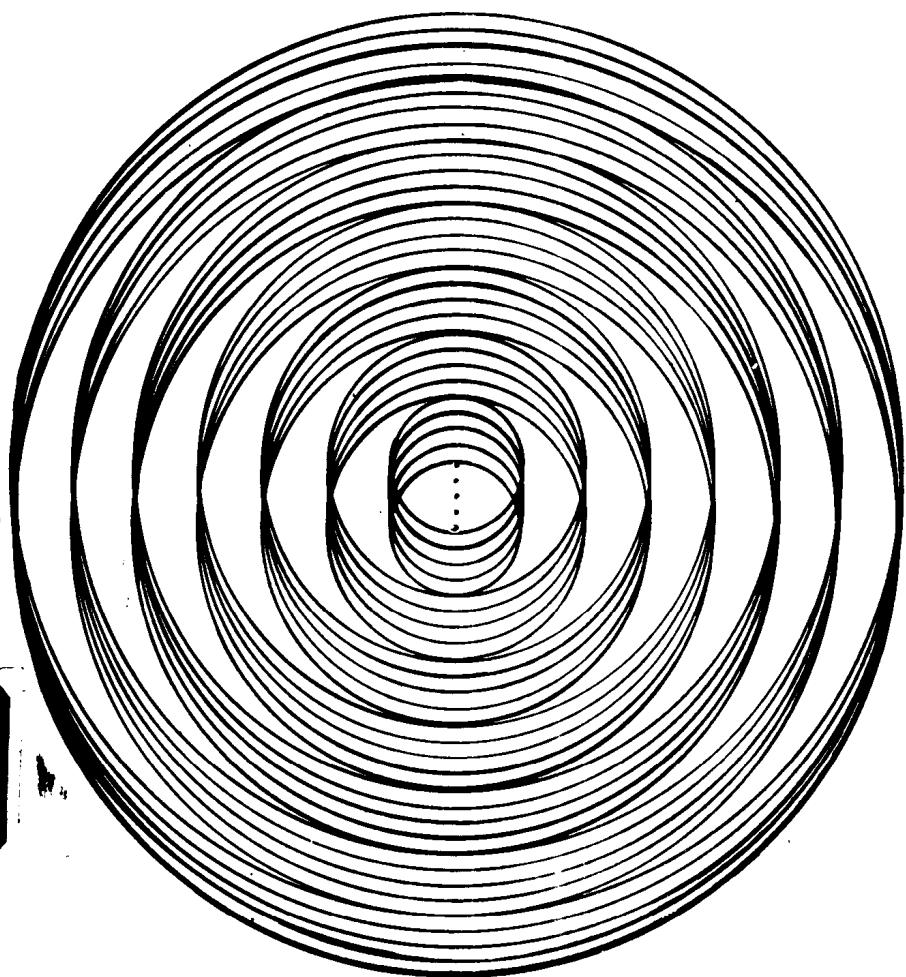


微波功率合成技术

邓绍范 等编著

哈尔滨工业大学出版社



内 容 简 介

本书系统地介绍了微波功率合成技术。主要内容有微波固态源的基本理论；矩形波导腔多管功率合成器；圆柱腔多管功率合成器；多个振荡器功率合成器。本书不仅全面地、系统地阐述了微波功率合成理论，而且介绍了许多电路实例和大量实验数据、设计图表和曲线。

本书主要读者对象是从事微波的研究人员和工程技术人员，也可以作为高等院校微波专业高年级学生和研究生的教学参考书。

微波功率合成技术

邓绍范 等编著

*

哈尔滨工业大学出版社出版

新华书店首都发行所发行

哈尔滨工业大学印刷厂印刷

开本787×1092 1/32 印张9.5 字数224000

1990年10月第1版 1990年10月第1次印刷

印数1-2000

ISBN 7-5603-0308-0/TN·24 定价3.95元

前 言

由于微波半导体器件的迅速发展,近20年来微波电路乃至整机的固态化、集成化有了很大发展。固态化、集成化电路较之电子管电路,在减小体积重量、降低成本、提高可靠性和设备使用寿命等方面有极其明显的优越性。但半导体器件不易实现中、大功率的弱点显得越来越突出,微波功率合成技术,正是克服这一不足的重要手段。近十年来,由IEEE主办的国际微波会议增加了“微波半导体高功率”专题,相应地微波功率的合成研究取得了许多成果,微波功率合成已成为微波领域一个重要的研究分支。目前,微波功率合成技术的发展趋势为:(1)尽管谐振式功率合成器技术已相当成熟,但它的研究还将继续下去,研究的重点主要放在提高输出功率、增加带宽和降低成本上。(2)由于宽频带通讯系统不断增加,非谐振式(如圆锥波导、辐射线式)合成器也将在这类系统应用中发挥重要作用。(3)将继续发展管芯合成技术的研究。(4)由于不同类型的合成技术日趋成熟,把不同类型的合成方法交叉组合应用,将会得到更高的输出功率。这样将会导致合成上百个器件的大规模功率合成器的发展。(5)随着低成本、小尺寸集成电路模件的出现,利用阵列技术在空间进行功率合成的研究也具有重要意义。

本书是作者在收集了大量的国内外有关论文、技术报告

等文献资料及从事微波功率合成研究的基础上而编著的。主要内容包括微波固态源的基本理论，矩形波导腔多管功率合成器；圆柱腔多管功率合成器和多个振荡器功率合成等四大部分。书中全面地、系统地阐述了微波固态源的基本理论，较详细地讨论了各种形式的微波功率合成器的电路理论、最佳合成条件、电路稳定性分析、干扰模式抑制技术、注入锁定等技术 with 理论问题，并列举了多种典型功率合成器电路实例，给出了大量实验数据、设计图表和曲线。

本书是关于微波固态源功率合成理论与技术的一本工程技术书籍。目前，虽然对各种微波功率合成器发表了许多论文和技术报告，但全面地、系统地介绍微波功率合成技术的书籍，尚不多见。我们尝试编著本书，试图系统地介绍微波功率合成理论与技术，以供从事微波的研究人员和工程技术人员阅读参考，也可作为高等院校微波技术专业研究生和高年级学生的参考书。

本书第一章、第二章由邓绍范撰写；第三章由邱景辉撰写；第四章由吴群撰写。由邓绍范任主编。

哈尔滨船舶工程学院刘懋恒教授担任本书主审，在审阅过程中提出了许多宝贵意见，在此表示衷心感谢。

由于作者水平所限，不当之处在所难免，恳切希望读者提出修改和补充意见。

作者

一九九〇年四月

目 录

第一章 微波固态源的基本理论

§ 1-1 概述	(1)
§ 1-2 雪崩渡越二极管	(2)
§ 1-3 转移电子器件	(27)
§ 1-4 负阻振荡器的基本理论	(44)
§ 1-5 微波负阻振荡器电路	(58)
§ 1-6 微波负阻振荡器的噪声	(62)
§ 1-7 微波负阻振荡器的稳频措施	(69)
§ 1-8 微波负阻振荡器的电调谐	(78)

第二章 矩形波导腔多管功率合成器

§ 2-1 概述	(86)
§ 2-2 梯形网络多管功率合成器的电路结构及 电路基本方程	(87)
§ 2-3 梯形网络电路最佳工作状态	(93)
§ 2-4 梯形网络电路的稳定性	(102)
§ 2-5 梯形网络干扰模式的抑制	(106)
§ 2-6 梯形网络多管放大功率合成器	(112)
§ 2-7 另一种矩形波导腔多管功率合成器	(135)
§ 2-8 电路举例	(146)
§ 2-9 同轴-波导腔功率合成器	(175)

第三章 圆柱腔多管功率合成器

- § 3-1 概述..... (186)
- § 3-2 圆柱腔多管功率合成器基本模型及波动方程..... (187)
- § 3-3 电路基本方程及最佳工作状态..... (192)
- § 3-4 杂模抑制..... (209)
- § 3-5 圆柱腔多管功率合成器设计..... (212)
- § 3-6 圆柱腔功率合成器实例..... (228)

第四章 多个振荡器的功率合成

- § 4-1 概述..... (249)
- § 4-2 多个振荡器功率合成的稳定性..... (250)
- § 4-3 两个振荡器功率合成系统..... (258)
- § 4-4 三个振荡器功率合成系统..... (274)
- § 4-5 其它类型的多振荡器功率合成技术简介
..... (282)

第一章 微波固态源的基本理论

§ 1-1 概 述

在 60 年代以前,微波源几乎全部是由微波电真空器件——磁控管、反射式速调管及返波管等构成。这类器件共同的问题是工作电压高、耗电多、体积庞大、结构复杂、成本高。60 年代以后,微波固体器件蓬勃发展,微波固态源在许多场合替代了电真空器件微波源,在通信、雷达、空间电子技术、电子对抗和测试仪表中得到了广泛的应用。到目前为止,微波固态源主要有如下几种:

第一,微波晶体管振荡源,包括双极晶体管和场效应晶体管振荡源;

第二,雪崩渡越二极管振荡源;

第三,转移电子器件(体效应二极管)振荡源。

在这三种微波固态源中,由于工艺条件等因素的限制,在高频下晶体管振荡源获得大的功率输出比较困难,目前只应用于 20GHz 频率以下。雪崩渡越二极管和转移电子器件振荡源近 20 年来发展极为迅速,其振荡频率已达到毫米波和亚毫米波段,被誉为开拓了“微波固态功率器件新纪元”的器件。它们是目前应用最广泛,发展前景最可观的微波固态功率器件。因此,本书将重点研究由这两种固体器件构成的各种微波功率源电路。

雪崩渡越二极管和转移电子器件两者尽管有不同结构和特点，但就其产生微波振荡的机理来说却都归结为具有负阻特性，而且它们的负阻又都是微波振荡幅度的非线性函数，在电路形式上也都有许多共同之处。因此，将这两种器件构成的微波源统称为微波固态负阻振荡器或微波半导体负阻振荡器。

本章是讨论以后三章各种功率合成器的基础，内容包括两大部分，一部分是介绍微波负阻器件——雪崩渡越二极管和转移电子器件的工作原理和特性；另一部分是介绍微波负阻振荡器基本理论、单管振荡器电路及负阻振荡器的噪声特性、稳频措施、调谐方法等。

§ 1-2 雪崩渡越二极管

雪崩渡越二极管全称为碰撞雪崩渡越时间二极管，习惯上人们简称为雪崩管。早在 1958 年，由美国人里德 (W.T. Read) 首先提出了雪崩效应与渡越时间效应相结合可以产生负阻，得到微波振荡的理论，1965 年，这种设想由实验证实。里德设想的这种工作模式叫做碰撞雪崩渡越时间模式，简称 IMPATT (Impact Avalanche Transit Time) 模式或崩越模式。1967 年，人们在实验中又发现一种新的高效率工作模式，称为俘获等离子体雪崩触发渡越模式，简称 TRAPATT (Trapped Plasma Avalanche Triggered Transit) 模式或俘越模式。崩越模是雪崩管的正常工作模式，振荡频率高，可从 1GHz 到 300GHz，但效率低，通常在 10% 以下；俘越模是雪崩管异常模式，振荡频率低，通常在几个 GHz 以下，但效率可高达 60% 以上，所以又称为高效率模式。下面简要

地介绍这两种振荡模式的工作原理。

一、碰撞雪崩渡越时间模式

1. 半导体材料的离化率和漂移速度

为了说明雪崩渡越二极管的工作原理，首先介绍半导体材料的两个重要参数——离化率和漂移速度。

在强电场作用下，半导体的载流子——空穴或电子的运动速度较高、动能较大。当它们的动能大于半导体原子对价电子的束缚能时，这样的载流子与原子碰撞时就会发生原子电离，使价电子变为自由电子，同时产生相应数量的空穴，这种现象叫碰撞电离。碰撞电离所产生的电子空穴对在强电场作用下和其它原子碰撞时，又产生新的电子空穴对，这样，半导体的电子空穴对的数目象滚雪球一样迅速增加，同时，在强电场作用下，电子和空穴分别向相反方向运动，形成大电流。这种现象叫雪崩倍增或雪崩击穿。

为了表征雪崩倍增的程度，定义载流子行进单位距离所产生的电子空穴对的数目为离化率，用 $\alpha(\text{cm}^{-1})$ 表示。电子与空穴离化率分别用 α_n 和 α_p 表示。不同半导体材料的离化率不同；即使同一半导体材料，当电场强度不同时，离化率也不同。图 1-1 右侧曲线表示锗、硅、砷化镓三种材料的电子和空穴的离化率和电场强度的关系。由图可见，砷化镓 $\alpha_p = \alpha_n$ ，理论与实验都表明，当 $\alpha_p = \alpha_n$ 时，噪声系数最小，因此砷化镓材料优于锗和硅。其次，由图也可看出，离化率相等时，锗所需电场强度最低，因此其它条件相同时，锗效率高于硅和砷化镓。

载流子在电场作用下的运动叫漂移运动。半导体内的载流子，由于运动中和晶格碰撞，其速度大小和方向不断改

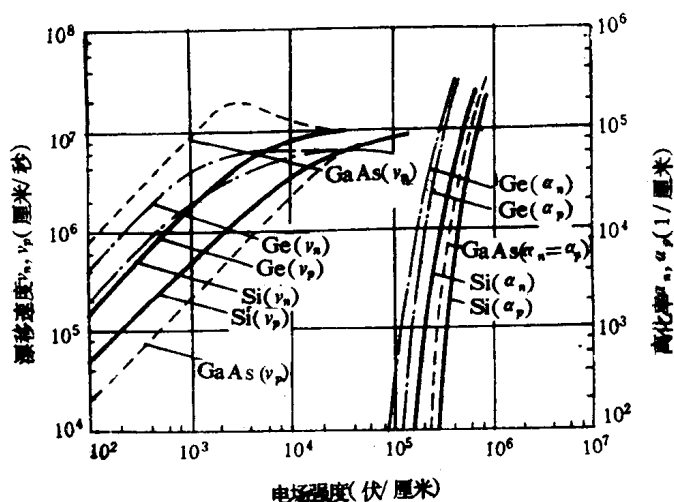


图 1-1 Ge、Si、GaAs 的离化率、漂移速度与电场强度的关系

变,因此只能用平均速度来描述。图1-1 左侧曲线示出了锗、硅、砷化镓三种半导体材料的电子漂移速度 v_n 和空穴漂移速度 v_p 与电场强度的关系。由图可见,当电场强度低于 10^3V/cm 时,漂移速度与电场强度成正比,比例系数 $\mu = v/E$ 称为迁移率。随着电场强度的增加,漂移速度趋于饱和(碰撞次数随电场强度增加而增加)。当电场强度超过 10^4V/cm 时,三种材料的电子和空穴的漂移速度几乎趋于同一饱和值,即 10^7cm/s 。当电场强度增大到 10^5V/cm 时,离化率已大于零,开始出现雪崩倍增现象。由上述可见,当电场强度低于雪崩电场时,载流子的漂移速度就达到了饱和值,这表明,电场在一定范围内,载流子将以恒定的饱和和漂移速度运动,不受交变电场变化的影响。

2. 雪崩击穿效应

碰撞雪崩渡越时间二极管是利用雪崩击穿效应和渡越时

间效应相结合而产生负阻的微波半导体器件。其结构形式较多,主要有 PNIN^+ 、 N^+PIP^+ 、 PNN^+ 、 PIN 、 PVN 、 PPNN^+ 等(其中 I 表示本征半导体, V 表示电阻率稍低于 I 的半导体, $+$ 号表示重掺杂)。1958年,里德提出 N^+PIP^+ 结构,称为里德二极管。因为这种形式较易说明其工作原理,下面就以里德二极管为例进行分析。

图 1-2 示出了里德二极管的结构模型和电场分布。二极管加的是反向偏压,由于 N^+ 和 P^+ 区是重掺杂区,电阻很低,故这两个区域电场强度几乎为零。在 N^+P 结上加的是反向偏压,故这一结处电场强度最高,而无杂质的 I 区电场强度大致不变。

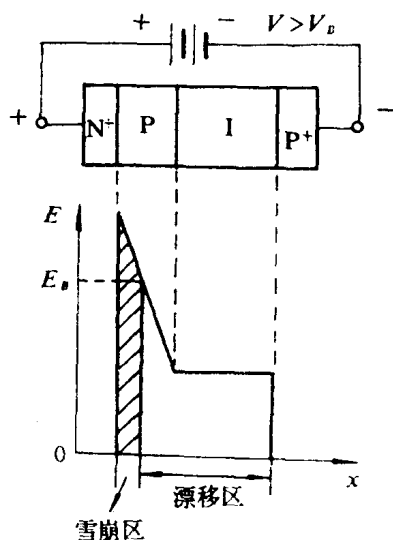


图 1-2 里德二极管结构及其电场分布图

雪崩管外加电压增到某一个值 V_B ，对应图 1-2 上电场强度为 E_B 时，在 N^+P 结界面附近一个小区域内，电场强度超过雪崩击穿电场， N^+P 交界面出现最高离化率，靠近 N^+P 交界面的一个小区域内产生雪崩击穿（图中阴影区），称为雪崩区。雪崩区以外的空间区域因电场强度低于雪崩击穿电场，未出现雪崩击穿，我们称这个区域为漂移区。由于雪崩区碰撞电离，载流子激增，我们称这种现象为雪崩击穿效应，此时的电压 V_B 称为临界电压。

由雪崩击穿效应产生的大量电子空穴对，在电场作用下向相反方向运动。电子通过 N^+ 区进入电源正极而消失；空穴进入漂移区，此区没有雪崩击穿，空穴在电场作用下，以饱和漂移速度（约 10^7cm/s ）渡越漂移区，通过 P^+ 区，进入电源负极。

假定雪崩二极管的外电路在外加直流负偏压 $V = V_B$ 上，还存在一个高频振荡电压 v_{ac} ，则二极管上总电压为 $v(t) = V_B + V_{ac}\sin\omega t$ ，如图 1-3(a)所示。同时假定 V_{ac} 很小，它所产生的雪崩载流子浓度很小，不足以改变雪崩管电场的分布。下面讨论二极管的雪崩电流和端接高频电压之间的相位关系。

当交变电压 v_{ac} 在 $t = 0 \sim T/2$ 时，由图 1-3(a) 可见，雪崩管上反向电压增大 $|v(t)| > |V_B|$ ，管内电场增强， N^+P 界面附近 P 层内部分电场强度超过雪崩击穿电场强度，产生雪崩击穿效应。开始时，雪崩区内碰撞电离还很弱，电子空穴对产生的速度还不高，雪崩电流也很小，可忽略；一段时间后，碰撞雪崩使电子空穴对倍增，载流子密度按指数规律增大，雪崩电流 I_{av} 很快增大。当 $t = \frac{T}{2}$ ，

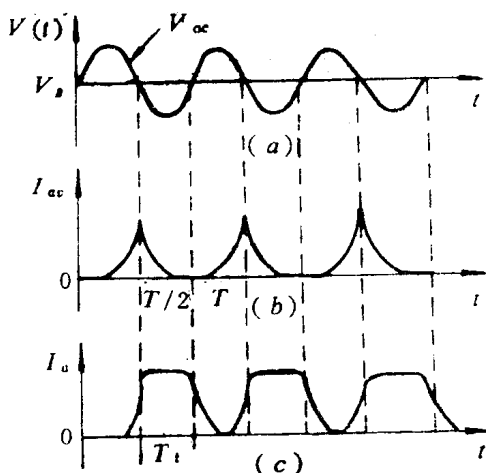


图 1-3 雪崩管中电压电流关系示意图

$v_{ac}=0$ 时, I_{av} 达到最大。在 $t = \frac{T}{2} \sim T$ 时间内, v_{ac} 是负

半周, 管上反向电压 $|v(t)| < V_B$, P 层内电场强度降到雪崩击穿电场强度以下, 雪崩停止。但这时电子空穴对还有很多, 雪崩电流 I_{av} 仍很大, 随着电子空穴对的复合和电流流出, 雪崩电流很快下降到零, 如图 1-3(b) 所示。由图可见, 雪崩电流是个脉冲电流, 在雪崩管两端交流电压由正变负通过零的时刻此脉冲电流最大, 从相位关系可以看出雪崩电流的相位滞后于雪崩管两端交流电压相位 90° , 这是一个很重要的关系。

3. 渡越时间效应

在雪崩过程中, 雪崩区产生的电子和空穴在外电场作用下, 电子通过 N^+ 区立刻到达电源正极; 空穴进入漂移区, 并以恒定的饱和漂移速度通过漂移区向电源负极运动。由于漂移区有一定长度, 所以空穴脉冲必须经过一段时间才能到

达电源负极，此时间为渡越时间。若漂移区宽度为 W ，饱和漂移速度为 V_s ，则渡越时间为

$$T_t = W/V_s \quad (1-1)$$

渡越时间对应的电角度称为渡越角，渡越角可表示为

$$\theta = \omega T_t \quad (1-2)$$

雪崩空穴脉冲电荷在管内漂移区漂移时，将在外电路产生感应电流。下面分析外电路的感应电流和管内雪崩空穴脉冲电荷漂移运动的关系。

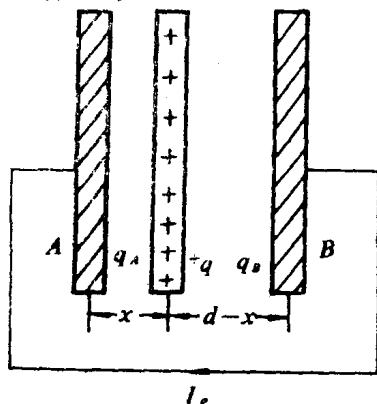


图 1-4 极板间运动电荷在外电路中感应电流

如图1-4所示，设两极板间距离为 d ，置于两极板间的正电荷为 q ，则根据静电感应原理，在两个极板上感应相等负电荷 $-q_A$ 和 $-q_B$ ，由图可见

$$q - q_A - q_B = 0$$

若电荷 q 集中于离 A 极板 x 处，则

$$q_B/q_A = x/(d-x)$$

联立解上面两式得

$$q_B = q \frac{x}{d} \quad q_A = q \frac{d-x}{d}$$

若电荷以一定速度 V 从 A 极板向 B 极板运动,则两极板上感应电荷量发生变化,因电荷分配是通过外接导线完成的,从而在外电路将产生感应电流。感应电流的大小等于极板上电荷的变化率,即

$$i_e = \frac{dq_B}{dt} = \frac{d}{dt} \left(q \frac{x}{d} \right) = \frac{q}{d} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{qV}{d} \quad (1-3)$$

由上面分析,可以得到关于感应电流的重要结论:只要有电荷在两极板间运动,则外电路就有感应电流产生,此感应电流在第一个获得速度的电荷离开极板的瞬间开始出现,而在最后一个运动电荷到达另一极板的瞬间终止。

对雪崩管感应电流进行分析可得:当空穴脉冲电荷注入漂移区作漂移运动时,外电路就产生感应电流。感应电流的幅度正比于在漂移区内运动的空穴脉冲电荷的平均值;感应电流的波形近似为矩形,这是因空穴脉冲电荷为窄脉冲薄层和其运动速度为饱和漂移速度所致;感应电流存在时间为空穴脉冲电荷在漂移区的运动时间,即渡越时间 T_t 。

感应电流波形如图1-3(c)所示。由图可见,感应电流较雪崩电流相位滞后 $\omega T/2 = \theta/2$,时间滞后 $T_t/2$ 。由此可得结论:渡越时间效应使雪崩管外电路的感应电流相位滞后于雪崩电流 $\theta/2$ 。

4. 雪崩管的负阻特性

因为雪崩效应使管内雪崩电流 I_{av} 相位滞后于外加交变电压 v_{ac} 90° ,而由于渡越时间效应,外电路的感应电流 I_e 相位又滞后于雪崩电流 I_{av} $\theta/2$ 。现将三者关系用矢量图示于图1-5中。由图可见,外电路感应电流的基波 I_{e1} 较外接交变电压 v_{ac} 的相位滞后为 $\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{2}$,在 $0 < \frac{\theta}{2} < \pi$ 时,

I_{e1} 和 v_{ac} 有反向分量, 即雪崩管有负阻特性。当渡越时间 $T_t = T/2$ 时, 渡越角 $\theta = \pi$, I_{e1} 和 v_{ac} 反相, 雪崩管表现为纯负阻。令

则得

$$\theta = \omega_d T_t = \omega_d \frac{W}{V_s} = \pi$$

$$f_d = \frac{V_s}{2W} \quad (1-4)$$

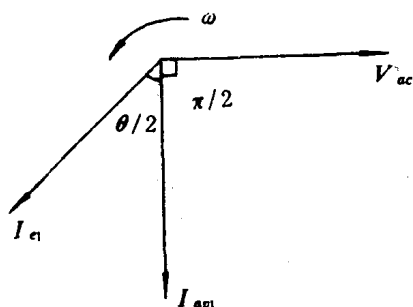


图 1-5 雪崩管电压、雪崩电流、感应电流之间的相位关系矢量图

我们称 f_d 为渡越时间频率或漂移区特征频率。若雪崩管上交变电压频率 $f = f_d$, 则渡越时间引起的相位延迟恰好等于 $\pi/2$ 。根据式 (1-4) 可估算出雪崩管振荡频率, 例如, $V_s = 10^7 \text{cm/s}$, 若 $W = 5 \mu\text{m}$, 则 $f = 10 \text{GHz}$ 。因为只要 $0 < \theta/2 < \pi$, 雪崩管总有负阻特性, f 不等于 f_d 仍可产生振荡, 雪崩管振荡频率有一定的调整范围。

以上分析的是里德二极管的工作原理。实际上, 任意杂质分布的结势垒区电场分布都是不均匀的, 且都在 PN 结处为最大。当 PN 结被击穿时, 其势垒区都可分为雪崩区和漂移区, 都可产生雪崩击穿和渡越延迟而使器件呈现负阻特性。因此, 雪崩管是把碰撞雪崩效应和渡越时间效应结合起来而产生负阻特性的微波振荡器件。

5. 等效电路和工作参数

关于崩越管的严格理论分析是十分复杂的，现略去分析计算过程，仅引出一些重要结果，以便对崩越管阻抗特性有所了解。

由小信号理论分析得出，在工作频率为 ω 时，雪崩区的阻抗为

$$Z_a = \frac{1}{j[\omega C_a - (1/\omega L_a)]} = \frac{1}{j\omega C_a[1 - (\omega_a^2/\omega^2)]} \quad (1-5)$$

由式(1-5)可见，崩越管雪崩区可等效为 L_a 和 C_a 并联谐振电路， Z_a 呈纯电抗性，且 $\omega > \omega_a$ 时为容性，当 $\omega < \omega_a$ 时呈感性。式中

$$\omega_a = \frac{1}{\sqrt{L_a C_a}} = \sqrt{\frac{2\alpha_p V_s I_0}{\epsilon A}} \quad (1-6)$$

ω_a 为雪崩区谐振频率。

式(1-6)中， α_p 为崩越管半导体材料的空穴载流子电离率， V_s 为雪崩区载流子饱和漂移速度， ϵ 是管芯材料的介电常数， A 是管子横截面积， I_0 是管子的直流电流。式(1-6)表明，雪崩区谐振频率 ω_a 与直流电流 I_0 的平方根成正比。这一重要性质是雪崩管可以通过快速电调 I_0 ，实现对振荡频率进行电调谐的理论依据。

小信号理论分析还得出，漂移区的阻抗为

$$Z_d = \frac{1}{\omega C_d} \left[\frac{1}{1 - (\omega/\omega_a)^2} \cdot \frac{1 - \cos\theta}{\theta} \right] + \frac{1}{j\omega C_d} \left[1 - \frac{1}{1 - (\omega/\omega_a)^2} \cdot \frac{\sin\theta}{\theta} \right] \quad (1-7)$$