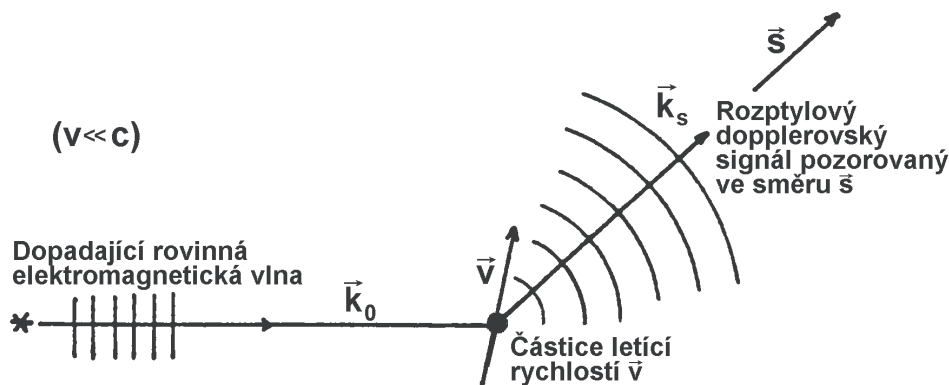


4.6 Laserová dopplerovská anemometrie

Fyzikální princip laserové dopplerovské anemometrie

Laserová dopplerovská anemometrie je jednou z nejpřesnějších metod měření rychlostí. Nejčastěji se používá k měření proudění kapalin a plynů. Měření je založeno na Dopplerově principu, podle kterého elektromagnetické záření rozptýlené nebo odražené částicí v proudícím prostředí změní frekvenci v závislosti na rychlosti částice.



Obr. 4.6–1 Rozptyl světla pohybující se částicí

Předpokládejme, že svazek rovinných monochromatických vln s frekvencí ω_0 a vlnovým vektorem \vec{k}_0 dopadá na částici, která se pohybuje rychlostí \vec{v} , která je mnohem menší než rychlost světla ($v \ll c$). To je schematicky znázorněno na obr. 4.6–1.

Složky elektrických vektorů rozptýlené elektromagnetické vlny s vlnovým vektorem \vec{k}_s lze psát ve tvaru

$$E(t, \vec{k}_s) \approx e^{i\omega_0 t + i\vec{v}(\vec{k}_s - \vec{k}_0)t} = e^{i\omega_0 t + i\omega_D t}, \quad (1)$$

kde

$$\omega_D = \vec{v}(\vec{k}_s - \vec{k}_0) \quad (2)$$

je dopplerovská frekvence (či též dopplerovský frekvenční posuv). Dopplerovská frekvence bude tedy v různých směrech pozorování \vec{s} různá.

Směrová závislost dopplerovské frekvence se odstraňuje v tzv. diferenciálním uspořádání. Využívá se k tomu dvojice protínajících se identických laserových paprsků, jejich průsečík vytváří optickou sondu anemometru, to znamená, že se rychlost měří jen v tomto průsečíku. Oba identické paprsky získáme rozdělením monochromatického laserového paprsku např. odrazy na planoparalelní destičce. Fokusační objektivem se oba paprsky zkříží a v jejich průsečíku vznikne optická sonda.

Vznik diferenciálního dopplerovského signálu lze interpretovat dvojím způsobem:

a) Celkový diferenciální dopplerovský signál má v důsledku interference dopplerovských signálů na jednotlivých paprscích rozdílovou frekvenci

$$\Delta\omega_D = \omega_{D2} - \omega_{D1}. \quad (3)$$

U«itím vztahu (2) upravíme vztah (3) na tvar

$$\Delta\omega_D = \vec{v} (\vec{k}_{s2} - \vec{k}_{02} - \vec{k}_{s1} + \vec{k}_{01}). \quad (4)$$

Uvědomíme si, «e vlnové vektory \vec{k}_{s1} , \vec{k}_{s2} jsou vzta«eny ke společnému souřadnému systému pozorovatele, a odečtou se. Dostáváme výsledný vztah

$$\Delta\omega_D = \vec{v} (\vec{k}_{01} - \vec{k}_{02}). \quad (5)$$

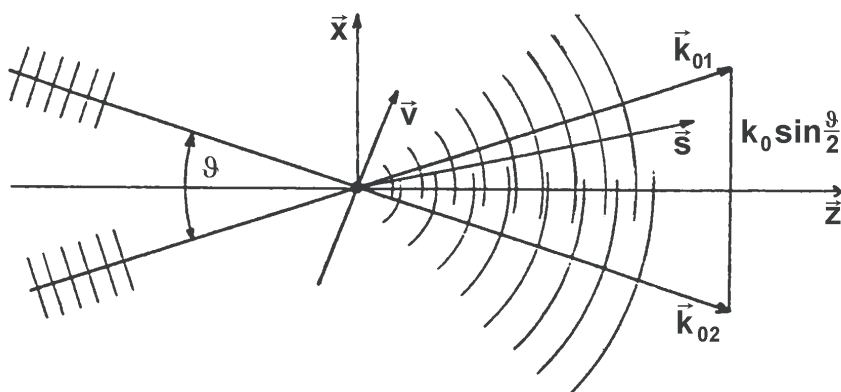
Rozdíl vlnových vektorů $(\vec{k}_{01} - \vec{k}_{02})$ dopadajících rovinných vln dále upravíme s vyu«itím shodnosti absolutních hodnot vlnových vektorů (oba laserové paprsky mají identické fyzikální vlastnosti, lí se jen směrem šíření), tedy

$$|\vec{k}_{01}| = |\vec{k}_{02}| = |\vec{k}_0| = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (6)$$

a dle obr. 4.6-2

$$(\vec{k}_{01} - \vec{k}_{02}) = \vec{x} k_0 2 \sin \frac{\vartheta}{2}, \quad (7)$$

kde \vec{x} je jednotkový vektor ve směru osy x .



Obr. 4.6–2 Diferenciální dopplerovský signál

Pro diferenciální dopplerovskou frekvenci tedy dostáváme

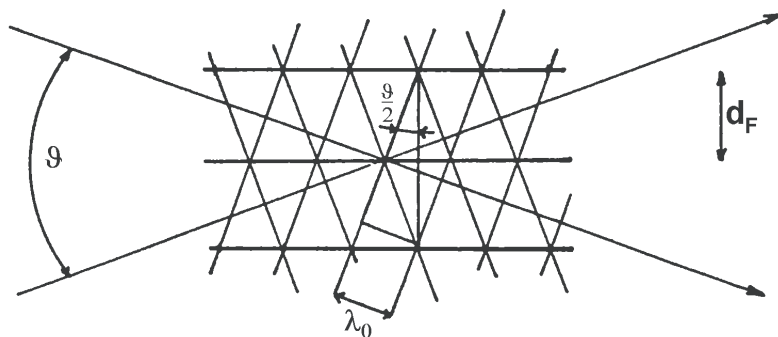
$$\Delta\omega_D = \vec{v} \vec{x} k_0 2 \sin \frac{\vartheta}{2} = v_x \frac{2\pi}{\lambda_0} 2 \sin \frac{\vartheta}{2} \quad (8a)$$

nebo ekvivalentně pro frekvenci pulsů diferenciálního dopplerovského signálu

$$\Delta\nu_D = v_x \frac{2 \sin \frac{\vartheta}{2}}{\lambda_0}, \quad (8b)$$

kde ϑ je úhel protnutí paprsků a v_x je tzv. příčná složka vektoru rychlosti.

b) Ekvivalentní výsledek lze vyvodit z představy přímé interference laserových paprsků v průsečíku. Situaci ilustrujeme na tzv. prou«kovém modelu, znázorněném na obr. 4.6–3. V průsečíku laserových paprsků vzniká 3-rozměrné



Obr. 4.6–3 Interferenční pole v průsečíku laserových paprsků

interferenční pole se vzdáleností interferenčních ploek d_F . Vzdálenost těchto ploek udává vztah (4.6) v části I, který v notaci obr. 4.6–3 má tvar

$$d_F = \frac{\lambda_0}{2 \sin \frac{\vartheta}{2}}. \quad (9)$$

Při průletu částice tímto interferenčním polem bude mít rozptýlené světlo frekvenci

$$\Delta\nu_D = \frac{v_x}{d_F} = v_x \frac{2 \sin \frac{\vartheta}{2}}{\lambda_0}. \quad (10)$$

Vztah (10) je toto«ný s (8b) a obě interpretace tedy dávají stejný výraz pro závislost diferenciální dopplerovské frekvence na rychlosti částic, tak«e model interferenčního pole je v diferenciálním uspořádání ekvivalentní s modelem interference Dopplerových jevů. Výrazy (8b) resp. (10) neobsahují k_s a dokazují tedy, «e diferenciální uspořádání eliminuje směrovou závislost dopplerovské frekvence.

Pozorovaný diferenciální dopplerovský signál bude tvořen periodickou řadou pulsů s frekvencí $\Delta\nu_D$ a s přibližně gaussovskou obálkou v důsledku příčného gaussovského rozdělení intenzity v optické sondě.