

$$E_n = A s_n \exp\{i[\omega_0 + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k})]t + i\varphi_n\} + A \sum_m s_{nm} \exp[i(\omega_0 + \mathbf{v}_{nm}\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_m\mathbf{k} + \mathbf{v}_n\mathbf{k}_s)t + i\varphi_{nm}], \quad (1)$$

где A – амплитуда падающего светового поля с волновым вектором \mathbf{k} ; s_n – функция рассеяния излучения n -й частицей в направлении волнового вектора \mathbf{k}_s ; s_{nm} – функция рассеяния n -й частицей поля в направлении волнового вектора \mathbf{k}_s для света, падающего на неё от m -й частицы; \mathbf{v}_n и \mathbf{v}_m – скорости n -й и m -й частиц; ω_0 – частота падающего излучения с волновым вектором \mathbf{k} ; φ_n – фаза рассеянной световой волны, определяемой положением n -й частицы относительно падающего пучка; \mathbf{k}_{nm} – волновой вектор световой волны, рассеянной m -й частицей в направлении n -й; $\mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})$ – доплеровский сдвиг частоты световой волны, рассеянной m -й частицей в направлении n -й; $\mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})$ – доплеровский сдвиг частоты световой волны с волновым вектором \mathbf{k}_s , рассеянной n -й частицей и падающей на неё со стороны m -й частицы; $\mathbf{v}_{nm} = \mathbf{v}_m - \mathbf{v}_n$; φ_{nm} – фаза светового поля, определяемая положением n -й и m -й частиц в падающем световом пучке. Суммирование проводится по всем частицам, однократно рассеянный свет от которых падает на n -ю частицу. Учёт только однократного рассеяния не снижает общности подхода при исследовании влияния многочастичного рассеяния в целом.

Рассеянное n -й частицей поле (1) направляется на светочувствительную поверхность квадратичного фотоприёмника и преобразуется в режиме фотосмещения в фотоэлектрический ток. В качестве опорной световой волны при оптическом смещении может быть использована часть нерассеянного светового пучка с частотой ω_0 . Пусть на светочувствительной поверхности фотоприёмника изображения рассеивающих частиц формируются в когерентном свете раздельно, и перекрёстной интерференцией полей, образующих эти изображения, можно пренебречь. Фотоэлектрический ток пропорционален интенсивности суммы рассеянного светового поля (1) и поля опорной световой волны $E_r = A_r \exp[i(\omega_0 + \Omega)t + i\varphi_r]$:

$$i_n = \rho |E_n + E_r|^2 = \rho \left\{ A_r \exp[i(\omega_0 + \Omega)t + i\varphi_r] + A s_n \exp\{i[\omega_0 + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k})]t + i\varphi_n\} + A \sum_m s_{nm} \exp[i(\omega_0 + \mathbf{v}_{nm}\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_m\mathbf{k} + \mathbf{v}_n\mathbf{k}_s)t + i\varphi_{nm}] \right\}^2 = \rho \left\{ A_r^2 + A^2 s_n^2 + A^2 s_n \sum_m s_{nm} \exp[i\mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})t + i(\varphi_{nm} - \varphi_n)] + A^2 \sum_{m,q} s_{nm} s_{nq} \exp[i(\mathbf{v}_{nm}\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{mq}\mathbf{k} - \mathbf{v}_{qn}\mathbf{k}_{nq})t + i(\varphi_{nm} - \varphi_{nq})] + A_r A s_n \exp\{i[\Omega - \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k})]t + i(\varphi_r - \varphi_n)\} + A_r A \sum_m s_{nm} \exp\{i[\Omega - \mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) - \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k})]t + i(\varphi_r - \varphi_{nm})\} + \text{компл. сопр.} \right\} = i_p + i_D(\Omega),$$

где

$$i_D(\Omega) = 2\rho A_r A s_n \left\{ \cos\{[\Omega - \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k})]t + \varphi_r - \varphi_n\} + 2A_r A \times \sum_m s_{nm} \cos\{[\Omega - \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}) - \mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})]t + \varphi_r - \varphi_{nm}\} \right\}; \quad (2)$$

i_p и $i_D(\Omega)$ – низкочастотный пьедестал и высокочастотная доплеровская компонента фототока; ρ – коэффициент, учитывающий чувствительность и усиление фотоприёмника; Ω – заданная частота модуляции, введённой в опорную волну для определения знака доплеровского сдвига частоты; A_r и φ_r – амплитуда и начальная фаза опорной волны. Высокочастотная компонента с несущей частотой выделяется полосовым фильтром. Она, как следует из (2), описывается выражением

$$i_D(\Omega) = 2\rho A_r A \left\{ s_n \cos[(\Omega - \omega_D)t + \varphi_{rn}] + \sum_m s_{nm} \cos[(\Omega - \omega_D + \omega_{nm})t + \varphi_{rn} + \varphi_m] \right\}, \quad (3)$$

где $\omega_D = \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k})$ – доплеровский сдвиг частоты, пропорциональный проекции вектора скорости n -й частицы на ось, заданную разностью волновых векторов рассеянного (\mathbf{k}_s) и падающего (\mathbf{k}) пучков; $\omega_{nm} = \mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})$; $\varphi_{rn} = \varphi_r - \varphi_n$. Из (3) видно, что в сигнале на выходе схемы с опорным пучком на компоненту с частотой $\Omega - \omega_D$ накладывается сумма компонент с частотами $\Omega - \omega_D + \omega_{nm}$, где ω_{nm} – частотный шум, источником которого является многочастичное рассеяние в зондирующем поле. Этот шум может вносить существенный вклад в погрешность измерений, когда исследуются среды с высокой концентрацией рассеивающих частиц. Если в зондирующем поле градиента скоростей нет ($\mathbf{v}_{nm} = 0$), то $\omega_{nm} = 0$ и выражение (3) принимает вид

$$i_D(\Omega) = 2\rho A_r A \left\{ s_{nm} \cos[(\Omega - \omega_D)t + \varphi_{rn}] + \sum_m s_{nm} \cos[(\Omega - \omega_D)t + \varphi_{rn} + \varphi_m] \right\} = I_D \cos[(\Omega - \omega_D)t + \varphi_{rn} - \psi_m], \quad (4)$$

где

$$I_D = 2\rho A_r A \left[\left(s_n + \sum_m s_{nm} \cos \varphi_m \right)^2 + \left(\sum_m s_{nm} \sin \varphi_m \right)^2 \right]^{1/2};$$

$$\psi_m = \arctan \frac{\sum_m s_{nm} \sin \varphi_m}{s_n + \sum_m s_{nm} \cos \varphi_m}.$$

Согласно (4) в отсутствие градиента скорости в зондирующем поле ($\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_m$) влияние многочастичного рассеяния минимально и ограничивается наличием фазового шума ψ_m . Чувствительность к многочастичному рассеянию является характерной особенностью и недостатком оптических схем с опорным пучком, используемых в доплеровской спектроскопии оптического смещения и лазерной анемометрии.

2.2. Дифференциальная схема

Обратимся к дифференциальной оптической схеме, приведённой на рис.2. Зондирующее поле сформировано пересечением двух гауссовых пучков с волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 . Центры перетяжек пучков совмещены. Пересекающиеся пучки показаны на рис.2 штриховыми линиями. В зондирующем поле находятся частицы, на которых рассеивается свет. Рассмотрим структуру светового поля E_n , рассеянного n -й частицей от световых пучков, формирующих зондирующее поле. Будем учитывать вклад в эту структуру падающего на n -ю частицу поля, рассеянного соседней m -й частицей. Ограничимся моделью однократного многочастичного рассеяния:

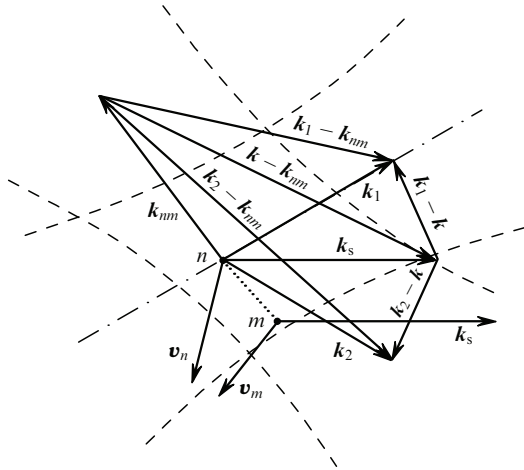


Рис.2. Рассеяние излучения на двух частицах в дифференциальной схеме измерения.

$$E_n = E_{n1} + E_{n2},$$

где

$$E_{n1} = A s_{n1} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_1)]t + i\varphi_{n1}\} + A \sum_m s_{nm1} \times \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_1) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})]t + i\varphi_{nm1}\}; \quad (5)$$

$$E_{n2} = A s_{n2} \exp\{i[\omega_0 + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_2)]t + i\varphi_{n2}\} + A \sum_m s_{nm2} \times \exp\{i[\omega_0 + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_2) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})]t + i\varphi_{nm2}\}.$$

Рассеянное n -й частицей излучение попадает на фотоприёмник, который выполняет оптическое смещение световых полей E_{n1} и E_{n2} . Будем считать, что на светочувствительной поверхности фотоприёмника изображения рассеивающих частиц в когерентном свете формируются раздельно. Поэтому перекрёстной составляющей интерферирующих полей, формирующих эти изображения, можно пренебречь. Фотоэлектрический ток пропорционален интенсивности светового поля, рассеянного n -й частицей:

$$i_n = \rho |E_n|^2 = \rho \left\{ A s_{n1} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_1)]t + i\varphi_{n1}\} + A \sum_m s_{nm1} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_1) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})]t + i\varphi_{nm1}\} + A s_{n2} \exp\{i[\omega_0 + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_2)]t + i\varphi_{n2}\} + A \sum_m s_{nm2} \exp\{i[\omega_0 + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_2) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{nm})]t + i\varphi_{nm2}\} \right\}^2 = \rho \left\{ I_p + A^2 s_{n1} s_{n2} \exp\{i[\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)]t + i\varphi_{n12}\} + A^2 \sum_m \sum_q s_{nm1} s_{nq2} \exp\{i[\Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_1) - \mathbf{v}_n \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_q(\mathbf{k}_{nq} - \mathbf{k}_2) + \mathbf{v}_n \mathbf{k}_{nq}]t + i\varphi_{nmq12}\} + A^2 s_{n1} \sum_m s_{nm2} \times \exp\{i[\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_1) - \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_2)]t + i\varphi_{nm12}\} + A^2 s_{n2} \sum_m s_{nm1} \exp\{i[\Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_1) - \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}_2)]t + i\varphi_{nm21}\} + \text{компл. сопр.} \right\} = i_p + i_D(\Omega). \quad (6)$$

Здесь $i_p = \rho I_p$ – низкочастотный пьедестал; $i_D(\Omega)$ – высокочастотная доплеровская компонента.

Ограничимся отфильтрованной в окрестности частоты Ω составляющей фототока

$$i(\Omega) = 2\rho A^2 \left\{ s_{n1} s_{n2} \cos[(\Omega + \omega_D)t + \varphi_{n12}] + \sum_{m,q} s_{nm1} s_{nq2} \cos\{[\Omega + \omega_D + \mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_1 - \mathbf{v}_{nq}(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_{nq})]t + \varphi_{n12} + \varphi_{mq}\} + s_{n1} \sum_m s_{nm2} \cos[(\Omega + \omega_D + \mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_2 + \mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_{nm})t + \varphi_{n12} + \varphi_m] + s_{n2} \sum_m s_{nm1} \cos[(\Omega + \omega_D + \mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_1 + \mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_{nm})t + \varphi_{n12} + \varphi_m] \right\}, \quad (7)$$

где $\omega_D = \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)$ – доплеровский сдвиг частоты, пропорциональный проекции вектора скорости n -й частицы на ось, заданную разностью волновых векторов падающих пучков. Вклад многочастичного рассеяния определяется доплеровскими частотными сдвигами, пропорциональными разностям скоростей \mathbf{v}_{nm} , \mathbf{v}_{nq} частиц в зондирующем поле. В отсутствие градиента скорости в зондирующем поле ($\mathbf{v}_{nm} = 0$) выражение для высокочастотной компоненты приводится к виду

$$i(\Omega) = 2\rho A^2 \left\{ s_{n1} s_{n2} \cos[(\Omega + \omega_D)t + \varphi_{n12}] + \sum_{m,q} s_{nm1} s_{nq2} \cos[(\Omega + \omega_D)t + \varphi_{n12} + \varphi_{mq}] + s_{n1} \sum_m s_{nm2} \cos[(\Omega + \omega_D)t + \varphi_{n12} + \varphi_m] + s_{n2} \sum_m s_{nm1} \cos[(\Omega + \omega_D)t + \varphi_{n12} + \varphi_m] \right\}. \quad (8)$$

Из (8) следует, что в отсутствие градиента скорости влияние многочастичного рассеяния на результат измерений в дифференциальной схеме мало, как и в схеме с опорным пучком, и сводится к наличию фазового шума ψ_m :

$$i(\Omega) = I_D \cos[(\Omega + \omega_D)t + \varphi_{n12} + \psi_m].$$

Амплитуда I_D и фаза ψ_m определяются так же, как и в случае гетеродинной схемы. Таким образом, дифференциальные схемы спектроскопии оптического смещения и лазерной доплеровской анемометрии подвержены влиянию многочастичного рассеяния на результат измерений, особенно при исследовании сред с градиентом скорости.

2.3. Схема Рэлея

В лазерной доплеровской анемометрии её часто называют инверсно-дифференциальной схемой (рис.3). Зондирующее поле сформировано лазерным пучком с волновым вектором \mathbf{k} . Границы этого пучка показаны штриховыми линиями. Ограничиваясь моделью однократного многочастичного рассеяния, запишем выражение для поля, рассеянного n -й частицей в направлении волновых векторов \mathbf{k}_{s1} и \mathbf{k}_{s2} :

$$E_n = E_{n1} + E_{n2},$$

где

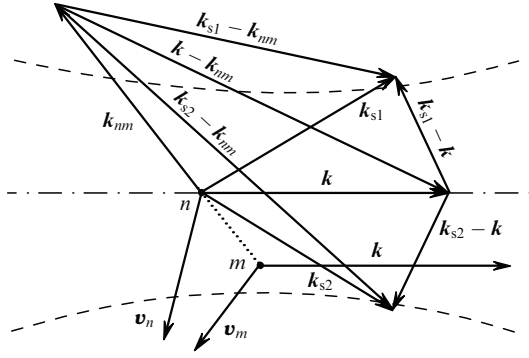


Рис.3. Рассеяние излучения на двух частицах в схеме Рэлея.

$$E_{n1} = A s_{n1} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})]t + i\varphi_n\} + A \sum_m s_{nm1} \times \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})]t + i\varphi_{nm}\};$$

$$E_{n2} = A s_{n2} \exp\{i[\omega_0 + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k})]t + i\varphi_n\} + A \sum_m s_{nm2} \times \exp\{i[\omega_0 + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k}_{nm})]t + i\varphi_{nm}\}.$$

После элементарных преобразований выражения для E_{n1} и E_{n2} принимают вид

$$E_{n1} = A s_{n1} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})]t + i\varphi_n\} + A \exp[i(\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n \mathbf{k}_{s1})t + i\varphi_n] \times \sum_m s_{nm1} \exp[i(\mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_m \mathbf{k})t - i\varphi_m],$$

$$E_{n2} = A s_{n2} \exp\{i[\omega_0 + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k})]t + i\varphi_n\} + A \exp[i(\omega_0 + \mathbf{v}_n \mathbf{k}_{s2})t + i\varphi_n] \times \sum_m s_{nm2} \exp[i(\mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_m \mathbf{k})t - i\varphi_m].$$

Световые пучки с волновыми векторами \mathbf{k}_{s1} и \mathbf{k}_{s2} пространственно совмещаются и направляются на фотоприёмник, работающий в режиме оптического смещения. Фототок на выходе фотоприёмника пропорционален интенсивности суммы световых полей (9):

$$i = \rho |E_{n1} + E_{n2}|^2 = \rho \left\{ A s_{n1} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})]t + i\varphi_n\} + A \exp[i(\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n \mathbf{k}_{s1})t + i\varphi_n] \times \sum_m s_{nm1} \exp[i(\mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_m \mathbf{k})t - i\varphi_m] + A s_{n2} \times \exp\{i[\omega_0 + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k})]t + i\varphi_n\} + A \exp[i(\omega_0 + \mathbf{v}_n \mathbf{k}_{s2})t + i\varphi_n] \sum_m s_{nm2} \exp[i(\mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_m \mathbf{k})t - i\varphi_m] \right\}^2 = i_p + i_D(\Omega),$$

где i_p – низкочастотный пьедестал;

$$i_D(\Omega) = \rho A^2 \left\{ s_{n1} s_{n2} \exp\{i[\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2})]t\} + \right.$$

$$\left. + \exp\{i[\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2})]t\} \sum_m \sum_q s_{nm1} s_{nq2} \times \exp[i(\mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{qn} \mathbf{k}_{nq} - \mathbf{v}_{mq} \mathbf{k})t + i\varphi_{mq}] \right\} + s_{n1} \exp\{i[\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2})]t\} \sum_m s_{nm2} \exp[-i\mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})t - i\varphi_m] + s_{n2} \exp\{i[\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2})]t\} \times \sum_m s_{nm1} \exp[i\mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})t - i\varphi_m] + \text{компл. сопр.} \} \quad (10)$$

– высокочастотная доплеровская компонента фототока.

Пусть $s_{n1} = s_{n2} = s_n$ и $s_{nm1} = s_{nm2} = s_{nm}$. Это выполняется, например, для среды со сферическими частицами и конфигурацией рассеивающих пучков, симметричной относительно падающего пучка (когда $(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2}) \mathbf{k} = 0$), либо в случае рэлеевского рассеяния. В этих условиях выражение (10) принимает вид

$$i_D(\Omega) = 2\rho A^2 \left\{ s_n^2 \cos[(\Omega + \omega_D)t] + 2s_n \cos[(\Omega + \omega_D)t] \times \sum_m s_{nm} \cos[\mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{nm})t - \varphi_m] + \sum_{m,q} s_{nm} s_{nq} \times \cos[(\Omega + \omega_D + \mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{qn} \mathbf{k}_{nq} - \mathbf{v}_{mq} \mathbf{k})t - \varphi_{mq}] \right\}, \quad (11)$$

где $\omega_D = \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2})$ – доплеровский сдвиг частоты, пропорциональный проекции вектора скорости n -й частицы на ось, определяемую разностью волновых векторов \mathbf{k}_{s1} и \mathbf{k}_{s2} . Двойная сумма в (11) после выполнения элементарных тригонометрических преобразований может быть записана в виде

$$\cos[(\Omega + \omega_D)t] \sum_{m,q} s_{nm} s_{nq} \cos[(\mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{qn} \mathbf{k}_{nq} - \mathbf{v}_{mq} \mathbf{k})t - \varphi_{mq}] - \varphi_{mq}] + \sin[(\Omega + \omega_D)t] \sum_{m,q} s_{nm} s_{nq} \sin[(\mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{qn} \mathbf{k}_{nq} - \mathbf{v}_{mq} \mathbf{k})t - \varphi_{mq}] = \cos[(\Omega + \omega_D)t] \sum_{m,q} s_{nm} s_{nq} \times \cos[(\mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{qn} \mathbf{k}_{nq} - \mathbf{v}_{mq} \mathbf{k})t - \varphi_{mq}], \quad (12)$$

поскольку

$$\sum_{m,q} s_{nm} s_{nq} \sin[(\mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{qn} \mathbf{k}_{nq})t - \varphi_{mq}] = 0$$

из-за нечётности функции $\sin(\dots)$. Подставляя (12) в (11), для высокочастотной доплеровской компоненты фототока получаем выражение

$$i_D(\Omega) = A_D \cos[(\Omega + \omega_D)t], \quad (13)$$

где

$$A_D = 2\rho A^2 \left\{ s_n^2 + 2s_n \sum_m s_{nm} \cos[\mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{nm})t - \varphi_m] + \sum_{m,q} s_{nm} s_{nq} \cos[(\mathbf{v}_{nm} \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_{qn} \mathbf{k}_{nq} - \mathbf{v}_{mq} \mathbf{k})t - \varphi_{mq}] \right\}.$$

Из (13) видно, что доплеровская компонента фототока $i_D(\Omega)$ представляет собой модулированный по амплитуде узкополосный сигнал, частота которого не зависит от многочастичного рассеяния. Отсюда следует, что влия-

нием многочастичного рассеяния на результат измерений доплеровского сдвига частоты в схеме Рэлея можно пренебречь, поскольку оно сводится к амплитудной модуляции узкополосного сигнала.

3. Заключение

Исследовано влияние многочастичного рассеяния и возможность его минимизации в базовых схемах доплеровской спектроскопии оптического смещения и лазерной доплеровской анемометрии. Показано, что это влияние имеет место в гетеродинной и дифференциальной схемах. Оно минимизируется, когда в исследуемой среде отсутствуют градиенты скорости рассеивающих частиц. В схеме Рэлея влиянием многочастичного рассеяния на

результат измерений доплеровского частотного сдвига можно пренебречь, поскольку оно сводится к амплитудному шуму в узкополосном сигнале.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-08-00813).

1. Бенедек Дж. *УФН*, **106** (3), 481 (1972).
2. Камминс Г., Пайк Э. *Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов* (М.: Мир, 1978, с. 584).
3. Brawn W. (Ed.) *Dunavic Light Scattering: the Method and Some Applications* (Oxford: Clarendon Press, 1993).
4. Дубнищев Ю.Н. *Лазерные доплеровские измерительные технологии* (Новосибирск: изд-во НГТУ, 2002, с. 416).
5. Дубнищев Ю.Н., Чугуй Ю.В., Компенханс Ю. *Квантовая электроника*, **39** (10), 962 (2009).
6. Дубнищев Ю.Н. *Квантовая электроника*, **40** (6), 551 (2010).