

文章编号:1004-4213(2011)09-1372-4

# 激光脉冲宽度对远距离尾流气泡后向检测的影响

韩彪<sup>1</sup>,刘继芳<sup>1</sup>,周少杰<sup>1</sup>,马琳<sup>1</sup>,王旭<sup>2</sup>,刘昆仑<sup>2</sup>

(1 西安电子科技大学 技术物理学院 501 教研室,西安 710071)

(2 中国船舶重工集团公司第七〇五研究所,西安 710075)

**摘 要:**为了分析激光脉冲宽度对远距离尾流气泡后向检测的影响,基于 Fournier Forand 体积散射函数,通过 Monte Carlo 方法建立了水中激光脉冲后向散射信号时域特征的分析模型.利用该模型研究了初始激光脉冲宽度不同时,水中远距离舰船尾流气泡的激光脉冲后向散射信号变化情况.结果表明:随着初始激光脉冲宽度的增加,后向散射信号中水体散射信号与尾流气泡回波信号的轮廓变得模糊;当脉冲宽度增大到一定程度时,无法从后向散射信号中辨别出回波信号;并且,随着尾流区气泡散射强度的减小以及气泡区与检测器之间距离的减短,这种变化趋势变得更加明显.基于仿真结果,提出一种基于逆卷积运算的尾流气泡回波信号提取方法.

**关键词:**舰船尾流检测;后向散射;Monte Carlo 方法;激光脉冲

**中图分类号:** TN249

**文献标识码:** A

**doi:** 10.3788/gzxb20114009.1372

## 0 引言

利用舰船尾流气泡区光学性质的变化,并对其进行识别,是目前舰船尾流制导领域的研究热点<sup>[1-4]</sup>.激光脉冲在尾流气泡中传播时,相对静水而言其后向散射特性会发生明显的变化<sup>[5]</sup>;当气泡距离检测器较远时,气泡的散射会形成一个回波信号<sup>[6]</sup>,以此为依据可以对舰船尾流进行有效地识别<sup>[7]</sup>.然而实际激光器发出的光脉冲总会有一定的时域宽度,从而对远距离尾流气泡的后向检测产生影响.对此,本文基于 Fournier Forand 体积散射函数,采用 Monte Carlo 方法理论分析激光脉冲宽度对远距离尾流气泡后向检测的影响,并根据理论分析结果提出一种基于逆卷积运算的尾流气泡回波信号提取方法.

## 1 理论模型

真实的水体是一个随机介质,其中包含有多种散射体.激光脉冲在水中传播时会被散射和吸收.光波的传播速度远大于水体的运动速度,在激光脉冲传播的时间内,水体环境的变化可以忽略.另外,相对而言,纯水对光波的散射和吸收作用远小于散射体的作用.因此针对激光脉冲在水中的传播过程,作以下假设:1)假设进入水中的激光脉冲是单色光;2)忽略偏振对其传播特性的影响;3)水体自身由纯水和散射体组成,激光脉冲由大量光子构成,光子在纯

水中自由传播,只有当其传播到散射体时,才发生散射和吸收,并且各个散射体对光子的作用相互独立;4)水体是均匀、各向同性的,忽略水体的非线性效应,并且光子在水中传播时,水体的光学性质不随时间变化;5)激光脉冲在水中的传播过程,构成一个线性时不变系统.

在以上假设的基础上,首先用 Monte Carlo 方法跟踪大量光子在水中的传播过程.

单个光子在尾流中的运动过程,如图 1. Area  $R_1$  和 Area  $R_2$  为原始水域,Area B(即  $z=J_1$  和  $z=J_2$  平面所夹区域)为气泡所在区域.初始时刻,光子位于  $(0, 0, 0)$  处,沿  $z$  轴方向进入水中.

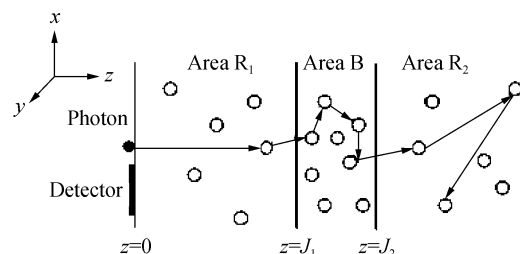


图 1 光子运动轨迹示意图

Fig. 1 Schematic diagram of photon's trajectory

光子在纯水中自由传播,遇到散射体时才会发生散射和吸收,并且在两个相邻散射体之间的自由传播距离  $s$  服从统计规律

$$s = \frac{\ln(\xi)}{\mu_t} \quad (1)$$

式中  $\mu_t$  为水体的衰减系数,  $\xi$  是  $[0, 1]$  区间内服从

基金项目:中国船舶重工集团公司第七〇五研究所基础研究基金资助

第一作者:韩彪(1987-),男,硕士研究生,主要研究方向为水下光学信息处理. Email: hanbiaoshanxi@163.com

导师(通讯作者):刘继芳(1957-),男,教授,主要研究方向为光电子技术应用. Email: jfliu@xidian.edu.cn

收稿日期:2011-04-13;修回日期:2011-06-14

均匀分布的随机数。

光子发生散射后,其坐标和传播方向将不断变化直至“湮灭”或被探测器接受.文献[8]给出了利用 Monte Carlo 方法模拟光子散射过程的具体步骤,其中选择合适的体积散射函数确定光子散射角是建模的关键。

现有文献对体积散射函数有多种近似表示<sup>[9-14]</sup>,其中 Fournier Forand 体积散射函数的变化趋势和实验结果最为接近<sup>[15]</sup>.因此这里的模型以此函数为依据计算散射角  $\theta$ 。

Fournier Forand 体积散射函数假设水中散射体的尺度分布服从指数分布规律<sup>[16]</sup>

$$N(r) = Cr^{-m} \quad (2)$$

式中  $N(r)$  是尺度为  $r$  的散射体数量,  $C$  为常量,  $m$  为表征水中散射体尺度分布的特征参量,取值在 3.5~5 之间,  $m$  越大水中小尺度散射体的相对含量越多.在此基础上,该函数的最新形式为<sup>[17]</sup>

$$b(\theta) = \frac{1}{4\pi(1-\delta)^2\delta^\nu} \{[\nu(1-\delta) - (1-\delta^\nu)] + \frac{4}{u^2} [\delta(1-\delta^\nu) - \nu(1-\delta)]\} - \frac{1-\delta^\nu}{16\pi(1-\delta_\pi)\delta_\pi^\nu} \cdot (3\cos^2\theta - 1) \quad (3)$$

式中:  $\nu = \frac{3-m}{2}$ ;  $\delta = \frac{u^2}{3(n-1)^2}$ ;  $\delta_\pi = \frac{4}{3(n-1)^2}$ ;  $u = 2\sin(\theta/2)$ . 其中  $m$  为散射体尺度分布特征参量,  $n$  为散射体与纯水的相对折射率,取值在 1~1.35 之间。

实验研究表明,在实际水体中当散射角趋于 0 时,体积散射函数的变化并不明显<sup>[18-19]</sup>.但在 Fournier Forand 体积散射函数中,当散射角接近 0 时,其函数值趋于无穷大.为使模型适用任意散射角,对 Fournier Forand 体积散射函数进行修正

$$\left. \begin{aligned} P(\theta) &= b(\theta_0/2) & (0 \leq \theta \leq \theta_0) \\ P(\theta) &= b(\theta) & (\theta_0 < \theta \leq \pi) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

即假设体积散射函数在  $[0, \theta_0]$  区间为常量,且大小由  $b(\theta_0/2)$  决定,式中  $\theta_0$  小于 0.002。

计算  $P(\theta)$  的积分函数,并对其进行归一化

$$p(\theta) = \frac{\int_0^\theta P(\vartheta) d\vartheta}{\int_0^\pi P(\vartheta) d\vartheta} \quad (5)$$

为了得到散射角的大小,首先将  $[0, \pi]$  区间等分为  $M$  份 ( $M \in N_+$ , 并且足够大),并计算  $p(k\pi/M)$  的值 ( $k=0, 1, 2, \dots, M$ ). 然后,由计算机生成一个在  $[0, 1]$  区间内服从均匀分布的随机数 Rand. 通过比较 Rand 和  $p(k\pi/M)$  的大小来确定散射角  $\theta$

$$p\left(\frac{(k-1)\pi}{M}\right) \leq \text{Rand} < p\left(\frac{k\pi}{M}\right) \Rightarrow \theta = \frac{(2k-1)\pi}{2M} \quad (6)$$

对  $N$  ( $N \in N_+$ , 且大于  $10^6$ ) 个光子在水中的传播过程进行跟踪,并记录被探测器接收的光子的传播时间  $\{T\}$ 。

为了获得水中激光脉冲后向散射信号特征,首

先对传播时间  $\{T\}$  进行统计分类:将时间以  $\tau$  为间隔 ( $\tau$  为 ns 量级) 等分为若干个小区间  $[(L-1)\tau, L\tau]$ , 其中  $L=1, 2, 3, \dots$ ; 再根据  $\{T\}$  的大小,统计每个小区间内的光子数,记为  $H(L\tau)$ 。

然后,对所有的  $H(L\tau)$  除以总的光子数  $N$ , 得到每个区间内的相对光子数  $h(L\tau)$ . 以  $H_n$  为单位 ( $H_n \in N_+$ , 且远小于  $N$ ), 对  $h(L\tau)$  进行均值拟合,将得到的结果作为水中光波后向散射的冲击响应,记为  $h(t)$ 。

最后,假设初始激光脉冲光强的时域表达式为  $f(t)$ , 那么其后向散射信号  $s(t)$  可表示为

$$s(t) = f(t) \otimes h(t) \quad (7)$$

## 2 模拟仿真

相对原始水域而言,当水中存在气泡时,水体中散射体的数量增多,使得散射加剧,水体衰减系数增大.水中气泡的尺度一般比较小,式(3)中散射体尺度的取值范围理论上讲应该是  $0 \sim \infty$ , 因此气泡的存在会使得水中小尺度散射体的相对含量得到增加.换言之,水中散射体尺度分布的特征参量  $m$  有所增大.另外,一般情况下气泡周围都会裹有一些有机膜层,有机膜与纯水的相对折射率大于水中其他散射体与纯水的相对折射率,因此气泡的存在会使得水体中散射体与纯水间总的等效相对折射率有所增大.因此,结合图 1 可知,Area B 中的  $n, m$  和  $u$  大于 Area  $R_1$  和 Area  $R_2$  中这些参量的值。

设  $N=10^8$ ,  $u_H=0.99999$ ,  $\theta_0=\pi/18000$ ,  $M=18000$ ,  $\tau=0.1$  ns,  $H_n=100$ ; 探测器放在  $z=0$  平面内  $0 < x^2 + y^2 < 2m^2$  的区域中; Area  $R_1$  和 Area  $R_2$  中  $n, m$  和  $\mu_t$  的值相等,分别取  $n=1.12$ ,  $m=4$ ,  $\mu_t=0.15$   $\text{m}^{-1}$ ; 初始时刻激光脉冲时域形状近似为高斯曲线,表达式为

$$f(t) = \exp\left[-\left(\frac{2(t-\sigma)}{\sigma}\right)^2\right] \quad (8)$$

式中时间  $t$  的单位为 ns,  $\sigma$  为脉冲宽度特征参量.  $\sigma$  越大,激光脉冲越宽。

设  $J_1=25$  m,  $J_2=50$  m,  $\sigma=2.5$  ns、100 ns 和 250 ns 时,激光脉冲后向散射信号分别如图 2(a)~(c)。

取  $J_1=50$  m,  $J_2=75$  m,  $\sigma=2.5$  ns, 100 ns 和 250 ns 时,激光脉冲后向散射信号分别如图 2(d)~(f)。

图 2 中 Curve1 表示水中无气泡时的后向散射信号, Curve2 和 Curve3 分别表示 Area B 中  $n, m$  和  $\mu_t$  取 1.14、4.05、0.175  $\text{m}^{-1}$  和 1.16、4.1、0.2  $\text{m}^{-1}$  时的后向散射信号,即 curve2 代表的气泡散射强度小于 curve3 代表的气泡散射强度. 曲线中的第一个峰由水体自身散射形成,第二个峰是气泡散射形成的回波信号。

分别对比图 2(a)~(c) 以及 (d)~(f), 可以看到

随着激光脉冲宽度的增加,后向散射信号中水体散射峰和气泡回波信号峰之间的轮廓变得模糊.当脉冲宽度增大到一定程度时,气泡形成的回波信号峰完全被覆盖在了水体散射峰中(图2(c)).

对比图2(c)和(f)可以看到,随着尾流气泡区与

探测器位置间距离的减小,这种变化趋势变得更加明显(图2(f)中还可以看到气泡回波信号,图2(d)中已经看不到了).对比图2(a)~(f)中 Curve2 和 Curve3 曲线,可以看到:随着尾流气泡散射强度的减小,这种变化趋势也变得更加明显.

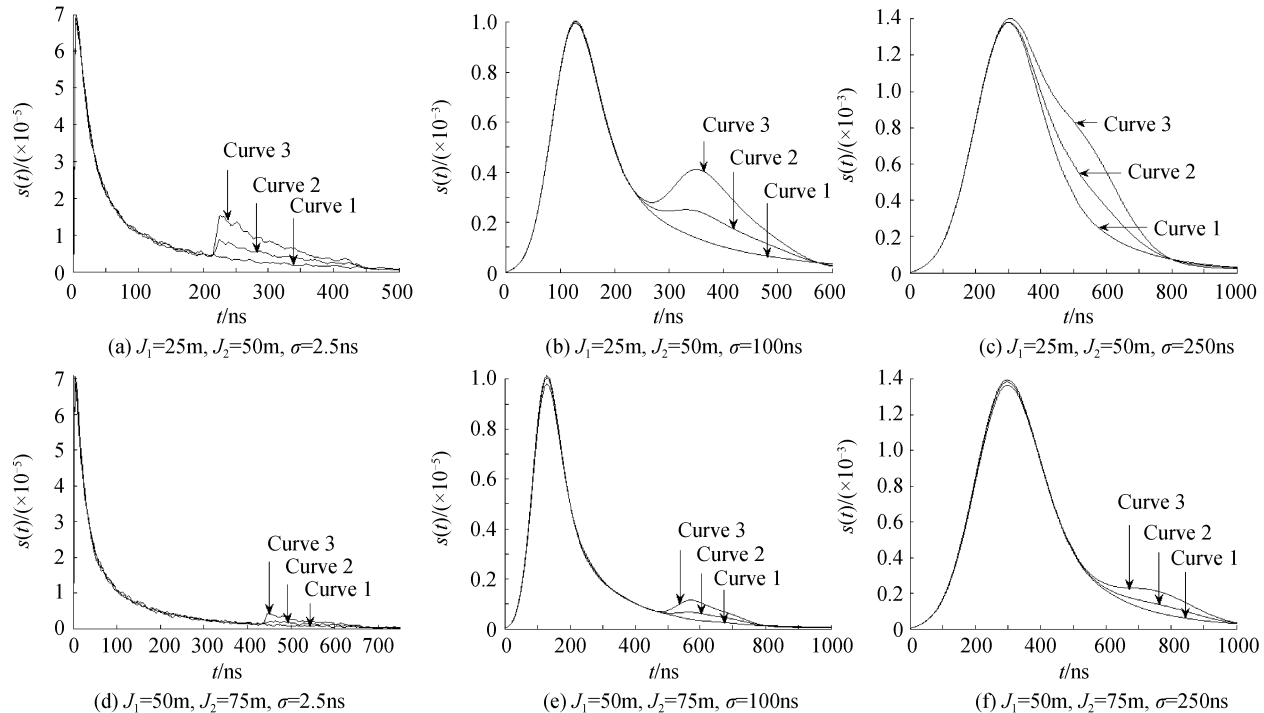


图2 后向散射信号

Fig. 2 Backscattering signals

### 3 结果分析

由于光波的传播速度远大于水体运动速度,激光脉冲在水中传播的时间内,水体环境可以认为不变.因此在研究水中激光脉冲的后向散射特性时,可以将整个散射过程看成一个线性时不变系统.这样就可以通过先求出水中光波后向散射的冲击响应,然后将其与初始激光脉冲做卷积运算的方法得到激光脉冲的后向散射信号.

卷积运算本身对冲击响应具有平滑和展宽作用,可以平滑掉冲击响应信号中的一些精细结构<sup>[20]</sup>.因此,随着初始激光脉冲宽度的增加,后向散射信号中水体散射峰和回波信号峰之间的轮廓变得模糊,甚至当脉冲宽度增大到一定程度时,气泡形成的回波信号峰完全被覆盖在了水体散射信号中.

当尾流气泡区与探测器间的距离减小时,后向散射峰和回波信号峰之间的时差减小,因此初始激光脉冲宽度对后向散射信号的影响变得明显;当尾流气泡散射强度减小时,气泡区形成的回波信号本身就比较弱,因此更容易受到初始激光脉冲宽度的影响.

反过来讲,由于激光器输出的激光脉冲在时域上总会存在一定的宽度,一方面减小激光器输出脉冲的时域宽度,可以减小激光脉冲宽度对远距离尾

流气泡后向检测的影响;另一方面,根据初始激光脉冲的时域形状和宽度,对探测到的后向散射信号进行逆卷积运算,使得尾流气泡回波信号峰与水体散射信号间的轮廓变得清晰,从而可以从后向散射信号中提取出尾流气泡回波信号,以达到减小激光脉冲宽度对远距离尾流气泡后向检测影响的目的.相对而言,后一种方法更为实用.

### 4 结论

本文基于 Fournier Forand 体积散射函数,利用 Monte Carlo 方法理论分析了初始激光脉冲宽度对远距离尾流气泡后向检测的影响.理论分析结果表明:随着脉冲时域宽度的增加,后向散射信号中水体散射峰和气泡回波信号峰之间的轮廓变得模糊,当脉冲宽度增大到一定程度时,气泡形成的回波信号峰完全被覆盖在了水体散射信号中;并且随着尾流气泡区与探测器间距离的减短以及尾流区气泡散射强度的减小,这种变化趋势更加明显.

在理论分析的基础上,本文提出一种根据初始激光脉冲时域形状和宽度,对远距离尾流气泡后向散射信号进行逆卷积运算的气泡回波信号提取方法.

#### 参考文献

- [1] DENG Zhong-fang, LIU Ji-fang, LI Zeng-rong. Study of air

- bubbles in water based on spatial spectrum intensity of backward scattered light[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(8): 1216-1220.
- 邓仲芳, 刘继芳, 李增荣. 利用后向散射空间谱强度分布尾流气泡的实验研究[J]. *光子学报*, 2006, **35**(8): 1216-1220.
- [2] LI Zeng-rong, LIU Ji-fang, DENG Zhong-fang. Study of attenuation characteristic of ship wake's backward scattered light based on the detection of optical power [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(9): 1417-1420.
- 李增荣, 刘继芳, 邓仲芳. 尾流后向散射光功率衰减特性研究[J]. *光子学报*, 2006, **35**(9): 1417-1420.
- [3] ZHANG Xiao-hui, LEI Xuan-hua, RAO Jiong-hui, et al. Study of homing means for laser-wake-homing torpedoes[J]. *Laser Technology*, 2005, **29**(5): 494-500.
- 张晓晖, 雷选华, 饶炯辉, 等. 舰船尾流激光制导方法的研究[J]. *激光技术*, 2005, **29**(5): 494-500.
- [4] GAO Jiang, ZHANG Jing-yuan, YANG Li. The present situation of research on ship wake characteristic[J]. *Ship Science and Technology*, 2008, **30**(4): 27-32.
- 高江, 张静远, 杨力. 舰船气泡尾流特性研究现状[J]. *舰船科学技术*, 2008, **30**(4): 27-32.
- [5] WANG Xiang-wei, ZHOU Tian-hua, CHEN Wei-biao. Study on laser backscattering properties by ship wakes[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(1): 14-18.
- 王向伟, 周田华, 陈卫标. 舰船尾流激光后向散射特性研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(1): 14-18.
- [6] YI Yuan-yuan, YANG Ke-cheng, ZHANG Xiao-hui, et al. Laser backscattering characteristics of bubbles in water[J]. *Optics & Optoelectronic Technology*, 2006, **4**(6): 38-41.
- 易媛媛, 杨克成, 张晓晖, 等. 激光在水中气泡微粒的后向散射特性[J]. *光学与光电技术*, 2006, **4**(6): 38-41.
- [7] RAO Jiong-hui, GE Wei-long, ZHU Dong-hua, et al. Ship wake detecting system based on backscattering light bubbles[J]. *Journal of Naval University of Engineering*, 2008, **20**(4): 62-66.
- 饶炯辉, 葛卫龙, 朱东华, 等. 基于后向散射的光尾流探测系统[J]. *海军工程大学学报*, 2008, **20**(4): 62-66.
- [8] LIHONG W, STEVEN L J. Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues in standard C[R]. Houston: University of Texas M. D. Anderson Cancer Center, 1992.
- [9] VLADIMIR I H. Two-term Henyey-Greenstein light scattering phase function for seawater[C]. IEEE, IGARSS'99 Proceedings, Hamburg, Germany: IGARSS, 1999: 1423-1425.
- [10] VLADIMIR I H. An analytic Fournier-Forand scattering phase function as an alternative to the Henyey-Greenstein phase function in hydrologic optics[C]. IEEE, IGARSS'98 Proceedings, Seattle, WA, USA: IGARSS, 1998: 910-912.
- [11] DOMINIQUE T. Henyey-Greenstein and Mie phase functions in Monte Carlo radiative transfer computations[J]. *Applied Optics*, 1996, **35**(18): 3270-3274.
- [12] VLADIMIR I H. One-parameter sea water light scattering phase function in the form of Legendre polynomial series[C]. IEEE, OCEANS 2003 Proceedings, San Diego, California, USA: IEEE, 2003: 2842-2844.
- [13] FOURNIER G R, FORAND J L. Analytic phase function for ocean water[C]. *SPIE*, 1994, **2258**: 194-201.
- [14] NICK P, GLENN H C. Successive order, multiple scattering of two-term Henyey-Greenstein phase functions[J]. *Optics Express*, 2008, **16**(18): 13637-13642.
- [15] CURTIS D M, LYDIA K S, EMMANUEL B. Phase function effects on oceanic light fields[J]. *Applied Optics*, 2002, **41**(6): 1035-1050.
- [16] FOURNIER G R, JONASZ M. Computer based underwater imaging analysis[C]. *SPIE*, 1999, **3761**: 62-70.
- [17] MIROSLAW J, GEORGES R F. Light scattering by particles in water[M]. San Diego: Academic Press, 2007: 250-251.
- [18] DAREK J B, ANDRZEJ D, DARIUSZ S, et al. Comparison of near-forward light scattering on oceanic turbulence and particles[J]. *Applied Optics*, 1998, **37**(21): 4669-4677.
- [19] RICHARD W S, JRONALD V Z, HASONG P. Volume scattering function of suspended particulate matter at near-forward angles: a comparison of experimental and theoretical values[J]. *Applied Optics*, 1978, **17**(7): 1125-1130.
- [20] 刘继芳. 现代光学[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2004: 15-16.

## Influence of Laser Pulse Width on Backward Detection of Long-distance Wake Bubbles

HAN Biao<sup>1</sup>, LIU Ji-fang<sup>1</sup>, ZHOU Shao-jie<sup>1</sup>, MA Lin<sup>1</sup>, WANG Xu<sup>2</sup>, LIU Kun-lun<sup>2</sup>

(1 Lab 501, School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(2 The 705<sup>th</sup> Research Institute of China Shipbuilding Industry Corporation, Xi'an 710075, China)

**Abstract:** In order to analyze influence of laser pulse width on backward detection of long-distance wake bubbles, firstly, a simulated model is built to analyze the time-domain characteristics of the laser pulse's backscattering signal underwater with Monte Carlo method based on Fournier Forand volume scattering function. Using this model, the variation of laser pulse's backscattering signal by long-distance ship wake bubbles underwater with the width of initial laser pulse is studied. The result shows that, with the increase of the width of laser pulse, the outline of scattering signal by water and echo signal by wake bubbles in backscattering signal become vague. When the width increases to a certain size, the echo signal cannot be distinguished from backscattering signal. In addition, with the decrease of the scattering intensity of bubbles or the distance between bubbles and detector, the variation becomes more evident. Finally, according to analysis results, a method is presented to extract the echo signal by wake bubbles based on inverse convolution.

**Key words:** Ship wake detection; Backscatter; Monte Carlo method; Laser pulse