介质就是一个量子放大器,光频信号在其中传播,其幅度将愈来愈大,如图(1.1.3)(a)所示。反之,如果上能级 b 的原子数密度 N_b 小于下能级 a 的原子数密度 N_a ,介质中原子系统作受激跃迁时发射的光子数将少于从光频信号吸收的光子数,使入射光频信号失去一部分光子,从而减弱了光频信号的强度。自然处于这一状况的原子(或分子)介质,不是一个量子放大器,而是一个量子吸收器。光频信号在量子吸收器中传播时,其幅度将愈来愈小,如图(1.1.3)(b)所示。

然而,在通常情况下,介质处于热平衡时,原子遵从玻耳兹曼



(a) 电磁波在 $N_b > N_a$ 的量子放大器中的放大

(b) 电磁波在 $N_a > N_b$ 的量子吸收器中的吸收

图 (1.1.3) 入射电磁波通过量子放大器和量子吸收器, 图中 $\circ$ 代表处于上能级 b 的原子, $\bullet$ 代表处于下能级 a 的原子

分布, 上能级的原子数密度小于下能级原子数密度, 因此原子介质对光频信号没有放大作用, 而只是一个有吸收作用的量子吸收器, 这在我们的日常生活中已是司空见惯的事情了。

上能级的原子数密度大于下能级的原子数密度, 是一种反常于玻耳兹曼分布的分布, 我们称之为原子数密度反转分布, 有时也称为原子布居数反转。正如上面所说的那样, 原子数密度反转分布是实现光频信号放大的必要条件, 即只有用原子数密度反转分布的原子介质才能做成量子放大器, 对光频信号进行放大。具有原子数密度反转分布的介质又称为激光放大介质, 或激光增益介质。

那么, 如何才能实现原子数密度反转分布呢? 在量子电子学中, 通常采用的是泵浦方法, 如同抽水泵把水从低的地方往高的地方输送那样, 这里所说的泵浦方法, 就是把较低能级中的原子往较高能级输送。常用的泵浦方法分为电泵浦法和光泵浦法两种。电泵浦法是用一高压电源, 用其输出的高电压来使气体原子 (或分

子)介质放电,产生高能电子,然后高能电子与介质中的原子(或分子)碰撞,将其能量交给原子(或分子),使原子(或分子)从基态或较低能级跃迁到较高的能级上去,从而造成原子数密度反转分布。光泵浦方法是用一泵浦光源(例如水银闪光灯)来照射原子介质,介质中基态或较低能级的原子吸收泵浦光源的能量而跃迁到较高能级上去,实现原子数密度的反转分布。

以上我们从受激跃迁的角度,说明了具有原子数密度反转分布的量子放大器对光频信号的放大作用。应该顺便指出,介质中的原子除了能作受激跃迁外,还能产生自发跃迁现象。所谓自发跃迁,就是在没有外界激发源扰动的情况下,处于上能级的原子自动地跃迁到下能级,将多余的能量以光子的形式发射出来,如图(1.1.4)所示,自发发射产生的光子的能量和频率,与在光频信号扰动下原子在这两个能级间受激发射的光子相同。显然,从能量守恒的角度看,原子不可能从能量较低的下能级自动地跃迁到能量较高的上能级上去,也就不可能发射光子。由于自发跃迁与外

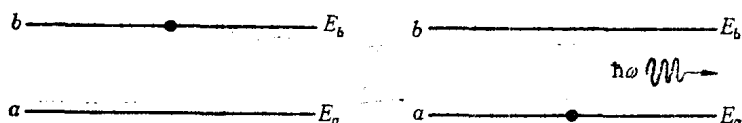


图 (1.1.4)原子的自发发射跃迁

来光频信号存在与否无关,所以在量子放大器中,原子自发跃迁产生的光子,是与它放大的光频信号不相干的。它们不能加强入射的光频信号,而只是作为一种噪声存在于量子放大器之中。

§ 1.2 二能级原子系统的跃迁几率

上一节已经提到,介质中的原子从一个能级跃迁到另一个能级,可能以三种方式进行,一种方式是自发发射跃迁,另外两种方式是外来光频信号作用下引起的受激发射跃迁和受激吸收跃迁。

那么，一个原子以这三种方式进行跃迁的可能性如何呢？在这一节里就来讨论这一问题，描写这种跃迁可能性的物理量称为跃迁几率。下面仍以二能级原子系统为例，来推求与三种跃迁方式相当的三个跃迁几率，即自发发射跃迁几率、受激发射跃迁几率和受激吸收跃迁几率。推导出这三种跃迁几率的数学表示式，对我们今后定量地分析量子放大器的各种特性大有帮助。

1. 自发发射跃迁几率

先从自发发射跃迁几率开始讨论，设在 $t=0$ 时刻，处于上能级 b 的原子数密度是 N_b ，由于自发发射，将有一部分原子跃迁到下能级 a ，从而使上能级原子数密度 N_b 减少，若介质中的原子是完全一样的全同原子，那么单位时间内自发跃迁的平均数可以写成

$$\frac{dN_b}{dt} = A_{ba} N_b \quad (1.2.1)$$

式中 A_{ba} 是比例常数，它表示一个原子在单位时间内，从上能级 b 自发跃迁到下能级 a 的可能性，称为原子自发跃迁几率。显然，它的数值愈大，自发跃迁的可能性就愈大，单位时间内从上能级自发跃迁到下能级的原子数量也愈大。自发发射跃迁几率的倒数

$$t_{sp} = \frac{1}{A_{ba}} \quad (1.2.2)$$

具有时间的量纲，称为原子的自发发射寿命或自发辐射寿命，其物理意义是原子停留于上能级 b 的平均时间。显然，自发跃迁几率愈大，停留在上能级的平均时间就愈短，也就是说自发发射寿命愈小。

2. 受激跃迁几率

前面已经指出，在入射光频信号激发扰动下，引起的原子跃迁称为受激跃迁。那么原子作受激跃迁的可能性如何呢？与处理自发发射跃迁时一样，为描写这一可能性，我们引入受激跃迁几率这

一物理量。下面分为入射光频信号是宽频带的和单色的两种情况,来推导受激跃迁几率的表示式。

(1) 宽频带光频信号激发扰动下原子的受激跃迁几率

设介质中的原子是完全一样的全同原子,宽频带光频信号单位频率间隔内的能量密度是 $\rho(\nu)$, 它是一个频率 ν 的函数,且每个原子由上能级 b 向下能级 a 作受激发射的跃迁几率 W'_{bai} 和由下能级 a 向上能级 b 作受激吸收的跃迁几率 W'_{abi} 均与能量密度 $\rho(\nu)$ 成正比,于是有

$$W'_{bai} = B_{ba}\rho(\nu) \quad (1.2.3)$$

$$W'_{abi} = B_{ab}\rho(\nu) \quad (1.2.4)$$

式中 B_{ba} 和 B_{ab} 是待定的比例常数,它们只与原子有关而与光频信号无关。在二能级原子系统中,处于上能级的原子向下能级的跃迁,存在自发发射跃迁和受激发射跃迁两种可能性,因此总的跃迁几率 W'_{ba} 等于受激发射跃迁几率 W'_{bai} 和自发发射跃迁几率 A_{ba} 之和:

$$W'_{ba} = W'_{bai} + A_{ba} \quad (1.2.5)$$

由于从下能级 a 到上能级 b 原子不可能作自发跃迁,所以处于下能级 a 的原子跃迁到上能级 b 的总跃迁几率 W'_{ab} , 就是受激吸收跃迁几率,即

$$W'_{ab} = W'_{abi} \quad (1.2.6)$$

能量密度 $\rho(\nu)$ 随频率 ν 变化的表示式,与光频信号的电磁场性质有关,为简单起见,我们采用热平衡时黑体辐射场的能量密度表示式:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi n^3 h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1.2.7)$$

式中 n 是介质的折射率, c 是真空中的光速, k 是玻耳兹曼常数,而 T 是热平衡温度。虽然我们采用了这一特殊情况下的电磁场能量密度表示式,但下面推导出来的一些结果仍然具有普遍性。另

外，在热平衡时，原子数按能级的分布遵从玻耳兹曼分布定律，在现在考虑的两能级的情况下，介质中上能级原子数密度 N_b 与下能级原子数密度 N_a 之比由玻耳兹曼因子决定：

$$\frac{N_b}{N_a} = e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (1.2.8)$$

其中 $h\nu$ 是光子能量，它等于上能级 b 的能量 E_b 与下能级 a 的能量 E_a 之差。既然处于热平衡，上能级和下能级的原子数均不应随时间变化，因而单位体积中在单位时间间隔里从上能级跃迁到下能级的原子数，应该等于从下能级跃迁到上能级去的原子数，也就是说

$$N_b W'_{ba} = N_a W'_{ab} \quad (1.2.9)$$

从式(1.2.3)到(1.2.9)可以求得下面的表示式

$$\frac{8\pi n^3 h\nu^3}{c^3(e^{h\nu/kT} - 1)} = \frac{A_{ba}}{B_{ab}e^{h\nu/kT} - B_{ba}} \quad (1.2.10)$$

很容易看出，这一公式只有当三个比例常数满足

$$B_{ab} = B_{ba} \quad (1.2.11)$$

和

$$A_{ba} = \frac{8\pi n^3 h\nu^3}{c^3} B_{ba} \quad (1.2.12)$$

这两个关系式时才成立。这两个关系式是由著名科学家爱因斯坦于 1917 年提出来的，所以这三个系数又称为爱因斯坦系数。

从式(1.2.3)、(1.2.4)和(1.2.11)可以求得

$$W'_{ba} = W'_{ab} \quad (1.2.13)$$

这就证实了在外来光频信号激发扰动下，原子从上能级 b 跃迁到下能级 a 的受激发射几率，与从下能级 a 跃迁到上能级 b 的受激吸收几率是相等的。于是下面我们用 W'_i 来表示这两个几率，并称之为原子的受激跃迁几率。从式(1.2.12)中求解系数 B_{ba} 代入式(1.2.3)，并令 $W'_{ba} = W'_i$ ，就得到受激跃迁几率的数学表示式：

$$W'_i = \frac{A_{ba} c^3}{8\pi n^3 h\nu^3} \rho(\nu) \quad (1.2.14)$$