論文
6-2-4

레이저 크로스빔 속도계에 대한 대기교란 효과.
(Effects of atmospheric turbulence on the laser cross-beam velocimeter)

성평식(pyung-shik sung)[1]

요 약

입사빔의 진폭과 위상에 관한 대기교란의 영향을 고려하여 크로스빔 레이저 속도계에 대한 광전류 상관함수의 표현식을 프린지 모델을 이용하여 유도 하였고, 그 결과 대기의 교란 입자가 프린지 모델에서 이동하는 광 전류 상관함수의 정현변화는 교란 상관함수로 부터 입자의 속도(산란입자는 속도 V 를 가져야 하는 것으로 가정 하였다.)를 결정 하는데 크게 영향을 주지 않는다.[1)2)3)4)5)]

Abstract

This paper have derived an expression(the fringe modle is used) for the photocurrelation-correlation function for a cross-beam laser velocimeter, taking into account the effects of atmospheric turbulence on the amplitude and phase of the incident beams. the result, as long as the atmospheric disturbances do not greatly damp out sinusoidal variations of the photocurrent-correlation function in the time it takes a particle to travel the fringe-separation distance, the disturbances do not hinder the determination of the velocity of the partides from the correlation funtion.(the scattering particles are assumed to have a well-defined V)

논문접수 : 2005. 4. 22.
심사완료 : 2005. 5. 10.

1) 정회원 : 재능대학 컴퓨터정보과 정교수

I. 서 론

최근에 많은 여러 가지 방식으로 레이저 속도계를 이용하여 유체의 흐름에 대한 연구가 진행 되었다. 이러한 기술들은 기하학적 정돈처럼 세밀하게 다르지만 기본 원리의 이용은 유체에 의한 도플러 이동이다.

Yeh와 Cummins는 자연상태에서 유체의 흐름을 측정하기 위한 광 헤테로다인의 방법을 이용 하였다.[1] 이는 미세한 산란이 있을때 잘 적용된다. 크로스빔은 기하학적 여러 관점에서 많은 연구자들에 의해 논의가 되었는데 가장 잘 설명한 사람은 She고, 그는 속도에 의한 교란의 영향과 유한 천이시간을 포함하는 광 전류 상관함수를 발전 시켰다. 레이저에서 산란 영역까지의 전파경로 길이는 충분히 짧다. 따라서 광의 빔은 진폭과 위상을 갖는 이상적인 평면파로 간주 할수있다. 대기의 탐사처럼 실제로 원거리 탐사 응용에 대해서는 전파경로의 길이는 수킬로미터 이므로 평면파의 근사 해석은 적당하지 않다. 대기의 교란는 전파 광빔 위상의 파동을 발생시키므로 굴절율의 변화를 일으킨다. 경로의 길이가 클때 이러한 위상 파동은 진폭의 파동을 일으킨다. 이런한 관점에서 관찰한 발광 상관함수에 관해서 위상과 진폭의 영향을 조사한다.[6)7)8)]

II. 프린지 모델

본 논문은 프린지 모델을 이용하여 설명하고자 한다. 두빔이 공간적인 상태에서 일시적으로 간섭하면 두빔이 부분적으로 겹친 영역에서 높은 차어의 간섭 비율이 발생하게 되며 프린지 공간 S내에서는 (1)식과 같다.

$$S = \lambda / [2\sin\theta/2] \qquad (1)$$

입자가 속도 V 로 프린지 모델을 통과하면 간섭 프린지 모델에서 광은 산란시키며 그러므로 광 증폭관이나 다른 자승법칙소자에서 파동 전기전류를 생선한다. 그런 방식으로 산란광을 검파한다. 프린지 모델 공간에 대한 위의 표현을 이용하면 입자의 속도는 (2)식 같다.

$$V = f\frac{\lambda}{2sin(\theta/2)} \qquad (2)$$

Lading은 프린지 모델이 두 주파수가 이동하는 빔 사이의 비트 주파수를 검파하고 입자의 운동에 의해 각 빔의 입사광을 이동하는 도플러처럼 설명 한 것과 같음을 설명하였다. 이런 접근방식을 이용함으로써 얻어지는 것과 동일하다. 입사빔에서 위상과 진폭 파동을 포함하는 프린지 모델을 일반화 하는 것이 좋다. (3)식에서 두 입사광을 관찰해보자.

$$E_1(x,t) = A_1(x,t)\cos(K_1 \cdot x - \omega t + \phi_1(x,t))$$
$$E_2(x,t) = A_2(x,t)\cos(K_2 \cdot x - \omega t + \phi_2(x,t)) \qquad (3)$$

(3)식의 파형은 공간을 제한하며 따라서 부분적으로 겹치는 빔의 영역을 지나는 입자에 의한 유한 시간과 관련한 효과는 고려하지 않는다. 광 전류의 주파수 스펙트럼은 프린지 모델 영역을 통과하는 입자가 갖는 시간의 역수로 정의되는 천이 시간 주파수 입자가 프린지 모델을 통과할때 입자에 의해 생긴 주파수 정도이면 크게 영향을 받는다. 프린지 모델 영역의 직경 D, 입자의 속도 V, 광빔의 파장 λ , 이면, 이때 (2)식과 $f_t = V/D$ 에 의해 (4)식이 된다.

$$\frac{f}{f_t} = \frac{2D}{\lambda}\sin(\phi/2) \qquad (4)$$

천이시간 효과를 무시하면, 이때 $f/f_t \gg 1$ 이어야 한다. 교차각 θ 가 작의면, (4)식은

$D \gg \lambda$ 가 된다. 직경 D 영역으로 빔을 제한 하는 것은 각도 $\theta_D = \lambda / D$ 에서 입자를 분산하기 위해 빔을 일으킨다. 그러므로 (3)식의 진폭은 (5)식과 같다.

$$A_1(x,t) = A_{10}\exp\{l_1(x,t)\}$$
$$A_2(x,t) = A_{20}\exp\{l_2(x,t)\} \qquad (5)$$

여기서

A_{10}, A_{20} 대기의 산란이 없을때 두 파의 진폭 값이다.

(5)식는 로그 진폭 $l_1(x,t)$ 와 $l_2(x,t)$ 를 정의하여 사용한다. 진폭 $A_1(x,t)$ 와 $A_2(x,t)$ 뿐만 아니라. 위상 $\phi_1(x, t)$와 $\phi_2(x, t)$는 대기의 산란에 의해 변한다.

위상과 진폭의 변화 때문에 부분적으로 겹치는 빔에 의한 프린지 모델 패턴은 직선이 아니다. 프린지 모델의 광 분포는 $E^2 = (E_1 + E_2)^2$ 에 비례한다. (3)식과 광 주파수에 비해 큰 시간을 평균하여 (3)식에 대입하면 (6)식과 같다.

$$\langle E^2(x,t) \rangle = \frac{1}{2}A_1{}^2(x,t) + \frac{1}{2}A_2{}^2(x,t) + A_1(x,t)A_2(x,t) \times \cos(q \cdot x + \phi_1(x,t) - \phi_2(x,t)) \qquad (6)$$

여기서

$E^2(x, t)$: 시간 평균을 의미하고 , $q = K_1 + K_2$ 이다.

지금 프린지 모델을 지나는 속도 V의 작은 입자를 관찰 해보면 각 입자는 독립적으로 빛을 산란 시키며 산란전 총 광은 각입자의 모든 산란된 광의 합이다. 이때 한 입자만을 관찰해 보자. 시간 t에서 산란된 광은 입자에 의해 점유된 위치 x에서 계산한 E^2에 비례 한다. 결국 검파된 광 전류 $i(t)$ 는 산란된 광에 비례한다. 입자가 시간 t에 X_1 에 있고 시간 $(t + \tau)$ 에는 $x_2 = x_1 + VT$ 에 있다고 가정하면, 이때 광 전류 상관 함수는 (7)식과 같다.

$$\langle i(t)i(t+\tau) \rangle = \langle E^2(x_1,t)E^2(x_2,t+\tau) \rangle \qquad (7)$$

여기서

각 브라케트는 검파된 전체 광 전류 평균을 나타내며, 일정한 확률은 1과 같다. 검파된 전체 광 전류 평균은 입자 x 의 초기 위치에서 평균할 뿐만 아니라 진폭과 위상의 랜덤 파동의 평균으로 구성된다. (7) 식에 (6)식을 대입한후 초기 위치에서 적분하면 (8)식과 같다.

$$\begin{aligned}\langle i(t)i(t+\tau) \rangle &= \langle \frac{1}{4}A_1^2(x_1,t)A_1^2(x_2,t+\tau) + \\ &\frac{1}{4}A_1^2(x_1,t)A_2^2(x_2,t+\tau) \\ &\frac{1}{4}A_2^2(x_1,t)A_1^2(x_2,t+\tau) + \\ &\frac{1}{4}A_2^2(x_1,t)A_2^2(x_2,t+\tau) \\ &\frac{1}{2}A_1(x_1,t)A_1(x_2,t+\tau)A_2(x_1,t) \\ &A_2(x_2,t+\tau) \times \cos(q \cdot V_\tau + \\ &\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2) \rangle \quad (8)\end{aligned}$$

여기서 위상과 진폭항만이 남는다. 평균값의 결과는 (9) 식과 같다.

$$\langle i(t)i(t+\tau) \rangle = \frac{1}{4}(A_{10}{}^4 + A_{20}{}^4)\exp\{4C_l(\Delta V_\tau)\} + \frac{1}{2}A_{10}{}^2A_{20}{}^2\{1 - \exp[-D(\Delta V_\tau)] \cos q \cdot V_\tau\} \qquad (9)$$

(9) 식과 입사경로를 따라서 위상과 진폭에서 랜덤분포의 효과가 광 전류 상관 함수에서 정현파항의 감폭은 전반적으로 감쇠된 결과를

가져온다. 경로를 따라서 산란양은 감쇠양을 결정 하므로 (9)식은 위상과 진폭의 변화가 없고 천이 시간 영향의 한계가 없을 때는 한 입자에 대한 산란과 일치한다.

Ⅲ. 실용적 고찰

입자 가속도 V에 의해 이동했을 때에 대한 (9)식을 고찰하면 (9)식은 (10)식과 같이 된다.

$$< i(t)i(t+\tau) > = \frac{1}{4}(A_{10}^{\ 4} + A_{20}^{\ 4}) \exp(-4l) + \frac{1}{2}A_{10}^{\ 2}A_{20}^{\ 2}(1-\cos q \cdot V_\tau) \quad (10)$$

입사빔에 대한 대기교란의 영향은 상관함수의 발진항으로부터 사라진다. 지금 ΔV가 0이 아닌 경우을 고찰 해보자. $\rho = \Delta V_\tau$ 라고 하고,로그진폭의 코바리언스 함수 $C_l(\rho)$ 와 파구조 함수 $D(\rho)$ 에 관계하며 여기서 ρ 는 입사빔의 전파 방향에 수직인 평면에서 측정한 거리이다. 파 구조 함수 $D(\rho)$는 타타르스키가 정의 하였다. 등방성의 매질에서 전파하는 파의 경우에서 분리거리 ρ 가 교란의 거리 l_0 보다 훨씬크면 평면파에 대해서 (11)식과 같다.

$$D(\rho) = 2.91K^2 L C_n^{\ 2} \rho^{5/3}, \quad l_0 \ll \rho \quad (11)$$

여기서

$\rho \ll l_0$ 일때 (12)식과 같다.

K : 광파의 파벡터, L : 진행경로

$$D(\rho) = 3.44K^2 L C_n^{\ 2} l_0^{-1/3} \rho^2, \ \rho \ll l_0 \quad (12)$$

터버런스 l_0내의길이는 비슷한 효과가 중요할 정도로 작은 속도의 파동을 결정한다. $C_n^{\ 2}$은 굴절율 섭동의 측정치이다.λ = 0.6328 μm 이면 온도 구조 파라미터 G^2을 고려하면 (13)식과 같다.

$$C_n^{\ 2} = [(79P/T^2) \times 10^{-6}]^2 C_T^{\ 2} \quad (13)$$

여기서

P : 밀리바의바로미터 압력

T : 캘빈 온도.

모형 고속 온도계을 측정하기 위해서는, C_n^2 에 관계되며 $D(\rho)$ 의 측정이 이루어 졌다. 그러나 ρ 의 값은 레이저 교차빔 실험에는 적당 하지 않다. 균등성일 경우에는 코바리언스 함수 $C_l(\rho) = C_l(0) - \frac{1}{2}D_l(\rho)$ 이다. 여기서$C_l(\rho)$ 는 로그 진폭 구조함수이며 타타로스키(TATARSKI)는 (14a),(14b), (14c) 식으로 정리 하였다.

$$D_l(\rho) = \begin{cases} 1.72K^2 L C_n^{\ 2} l_0^{-1/3} \rho^2, \ \rho \ll l_0 & (14a) \\ 1.46K^2 L C_n^2 \rho^{5/3} \ l_0 \ll \rho \ll \lambda L & (14b) \\ 0, \ \rho \gg l_{0\rho} \geq \lambda L & (14c) \end{cases}$$

대기 경계층에서 l_0 는 미리미터에서 티미터의 거리이다. 실제 대기 탐사 실험에서 ρ 의 적당한 값은 얼마일까. 100채널 크리레이터가 $\Delta\tau = 1\mu s$ 샘플시간으로 사용하면 이때 실험의 경우 측정된 최대시간 τ는 0.1 ms 이다. $10^3 cm/s$ 속도 입자의 경우에 대해서는 거리 $\rho \approx V_\tau$는 거의

1mm이다. 대신 τ =0,1ms 이면 프린지 모델의 작은 수를 지나는 입자에 의해 잡힌 시간을 이용한다. 이때 ρ 는 상당히 작다. 따라서 교차빔 실험에서 (12)식와 (14a)는 적합하다. 교차빔 실험에서 입자의 속도 정보를 찾기 위해서 한 주기 동안 원래 값의 1/e 보다 크지 않다고 추축하고 (9)식에서 정현항을 구하면. 두빔이 작은 각도 θ 의 경우에 ΔV 는 프린지 모델에 수직이며 (15)식 과 같다.

$$\frac{LC_n^2}{l_0^{1/3\theta 2}} = 7.36 \times 10^{-3} \qquad (15)$$

(15)식은 $\rho \ll l_0$ 일때 가정하여 유도 하였으며 (12)식는 타당하다.

$C_n^2 = 1.0 \times 10^{-13} m^{-2/3}$, $l_0 = 1.0mm$, $\theta = 10^{-2}$ 인 경우에 전파거리에 대해서 만족해야 한다. 그러므로 교차빔 실험의 상세한 해석을 통해서 대기의 교란를 계산해야만 한다.

지금까지 검파기로 뒤돌아가는 산란영역에서 전파해가는 산란된 빛에 관해 대기중의 광원의 효과를 언급하지 않았다. 발진광전류의 주파수 보다 낮은 광원 주파수 때문에 그런 광원은 무시할수있다.

Ⅳ. 결 론

프린지 모델을 통해서 이동하는 광 정류, 대기 파동 교차빔은 레이저 속도계에 포함된 극한치 상관함수 정현변화는 입자속도를 결정하는데 크게 영향을 주지 않는다.

참 고 문 헌

[1] Y.Yeh and H.Z. cummins, Appl. Phys. Lett. 4,176(1984).

[2] W. M. Farmer and D. B. Brayton, Appl. opt.10,2319(1991).

[3] C. Y. She, Appl. 12, 2415(1983).

[4] L. Lading, Appl. opt. 10, 1943(1991).

[5] V. I. Tatarski, wave propagation in a turbulent Medium (McGraw-Hill, New York,(1981).

[6] G. M. B. Bouricius and S. F. Clifford, J. opt. Soc. Am. 60, 1484(1990).

[7] S. F. Clifford, G. M. B. Bouricius, G. R. Ochs, and Margot H. Ackley, J. opt. Soc. Am. 61, 1279(1991).

[8] D. L. Fried, Proc. IEEE 55, 57(1987).

성평식

1979 건국대학교 대학원 전자공학과 (석사)
1988 건국대학교 대학원 전자공학과 (박사)
1979 ~ 현재 재능대학 컴퓨터정보과 교수