

微多普勒效应及其应用

江月松◎编著

11



北京航空航天大学出版社
BEIHANG UNIVERSITY PRESS

微多普勒效应及其应用

江月松 编著



北京航空航天大学出版社

内 容 简 介

本书在介绍雷达微多普勒效应原理、基本理论和基本研究方法的基础上,分析了刚体和非刚体运动的微多普勒效应的一般情况,然后结合具体应用,给出了弹道导弹等目标和微多普勒效应分析与特征提取的一些例子。

本书可供从事微多普勒效应与应用研究、生物的运动力学研究、动物调查、计算机视觉研究、计算机动画开发、导弹预警和雷达目标识别等领域的有关人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

微多普勒效应及其应用/江月松编著. -- 北京:

北京航空航天大学出版社,2012.7

ISBN 978-7-5124-0847-0

I. ①微… II. ①江… III. ①雷达导航—多普勒导航

IV. ①TN966.5

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2012)第 129210 号

版权所有,侵权必究。

微多普勒效应及其应用

江月松 编著

责任编辑 金友泉

*

北京航空航天大学出版社出版发行

北京市海淀区学院路 37 号(邮编 100191) <http://www.buaapress.com.cn>

发行部电话:(010)82317024 传真:(010)82328026

读者信箱:goodtextbook@126.com 邮购电话:(010)82316936

涿州市新华印刷有限公司印装 各地书店经销

*

开本:710×1 000 1/16 印张:14 字数:298 千字

2013 年 8 月第 1 版 2013 年 8 月第 1 次印刷 印数:3 000 册

ISBN 978-7-5124-0847-0 定价:28.00 元

若本书有倒页、脱页、缺页等印装质量问题,请与本社发行部联系调换。联系电话:(010)82317024

前 言

微多普勒效应最早是在测量目标的运动学特性(如振动的位移和振动速率)的相干激光雷达中引入的,它可以用组成目标的各结构分量产生的复杂的雷达回波调制特性的特殊标记来表征微多普勒频移。在激光雷达系统中,即使是非常低的振动速率,目标振动的微位移也能够引起大的多普勒频移。与激光雷达不同,在微波雷达系统中,由于波长较长,很难观察到由微振动引起的微多普勒频率调制现象。但如果振荡速率和振动位移的乘积足够大,就可以观察到微多普勒频率调制现象。例如,可以观察到由转体叶片的旋转所产生的微多普勒频移现象,这是因为转体叶片长的转动臂和叶片端点更高的转动速度所致。尽管人们观察到由转动着的转体叶片引起的多普勒频移现象已经有很长时间,但直到在雷达系统中引入联合时间-频率分析技术之后,人们才对多普勒频移的时间变化特征予以足够的重视。

本书在介绍雷达微多普勒效应原理、基本理论和基本研究方法的基础上,分析了刚体和非刚体运动的微多普勒效应的一般情况,然后结合具体应用,给出了弹道导弹等目标的微多普勒效应分析与特征提取的一些例子。

第1章在介绍多普勒效应的起源和雷达效应的基础上,引入了雷达系统中微多普勒效应的产生机理,并介绍了描述微多普勒现象的数学基础,特别是联合时频分析技术。

第2章系统地阐述了各种雷达系统(单站、双站和多站)中刚体和非刚体目标的微多普勒效应情况。

第3章系统地分析了刚体的微多普勒效应。

第4章系统地研究了非刚体(生物体)运动的微多普勒效应。

第5章详细分析了人体运动的微多普勒效应。

第6章给出了弹道导弹微多普勒效应的分析方法和微多普勒特征提取的应用例子。

第7章给出了小波分析、自适应 Chirplet 和 S 方法提取目标运动的微多普勒特征的一些例子。

第8章对本书进行了小结和未来技术发展的展望。

微多普勒效应在生物运动力学研究、计算机视觉研究、计算机动画开发、导弹预警、雷达目标识别等领域有重要的应用价值,不同研究领域的读者可以以本书提供的目标微运动的微多普勒效应的分析方法和微多普勒特征提取方法为基础,提出新的微多普勒效应分析方法和特征提取方法。

本书由国家“863”计划提供支持,作者在这里表示深深的感谢!

作 者

2013.4 月于北京

目 录

第 1 章 绪 论	1
1.1 多普勒效应	1
1.2 相对论多普勒效应和时间膨胀	2
1.3 雷达系统中的多普勒效应	5
1.4 多普勒频移的估计与分析	7
1.5 多普勒频率估计的 Cramer - Rao 约束	12
1.6 微多普勒效应	12
1.7 雷达系统中观察到的微多普勒效应	13
1.8 分析微多普勒现象的基本数学	14
1.8.1 描述微多普勒现象的数学基础	14
1.8.2 信号的小波展开	15
1.8.3 自适应 Chirplet 分析	18
1.8.4 S 方法理论	21
1.8.5 微多普勒特征提取: Viterbi 算法	23
1.9 微多普勒频移的估算与分析	25
1.9.1 瞬时频率分析	25
1.9.2 联合时频分析	26
1.10 目标的微多普勒特征	28
参考文献	30
第 2 章 雷达系统中的微多普勒效应基础	31
2.1 刚体运动	31
2.1.1 欧拉角	32
2.1.2 四元代数法	36
2.1.3 运动方程	38
2.2 非刚体运动	39
2.3 运动人体引起的电磁散射	41
2.3.1 目标的雷达散射截面	42
2.3.2 RCS 的预估方法	43
2.3.3 运动物体引起的散射	44
2.4 计算微多普勒效应的基本数学	45
2.4.1 具有微运动目标引起的微多普勒效应	46

2.4.2 振动引起的微多普勒频移·····	48
2.4.3 转动引起的微多普勒频移·····	50
2.4.4 锥旋运动引起的多普勒频移·····	52
2.5 双站微多普勒效应·····	55
2.6 多站微多普勒效应·····	60
2.7 微多普勒估计的 Cramer - Rao 约束 ·····	62
2.8 附 录·····	62
参考文献 ·····	63
第 3 章 刚体运动的微多普勒效应 ·····	64
3.1 摆的振荡·····	65
3.1.1 摆的非线性运动动力学的建模·····	65
3.1.2 单摆的 RCS 建模 ·····	69
3.1.3 振荡单摆的雷达后向散射·····	70
3.1.4 由振荡摆产生的微多普勒特征·····	71
3.2 直升飞机螺旋桨·····	73
3.2.1 转动的螺旋桨叶片的数学模式·····	74
3.2.2 转动的螺旋桨叶片的 RCS 模型 ·····	78
3.2.3 物理光学小面预估模型·····	78
3.2.4 螺旋桨叶片的雷达后向散射·····	80
3.2.5 转体叶片的微多普勒特征·····	81
3.2.6 要求的最小脉冲重复频率·····	83
3.2.7 转体叶片的微多普勒特征的分析与解释·····	86
3.3 自旋对称的顶部·····	87
3.3.1 对称顶部的非强迫转动·····	89
3.3.2 扭矩引起的对称顶部转动·····	90
3.3.3 对称顶部的 RCS 模式 ·····	92
3.3.4 来自对称顶部的雷达后向散射·····	93
3.3.5 由进动顶部产生的微多普勒特征·····	93
3.3.6 进动顶部的微多普勒特征的分析与解释·····	93
3.4 风涡轮机·····	96
3.4.1 风涡轮机的微多普勒特征·····	96
3.4.2 风涡轮机的微多普勒特征的分析与解释·····	97
参考文献 ·····	97
第 4 章 非刚体运动的微多普勒效应 ·····	99
4.1 人体的连贯运动 ·····	100

4.1.1 人的行走	100
4.1.2 人体行走的运动周期描述	101
4.1.3 人体移动的仿真	102
4.1.4 人体各部分参量	102
4.1.5 由经验数学模型得出的人行走模型	103
4.1.6 捕获人运动的运动学参量	112
4.1.7 三维运动数据收集	115
4.1.8 使用角—轮转全景的角运动学特点	116
4.1.9 来自行走人的雷达后向散射	119
4.1.10 人运动的数据处理	120
4.1.11 人运动引起的雷达微多普勒特征	121
4.2 鸟翅膀的拍击	123
4.2.1 鸟翅膀的拍击运动学	124
4.2.2 鸟翅膀拍击的多普勒观察	126
4.2.3 鸟翅膀拍击的仿真	127
4.3 四足动物的运动	130
4.3.1 四足动物的运动模型	130
4.3.2 四足运动的微多普勒特征	131
4.3.3 小 结	132
参考文献	132
第 5 章 人体运动的微多普勒特征的分析	134
5.1 生物运动感知	134
5.2 生物运动的分解	136
5.2.1 基于统计的分解	136
5.2.2 联合时频域中的微多普勒特征分解	137
5.2.3 以物理结构分量为基础的分解	137
5.3 从微多普勒特征提取特点	140
5.4 微多普勒特征估算运动学参量	143
5.5 人运动的识别	146
5.5.1 用于识别人运动的特征	146
5.5.2 反常人的行为	147
5.5.3 总 结	147
参考文献	148
第 6 章 弹道导弹的微多普勒特征分析与应用	150
6.1 弹道导弹的基本外形结构及其多普勒效应类型	151

6.2 弹道导弹目标的微动模型	153
6.2.1 单一微动	153
6.2.2 复合微动	159
6.3 弹道导弹微多普勒特征提取方法	160
6.3.1 单一微动参量提取	160
6.3.2 复合微动分析	165
6.4 数据的仿真举例	167
6.4.1 弹头进动	167
6.4.2 弹头章动	169
6.5 小 结	171
参考文献	171
第7章 微多普勒特征分析与提取的实例	172
7.1 小波分析应用实例	172
7.1.1 仿真数据	172
7.1.2 实验数据	182
7.2 自适应 Chirplet 分析应用实例	198
7.3 S方法和 Viterbi 的应用实例	201
7.3.1 转动引起的微多普勒效应	202
7.3.2 振动引起的微多普勒效应	204
参考文献	207
第8章 总结、挑战与展望	208
8.1 总 结	208
8.2 挑 战	209
8.2.1 微多普勒特征的分解	209
8.2.2 以微多普勒特征为基础的特征提取与目标识别	209
8.3 展 望	210
8.3.1 多站微多普勒分析	211
8.3.2 以微多普勒特征为基础的分类	211
8.3.3 用于以微多普勒特征为基础的辨别听觉方法	212
8.3.4 穿墙微多普勒特征	212
参考文献	213

第 1 章 绪 论

雷达向目标发射电磁波信号并接收从目标返回的信号,通过测量所接收到的回波信号与发射信号之间的时间延迟就可以计算出雷达到目标的距离。如果目标是运动的,则所接收到的回波信号的频率就会与发射信号频率发生漂移,这就是多普勒效应。多普勒频移是由运动目标沿电磁波辐射方向的速度即视线方向(line of sight, LOS)的速度分量决定的。以接收信号的多普勒频移为基础,雷达可以测量运动目标在电磁波辐射方向的速度。除了目标体在视线方向运动之外,目标本身或者组成目标的任何一个结构部分还有振动、转动、锥旋等运动,这样的运动就称为微动。微动将对回波产生一个附加的频率调制,并在本体运动产生的发射信号的多普勒频移附近产生边带调制信号,这个附加的多普勒边带调制信号称为微多普勒效应。

多普勒频移通常是通过取自接收信号经傅里叶变换在频域中测量而得。在傅里叶频谱中,峰值分量给出了由目标运动的径向速度引起的多普勒频移,由多普勒频移的宽度可以估算出引起微多普勒效应的速度分布情况。为了准确地跟踪雷达接收信号中的相位信息,雷达发射机由高稳定的频率源驱动以保持全相位相干。

可以应用微多普勒效应来确定一个目标的运动学特性。例如,由车辆发动机产生的振动可以从车体的表面振动来探测,通过测量表面振动的微多普勒特征可以测量发动机的振动频率,由此可进一步识别特殊的车辆类型。因此,所观察到的一个物体的微多普勒效应可以由物体的识别标志,即由目标物体的结构组成部分所产生的复杂频率调制并表示时间和多普勒频域结合点的物体的特有特性来表征。

1.1 多普勒效应

1842年,奥地利数学家和物理学家多普勒阐述了一种星似的彩色光现象。他认为光源的颜色可以因其运动而显著地改变。对于一个向观察者靠近运动的光源,光的颜色向蓝色变化;而当光源远离观察者而去时,光源的颜色向红色变化。这一现象由多普勒首先观察到,故称为多普勒效应。该效应断言所观察到的光源频率(或波长)取决于光源相对于观察者的速度。光源运动引起了光源的波前压缩且光源的后面被拉伸现象,如图 1.1 所示。

1843年,多普勒效应由一个以不同速度运动的火车汽笛的声波频率变化的实验得到证实。声波的波长定义为 $\lambda = \frac{c_{\text{sound}}}{f}$, 这里 c_{sound} 是给定介质中声波的传播速度, f 是声波的频率。如果只是声波源以速度 v_s 相对于介质运动,则由观察者听到的声波

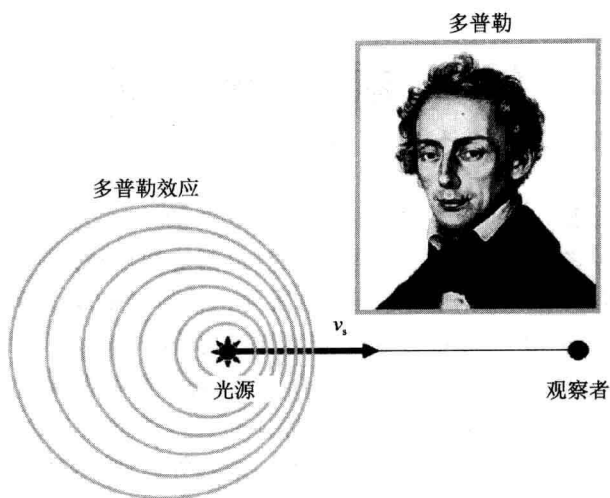


图 1.1 多普勒效应—光源的运动改变光的颜色

频率是

$$f' = \frac{c_{\text{sound}}}{c_{\text{sound}} \mp v_s} f = \frac{1}{1 \mp \left(\frac{v_s}{c_{\text{sound}}} \right)} f \quad (1-1)$$

如果 $v_s/c_{\text{sound}} \ll 1$, 则由观察者听到的多普勒频率近似为

$$f' = \frac{1}{1 \mp \left(\frac{v_s}{c_{\text{sound}}} \right)} f \cong \left(1 \pm \frac{v_s}{c_{\text{sound}}} \right) f \quad (1-2)$$

如果声波源静止, 若观察者以相对于介质的速度 v_0 运动, 则观察者听到的频率为

$$f' = \frac{c_{\text{sound}} \pm v_0}{c_{\text{sound}}} f = \left(1 \pm \frac{v_0}{c_{\text{sound}}} \right) f \quad (1-3)$$

如果声波源和观察者两者都是运动的, 则观察者听到的频率为

$$f' = \frac{c_{\text{sound}} \pm v_0}{c_{\text{sound}} \mp v_s} f = \frac{1 \pm \left(\frac{v_0}{c_{\text{sound}}} \right)}{1 \mp \left(\frac{v_s}{c_{\text{sound}}} \right)} f \quad (1-4)$$

当声波源和观察者相向运动, 则式(1-4)中取“+”号; 当声波源和观察者互相远离运动, 则式(1-4)中取“-”号。

1.2 相对论多普勒效应和时间膨胀

与声波相比, 光波或者电磁波的传播不需要传播介质, 因为从波源和观察者来

看,光波或者电磁波的传播速度是相同的,且为常数。

对于光波或者电磁波而言,由波源和观察者之间相对运动引起的频率或者波长的变化是狭义相对论效应,必须将多普勒频移修正到与洛伦兹(Lorentz)变换相一致。相对论多普勒效应与经典的多普勒效应不同之处在于相对论多普勒效应包含狭义相对论的时间膨胀效应,并不包含作为参考点的波传播介质效应。

如图 1.2 所示,当频率为 f 的光波或者电磁波以速度 v_s 、相对于波源 S 和观察者 O 之间有一角度 θ_s 运动,以时间 t_1 和 t_2 发射的相继两个波峰之间的时间间隔为

$$\Delta t_s = t_2 - t_1 = \frac{\gamma}{f} \quad (1-5)$$

式中: $\gamma = 1/(1 - v_s^2/c^2)^{1/2}$ 。它表示相对论时间膨胀的因子,这才是光波或者电磁波传播的速度, c 是光的传播速度。在观察者处,两个相继波峰到达的时间间隔为

$$\Delta t_0 = \left(t_2 + \frac{r_2}{c}\right) - \left(t_1 + \frac{r_1}{c}\right) = \frac{\gamma}{f} \left(1 - \frac{v_s \cdot \cos \theta_s}{c}\right) \quad (1-6)$$

这样,观察者观察到的频率为

$$f' = \frac{1}{\Delta t_0} = \frac{1}{\gamma} \frac{f}{1 - \frac{v_s \cdot \cos \theta_s}{c}} \quad (1-7)$$

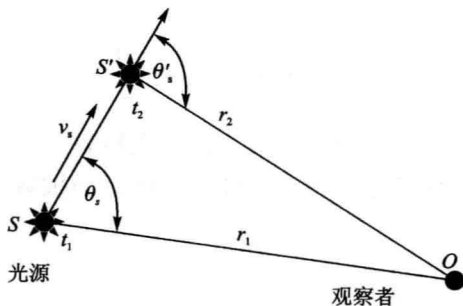


图 1.2 只有当波源 S 以速度 v_s 、相对于波源 S 与观察者 O 之间的角度 θ_s 方向运动时的多普勒效应

如果波源的运动方向与源到观察者之间的角度 θ'_s 是以时间测量,则当波到达观察者时,观察者所观察到的频率为

$$f' = \gamma \left(1 + \frac{v_s \cdot \cos \theta'_s}{c}\right) f \quad (1-8)$$

这样,两个角度 θ_s 和 θ'_s 通过

$$\cos \theta_s = \frac{\cos \theta'_s + \frac{v_s}{c}}{1 + \frac{v_s \cos \theta'_s}{c}} \quad (1-9)$$

或

$$\cos \theta'_s = \frac{\cos \theta_s - \frac{v_s}{c}}{1 - \frac{v_s \cos \theta_s}{c}} \quad (1-10)$$

相联系。如果波源和观察者以图 1.3 所示的两维运动,则当波发射时,观察到的频率如式(1-4)描述。

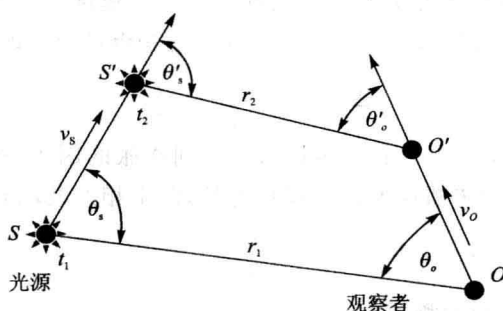


图 1.3 波源和观察者以两维运动时的多普勒效应

$$f' = \frac{1}{\gamma} \frac{1 \pm \frac{v_o \cos \theta_o}{c}}{1 \mp \frac{v_s \cos \theta_s}{c}} f \quad (1-11)$$

式中: θ_s 和 θ_o 分别是波发射时波源运动的夹角和观察者运动的夹角。

一般地,给定了波源与观察者之间的相对运动 v ,当波源和观察者相向运动时,观察到的多普勒频率应该写为

$$f' = \frac{1}{\gamma} \frac{f}{1 - \beta} = \sqrt{1 - \beta^2} \frac{f}{1 - \beta} = \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}} f \quad (1-12)$$

式中: $\beta = v/c$ 。如果波源远离观察者运动,所观察到的频率为

$$f' = \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} f \quad (1-13)$$

如果目标运动速度 v 比电磁波传播速度 c 低许多,即 $v \ll c$ 或者 $\beta = v/c \approx 0$ 时,相对论多普勒效应与经典的多普勒效应相同。按照麦克劳林(MacLaurin)级数有

$$\sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} = 1 - \beta + \frac{\beta^2}{2} - \dots \quad (1-14)$$

当波源与观察者互相远离运动时,多普勒频率应近似为

$$f' \cong (1 - \beta) f = \left(1 - \frac{v}{c}\right) f \quad (1-15)$$

这与经典的多普勒频移相同。这样,波源的发射频率与观察者感觉到的频率之间的频移是

$$f_D \cong f' - f = -\frac{v}{c}f \quad (1-16)$$

因此,多普勒频移与波源发射的频率 f 和波源与观察者之间的相对速度 v 成正比。

1.3 雷达系统中的多普勒效应

雷达系统中,目标的运动速度 v 通常比电磁波的传播速度 c 低许多,即 $v \ll c$ 或 $\beta = v/c \approx 0$ 。在单站雷达系统中,波源(雷达发射机)和观察者位于同一位置,电磁波传播的往返距离是发射机与目标之间距离的 2 倍。在这种情况下,波的运动由两部分组成:一由发射机到目标传播的波而产生多普勒频移 $\left(-f \frac{v}{c}\right)$,二由从目标返回到接收机传播的波而产生的多普勒频移 $\left(-f \frac{v}{c}\right)$ 。这里 f 是雷达发射机的发射频率,因此,总的多普勒频移为

$$f_D = -f \frac{2v}{c} \quad (1-17)$$

如果雷达是静止的, v 是沿着雷达视线方向的目标径向速度,所以,多普勒频移是负的。

在图 1.4 所示在二维双站雷达系统情况下,发射机和接收机被基线距离 L 分开, L 与目标(Target)相对于发射机(Transmitter)和接收机(Receiver)最大距离相近。从发射机到目标的距离由矢量 $\mathbf{r}_T$ 给出,从接收机到目标的距离由矢量 $\mathbf{r}_R$ 给出,双站角 φ 由发射机到目标的连线和接收机到目标的连线的夹角定义的。图 1.4 中示出了发射机的视角 α_T 和接收机的视角 α_R 。视角是由垂直于发射机-接收机基线的参考矢量到目标的视线矢量的角度来定义的,逆时针方向定义为正角,这样,双站角 $\varphi = \alpha_R - \alpha_T$ 。

如果从发射机到目标的距离用 $r_T = |\mathbf{r}_T|$ 表示,则接收机到目标的距离为

$$r_R = |\mathbf{r}_R| = (L^2 + r_T^2 - 2r_T L \sin \alpha_T)^{1/2} \quad (1-18)$$

则接收机的视角为

$$\alpha_R = \arctan\left(\frac{L - r_T \sin \alpha_T}{r_T \cos \alpha_T}\right) \quad (1-19)$$

当目标以速度矢量 $\mathbf{V}$ 运动时,其沿着发射机到目标的视线方向的分量为

$$v_T = \mathbf{V} \cdot \frac{\mathbf{r}_T}{|\mathbf{r}_T|} \quad (1-20)$$

沿着接收机到目标视线方向的速度分量为

$$v_R = \mathbf{V} \cdot \frac{\mathbf{r}_R}{|\mathbf{r}_R|} \quad (1-21)$$

由于目标运动,从发射机到目标的距离是时间的函数,即

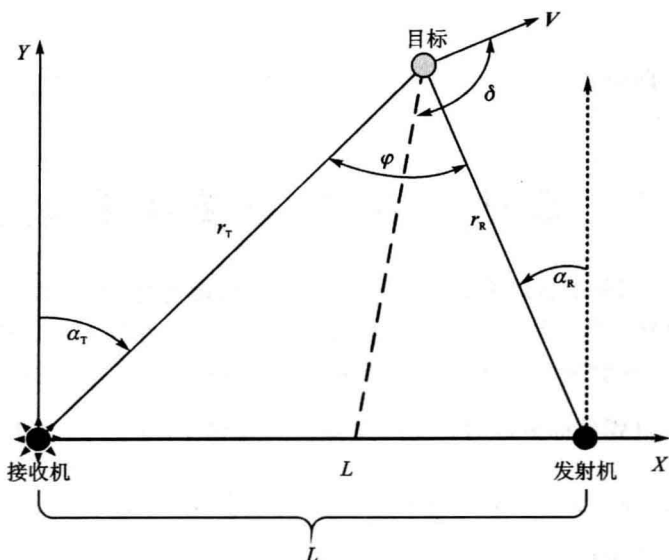


图 1.4 二维双站雷达系统

$$r_T(t) = r_T(t=0) + v_T t \quad (1-22)$$

从接收机到目标的距离也是时间的函数，即

$$r_R(t) = r_R(t=0) + v_R t \quad (1-23)$$

发射信号与接收信号之间的相位变化是雷达波长 $\lambda = c/f$ 、发射机到目标距离 $r_T(t)$ 以及目标到接收机距离函数 $r_R(t)$ 的函数，即

$$\Delta\Phi(t) = \frac{r_T(t) + r_R(t)}{\lambda} \quad (1-24)$$

当用相位变化率测量多普勒频移时，双站多普勒频移为

$$f_{D_{Bi}} = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \Delta\Phi(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\lambda} \left[\frac{d}{dt} r_T(t) + \frac{d}{dt} r_R(t) \right] = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\lambda} (v_T + v_R) \quad (1-25)$$

为了跟踪随着时间变化的相位，必须精确知道传输信号的相位。这样，要求完全相干系统与跟踪接收信号中的相位变化保持一致。

在双站雷达系统中，多普勒频移取决于 3 个因素：

(1) 最大多普勒频移，如果目标以速度 V 运动，最大多普勒频移是

$$f_{D_{max}} = \frac{2f}{c} |V| \quad (1-26)$$

(2) 与双站三角测量因素 D 有关，即

$$D = \cos\left(\frac{\alpha_R - \alpha_T}{2}\right) = \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) \quad (1-27)$$

(3) 与目标运动方向和平分线方向之间的夹角 δ 有关，即 $c = \cos\delta$ 。

这样，双站雷达系统的多普勒频移可以表示为

$$f_{D_{Bi}} = f_{D_{max}} DC = \frac{2f}{c} |V| \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) \cos\delta \quad (1-28)$$

如果两个目标在距离和速度上是分开的,这些目标可以通过雷达系统的距离分辨率和多普勒分辨率来分辨。如果单站雷达系统中距离分辨率是 Δr_{Mono} , 多普勒分辨率是 $\Delta f_{D_{Mono}}$, 则双站雷达系统的距离分辨率和多普勒分辨率由相应的单站距离分辨率和多普勒分辨率与双站角 φ 的函数比例来确定,这样,双站距离分辨率是

$$\Delta r_{Bi} = \frac{1}{\cos(\varphi/2)} \Delta r_{Mono} \quad (1-29)$$

双站雷达系统的多普勒分辨率是

$$\Delta f_{D_{Bi}} = \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) \Delta f_{D_{Mono}} \quad (1-30)$$

但双站角是在近 180° 的极端情况下,雷达成为前向散射雷达,以前向散射的电磁场与入射场有 180° 的相位差,这样就从入射场中移去功率,在目标的后面形成一个阴影区。基于式(1-28),在前向散射的情况下,不管目标的实际速度是多少,双站雷达系统的多普勒频移变为零。

1.4 多普勒频移的估计与分析

应用多普勒雷达的多普勒效应测量目标的径向速度,可用一个产生同相位(I)分量和正交相位分量(II)的相移探测器(见图 1.5)可以从输入信号中提取多普勒频移。

在相移探测器中,将所接收到的信号分开进入 2 个称为同步探测器的混频器。在同步探测器 I 中,接收的信号与参考信号混频;在另一个通道中,与 90° 相移的发射信号混频。如果接收的信号表示为

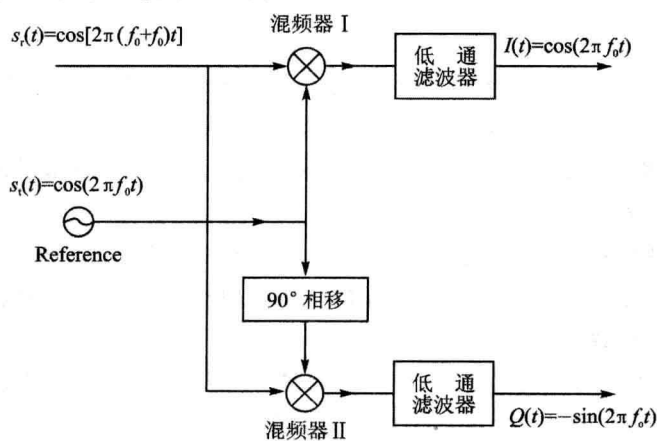


图 1.5 用相移探测器提取多普勒频移

$$s_r(t) = a \cos[2\pi(f_0 + f_D)t] = a \cos[2\pi f_0 t + \varphi(t)] \quad (1-31)$$

式中: a 是接收到的信号振幅, f_0 是发射机的载波频率, $\varphi(t) = 2\pi f_D t$ 是由于目标运动引起的接收信号相移。通过与发射信号混频得

$$s_i(t) = \cos(2\pi f_0 t) \quad (1-32)$$

同步探测器 I 的输出是

$$s_r(t)s_i(t) = \frac{a}{2} \cos[4\pi f_0 t + \varphi(t)] + \frac{a}{2} \cos \varphi(t) \quad (1-33)$$

经过低通滤波器后, 通道 I 的输出是

$$I(t) = \frac{a}{2} \cos \varphi(t) \quad (1-34)$$

通过混频与 90° 的相移发射信号相移是

$$s_i^{90^\circ}(t) = \sin(2\pi f_0 t) \quad (1-35)$$

同步探测器 II 的输出是

$$s_r(t)s_i^{90^\circ}(t) = \frac{a}{2} \sin[4\pi f_0 t + \varphi(t)] - \frac{a}{2} \sin \varphi(t) \quad (1-36)$$

经过低通滤波器后 Q 通道的输出是

$$Q(t) = -\frac{a}{2} \sin \varphi(t) \quad (1-37)$$

将通道 I 和通道 II 的输出组合就形成了复多普勒信号, 即

$$s_D(t) = I(t) + jQ(t) = \frac{a}{2} \exp[-j\varphi(t)] = \frac{a}{2} \exp(-j2\pi f_D t) \quad (1-38)$$

这样, 使用频率测量工具就可以估算出复多普勒信号的多普勒频移 $f_D(t)$ 。为了估算正弦信号的多普勒频移, 可以用周期图来计算信号的谱密度。应用最大似然估计确定周期图的最大值为

$$\hat{f}_D = \max_{f_D(k)} \left\{ \left| \sum_{k=1}^N a(k) \exp(-j2\pi f_D(k)) \right|^2 \right\} \quad (1-39)$$

当解析信号的采样数受到限制时, 为了估计信号谱, 最简单的方法就是使用快速傅里叶变换(fast Fourier transformation, FFT), 这是一种有效而容易实现的方法。然而, 频率分辨率受到时间间隔的倒数和与时间窗口有关的谱泄漏的限制, 人为地增加与频域中高插值密度相对应的零填充的时间窗口, 不是一个更高频率的分辨率办法。通常, 增加频率分辨率的途径是取没有零填充的解析信号的更长时间的 FFT。但 FFT 的计算时间是在 $O(N \times \log N)$ 的量级, 这里 N 是解析信号的采样数。对于一个大量目的采样数 N 而言, 在计算时 FFT 并不是有效的。

为了减轻 FFT 的限制, 另外一种可供选择的方法是谱估计方法: 自回归建模与基于本征矢量方法, 如可用于频域的多信号分类(multiple signal classification, MUSIC)和其他用于谱分析的超分辨率方法。但这些方法要求强的矩阵计算或者迭代优化技术。

因为频率是由相位函数的时间迭代决定的,可以将接收信号与发射信号之间的相位差用于计算接收信号的多普勒频率,即

$$f_D = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (1-40)$$

但该频率是瞬时频率,只适合于单分量或者单谐波信号,而不适合于那些含有多分量谐波信号。为了处理多分量的谐波信号,必须将多分量谐波信号分解成多个单分量谐波信号,可以通过计算每一个单分量谐波信号瞬时频率并将这些单分量谐波信号的瞬时频率加在一起得到完整的多分量信号时-频分布。

对一个有高斯噪声的单频谐波信号而言,从一个采样到下一个采样的相位差 $\Delta\varphi(k)$ ($k = 1, \dots, N-1$),用这些相位差的加权线性组合就可以估计出正弦频率,即 $\hat{f}_D$ 为

$$\hat{f}_D = \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^{N-1} W(k) \Delta\varphi(k) \quad (1-41)$$

式中:权重函数 $W(k)$ 是

$$W(k) = \frac{6k(N-k)}{N(N^2-1)} \quad (1-42)$$

这个估计表明,在高的信噪比下,频率估计获得如 1.5 节中所描述的 Cramer-Rao 较低的约束。

为了保持和跟踪接收信号的相位,发射机中的波源频率必须保持非常高的相位稳定性,因此,雷达必须完全相干以保持准确的相位相干性。

根据估计的多普勒频率,可以由下式确定目标的径向速度 v 为

$$v = \frac{\lambda}{2} \hat{f}_D = \frac{c}{2f} \hat{f}_D \quad (1-43)$$

也可以使用相移探测器的 I 和 Q 输出来确定目标是否接近或远离雷达。如图 1.6 所示,通过计算通道 I 和 90° 的相移 Q 通道之间的相对相位,就可以产生两个通道,一个是“接近”雷达,另一个是“远离”雷达。

多普勒雷达包括没有调制的纯粹连续波(CW)雷达、频率调制的连续波雷达(FM-CW)和相干脉冲多普勒雷达。纯粹连续波雷达只能测量速度,FM-CW 和相干脉冲多普勒雷达具有宽的频率带宽可获得高的距离分辨率,并能测量距离和多普勒信息。相干多普勒雷达保持发射信号的相位并能跟踪接收信号中的相位变化。多普勒频移与相位变化率成正比。如果相位变化大于 $\pm\pi$,所估算的多普勒频率是模糊的混叠,这是由连续时间信号的离散时间采样引起的。采样方法可以由连续时间信号 $s(t)$ 与一序列函数 $\delta(t)$ 的乘积来表示,取时间采样信号的傅里叶变换,就可以将离散时间采样信号变换到由离散傅里叶变换形式表示的频域上,即

$$s(t) \times \sum_n \delta(t - n\Delta t) \Rightarrow S(f) \otimes \sum_m \delta\left(f - \frac{m}{\Delta t}\right) \quad (1-44)$$

式中: Δt 是时间采样间隔,在频域中的卷积算符 $\otimes$ 使得信号谱 $S(f)$ 以周期 $1/\Delta t$ 复