

М. М. АРХАНГЕЛЬСКИЙ

НЕКОТОРЫЕ ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ ОБ ОСЛАБЛЕНИИ СВЕТА В ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ С КРУПНЫМИ ВЗВЕСЯМИ

(Представлено академиком В. В. Шулейкиным 23 IV 1954)

Оптические свойства природных морских и речных вод, как это показал В. В. Шулейкин (¹, ²), определяются в значительной степени наличием в них взвешенных частиц. Однако имеющиеся в литературе опытные данные о рассеянии и ослаблении света на взвешенных в воде частицах, по измерениям А. А. Гершуна (³), А. В. Трофимова (⁵), К. И. Иванова (³, ⁴), содержат характеристики влияния весьма мелких частиц, диаметром от десятых долей микрона до немногих десятков микрон, что объясняется, с одной стороны, спецификой задачи, которую решали исследователи (изучение оптических свойств морской воды), а с другой стороны, экспериментальными трудностями, встающими при создании однородно распределенной взвеси из крупных, быстро оседающих частиц.

В то же время крупные частицы, диаметром в десятки и сотни микрон и даже более миллиметра, являются наиболее характерными для речного турбулентного потока. Данные о влиянии относительно крупных частиц на оптические свойства потока представляют интерес как прикладной (для разработки новых конструкций гидрометрических приборов, для водолазных работ и т. п.), так и теоретический (измерение коэффициента ослабления на крупных частицах позволяет проверить соответствующие предельные формулы волновой оптики и формулы геометрической оптики).

Таблица 1

d_C	по данным ситового анализа в μ	61	74	88	104	124	147
d_N	по данным объемных измерений в μ	71,6	84,0	99,8	134,0	141,0	165,2

Ниже приводим опытные данные о коэффициентах ослабления на взвеси из калиброванного кварцевого песка с зернами диаметром от 70 до 170 μ как для случая однокомпонентной, так и для двух- и трехкомпонентных взвесей. Калибровка частиц по крупности производилась методом обычного ситового анализа с дальнейшим отмучиванием и с оценкой однородности под микроскопом. Так как форма песчаных частиц в большей или меньшей степени отклоняется от шаровой, то в качестве характеристики их размера был принят диаметр d_N сферы, равновеликой по объему рассматриваемой частице, так называемый номинальный диаметр. В табл. 1 сопоставлены диаметры частиц по данным ситового анализа и номинальным диаметрам.

Измерения коэффициента ослабления k велись по оптической схеме фотоэлектрического колориметра ФЭК. Этот прибор, построенный на

принципе уравнивания, позволяет получить ослабление светового потока, обусловленное только наличием частиц, и автоматически исключает влияние среды, в которой они взвешены. Опыты велись со специально сконструированными цилиндрическими кюветами, которые позволяли удерживать крупные частицы во взвешенном состоянии со статистически равномерным распределением их в толще среды, заполняющей кювету.

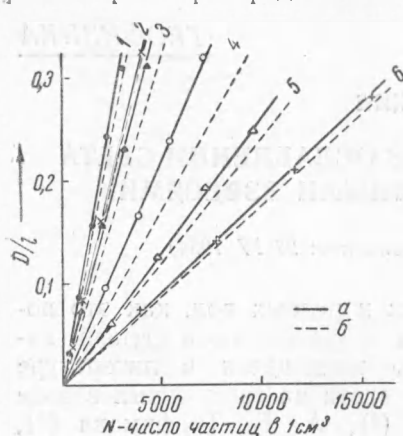


Рис. 1. Зависимость коэффициента ослабления от концентрации и крупности частиц. а, $k = D/L$; б, $k = 0,43 \pi a^2 N$. Номинальный радиус (в μ): 1—82,6; 2—75,5; 3—67,0; 4—49,9; 5—42,0; 6—35,8

Как показали специально проведенные измерения со светофильтрами, ослабление света на частицах указанных выше размеров происходит одинаково для всех длин волн, т. е., в соответствии с предсказанием В. В. Шулейкина, $k \sim \lambda^0$. Наш результат, впрочем, является только подтверждением ранее опубликованных данных К. И. Иванова⁽³⁾, из которых следует, что уже частицы диаметром более 3μ ослабляют свет одинаково во всех частях спектра, и подтверждением выводов К. С. Шифрина⁽⁷⁾ о независимости рассеяния на крупных частицах от их электрических свойств.

Заметим, что примесь белесоватой окраски, которая почти всегда имеется в речной воде, содержащей взвеси (речная вода никогда не бывает правильно коричневого или правильно зеленого цвета), и объясняется нали-

чием в ней большого количества крупных частиц, рассеивающих одинаково все длины волн видимого спектра. Учитывая сказанное выше, последующие измерения велись со светом лампы накаливания. Приемниками для ослабленного потока и потока, прошедшего кювету сравнения, служили селеновые фотоэлементы с максимумом чувствительности в видимой части спектра.

Как показали исследования К. С. Шифрина⁽⁷⁾, полный коэффициент рассеяния на большой частице равен $2\pi a^2$, причем πa^2 энергии света рассеивается в бесконечно узком конусе вперед и πa^2 во всех остальных направлениях. Первая часть световой энергии частицей посылается прямо вперед, поэтому если приемное устройство (как это имеет место в нашем опыте) таково, что оно улавливает эту часть рассеянной энергии, то ослабление светового потока, зафиксированное нашим приемником (фотоэлементом), будет πa^2 .

Если угол раствора конуса, в котором частицей посылается световая энергия вперед, равен β , расстояние до приемника от рассеивающей частицы — r , а ширина потока, регистрируемого приемником, — d , то, очевидно, коэффициент рассеяния будет близок к вычисленному из формул геометрической оптики значению πa^2 , когда $r < d/2\beta$, и будет больше πa^2 , приближаясь к $2\pi a^2$, когда $r > d/2\beta$.

Условия нашего опыта соответствовали первому неравенству: $r_{\text{макс}} = 100 \text{ мм}$; $d = 10 \text{ мм}$; если $\beta = 6/\rho$ (по Шифрину), то для наиболее мелких частиц $a = 35 \mu$, $\beta \cong 0,014$ и $d/2\beta = 10/0,028 > 100$.

Измерения, проведенные в кюветах различной толщины вдоль направления падающего светового потока ($L = 5, 20$ и 50 мм), показали, что в этих пределах толщин слоя зависимость ослабления света от размеров и концентрации частиц остается неизменной, что служит свидетельством однократности рассеяния и слабой зависимости в указанных пределах коэффициента ослабления от отношения r/d или $\eta = d/2\beta$.

В кюветы наливалась жидкость, в которой были равномерно распределены частицы взвеси. Концентрация частиц бралась в пределах, в которых при указанных выше толщинах кювет рассеяние можно было считать однократным и рассматривать частицы как некогерентные излучатели. Тогда в случае оптической однородности среды, в которой взвешены частицы, можно положить ослабление в слое толщиной dx пропорциональным числу частиц N , заключенному в нем (считая их однородными), и величине падающего светового потока I_0 .

Если предположить аддитивность коэффициента ослабления, можно за коэффициент пропорциональности принять коэффициент ослабления на одной частице k' и $dI = k' NI_0 dx$. Интегрируя по всей толщине кюветы L , получим: $I = I_0 e^{-k'NL}$ или $I = I_0 e^{-k(N)L}$, где для крупных частиц должно быть $k(N) = \pi a^2 N$ или, если пользоваться десятичными логарифмами, $k(N) = 0,43 \pi a^2 N$. Вместо N можно подставить весовую концентрацию C и получить k как функцию C .

В опытах была исследована зависимость коэффициента ослабления: от числа (концентрации) взвешенных однородных частиц, от размеров частиц в однородной взвеси и от числа (концентрации) частиц в двух- и трехкомпонентной взвеси крупных частиц.

На рис. 1 приведены результаты измерения коэффициента ослабления $k = D/l$ для однородных взвесей из частиц разного диаметра

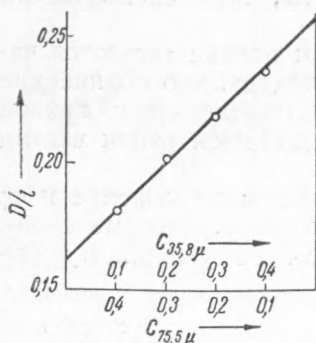


Рис. 3. Зависимость коэффициента ослабления для трехкомпонентной смеси от относительного содержания компонента ($C_{49.9 \mu} = 0,3\%$)

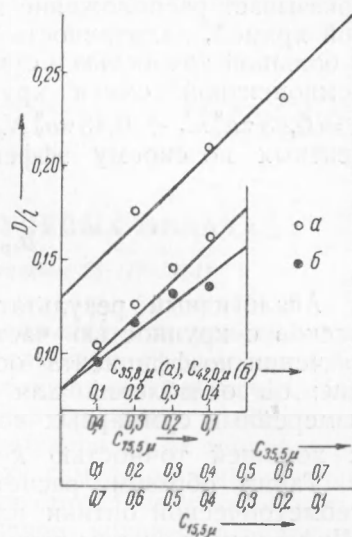


Рис. 2. Зависимость коэффициента ослабления для двухкомпонентной смеси от относительного содержания компонента C

(D — измеренная оптическая плотность, l — толщина кюветы вдоль направления падающего светового потока). На рисунке представлена зависимость k от числа N частиц в 1 см^3 по данным измерений (сплошные линии) и вычисленная по формуле $k = 0,43 \pi a^2 N$ (пунктирные линии). Как видно из графика, для однородной по размерам частиц взвеси зависимость k от N линейная: $k = k'N$, где $k' = 0,43 \pi a^2$, причем в качестве характеристического размера частиц можно брать номинальный радиус a — радиус сферы, равновеликой частице. Систематическое отклонение измеренного значения k от значения $0,43 \pi a^2 N$ в сторону некоторого увеличения объясняется, видимо, тем, что номинальный радиус дает несколько преуменьшенное значение размеров рассеивающей поверхности частицы неправильной формы. Более близко она характеризовалась бы радиусом сферы, равновеликой частице по поверхности. Однако определение последней технически затруднительно, и мы не имели возможности его провести.

На рис. 2 приведены измеренные значения коэффициента ослабления для двухкомпонентной взвеси из частиц разных размеров при общей концентрации по весу 0,5 и 0,8% и с различным содержанием компонент. Сплошной линией на графике показана зависимость k от

относительного содержания компоненты, полученная в результате суммирования коэффициентов ослабления k_1 и k_2 для однородной взвеси из частиц, соответственно, первой и второй компоненты. Как показывает расположение измеренных точек относительно вычисленной прямой, аддитивность влияния разнородных частиц выполняется с большой точностью и суммарный коэффициент ослабления для двухкомпонентной смеси крупных частиц может быть получен как $k = 0,43 \pi a_1^2 N_1 + 0,43 \pi a_2^2 N_2$. Отсюда средний радиус частиц, эквивалентных по своему эффекту влиянию частиц с разными радиусами,

$$a_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{a_1^2 N_1 + a_2^2 N_2}{N_1 + N_2}}.$$

Аналогичный результат получен для трехкомпонентной смеси из песков с крупностью частиц 35,8; 49,9; 75,5 μ . На рис. 3 приведены значения коэффициента ослабления, вычисленные как сумма коэффициентов ослабления для частиц каждой из компонент, и значения измеренных суммарных коэффициентов ослабления. И в этом случае с хорошей точностью $k = 0,43 \pi a_1^2 N_1 + 0,43 \pi a_2^2 N_2 + 0,43 \pi a_3^2 N_3$.

Таким образом, расчет коэффициента ослабления по формулам геометрической оптики или асимптотическим формулам, полученным Шифриным, с учетом того, что πa^2 энергии досылаются в узком пучке на приемник, обладает достаточно высокой степенью точности. Коэффициент ослабления для крупных частиц при условии $r < d/2\beta$ может

быть представлен для n -компонентной смеси в виде $k = 0,43\pi \sum_{i=1}^n a_i^2 N_i$,

и средний эквивалентный радиус частиц — $a_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{\sum a_i^2 N_i}{\sum N_i}}$, где a_i — номинальный радиус для частиц i -й компоненты, N_i — число частиц i -й компоненты.

Если учесть, что преобладающими в речном потоке являются частицы с диаметром более 5 μ , то из сказанного следует, что оптические его свойства будут в значительной степени определяться кривой распределения частиц по крупности и изменением концентрации частиц по глубине потока.

В заключение приношу благодарность товарищам по кафедре и ее руководителю чл.-корр. АН СССР М. А. Великанову, которые своим вниманием к работе и помощью содействовали ее успешному выполнению.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило
17 II 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ В. В. Шулейкин, Тр. Плав. мор. научн. инст., в. 10 (1925). ² В. В. Шулейкин, Физика моря, Изд. АН СССР, 1953. ³ К. И. Иванов, ДАН, 24, № 5, 925 (1950). ⁴ К. И. Иванов, Тр. ГОИН, 15 (27), 39 (1950). ⁵ А. В. Трофимов, Метеорология и гидрология, № 6, 12 (1938). ⁶ В. А. Березкин, А. А. Гершун, Ю. Д. Янишевский, Прозрачность и цвет моря, Л., 1940. ⁷ К. С. Шифрин, Рассеяние света в мутной среде, 1951.