17-1 音速 2021年6月1日18点57分

什么是物理？

声波物理学是许多领域研究期刊中无数研究的基础。这里仅举几个例子。一些生理学家关心语音是如何产生的，如何纠正语言障碍，如何减轻听力损失，甚至是如何产生打鼾。一些声学工程师关注改善大教堂和音乐厅的声学效果，降低高速公路和道路建设附近的噪音，以及通过扬声器系统再现音乐。一些航空工程师担心超音速飞机产生的冲击波和机场附近社区产生的飞机噪音。一些医学研究人员关注心脏和肺部产生的噪音如何预示患者的医疗问题。一些古生物学家担心恐龙的化石如何揭示恐龙的发声。一些军事工程师担心狙击手开火的声音如何让士兵确定狙击手的位置，而从温和的角度来看，一些生物学家担心猫如何发出呼噜声。要开始讨论声音物理学，我们必须首先回答“什么是声波？”这个问题。

声波

正如我们在第 16 章中看到的，机械波是需要物质介质才能存在的波。有两种类型的机械波：横波涉及垂直于波行进方向的振荡；纵波涉及平行于波传播方向的振荡。在本书中，声波被粗略地定义为任何纵波。地震勘探团队使用这种波来探测地壳中的石油。船舶携带测音装置（声纳）来探测水下障碍物。潜艇使用声波跟踪其他潜艇，主要是通过聆听推进系统产生的特征噪音。图 17-1 显示了如何使用声波来探索动物或人体的软组织。在本章中，我们将重点介绍在空气中传播并且人们可以听到的声波。图 17-2 说明了我们将在讨论中使用的几个想法。 S点代表一个微小的声源，称为点源，向各个方向发射声波。波前和射线指示传播方向和声波的传播。波前是声波引起的振荡具有相同值的表面；此类表面在点源的二维图中由整个或部分圆表示。射线是垂直于波前的有向线，指示波前的行进方向。叠加在图 17-2 射线上的短双箭头表示空气的纵向振荡与射线平行。在像图 17-2 那样的点源附近，波前是球形的并在三个维度上展开，在那里的波被称为球形。随着波前向外移动并且它们的半径变大，它们的曲率减小。远离源头，我们将波前近似为平面（或二维图上的线），而波被称为平面。

音速

任何机械波的速度，无论是横向还是纵向，都取决于介质的惯性特性（存储动能）和介质的弹性特性（存储势能）。 因此，我们可以概括公式 16-26，它给出了沿拉伸弦的横波的速度，写成

其中（对于横波）τ 是弦的张力，μ 是弦的线密度。 如果介质是空气，波是纵向的，我们可以猜测对应于μ的惯性属性就是空气的体积密度ρ。 我们应该为弹性属性设置什么？

在拉伸的弦中，势能与当波通过弦元素时弦元素的周期性拉伸有关。 当声波穿过空气时，势能与空气中小体积元素的周期性压缩和膨胀有关。 当介质上的压力（每单位面积的力）发生变化时，决定介质元素体积变化程度的属性是体积模量 B，定义（根据公式 12-25）为

这里 ΔV/V 是压力变化 Δp 产生的体积分数变化。 如模块 14-1 中所述，压力的 SI 单位是牛顿每平方米，它有一个特殊的名称，帕斯卡 (Pa)。 从公式 17-2 我们看到 B 的单位也是帕斯卡。 Δp 和 ΔV 的符号总是相反的：当我们增加元素上的压力时（Δp 为正），其体积减小（ΔV 为负）。 我们在公式 17-2 中包含一个减号，以便 B 始终为正数。 现在在公式 17-1 中用 B 代替 τ 和 ρ 代替 μ 产生

作为体积模量 B 和密度 ρ 的介质中的声速。 表 17-1 列出了各种媒体中的声速。

水的密度几乎是空气密度的 1000 倍。 如果这是唯一的相关因素，我们可以从公式 17-3 中预期水中的声速将远小于空气中的声速。 但是，表 17-1 向我们表明，情况正好相反。 我们得出结论（再次根据公式 17-3）水的体积模量必须比空气的体积模量大 1000 倍以上。 情况确实如此。 水比空气更不可压缩，这（见公式 17-2）是另一种说法，它的体积模量要大得多。

公式17-3的形式推导

我们现在通过直接应用牛顿定律推导出公式 17-3。 让压缩空气的单个脉冲（从右到左）以速度 v 在长管中穿过空气，如图 16-2 所示。 让我们以该速度跟随脉冲运行，使脉冲在我们的参考系中看起来静止不动。 图 17-3a 显示了从该帧中看到的情况。 脉冲静止不动，空气以速度 v 从左到右穿过它。 设未扰动空气的压力为 p，脉冲内部的压力为 p + Δp，其中由于压缩，Δp 为正。 考虑一个厚度为 Δx 且面积为 A 的空气元素，以速度 v 向脉冲移动。当这个元素进入脉冲时，元素的前导面遇到一个更高的压力区域，这使元素减慢速度 v + Δv ，其中 Δv 为负。 当元件背面到达脉冲时，这种减速就完成了，这需要时间间隔

让我们将牛顿第二定律应用于元素。 在 Δt 期间，单元尾随面的平均力是向右 pA，而前面的平均力是 (p + Δp)A 向左（图 17-3b）。 因此，在 Δt 期间单元上的平均净力为

负号表示空气元素上的合力指向图 17-3b 中的左侧。 元素的体积是 A Δx，因此借助公式 17-4，我们可以将其质量写为

Δt 期间单元的平均加速度为

因此，根据牛顿第二定律 (F = ma)，我们从等式 17-5、17-6 和 17-7，

我们可以写成

在脉冲外部占据体积 V (= Av Δt) 的空气在进入脉冲时被压缩量 ΔV (= A Δv Δt)。 因此，

将公式 17-10 和公式 17-2 代入公式 17-9 得到

求解 v 可得到图 17-3 中向右的空气速度的公式 17-3，以及向左的脉冲的实际速度.

17-2 行进声波 2021年6月1日19点06分

在这里，我们检查与在空气中传播的正弦声波相关的位移和压力变化。图 17-4a 显示了这样一个向右行进的波，它穿过一个长长的充气管。回忆第 16 章，我们可以通过正弦移动管左端的活塞来产生这样的波（如图 16-2 所示）。活塞的向右运动使活塞面附近的空气元素移动并压缩该空气；活塞的向左运动使空气元素向左移动，压力降低。当每个空气元素依次推动下一个元素时，空气的左右运动及其压力变化以声波的形式沿着管传播。考虑图 17-4b 所示的厚度为 Δx 的薄空气元素。当波穿过管的这一部分时，空气元素围绕其平衡位置以简谐运动向左和向右振荡。因此，由于行进声波引起的每个空气元素的振荡类似于由于横波引起的弦元素的振荡，不同之处在于空气元素是纵向振荡而不是横向振荡。因为弦元素平行于 y 轴振荡，所以我们将它们的位移写为 y(x, t)。类似地，因为空气元素平行于 x 轴振荡，我们可以将它们的位移写成令人困惑的 x(x, t) 形式，但我们将使用 s(x, t) 代替。

移位。 为了证明位移 s(x, t) 是 x 和 t 的正弦函数，我们可以使用正弦函数或余弦函数。 本章我们使用一个余弦函数，写成

图 17-5a 标记了该等式的各个部分。 其中，sm 是位移幅值——即空气元素向其平衡位置任一侧的最大位移（见图 17-4b）。 声波（纵向）波的角波数 k、角频率 ω、频率 f、波长 λ、速度 v 和周期 T 的定义与横波完全相同，除了 λ 现在是距离（再次沿 行进方向），其中由波浪引起的压缩和膨胀模式开始重复（见图 17-4a）。 （我们假设 sm 远小于 λ。）

压力。 随着波的移动，图 17-4a 中任何位置 x 处的气压呈正弦变化，我们接下来将证明。 为了描述这种变化，我们写

图 17-5b 标记了该等式的各个部分。 公式 17-13 中 Δp 的负值对应于空气的膨胀，正值对应于压缩。 这里Δpm是压力幅值，它是由于波浪引起的压力的最大增加或减少； Δpm 通常比没有波浪时存在的压力 p 小得多。 我们将证明，压力幅值 Δpm 与公式 17-12 中的位移幅值 sm 的关系为

图 17-6 显示了方程 17-12 和 17-13 在 t = 0 时的图； 随着时间的推移，两条曲线将沿水平轴向右移动。 请注意，位移和压力变化的相位差为 π/2 弧度（或 90°）。 因此，例如，当存在最大位移时，沿波的任意点处的压力变化 Δp 为零。

公式 17-13 和 17-14 的推导

图 17-4b 显示了一个横截面积为 A 且厚度为 Δx 的空气振荡元件，其中心偏离其平衡位置的距离为 s。 从公式 17-2 我们可以写出，对于位移元素中的压力变化，

公式 17-15 中的量 V 是元素的体积，由下式给出

公式 17-15 中的量 ΔV 是元件位移时发生的体积变化。 这种体积变化是因为单元两个面的位移并不完全相同，相差一定量 Δs。 因此，我们可以将体积变化写为

将公式 17-16 和 17-17 代入公式 17-15 并传递到微分极限产量

符号∂ 表示公式17-18 中的导数是偏导数，它告诉我们当时间t 固定时s 如何随x 变化。 从公式 17-12 中，我们有，将 t 视为常数，

用这个量代替方程 17-18 中的偏导数得到

这告诉我们压力作为时间的正弦函数变化，并且变化的幅度等于正弦函数前面的项。 设置 Δpm = Bksm，这将产生公式 17-13，我们开始证明。

使用公式 17-3，我们现在可以写出

如果我们用 ω/v 代替公式 16-12 中的 k，我们也想证明公式 17-14。

17-3 干涉 2021年6月1日19点14分

与横波一样，声波也会受到干扰。 事实上，我们可以像在模块 16-5 中对横波所做的那样写出干涉方程。 假设具有相同幅度和波长的两个声波沿 x 轴的正方向传播，相位差为 ϕ。 我们可以用公式 16-47 和 16-48 的形式表达波，但为了与公式 17-12 一致，我们使用余弦函数而不是正弦函数：

这些波重叠和干扰。 从公式 16-51，我们可以将合成波写为

正如我们在横波中看到的那样，合成波本身就是行波。 它的幅度是幅度

与横波一样，φ 的值决定了单个波所经历的干扰类型。控制 ϕ 的一种方法是沿不同长度的路径发送波。图 17-7a 显示了我们如何设置这种情况：两个点源 S1 和 S2 发出同相且波长 λ 的声波。因此，源本身被认为是同相的；也就是说，当波从源头出现时，它们的位移总是相同的。我们对经过图 17-7a 中的 P 点的波感兴趣。我们假设到 P 的距离远大于源之间的距离，因此我们可以将波近似为在 P 处沿相同方向行进。如果波沿相同长度的路径行进到达点 P，则它们将在相那里。与横波一样，这意味着它们将在那里受到完全相长的干涉。然而，在图 17-7a 中，来自 S2 的波行进的路径 L2 比来自 S1 的波行进的路径 L1 长。路径长度的差异意味着波在 P 点可能不同相。换句话说，它们在 P 处的相位差 ϕ 取决于它们的路径长度差 ΔL = |L2 − L1|。为了将相位差 ϕ 与路径长度差 ΔL 联系起来，我们回忆一下（来自模块 16-1）2π rad 的相位差对应于一个波长。因此，我们可以写出比例

当 ϕ 为零、2π 或 2π 的任何整数倍时，会发生完全相长干涉。 我们可以把这个条件写成

根据公式 17-21，当比率 ΔL/λ 为

例如，如果路径长度差 ΔL = |L2 − L1| 在图 17-7a 中等于 2λ，则 ΔL/λ = 2，波在点 P 处发生完全相长干涉（图 17-7b）。 干涉是完全相长的，因为来自 S2 的波相对于来自 S1 的波相移了 2λ，使两个波在 P 处完全同相。

当 ϕ 是 π 的奇数倍时，会发生完全相消干涉：

根据公式 17-21，当比率 ΔL/λ 为

例如，如果路径长度差 ΔL = |L2 − L1| 在图 17-7a 中等于 2.5λ，则 ΔL/λ = 2.5，波在 P 点发生完全相消干涉（图 17-7c）。 干涉是完全破坏性的，因为来自 S2 的波相对于来自 S1 的波相移了 2.5 个波长，这使得两个波在 P 处完全异相。当然，两个波可能会产生中间干涉，例如，当 ΔL/λ = 1.2。 这将更接近于完全相长干涉 (ΔL/λ = 1.0) 而不是完全相消干涉 (ΔL/λ = 1.5)。

17-4 强度和声级 2021年6月1日19点18分

如果您曾经尝试在附近有人播放嘈杂的音乐时入睡，您就会很清楚，除了频率、波长和速度之外，声音还有更多意义。 还有强度。 声波在表面的强度 I 是声波通过或传递到表面上的能量在每单位面积上的平均速率。 我们可以把它写成

其中 P 是声波的能量传递（功率）的时间速率，A 是拦截声音的表面面积。 正如我们将很快推导出的那样，强度 I 与声波的位移幅度 sm 的关系为

可以在检测器上测量强度。 响度是一种感知，是你感觉到的东西。 两者可能有所不同，因为您的感知取决于诸如您的听力机制对各种频率的敏感性等因素。

强度随距离的变化

强度如何随与真实声源的距离而变化通常很复杂。一些真实的声源（如扬声器）可能只向特定方向传输声音，环境通常会产生与直达声波重叠的回声（反射声波）。然而，在某些情况下，我们可以忽略回声并假设声源是一个点源，它以各向同性方式发出声音——即在所有方向上具有相同的强度。在特定时刻从这种各向同性点源 S 传播的波前如图 17-9 所示。让我们假设声波的机械能在从这个源传播时是守恒的。让我们还将一个半径为 r 的假想球体以源为中心，如图 17-9 所示。源发出的所有能量都必须通过球体表面。因此，声波通过表面传递能量的时间速率必须等于源发射能量的时间速率（即源的功率 Ps）。根据公式 17-26，球体处的强度 I 必须为

其中 4πr2 是球体的面积。 公式 17-28 告诉我们，来自各向同性点源的声音强度随着与源的距离 r 的平方而减小。

分贝量表

人耳处的位移幅度范围从最响的可容忍声音的约 10-5 m 到最微弱的可检测声音的约 10-11 m，比率为 106。 从公式 17-27 中我们可以看到声音的强度变化 作为其振幅的平方，因此人类听觉系统这两个极限处的强度之比为 1012。人类可以听到很大范围的强度。 我们通过使用对数来处理如此巨大的值范围。 考虑关系

其中 x 和 y 是变量。 这个等式的一个性质是，如果我们将 x 乘以 10，则 y 增加 1。为了看到这一点，我们写

类似地，如果我们将 x 乘以 1012，则 y 仅增加 12。因此，与其说声波的强度 I，不如说它的声级 β，定义为

这里 dB 是分贝的缩写，声级单位，选择这个名称来识别亚历山大·格雷厄姆·贝尔 (Alexander Graham Bell) 的作品。 公式 17-29 中的 I0 是标准参考强度 (= 10−12 W/m2)，选择它是因为它接近人类听力范围的下限。 对于 I = I0，公式 17-29 给出 β = 10 log 1 = 0，因此我们的标准参考电平对应于零分贝。 然后，每当声音强度增加一个数量级（10 倍）时，β 就会增加 10 dB。 因此，β = 40 对应的强度是标准参考水平的 104 倍。 表 17-2 列出了各种环境的声级。

公式 17-27 的推导

考虑一下，在图 17-4a 中，厚度为 dx、面积为 A、质量为 dm 的空气薄片在公式 17-12 的声波通过时来回振荡。 空气切片的动能 dK 为

这里 v s 不是波的速度，而是空气的振荡元素的速度，从公式 17-12 获得为

使用这个关系并放置 dm = ρA dx 允许我们将公式 17-30 重写为

将公式 17-31 除以 dt 可得出动能随波移动的速率。 正如我们在第 16 章中看到的横波，dx/dt 是波速 v，所以我们有

动能传递的平均速率为

为了得到这个方程，我们使用了一个事实，即一次完整振荡的正弦（或余弦）函数的平方的平均值是 1 2。我们假设势能以相同的平均速率与波一起携带 . 波强度 I，即波传输两种能量的单位面积的平均速率，则从公式 17-33 可得：

这就是公式 17-27，我们开始推导出的公式.

17-5 音乐声源 2021年6月1日19点26分

可以通过振荡弦（吉他、钢琴、小提琴）、膜（kettledrum、军鼓）、气柱（长笛、双簧管、管风琴和图 17-12 的迪吉里杜管）、木块或钢筋来设置音乐声音（马林巴琴、木琴）和许多其他振荡体。最常见的乐器包括不止一个振荡部件。回忆第 16 章，驻波可以设置在两端固定的拉伸弦上。它们的出现是因为沿着弦传播的波在每一端都被反射回弦上。如果波的波长与弦的长度适当匹配，则沿相反方向传播的波的叠加会产生驻波模式（或振荡模式）。用于这种匹配的波所需的波长是对应于弦的共振频率的波长。设置驻波的优点是，琴弦会以大的、持续的振幅振荡，前后推动周围的空气，从而产生与琴弦振荡频率相同的明显声波。这种声音的产生对于吉他手来说显然很重要。

声波。我们可以以类似的方式在充满空气的管道中设置声音的驻波。当声波在管道中的空气中传播时，它们会在每一端反射并通过管道返回。 （即使一端打开也会发生反射，但反射不会像一端关闭时那样完整。）如果声波的波长与管道的长度适当匹配，则相反传播的波的叠加通过管道的方向设置了驻波模式。这种匹配所需的声波波长是对应于管道共振频率的波长。这种驻波的优点是管道中的空气以大的、持续的振幅振荡，在任何开口端发出与管道中振荡频率相同的声波。这种声音的发射对于风琴师来说显然很重要。驻声波模式的许多其他方面与弦波相似：管道的封闭端就像弦的固定端，那里必须有一个节点（零位移），而管道的开放端就像一根绳子的末端连在一个自由移动的环上，如图 16-19b 所示，因为那里必须有一个波腹。 （实际上，管道开口端的波腹位于端部稍外，但我们不会详细讨论这个细节。）

两个开放端。 图 17-13a 显示了可以在具有两个开口端的管道中设置的最简单的驻波模式。 根据需要，每个开口端都有一个波腹。 管道中间还有一个节点。 图 17-13b 显示了一种更简单的表示纵向声波的方法——将其绘制为横向弦波。 图 17-13a 的驻波模式称为基波模式或一次谐波。 要设置它，长度为 L 的管道中的声波必须具有由 L = λ/2 给出的波长，因此 λ = 2L。 图 17-14a 中使用弦波表示法显示了具有两个开口端的管道的更多驻声波模式。 二次谐波需要波长λ = L 的声波，三次谐波需要波长λ = 2L/3，依此类推。 更一般地，具有两个开口端的长度为 L 的管道的谐振频率对应于波长

其中 n 称为调和数。 令 v 为声速，我们将具有两个开口端的管道的共振频率写为

一开放结束。 图 17-14b 显示（使用弦波表示）可以在只有一个开口端的管道中设置的一些驻声波模式。 根据需要，在开口端有一个波腹，在封闭端有一个节点。 最简单的模式需要具有由 L = λ/4 给出的波长的声波，因此 λ = 4L。 下一个最简单的模式需要由 L = 3λ/4 给出的波长，因此 λ = 4L/3，依此类推。 更一般地说，长度为 L 且只有一个开口端的管道的谐振频率对应于波长

其中调和数 n 必须是奇数。 谐振频率由下式给出

再次注意，只有奇次谐波可以存在于一端开口的管道中。 例如，n = 2 的二次谐波不能在这样的管道中建立。 还要注意，对于这样的管道，“三次谐波”等短语中的形容词仍然指的是谐波数 n（而不是，比如说，三次可能的谐波）。 最后请注意，两个开口端的等式 17-38 和 17-39 包含数字 2 和 n 的任何整数值，但一个开口端的等式 17-40 和 17-41 包含数字 4 和 n 的奇数值。

长度。乐器的长度反映了该乐器设计使用的频率范围，更小的长度意味着更高的频率，正如我们可以从弦乐器的公式 16-66 和乐器的公式 17-39 和 17-41 中看出带气柱。例如，图 17-15 显示了萨克斯管和小提琴系列，以及钢琴键盘建议的频率范围。请注意，对于每种乐器，其高频和低频邻居都有重叠。净波。在任何产生音乐声的振荡系统中，无论是小提琴弦还是风琴管中的空气，基波和一个或多个高次谐波通常是同时产生的。因此，您可以同时听到它们——即叠加为净波。当不同的乐器在同一个音符上演奏时，它们产生相同的基频，但高次谐波的强度不同。例如，中 C 的四次谐波在一种乐器上可能比较响亮，而在另一种乐器上则相对安静甚至缺失。因此，由于不同的乐器会产生不同的净波，因此即使在相同的音符下演奏它们，您也会听到不同的声音。图 17-16 中显示的两个净波就是这种情况，它们是由不同的乐器在同一个音符上产生的。如果你只听基本原理，音乐就不会是音乐性的。

17-6 节拍 2021年6月1日19点34分

如果我们间隔几分钟聆听频率分别为 552 和 564 Hz 的两种声音，我们大多数人无法分辨出一种和另一种，因为这两种频率彼此非常接近。 但是，如果声音同时到达我们的耳朵，我们听到的是频率为 558 Hz 的声音，这是两个组合频率的平均值。 我们还听到这种声音强度的显着变化——它在缓慢、摇摆不定的节拍中增加和减少，以 12 Hz 的频率重复，这是两个组合频率之间的差异。 图 17-18 显示了这种节拍现象。 令由等幅 sm 的两个声波引起的位移随时间的变化为

其中 ω1 > ω2。 根据叠加原理，合成位移是各个位移的总和：

使用三角恒等式（见附录 E）

允许我们将合成位移写为

如果我们写

然后我们可以将公式 17-43 写为

我们现在假设组合波的角频率 ω1 和 ω2 几乎相等，这意味着公式 17-44 中的 ω ⪢ ω'。 然后我们可以将等式 17-45 视为一个余弦函数，其角频率为 ω，其幅度（不是恒定的而是随角频率 ω' 变化）是括号中数量的绝对值。 每当公式 17-45 中的 cos ω't 值为 +1 或 -1 时，就会出现最大幅度，这在余弦函数的每次重复中发生两次。 因为 cos ω't 具有角频率 ω'，所以发生搏动的角频率 ωbeat 是 ωbeat = 2ω'。 然后，借助公式 17-44，我们可以将拍角频率写为

因为 ω = 2πf，我们可以将其改写为

音乐家在调音乐器中使用节拍现象。 如果乐器按照标准频率发声（例如，在管弦乐队的第一个双簧管上演奏的称为“音乐会 A”的音符）并调整到节拍消失，则该乐器符合该标准。 在音乐剧维也纳，音乐会 A（440 赫兹）为这座城市的众多音乐家提供方便的电话服务。

17-7 多普勒效应 2021年6月1日19点38分

一辆警车停在高速公路旁，拉响了 1000 赫兹的警笛声。如果您也停在高速公路旁，您将听到相同的频率。但是，如果您和警车之间存在相对运动，无论是彼此靠近还是远离，您都会听到不同的频率。例如，如果您以 120 公里/小时（约 75 英里/小时）的速度驶向警车，您将听到更高的频率（1096 Hz，增加 96 Hz）。如果您以相同的速度远离警车，您将听到较低的频率（904 Hz，降低 96 Hz）。这些与运动相关的频率变化是多普勒效应的例子。 1842 年，奥地利物理学家约翰·克里斯蒂安·多普勒 (Johann Christian Doppler) 提出了这种效应（尽管尚未完全解决）。它于 1845 年由荷兰的 Buys Ballot 进行了实验测试，“使用一个机车牵引一辆带有几个小号手的敞篷汽车。”多普勒效应不仅适用于声波，也适用于电磁波，包括微波、无线电波和可见光。然而，在这里，我们将只考虑声波，我们将把这些波传播的空气体作为参考系。这意味着我们将测量声波源 S 和这些波的检测器 D 相对于该空气体的速度。 （除非另有说明，空气体相对于地面是静止的，因此也可以相对于地面测量速度。）我们将假设 S 和 D 直接朝向或直接远离彼此移动，速度小于比音速。

一般方程。 如果探测器或源正在移动，或两者都在移动，则发射频率 f 和检测频率 f ' 的关系为

其中 v 是声音在空气中的传播速度，vD 是探测器相对于空气的速度，vS 是声源相对于空气的速度。 加号或减号的选择由以下规则设置：

当探测器或源的运动朝向另一个时，其速度的符号必须给出频率上移。 当探测器或源的运动远离另一个时，其速度的符号必须给出频率的向下偏移。

简而言之，朝向意味着向上移动，远离意味着向下移动。

以下是该规则的一些示例。 如果检测器向源移动，请使用公式 17-47 分子中的加号来提高频率。 如果它移开，请使用分子中的减号向下移动。 如果它是平稳的，用 0 代替 vD。 如果源移向检测器，请使用公式 17-47 分母中的减号来提高频率。 如果它移开，请使用分母中的加号向下移动。 如果源是固定的，则用 0 代替 vS。 接下来，我们推导出以下两种特定情况的多普勒效应方程，然后推导出一般情况的方程 17-47。

当探测器相对于空气移动而源相对于空气静止时，运动会改变探测器拦截波前的频率，从而改变检测到的声波频率。

当源相对于空气移动而检测器相对于空气静止时，运动会改变声波的波长，从而改变检测到的频率（回想一下，频率与波长有关）。

探测器移动，源静止

在图 17-19 中，检测器 D（用耳朵表示）以速度 vD 向静止源 S 移动，该源发出球面波阵面，波长为 λ，频率为 f，以空气中声音的速度 v 移动。 波前相隔一个波长。 检测器 D 检测到的频率是 D 截取波前（或单个波长）的速率。 如果 D 是静止的，那么该速率将是 f，但是由于 D 正在移动到波前，拦截率更大，因此检测到的频率 f' 大于 f。 让我们暂时考虑 D 静止的情况（图 17-20）。 在时间 t，波前向右移动距离 vt。 在那个距离 vt 中的波长数是 D 在时间 t 中截取的波长数，该数是 vt/λ。 D 截取波长的速率，即 D 检测到的频率 f，为

在这种情况下，当 D 静止时，没有多普勒效应——D 检测到的频率是 S 发出的频率。 现在让我们再次考虑 D 沿与波前速度相反的方向移动的情况（图 17-21） . 在时间 t，波前像以前一样向右移动距离 vt，但现在 D 向左移动距离 vDt。 因此，在这个时间 t，波前相对于 D 移动的距离是 vt + vDt。 在这个相对距离 vt + vDt 中的波长数是在时间 t 内被 D 截取的波长数，是 (vt + vDt)/λ。 在这种情况下，D 截取波长的速率是频率 f'，由下式给出

根据公式 17-48，我们有 λ = v/f。 那么公式 17-49 变为

请注意，在公式 17-50 中，除非 vD = 0（检测器是静止的），否则 f' > f。 类似地，如果 D 远离源，我们可以找到 D 检测到的频率。 在这种情况下，波前在时间 t 内相对于 D 移动距离 vt − vDt，f' 由下式给出

在公式 17-51 中，f' < f，除非 vD = 0。我们可以将公式 17-50 和 17-51 总结为

震源移动,探测器静止

让探测器 D 相对于空气体静止，让源 S 以速度 vS 向 D 移动（图 17-22）。 S 的运动改变了它发射的声波的波长，从而改变了 D 检测到的频率。为了看到这种变化，让 T (= 1/f ) 是任何一对连续波前 W1 和 W2 发射之间的时间。 在 T 期间，波前 W1 移动距离 vT 并且源移动距离 vST。 在 T 的末尾，发射波前 W2。 在 S 移动的方向上，W1 和 W2 之间的距离，即沿该方向移动的波的波长 λ'，是 vT - vST。 如果 D 检测到这些波，它会检测由下式给出的频率 f'

请注意，除非 vS = 0，否则 f' 必须大于 f。在与 S 方向相反的方向上，波的波长 λ' 再次是连续波之间的距离，但现在该距离是 vT + vST。 如果 D 检测到这些波，它会检测由下式给出的频率 f'

现在 f' 必须小于 f，除非 vS = 0。我们可以将公式 17-53 和 17-54 总结为

一般多普勒效应方程

我们现在可以通过将公式 17-55 中的 f（源频率）替换为公式 17-52 中的 f'（与探测器运动相关的频率）来推导出一般的多普勒效应方程。 这个简单的替换为我们提供了一般多普勒效应的公式 17-47。 这个一般方程不仅在探测器和源都在移动时成立，而且在我们刚刚讨论的两种特定情况下也成立。 对于检测器移动而源静止的情况，将 vS = 0 代入公式 17-47 给出了我们之前发现的公式 17-52。 对于源移动而检测器静止的情况，将 vD = 0 代入公式 17-47 给出我们之前发现的公式 17-55。 因此，公式 17-47 是要记住的公式。

17-8 超音速,冲击波 2021年6月1日19点55分

如果源以等于声速 v 的速度 vS 向静止检测器移动，公式 17-47 和 17-55 预测检测到的频率 f' 将无限大。这意味着源移动得如此之快，以至于它与自己的球面波前保持同步（图 17-23a）。当 vS > v 时会发生什么？对于这样的超音速，公式 17-47 和 17-55 不再适用。图 17-23b 描绘了起源于光源不同位置的球面波前。任何波前的半径都是 vt，其中 t 是自源发射该波前以来经过的时间。请注意，在此二维图中，所有波前都沿着 V 形包络线聚集。波前实际上在三个维度上延伸，并且聚集实际上形成了一个称为马赫锥的锥体。冲击波存在于这个圆锥体的表面，因为当表面通过任何一点时，波前的聚集会导致气压的突然上升和下降。从图 17-23b 中，我们看到锥体的半角 θ（马赫锥角）由下式给出

比率 vS/v 是马赫数。 如果一架飞机以 2.3 马赫的速度飞行，它的速度是飞机在空中飞行的声音速度的 2.3 倍。 超音速飞机（图17-24）或弹丸产生的冲击波会产生一阵声音，称为音爆，其中气压先突然升高，然后突然降低到低于正常水平，然后才恢复正常。 步枪发射时听到的部分声音是子弹产生的音爆。 当一根长长的公牛鞭被折断时，它的尖端比声音移动得更快，并产生一个小的音爆——鞭子的裂纹。