

Министерство образования, науки, молодежи и спорта Украины

Одесский национальный университет им. И.И Мечникова

Физический факультет

Кафедра теплофизики

# **Прикладная физика аэрозолей**

Одесса 2012

УДК

Методическое пособие предназначено для практических и лабораторных работ, решения задач из курса «Физика аэрозолей» для студентов кафедры теплофизики физического факультета Одесского национального университета им. И.И. Мечникова. Пособие содержит короткие теоретические сведения по основным темам, а также примеры решения задач, список предлагаемых для самостоятельного решения задач и лабораторные работы касательно каждой из тем. Предлагаемый материал основан на курсах общей физики: «Механика», «Молекулярная физика», «Электричество» и «Оптика».

С о с т а в и т е л и:

В.В. Калинин, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теплофизики;

С.М. Контуш, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теплофизики;

А.С. Черненко, кандидат физико-математических наук, ст. преподаватель кафедры теплофизики.

Р е ц е н з е н т ы:

Утверждено к печати ученым советом физического факультета  
Одесского национального университета им. И.И. Мечникова  
*Протокол № 1 от 10 сентября 2012 г.*

## Содержание

|   |    |
|---|----|
| Содержание  | 3  |
| Глава 1. ДИСПЕРСНЫЙ АНАЛИЗ АЭРОЗОЛЕЙ  | 5  |
| <i>Примеры решения задач.</i>   | 12 |
| <i>Задачи для самостоятельного решения.</i>   | 14 |
| <i>Контрольные вопросы.</i>   | 15 |
| <u>Лабораторная работа № 1</u> Дисперсный анализ аэрозолей и порошков методом оптической микроскопии.                 | 16 |
| <u>Лабораторная работа № 2</u> Измерение гранулометрического состава порошков методом цифровой оптической микроскопии | 21 |
| Глава 2. ПОСТУПАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ   | 23 |
| <i>Примеры решения задач.</i>   | 28 |
| <i>Задачи для самостоятельного решения.</i>   | 31 |
| <i>Контрольные вопросы.</i>   | 31 |
| <u>Лабораторная работа № 3</u> Изучение параметров аэрозолей методом седиментации.                                    | 32 |
| <u>Лабораторная работа № 4</u> Изучение фракционирования порошков при движении частиц в восходящем потоке             | 33 |
| Глава 3. ИНЕРЦИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ. ИЗОКИНЕТИЧЕСКИЙ ОТБОР  | 36 |
| <i>Примеры решения задач.</i>   | 43 |
| <i>Задачи для самостоятельного решения.</i>   | 45 |
| <i>Контрольные вопросы.</i>   | 45 |
| <u>Лабораторная работа № 5</u> Изучение работы каскадного импактора.  | 46 |
| <u>Лабораторная работа № 6</u> Измерение коэффициента аспирации грубодисперсных аэрозолей                             | 48 |
| Глава 4. ДИФФУЗИЯ ЧАСТИЦ. БРОУНОВСКОЕ ДВИЖЕНИЕ. ТЕПЛОВАЯ КОАГУЛЯЦИЯ. ТЕРМО- И ДИФФУЗИОФОРЕЗ.                          | 53 |
| <i>Примеры решения задач.</i>   | 58 |
| <i>Задачи для самостоятельного решения.</i>   | 60 |
| <i>Контрольные вопросы.</i>   | 60 |
| <u>Лабораторная работа № 7</u> Изучение кинетики броуновской коагуляции аэрозоля.                                     | 61 |
| Глава 5. ОСНОВЫ ФИЛЬТРОВАНИЯ АЭРОЗОЛЕЙ.   | 62 |
| <i>Примеры решения задач.</i>   | 66 |
| <i>Контрольные вопросы.</i>   | 67 |
| <u>Лабораторная работа № 8.</u> Весовой метод измерения массовой концентрации аэрозолей.                              | 67 |
| <u>Лабораторная работа № 9.</u> Изучение работы неселективного разбавителя аэрозолей.                                 | 70 |

|   |     |
|---|-----|
| Глава 6. ОБРАЗОВАНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ ПРИ ДИСПЕРГИРОВАНИИ ЖИДКИХ И ТВЕРДЫХ ТЕЛ.  | 75  |
| <i>Контрольные вопросы.</i>   | 78  |
| <u>Лабораторная работа № 10.</u> Изучение работы пневматического распылителя аэрозолей. ( <b>Коллисона</b> )                | 78  |
| <u>Лабораторная работа № 11.</u> Изучение характеристик генератора монодисперсных капель релеевского типа                   | 80  |
| <br>  |     |
| Глава 7. ИСПАРЕНИЕ И КОНДЕНСАЦИЯ В АЭРОЗОЛЯХ  | 82  |
| <i>Примеры решения задач.</i>   | 89  |
| <i>Задачи для самостоятельного решения.</i>   | 90  |
| <i>Контрольные вопросы.</i>   | 91  |
| <u>Лабораторная работа № 12.</u> Генератор монодисперсных аэрозолей смесительного типа.                                     | 91  |
| <br>  |     |
| Глава 8. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АЭРОЗОЛЕЙ.  | 93  |
| <i>Примеры решения задач.</i>   | 98  |
| <i>Задачи для самостоятельного решения.</i>   | 98  |
| <i>Контрольные вопросы</i>  | 99  |
| <u>Лабораторная работа № 13.</u> Исследование зарядки капель при диспергировании жидкости.                                  | 99  |
| <br>  |     |
| Глава 9. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АЭРОЗОЛЕЙ.   | 102 |
| <i>Контрольные вопросы</i>  | 104 |
| <u>Лабораторная работа № 14</u> Изучение характеристик лазерного счетчика частиц.   | 104 |
| <u>Лабораторная работа № 15</u> Измерение гранулометрического состава частиц порошков с помощью лазерного теневого счетчика | 108 |
| <u>Лабораторная работа № 16</u> Измерение дисперсности частиц суспензиях дифракционным методом (конус Тиндаля).             | 110 |
| <br>  |     |
| ЛИТЕРАТУРА  | 112 |

## Глава 1. ДИСПЕРСНЫЙ АНАЛИЗ АЭРОЗОЛЕЙ

Аэрозолями (аэродисперсными системами) [от греч. аεr – воздух и лат. sol(utio) – раствор] называются дисперсные системы с газообразной средой и с твердой или жидкой дисперсной фазой. Различают диспергационные и конденсационные аэрозоли, как с жидкой, так и твердой конденсированной фазой. Диспергационные аэрозоли образуются при диспергировании (измельчении, распылении) твердых или жидких тел или при переходе порошкообразных тел во взвешенное состояние, а конденсационные – при объемной конденсации пересыщенных паров, в результате газовых химических реакций, вследствие испарения тел, в том числе и под действием плазмы и лазерного излучения, с последующей конденсацией пара. Частицы аэрозоля с жидкой дисперсной фазой имеют правильную сферическую форму, и при коагуляции, сливаясь, снова образуют шарообразную индивидуальную частицу. Твердые же частицы имеют разнообразную форму, и при коагуляции образуют рыхлые агрегаты также разнообразную форму. К наиболее известным аэрозолям относятся:

1. **туман** – конденсационный аэрозоль с жидкой дисперсной фазой;
2. **дым** – конденсационный аэрозоль с твердой дисперсной фазой;
3. **смог** – смесь тумана и дыма, содержащая обычно продукты фотохимической реакции и пары воды;
4. **пыль** – диспергационный аэрозоль с твердыми частицами, образующими в процессах измельчения, размоле, взрыве, сверлении, а также при пересыпании порошков;
5. **спрей** – диспергационный аэрозоль с жидкой дисперсной фазой, возникающий при распаде струй или пленок жидкости, например при распылении жидкости под воздействием источника акустических колебаний или разрушение струй при воздействии электрического поля.

Часто возникают смешанные аэрозоли, состоящие из частиц различного происхождения.

К аэрозолям относятся те, размеры частиц которых лежат в интервале дисперсности от  $10^{-3}$  до  $10^3$  мкм. Интерес для науки о аэрозолях представляют частицы с  $10^{-2}$  –  $10^2$  мкм, т.к. нижняя граница размеров лежит в области перехода от молекулы к частице, а крупные частицы не могут длительное время быть суспензированными в воздухе. Размер частицы – наиболее важный параметр при предсказании поведения аэрозоля. Размер частицы обычно характеризуют радиусом или диаметром. Монодисперсный аэрозоль содержит частицы только одного размера (выполняется редко), полидисперсный – частицы разных размеров. Для частиц же неправильной формы диаметр частицы сильно отличается от характерного размера. Разнообразные формы аэрозольных частиц целесообразно разбить по сравнительной протяженности частиц в трех измерениях на три класса:

1. изометрические частицы, для которых все три измерения имеют примерно одинаковую величину (сфера, правильные многогранники и частицы, близкие к ним по форме);
2. частицы, имеющие в двух измерениях значительно большую протяженность, чем в третьем (пластинки, листочки, чешуйки, диски);

3. частицы с большой протяженностью в одном измерении (призмы, иглы, волокна, нити).

Так, как все законы, определяющие свойства аэрозолей, выражаются просто при шарообразной форме частиц, то обычно принимают “коэффициент сферичности”  $\chi_s$ , как отношение поверхности шара с объемом, равным объему данной частицы, к ее поверхности. Для сферы  $\chi_s = 1$ , для любой другой формы частицы –  $\chi_s < 1$ .

Частицы аэрозолей и порошков в общем случае имеет неправильную форму. Поэтому понятие размер частиц для каждого типа аэрозоля (порошка) устанавливается самостоятельно в зависимости, с одной стороны, от тех задач, в которых используется данный аэрозоль (порошок) (т.е. в зависимости от того, какая из характеристик – площадь поверхности, масса и т.д. частицы является определяющей в конкретной задаче), с другой стороны, от применяемой методики анализа дисперсности. Например, **эквивалентный радиус** частицы – радиус шара с объемом, равным объему данной частицы. **Седиментационный (стоксовский)** – радиус шара с той же плотность и скоростью оседания. Диаметр Ферета – максимальное расстояние между краями каждой частицы.

Если частицы имеют правильную геометрическую форму (сферическую, кубическую и т.д.), то для таких частиц понятие “размер” определяется однозначно.

Большинство природных и искусственно получаемых аэрозолей обладает довольно значительной полидисперсностью. В связи с этим возникает необходимость найти распределение частиц по размерам, которое можно выразить несколькими способами. Можно задать счетную долю  $df$  или массовую долю  $dg$  числа частиц, размеры которых лежат в пределах  $(r, r + dr)$ , как

$$df = f(r)dr \quad \text{или} \quad dg = g(r)dr .$$

Зависимость  $f(r)$  называется **кривой плотности распределения** или **дифференциальной кривой распределения** размеров частиц, зависимость  $g(r)$  – кривая весового распределения. Функции  $f(r)$  и  $g(r)$  удовлетворяют условию нормировки

$$\int_0^{\infty} f(r)dr = 1 \quad \text{и} \quad \int_0^{\infty} g(r)dr = 1 .$$

В некоторых случаях нужно пользоваться другими функциями распределения с общей формулой  $f_n(r) = r^n f(r) / r^n$ , где  $n$  – положительное или отрицательное целое число. Наиболее важно квадратическое распределения ( $n = 2$ ).

В некоторых аэрозольных проблемах целесообразно выражать распределение не по размерам, а по массе частиц. Функция распределения масс частиц указывает, какая счетная  $f(m)dm$  или весовая доля  $g(m)dm$  частиц обладает массой, лежащей в пределах  $(m, m + dm)$ .

Дифференциальные кривые распределения обладают большой наглядностью, однако при обработке результатов измерений частиц аэрозолей удобно применять **интегральные (“кумулятивные”) кривые распределения**, показывающие, какая доля частиц (по счету или по весу) обладает радиусом больше

$F^+$  или меньше  $F^-$  данной величины  $r$ . Соответствующие функции распределения получают, например, для счетного распределения путем интегрирования функции  $f(r)$  в нужных пределах:

$$F^+(r) = \int_r^{\infty} f(r)dr \quad \text{и} \quad F^-(r) = \int_0^r f(r)dr,$$

причем  $F^+(r) + F^-(r) = 1$  и  $[F^-(r)]' = -[F^+(r)]' = f(r)$ .

Аналогично можно получить и для массового распределения:

$$G^+(r) = \int_r^{\infty} g(r)dr \quad \text{и} \quad G^-(r) = \int_0^r g(r)dr,$$

причем  $G^+(r) + G^-(r) = 1$  и  $[G^-(r)]' = -[G^+(r)]' = g(r)$ .

Следует заметить, что из опыта получить непосредственно непрерывные кривые распределения практически невозможно, и обычно определяют долю частиц, размеры которых лежат в конечных интервалах. Пусть размеры частиц исследуемого аэрозоля (порошка) лежат в диапазоне  $[r_{\min}; r_{\max}]$ . Разобьем данный диапазон на  $k$  интервалов – фракций  $\Delta r_i$ . Причем, ширины отдельных фракций обычно принимаются неодинаковыми, что вызвано как техническими условиями проведения анализа, так и необходимостью правильного учета физических характеристик аэрозолей (порошков). Если  $\Delta n_i$  – общее число частиц в диапазоне  $[r_i; r_i + \Delta r_i]$ ,  $n$  – общее число частиц в анализируемой пробе, то

$$\frac{\Delta n_i}{n} = \Delta F_i = f_i(r_i)\Delta r_i,$$

где  $\Delta F_i$  – представляет собой долю числа частиц, лежащих в интервале  $[r_i; r_i + \Delta r_i]$ , а  $f_i(r_i)$  – есть доля частиц, приходящихся на единицу интервала  $\Delta r_i$ .

Относительное содержание отдельных фракций  $f_i(r_i)$  удобно изображать графически. График функций  $f_i(r_i)$  называют гистограммой, типичный вид которой приведен на рис.1.1.

Здесь же приведен график непрерывной дифференциальной функции распределения  $f(r)$ , которая является пределом функции  $f_i(r_i)$  при бесконечном уменьшении ширины фракций  $\Delta r_i$ :

$$f(r) = \lim_{\Delta r_i \rightarrow 0} f_i(r_i) = \lim_{\Delta r_i \rightarrow 0} \frac{\Delta n_i}{n \cdot \Delta r_i}.$$

Данные дисперсного анализа позволяют рассчитать средний арифметический диаметр  $\bar{r}$ , т.е. диаметр условной монодисперсной системы, содержащей одинаковое число частиц с анализируемой полидисперсной системой, причем сумма диаметров в обеих системах одинакова (аналогично определяются понятия среднего квадратичного, среднего кубического диаметров частиц):

$$\bar{r} = \sum_{i=1}^{i=k} \bar{r}_i \frac{\Delta n_i}{n},$$

где

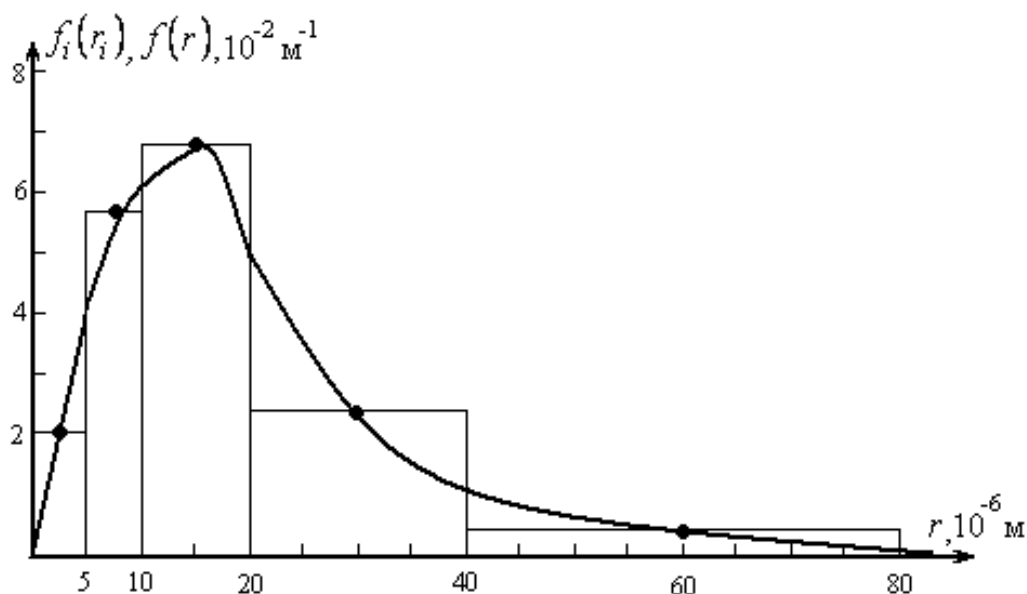


Рис.1.1. Пример гистограммы и дифференциальной кривой распределения частиц по размерам.

$$\bar{r}_i = r_i + \frac{\Delta r_i}{2}.$$

Значение  $\bar{r}$  не дает полной характеристики аэрозоля.

Для оценки степени однородности частиц (т.е. степени приближения к монодисперсной системе) вводят в качестве характеристики **коэффициент вариации** (или изменчивости):

$$\Psi = \frac{\sigma}{\bar{r}},$$

где  $\sigma = \left[ \sum_{i=1}^{i=k} (\bar{r}_i - \bar{r})^2 \frac{\Delta n_i}{n} \right]^{1/2}$  – дисперсия.

Обычно полагают, что если  $\Psi \leq 0.2$ , то система близка к монодисперсной.

Для каждой фракции нетрудно определить следующие функции как

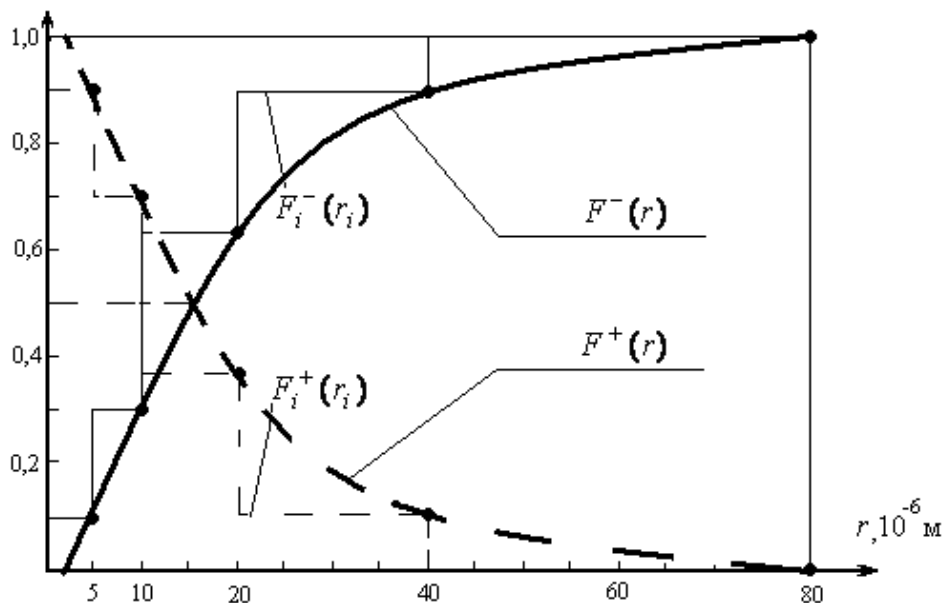
$$F_n^-(r_n) = \sum_{i=1}^{i=n} f_i(r_i) \Delta r_i, \quad F_n^+(r_n) = \sum_{i=n}^{i=k} f_i(r_i) \Delta r_i,$$

которые в пределе являются интегральными функциями распределения по размерам частиц (рис.2):

$$F^-(r_n) = \lim_{\Delta r_i \rightarrow 0} F_n^-(r_n) = \lim_{\Delta r_i \rightarrow 0} \sum_{i=1}^{i=n} f_i(r_i) \Delta r_i,$$

$$F^+(r_n) = \lim_{\Delta r_i \rightarrow 0} F_n^+(r_n) = \lim_{\Delta r_i \rightarrow 0} \sum_{i=n}^{i=k} f_i(r_i) \Delta r_i.$$

Вид гистограммы зависит от величины фракции  $\Delta r_i$ , в тоже время желательно построенную гистограмму превратить в непрерывную кривую, сглаживая при этом некоторые неправильности, обусловленные недостаточным числом измерений. Непосредственно сглаживать гистограмму неудобно. Лучше вна-



**Рис.1.2** Интегральные дискретные и непрерывные функции распределения частиц по размерам

чале построить по экспериментальным точкам плавную интегральную кривую  $F^-(r)$  (рис.1.2). При этом сравнительно легко исправить случайные ошибки измерений и флуктуаций числа частиц каждой фракции. По интегральной кривой посредством известных приемов графического дифференцирования строится затем дифференциальная кривая  $f(r)$ .

При большой сложности и недостаточной изученности процессов образования как конденсированных, так и дисперсионных аэрозолей теоретического вывода формул распределения еще не существует, но имеется ряд эмпирических формул, применимых к аэрозолям. Наиболее известные из них:

1) **Формула Роллера**, применимая к большому числу промышленных порошкообразных материалов:

$$G^-(r) = a\sqrt{r} \exp\left(-\frac{s}{r}\right).$$

Если отложить по оси абсцисс  $1/r$ , а по оси ординат  $\ln(G^-(r)/\sqrt{r})$ , то в случае применимости этой формулы экспериментальные точки должны лечь на одну прямую, по которой легко определить  $a$  и  $s$ .

2) **Формула Разина-Рамлера**, применимая к сравнительно грубодисперсным пыли и туманам, полученным механическим распылением:

$$G^-(r) = \exp(ar^s).$$

В этом случае приходится подбирать такое значение  $s$ , при котором экспериментальные точки ложатся на прямую при выборе в качестве координат  $r^s$  и  $\ln(G^-(r))$ .

3) **Нормальное распределение или распределение Гаусса**, применимо к немногим аэрозолям, в частности к спорам растений:

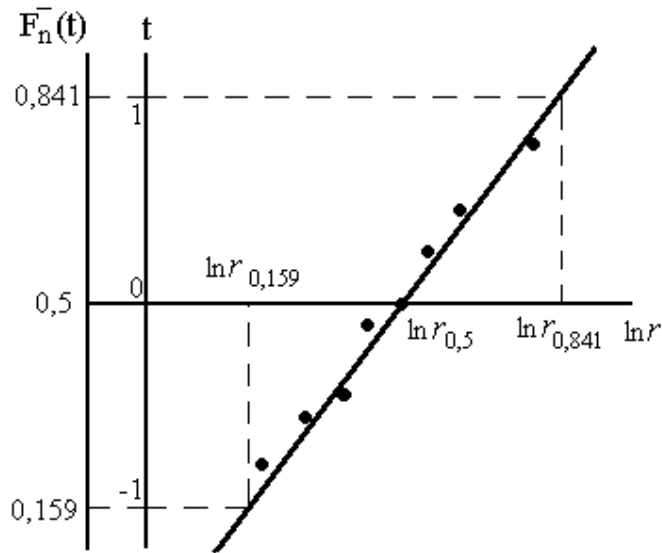


Рис. 1.3 Логарифмически вероятностная сетка.

$$f(r) = \frac{1}{\beta\sqrt{2\pi}} \exp\left[-(r - \bar{r})^2 / 2\beta^2\right],$$

где  $\bar{r}$  – средний размер частицы,  $\beta^2 = \overline{(r - \bar{r})^2}$  – среднее квадратическое отклонение (дисперсия) величины размера частицы от среднего значения.

4) **Логарифмически нормальное распределение**, применимо к большинству аэрозолям:  $f(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot r \cdot \ln \beta_g} \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln r_g)^2}{2 \ln^2 \beta_g}\right]$ ,

где  $r_g$  – средний геометрический размер частицы:  $\ln r_g = \overline{\ln r}$ , представляющий одновременно размер частиц, по которому все количество частиц делится на равные части;  $\beta_g$  – стандартное геометрическое отклонение  $(\ln \beta_g)^2 = \overline{(\ln r - \ln r_g)^2}$ .

Логарифмически нормальное распределение получают из нормального распределения Гаусса, используя вместо размеров частиц их логарифмы. Это вызвано тем, что такой прием позволяет кривые распределения для многих аэрозолей, имеющие несимметричную форму с более крутым наклоном в сторону малых  $r$ , преобразовать к более симметричной форме и нередко приближающейся к кривой Гаусса.

Учитывая широкую применимость логарифмически нормального распределения, следует установить возможность описания им аэрозоля. В интегральной форме функция логарифмически нормального распределения частиц по размерам имеет вид:

$$F^-(r_*) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \ln \beta_g} \int_{-\infty}^{\ln r_*} \exp\left[-\frac{\ln r - \ln r_g}{\sqrt{2} \ln \beta_g}\right]^2 d \ln r.$$

Табл. 1 Соответствие между долей частиц и аргумента интеграла вероятности  $\text{erf}(t_n)$

| $F_n^-(t_n \leq 0)$ | $ t_n $ | $F_n^-(t_n \geq 0)$ | $F_n^-(t_n \leq 0)$ | $ t_n $ | $F_n^-(t_n \geq 0)$ |
|---------------------|---------|---------------------|---------------------|---------|---------------------|
| 0.500000            | 0       | 0.500000            | 0.115070            | 1.2     | 0.884930            |
| 0.460172            | 0.1     | 0.539828            | 0.096800            | 1.3     | 0.903200            |
| 0.420740            | 0.2     | 0.579260            | 0.080757            | 1.4     | 0.919243            |
| 0.382089            | 0.3     | 0.617911            | 0.066807            | 1.5     | 0.933193            |
| 0.344578            | 0.4     | 0.655422            | 0.054799            | 1.6     | 0.945201            |
| 0.308538            | 0.5     | 0.691462            | 0.044565            | 1.7     | 0.955435            |
| 0.274258            | 0.6     | 0.725742            | 0.035930            | 1.8     | 0.964070            |
| 0.241964            | 0.7     | 0.758036            | 0.028717            | 1.9     | 0.971283            |
| 0.211855            | 0.8     | 0.788145            | 0.022750            | 2.0     | 0.977250            |
| 0.184060            | 0.9     | 0.815940            | 0.006210            | 2.5     | 0.993790            |
| 0.158655            | 1.0     | 0.841345            | 0.001350            | 3.0     | 0.998650            |
| 0.135666            | 1.1     | 0.864334            |                     |         |                     |

Введя переменную  $t = \frac{\ln r - \ln r_g}{\ln \beta_g}$ , преобразуем последнее выражение к виду:

$$F^-(t^*) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{t^*} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt = \frac{1}{2} (1 + \text{erf}(t^*)).$$

Найденные экспериментальные значения  $F_n^-(r_n)$  наносят на логарифмически вероятностную координатную сетку (рис.3), представляющую собой прямоугольную систему координат, по оси абсцисс которой откладываются логарифмы размеров (а проставляются значения размеров), а по оси ординат откладываются величины  $t$  (а проставляются значения  $F^-(t)$ ). Величины  $t_n$ , соответствующие опытным значениям  $F_n^-(r_n) = F^-(t)$ , находятся из табл.1. Значения  $F^-(t)$  меньшим 0.5 отвечают отрицательные  $t_n$ , которые откладываются вниз от начальной точки  $F^-(0) = 0.5$ .

График логарифмически нормального распределения в такой системе есть прямая. Поэтому, если экспериментальные значения укладываются с той или иной степенью точности на прямую, то следует считать, что распределение частиц по размерам логарифмически нормальное.

Значения  $t = \pm 1$  соответствуют граничным размерам частиц  $r_{0.841}$ ,  $r_{0.159}$ , доля которых меньше 0.841 и 0.159 соответственно, а для  $r_g$  соответствует размеру частицы, по которому все количество частиц делится на равные части, т.е.  $r_g = r_{0.5}$ . Определяя экспериментально величины  $r_{0.841}$ ,  $r_{0.5}$ ,  $r_{0.159}$ , можно рассчитать  $\beta_g$  по формуле:

$$\beta_g = \frac{r_{0.841}}{r_{0.5}} = \frac{r_{0.5}}{r_{0.159}}.$$

Для проверки частиц аэрозоля на нормальное распределение необходимо проделать те же операции, но по оси абсцисс отсчитывать размеры частиц, а не их логарифмы.

Для полной характеристики аэрозолей необходимо знать распределение частиц, но на практике нередко приходится ограничиваться указанием “среднего размера” во всех тех случаях, когда исследуется не распределение размеров частиц, а какое-нибудь свойство аэрозоля, зависящее от размера частиц. Например, коэффициент диффузии, диаметр дифракционной короны. Существуют различные “средние” величины размеров:

1) **арифметический средний** размер:

$$r_1 = \bar{r} = \int_0^{\infty} r f(r) dr \approx \sum_i r_i \Delta n_i / n,$$

где  $r_i$  – середина  $i$ -го интервала,  $\Delta n_i$  – число частиц в  $i$ -ом интервале,  $n$  – общее число частиц.

2) **средний квадратичный** (средний по поверхности) размер:

$$r_2 = \sqrt{\overline{r^2}} = \sqrt{\int_0^{\infty} r^2 f(r) dr} \approx \sqrt{\sum_i r_i^2 \Delta n_i / n};$$

3) **средний кубический** (средний по объему или средний весовой) размер:

$$r_3 = \sqrt[3]{\overline{r^3}} = \sqrt[3]{\int_0^{\infty} r^3 f(r) dr} \approx \sqrt[3]{\sum_i r_i^3 \Delta n_i / n};$$

и т.д.

4) **средний геометрический** размер  $r_g$ , определяемый формулой

$$\ln r_g = \overline{\ln r} = \int_0^{\infty} \ln r \cdot f(r) dr \approx \sum_i \ln r_i \Delta n_i / n;$$

5) **счетный медианный** размер  $r_m$ , определяемый из условия  $F^-(r_m) = F^+(r_m)$ , что означает, что половина частиц имеет размер больше  $r_m$ , половина меньше  $r_m$ ;

6) **модальный счетный** размер  $r_{\text{mod}}$ , характеризует максимум в счетном распределении частиц по размерам.

### Примеры решения задач:

**Задача 1.** Проверить на возможность описания логарифмически-нормальным распределением и найти его характеристики для следующего распределения размеров капелек в слоистом тумане:

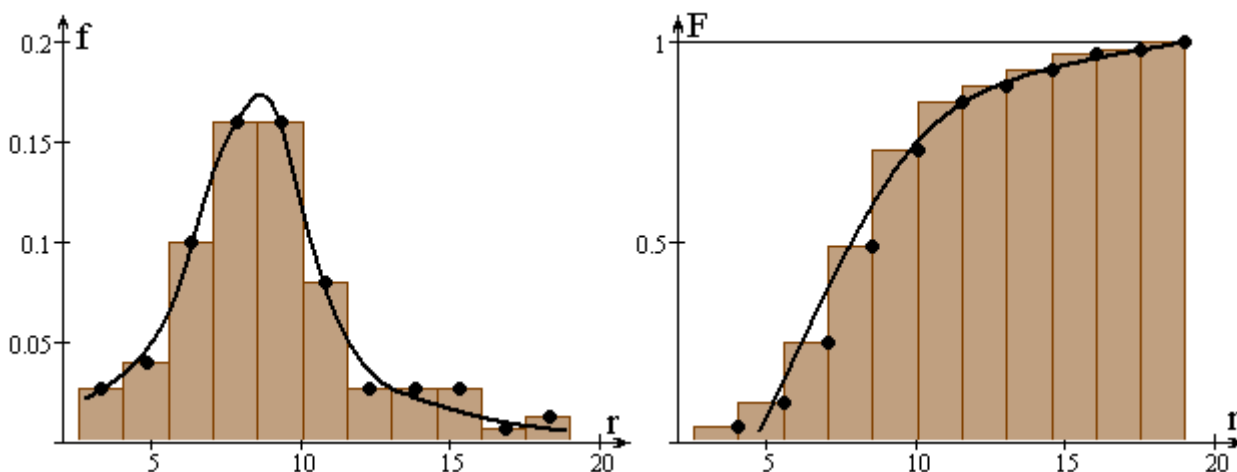
|                            |         |         |         |         |         |         |
|----------------------------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| интервалы радиусов капелек | 2.5–4   | 4–5.5   | 5.5–7   | 7–8.5   | 8.5–10  | 10–11.5 |
| число капелек              | 4       | 6       | 15      | 24      | 24      | 12      |
| интервалы радиусов капелек | 11.5–13 | 13–14.5 | 14.5–16 | 16–17.5 | 17.5–19 |         |
| число капелек              | 4       | 4       | 4       | 1       | 2       |         |

**Решение.** Промежуточные результаты будем заносить в таблицу. Порядок действий такой:

| $i$ | $[r_{i-1}, r_i]$   | $n_i$     | $r_{i*}$ | $n_i/n$ | $f(r_{i*})$ | $F^-(r_i)$ | $t_n$ | $r_i$ | $\ln(r_i)$ |
|-----|--------------------|-----------|----------|---------|-------------|------------|-------|-------|------------|
| 1   | 2.5 – 4.0          | 4         | 3.25     | 0.04    | 0.027       | 0.04       | -1.75 | 4.0   | 1.39       |
| 2   | 4.0 – 5.5          | 6         | 4.75     | 0.06    | 0.040       | 0.10       | -1.28 | 5.5   | 1.70       |
| 3   | 5.5 – 7.0          | 15        | 6.25     | 0.15    | 0.100       | 0.25       | -0.67 | 7.0   | 1.95       |
| 4   | 7.0 – 8.5          | 24        | 7.75     | 0.24    | 0.160       | 0.49       | -0.02 | 8.5   | 2.14       |
| 5   | 8.5 – 10.0         | 24        | 9.25     | 0.24    | 0.160       | 0.73       | 0.61  | 10.0  | 2.30       |
| 6   | 10.0 – 11.5        | 12        | 10.75    | 0.12    | 0.080       | 0.85       | 1.04  | 11.5  | 2.44       |
| 7   | 11.5 – 13.0        | 4         | 12.25    | 0.04    | 0.027       | 0.89       | 1.23  | 13.0  | 2.56       |
| 8   | 13.0 – 14.5        | 4         | 13.75    | 0.04    | 0.027       | 0.93       | 1.48  | 14.5  | 2.67       |
| 9   | 14.5 – 16.0        | 4         | 15.25    | 0.04    | 0.027       | 0.97       | 1.88  | 16.0  | 2.77       |
| 10  | 16.0 – 17.5        | 1         | 16.75    | 0.01    | 0.007       | 0.98       | 2.06  | 17.5  | 2.86       |
| 11  | 17.5 – 19.0        | 2         | 18.25    | 0.02    | 0.013       | 1          | -     | 19.0  | 2.94       |
|     | $\Delta a_i = 1.5$ | $n = 100$ |          |         |             |            |       |       |            |

1. Заносим число капель  $n_i$  в интервале радиусов капель  $[r_{i-1}, r_i]$ . Определяем размер капли, соответствующий середине интервала  $r_{i*}$  и долю частиц  $n_i/n$ .

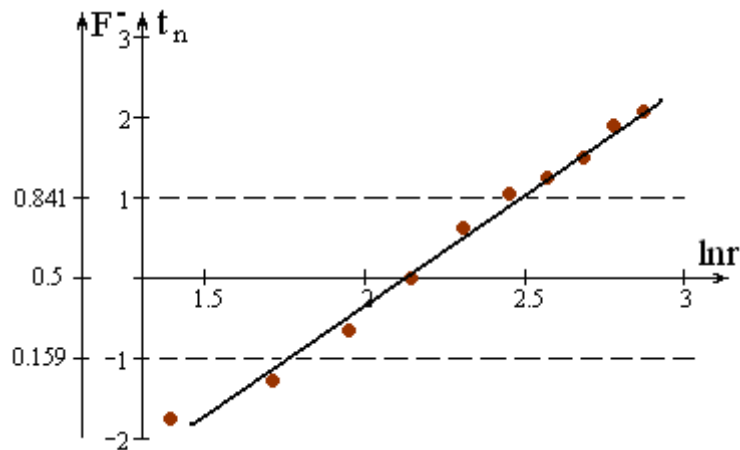
2. Определим дифференциальную функцию распределения  $f(r_{i*}) = n_i/(n\Delta a_i)$ , отнесенную к размеру капли  $r_{i*}$ , характеризующего весь выбранный интервал. Дифференциальная кривая распределения  $f(r)$  представлена на рис. 1.4а. Ее построение следует начинать из гистограммы. Кривая распределения должна проходить как можно ближе к точкам на вершинах столбцов гистограммы.



**Рис. 1.4.** Расчетные дифференциальная (а) и интегральная (б) функции распределения частиц капель.

3. Расчет интегральной функции  $F^-(r_i) = \sum_{j=1}^i \frac{n_j}{n}$  (доля частиц, размеры которых меньше выбранного  $r_i$ ) и соответствующего ей интеграла вероятности  $t_n$ , используя таблицу 1. Интегральная функция распределения  $F^-(r)$  представлена на рис. 1.4б. Здесь также следует начинать с построения гистограммы. Искомая функция проходит как можно ближе к выделенным точкам.

4. Проверка на логарифмически-нормальное распределение. Логарифмически вероятностная сетка изображена на рис. 1.5. Все точки «укладываются» на



**Рис. 1.5.** Проверка на логарифмически-нормальное распределение размеров капель в слоистом тумане.

прямую линию, что говорит о возможности применения логарифмически-нормального распределения.

Из графика определяют логарифмы характерных размеров:

$$\ln(r_g) = \ln(r_{0.5}) = 2.14, \ln(r_{0.841}) = 2.49, \ln(r_{0.159}) = 1.76.$$

и непосредственно размеры  $r_g = 8.46$  мкм,  $r_{0.841} = 12.03$  мкм,  $r_{0.159} = 5.81$  мкм.

Среднее квадратическое отклонение (дисперсия) определим как

$$\beta_g = \frac{r_{0.841}}{r_{0.5}} = 1.42 \quad \text{или} \quad \beta_g = \frac{r_{0.5}}{r_{0.159}} = 1.46 \quad (\text{различие незначительно}).$$

5. Таким образом, распределение размеров капель в слоистом тумане можно описать зависимостью

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot r \cdot \ln \beta_g} \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln r_g)^2}{2 \ln^2 \beta_g}\right],$$

которое после подстановки преобразуется к виду:

$$f(r) = \frac{1}{0.9 \cdot r} \exp\left[-\frac{(\ln r - 2.14)^2}{0.26}\right],$$

если размер капли выражать в мкм.

### **Задачи для самостоятельного решения:**

1. Найти связь между функциями распределения 1)  $f(r)$  и  $g(r)$ ; 2)  $f(r)$  и  $f(m)$ ?
2. Сколько частиц серной кислоты диаметров 0.1 мкм получится при дроблении одной частицы диаметром 10 мкм?
3. Проверить на возможность описания логарифмически-нормальным распределением и найти его характеристики для следующего распределения размеров аэрозольных частиц:

| Вариант |              |       |       |       |       |        |         |         |       |
|---------|--------------|-------|-------|-------|-------|--------|---------|---------|-------|
| 1       | $\Delta r_i$ | 1÷2   | 2÷3   | 3÷4   | 4÷5   | 5÷6    | 6÷7     | 7÷8     | 8÷9   |
|         | $n_i$        | 6     | 20    | 34    | 30    | 18     | 11      | 7       | 4     |
| 2       | $\Delta r_i$ | 0÷10  | 10÷20 | 20÷30 | 30÷40 | 40÷60  | 60÷100  |         |       |
|         | $n_i$        | 20    | 65    | 90    | 60    | 45     | 20      |         |       |
| 3       | $\Delta r_i$ | 1÷3   | 3÷5   | 5÷7   | 7÷9   | 9÷11   | 11÷13   |         |       |
|         | $n_i$        | 15    | 36    | 72    | 42    | 25     | 10      |         |       |
| 4       | $\Delta r_i$ | 0÷5   | 5÷10  | 10÷15 | 15÷20 | 20÷25  | 25÷30   | 30÷35   |       |
|         | $n_i$        | 20    | 35    | 60    | 44    | 22     | 14      | 5       |       |
| 5       | $\Delta r_i$ | 0÷3   | 3÷6   | 6÷9   | 9÷12  | 12÷15  | 15÷18   | 18÷21   | 21÷24 |
|         | $n_i$        | 14    | 34    | 42    | 40    | 28     | 16      | 10      | 6     |
| 6       | $\Delta r_i$ | 0÷1.5 | 1.5÷3 | 3÷4.5 | 4.5÷6 | 6÷7.5  | 7.5÷9   | 9÷10.5  |       |
|         | $n_i$        | 8     | 16    | 28    | 22    | 14     | 8       | 4       |       |
| 7       | $\Delta r_i$ | 0÷4   | 4÷8   | 8÷12  | 12÷16 | 16÷20  | 20÷24   |         |       |
|         | $n_i$        | 13    | 40    | 53    | 24    | 13     | 7       |         |       |
| 8       | $\Delta r_i$ | 0÷2   | 2÷4   | 4÷6   | 6÷8   | 8÷10   | 10÷12   | 12÷14   |       |
|         | $n_i$        | 11    | 30    | 33    | 24    | 12     | 7       | 3       |       |
| 9       | $\Delta r_i$ | 0÷20  | 20÷40 | 40÷60 | 60÷80 | 80÷100 | 100÷120 | 120÷140 |       |
|         | $n_i$        | 31    | 77    | 118   | 81    | 63     | 32      | 17      |       |

4. Определите для распределения размеров капель в слоистом тумане (см. задачу 1) средние размеры частиц аэрозоля: средний арифметический, средний квадратичный, средний кубический, средний геометрический, счетный медианный, модальный счетный. Сравните их. Какие из них близки (равны) для лог-нормального распределения?

### Контрольные вопросы:

1. Что называется диспергационным аэрозолем? Виды диспергационного аэрозоля.
2. Что называется конденсационным аэрозолем? Виды конденсационного аэрозоля.
3. Как называют аэрозоль, образующийся при а) горении; б) конденсации; в) размоле; г) распылении жидкости; д) сублимации; е) взрыве; ж) разрушении струи жидкости; з) коагуляции (сливании капель)?
4. Для каких частиц можно однозначно можно применять понятие «размера» аэрозоля?
5. Что такое коэффициент сферичности для частицы аэрозоля?
6. Понятие эквивалентного размера и диаметра Ферета.
7. Что называется счетной дифференциальной функцией распределения аэрозолей по размерам  $f(r)$ ? Какова ее связь с счетной функцией распределения по массам аэрозоля  $f(m)$ ?
8. Что называется счетной дифференциальной функцией распределения аэрозолей по массе  $g(r)$ ? Какова ее связь с массовой функцией распределения по массе аэрозоля  $g(m)$ ?
9. Каков физический смысл функций  $F^+(r)$  и  $F^-(r)$ ?
10. Что называется средним геометрическим размером?
11. Что называется стандартным геометрическим отклонением?
12. Что больше в случае нормального распределения: среднеарифметический или модальный размер? А случае логарифмически нормального распределения: среднегеометрический или модальный размер? Почему?
13. Чему равно стандартное отклонение  $\sigma$  (для нормального распределения) для монодисперсного аэрозоля? А стандартное геометрическое отклонение  $\beta_g$ ?

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1

### **Дисперсный анализ аэрозолей и порошков методом оптической микроскопии.**

*Цель работы:* Определить распределение частиц по размерам в порошке методом оптической микроскопии.

**Основные элементы установки:** оптический микроскоп с набором объективов и окуляров; осветитель; предметные стекла; исследуемый порошок.

Дисперсный анализ, проводимый с помощью оптического микроскопа является наиболее распространенным из прямых методов измерения параметров аэрозолей и порошков. В настоящее время метод оптической микроскопии применяется для анализа непосредственно в среде, где движутся частицы, либо после предварительного осаждения аэрозольных частиц на подложку. Размеры частиц определяются по их проекциям на экране или фотографиях. Для проведения дисперсного анализа методом оптической микроскопии необходимо:

- a) приготовить препараты проб аэрозоля (либо порошка),
- b) выбрать рабочие параметры микроскопа, подготовить его к работе,
- c) провести измерения размеров частиц,
- d) обработать результаты измерений.

Рассмотрим поподробнее каждый из пунктов.

a) При оседании аэрозолей или нанесении порошка на подложку возникают искажения исходного состава аэрозоля (порошка). Поэтому в каждом отдельном случае необходимо решать вопрос о достоверности исследуемой пробы, которая определяется, с одной стороны, условиями отбора и приготовлением препаратов, а, с другой стороны, – числом анализируемых проб и представительностью (числом частиц) каждой пробы. Препарат можно считать удобным для проведения анализа, если расстояние между частицами в препарате в 2 – 3 раза превышает их размеры, а в поле зрения при увеличении 200 – 300х будет не более 60 – 80 частиц.

Число измеряемых частиц в пробе и число проб, при которых достигается достаточная точность результатов анализа, определяется степенью дисперсности аэрозоля (порошка). Опыт многих исследований показывает, что оптимальное число проб равно 3 – 4, а минимальное число частиц в пробе составляет 300 – 500, если частицы не резко различаются по размерам, и 1000 – 2000 при значительной полидисперсности.

b) Перед началом дисперсного анализа частиц необходимо выбрать метод микроскопии и рабочие параметры оптической системы микроскопа, а именно, подобрать объектив, окуляр и осветитель.

Метод микроскопии выбирают исходя из оптических свойств частиц и их строения. При этом для освещения препарата используют проходящий и отраженный свет, а наблюдения ведут наиболее часто методами темного и светлого поля.

В методе светлого поля пучок световых лучей практически беспрепятственно попадает в объектив и равномерно освещает в отсутствие препарата в поле

зрения. Поглощающие элементы выглядят темными на светлом фоне. Метод светлого поля в проходящем свете применяют для исследования прозрачных препаратов с элементами, по-разному поглощающими свет. Метод также применим при рассмотрении непоглощающихся объектов в том случае, когда элементы их структуры отклоняют или рассеивают свет настолько сильно, что значительная часть освещающего пучка не попадает в объектив микроскопа.

В методе темного поля в объектив попадают не прямые световые лучи, а лишь рассеянные или дифрагированные лучи. При этом в поле зрения микроскопа на темном фоне получаются светлые изображения мелких деталей. У крупных видны только светлые контуры. В этом методе нельзя видеть изображения судить, прозрачны частицы или нет. Метод темного поля в проходящем свете применим для получения изображений не поглощающих, а поэтому невидимых при наблюдении в светлом поле объектов.

Метод исследований в поляризованном свете применяют для изучения препарата, элементы которого имеют неодинаковые оптические свойства по различным направлениям. Использование поляризованного света дает возможность исследовать тонкую структуру и оптические свойства частиц, позволяет тем самым судить об их составе. Часто встречаются настолько бесцветные и прозрачные аэрозольные частицы, что они почти невидимы при исследовании любым из рассмотренных выше методов. Для наблюдения таких частиц может быть использован метод фазового контраста. Флуоресцентная микроскопия дает возможность изучить частицы из различных веществ. Ультрафиолетовая микроскопия основана на использовании свойств избирательного поглощения многих прозрачных и бесцветных объектов в коротковолновой области спектра.

Установив метод исследования частиц при дисперсном анализе, выбирают параметры микроскопа для работы.

1) **Разрешающая способность.** Изображения двух соседних точек различимы как два отдельных изображения при условии, что расстояние между ними будет не меньше некоторой определенной величины (для круглого зрачка):

$$\delta = \frac{0.61\lambda}{A},$$

где  $\lambda$  – длина волны видимого света,  $A$  – апертура объектива. Это связано с тем, что свет, проходя через оптическую систему (микроскоп), дифрагирует и при этом изображение светящейся точки представляет собой не точку, а светлый диск конечного размера (диск Эри), окруженный темными и светлыми кольцами, диаметр которого зависит от световой волны, апертурного угла и формы выходного зрачка.

Из всех лучей, исходящие из некой точки перед микроскопом, в оптическую систему попадут только те, которые находятся внутри конуса опирающегося на входной зрачок. Половина угла при вершине этого конуса называется **апертурным углом**  $u_m$ . Величина  $A = n \sin u_m$ , где  $n$  – показатель преломления среды, называется численной апертурой или просто **апертурой**. Численное значение апертуры объективов всегда гравировается на их оправках и указывается в справочниках.

Следует отметить, что разрешающая способность микроскопа зависит от способа освещения препарата и от контрастности последнего. Поэтому, как правило, реальная разрешающая способность несколько хуже, нежели определенная по данной формуле.

2) **Полезное увеличение.** Увеличение микроскопа также ограничено неким пределом, называемым полезным увеличением. Человеческий глаз при нормальном освещении способен различать две точки, как отдельные на угловом расстоянии в пределах  $2' < \varepsilon < 4'$ , что на расстоянии наилучшего виденья ( $p = 25$  см) соответствует  $0.15 - 0.30$  мм. Полезное увеличение должно быть таким, чтобы разрешаемое им расстояние  $\delta$  имело видимую величину  $0.15 - 0.30$  мм, т.е.

$$\Gamma_n \delta = (0.15 - 0.30) \text{мм.}$$

Отсюда при средней длине волны видимого света  $\lambda = 500$  нм полезное увеличение микроскопа приближенно равно

$$\Gamma_n = (500 \div 1000)A.$$

Увеличение меньше  $500A$  не дает возможности увидеть все тонкости структуры препарата, так как разрешающая способность в этом случае меньше чем у микроскопа. При увеличениях больше  $1000A$  нельзя выявить никаких новых подробностей в изображении, причем качество изображения будет ухудшаться. Хотя большие увеличения применяют при длительном наблюдении очень мелких структур, например, при использовании фотографии, где глаз рассматривает изображение без большого напряжения.

Зная полезное увеличение микроскопа, можно определить наименьший размер частиц, разрешаемый микроскопом. Частицы меньших размеров можно обнаружить и подсчитать их число, однако, измерить весьма трудно.

3) **Глубина резкого изображения.** При наблюдении в микроскоп резкими видны также изображения деталей, удаленных на некоторое расстояние от плоскости фокусировки, называемое глубиной резкого изображения. Как и в случае разрешающей способности причиной этого является дифракция световых лучей при прохождении их через микроскоп. Приближенно глубина резкого изображения для верхнего полезного предела увеличения может быть оценена как

$$h = \frac{0.8\lambda}{A^2}.$$

На границе резкого изображения резкость меняется постепенно, и поэтому границы глубины изображения довольно условны.

Общее увеличение микроскопа равно произведению увеличений объектива  $\Gamma_{об}$  и окуляра  $\Gamma_{ок}$ , выгравированные обычно на оправках:

$$\Gamma = \Gamma_{об} \Gamma_{ок}.$$

Выбрав объектив с заданными  $A$  и  $\Gamma_{об}$  и воспользовавшись соотношением для полезного увеличения микроскопа, определяют увеличение окуляра  $\Gamma_{ок}$ :

$$0,5 \cdot \frac{A}{\Gamma_{об}} \cdot 10^3 < \Gamma_{ок} < \frac{A}{\Gamma_{об}} \cdot 10^3 \text{ (для } \lambda = 500 \text{ мкм).}$$

Различные комбинации объективов и окуляров позволяют получить одно и то же увеличение. В то же время следует помнить, что объективы с большей апертурой повышают полезное увеличение, но одновременно уменьшают поле зрения и глубину резкости, что является нежелательными при дисперсном анализе. Использование окуляров с большим увеличением может привести к такому положению, когда увеличение не будет вызывать появления новых разрешенных объективом деталей препарата. Увеличение без разрешения новых деталей (“пустое” увеличение) может только ухудшить качество изображения. Выбирать комбинацию “объектив – окуляр” следует с помощью объективов с большой апертурой и окуляров с меньшим увеличением, который в паре дадут общее увеличение, не выходящее за границы верхнего и нижнего полезного увеличения микроскопа.

При микроскопическом исследовании препарата в проходящем свете большую роль играет правильное использование апертуры конденсора. Исследование желательно проводить при равенстве апертур конденсора и осветителя.

в) Изучение препарата начинается с помощью наиболее слабого объектива, имеющего в комплекте микроскопа. При этом в поле зрения виден наибольший участок препарата, по которому оценивают его годность и диапазон размеров частиц. Для этого необходимо знать действительное увеличение микроскопа для конкретной пары “объектив – окуляр”, которое наиболее просто определяется с помощью объектив – микрометра. Установив цену деления окулярной сетки, измеряют наименьший размер частиц, зная который можно определить апертуру рабочего объектива, а также увеличение объектива и окуляра.

Дисперсный анализ аэрозолей и порошков в препаратах проводят путем измерения размеров изображений частиц в поле зрения микроскопа. При этом можно измерять линейные параметры частиц (в зависимости от выбранного при анализе эквивалентного размера) или оценивать площади изображений путем сравнения их с известной площадью эталонной фигуры круг, эллипс, квадрат.

Если в препарате частицы равномерно распределены по площади, то размеры частиц рекомендуется измерять методом постоянного перемещения вдоль некоторой выбранной оси. При неравномерном распределении частиц их размеры определяют при перемещении препарата в направлениях, пересекающих наиболее характерные скопления частиц.

В качестве технических средств для измерения размеров частиц применяют сетки и шкалы различных типов, винтовые окулярные микрометры типа АМ-9-2, МОВ-1-15х, а также линейки и шаблоны. Указанные средства предварительно калибруются с помощью объект-микрометра для каждой рабочей пары “объектив-окуляр”.

Размеры частиц обычно измеряют при одном или двух увеличениях микроскопа в зависимости от интервала их размеров. Для удобства последующих расчетов результаты измерений группируют по фракциям в определенных интервалах размеров. При дисперсном анализе методами микроскопии интервалы размеров частиц по фракциям рекомендуется принимать по шкале с модулем 2. Можно применять и другие шкалы, например с модулем  $\sqrt[10]{10}$  или  $\sqrt[5]{10}$ .

В настоящей работе необходимо провести дисперсный анализ порошка. В качестве метода микроскопии предлагается метод светлого поля в проходящем свете.

Оптическая схема микроскопа и осветителя подробно описана в различных учебниках, а конструктивные особенности – инструкциях, прилагаемых к данным приборам.

В качестве исследуемого порошка принимается порошок алюминия (магния), частицы которого имеют сферическую форму. В случае под размером частиц следует понимать их диаметр.

### **Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений.**

1. Вначале подготовить таблицы для результатов. Затем необходимо приготовить препараты из порошка. Для этого специальной лопаточкой пробу разложить на предметном стекле и осторожным постукиванием по ребру стекла добиться равномерного распределения частиц.

2. Подготовить микроскоп к работе.

3. Установить объектив с наименьшим увеличением, а окуляр выбрать таким, чтобы общее увеличение было  $\Gamma \approx 200x \div 300x$ . Используя объект-микrometer, определить цену деления шкалы окуляра.

4. Поместив предметное стекло на рабочий столик микроскопа, просмотреть препарат, выделив участки с равномерным распределением частиц. Измерить наименьший и наибольший диаметры частиц.

5. Определить оптимальные параметры объектива и окуляра микроскопа. Из имеющегося набора объективов и окуляров выбрать близкие к оптимальным. Для выбранной рабочей пары “объектив – окуляр” настроить микроскоп и определить цену деления шкалы окуляра.

6. Провести измерения размеров не менее 300 частиц методом постоянного перемещения препарата вдоль некоторой выбранной оси.

7. Используя результаты измерений провести расчет результатов анализа по схеме. Рассчитать средний арифметический диаметр, дисперсию  $\sigma$  и относительную дисперсию  $\Psi$ .

8. Построить гистограммы дифференциального  $f_i(r_i)$  и интегрального  $F_n^-(r_n)$  распределений. Оценить возможность описания распределений логарифмически нормальной функцией.

### **Контрольные вопросы:**

1. Оптическая схема микроскопа.
2. Что называется апертурой? Как ее можно увеличить?
3. Что называется разрешающей способностью микроскопа? Как ее увеличить?
4. Почему предельная разрешающая способность микроскопа отлична от полезного разрешения?
5. Какие методы оптической микроскопии применяют для дисперсного анализа аэрозолей (порошков)? Когда их применяют?
6. Выбор оптимальных параметров оптической системы микроскопа.

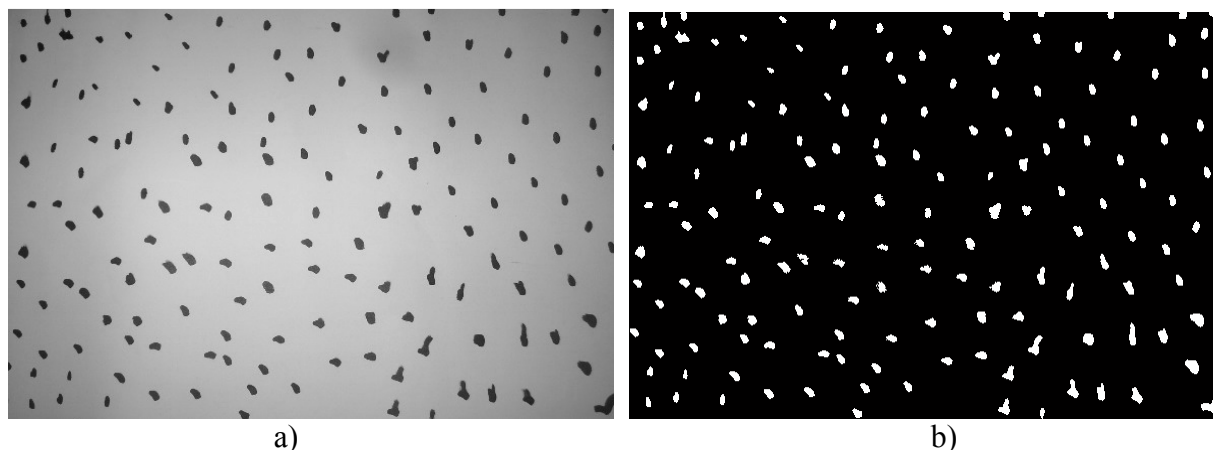
## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

### **Измерение гранулометрического состава порошков методом цифровой оптической микроскопии**

*Цель работы:* Изучить метод цифровой оптической микроскопии.

В настоящее время, когда в исследовании используют цифровые камеры или фотоаппараты, студентам важно научиться их использовать, например, при цифровой оптической микроскопии. Естественно это значительно уменьшает время обработки результатов. Ведь для построения дифференциальной функции распределения необходимо определить размеры как минимум 200 – 300 частиц.

В данной работе искусственно наносят, например, маркером шарики разного размера на листе белой бумаги (рис. 1.6a). Производят фотографирование листа и переносят полученный файл на компьютер. Программа делает негатив фото, выделяя белые шарики на черном фоне (рис. 1.6b). Здесь особенно важным является подбор уровня контрастности, по которому и будет производиться распределение всей области видимости на фон и частицы. На экран компьютера выводится исходное и обработанное фото. Тем самым можно убедиться в том, что программа обрабатывает практически все видимые частицы.

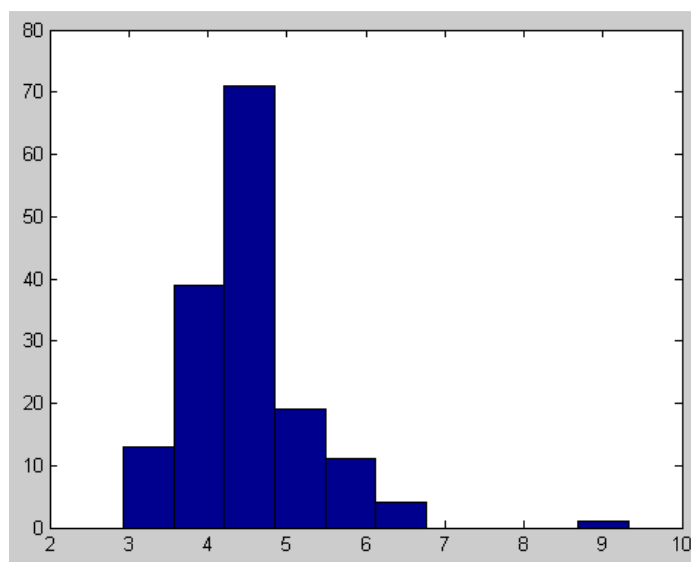


*Рис. 1.6. Исходное (a) и уже обработанное (b) фото «частиц».*

Дополнительно программа определяет диаметр каждой частицы, как диаметр круга, площадь которого равна площади данной частицы. В результате обработки выводится гистограмма дифференциального распределения, где диаметр частицы выводится в пикселях (рис. 1.7). Для перевода в реальные размеры естественно необходимо знать масштаб фотографирования.

#### **Порядок выполнения работы и обработка результатов:**

1. Нанести на белом листе бумаги маркером множество точек разного размера (желательно мелких побольше).
2. Сделать фото в формате jpg с небольшим разрешением (например, 640x480) и перенести его на компьютер в папку с программой. Переиме-



*Рис. 1.7. Результаты обработки в виде гистограммы.*

- нуйте файл в простое название латинскими буквами или цифрами, например aego.jpg.
3. Откройте программу обработки данных в пакете Matlab. В нужной строчке внесите название вашего файла. Запустите программу.
  4. Проверьте на правильность обработки фото. В случае чего измените уровень контрастности. Перезапустите программу.
  5. Скопируйте конечные рисунки, которые вывелись на экран.
  6. Определите параметры данного распределения.

## Глава 2. ПОСТУПАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ.

При движении частицы в среде возникают силы сопротивления. Сила сопротивления прямо пропорциональна динамическому давлению со стороны среды, в которой движется частица. Для случая движения частицы в газообразной среде сила сопротивления

$$F_C = C_D \cdot S \cdot \rho_g \frac{u^2}{2},$$

где  $\rho_g$  – плотность газа,  $u$  – относительная скорость движения частицы в среде,  $S$  – площадь проекции тела на плоскость, перпендикулярную вектору его скорости (миделево сечение),  $C_D$  – коэффициент сопротивления среды.

Коэффициент  $C_D$  зависит от числа Рейнольдса  $C_D = f(\text{Re})$ , и в большинстве случаев оценивается эмпирически. **Критерий Рейнольдса** для движущейся в среде частицы определяется как

$$\text{Re} = \frac{d \cdot u}{\nu_g},$$

где  $d$  – характерный размер частицы,  $\nu_g$  – кинематическая вязкость газа.

Рассмотрим подробнее различные режимы потоков.

1. Для ламинарного потока ( $\text{Re} < 1$ ) имеем  $C_D = 24/\text{Re}$ . В этом случае для силы сопротивления сферической частицы в потоке, для которой  $S = \frac{1}{4}\pi d^2$ , получаем закон Стокса:

$$F_C = 3\pi d u \eta_g,$$

где  $\eta_g = \nu_g \cdot \rho_g$  – динамическая вязкость среды.

2. В случае промежуточного потока ( $1 \leq \text{Re} \leq 1000$ ) существуют много эмпирических формул для  $C_D$ . Одной из наиболее удачных есть формула Клячко:

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\text{Re}^{1/3}}.$$

Более удобными в применении, но дающие менее точные значения, могут следующие формулы

$$C_D = \frac{14}{\text{Re}^{0.5}} \quad (2 < \text{Re} < 800) \quad \text{и} \quad C_D = \frac{18.5}{\text{Re}^{0.6}} \quad (1 < \text{Re} < 1000).$$

3. В области малой турбулентности ( $1000 < \text{Re} < 2 \cdot 10^5$ ) коэффициент сопротивления

$$C_D = 0.44.$$

В области высокой турбулентности ( $\text{Re} > 2 \cdot 10^5$ ) коэффициент сопротивления

$$C_D = 0.10.$$

В случае, когда диаметр частицы очень мал и близок к средней длине свободного пробега молекул среды, сила сопротивления движению частицы мень-

ше, чем предсказывается законом Стокса. Это происходит потому, что для больших частиц основным источником сопротивления является вязкость среды. Для маленьких частиц или при очень малой вязкости среды вследствие увеличения роли инерции молекул газа при столкновении их с частицами сила сопротивления среды становится функцией сечения частицы. Для этого эффекта в законе Стокса вводится **поправка Каннингема**  $C_C$ :

$$F = \frac{3\pi\eta_g u d}{C_C},$$

где

$$C_C = 1 + \frac{2L}{d} \left( A + Q \exp\left(-\frac{bd}{2L}\right) \right) = 1 + Kn \cdot C_m,$$

$A = 1.257$ ,  $Q = 0.400$ ,  $b = 1.10$ ,  $Kn = 2L/d$  – число Кнудсена,  $C_m$  – коэффициент изотермического скольжения,  $L$  – средняя длина свободного пробега молекул газа. Для воздуха при  $0^\circ\text{C}$   $L = 0.065$  мкм, при  $25^\circ\text{C}$   $L = 0.071$  мкм.

В зависимости от **числа Кнудсена**, поправку Каннингема можно аппроксимировать при  $Kn < 1$ :

$$C_C = 1 + Kn \cdot 1.257,$$

а при  $Kn > 1$ :

$$C_C = 1 + Kn \cdot 1.657.$$

Поправку Каннингема к закону Стокса следует использовать, когда диаметр частицы меньше 1 мкм. Поправка Каннингема учитывает переход от вязкого течения к молекулярному. Для больших значений  $d$  сила сопротивления пропорциональна  $d$ , а при малых – квадрату  $d$ .

Присутствие других близко движущихся частиц приводит к ослаблению сопротивления среды из-за её уплотнения около движущейся частицы. Поэтому группа частиц будет оседать быстрее, чем отдельно изолированные частицы. При падении вдоль одной оси двух частиц одинаковых размеров, верхняя движется быстрее, чем нижняя, и существует вероятность их столкновения. В случае движения частиц разных размеров результатом будет увеличение скорости оседания обеих частиц. Когда нижняя частица меньше верхней, то возрастание скорости первой будет больше, чем второй.

Когда частицы движутся параллельно поверхности, то общее сопротивление возрастает благодаря сопротивлению, оказываемому поверхностью. Но это возрастание происходит в очень тонком слое, что им можно пренебречь.

В случае движения частицы в жидкой среде сила сопротивления рассчитывается по тем же формулам, что и при движении в газе, но при замене соответствующих значений плотности и кинематической вязкости.

**Влияние жесткости частицы.** Закон Стокса часто приходится применять для капель жидкости. При движении капель в воздухе происходит их деформация, в результате чего они утрачивают сферическую форму. Сила сопротивления увеличивается, и они имеют меньшую скорость, чем сферические частицы. Этим эффектом можно пренебречь для капель с диаметрами меньше 100 мкм. В тоже время большие капли могут дробиться, например, дробятся капли воды диаметром свыше 6 мм.

Для капель жидкости существенное значение может иметь циркуляция жидкости при их движении в среде. Она ослабевает трение на поверхности капли, так что уменьшается сопротивление. Сила сопротивления для капель с учетом всего становится равной:

$$F_C = 3\pi\eta_g u d \frac{1 + \frac{2\eta_g}{3\eta_p}}{1 + \frac{\eta_g}{\eta_p}},$$

где  $\eta_p$ ,  $\eta_g$  – динамические вязкости капли и среды. Для жидкостей в воздухе этим эффектом можно пренебречь, так как вязкость жидкости гораздо больше вязкости воздуха.

Если вязкость среды значительно больше вязкости капли, то поправка стремиться к  $2/3$ , а в случаи равенства вязкостей – к  $5/6$ . Последний случай применим к облаку частиц в воздухе, вязкость которого можно считать равной вязкости воздуха.

Диаметр частиц иногда определяют по скорости осаждения (седиментации) частицы. При этом принимают, что все частицы, имеющие одинаковые скорости седиментации, равны по размерам независимо от их фактических размеров, состава и формы. Для этого вводят два размера:

– аэродинамический диаметр – диаметр сферической частицы плотностью  $1000 \text{ кг/м}^3$ , имеющей такую же скорость осаждения, как и рассматриваемая.

– стоксовский диаметр – диаметр шара, имеющего такие же плотность и скорость осаждения, как рассматриваемая частица.

**Поступательное движение частиц.** Рассмотрим движение сферической аэрозольной частицы в однородном воздушном потоке, когда на нее действуют только силы тяжести, Архимеда и сила трения. Предполагая, что движение происходит в стоксовской области, запишем уравнение движения в виде:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{g} + \rho_g V\vec{g} + 3\pi\eta_g d(\vec{u} - \vec{v}), \quad (2.1)$$

где  $m$  – масса частицы,  $\vec{v}$  – скорость центра масс частицы,  $\vec{u}$  – скорость воздушного потока вблизи частицы. Разделив обе части на  $3\pi\eta_g d$  и сделав замену  $\tau = m/(3\pi\eta_g d)$ , получим:

$$\tau \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} = \tau\vec{g} + \vec{u}.$$

Для сферической частицы  $\tau$  можно представить в виде  $\tau = \frac{1}{18} \frac{d^2(\rho_p - \rho_g)}{\eta_g}$ .

Векторы  $\vec{u}$  и  $\tau\vec{g}$  – постоянные, сложение которых даст постоянный вектор  $\vec{u}_0 = \vec{u} + \tau\vec{g}$ .

Следовательно уравнение движения представим в виде:

$$\tau \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} = \vec{u}_0. \quad (2.2)$$

Выберем декартовую систему координат таким образом, чтобы при  $t = 0$  частица находилась в ее начале и ось  $x$  была направлена параллельно  $\vec{u}_0$ .

Уравнение (2.2) сводится в векторной форме к двум скалярным дифференциальным уравнениям. Одно представляет движение вдоль  $x$ , второе – вдоль  $y$ :

$$\tau \frac{dv_x}{dt} + v_x = u_0 \quad \text{и} \quad \tau \frac{dv_y}{dt} + v_y = 0.$$

Интегрируя эти уравнения с начальными условиями

$$x = 0, \quad y = 0, \quad v_x = v_{x0}, \quad v_y = v_{y0} \quad \text{при } t = 0,$$

получаем два уравнения для компонент скорости аэрозольной частиц в момент времени  $t$ :

$$v_x = u_0 + (v_{x0} - u_0) \exp(-t/\tau) \quad \text{и} \quad v_y = v_{y0} \exp(-t/\tau) \quad (2.3)$$

И два уравнения для координат частицы:

$$x = u_0 t + \tau(v_{x0} - u_0)(1 - \exp(-t/\tau)) \quad \text{и} \quad y = v_{y0} \tau(1 - \exp(-t/\tau)) \quad (2.4)$$

Эти уравнения полностью описывают положение и скорость частицы в любой момент ее движения. Рассмотрим некоторые задачи с применением этих уравнений.

**Стационарная скорость оседания (скорость седиментации).** В случае оседания частицы под воздействием силы тяжести в неподвижном воздухе  $\vec{u} = 0$  и  $\vec{u}_0 = \tau \vec{g}$ . С течением времени скорость частицы вдоль направления силы тяжести (т.е. вдоль оси  $x$ ) будет приближаться к постоянной величине (2.3):

$$v_s = \tau g,$$

называемой стационарной скоростью оседания. Если частицы достаточно малы, то необходимо учитывать поправку Каннингема  $C_C$ :

$$v_s = \tau g C_C.$$

**Время достижения частицей стационарности.** Быстрота, с которой достигается стационарная скорость оседания, определяется фактором  $\exp(-t/\tau)$ . Чем меньше  $\tau$ , тем быстрее аэрозольная частица достигает стационарности. Так как  $\exp(-7) = 0.001$ , то стационарная скорость оседания практически будет достигнута при  $t = 7\tau$ . Для частиц размером меньших за несколько микрометров это время настолько мало, что инерционным членом в выражения для скорости и координаты можно пренебречь.

**Расстояние торможения.** Частица, введенная в неподвижную среду с некоторой начальной скоростью  $v_{y0}$  вдоль направления  $y$ , быстро останавливается. При замедлении она преодолевает расстояние вдоль этой оси, которое легко найти из (4) при  $t = \infty$ :

$$y = v_{y0} \tau.$$

Это расстояние называется расстоянием торможения или горизонтальным пробегом частицы. Для особо малых частиц оно очень мало.

**Движение при больших числах  $Re$ .**

При больших числах Рейнольдса закон Стокса неприменим. В тоже время сила сопротивления становится значительной по сравнению силой тяжести.

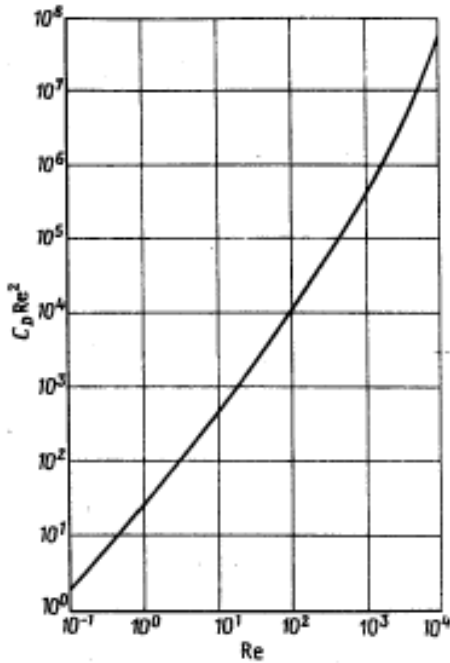


Рис. 2.1. Зависимость комплекса  $C_D Re^2$  от  $Re$

Таблица. 2.1. Экспериментальные значения коэффициента  $C_D$  и  $C_D Re^2$  от числа  $Re$ .

| Re  | $C_D$ | $C_D Re^2$ | Re    | $C_D$ | $C_D Re^2$        |
|-----|-------|------------|-------|-------|-------------------|
| 0.1 | 240   | 2.4        | 100   | 1.07  | 10700             |
| 0.2 | 120   | 4.8        | 200   | 0.77  | $3.8 \cdot 10^4$  |
| 0.3 | 80    | 7.2        | 300   | 0.65  | $5.6 \cdot 10^4$  |
| 0.5 | 49.5  | 12.4       | 500   | 0.55  | $13.8 \cdot 10^4$ |
| 0.7 | 36.5  | 17.9       | 700   | 0.5   | $24.5 \cdot 10^4$ |
| 1   | 26.5  | 26.5       | 1000  | 0.46  | $46.0 \cdot 10^4$ |
| 2   | 14.6  | 58.4       | 2000  | 0.42  | $16.8 \cdot 10^5$ |
| 3   | 10.4  | 93.6       | 3000  | 0.4   | $36.0 \cdot 10^5$ |
| 5   | 6.9   | 172.5      | 5000  | 0.385 | $96.3 \cdot 10^5$ |
| 7   | 5.3   | 259.7      | 7000  | 0.39  | $19.1 \cdot 10^6$ |
| 10  | 4.1   | 410        | 10000 | 0.405 | $40.5 \cdot 10^6$ |
| 20  | 2.55  | 1020       | 20000 | 0.45  | $18.0 \cdot 10^7$ |
| 30  | 2.0   | 1800       | 30000 | 0.47  | $42.3 \cdot 10^7$ |
| 50  | 1.5   | 3750       | 50000 | 0.49  | $12.3 \cdot 10^8$ |
| 70  | 1.27  | 6223       | 70000 | 0.5   | $24.5 \cdot 10^8$ |

Рассмотрим уравнение движения для частицы при больших числах Рейнольдса:

$$m \frac{dv}{dt} = -F_C.$$

Введя в это уравнение число Рейнольдса, получим:

$$\frac{d Re}{dt} = -\frac{3C_D \eta_g}{4\rho d^2} Re^2.$$

Интегрируя, получаем время движения  $t$  и пройденный путь  $s = \int v dt$ :

$$t = -\frac{4\rho d^2}{9\eta_g} \int_{Re_i}^{Re_f} \frac{d Re}{C_D Re^2} \quad \text{и} \quad s = -\frac{4\rho d}{3\rho_g} \int_{Re_i}^{Re_f} \frac{d Re}{C_D Re}. \quad (2.5)$$

Здесь  $Re_i$  и  $Re_f$  – начальное и конечное значение числа Рейнольдса. Уравнения (2.5) универсальны. Для их использования необходимо знать выражения для  $C_D$  в необходимом интервале чисел Рейнольдса, при которых движется частица.

При движении частицы под действием силы тяжести в общем случае (закон Стокса не выполняется) для определения скорости седиментации из уравнения равенства сил

$$\frac{\pi}{6} d^3 (\rho - \rho_g) g = C_D \frac{\pi d^2}{4} \rho_g \frac{v_s^2}{2}$$

следует, что комплекс

$$C_D Re_s^2 = \frac{4 d^3 \rho_g (\rho - \rho_g) g}{3 \eta_g^2}$$

не зависит от скорости седиментации и является постоянной для заданного состояния аэрозольной системы. Таким образом, можно определяя коэффициент сопротивления  $C_D$ , найти значение Рейнольдса  $Re_s$ , а затем скорость седиментации. Можно также воспользоваться графиком (рис. 2.1).

**Оседание в идеально перемешанной среде.** На практике среда в закрытой камере, где движется частица аэрозоля, всегда есть подвижной. Воздух всегда циркулирует, и отдельные слои перемешиваются, что приводит к выравниванию концентраций частиц аэрозоля, уменьшение которой происходит вследствие седиментации. В отсутствии внешних сил число частиц, движущихся вверх и вниз и пересекающих некоторый уровень высоты, равно. Следовательно, и скорости движения вниз и вверх частиц также будут одинаковы. Внешняя сила, например сила тяжести, сообщает частицам аэрозоля дополнительную скорость  $v_g$  (стационарная скорость оседания), направленную вниз. Вследствие скорости движения частиц вниз станет больше чем скорость движения вверх. За счет оседания частиц аэрозоля, концентрация частиц в объеме со временем будет экспоненциально убывать по закону

$$C = C_0 \exp\left(-\frac{v_g t}{h}\right),$$

где  $C_0$  – концентрация в начальный момент времени  $t = 0$ с,  $h$  – высота камеры.

### Примеры решения задач.

**Задача 1.** Определить скорость падения дождевых капель ( $\rho_g = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>) диаметром 20 и 200 мкм в воздухе ( $\eta_g = 18.37 \cdot 10^{-6}$  кг/(м·с),  $\rho_g = 1.29$  кг/м<sup>3</sup>).

**Решение.** Воспользуемся формулой для определения скорости седиментации, справедливую при  $Re < 1$ :

$$v_s = \frac{1}{18} \frac{d^2 (\rho_p - \rho_g)}{\eta_g} g.$$

Для капли 20 мкм  $v_s = 11.8 \cdot 10^{-3}$  м/с, а для 200 мкм –  $v_s = 1.184$  м/с. Следует проверить на обоснованность использования данной формулы для расчета скорости седиментации путем нахождения числа Рейнольдса. Если для капли диаметром 20 мкм  $Re = 0.017 < 1$  и полученное значение  $v_s$  правильно, то для капли 200 мкм  $Re = 16.6$  и следует использовать другой подход.

Сделаем оценку комплекса  $C_D Re_s^2 = \frac{4 d^3 \rho_g (\rho - \rho_g) g}{3 \eta_g^2} = 399$ , что, используя

график на рис. 2.1 или таблицу 2.1, дает значение Рейнольдса  $Re = 9.78$ . Отсюда реальная скорость седиментации капли диаметром 200 мкм составляет  $v_s = 0.90$  м/с, что на 30% отличается от ранее найденного неточного значения.

**Ответ:** 0.90 м/с.

**Задача 2.** Шлифовальный круг диаметром 15 м вращается с частотой  $n = 900$  об/мин. Как далеко улетит от круга сферическая частица диаметром 0.1 мм, если пренебречь влиянием силы тяжести? Плотность частицы рав-

ны  $\rho = 3000 \text{ кг/м}^3$ . Кинематическая вязкость воздуха при  $20^\circ\text{C}$   $\nu_g = 15.2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ , плотность воздуха  $\rho_g = 1.29 \text{ кг/м}^3$ .

**Решение.** Начальная скорость частицы  $v_0 = \omega r = 2\pi nr = 7.07 \text{ м/с}$ . Тогда число Рейнольдса для частицы в начальный момент времени  $Re_0 = 46.5$ . Так, как частица будет замедляться, то выбираем формулу для коэффициента сопротивления, например,  $C_D = 18.5/Re^{0.6}$ , справедливую при  $1 < Re < 1000$ . Тогда длина пути, на котором число Рейнольдса падает от начального до значения равного 1 определим как

$$s_1 = -\frac{4\rho d}{3\rho_g} \int_{Re_0}^1 \frac{d Re}{C_D Re} = -\frac{4\rho d}{3\rho_g} \int_{Re_0}^1 \frac{d Re}{18.5 Re^{0.6}} = -\frac{4 \cdot 3000 \cdot 10^{-4}}{3 \cdot 1.29 \cdot 18.5 \cdot 0.6} Re^{0.6} \Big|_{Re_0}^1 = 0.252 \text{ м.}$$

Для значений Рейнольдса от 1 до 0 используем формулу  $C_D = 24/Re$ . Следовательно, расстояние, пройденное частицей, равно

$$s_2 = -\frac{4\rho d}{3\rho_g} \int_1^0 \frac{d Re}{24} = -\frac{4 \cdot 3000 \cdot 10^{-4}}{3 \cdot 1.29 \cdot 24} Re \Big|_1^0 = 0.013 \text{ м.}$$

Полное расстояние равно  $s = s_1 + s_2 = 0.252 + 0.013 = 0.265 \text{ м}$ .

**Ответ:** 0.265 м.

**Задача 3.** Частица диаметром 30 мкм и плотностью  $1000 \text{ кг/м}^3$ , оседающая с постоянной скоростью  $v_s = 0.027 \text{ м/с}$ , попадает в горизонтальный поток воздуха, имеющий скорость  $u = 0.508 \text{ м/с}$  и направленный в вытяжной шкаф. Рассчитать скорость и положение частицы через 1 мс после попадания ее в поток.

**Решение.** Для применения полученных формул (2.3) и (2.4) необходимо выбрать декартовую систему координат таким образом, чтобы в начальный момент времени частица находилась в ее начале и ось  $x$  была направлена параллельно  $\vec{u}_0 = \vec{u} + \tau \vec{g} = \vec{u} + \vec{v}_s$  (рис. 2.2). В этих координатах начальная скорость частицы направлена вдоль оси  $x$  и ее величина в данном случае равна  $u_0 = \sqrt{u^2 + v_s^2} = 0.509 \text{ м/с}$ . Угол поворота  $\theta$  данной системы координат относительно вертикали (лабораторной системы координат ЛСК) определяется из  $\sin \theta = v_s/u_0$ :

$$\theta = \arcsin\left(\frac{0.027}{0.509}\right) = 3^\circ.$$

Скорость частицы в начальный момент времени в ЛСК:

$$v_{x'0} = 0, v_{y'0} = v_s.$$

Тогда в выбранной системе координат:

$$v_{x0} = v_{y'0} \sin \theta = v_s \sin \theta = 0.027 \sin 3^\circ = 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ м/с},$$

$$v_{y0} = v_{y'0} \cos \theta = v_s \cos \theta = 0.027 \cos 3^\circ = 0.027 \text{ м/с}.$$

Тогда, используя формулы (2.3) и  $\tau = \frac{1}{18} \frac{d^2(\rho_p - \rho_g)}{\eta_g} = 2.72 \cdot 10^{-3} \text{ с}$  имеем

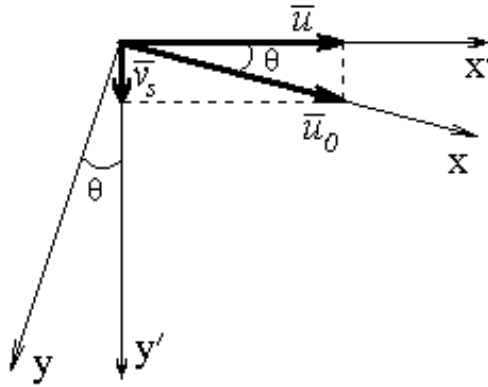


Рис. 2.2. Введение новой системы координат.

$$v_x = 0.509 + (0.0014 - 0.509) \exp(-10^{-3}/2.72 \cdot 10^{-3}) = 0.1576 \text{ м/с},$$

и

$$v_y = 0.027 \exp(-10^{-3}/2.72 \cdot 10^{-3}) = 0.0187 \text{ м/с}.$$

Общая скорость частицы  $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = 0.158 \text{ м/с}$ .

Координаты частицы в выбранной системе координат определим по (4.3):

$$x = u_0 t + \tau(v_{x0} - u_0)(1 - \exp(-t/\tau)) = 84.3 \cdot 10^{-6} \text{ м},$$

$$y = v_{y0} \tau(1 - \exp(-t/\tau)) = 22.6 \cdot 10^{-6} \text{ м}.$$

Возвращаясь из выбранной системы координат в ЛСК, используя соответствующие переходные формулы при повороте систем координат, получим для скоростей:

$$v_{x'} = v_x \cos \theta - v_y \sin \theta = 0.156 \text{ м/с}$$

$$v_{y'} = v_x \sin \theta + v_y \cos \theta = 0.027 \text{ м/с}.$$

и для координат частицы:

$$x' = x \cos \theta - y \sin \theta = 82.7 \text{ мкм},$$

$$y' = x \sin \theta + y \cos \theta = 27.0 \text{ мкм}.$$

Абсолютная скорость частицы  $v = \sqrt{v_{x'}^2 + v_{y'}^2} = 0.158 \text{ м/с}$ .

Следует отметить, что для типичных размеров аэрозольных частиц экспоненциальные функции быстро убывают и частица довольно быстро приобретает скорость газового потока.

**Ответ:** 0.158 м/с.

**Задача 4. Массовая концентрация дыма в аэрозольной камере  $50 \text{ мг/м}^3$ . Если допустить, что частицы дыма сферические с диаметром  $0.75 \text{ мкм}$  и плотностью  $10^3 \text{ кг/м}^3$ , то какова будет их концентрация в комнате спустя 3 часа. Высота сосуда 1 м.**

**Решение.** Для шариков диаметров  $0.75 \text{ мкм}$  скорость седиментации в воздухе при  $20^\circ\text{C}$  ( $\eta_g = 18.37 \cdot 10^{-6} \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$ ,  $\rho_g = 1.29 \text{ кг/м}^3$ ) с поправкой Каннингема:

$$v_s = \frac{1}{18} \frac{d^2(\rho_p - \rho_g)}{\eta_g} g C_c.$$

Поправка Каннингема  $C_C$  для данного случая (число Кнудсена  $Kn = 2L/d = 0.19 < 1$ ,  $L = 0.071$  мкм) определяется по формуле  $C_C = 1 + Kn \cdot 1.257 = 1.238$ .

Тогда скорость седиментации частицы дыма  $v_s = 20.6$  мкм/с.

Массовая концентрация дыма через время  $t = 3\text{ч} = 10800\text{с}$  равна

$$C = C_0 \exp\left(-\frac{v_s t}{h}\right) = 50 \cdot 10^{-6} \exp\left(-\frac{20.6 \cdot 10^{-6} \cdot 10800}{1}\right) = 40 \cdot 10^{-6} \text{ кг/м}^3 = 40 \text{ мг/м}^3.$$

**Ответ:**  $40 \text{ мг/м}^3$ .

### **Задачи для самостоятельного решения.**

1. Кубический кристалл хлорида натрия ( $\rho = 1165 \text{ кг/м}^3$ ) оседает со скоростью  $0.003 \text{ м/с}$ . Определить его аэродинамический и стоксовский диаметр.
2. Определить скорость оседания в воде золотого шарика диаметром  $10 \text{ мкм}$  ( $\rho = 19300 \text{ кг/м}^3$ ,  $\eta = 0,1 \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$ )?
3. Вычислить силы сопротивления для сферы диаметром  $100 \text{ мкм}$  при ее движении в воздухе и в воде со скоростью  $0.01 \text{ м/с}$ .
4. Вычислить поправку Каннингема при  $293\text{К}$  для частицы силикатной пыли ( $\rho = 2650 \text{ кг/м}^3$ ), имеющий диаметр  $0.5 \text{ мкм}$ . Считать частицу сферической.
5. Как быстро поднимается пузырек воздуха диаметром  $0.1 \text{ мкм}$  в стакане воды?
6. Показать, что для очень маленьких частиц сила сопротивления пропорциональна  $d^2$ .
7. Определить концентрацию частиц в аэрозольном сферическом облаке диаметром  $10\text{м}$ , при которой оно будет рассеиваться?
8. Воздух в горизонтальном канале имеет скорость  $0.04 \text{ м/с}$ . Определить численное значение вектора  $\vec{u}_0$  для частицы диаметром  $30 \text{ мкм}$  при  $\tau = 2.73 \cdot 10^{-3} \text{ с}$  с учетом силы тяжести.
9. Рассчитать значение  $\tau$  для частицы двуокиси кремния ( $\rho = 2650 \text{ кг/м}^3$ ) диаметром  $15 \text{ мкм}$ . Определить стационарную скорость оседания, число Рейнольдса при этой скорости, расстояние торможения.
10. Каков диаметр сферической частицы плотностью  $1000 \text{ кг/м}^3$ , имеющей при стационарной скорости оседания  $Re = 0.5$ ? Через какое время первоначально покоившаяся частица достигнет скорости, составляющей половину стационарной скорости оседания?
11. Сферическая частица из золота ( $\rho = 19300 \text{ кг/м}^3$ ), диаметром  $10 \text{ мкм}$  отрывается от пластины, находящейся на высоте  $3.05 \text{ м}$ . Определить время, через которое она упадет на землю, с учетом и без учета сопротивления воздуха.

### **Контрольные вопросы:**

1. Что такое седиментация?
2. Что называется стоксовским и аэродинамическим диаметром частицы аэрозоля?
3. Как определяется коэффициент сопротивления тела в механике аэрозолей?
4. Какие характерные особенности имеет коэффициент сопротивления в зависимости от числа Рейнольдса?
5. Когда и как учитывается поправка Каннингема? Число Кнудсена.

6. Как учитывается изменение формы жидкой частицы при движении в коэффициенте сопротивления?
7. Почему облако частиц трудно рассеять, если его обдувать воздушным потоком?
8. Как можно определить скорость седиментации аэрозольной частицы?

### ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3

#### **Изучение параметров аэрозолей методом седиментации.**

Цель работы: Используя метод седиментации, провести анализ аэрозоля, получаемого при распылении жидкости.

Одним из наиболее распространенных методов измерения параметров аэрозолей является метод седиментации. В основе метода лежит определение размера одиночной аэрозольной частицы по скорости её установившегося движения (скорости седиментации) в поле силы тяжести.

Известно, что для установившегося движения (ускорение частиц равно нулю) одиночной сферической частицы диаметром  $d$  в поле силы тяжести для случая  $Re \ll 1$  и  $Kn \ll 1$  можно записать, что

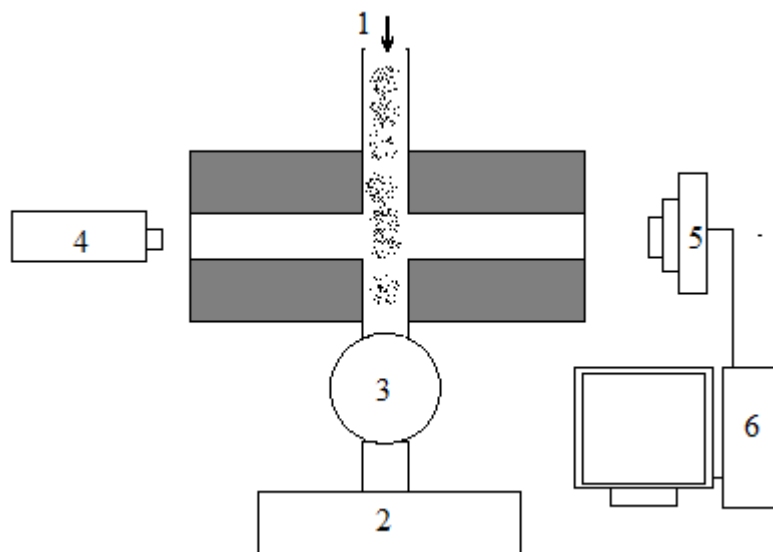
$$mg = 3\pi\eta dv,$$

Отсюда

$$\frac{\pi}{6} d^3 \rho g = 3\pi\eta dv \quad \text{и} \quad d = (18\eta v_s / \rho g)^{1/2}.$$

Таким образом, измеряя скорость седиментации  $v_s$ , например, боковой подсветки, то есть ультрамикроскопически, можно определить размер частицы.

Измерение скорости седиментации проводят в герметической (седиментационной) камере, предполагая, что в ней газ неподвижен. Одной из основных причин движения газа является естественная конвекция, вызванная неравномерным нагревом стенок. Для ее подавления седиментационную камеру изго-



**Рис. 2.3.** Принципиальная схема седиментационной камеры:  
 1 – впуск частиц, 2 – насос, 3 – кран, 4 – лазер, 5 – веб-камера,  
 6 – компьютер.

тавливают из материала высокой теплопроводности (медь, латунь), чтобы стенки камеры имели большую толщину. В этом случае случайные изменения температуры одной из стенок быстро исчезают.

Размеры измерительного объема выбирают достаточно малыми ( $< 1 \text{ см}^3$ ). В стенках камеры устанавливают небольшие окна для освещения частиц, для наблюдения за их оседанием и для введения их в камеру. Световой поток не должен содержать значительной составляющей инфракрасного излучения во избежание нагрева частиц. С этой целью в настоящее время удобно использовать маломощный лазерный модуль, излучающий красный свет. Долгое время для регистрации движения частиц использовали обычный микроскоп или фотоприставку, однако сейчас для наблюдения применяют видеокамеру, подключенную к компьютеру.

Для проведения измерений в данной лабораторной работе используется глицериновый аэрозоль, образующийся в конденсационном генераторе монодисперсного аэрозоля. Известно, что такой аэрозоль медленно испаряется и имеет размеры капель порядка 1-3 мкм. Скорость осаждения таких капель – около нескольких микрон в 1 с, поэтому он удобен для проведения пробных измерений.

#### **Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений.**

1. Включить питание генератора монодисперсных аэрозолей и дождаться выхода его на рабочий режим (примерно 10-15 мин).
2. Включить компьютер с присоединенной к нему видеокамерой и лазерный модуль седиментационной камеры.
3. Соединить тонкой трубкой вход седиментационной камеры с потоком аэрозоля из генератора монодисперсного аэрозоля.
4. Коротким включением насоса отобрать пробу аэрозоля и проверить на мониторе возможность регистрации частиц; в поле наблюдения должно быть не более 10 частиц.
5. Далее взять несколько проб и записать полученные видеофайлы для данной температуры генератора аэрозоля.
6. Найти в компьютере программу обработки полученных данных и построить с ее помощью гистограмму для полученного массива размеров частиц аэрозоля.

### ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

#### **Изучение фракционирования порошков при движении частиц в восходящем потоке.**

Цель работы: Исследовать дисперсный анализ порошков с помощью сепаратора Гонеля.

Во многих технологиях широкое применение находят порошкообразные материалы, то есть порошки разных веществ. Их свойства очень зависят от размеров частиц и от того, насколько частицы имеют разные размеры. Обычно при

получении порошков (например, при размоле твердых веществ) образуются частицы разных размеров. Поэтому важным технологическим процессом является так называемое фракционирование порошков – разделение массы частиц на несколько фракций, в которых частицы имеют примерно одинаковые размеры. Для реализации этого процесса разработаны многочисленные устройства, большинство из которых работает на принципе преобразования некоторой пробы вещества в поток аэрозоля с последующим разделением частиц этом потоке на отдельные фракции. По-видимому, такое разделение должно происходить под действием некоторых сил, природа которых может быть разной.

Рассмотрим устройство и работу сепаратора порошков Гонеля, действие которого основано на использовании гравитационных сил. Для получения из порошка системы частиц, взвешенных в воздухе (аэрозвеси), в этом приборе использован так называемый кипящий слой. Это состояние порошка, которое возникает при помещении его в восходящий поток воздуха в расширяющейся (конической) трубе. Скорость потока выбирается такой, чтобы все частицы порошка в самом узком (нижнем) сечении трубы двигались вверх под действием потока воздуха. По мере движения потока вверх сечение трубы увеличивается, скорость потока падает и сначала самые крупные, а затем и все остальные частицы начинают падать. Возникает сложная смесь частиц порошка и воздуха с интенсивным турбулентным перемешиванием. Это и есть кипящий слой.

Ясно, что при определенной достаточно высокой скорости потока самые малые частицы будут выноситься вверх из кипящего слоя. Если поддерживать такой гидродинамический режим долгое время, то постепенно из кипящего слоя будут вынесены все частицы, размер которых меньше некоторого критического. Такие частицы можно далее осадить из потока с помощью, например, циклона и разделить, следовательно, всю порцию порошка в кипящем слое на две фракции.

Затем следует увеличить скорость потока и выбрать из кипящего слоя частицы большего размера. Подобную операцию можно проделать несколько раз, и постепенно разделить порошок на 3-5 фракций.

Конструктивно основная часть сепаратора Гонеля состоит из трех элементов – цилиндрической части, нижней конической части и верхней конической части. В нижней части при работе сепаратора образуется кипящий слой, в цилиндрической части происходит сепарация частиц, в верхней части вынесенные из кипящего слоя частицы ускоряются и вводятся в какое-либо подходящее улавливающее устройство.

Расчет работы сепаратора Гонеля основан на предположении о том, в цилиндрической части трубы профиль скорости имеет П-образный вид, то есть можно предположить, что разделение частиц по размеру в восходящем потоке будет происходить очень точно в соответствии со скоростью восходящего потока. В действительности пульсации воздуха, возникшие в кипящем слое, в восходящем потоке не будут затухать в полной степени, и поэтому разделение частиц по размерам не будет идеальным.

### **Порядок выполнения работы и обработки результатов измерений.**

1. Используя оптический микроскоп оценить диапазон изменения размеров частиц пыли. Выбрать условно 5-6 значений размеров (равномерно по всему интервалу). Оценить скорости седиментации для каждого из диаметров. Зная площадь выходного отверстия для воздуха рассчитать соответствующие объемные расходы воздуха:  $Q = v_s S$ .
2. Взвесить определенную долю пыли и всыпать внутрь трубы прибора Гонеля.
3. Включить компрессор и установить наименьший расход. Через несколько минут выключить компрессор и собрать пыль, осевшую в циклоне.
4. Повторить эксперимент постепенно увеличивая расход воздуха соответственно рассчитанным значениям.
5. Полученные значения представить в виде интегральной массовой функции распределения  $G^-(r)$ .
6. Произвести перерасчет  $G^-(r)$  в  $F^-(r)$  и оценить на возможность описания логарифмически-нормальным распределением.

### Глава 3. ИНЕРЦИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ. ИЗОКИНЕТИЧЕСКИЙ ОТБОР.

Наибольшее распространение при исследованиях аэрозолей получили экспериментальные методы, позволяющие проводить дисперсный анализ частиц предварительно удаленных из потока и путем исследования отобранных проб.

Одним из основных механизмов удаления частиц из атмосферы, является использование центробежной силы, действующей на частицу. На нем основано принцип действия импакторов, аэрозольных центрифуг и циклонов.

При движении частиц по окружности радиуса  $r$  с угловой скоростью  $\omega$  ее радиальное ускорение и тангенциальная скорость равны  $a_r = \omega^2 r$  и  $v_\omega = \omega r$ .

При движении частицы аэрозоля на нее среда будет оказывать сопротивление. Из равенства силы радиального ускорения  $ma_r$  и силы сопротивления  $F_C$ , считая частицу сферической, нетрудно найти радиальную скорость  $v_r$ ,

$$v_r = \tau \omega^2 r = \frac{v_\omega^2}{r} \tau.$$

**Импакторы.** При изменении направления воздушного потока, содержащего аэрозоль, вызванного предметом, оказавшимся в потоке, частицы вследствие инерции стремятся двигаться в прежнем направлении. Процесс соударения частиц, обладающих значительной кинетической энергией, с этим предметом называется **импакция**. Импакция применяется для очистки воздуха и пробоотбора аэрозолей. Наиболее простой импактор состоит из длинной щели шириной  $2W$  и высотой  $T$ , через которую поступает воздух со скоростью  $u$ , и плоскости, расположенной нормально к исходному направлению потока на расстоянии  $S$  от края щели (рис.3.1). Воздух, поступивший из щели, меняет свое направление на  $90^\circ$  и свободно растекается. Частицы, не сумевшие изменить свое направление движения, будут соударяться с плоскостью. В наиболее простом случае будем считать, что линии тока на краю щели являются дугами окружности и

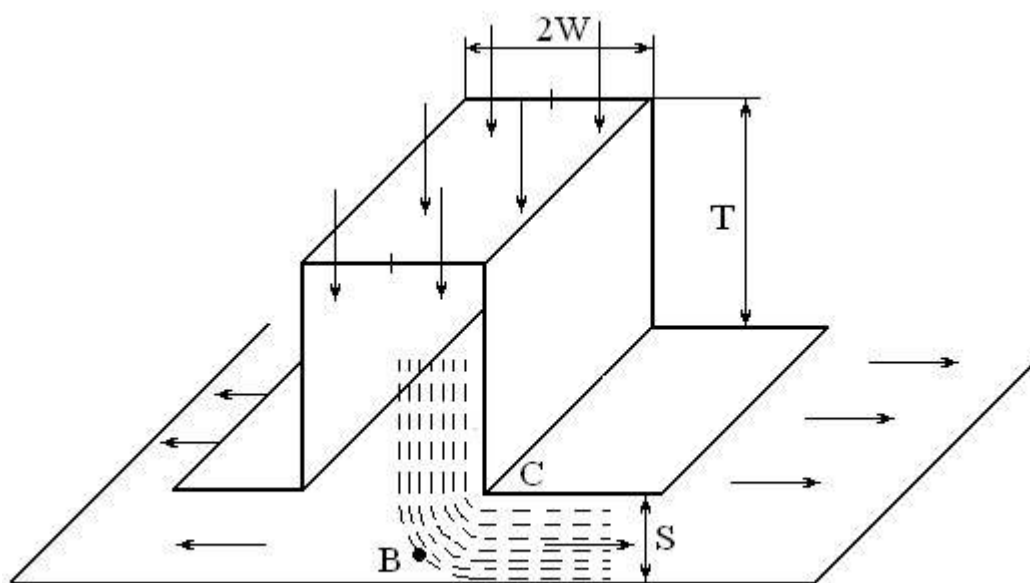
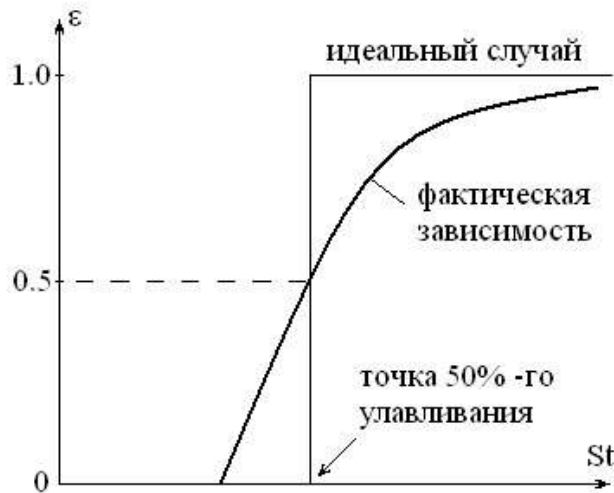


Рис.3.1. Схема простейшего импактора



**Рис.3.2** Зависимость эффективности улавливания импактора от числа Стокса.

$W = S$ . Тангенциальная скорость частицы в некоторой точке В равна  $v_{\omega} = u$ , радиальная  $v_r = u^2 \tau / r$ . Частица за время  $dt$  сместится в направлении плоскости на расстояние

$$ds = v_s dt = v_r \sin \varphi dt = \frac{u^2}{r} \tau \sin \varphi dt,$$

где  $\varphi$  – угол между линией ВС и плоскостью, изменение которого за это же время составляет

$$d\varphi = \omega dt = \frac{u}{r} dt.$$

Пройдя по дуге по полные  $90^\circ$ , частица сместится с линии тока на расстояние

$$\delta = \int_0^{\pi/2} u \tau \sin \varphi d\varphi = u \tau.$$

Частица будет смещаться до тех пор, пока за счет силы сопротивления не потеряет всю свою первоначальную скорость в направлении, которое она имела на входе в щель. Так, как все частицы, находящиеся от середины щели на расстоянии не превышающем  $\delta$  ( $\delta$  – расстояние торможения), будут оседать на плоскости, то максимальная эффективность импактора составляет

$$\varepsilon = \delta / W = u \tau / W.$$

Характеристики реальных импакторов зависят от ряда факторов, в том числе от расстояния между среза сопла и подложкой, формы сопла, чисел Рейнольдса для сопла и частицы, вероятности “прилипания” частиц к подложке, осаждения на стенки импактора. Для описания процессов происходящих в импакторе используют число Стокса:  $St = u \tau / W$ , где  $W$  равно половине ширины щели в импакторах с прямоугольным входным отверстием, а в импакторах с круглым отверстием – радиусу отверстия. Существует критическое значение числа Стокса,

ниже которого импакция не происходит. Для импактора с прямоугольным отверстием это значение составляет  $1/4$ , а с круглым –  $1/8$ . Для идеального импактора существует, как было показано, единственное значение числа Стокса, и, следовательно, все частицы, размеры которых больше определенной величины, должны улавливаться. В реальном случае происходит улавливание с различными эффективностями частиц (рис.3.2), размеры которых распределены в некотором интервале. Поэтому характеристикой импактора иногда служит число Стокса, соответствующее 50%-ой эффективности захвата частиц определенного размера. Величина этого размера для импактора с прямоугольным соплом длиной  $L$  и шириной  $2W$  задается формулой

$$d_{50} = \sqrt{St} \sqrt{\frac{36\mu_g L}{C_c \rho Q}} W,$$

а для импакторов с круглым соплом диаметром  $D$  формулой

$$d_{50} = \sqrt{St} \sqrt{\frac{9\pi\mu_g D^3}{4C_c \rho Q}}.$$

Здесь  $Q$  – объемный расход,  $\mu_g$  – динамическая вязкость газа,  $\rho$  – плотность частицы,  $C_c$  – поправка Каннингема.

При одних и тех же значениях Рейнольдса для импактора с круглым отверстием число Стокса, соответствующее эффективности захвата 50 % ориентировочно в 1.5 раз больше чем для импактора с прямоугольным отверстием.

Для улучшения захвата частиц, иногда на подложку наносят смазку. Это препятствует отскоку частиц от подложки, и возвращает их в основной поток.

**Центрифуги.** Удаление частиц из воздуха размерами менее 1 мкм, скорости седиментации которых очень малы, происходит под воздействием больших центробежных сил. При попадании частиц в закрученный поток они получают большие центробежные ускорения, значительно превышающие ускорение свободного падения. В аэрозольных центрифугах частицы движутся по спирали, пока не столкнутся с внешней стенкой. Размер частицы характеризуется расстоянием, пройденным частицей до столкновения.

Рассмотрим частицу, попадающую в центрифугу около внутреннего радиуса  $R_1$  и, проходя кольцевое пространство, оседающую на внешнем радиусе  $R_2$ . Распределение скоростей потока в канале по радиусу является параболическим:

$$u(r) = \frac{4kQ}{h(R_2 - R_1)^3} (r - R_1)(R_2 - r),$$

где  $Q$  – объемная скорость потока,  $h$  – высота канала,  $k$  – коэффициент, равный 1.5 для узких каналов, и 3 – для широких каналов. Тогда частица до столкновения пройдет радиальный путь  $R_2 - R_1$  и тангенциальный путь

$$l_\tau = \int u dt = \int_{R_1}^{R_2} \frac{u(r)}{v_r} dr = \frac{2kQ}{\omega^2 \tau} \left[ \frac{R_2 + R_1}{(R_2 - R_1)^2} + \frac{4R_1 R_2}{(R_2 - R_1)^3} \ln \frac{R_1}{R_2} \right].$$

**Циклоны.** Загрязненный воздух вводится в циклон тангенциально через верхнюю часть цилиндра со средней скоростью  $v_\omega$ , а выводится через патру-

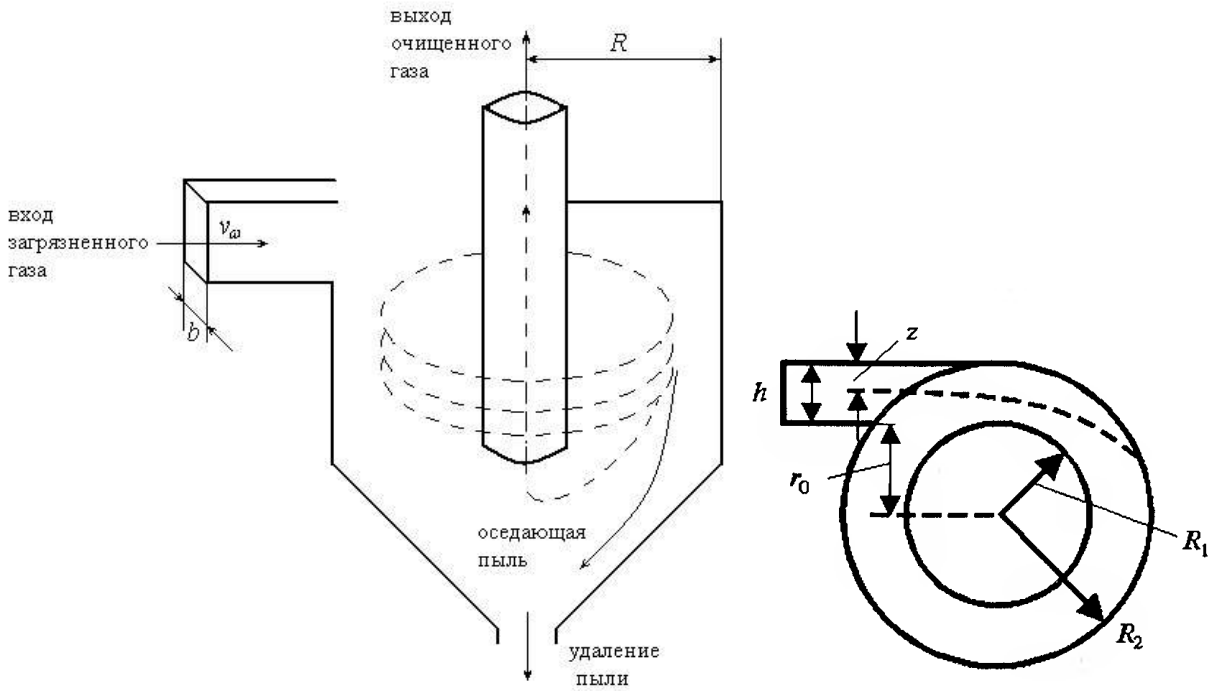


Рис.3.3 Схема работы простейшего циклона

бок, расположенный в центре (рис.3.3). При этом воздух успевает сделать  $N$  оборотов внутри циклона, пробыв там время  $t_\omega = \frac{2\pi RN}{v_\omega}$ . При этом предполагается, что газ несжимаем и скорость вращения в циклоне равна скорости потока на входе.

Это справедливо в том случае, когда ширина подводящей трубы  $b$  равна ширине кольцеобразного пространства между выхлопной трубой и стенками циклона. За то же время  $t_\omega$  частица плотностью  $\rho$  движется под действием

центробежной силы к внешней стенке и проходит путь  $x = \int_0^{t_\omega} v_r dt = v_r t_\omega$ . При

столкновении с внешней поверхностью малые частицы прилипают к ней, большие – осыпаются и выводятся через коллектор. Критический размер частицы, улавливаемый со 100% эффективностью, легко найти из условия  $x = b$ , где  $b$  – ширина потока воздуха в циклоне:

$$d_{cr} = \sqrt{\frac{9b\eta_g}{\rho v_\omega N \pi}}$$

$$\text{Эффективность циклона } \varepsilon = \frac{x}{b} = \pi N \frac{v_\omega \tau}{(b/2)} = \pi N \cdot St.$$

Коэффициент  $N$  зависит от формы и размеров циклона и имеет значения от 0.5 до 10. Ширина воздушного потока в большей степени зависит от диаметра самого циклона, в меньшей – от ширины входного отверстия.

При данном рассмотрении работы циклона предполагается ламинарный поток в циклоне. На самом деле обычно наблюдается турбулентный поток, кото-

рый препятствует перемещению частиц к стенкам, приводит к отрыву осажденных частиц, что приводит к уменьшению эффективности циклона.

**Пробоотборники.** Отбор проб обычно осуществляется путем засасывания (**аспирации**) аэрозольных частиц во внутрь прибора для дальнейшего проведения, например, дисперсного анализа. Аспирация аэрозолей осуществляется с помощью пробоотборников (зондов) различной конструкции. При этом могут возникать существенные искажения структуры анализируемой пробы (концентрации, функции распределения), из которых можно выделить четыре основных источника искажений:

- 1) искривление линии тока вблизи заборного устройства и смещение с этих линий частиц, благодаря их инерционности;
- 2) отскок и дробление частиц на наружных поверхностях зондов;
- 3) осаждение частиц на внутренних поверхностях аэрозольных трактов приборов;
- 4) неоднородность аэрозольных потоков по сечению в каналах.

Эти искажения учитывают с помощью поправочных коэффициентов: инерционного коэффициента аспирации  $A_i$ ; коэффициента отскока  $A_r$ , коэффициента осаждения  $A_p$ ; коэффициента неравномерности потока аэрозоля  $A_n$ . Общий поправочный коэффициент аспирации, учитывающий все ошибки отбора проб аэрозолей, можно представить в виде

$$A = A_i \cdot A_r \cdot A_p \cdot A_n.$$

Коэффициент аспирации удобно определить через долю частиц аэрозоля, приходящихся на единицу объема воздуха, прошедшего через прибор. Если  $\langle C \rangle$  – поточная концентрация, измеренная прибором, а  $\langle C_0 \rangle$  – поточная концентрация аэрозольных частиц в среде, то  $A = \langle C \rangle / \langle C_0 \rangle$ .

Рассмотрим три следующих случая пробоотбора:

- 1) Расположение пробоотборной трубки не совпадает с осью линий потока в среде. Часть частиц могут быть потерянными из-за импакции. Поэтому измеренная концентрация будет ниже, чем истинная и  $A < 1$ .
- 2) Расположение пробоотборной трубки совпадает с осью линий потока в среде и скорость потока в пробоотборнике превышает скорость потока в среде. Линии тока должны сужаться перед пробоотборником и часть частиц из-за инерции сместятся с линий тока и не попадут в коллектор (пробоотборник), что также приведет к занижению измеряемой концентрации и  $A < 1$ .
- 3) Расположение пробоотборной трубки совпадает с осью линий потока в среде и скорость потока в пробоотборнике ниже скорости потока в среде. Теперь линии тока расширяются перед коллектором и частицы, находящиеся на линиях тока, не проходящие в пробоотборник, вследствие инерции могут попасть в коллектор. Это приводит к завышению истинной концентрации и  $A > 1$ .

Поэтому идеальным случаем, называемым **изокинетическим отбором**, является тот, когда пробоотборник расположен соосно с линиями потока и скорости

потока в пробоотборнике и в среде равны. Тогда коэффициент аспирации равен единице.

Найдем выражение для величины поточной концентрации  $C$ . Пусть  $n$  – счетная концентрация, т.е. число частиц в единице объема. Тогда число монодисперсных частиц, прошедших через площадку  $ds$  в единицу времени равно

$$dN = n(\vec{v} \cdot d\vec{s}) = nv_n ds,$$

где  $\vec{v}$  – вектор скорости частицы;  $v_n$  – проекция вектора на направление нормали к площадке  $d\vec{s}$ . Пусть объемный расход воздуха через ту же площадку  $ds$

$$dQ = (\vec{u} d\vec{s}) = u_n ds,$$

где  $\vec{u}$ ,  $u_n$  – вектор скорости и проекция вектора скорости газового потока на направление нормали к площадке  $ds$ .

Тогда величина поточной концентрации  $C$ , по направлению, равна

$$C = \frac{dN}{dQ} = \frac{nv_n}{u_n}.$$

Аналогично можно ввести понятие средней поточной концентрации частиц аэрозоля, прошедшего через конечную площадку  $S$

$$\langle C \rangle = \frac{\int_{(S)} n(\vec{v} d\vec{s})}{\int_{(S)} (\vec{u} d\vec{s})}.$$

Видно, что  $C = n$  (либо  $\langle C \rangle = \langle n \rangle$ ) только в том случае, когда  $\vec{v} = \vec{u}$ .

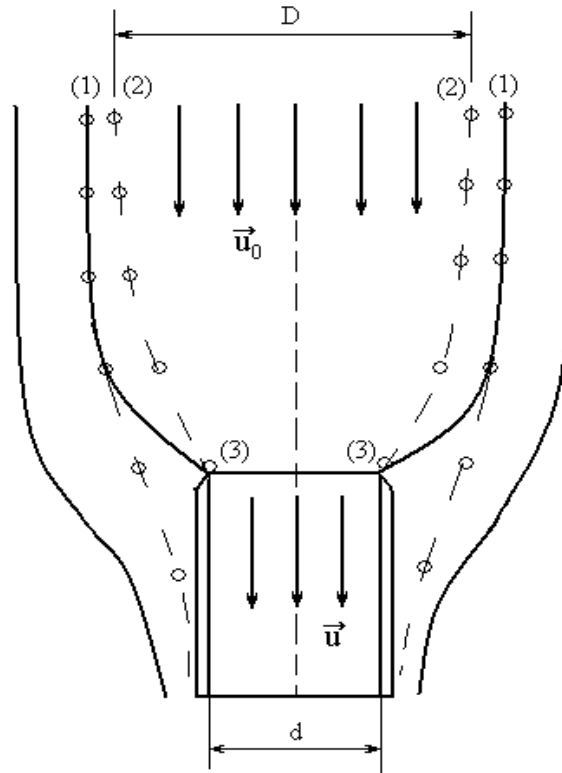
Обычно коэффициент аспирации  $A$  является сложной функцией размера частиц, потоков, геометрических параметров зонда, аэрозольных трактов и т.д. Если для данного прибора и зонда он определен, то тогда, по измеренной поточной концентрации можно восстановить истинные характеристики дисперсной системы. Несмотря на огромную практическую значимость проблемы аспирации к настоящему времени наиболее подробно решен вопрос только об инерционном коэффициенте аспирации  $A_i$ .

Рассмотрим влияние инерции частиц на искажение аэрозольной пробы для тонкостенного цилиндрического зонда, ориентированного навстречу аэрозольному потоку.

На рис. 3.4 показаны линии тока течения газа вблизи зонда (сплошные линии), а также траектории аэрозольных частиц (штрихованные линии). Линиям (1 – 3) соответствуют критические линии тока, которые разделяют газовый поток на две части, одна из которых проходит через зонд, а другая минует его. Линиям (2 – 3) соответствует предельные траектории частиц, т.е. такие траектории, которые замыкаются на внутренней поверхности цилиндрического зонда. Нетрудно увидеть, что все частицы, проходящие через сечение (2 – 2), попадут внутрь зонда вместе с объемом воздуха, проходящем через сечение (1 – 1).

Если  $N$  – поток числа частиц через сечение (2 – 2), а  $Q$  – расход воздуха через зонд, то

$$\langle C_i \rangle = \frac{N}{Q} = \frac{\langle n_0 v_0 \rangle D^2}{d^2 \langle u \rangle},$$



**Рис. 3.4** Линии тока течения газа и траектории аэрозольных частиц вблизи зонда

$$\langle C_0 \rangle = \frac{\langle n_0 v_0 \rangle}{\langle u_0 \rangle} = \frac{N}{Q_0}.$$

Тогда

$$A_i = \frac{\langle u_0 \rangle D^2}{\langle u \rangle d^2},$$

где  $\langle u_0 \rangle$ ,  $\langle u \rangle$  – средние скорости течения газа вдали от зонда и на срезе, соответственно;  $D$  – диаметр трубки предельной траектории;  $d$  – внутренний диаметр цилиндрического зонда.

При аспирации безинерционных частиц их траектории не будут отличаться от линий тока, и поскольку  $Q = Q_0$ , то  $A_i = 1$ . Инерционность реальных аэрозольных частиц не равна ни нулю, ни бесконечности. Поэтому значение  $A_i$  находится между двумя предельными значениями – 1 и  $\langle u_0 \rangle / \langle u \rangle$ . Указанные закономерности справедливы только для тонкостенных трубок, когда отношение толщины стенок  $\Delta d$  к диаметру трубки  $d$  не менее 0.01.

Для расчетов  $A_i$  необходимо определить поле скоростей газового потока и предельные траектории частиц. Как показывает теоретический анализ, коэффициент аспирации определяется рядом безразмерных параметров:

$$A_i = A_i(St, K, L, Re, Re^* \dots).$$

Здесь  $St = \langle u_0 \rangle \tau / (d/2)$  – число Стокса,  $K = \langle u \rangle / \langle u_0 \rangle$  – коэффициент анизокинетичности,  $L$  – геометрические параметры течения;  $Re$ ,  $Re^*$  – числа Рей-

нольдса для потока и частицы, соответственно. Для безграничного стационарного отрывного потока без учета взаимодействия частиц между собой и влияния частиц на характеристики потока удалось получить выражения для коэффициента  $A_i$ :

$$A_i = 1 + \beta(St, K)(K^{-1} - 1),$$

где  $\beta(St, K)$  – некоторая функция чисел  $St$  и  $K$ .

В результате многочисленных экспериментальных исследований удалось эмпирическую зависимость для  $\beta(St, K)$ :

$$\beta(St, K) = \frac{(2 + 0.62K) \cdot St}{1 + (2 + 0.62K) \cdot St}.$$

Тогда можно получить выражение для  $A_i$ :

$$A_i = 1 + \frac{(2 + 0.62K) \cdot St \cdot (K^{-1} - 1)}{1 + (2 + 0.62K) \cdot St}.$$

Указанная зависимость справедлива для следующих диапазонов величин  $St$  и  $K$ :

$$0.05 < St < 20; \quad 0.2 < K < 10.$$

Грубо величину  $\beta(St, K)$  можно оценить и формуле Девиса:

$$\beta(St, K) = \frac{2St}{1 + 2St}.$$

С помощью приведенных формул можно получить те же результаты, что и в эксперименте: 1)  $A_i = 1$ , когда,  $\langle u_0 \rangle > 0$ ,  $St \ll 1$ ; 2)  $A_i = \langle u_0 \rangle / \langle u \rangle$ , когда,  $St \rightarrow \infty$ ; 3)  $A_i = 1$ , когда,  $\langle u_0 \rangle = \langle u \rangle$ . В случае, когда  $\langle u_0 \rangle = 0$  ( $K \rightarrow \infty$ ), данная зависимость не дает правильного значения коэффициента аспирации, наблюдаемого экспериментально:  $A_i = 1$ .

### Примеры решения задач:

**Задача 1.** У импактора с соплом диаметром 0.3 см число Рейнольдса в сопле равно 3000. Найти диаметр плотностью  $10^3$  кг/м<sup>3</sup>, которые задерживаются с эффективностью 50%. Кинематическая вязкость воздуха  $15.2 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с, плотность  $1.29$  кг/м<sup>3</sup>.

**Решение.** Определим скорость частицы, которая практически совпадает со скоростью потока

$$u = Re \cdot \frac{v_g}{D} = 3000 \cdot 15.2 \cdot 10^{-6} / 3 \cdot 10^{-3} = 15.2 \text{ м/с}.$$

Эффективность пылеулавливания определяется, как  $\varepsilon = 2u\tau/D = 0.5$ . Так, как характерное время  $\tau = d^2\rho/(18v_g\rho_g)$ , то диаметр, соответствующий данной эффективности пылеулавливания есть

$$d_{50} = \sqrt{\frac{18\tau\eta_g}{\rho}} = \sqrt{\frac{9Dv_g\rho_g}{2u\rho}\varepsilon} = \sqrt{\frac{9 \cdot 3 \cdot 10^{-3} \cdot 15.2 \cdot 10^{-6} \cdot 1.29}{2 \cdot 15.2 \cdot 10^3}} \cdot 0.5 = 2.95 \text{ (мкм)}.$$

**Ответ:** 2.95 мкм.

**Задача 2.** Каков минимальный диаметр частиц, улавливаемых с эффективностью 100 % в циклоне, служащем входной ступенью пробоотборника вдыхаемой пыли? Принять  $R = 5$  мм,  $b = 2.5$  мм,  $Q = 2.8 \cdot 10^{-5}$  м<sup>3</sup>/с,  $N = 5$ ,  $\rho = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>. Входное отверстие имеет форму квадрата.

**Решение.** В этом случае  $R \neq b$ . Частице необходимо пройти большее расстояние. Для оценки минимального улавливаемого диаметра воспользуемся тем же методом, что и ранее для случая  $R = b$ . Предположим, что диаметр выхлопной трубы мал. Воздушный поток расширяется так, что общий расход сохраняется

$$Q = v_{\omega 0} b^2 = v_{\infty} b R,$$

где  $v_{\omega 0}$  и  $v_{\omega}$  – скорости воздушного потока во входном отверстии и в циклоне.

$$\text{Отсюда } v_{\infty} = Q/bR = 2.24 \text{ м/с.}$$

Время пребывания воздуха в циклоне при совершении  $N$  оборотов  $t_{\omega} = \frac{2\pi RN}{v_{\omega}}$ . За это же время  $t_{\omega}$  частица движется под действием центробежной силы к внешней стенке может пройти максимальный путь при 100% эффективности циклона

$$R = v_r t_{\omega}, \quad v_r = v_{\omega}^2 \tau / R, \quad \tau = \frac{1}{18} \frac{\rho d^2}{\eta_g}.$$

В результате подстановки получим минимальный диаметр, характеризующий 100% эффективность циклона:

$$d_{100} = \sqrt{\frac{9R\eta_g}{\rho_g v_{\omega} N \pi}} = \sqrt{\frac{9 \cdot 5 \cdot 10^{-3} \cdot 18.37 \cdot 10^{-6}}{10^3 \cdot 2.24 \cdot 5 \cdot 3.14}} = 4.8 \text{ (мкм)}.$$

**Ответ:** 4.8 мкм

**Задача 3.** Трубка диаметром  $d = 25.4$  мм используется для отбора дыма из трубы, в которой газ поднимается со скоростью  $u_0 = 9$  м/с. Насос пробоотборника может обеспечить расход только  $Q = 4.5 \cdot 10^{-4}$  м<sup>3</sup>/с. Определить ошибку, возникающую при отборе: а) частиц диаметром  $d_1 = 10$  мкм и плотностью  $\rho_1 = 2 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>; б) частиц диаметром  $d_2 = 0.01$  мкм и плотностью  $\rho_2 = 10 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>.

**Решение.** Определим скорость воздуха в трубке пробоотборника, как отношение расхода к площади поперечного сечения трубки

$$u = \frac{4Q}{\pi d^2} = \frac{4 \cdot 4.5 \cdot 10^{-4}}{3.14 \cdot (25.4 \cdot 10^{-3})^2} = 0.89 \text{ м/с.}$$

Так как скорость воздуха в трубке  $u$  меньше скорости воздуха в среде  $u_0$ , то измеряемая концентрация частиц дыма  $\langle C \rangle$  окажется больше истинной концентрации  $\langle C_0 \rangle$ :  $A = \langle C \rangle / \langle C_0 \rangle > 1$ .

Для начала определим характерное время (для  $\rho \gg \rho_g$ ):

$$\tau_1 = \frac{1}{18} \frac{\rho_1 d_1^2}{\eta_g} = 6 \cdot 10^{-4} \text{ с}, \quad \tau_2 = \frac{1}{18} \frac{\rho_2 d_2^2}{\eta_g} = 3.1 \cdot 10^{-9} \text{ с}.$$

Число Стокса  $St_1 = u_0 \tau_1 / (d/2) = 10 \cdot 6 \cdot 10^{-4} / (25.4 \cdot 10^{-3} / 2) = 0.47$ ,  $St_2 = 2.4 \cdot 10^{-6}$ .

Коэффициент анизокINETИЧНОСТИ  $K = u/u_0 = 0.89/9 \approx 0.1$ .

Определим коэффициент аспирации

$$A_1 = 1 + \frac{(2 + 0.62K) \cdot St_1 \cdot (K^{-1} - 1)}{1 + (2 + 0.62K) \cdot St_1} = 5.4 \text{ и } A_2 = 1.$$

Таким образом, ошибка при измерении концентрации дымового аэрозоля первого сорта составляет 440%, а для второго практически ничтожной – 0%.

**Ответ:** а) 440%, б) 0%.

### **Задачи для самостоятельного решения:**

1. Входное прямоугольное отверстие идеального импактора имеет длину 2.08 см и ширину 0.358 см. Определить расход воздуха, который потребуется для 100%-го осаждения частиц диаметром 15 мкм и плотностью 1 кг/м<sup>3</sup>.
2. Найти диаметр частицы плотностью 1 кг/м<sup>3</sup>, которая должна осесть в 2 см от входа в центрифугу, совершающую 5 оборотов в секунду; средняя скорость в канале составляет 1 м/с; внутренний диаметр центрифуги 0.15 м, ширина канала 1 см. Считать коэффициент  $k = 2$ .
3. Определить эффективность улавливания сферических частиц диаметром 5 мкм и плотностью 1 кг/м<sup>3</sup> в небольшом циклоне, имеющем квадратное отверстие со стороной 0.3 см. Объемная скорость потока 1.7 л/мин.  $N = 1$ .
4. Необходимо отобрать частицы тумана размером 0.1 мкм, движущиеся в дымовой трубе со скоростью 1 м/с при температуре 200°C. Плотность частиц 1 кг/м<sup>3</sup>. Диаметр трубки пробоотборника 1 см. Определить коэффициент аспирации, если скорость пробоотборника составляет 0.01 скорости дыма в трубе.
5. Необходимо отобрать частицы тумана ( $d = 0.1$  мкм), движущиеся в дымовой трубе со скоростью 0.1 м/с при температуре 200°C. Плотность частиц 1000 кг/м<sup>3</sup>. Определить ошибку измерений, если скорость в пробоотборнике составляет 0.01 скорости дыма в трубе.

### **Контрольные вопросы:**

1. Опишите принцип действия импактора.
2. Опишите принцип действия циклона и центрифуги.
3. Что называется аспирацией аэрозоля? Каковы причины искажений исходного состава аэрозолей аспирационными приборами?
4. Почему важно при аспирации использовать изокINETИЧЕСКИЙ отбор?
5. Физический смысл поточной концентрации и коэффициента аспирации.
6. Критические линии тока и предельные траектории.
7. От чего зависит коэффициент аспирации? Почему при  $St \rightarrow \infty$ ,  $A_i \rightarrow \langle u_0 \rangle / \langle u \rangle$ ?
8. Когда коэффициент аспирации в реальных условиях близок к единице?

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

### Изучение работы каскадного импактора.

Цель работы: Изучить работу каскадного импактора и исследовать с помощью него дисперсность аэрозоля.

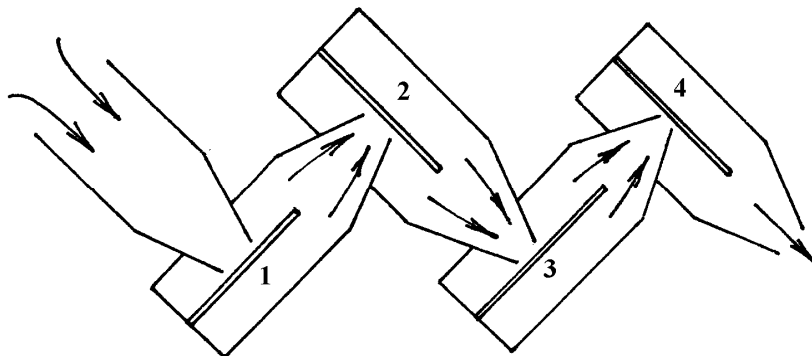


Рис. 3.5. Схема конструкции каскадного импактора.

Для отбора аэрозолей наибольшее распространение получили импакторы, которые состоят из нескольких сопел уменьшающихся размеров (каскадный импактор) (рис. 3.5). Воздух последовательно проходит сначала широкие, а затем узкие сопла. Такой каскад обеспечивает разделение аэрозолей на несколько фракций по числу сопел. Уловленные фракции анализируются и получают данные о распределении частиц по размерам или массы в виде аэрозоля. Размер, которому соответствует выбранная фракция аэрозолей, является диаметр  $d_{50}$ , т.е. задерживающийся данным соплом каскадного импактора с вероятностью 50 %.

Основными характеристиками каскадного импактора являются кривые эффективности осаждения частиц на каждой ступени. По-видимому, такие кривые должны иметь в идеале форму ступеньки, так чтобы в данной секции импактора осаждались частицы размера лишь больше некоторого критического. Реальные кривые имеют более плавную форму (рис. 3.6).

В соответствии с вышесказанным ясно, что на каждой ступени каскадного импактора осаждаются частицы, лежащие в основном между соседними кри-

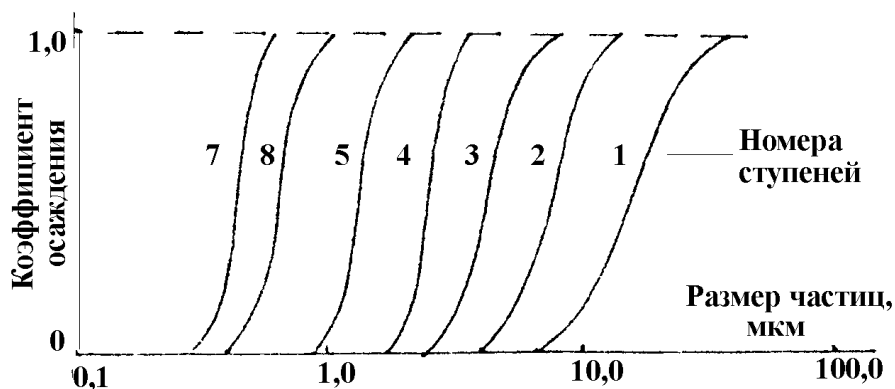


Рис. 3.6. Зависимости эффективности осаждения частиц на разных ступенях каскадного импактора

выми эффективности осаждения. Следовательно, если эти кривые известны для заданных параметров эксплуатации импактора, относительное количество частиц, осевших на каждой ступени, даст их долю в распределении частиц по размерам в изучаемом аэрозоле. Это и есть основное свойство каскадного импактора, которое позволяет определить распределение частиц по размерам без измерения размеров самих частиц.

При использовании таких импакторов после протяжки через них некоторого количества аэрозоля извлекаются пластины из каждой ступени и производится подсчет с помощью подходящего микроскопа лишь количества частиц на определенной площади (например, в поле зрения микроскопа). Сопоставление таких подсчетов на разных ступенях и дает искомую функцию распределения частиц по размерам.

В условиях нормального давления воздуха не удастся инерционным способом осажда́ть на пластинки частицы примерно меньше, чем 1 мкм, и это значение определяет применимость большинства импакторов по измерению дисперсности тех или иных аэрозолей.

В качестве примера приведем пример полученных данных с помощью шестиступенчатого импактора. Фильтр, помещенный после импактора, можно считать заключительной ступенью, обеспечивающей улавливание всех прошедших через импактор частиц.

| Ступень | $d_{50}$ , мкм | Масса уловленных частиц | Доля уловленного вещества |
|---------|----------------|-------------------------|---------------------------|
| 1       | 18             | 0                       | 0                         |
| 2       | 11             | 15                      | 3.30                      |
| 3       | 4.4            | 35                      | 7.69                      |
| 4       | 2.65           | 110                     | 24.18                     |
| 5       | 1.7            | 190                     | 41.76                     |
| 6       | 0.95           | 80                      | 17.58                     |
| фильтр  | —              | 25                      | 5.49                      |

#### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ:

1. Изучить установку, состоящую из компрессора, расходомера, каскадного импактора и оптического микроскопа для изучения фракций полученного порошка.
2. Узнать диаметр  $d_{50}$  и критическое число Стокса для каждого из сопел каскадного импактора.
3. Намазать маслом каждую из улавливающих пластинок для увеличения вероятности улавливания частиц аэрозоля.
4. Включить компрессор. Подать достаточно малыми порциями выбранный порошок на вход импактора. Выключить компрессор.
5. С помощью микроскопа определить приблизительно среднее количество аэрозольных частиц, осевших на каждую из улавливающих пластинок.
6. Построить диаграмму распределения частиц по размерам.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №6

### Измерение коэффициента аспирации грубодисперсных аэрозолей

*Цель работы:* Используя метод “тонкой струи капель” провести измерения инерционных коэффициентов аспирации для тонко стеного пробоотборника при значениях коэффициента анизокинетичности  $\langle u \rangle / \langle u_0 \rangle > 1$ ;  $\langle u \rangle / \langle u_0 \rangle < 1$ ;  $\langle u \rangle / \langle u_0 \rangle = 1$ . Результаты экспериментов сравнить с известными теоретическими.

Для экспериментального определения коэффициента аспирации из ламинарных потоков может быть использован метод “тонкой струи”, который успешно применялся для исследований диффузиофореза, поперечной миграции, явлений инерционного осаждения, проводимых в разные годы на кафедре теплофизики.

Сущность метода состоит в замене наблюдения за одиночной частицей наблюдением за системой частиц, движущихся по одной и той же траектории. Указанная система частиц в отсутствии нерегулярных возмущений наблюдается при темнопольном освещении в виде тонкой светлой нити, положение которой в пространстве легко может быть фиксировано.

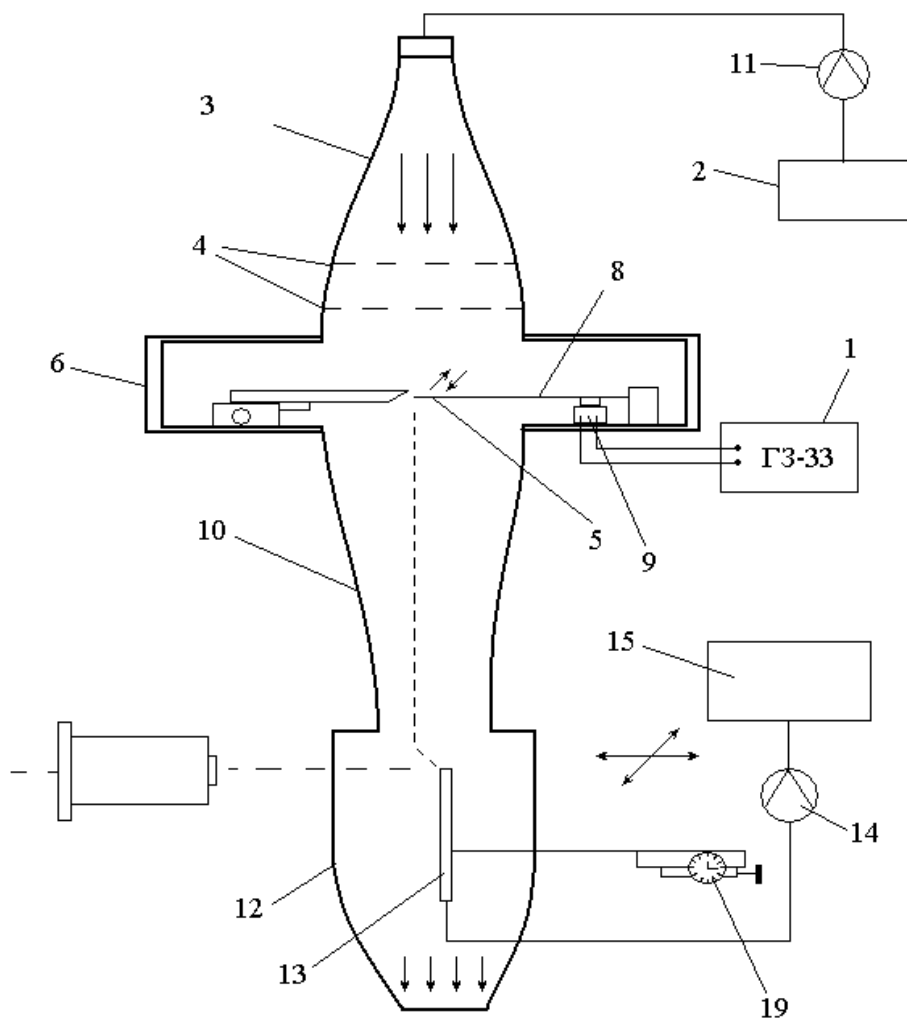
Практически реализация метода “тонкой струи капель” основана на применении генераторов монодисперсных частиц, работающих в периодическом режиме точного задания начальных скоростей в координатах генерируемых капель.

На рис. 3.7, 3.8 изображена схема установки, основными узлами которой являются: блок генератора монодисперсных капель, профилированное сопло (сопло Витошинского), система микроскоп для наблюдения за процессом аспирации в камере, где установлен цилиндрический пробоотборник, устройство для измерения диаметра трубки предельной траектории, воздуходувка, диффузор с сетками, реометры для измерения расходов газа, регулировочные краны ( $K_1$ ,  $K_2$ ), микроскоп для измерения размеров капель (на схеме не показан).

Генератор монодисперсных капель с вибрирующей иглой из капилляра состоит из капилляра с жидкостью, упругой пластинки с напаянной иглой, электромагнитной катушки, источника переменного напряжения типа ГЗ-33.

Поток воздуха з воздуходувки поступает в диффузор, соединенный с блоком генератора монодисперсных капель. Генератор монодисперсных капель работает следующим образом. Пластинка с иглой, настроенная в резонанс на заданной частоте, совершает вынужденные периодические колебания в переменном магнитном поле катушки. Амплитуда колебаний конца иглы зависит напряжения на катушке, которое регулируется генератором ГЗ-33. Конец колеблющейся иглы периодически погружается в жидкость, находящуюся в капилляре. При выходе из жидкости между концом иглы и самой жидкостью возникает перемычка, которая в некоторый момент разрывается вначале у мениска, а затем у иглы. Образовавшаяся капля вместе в потоком воздуха, пройдя сопло Витошинского<sup>1</sup>, поступает в камеру, где установлен цилиндрический тонкостенный устройстве,

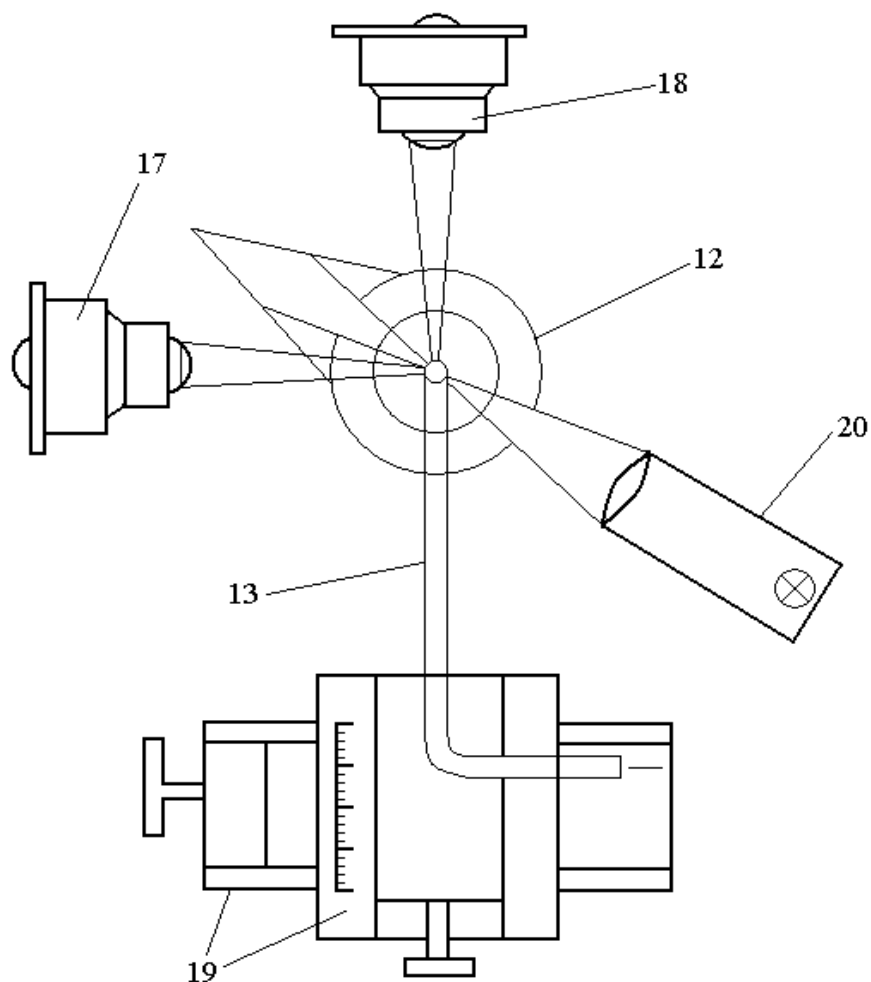
<sup>1</sup> Сопло Витошинского позволяет на срезе сопла получать профиль скорости, близкий к П-образному.



**Рис. 3.7.** Схема экспериментальной установки: 1 – звуковой генератор; 2 – воздуходувка; 3 – диффузор, 4 – сетки; 5 – игла; 6 – блок генератора монодисперсных капель; 7 – капилляр с жидкостью; 8 – упругая пластинка; 9 – катушка; 10 – профилированное сопло; 11 – реометр; 12 – камера; 13 – пробоотборник; 14 – реометр; 15 – воздуходувка.; 19 – микрометр.

снабженном микрометром для измерения перемещения пробоотборника. Выход пробоотборника подключен к воздуходувке.

Если генератор монодисперсных капель настроен в периодическом режиме точного задания начальных скоростей и координат генерируемых капель, то система движущихся капель при темнопольном освещении в камере видна как тонкая светлая нить, форма которой соответствует траектории одиночной капли. Пользуясь кранами  $K_1$  и  $K_2$ , можно измерять скорости воздушных потоков на выходе сопла Витошинского  $\langle u_0 \rangle$  и на входе пробоотборника  $\langle u \rangle$ . Скорости потоков измеряются реометрами и. Диаметр предельной траектории измеряется микрометром.



*Рис.3.8. Схема экспериментальной установки: 17, 18 – микроскопы для наблюдения; 20 – осветитель.*

Размер генерируемых капель определяется под оптическим микроскопом после осаждения на предметное стекло, покрытое специальным составом. Это покрытие предотвращает растекание капель по стеклу и их испарение. Если капли водные, то состав представляет собой смесь вазелина с трансформаторным маслом, которое готовится предварительно по специальной технологии. Для отбора капель предметное стекло вводится в камеру через щель, прорезанную в стенке между срезами сопла Витошинского и пробоотборника.

**Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений:**

- 1) Подготовить таблицы для записи результатов измерений и их обработки.
- 2) Включить звуковой генератор ГЗ-33.
- 3) Подготовить предметные стекла, покрытия для стекол и микроскоп для измерения размеров водных капель, которые используются в качестве модельных частиц в данной работе.

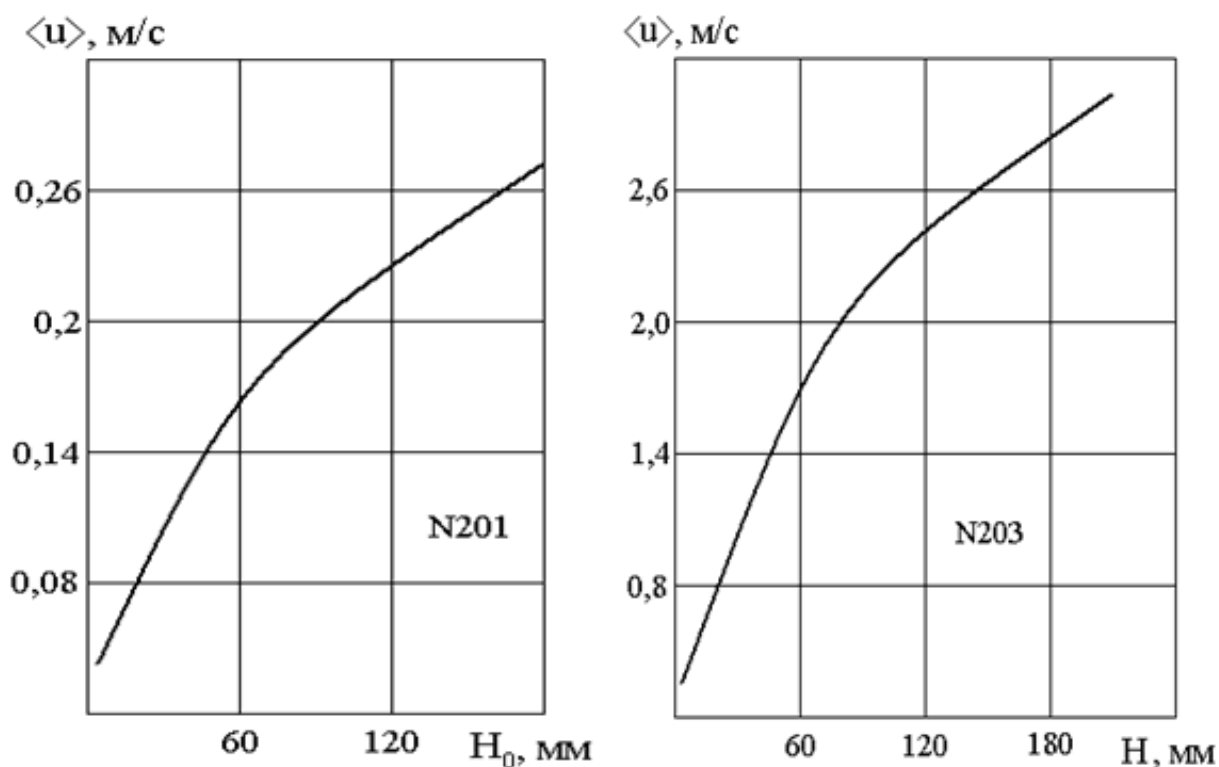


Рис. 3.9. Градировочные графики для реометров

- 4) Сняв верхнюю крышку генератора монодисперсных капель, настроить генератор.
- 5) Закрыть верхнюю крышку блока генератора.
- 6) Включить воздухоподувку.
- 7) Манипулируя кранами  $K_1$  и  $K_2$ , установить заданные преподавателем скорости  $\langle u_0 \rangle$ ,  $\langle u \rangle$ , используя реометры и градуировочные графики (рис. 11).
- 8) Включить осветители.
- 9) Передвигая зрительную трубу катетометра КМ-6 (микроскопа (17)), добиться хорошего видения “струи капель” на темном поле.
- 10) Перемещая пробоотборник при помощи двухкоординатника (на микрометре), наблюдая за “струей капель” с помощью микроскопа и катетометра, совместить фокальную плоскость катетометра и диаметрально плоскость пробоотборника со “струей капель”.
- 11) Измерить диаметр трубки предельной траектории  $D$ . Для этого необходимо:
  - а) микрометрическим винтом подвести пробоотборник справа к “струе капель” и отметить деление  $\alpha_1$  на шкале микрометрического винта в момент, когда “струя капель” войдет внутрь пробоотборника;
  - б) продвигая далее пробоотборник, определить деление  $\alpha_2$  в момент, когда “струя капель” коснется внутренней поверхности пробоотборника;
  - в) данные измерений  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  внести в таблицы для результатов измерения.
  - г) повторить операции а, б, в несколько раз.

12) Измерить размеры капель с помощью оптического микроскопа. Для этого необходимо:

а) нанести на чистое предметное стекло с помощью другого стекла тонкий слой нагретого до 40–50°C вазелина;

б) набрав в пипетку приготовленный состав, нанести одну, две капли состава на предметное стекло;

в) открыть затвор камеры (12);

г) внести предметное стекло в камеру и, совершая возвратно-поступательное движение стеклом под “струей капель”, отобрать пробу капель для анализа;

д) убрать предметное стекло и закрыть затвор камеры;

е) закрепить предметное стекло на предметном столике микроскопа;

ж) определить размеры капель (не менее 10) по числу делений окуляра микроскопа, которые откладываются на диаметре капли. Данные измерений внести в табл.2.

13) Перестроив режим течения в камере и в пробоотборнике (см. п.7), провести измерения диаметра трубки предельной траектории, скоростей потоков и диаметров капель, руководствуясь п.9 – 12.

14) Приступить к обработке данных. Результаты внести в таблицы.

15) Рассчитать абсолютные погрешности величин  $K$ ,  $St$ ,  $A_{\Sigma}$ .

16) Провести сравнительный анализ результатов измерений и расчетов по теоретической формуле. Для этого построить зависимость  $A_{\Sigma}(K)$  и  $A_T(K)$ .

17) Откорректировать результаты дисперсного анализа, проведенного некоторым аспирационным прибором (зондом). Условия измерений  $\langle u_0 \rangle = 1 \text{ м/с}$ ;  $\langle u \rangle = 3 \text{ м/с}$ . Данные измерений поточной концентрации  $C_i$  для различных фракций представлены в табл.2.

а) воспользовавшись предыдущими расчетами коэффициента аспирации для указанных условий пробоотбора, рассчитать поточные концентрации аэрозольных частиц  $C_0$  каждой фракции в невозмущенном потоке;

б) построить гистограмму измеренных и скорректированных дифференциальных и интегральных функций распределения;

в) считая распределения частиц по размерам логарифмически нормальным, подобрать параметры распределения  $\beta_g$  и  $r_g$ .

### Контрольные вопросы:

1. Принцип работы и устройство генератора монодисперсных капель с “вибрирующей иглой”.

2. Сущность метода “тонкой струи капель”.

3. Какая особенность сопла Витошинского?

#### Глава 4. ДИФФУЗИЯ ЧАСТИЦ. БРОУНОВСКОЕ ДВИЖЕНИЕ. ТЕПЛОВАЯ КОАГУЛЯЦИЯ. ТЕРМО- И ДИФФУЗИОФОРЕЗ.

Мельчайшие частицы ( $d < 0.1\mu\text{м}$ ) могут выводиться из аэрозольной системы двумя путями:

- 1) соединяться друг с другом до тех пор, пока образовавшиеся частицы не смогут удаляться путем седиментации, импакции и т.д.;
- 2) мигрировать, т.е. диффундировать, к поверхности и при соударении оставаться на ней. Такое движение называется **броуновским**.

Диффузия частиц описывается теми же законами, что и молекулярная диффузия:

1) **Первый закон Фика**. Масса частиц, пересекающих в единицу времени через единичную площадку  $j$  пропорционально градиенту концентрации  $c$ , нормальному к этой площадке:

$$\vec{j} = -D \text{grad } c = -D \vec{\nabla} c,$$

где  $j$  – плотность потока массы аэрозольных частиц,  $\text{кг}/(\text{м}^2\text{с})$ ;  $D$  – коэффициент диффузии,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $c$  – абсолютная массовая концентрация аэрозольных частиц,  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  $\nabla$  – оператор набла.

2) **Второй закон Фика**. Производная концентрации аэрозоля по времени в некоторой точке пространства пропорциональна

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \Delta c = D \nabla^2 c,$$

где  $\Delta$  – оператор Лапласа.

Второй закон Фика является законом сохранения массы аэрозольных частиц.

Коэффициент диффузии аэрозольных частиц может быть представлен, исходя из теории броуновского движения Эйнштейна, в виде

$$D = kT \frac{v_s}{mg} = kT \frac{C_c}{3\pi\eta_g d} = (\tau/m)kT.$$

При броуновском движении частица совершает ряд перемещений, причем среднее смещение для всех частиц будет равно нулю. Однако среднеквадратическое смещение  $s$  отлично от нуля и изменяется прямо пропорционально времени:

1)  $s^2 = 2Dt$  – для плоского движения (**уравнение Эйнштейна-Смолуховского**),

2)  $s^2 = (4/\pi)Dt$  – для трехмерного движения.

Следует заметить, что вероятность возврата частицы в исходное состояние близка к нулю.

Также при броуновском движении частица может совершать и беспорядочные вращения, которые описываются следующим уравнением:

$$\bar{\theta}^2 = \frac{2kT}{\pi\eta_g d^3} t,$$

где  $\bar{\theta}$  – среднеквадратический угол вращения частицы относительно некой выбранной оси в радианах. Броуновское вращение обычно наблюдается для час-

тиц размерами 1 – 20 мкм, т.к. вращение частиц меньших размеров слишком велико, а больших размеров слишком медленное, и вращение не доступно наблюдению глазом.

В равновесном состоянии частицы будут иметь ту же среднюю энергию поступательного движения, что и молекулы. Поэтому хаотически движущиеся аэрозольные частицы в газе имеют такое же максвелл-больцмановское распределение скоростей, что и молекулы газа. И они распределяются по вертикали в соответствии с барометрическим или больцмановским уравнением, например, монодисперсные аэрозоли распределяются в соответствии с выражением

$$c = c_0 \exp\left(-\frac{mgh}{kT}\right),$$

где  $h$  – высота над некоторой контрольной точкой, в которой измеряется концентрация  $c$ ,  $c_0$  – концентрация частиц в контрольной точке. Данным эффектом можно пренебречь для частиц размеров  $d > 0.3$  мкм, который не могут долго находиться во взвешенном состоянии и быстро оседают.

Вследствие того, что масса частица во много раз больше массы молекул газа, то изменение направления движения броуновской частицы происходит не скачком, а плавно, что является следствием суммирования ударов многих молекул. Учитывая время релаксации, за которое частица изменит свое направление, уравнение Эйнштейна-Смолуховского примет вид:

$$s^2 = 2D[t - \tau(1 - \exp(-t/\tau))].$$

При  $t > 10\tau$  (обычно время наблюдения значительно больше  $\tau$ ) поправка на инерцию броуновской частицы не существенна.

Часто воздух, содержащий частицы аэрозоля совершает перемещение вместе с частицами. Такое явление переноса называется конвективной диффузией. В этом случае первый закон Фика будет представлен в виде

$$\vec{j} = c\vec{u} - D \text{grad } c,$$

где  $\vec{u}$  – скорость потока.

Второй закон Фика в общем случае с учетом конвективного переноса принимает вид:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D\Delta c - u\nabla c + Q_V,$$

где  $Q_V$  – количество частиц, образующихся (поглощающихся) в единице объема за единицу времени благодаря источнику (стоку) частиц,

В качестве простейшей задачи может служить определение скорости оседания частиц аэрозоля на стенку, где концентрация аэрозоля равна нулю, из зоны с постоянной концентрацией частиц  $c_0$ . Согласно первому закону Фика, плотность потока частиц (скорость оседания) определится, как

$$j = Dc_0 / \delta,$$

где  $\delta$  – расстояние до зоны с постоянной концентрацией (толщина пограничного слоя).

В более реальном случае, когда концентрация аэрозоля в пространстве меняется со временем вследствие диффузии и оседания на поверхностях. Из реше-

ния уравнения диффузии для задачи оседания аэрозоля на плоскую стенку в бесконечно большом объеме аэрозоля с постоянной начальной концентрацией  $c_0$ , при условии, что соударяющиеся со стенкой частицы оседают, получено, что концентрация аэрозоля на расстоянии  $x$  от стенки со временем изменяется как

$$c(x,t) = \frac{2c_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \int_0^x \exp(-y^2/(4Dt)) dy = c_0 \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{4Dt}}\right),$$

где  $\operatorname{erf}(t)$  – интеграл вероятностей (таблица 1)

Число осевших частиц  $N$  на единице поверхности за время  $t$  найдется по формуле

$$N = 2c_0 \sqrt{Dt/\pi},$$

где  $D$  – коэффициент диффузии частиц аэрозоля.

Величина, показывающая соотношение между диффузией и конвекцией, является число Пекле:

$$Pe = \frac{\bar{u}L}{D},$$

где  $\bar{u}$  – средняя скорость в системе,  $L$  – характерная длина. При малых числах Пекле преобладает молекулярная диффузия, при больших – конвекция, и вклад диффузии незначителен. Ввиду того, что коэффициенты диффузии очень малы, то преобладание молекулярной диффузии возможно только на небольших расстояниях или при малых скоростях движения. Такие зоны вблизи поверхности называют пограничными слоями, где резко уменьшается концентрация частиц и скорость потока. При ламинарном течении пограничный слой постепенно увеличивается в направлении потока:

$$\delta = 5 \sqrt{\frac{x\mu}{u_0\rho}},$$

где  $\delta$  – толщина пограничного слоя, т.е. расстояние от поверхности до точки, в которой  $u_0$  – достигает 0.99 части скорости основного потока;  $x$  – расстояние вдоль потока до этой точки,  $\mu$  – динамическая вязкость среды потока,  $\rho$  – его плотность.

При ламинарном потоке в трубе и равенстве  $\delta = R$  ( $R$  – радиус трубы) возникает пуазейлевский поток, при котором устанавливается параболический профиль скоростей:

$$u(r) = u_m \left(1 - r^2/R^2\right),$$

где  $u_m$  – максимальная скорость потока на оси трубы, равная удвоенной средней скорости потока  $u_m = 2\bar{u}$ .

**Тепловой коагуляцией** аэрозольных частиц называют процесс слипания или слияния аэрозольных частиц вследствие их случайных движений и последующих столкновений. В теории коагуляции обычно исходят из предположения, что частицы коагулируют при каждом соприкосновении, что наиболее правомерно для не очень крупных частиц. В теории Смолуховского тепловой коагуляции монодисперсного аэрозоля с шарообразными частицами получено,

что убывание счетной концентрации частиц из-за коагуляции зависит лишь от квадрата концентрации частиц и константы коагуляции:

$$-\frac{dc}{dt} = K_0 c^2.$$

Данная зависимость справедлива для частиц более 0.1 мкм.

При высокой счетной концентрации коагуляция протекает настолько быстро, что концентрация частиц через несколько минут практически не зависит от начальной концентрации частиц. Это объясняет, почему в дымах, полученных из разных количеств вещества с различными средними размерами частиц, счетная концентрация аэрозоля может сделаться практически одинаковой.

Константа коагуляции выражается формулой

$$K_0 = 8\pi r D = \frac{4 kT}{3 \eta_g} C_c,$$

где  $r$  – радиус частицы.

Для случая соизмеримости размера частицы с длиной «свободного пробега» частицы в газе  $L_p$  следует вводить поправку Фукса:

$$-\frac{dc}{dt} = K c^2, \quad K = K_0 \left( 1 + A \frac{L_p}{r} \right)^{-1}$$

где  $A$  – постоянная, зависящая от размера частиц,  $A \approx 0.75 \div 0.9$ .

Так как молекулы газа постоянно «бомбардируют» аэрозольные частицы, траектории движения частиц аэрозоля очень сглаженные. Понятие длины «свободного пробега»  $L_p$  частицы в газе соответствует среднему пройденному частицей расстоянию, когда направление движения изменится на  $90^\circ$  от первоначального. Что, фактически, тоже самое, что среднее расстояние, пока ее скорость в данном направлении не станет равной нулю, т.е. расстояние торможения:

$$L_p = \tau u = \frac{d^2 (\rho - \rho_g)}{18 \eta_g} C_c \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}},$$

где  $u$  – среднеквадратическая скорость частицы в газе,  $m$  – масса частицы.

При нормальном давлении и температуре газа  $20^\circ\text{C}$ , например, для частиц диаметром 0.01, 0.1 и 1 мкм и плотностью  $1000 \text{ кг/м}^3$  длина «свободного пробега» частицы в воздухе составляет 0.031, 0.013 и 0.016 мкм. Для практических расчетов можно использовать оценочное значение  $L_p = 0.01$  мкм.

Для случая близости частиц аэрозоля и молекул газа скорость коагуляции выражается формулой для числа столкновений между молекулами газа:

$$-\frac{dc}{dt} = 2\sqrt{2}\pi r^2 \bar{u}_g c^2,$$

где  $\bar{u}_g$  – средняя арифметическая скорость молекул газа.

Для частиц с радиусом  $r > 1$  мкм константа коагуляции малочувствительна к эффективности соударения частиц (полная эффективность – каждое столкновение ведет к коагуляции). Это объясняется достаточно большой вероятностью

повторного столкновения с другими частицами при удалении на незначительное расстояние при неудачном столкновении.

Для описания коагуляции частиц двух различных размеров используют константу коагуляции

$$K_{12}(r_1, r_2) = 8\pi \frac{r_1 + r_2}{2} \frac{D_1 + D_2}{2} \quad \text{или} \quad K_{12}(r_1, r_2) = 8\pi r_{1,2} D_{1,2}$$

где  $r_1, r_2$  – радиусы частиц,  $D_1, D_2$  – коэффициенты диффузии частиц.

Константа коагуляции  $K_{12}$  быстро растет по мере увеличения отношения размеров частиц. При коагуляции крупных и мелких частиц размер конгломератов практически не отличаются от размера крупных частиц. Поэтому в полидисперсных аэрозолях мелкие частицы быстро поглощаются крупными, т.е. в процессе коагуляции полидисперсность не возрастает.

В общем случае константа коагуляции полидисперсного аэрозоля выражается формулой

$$K = \int_0^\infty \int_0^\infty K_{12}(r_1, r_2) f(r_1, t) f(r_2, t) dr_1 dr_2,$$

где  $f(r, t)$  – функция распределения размеров частиц в момент времени  $t$ .

**Термофоретическое движение аэрозольных частиц.** Если в аэрозоле существует температурный градиент, то частицы движутся вдоль линий температурного поля в сторону понижения температуры (**термофорез**). При попадании частицы между теплой и холодной поверхностями, они двигаются к последней и осаждаются на ней. Это объясняет возникновение вблизи нагретых тел свободного от пыли газового слоя.

Для случая малости длины свободного пробега молекулы газа по сравнению с размером частицы ( $L \ll d$ ) Эйнштейн получил выражение для термофоретической силы, действующей на частицу диаметром  $d$  в виде

$$\vec{F}_t = -9\pi \frac{d}{2} \frac{\eta_g^2}{\rho_g T} \frac{\lambda_g}{2\lambda_g + \lambda} \vec{\nabla} T,$$

где  $\eta_g, \rho_g$  – динамическая вязкость и плотность газа;  $\lambda_g, \lambda$  – коэффициент теплопроводности газа и частицы.

В случае же существенного превышения длины свободного пробега молекулы газа по сравнению с размером частицы ( $L \gg d$ ), то термофоретическая сила представляет собой результирующую импульсов, сообщаемых частице бомбардирующими молекулами. Согласно Эйнштейну термофоретическая сила в этом случае имеет следующий вид

$$\vec{F}_t = -\frac{1}{8} \frac{pL}{T} \pi d^2 \vec{\nabla} T,$$

где  $p$  – давление газа,  $L$  – средняя длина свободного пробега.

Нагрев интенсивным пучком света односторонне поверхности частицы, принуждает их двигаться либо в направлении излучения (**положительный фотофорез**), либо против него (**отрицательный фотофорез**). Если сильнее нагревается сторона частицы, обращенная к источнику света, то за счет усилившейся бомбардировке этой стороны молекулами окружающего газа частица смещает-

ся от источника света. Если же сильнее нагревается противоположная сторона частицы, то получается обратный эффект. Наблюдаемый эффект зависит от размера и формы частиц, прозрачности вещества частицы для различных длин волн и разности фаз в падающей, преломленной и отраженной световых волнах.

Испаряющаяся с поверхности жидкость может создавать свободный от пыли слой. При этом наблюдалось перемещение аэрозольных частиц по направлению к капле, на которой конденсировался пар (**диффузиофорез**). При испарении с поверхности образуется градиент концентрации пара. Поскольку общее давление должно оставаться постоянным, возникает гидродинамическое течение воздуха к поверхности, называемое **стефановским течением**, которое компенсирует диффузионный поток пара.

Скорость диффузиофореза сферических частиц, меньших средней длины свободного пробега молекул газа,

$$v_D = -\frac{\sqrt{m_1}}{\gamma_1\sqrt{m_1} + \gamma_2\sqrt{m_2}} \cdot \frac{D}{\gamma_1} \cdot \frac{d\gamma_1}{dx},$$

где  $D$  – коэффициент диффузии пара в газе,  $m_1, m_2$  – массы молекул пара и газа;  $\gamma_1, \gamma_2$  – относительные молярные концентрации пара и газа.

### Примеры решения задач.

**Задача 1.** Определить коэффициент диффузии частиц табачного дыма диаметром 0.25 мкм и плотностью 900 кг/м<sup>3</sup> при температуре 20°C. Сколько времени необходимо, чтобы они продиффундировали на 0.305 м?

**Решение.** Коэффициент диффузии для такой мелкой частицы определим по формуле ( $\eta_g = 18.37 \cdot 10^{-6}$  кг/(м·с))

$$D = kT \frac{C_c}{3\pi\eta_g d} = \frac{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 293 \cdot 1.714}{3 \cdot 3.14 \cdot 18.37 \cdot 10^{-6} \cdot 0.25 \cdot 10^{-6}} = 1.6 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{с}.$$

где  $C_c = 1 + Kn \cdot 1.257 = 1.714$  при  $Kn = 2 \cdot 0.071 / 0.25 = 0.568$ .

Для оценки времени диффузии используем формулу Эйнштейна-Смолуховского для трехмерного движения:

$$t = \frac{\pi s^2}{4D} = \frac{3.14 \cdot 0.305^2}{4 \cdot 1.6 \cdot 10^{-10}} = 4.6 \cdot 10^8 \text{ с} \approx 14.5 \text{ лет}.$$

Таким образом, диффузия важна только при рассмотрении поведения частиц, заключенных в небольших объемах или когда частицы настолько малы, что их коэффициенты диффузии приближаются к значению молекулярных коэффициентов диффузии.

**Ответ:**  $1.6 \cdot 10^{-10}$  м<sup>2</sup>/с, 14.5 лет.

**Задача 2.** Предполагая, что человек может заметить не более пяти вспышек света в секунду, найти минимальный размер частиц, для которых будет проявляться мерцание в лучах солнечного света.

**Решение.** Пяти мерцаниям соответствует два с половиной полных круга вращения частицы (считаем, что отражение света от частицы происходит с двух

противоположных сторон):  $\bar{\theta}^2 = 5\pi$ . Тогда соответствующий диаметр частицы при этом определится как

$$d = \sqrt[3]{\frac{2kT}{\pi\eta_g\bar{\theta}^2}t} = \sqrt[3]{\frac{2 \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 293}{3.14 \cdot 18.37 \cdot 10^{-6} \cdot (5 \cdot 3.14)^2} \cdot 1} = 0.8 \text{ (мкм)}.$$

**Ответ:** 0.8 мкм.

**Задача 3.** Облако частиц диаметром 0.05 мкм находится в большой камере. Начальная концентрация аэрозоля  $10^{-2} \text{ м}^{-3}$ . Какой будет концентрация аэрозоля через 20 мин в 0.1 мм от стенки? Через какое время концентрация аэрозоля в 1 см от стенки составит  $10^{-3} \text{ м}^{-3}$ ?

**Решение.** Для начала определим коэффициент диффузии аэрозольной частицы в воздухе

$$D = kT \frac{C_c}{3\pi\eta_g d} = \frac{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 293 \cdot (1 + 2 \cdot 0.071 / 0.05 \cdot 1.657)}{3 \cdot 3.14 \cdot 18.37 \cdot 10^{-6} \cdot 0.05 \cdot 10^{-6}} = 2.7 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}.$$

а) Для определения концентрации на удалении от стенки воспользуемся решением уравнения диффузии

$$c(x, t) = c_0 \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{4Dt}}\right) = 10^{-2} \operatorname{erf}\left(\frac{10^{-4}}{\sqrt{4 \cdot 2.7 \cdot 10^{-9} \cdot 20 \cdot 60}}\right) = 10^{-2} \operatorname{erf}(0.028).$$

Значение интеграла вероятностей  $\operatorname{erf}(0.028) = 0.034$ , следовательно, искомая концентрация равна  $c = 3.4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-3}$ .

б) Концентрация аэрозольных частиц  $c = 10^{-3} \text{ м}^{-3}$  соответствует значению интегралу вероятности и аргументу

$$\operatorname{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{4Dt}}\right) = \frac{c}{c_0} = 0.1 \text{ и } \frac{x}{\sqrt{4Dt}} = 0.09.$$

Отсюда время установления концентрации на расстоянии 1 см от стенки

$$t = \frac{1}{4 \cdot 2.7 \cdot 10^{-9}} \left(\frac{0.01}{0.09}\right)^2 = 1.14 \cdot 10^6 \text{ с} = 13.2 \text{ дней}.$$

**Ответ:**  $3.4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-3}$ , 13.2 дней.

**Задача 4.** Вычислить значение константы коагуляции для частиц диаметром 0.07 и 3 мкм в воздухе при температуре 20°C.

**Решение.** Определим коэффициенты диффузии частиц

$$D_1 = kT \frac{1 + 2L/d_1 \cdot 1.657}{3\pi\eta_g d_1} = 1.44 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}, \quad D_2 = kT \frac{1}{3\pi\eta_g d_2} = 7.79 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}.$$

и радиусы частиц

$$r_1 = 0.035 \text{ мкм}, \quad r_2 = 1.5 \text{ мкм}.$$

Константа коагуляции при этом равна

$$K_{12} = 8\pi \frac{0.035 + 1.5}{2} \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1.44 \cdot 10^{-9} + 7.79 \cdot 10^{-12}}{2} = 1.39 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}.$$

**Ответ:**  $1.39 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$ .

**Задачи для самостоятельного решения:**

1. Определить коэффициент диффузии в воздухе для частиц диаметром 5 мкм и плотностью  $1000 \text{ кг/м}^3$  при  $20^\circ\text{C}$ . Сравнить результаты с коэффициентом диффузии частицы диаметром 0.5 мкм. А также для температуры  $100^\circ\text{C}$ .

2. Аэрозоль табачного дыма, содержащий частицы диаметром 0.25 мкм, отобрали в сферическую колбу диаметром 5 см. Сколько времени потребуется частице находящейся в центре, чтобы достичь стенки колбы?

3. Определить среднее число оборотов, которое совершает за 1 минуту частица диаметром 5 мкм в воздухе при температуре  $20^\circ\text{C}$ .

4. Используя барометрическую формулу, рассчитать высоту, до которой будут распределены 50% частиц диаметром 0.05 мкм и плотностью  $1 \text{ кг/м}^3$  вследствие соударений с молекулами.

5. Какова будет продолжительность эксперимента по диффузии частиц диаметром 0.01 мкм и плотностью  $1 \text{ кг/м}^3$ , чтобы ошибка в измерении составляла не более 1%?

6. В аэрозольное облако, имеющего концентрацию  $0.1 \text{ м}^{-3}$  частиц диаметром 0.02 мкм, вносят стеклянную пластинку размером 4 x 4 см. Если в поле зрения микроскопа 50 x 50 мкм сосчитано 100 частиц, то каково среднее число частиц, осевших на единицу площади пластинки и как долго пластинка находилась в аэрозольном облаке?

7. В аэрозоле, протекающем по трубке, постоянная концентрация сохраняется на удалении 1 мм от стенки. Аэрозоль состоит из частиц диаметром 0.5 мкм с концентрацией  $10^{-4} \text{ м}^{-3}$ . Необходимо рассчитать скорость оседания частиц на  $1 \text{ см}^2$  стенки при  $20^\circ\text{C}$ .

8. В аэрозоле, протекающем по трубе, постоянная концентрация сохраняется на удалении 1 мм от стенки. Аэрозоль состоит из частиц диаметром 0.5 мкм с концентрацией  $10^{-3} \text{ м}^{-3}$ . Рассчитать скорость оседания частиц на  $1 \text{ см}^2$  стенки при  $20^\circ\text{C}$ .

9. Рассчитать число частиц диаметром 0.1 мкм, оседающих за 1 час на  $1 \text{ см}^2$  стенки, находящейся в полубесконечном пространстве с концентрацией аэрозоля  $10^{-4} \text{ м}^{-3}$ .

10. Аэрозоль, состоящий из сфер диаметром 5 мкм, имеет начальную концентрацию  $3.53 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-3}$ . Какой будет концентрация аэрозоля через 1 сутки? Через какое время первоначальная концентрация уменьшится в два раза?

11. Вычислить значение общей коагуляции для коагуляции сфер диаметром 1.0 и 0.1 мкм.

12. Частицы диаметром 1 мкм коагулируют в атмосфере, температура которой –  $85^\circ\text{C}$  и давление 67 Па. Вычислить значение константы коагуляции.

**Контрольные вопросы:**

1. Почему наблюдается броуновское движение аэрозольных частиц?
2. Каков физический смысл коэффициента броуновской диффузии частиц?

3. Почему среднее смещение частиц при броуновской диффузии равно нулю?
4. Каковы характерные порядки коэффициентов броуновской диффузии частиц и коэффициентов молекулярной диффузии?
5. От каких характеристик зависит коэффициент броуновской диффузии?
6. Как можно объяснить тот факт, что коэффициент броуновской диффузии очень слабо зависит от массы аэрозольной частицы?
7. Что такое кажущийся средний свободный пробег аэрозольных частиц?
8. Каковы основные предположения теории Смолуховского для кинетики броуновской коагуляции?
9. Как зависит от времени числовая концентрация частиц при броуновской коагуляции?
10. Как оценить константу коагуляции монодисперсного и полидисперсного аэрозоля?
11. Объясните явления термофореза и диффузиофореза.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 7

### **Изучение кинетики броуновской коагуляции аэрозоля**

Цель работы: определить константу броуновской коагуляции.

В просторную закрытую камеру впрыскивается определенное количество дыма канифоли, где с помощью небольшого вентилятора создается равномерное распределение частиц. Для измерения распределения частиц используют лазерный счетчик частиц. Скорость изменения частиц в процессе коагуляции

$$-\frac{dc}{dt} = K_0 c^2, \quad c(t=0) = c_0.$$

Таким образом, концентрация исходных аэрозольных частиц со временем уменьшается согласно

$$c(t) = \frac{c_0}{1 + K_0 c_0 t}.$$

Если в начальный момент времени аэрозоль был монодисперсным с размером  $D$ , то через некоторое время возникнет некоторое количество частиц  $c_g$  с размером  $D_g$ . Согласно теории Смолуховского

$$c_g = \frac{c^2 (c_0 - c)^{g-1}}{c_0^g},$$

где  $g$  – число мономеров, из которых образовалась частица размером  $D_g$  ( $g = 2$  – димер,  $g = 3$  – тример и т.д.).

## Глава 5. ФИЛЬТРОВАНИЕ.

В фильтрационных сепараторах очистка воздуха (газа) от аэрозольных загрязнений (пыли, сажи, капельной влаги) происходит при прохождении загрязненного потока через слой пористого материала. В качестве фильтрующего слоя используют ткани, кокс, гравий и др.

Процесс фильтрации основан на многих физических явлениях:

– эффект зацепления, в том числе ситовый эффект: аэрозольные частицы задерживаются в порах и каналах, имеющих сечение меньше, чем размеры частиц;

– действие сил инерции: при изменении направления движения запыленного потока частицы отклоняются от этого направления и осаждаются;

– броуновское движение: в значительной мере определяет перемещение высокодисперсных субмикронных частиц;

– действие гравитационных сил;

– действие электростатических сил: аэрозольные частицы и материал фильтра могут иметь электрические заряды или быть нейтральными.

Доля вклада каждого из них может изменяться от 0 до 1 в зависимости от условий, в которых происходит осаждение.

Массивные частицы вследствие инерции не могут огибать препятствие вместе с газовым потоком. Сойдя с линии тока, частицы могут столкнуться с препятствием или зацепить его. При фильтрации за счет инерционного захвата осаждаются частицы размером более 1 мкм.

Гравитация, диффузия и электростатические силы оказывают влияние на осаждение частиц только в определенных условиях. Гравитационное осаждение может быть заметно, если в фильтрующей среде возможно образование застойных зон, например, в круглых порах и полостях.

Частицы размером менее 0.1 мкм могут приблизиться к препятствию, совершая хаотичные перемещения (диффундируя) под воздействием броуновского движения молекул. Доля диффузионного осаждения в улавливании более крупных частиц незначительна.

По типу структурных элементов пористого слоя различают волокнистые, тканевые и зернистые фильтры.

В **волокнистых фильтрах** (например, фильтровальная бумага, картон, вата, пух) фильтрующий слой образован относительно равномерно распределенными тонкими волокнами фильтрующих материалов. Эти фильтры предназначены для улавливания частиц мелкодисперсной и особо мелкодисперсной пыли при ее концентрации в очищаемом воздухе (газе) в пределах  $0.5 \div 5 \text{ мг/м}^3$ . Волокнистые фильтры могут быть подразделены на тонковолокнистые, глубокие и грубоволокнистые фильтры.

Тонковолокнистые фильтры имеют диаметры волокон менее 5 мкм и используются для улавливания высокодисперсной пыли и других аэрозольных частиц размером  $0.05 \div 0.1 \text{ мкм}$  с эффективностью по субмикронным частицам не менее 99%. Удельная нагрузка (удельный расход обрабатываемых газов на единицу поверхности фильтра) на фильтры подобного типа находится в пределах  $0.01 \div 0.1 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ , сопротивление чистых фильтров – в пределах  $200 \div 300$

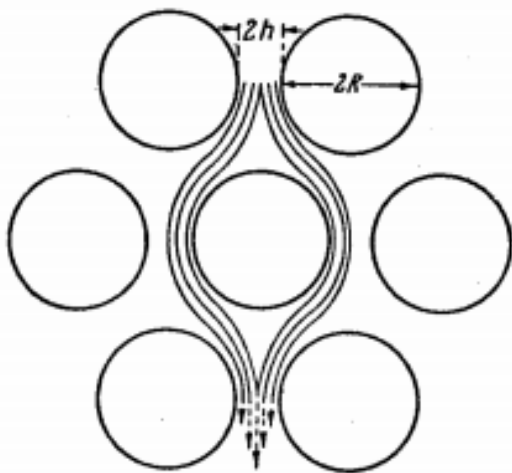


Рис.5.1. Модель волокнистого фильтра.

Па, отработавших – 700÷1500 Па. Фильтры предназначены для длительной работы (от нескольких месяцев до нескольких лет) при невысоком содержании дисперсной примеси (до 0.5 мг/м<sup>3</sup>) с последующей заменой, поскольку регенерация (восстановление) отработанных фильтров невозможна.

Глубокие фильтры – фильтры длительного пользования. Первый слой фильтра на пути движения очищаемой среды состоит из грубых волокон, последний слой – из тонких. Диаметр грубых волокон 8÷19 мкм. Фильтры имеют высоту фильтрующего слоя от 0.3 до 2 м

и рассчитаны на работу при давлении до 0.3 МПа. Фильтр периодически стерилизуют острым паром, затем просушивают сухим воздухом. Рассчитаны на срок службы 10÷20 лет.

Грубоволокнистые фильтры (предфильтры) используют перед тонковолокнистыми фильтрами для предварительной очистки воздуха (газов). Благодаря этому снижается стоимость очистки, поскольку стоимость грубоволокнистых фильтров почти в 10 раз ниже тонковолокнистых, их легче заменять или регенерировать. Фильтровальный материал предфильтра состоит из смеси волокон диаметром от 1 до 20 мкм. Грубоволокнистые фильтры отличаются низким начальным сопротивлением (порядка 100 Па) и высокой пылеемкостью. При удельной нагрузке 0.05÷1 м<sup>3</sup>/(м<sup>2</sup>·с) фильтры должны полностью улавливать частицы крупнее 1 мкм.

Волокнистые фильтры вследствие их сравнительно большого гидравлического сопротивления в большинстве случаев эксплуатируются при малых скоростях течения, при которых их сопротивление пропорционально первой степени скорости (ламинарный характер течения). Течение газа в волокнистых фильтрах носит очень сложный характер, так как поток непрерывно меняет направление, огибая беспорядочно расположенные волокна (рис. 5.1). Для оценки величины осаждения аэрозолей в волокнистых фильтрах можно рассмотреть идеализированную модель фильтра, состоящую в поперечном разрезе системы из одинаковых параллельных цилиндров (волокон), расположенных в шахматном порядке на расстоянии  $2h$  друг от друга. Так как пористость (объем пор в 1 см<sup>3</sup> материала) в фильтровальных бумагах и картонах варьирует примерно от 0.70 до 0.98, то отношение  $h/R$  заключено приблизительно в пределах 0.6 – 5.0. Определение поля течения даже в этой, крайне упрощенной модели фильтра представляет очень большие трудности. Еще труднее, конечно, вычисление эффективности фильтра.

В качестве грубых расчетов в предположении малости времени установления пуазейлевского профиля течения между волокнами концентрацию аэрозоля на выходе из фильтра можно определить как

$$n = n_0 e^{-\alpha},$$

где  $n_0$  – начальная концентрация,  $\alpha$  – коэффициент поглощения.

Эффективность фильтра (доля задержанных частиц) равна  $E_1 = 1 - e^{-\alpha}$ .

Если отвлечься от эффекта электростатических сил, при осаждении аэрозолей на волокнистых фильтрах действуют четыре механизма: инерционный эффект, эффект зацепления, седиментация и диффузия частиц.

Инерционный эффект можно рассчитать, как в случае щелевого прибора (импактора), принимая, однако, что линии тока поворачиваются не на  $90^\circ$ , а примерно на  $30-45^\circ$ . Таким образом, для оценки коэффициента инерционного осаждения применима формула:

$$\alpha_i = \frac{\tau u_0 H}{2\sqrt{3}h^2},$$

где  $u_0$  – скорость газа на входе в фильтр,  $H$  – толщина фильтра.

Коэффициент поглощения благодаря эффекту зацепления равен

$$\alpha_h = \frac{3r^2 H}{2\sqrt{3}h^2 (R + h)},$$

где  $r$  – радиус аэрозольной частицы.

Коэффициент седиментационного поглощения аэрозоля фильтром

$$\alpha_s = \frac{g\tau H}{\sqrt{3}u_0 R (1 + h/R)^2}.$$

Коэффициент диффузионного осаждения аэрозолей в фильтре равен

$$\alpha_D = \frac{2HD^{2/3}}{3^{1/6} u_0^{2/3} R h^{2/3} (1 + h/R)^{5/3}},$$

где  $D$  – коэффициент диффузии.

Суммарная эффективность действия каждого из механизмов больше отдельных слагаемых, но меньше их арифметической суммы.

**Тканевые фильтры** служат для задержания сравнительно грубых аэрозолей. Рукавные тканевые фильтры применяются для очистки больших объемов воздуха (газов) со значительной концентрацией пыли. Фильтрующими элементами в этих аппаратах являются рукава из специальной фильтровальной ткани. Всасывающие фильтры устанавливаются до вентилятора, т. е. на его всасывающей линии, недостатком которых является наличие значительных подсосов воздуха. Нагнетательные рукавные фильтры устанавливаются на нагнетательной линии в помещении, куда поступает очищенный воздух. Недостатком нагнетательных фильтров, является поступление воздуха после фильтров в помещение, что при наличии неплотностей в рукавах приводит к выбиванию пыли в помещение. К тому же запыленный воздух проходит через вентилятор, что вызывает более быстрый износ вентилятора.

В тканевых фильтрах применяются тканые или валяные материалы, выполняющие роль подложки для фильтрующей среды, которой является первичный слой уловленной пыли. Ткани для фильтров изготавливают из натуральных, или синтетических волокон диаметром  $10 \div 30$  мкм, скручиваемых в нити диа-

метром около 0.5 мм. Размеры пор между нитями обычно составляют 100÷200 мкм.

При прохождении запыленного воздуха (газа) через ткань пылевые частицы задерживаются между нитями и ворсом. Наличие ворса повышает эффективность фильтрации. Ворс должен быть обращен навстречу запыленному потоку. При движении запыленного потока воздух прижимает ворсинки к ткани. При обратной продувке происходит выпучивание ворсинок, и накопившиеся пылевые частицы удаляются. Если же ворс будет направлен в противоположную сторону, то количество задержанной пыли уменьшается, поскольку происходит выпучивание ворсинок. Затрудняется и регенерация, так как ворсинки прижимаются к нитям и препятствуют отделению пыли от ткани.

Чистая ткань не обеспечивает необходимую эффективность очистки. После регенерации на ткани остается некоторый слой пыли. После нескольких циклов (запыление - регенерация и т. д.) ткань приобретает рабочее состояние. В ней создается остаточный слой пыли, который вместе с тканью образует фильтрующий слой. В процессе фильтрации этот слой увеличивается. После очередной регенерации он уменьшается до остаточной величины и сопротивление ткани стабилизируется. Однако в некоторых случаях сопротивление ткани непрерывно растет в связи с уменьшением сечения пор при застревании в волокнах ткани пылевых частиц, конденсации влаги на поверхности, замасливания ткани и т. д.

Регенерация фильтровальной ткани рукавов производится путем механического или аэродинамического воздействия на фильтровальную ткань с целью разрушения и удаления слоя осевшей пыли.

Основную роль в тканевых фильтрах играет инерционное осаждение частиц на нитях. Если отношение просвета между нитями  $2h$  к их диаметру  $2R$  больше 1 (редкая ткань), то течение газа через ткань мало отличается от обтекания изолированных нитей, и в этом эффективность фильтра при малых скоростях течения очень невелика.

Однако при уменьшении  $h/R$  линии тока приближаются к поверхности нитей, и эффективность осаждения должна значительно увеличиться. К сожалению, распределение скоростей в газе, текущем через плотную ткань ( $h/R < 1$ ), неизвестно.

Опыты с многослойными тканевыми фильтрами показали, что концентрация  $n_k$  аэрозоля, прошедшего через  $k$  слоев, может быть приближенно выражена формулой

$$n_k = n_0 \exp(-k\alpha),$$

где  $n_0$  – начальная концентрация. Это соотношение справедливо только в том случае, если каждый слой пропускает один и тот же процент  $e^{-\alpha}$  входящих в него частиц. В полидисперсных аэрозолях,  $\alpha$  имеет различную величину для разных фракций. Для частиц с радиусом, превышающим 0.1 мкм,  $\alpha$  увеличивается с возрастанием их размера, поэтому в лобовых слоях фильтра задерживаются, главным образом, более крупные частицы. Так как крупные частицы бы-

стро забивают лобовые слои фильтра, последние рекомендуется время от времени сменять.

**Зернистые фильтры** используют при из-за высокой температуры среды (). Фильтрующий слой в зернистых фильтрах образован зернами сферической или другой формы. Могут использоваться при высоких температурах (до  $500\div 800^{\circ}\text{C}$ ), когда невозможно применять тканевые. Различают насыпные зернистые фильтры (например, песок, шлак), в которых элементы фильтрующего слоя не связаны жестко друг с другом, и жесткие зернистые фильтры (например, керамические), в которых эти элементы прочно связаны между собой путем спекания, прессования, склеивания и образуют прочную неподвижную систему. Последние обладают значительной устойчивостью к высокой температуре, коррозии и механическим нагрузкам. Недостатком зернистых фильтров являются – высокая стоимость, большое гидравлическое сопротивление, трудность регенерации.

### Примеры решения задач:

**Задача 1.** Рассчитать эффективность различных механизмов поглощения аэрозолей плотностью  $1000 \text{ кг/м}^3$  в волокнистом фильтре толщиной 2 мм с радиусом волокон 10 мкм и с соотношением  $h/R = 0.7$  при двух скоростях течения воздуха 0.01 м/с и 0.2 м/с. Оценки провести для частиц размеров 0.01, 0.03, 0.1, 0.3, 1, 3, 10 мкм.

**Решение.** Эффективность каждого из механизмов (инерционного осаждения  $E_i$ , зацепления  $E_h$ , седиментационного осаждения  $E_s$  и диффузионного осаждения  $E_D$ ) определим по обобщенной формуле  $E = 1 - e^{-\alpha}$ , выраженную в %. Результаты представим в таблице. Для расчета коэффициента диффузии частиц аэрозоля используем формулу  $D = (\tau/m)kT$  при 293 К.

| d, мкм | U = 0.01 м/с |           |           |           | U = 0.2 м/с |           |           |           |
|--------|--------------|-----------|-----------|-----------|-------------|-----------|-----------|-----------|
|        | $E_i$ , %    | $E_h$ , % | $E_s$ , % | $E_D$ , % | $E_i$ , %   | $E_h$ , % | $E_s$ , % | $E_D$ , % |
| 0.01   | 0            | 0         | 0         | 100       | 0           | 0         | 0         | 84        |
| 0.03   | 0            | 0         | 0         | 100       | 1           | 0         | 0         | 59        |
| 0.1    | 0            | 1         | 0         | 95        | 7           | 1         | 0         | 33        |
| 0.3    | 3            | 5         | 1         | 75        | 47          | 5         | 0         | 17        |
| 1      | 30           | 41        | 11        | 47        | 100         | 41        | 1         | 8         |
| 3      | 96           | 99        | 66        | 26        | 100         | 99        | 5         | 4         |
| 10     | 100          | 100       | 100       | 13        | 100         | 100       | 45        | 2         |

Для частиц диаметром менее 0.1 мкм наиболее эффективно проявляется диффузионное осаждение, а для диаметров больше 1 мкм – инерционное осаждение и зацепление. Эффект седиментации обычно мал.

Следовательно, при очень малых значениях диаметра частиц эффективность фильтров должна быть 100%. Таким образом, кривая эффективности фильтра от диаметра имеет минимум при некотором размере.

### Контрольные вопросы:

1. На каких физических явлениях основан процесс фильтрации?
2. Что называется эффективностью волокнистого фильтра? От чего она зависит?
3. Почему по мере службы эффективность фильтров возрастает?
4. Какие фильтры наиболее эффективны для улавливания субмикронной пыли? Сравнительно крупных частиц?

### Лабораторная работа № 8

#### Весовой метод измерения массовой концентрации аэрозолей.

*Цель работы:* изучить особенности измерения средней массовой концентрации аэрозолей в газотоках с помощью пробоотборных устройств. Провести измерения указанной величины для случая двухфазного потока в аэродинамической трубе замкнутого типа.

Проведенные ранее исследования по измерению распределения концентрации частиц и скоростей потока в рабочей зоне аэродинамической трубы показали, что концентрации частиц монодисперсного аэрозоля и скорости потока однородны по сечению рабочей зоны. Поэтому значения  $\langle C_m \rangle$  равно значению локальной массовой концентрации в месте установки пробоотборника.

Измерения массовой концентрации аэрозоля весовым методом включает следующие операции: отбор аэрозольных частиц и измерение объема газа, содержащего частицы; полное улавливание частиц, содержащихся в пробе; взвешивание осажденных частиц.

Общая схема для измерения массовой концентрации показана на рис. 5.2. Аэрозольная труба поступает в зонд (1), а затем по транспортной магистрали (2) попадает в фильтр (3), где происходит осаждение частиц. Количество газа, прошедшего через пробоотборник за определенное время, определяется реометром (4). С помощью вакуумного насоса (7) осуществляется подача пробы. Регулировочные вентили (5) и (6) позволяют задавать необходимый режим отбора.

Рассмотрим основные конструктивные особенности пробоотборников и некоторые вопросы транспортировки аэрозольных проб. Для отбора проб используют зонды различных конструкций. Наиболее распространены цилиндрические зонды. В зависимости от условий отбора проб используют простые зонды, пневмометрические (или скоростные), нулевые (или изокINETические), которые применяются в пробоотборных схемах с “внешней” либо “внутренней” фильтрацией. (Понятия “внешней” и “внутренней” фильтрации означает место установления осадительных элементов (фильтров) – вне, либо внутри используемой

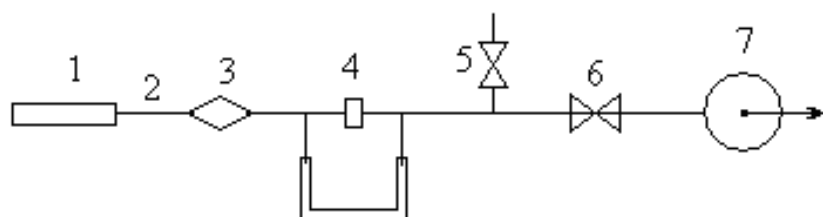


Рис 5.2. Блок-схема экспериментальной установки.

системы).

Простые зонды – это тонкостенные трубки, ли толстостенные с заточенным под острым углом наконечником. Применяют такие зонды, в основном для одноразовых измерений из потоков с известным стационарным профилем скорости. Существенным недостатком является невозможность измерения (одновременно с отбором пробы) скорости потока в месте расположения зонда. Пневмические или скоростные зонды наряду с отбором пробы измерять динамический напор и статическое давление, а по этим величинам определять скорость потока. Нулевые зонды работают в режиме, близком к изо кинетическому, который определяется по равенству статических давлений, измеряемых вне и внутри зонда.

Два последних типа зондов позволяют оптимизировать и автоматизировать процесс отбора проб. Однако ведение манометрических трубок приводит к увеличению габаритов наконечников зондов, ухудшению обтекания их потоком, взаимодействию аэрозольных частиц с их лобовой поверхностью. Общие представления о взаимодействии частиц с зондом и влияние указанного процесса на результаты измерений характеристик аэродисперсных систем будут рассматриваться в следующих работах.

Следует отметить, что в настоящее время вопрос о представительности отбора проб обоснован для простых тонкостенных зондов и скоростных потоков. Для тонкостенных зондов задача корректного отбора не решена.

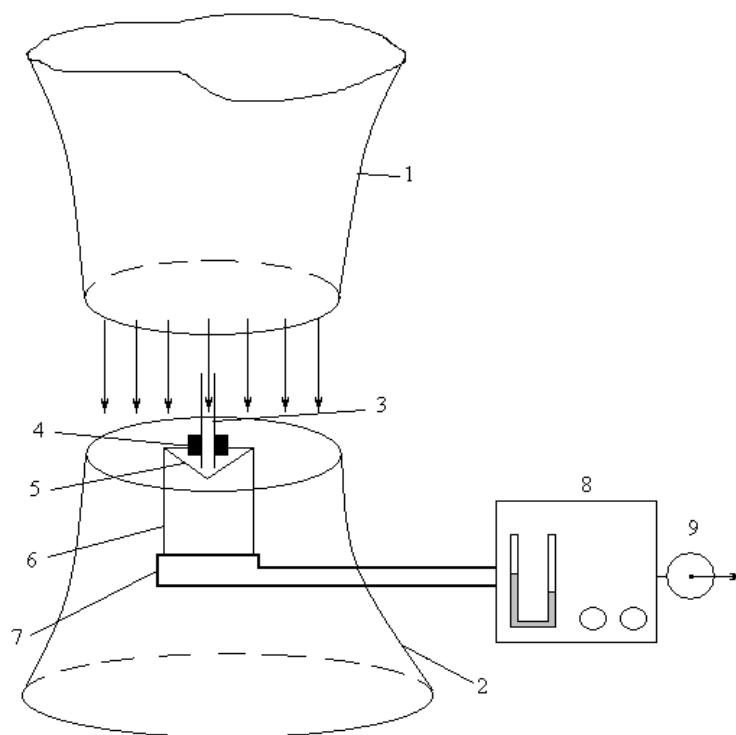
Не менее важной является проблема транспортирования пробы в случае дистанционного отбора пробы (схема внешней фильтрации), при котором некоторая часть частиц осаждается на стенках пробоотборной магистрали (2), нарушая тем самым представительность пробоотбора.

Аэрозольная частица, коснувшись стенки, может либо удерживаться на ней, либо уноситься потоком. Экспериментальные данные показывают, что мелкие частицы, диаметром меньше 1 мкм, практически со 100% вероятностью прилипают к стенке, при любых течениях газа. Для более крупных частиц вероятность удержания, которая зависит как от материала частиц и стенки, шероховатости стенки, наличия зарядов у частиц, так и от характеристик газового потока, падает с ростом размеров частиц. Сложность и многообразие рассмотренных выше эффектов затрудняет выдачу некоторых общих рекомендаций по организации транспортировки аэрозольных проб. В каждом конкретном случае необходимо на основе экспериментальных и теоретических исследованиях выбирать оптимальные режимы транспортирования проб аэрозолей.

### **Описание экспериментальной установки.**

Для измерения массовой концентрации аэрозоля в рабочем объеме аэродинамической трубы замкнутого типа используются простые тонкостенные цилиндрические зонды – схема внутренней фильтрации.

На рис.5.3 показан рабочий объем аэродинамической трубы и расположение пробоотборника. Предполагается определить массовую концентрацию аэрозоля ликоподия, который получается распылением порошка ликоподия с помощью генератора типа ПГ–1.



5.3. Экспериментальная установка.

Воздушный поток, создаваемый центробежным вентилятором, вводится частицы ликоподия, которые затем поступают в рабочую часть аэродинамической трубы. Рабочая зона – это участок между профилированным соплом (1) (сопло Витошинского) и диффузором (2). В центральную часть вводится пробоотборник (3), закрепленный на пробке (4), которая вместе с фильтром (5) вставляется в стакан (6). Последний через штуцер (7) соединяется с реометром и вакуумным насосом (9). Реометр, а также управляющие расходом воздуха вентили, расположены на пульте управления (8). В качестве фильтра применяется фильтрованная бумага (коэффициент проскока данного материала для частиц больше 20 мкм равен 0).

Для исключения аспирационных погрешностей зонд должен работать в изокINETическом режиме. С этой целью скорость аспирации выбирают равной скорости потока в аэродинамической трубе. Последняя определяется по результатам измерений скорости с помощью термоанемометра. Время отбора пробы измеряется секундомером. Масса отобранной пробы измеряется на аналитических весах.

#### **Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений.**

1. Подготовить и пронумеровать фильтры для улавливания частиц (5 шт).
2. Взвесить каждый из фильтров на аналитических весах. Данные внести в таблицу.
3. Вставить фильтр вместе с зондом в фильтродержатель. Запустить аэродинамическую трубу.

4. Загрузить генератор порошком и включить.
5. Используя градуировочный график, определить скорость воздушного потока на выходе сопла Витошинского .
6. Используя градуировочные графики для набора реометров подобрать такой расход воздуха через зонд, при котором реализуется изокINETический режим пробоотбора. Установить, манипулируя регулировочными вентилями нужный расход.
7. Ввести пробоотборник в рабочую зону, включив одновременно секундомер.
8. Через 5-10 мин вывести пробоотборник выключив вакуумный насос.
9. Взвесить каждый из фильтров на аналитических весах.

### Лабораторная работа № 9

#### **Изучение работы неселективного разбавителя аэрозолей.**

*Цель работы:* Изучить принцип работы неселективного разбавителя аэрозолей и определить коэффициент разбавления.

В практике аэрозольных исследований зачастую приходится уменьшать концентрацию исходного аэрозоля, т.е. прибегать к операции разбавления аэрозоля. В качестве примера применения разбавления укажем два случая:

а) измерение характеристики аэрозоля с использованием счетчика одиночных частиц с низким значением максимальной счетной концентрации;

б) измерение коэффициента проскока фильтров или фильтровальных материалов для высокодисперсных аэрозолей с высокой (больше  $10^4 \text{ см}^{-3}$ ) концентрацией нефелометрическим методом с использованием укрупнителей типа КУСТ.

Не вдаваясь в детальное обсуждение данных измерительных схем, отметим их особенности и требования, предъявляемые к разбавителям .

В первом случае, когда измерения подлежат распределению частиц по размерам, и “идеальный” разбавитель должен быть неселективным, т.е. не изменять исходное распределение частиц по размерам.

Во втором случае, требование к отсутствию селективных свойств разбавителя не является столь жестким, особенно, если аэрозоль, подлежащий укрупнению, близок к монодисперсному.

Обычно, рассматривая ту или иную схему разбавителя вначале определяют его количественные характеристики без учета селективности, а затем проводят анализ возможных причин искажения исходного распределения частиц по размерам. Такой подход, на наш взгляд, содержит методологическую ошибку, что не позволяет разработчикам аэрозольного оборудования (в частности – разбавителей) анализировать процессы в комплексе.

Поэтому рассмотрим работу любых разбавителей с общих позиций, учитывая одновременно как уменьшение концентрации, так и трансформацию функции распределения частиц по размерам.

В качестве характеристики разбавления  $k_n$  обычно используют отношение численных концентраций до ( $n_0$ ) и после ( $n$ ) некоторого “монодисперсного” аэрозоля:

$$k_n = \frac{n_0}{n} \quad (5.1)$$

Такое определение не учитывает с одной стороны, динамику процесса разбавления, а с другой – реальные характеристики (полидисперсность) используемых аэрозолей.

Введем в качестве характеристик движущегося аэрозоля поточные концентрации  $dC_0$  и  $dC$  некоторой фракции полидисперсного аэрозоля, определенные для контрольных сечений на входе ( $S_0$ ) и выходе ( $S$ ) разбавителя, полагая пространственную однородность распределений частиц по размерам. Под контрольными сечениями понимают сечения газопроводов, в которых могут проводиться измерения указанных выше величин. Тогда

$$dC_0 = \frac{dn_0 \int_{S_0} \vec{v}_0 d\vec{S}_0}{\int_{S_0} \vec{u}_0 d\vec{S}_0}, \quad (5.2)$$

$$dC = \frac{dn \int_S \vec{v} d\vec{S}}{\int_S \vec{u} d\vec{S}}. \quad (5.3)$$

В формулах (5.2), (5.3) введены следующие обозначения:  $dn_0, dn$  – число частиц в единице объема на входе и выходе размеры которых лежат в диапазоне  $[D, D + dD]$ ;  $\vec{v}_0, \vec{v}$  – скорости этих частиц;  $\vec{u}_0, \vec{u}$  – скорости газового потока.

Если  $f_0(D), f(D)$  – функции распределения частиц по размерам (нормированные к единице) до и после разбавления, то

$$dn_0 = n_0 f_0(D) dD, \quad (5.4)$$

$$dn = n f(D) dD. \quad (5.5)$$

Используя (5.4), (5.5) найдем поточные концентрации для всего спектра размеров частиц:

$$C_0 = \frac{n_0 \int_{S_0} \vec{v}_0 d\vec{S}_0}{\int_{S_0} \vec{u}_0 d\vec{S}_0}, \quad (5.6)$$

$$C = \frac{n \int_S \vec{v} d\vec{S}}{\int_S \vec{u} d\vec{S}}. \quad (5.7)$$

Введенные выше характеристики (поточные концентрации) позволяют определить два типа коэффициентов разбавления – фракционного  $k_c$  (“монодисперсного”) и интегрального  $k_\Sigma$  (“полидисперсного”):

$$k_c = \frac{dC_0}{dC}, \quad (5.8)$$

$$k_\Sigma = \frac{C_0}{C}. \quad (5.9)$$

Рассмотрим случай, когда скорости частиц совпадают с локальными скоростями газового потока, т.е.

$$\vec{v}_0 = \vec{u}_0, \quad \vec{v} = \vec{u}. \quad (5.10)$$

Тогда

$$k_c = \frac{dn_0}{dn}, \quad k_\Sigma = \frac{n_0}{n} \quad (5.11)$$

Выражение для интегрального коэффициента разбавления (5.11) совпадает с традиционным (5.1) только при сделанных выше допущениях о полном увеличении аэрозольных частиц потоком, что, например, несправедливо для грубо дисперсных аэрозолей. На этот факт не обращают внимания при построении количественной теории того или иного разбавителя.

Расчет разбавителя для полидисперсных аэрозолей требует тщательного анализа возможных причин искажения функций распределения. Введем некоторую функцию  $A(D)$ , характеризующую трансформацию спектра размеров частиц

$$A(D) = \frac{f(D)}{f_0(D)}.$$

Используя (5.4), (5.5) найдем значения  $k_c$  и  $k_\Sigma$  по (5.11):

$$k_c = \frac{n_0}{n} \frac{1}{A(D)} = k_\Sigma \frac{1}{A(D)}.$$

Для неселективного разбавителя  $A(D) = 1$  и следовательно  $k_c = k_\Sigma = k_n$ .

Таким образом только для неселективных разбавителей и при условии полного увлечения аэрозольных частиц потоком (5.10), коэффициенты разбавления совпадают с традиционным (5.1). Известны два принципа разбавления. Один из них основан на смешении аэрозольного потока с газовым (т.е. потока без частиц), а другой – на разделении аэрозольного потока на две части, фильтровании большей части, с последующим смешением обеих частей.

Определим коэффициенты разбавления для первого случая, воспользовавшись равенством потоков частиц (указанное предположение равносильно предположению об отсутствии селективности):

$$n_0 Q_0 = n(Q_0 + Q_1)$$

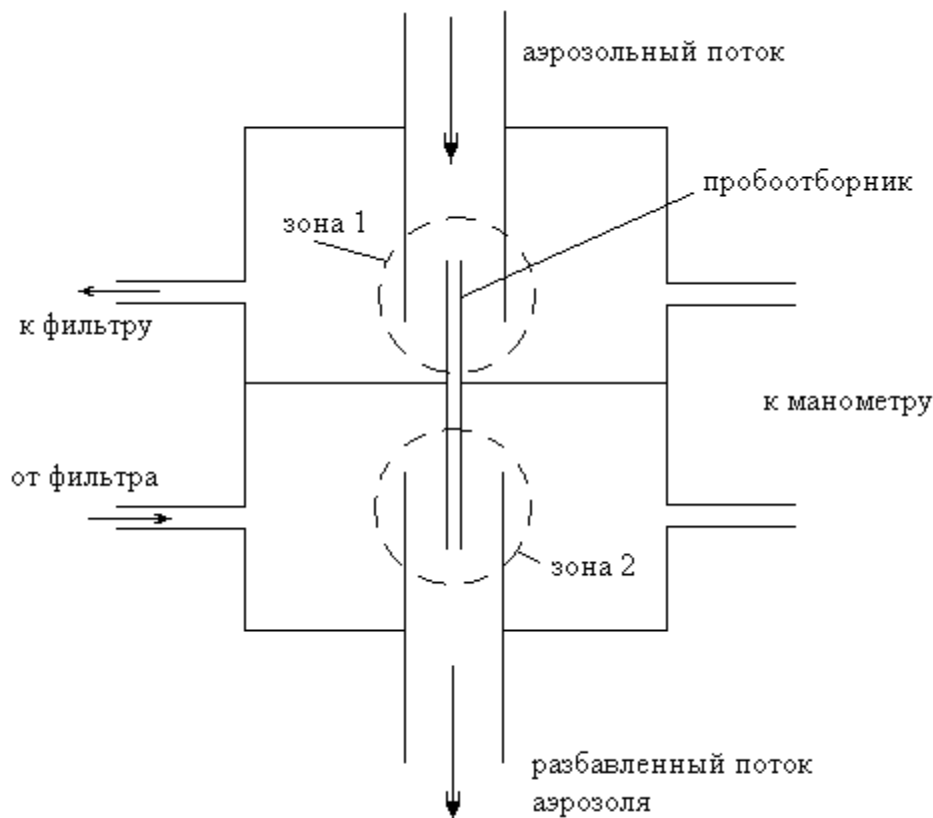
или

$$dn_0 Q_0 = dn(Q_0 + Q_1).$$

Отсюда

$$k_c = k_\Sigma = \frac{Q_0 + Q_1}{Q_0} = 1 + \frac{Q_1}{Q_0}. \quad (5.12)$$

Очевидно, что данный способ можно использовать в том случае, когда аэрозольный поток мал и малы коэффициенты разбавления. Для стенда, на котором производится испытания фильтровальных материалов,  $Q_0 = 30$  л/мин. Поэтому, даже для  $k = 10$ ,  $Q_1 = 270$  л/мин, что технически трудно реализовать.



5.4. Экспериментальная установка.

Проведем анализ второго типа разбавителя (рис. 5.4). Аэрозольный поток с исходными параметрами  $u_0$ ,  $Q_0$ ,  $f_0(D)$  поступает в зону 1, где происходит его разделение на 2 части. Одна из них (большая) с параметрами  $u_0$ ,  $Q_1$ ,  $f_0(D)$  фильтруется в высокоэффективном фильтре, а другая с параметрами  $u_0$ ,  $Q_2$ ,  $f_0(D)$  проходит пробоотборник, который представляет собой цилиндрическую тонкостенную трубку.

Для фильтрации аэрозоля обычно используются волокнистые фильтры, которые являются селективными, а при прохождении аэрозоля через цилиндрическую трубку возникают различного рода аспирационные искажения, вызванные инерцией частиц, седиментацией, диффузионным осаждением и т.д. Поэтому на выходе из фильтра и из пробоотборника параметры аэрозоля будут отличаться от входных. Пусть  $u_1$ ,  $Q_1$ ,  $f_1(D)$  и  $u_2$ ,  $Q_2$ ,  $f_2(D)$  – концентрации, функции распределения и газовые расходы на выходе из фильтра и пробоотборника, соответственно. Указанные два потока попадают в зону 2, где происходит их смешение. Будем полагать, что на выходе из смесителя аэрозоль будет пространственно однородным с параметрами  $u$ ,  $Q = Q_0$ ,  $f(D)$ . Введем коэффициент аспирации  $A_A$  как отношение поточных концентраций на выходе из пробоотборника  $dC_2$  к поточной концентрации на входе  $dC_{20}$ :

$$A_A = \frac{dC_2}{dC_{20}},$$

а также коэффициент проскока  $A_n$  для фильтра в виде отношения потока частиц за фильтром  $dN_1$  к потоку частиц на входе в фильтр  $dN_{10}$ :

$$A_n = \frac{dN_1}{dN_{10}}.$$

Тогда связь между параметрами аэрозоля за и до пробоотборника и фильтра в случае равенства скоростей частиц и потока:

$$dn_1 = dn_0 \cdot A_n, \quad dn_2 = dn_0 \cdot A_A$$

или 
$$n_1 f_1(D) = n_0 f_0(D) A_n, \quad n_2 f_2(D) = n_0 f_0(D) A_A.$$

В зоне смешения должны выполняться следующие условия:

$$dN = dN_1 + dN_2 \quad \text{и} \quad Q_0 = Q_1 + Q_2,$$

или 
$$dnQ_0 = dn_1Q_1 + dn_2Q_2 = dn_0(A_nQ_1 + A_AQ_2).$$

Используя определение фракционного коэффициента разбавления (5.11), найдем его значение:

$$k_c = \frac{Q_0}{A_nQ_1 + A_AQ_2}. \quad (5.13)$$

Если фильтр “абсолютный” ( $A_n = 0$ ), а аспирационные искажения отсутствуют ( $A_A = 1$ ), выражение (5.13) совпадает с известным:

$$k_c = \frac{Q_0}{Q_2} = 1 + \frac{Q_1}{Q_2}.$$

Так, как  $Q_1 \gg Q_2$ , то указанный разбавитель можно использовать в схемах с большими объемными расходами.

### Порядок выполнения работы:

1. Включить компрессор и генератор аэрозолей.
2. Выждав 1 минуту измеряют значения расходомерами входного и выходного потоков.
3. Определяют коэффициент разбавления.
4. Используя волоконный фильтр на выходе установки определить прирост массы в единицу времени.
5. Рассчитать исходную концентрацию пыли до разбавления.

## Глава 6. ОБРАЗОВАНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ ПРИ ДИСПЕРГИРОВАНИИ ЖИДКИХ И ТВЕРДЫХ ТЕЛ.

При распылении жидкостей сообщаемая объему жидкости энергия заставляет принять ее неустойчивую форму и распасться на капли. Силы поверхностного натяжения стабилизируют окончательную форму частиц образовавшейся дисперсной фазы (сферические капли). Выделяют три основных пути расхода энергии:

- 1) образование новой поверхности жидкости при дроблении ее на капли (площадь поверхности многократно увеличивается);
- 2) преодоление сил вязкостного трения, связанное с диссипацией энергии при изменении формы жидкости;
- 3) потери, обусловленные неэффективностью методов передачи энергии жидкости (обычно эта составляющая преобладает).

Среди методов распыления жидкостей различают следующие:

1. Пневматическое (или аэродинамическое) распыление;
2. Гидравлическое (или гидродинамическое) распыление;
3. Центробежное распыление;
4. Прочие методы (электростатическое, акустическое и другие).

**Теория Каствльмена.** Различают три стадии дробления струи жидкости под действием газового потока. Вначале на поверхности жидкости возникают небольшие возмущения в виде местных пульсаций, т.е. утолщений и сужений струи. Такого рода флуктуационные процессы возникают всегда и избежать их практически невозможно. Под действием аэродинамических сил, обусловленных воздушным потоком, эти возмущения развиваются, и из поверхности жидкости начинают вытягиваться жидкие нити. Нити затем распадаются на отдельные капли под действием сил поверхностного натяжения.

Теория Каствльмена предсказывает, что с повышением скорости воздушного потока диаметр жидких нитей и время их жизни уменьшаются, а при распаде струи жидкости образуются все более и более мелкие капельки. Если из нити диаметром  $2R$  образуется капля радиусом  $r$ , то они связаны соотношением  $R = 0.53r$ . Так, для капли воды при  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$  и  $r = 5\text{ }\mu\text{м}$ , радиус нити равен  $R = 2.7\text{ }\mu\text{м}$ . Верхний предел времени распада водяной нити составляет  $t = 1.5 \cdot 10^{-5}\text{ с}$ .

Теория Каствльмена описывает только один из механизмов диспергации жидкости (образование капель из жидкой нити) и не претендует, например, на количественное описание распада тонких пленок (пелен) жидкости. Однако физический механизм образования капель и в других ситуациях остается тем же самым и связан с развитием той или иной разновидности неустойчивости формы жидкости.

**Механизм пневматического распыления жидкостей.** В нем вытекающая из сопла жидкость дробится движущимся вокруг нее с большой скоростью воздухом или иным газом (скорость же подачи жидкости в сопло невелика). Технические устройства, основанные на этом механизме, разнообразны: краскораспылительные пистолеты, форсунки Вентури, лекарственные распылители и др. Спектр размеров образующихся капель отличается очень большим диапазоном.

**Механизм гидравлического распыления.** Он основан на распаде струи жидкости (вследствие ее гидродинамической неустойчивости), вытекающей из сопла с большой скоростью и дробящейся на специальных преградах и отверстиях. Отличие данного способа от способа пневматического распыления заключается в скорости истечения жидкости из сопла. Очевидно, что энергетически этот механизм менее выгоден по сравнению с пневматическим (большие затраты на прокачку объема жидкости, плотность которой на порядки отличается от плотности потока газа при пневматическом распылении).

**Центробежное распыление.** Оно широко используется в устройствах, называемых дисковыми распылителями. Принцип их работы таков: чистая жидкость (или суспензия) подается на быстро вращающийся диск или опрокинутый конус и сбрасывается с него в радиальном направлении в виде маленьких капель. Образование капель у краев вращающегося диска во многом аналогично процессу отрыва капель под действием силы тяжести с неподвижного острия, только центробежное ускорение может многократно превышать ускорение силы тяжести.

При хорошем смачивании поверхности диска жидкостью она стекает в виде тонкой пленки от центра к краю диска и накапливается там до тех пор, пока центробежная сила не превысит силы поверхностного натяжения, удерживающие жидкость на диске:

$$\frac{\pi}{6} d^3 \rho \omega^2 \frac{D}{2} \geq \pi \sigma d,$$

где  $\omega$  – угловая скорость вращения диска или конуса,  $D$  – диаметр диска или конуса,  $\rho$  – плотность жидкости,  $d$  – диаметр отрывающейся капли.  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

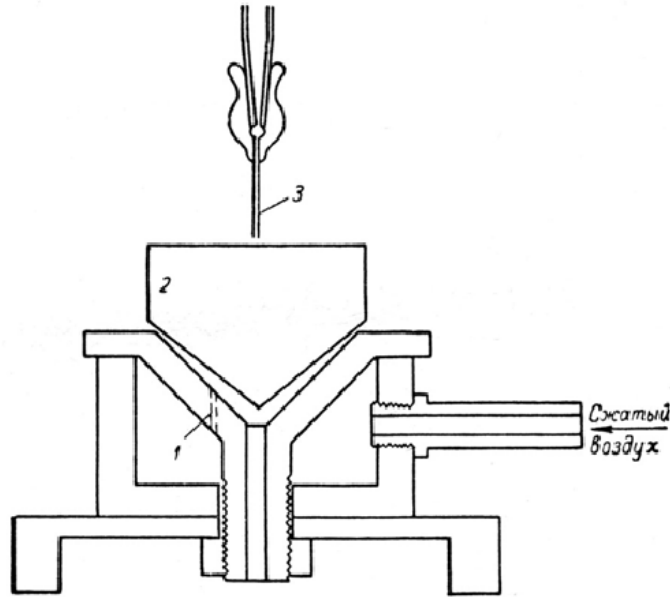
Дисковые распылители обычно работают в режиме, когда

$$d \omega \sqrt{\frac{D \rho_g}{\sigma}} = const,$$

где величина константы составляет 3 – 5. Если скорость подачи жидкости в центр диска невелика, то можно получить практически монодисперсный жидкокапельный аэрозоль. Размер капель легко регулируется изменением угловой скорости вращения диска. Подобные устройства находят широкое применение не только при получении тестовых частиц-капель в так называемых *генераторах аэрозолей*.

На рис. .6.1 представлен самобалансирующийся волчок Уолтона и Пруэтта. Приводится в действие сжатым воздухом (вход справа), угловая скорость вращения – несколько тысяч оборотов в секунду, радиальное ускорение – порядка миллиона  $g$ . Жидкость подается сверху из узкой трубки 3 в центр ротора 2 и растекается на его поверхности в виде тонкой пленки. Капли отрываются от конуса ротора, тонокодисперсный туман выходит в зазор между вращающимся ротором и корпусом волчка.

**Распыление жидкости ультразвуком.** Этот метод основан на явлении кавитации (образовании и схлопывании пузырьков воздуха внутри жидкости). На поверхность распыляемой жидкости фокусируется пучок сходящихся ультра-



*Рис. 6.1. Самобалансирующий волчок Уолтона и Пруэтта.*

звуковых волн с помощью погруженного в нее вогнутого рефлектора или фокусирующего излучателя. На поверхности жидкости образуется туман из капелек размерами 4-5 мкм. Образование тумана можно достичь и при разрушении тонкой пленки жидкости, покрывающей поверхность излучателя, вследствие образования на нем поверхностных волн. Размер капелек в тумане связан с частотой колебаний излучателя (десятки и сотни кГц); при этом образуются туманы с высокой счетной концентрацией, которую можно легко регулировать, изменяя акустическую мощность излучателя.

Теория Ланга показывает, что средний диаметр образующихся капелек  $d$  может быть оценен по следующей формуле

$$d = 0.34 \sqrt[3]{\frac{8\pi\sigma}{\rho f^2}}$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $\rho$  – плотность жидкости,  $f$  – частота ультразвуковых колебаний.

**Электростатическое распыление жидкостей.** Механизм образования капель – неустойчивость заряженной поверхности жидкости. При униполярной зарядке жидкости электрические заряды на поверхности расталкивают соседние элементы ее поверхности, снижая действие сил поверхностного натяжения.

**Распыление с помощью пропеллентов.** Механизм образования капель при распылении – вскипание струи низкокипящей (перегретой) жидкости при выходе из сопла устройства. Распыляемое вещество в виде эмульсии или суспензии в смеси с пропеллентом заливают в баллон. Пропеллент выполняет две функции: создает необходимое давление для подачи распыляемого вещества и диспергирует это вещество. Обычно это сжиженный газ, или, что привлекательнее, низкокипящая жидкость. Конструкции клапана и сопла баллона тщательно отработаны: чем меньше диаметр отверстия, тем меньше размер капель.

Диспергирование происходит в результате бурного вскипания пропеллента, находящегося в смеси с распыляемым веществом. Пузырьки пара изнутри разрывают струю, создавая облако диспергационного аэрозоля, называемого спреем.

**Диспергирование твердых тел.** Образование аэрозолей с твердой дисперсной фазой можно двумя способами: либо подвергнуть массивные образцы твердых тел процессу диспергации, либо распылить в воздухе порошки.

К диспергации твердых тел приводят, в частности, процессы механического измельчения, когда к образцу прилагаются срезающие, растягивающие и крутящие усилия. При **механическом измельчении**, однако, невозможно получить частицы меньше допустимо минимальных размеров, так как устанавливается динамическое равновесие между образующимися в процессе измельчения самыми малыми частицами и их спеканием друг с другом за счет выделяющейся теплоты трения. **Взрыв** не приводит к образованию очень мелких частиц, несмотря на его огромную энергию. Причина заключается в том, что большая часть энергии взрыва расходуется на приведение частиц в движение, но не их измельчение.

Частицы многих пылей и тонкодисперсных порошков легко агрегируют (создают агрегаты). Причина – возникновение и проявление так называемых адгезионных сил, первопричиной которых является действие сил Ван-дер-Ваальса (слабых притягивающих сил некулоновской природы). Ввиду того, что эти силы пропорциональны размеру частицы  $d$  (при условии постоянной толщины зазора между частицами), а объемные и поверхностные силы –  $d^3$  и  $d^2$ , соответственно, мелкие частицы гораздо труднее отделить друг от друга, нежели крупные.

Перед работой **питателей пыли**, пыли вначале прессуют в сухие и чистые порошковые брикеты, а частицы в них легко перевести в аэрозольное состояние путем соскребывания очень тонкого слоя с поверхности брикета в воздушном потоке.

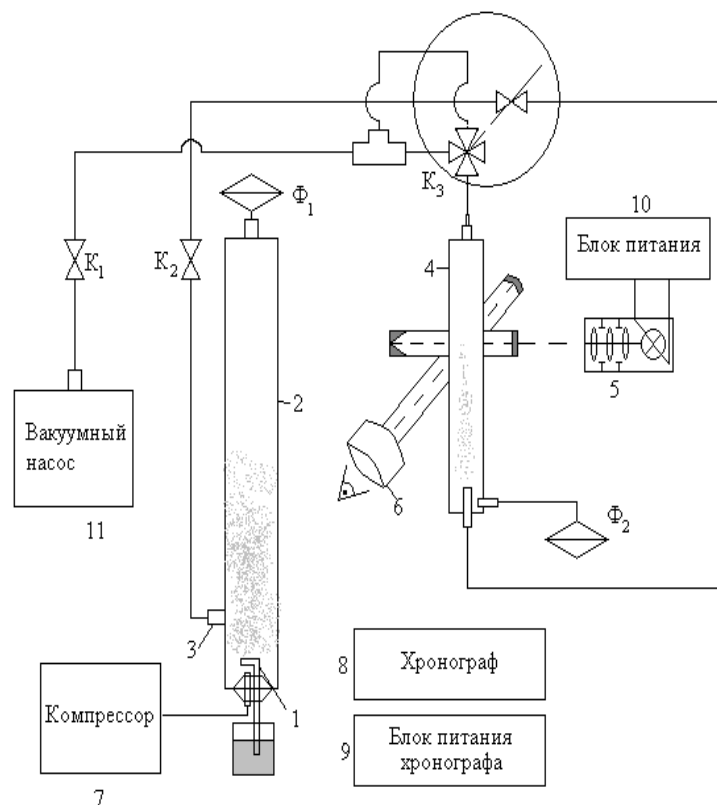
### **Контрольные вопросы:**

1. Каковы физические причины возникновения неустойчивой формы жидкости на первоначальной стадии развития процесса?
2. Какой физический механизм действует на заключительной стадии образования капельного аэрозоля при диспергации жидкости?
3. Какой из способов распыления жидкостей – пневматический или гидравлический – энергетически более выгоден и почему?
4. Какова роль пропеллента в диспергации жидкостей в аэрозольных баллончиках?

### Лабораторная работа № 10

#### **Изучение работы пневматического распылителя аэрозолей.**

Цель работы: Исследовать дисперсность аэрозоля, получаемого в пневматическом распылителе.



**Рис. 6.2.** Основные узлы и детали установки: 1 – пневматический генератор аэрозолей; 2 – аэрозольная камера; 3 – заборное устройство; седиментационная камера; 5 – осветитель; 6 – микроскоп; 7 – компрессор типа УК-25; 8 – хронограф печатающий 21–372П; 9 – блок питания хронографа; 10 – блок питания лампы накаливания осветителя (5) типа КАТ-16; 11 – вакуумный насос;  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  – фильтры,  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $K_3$  – краны пневматические.

Пневматический распылитель работает следующим образом. Воздух, нагнетаемый компрессором, вытекает с большой скоростью из сопла, вблизи которого установлена трубка, нижний конец которой находится в стакане с жидкостью, подлежащей распылу. Так, как в струе давление меньше атмосферного, то жидкость, поднимаясь по трубке, вытекает из нее и попадает в высокоскоростной поток, где она дробится на капли.

Исследования показывают, что при пневматическом распыле получаются полидисперсные аэрозоли. Степень полидисперсности может быть уменьшена за счет применения так называемых отбойников – перегородок, установленный вблизи сопла. Крупные капли, летящие с большой скоростью, могут осаждаться на указанных перегородках, повышая тем самым степень монодисперсности аэрозоля.

Аэрозоль, получаемый распылом жидкости (трансформаторное масло) в генераторе, поступает в аэрозольную камеру (рис. 6.2). Проба исследуемого аэрозоля отбивается в седиментационную камеру через заборное устройство при помощи вакуумного насоса. Трехлинзовый осветитель в центре седиментационной камеры формирует равномерно освещенную зону. Частицы аэрозоля, находящиеся в этой зоне, наблюдаются через микроскоп. В окуляр микроскопа

вмонтированы 4 световода, которые дают 4 отсчетные точки. Расстояние между точками, в пересчете на их изображение, в поле зрения объектива микроскопа известны. Измеряя время прохождения частицей расстояние  $L$  между двумя отсчетными точками с помощью печатающегося хронографа, можно рассчитать скорость седиментации и, соответственно, размер частицы по предложенной формуле.

#### **Порядок выполнения работы и обработки результатов измерений.**

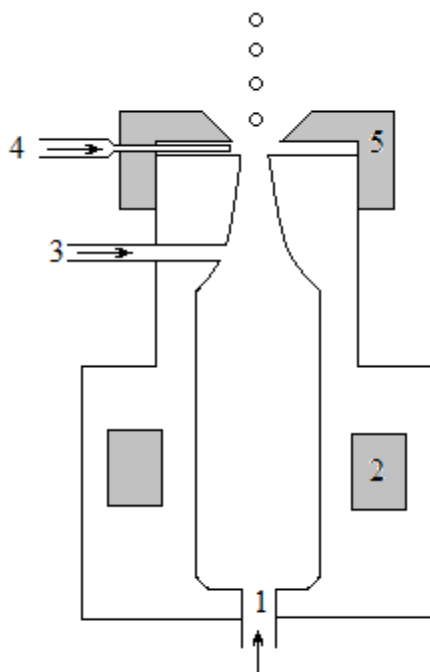
1. Перед проведением измерений внимательно изучить схему установки (рис.2.3) и инструкцию к хронографу. Включить хронограф.
2. Включить лампу осветителя и лампу подвески окуляра микроскопа.
3. Включить компрессор для запуска генератора аэрозоля, установив указанное преподавателем давление. Через 10 – 20 секунд отключить генератор аэрозолей.
4. Провести забор аэрозоля в седиментационную камеру, используя краны  $K_1, K_2, K_3$ .
6. Используя хронограф, провести измерение времен падения любых 20 – 30 частиц между II и III светящимися точками в окуляре.
7. Очистить камеру (при открытом кране  $K_1$  открыть  $K_3$ ).
8. Повторить отбор аэрозоля и измерения 5 – 6 раз.
9. Закончив измерения, выключить осветители, подсветку окуляра микроскопа, хронограф и компрессор.
10. Обработку результатов измерений рекомендуется проводить в следующем порядке:
  - а) данные о временах падения внести в табл. для расчетов,
  - б) рассчитать диаметры частиц и провести разбиение на фракции;
  - в) вычислить средний размер частиц  $\langle d \rangle$ , дисперсию  $\sigma$ , относительную дисперсию (коэффициент изменчивости  $\Psi$ ),
  - г) построить гистограммы дифференциального и интегрального распределений и оценить возможность описания найденных распределений с помощью логарифмически-нормального распределения.

#### Лабораторная работа № 11

#### **Изучение характеристик генератора монодисперсных капель релеевского типа**

Цель работы: Исследовать дисперсность аэрозоля, получаемого в генераторе монодисперсных капель релеевского типа.

Для решения различных аэрозольных задач очень часто используются генераторы монодисперсных капель, в которых одинаковые капли образуются при распаде тонкой струи жидкости. Впервые это явление описано знаменитым физиком Релеем в конце 19-го века. Состоит оно в том, что при наложении на тонкую струю жидкости механических колебаний подходящей частоты она разру-



**Рис. 6.3.** Принципиальная схема генератора монодисперсных капель релейского типа: 1 – подача жидкости, 2 – ультразвуковой элемент, 3 – патрубок для очистки отверстия, 4 – подача сжатого воздуха, 5 – пластинка с отверстием.

шается на одинаковые капли. Строгая теория показывает, что образование одинаковых капель происходит при разрыве струи на отрезки длиной, равной  $4.5$  диаметра струи. Если известны диаметр струи  $d$  и объемная скорость истечения жидкости  $W$ , то легко рассчитать оптимальную частоту колебаний, воздействующих на жидкость:

К настоящему времени известны различные конструкции таких генераторов капель, однако наибольшее распространение получил генератор с вибрирующей диафрагмой (6.3). В нем тонкая струя жидкости образуется при ее пропускании через малое отверстие в тонкой пластинке. Стандартная пластинка с отверстием (диафрагма) имеет вид тонкого диска из никеля диаметром  $11$  мм и толщиной  $0.1$  мм. Отверстие обычно изготавливается с помощью лазера и имеет разные диаметры в зависимости от требуемых размеров капель. Эта пластинка зажимается на выходном узле корпуса генератора и может быть легко снята для замены. Внутри корпуса генератора установлен пьезоэлектрический вибратор для возбуждения колебаний жидкости подходящей частоты. Кроме патрубка для подачи рабочей жидкости, на выходном узле генератора имеются патрубок для продувки отверстия и патрубок для подачи сжатого воздуха, пространственно отделяющего капли друг от друга. Весь генератор соединен со вспомогательными устройствами, обеспечивающими подачу жидкости и воздуха для разбавления аэрозоля и колебания пьезоэлемента.

Исследование работы генератора производится двумя путями. Во-первых, можно проводить наблюдение за каплями с помощью обычного микроскопа при стробоскопическом освещении. При этом возникает стоячая картина дви-

жения капель, из которой легко найти их размер. Во-вторых, капли воды или водных растворов можно осадить на стеклянную ложку, покрытую масляной пленкой, и затем измерить их величину с помощью микроскопа.

#### **Порядок проведения работы:**

1. К генератору подсоединяется и включается шприцевой насос с очищенной водой;
2. Устанавливается скорость подачи жидкости, определенная по приведенной формуле для частоты около 10 кГц;
3. Включается подача сжатого воздуха со скоростью порядка 2 л/мин;
4. Включается генератор электрических колебаний с частотой 10 кГц;
5. Методом улавливания капель на подложку проверяется монодисперсность образующихся капель и определяется их размер.

## Глава 7. ИСПАРЕНИЕ И КОНДЕНСАЦИЯ В АЭРОЗОЛЯХ

Явления конденсации и испарения играют большую роль при образовании облаков, взаимодействии туманов с промышленными выбросами, образовании многих промышленных выбросов, находящихся в виде аэрозолей с дальнейшей их конденсацией.

Процессы испарения и конденсации приводят к изменению распределения по размерам аэрозольных частиц с жидкой дисперсной фазой, что может повлиять на эффективность работы улавливающей аппаратуры.

Для образования аэрозолей с жидкой дисперсной фазой прежде всего необходима поверхность для конденсации, то есть наличие **ядер конденсации**. Это может быть кластеры молекул пара, ионы и небольшие частицы различных веществ. Если конденсация происходит на кластерах, образованных молекулами этого же пара, то процесс называется **гомогенной (спонтанной) нуклеацией**. В случае конденсации пара на частицах другого вещества – **гетерогенной нуклеацией**. Нуклеация проходит в несколько стадий:

1) пар при расширении должен стать пересыщенным настолько, чтобы происходила его конденсация;

2) образование молекулярных кластеров (только при гомогенной нуклеации);

3) пар конденсируется на зародышах или частицах, которые при этом растут и превращаются в капли.

**Гомогенная нуклеация.** Степень пересыщения пара в газе можно описать величиной:

$$S = \frac{p}{p_{\infty}(T)},$$

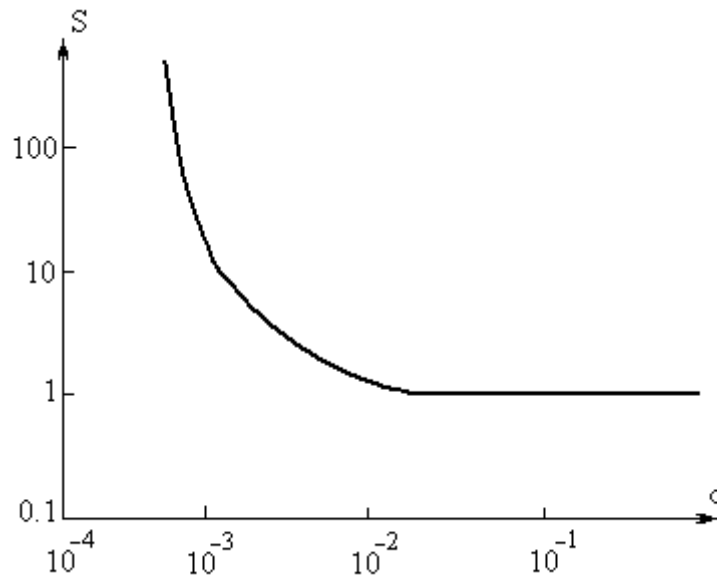
где  $p$  – парциальное давление пара в газе,  $p_{\infty}(T)$  – давление насыщенного пара над поверхностью жидкости при температуре  $T$ . При  $S > 1$  пар пересыщен,  $S = 1$  – насыщен,  $S < 1$  – ненасыщен.

Насыщенный пар в газе можно сделать пересыщенным путем адиабатического расширения системы. При этом степень пересыщения  $S$  несложно представить в виде:

$$S = n^{-\gamma} \exp \left[ \frac{LM}{RT} (n^{\gamma-1} - 1) \right],$$

где  $n$  – отношение объемов системы после и до расширения,  $\gamma$  – отношение теплоемкостей газа при постоянных давлении и объеме,  $L$  – удельная теплота парообразования,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $T$  – температура газа до расширения,  $M$  – молярная масса паров.

Однако даже в насыщенном паре маленькие капли могут испаряться, что связано с большей вероятностью потери молекул выпуклой поверхностью, чем плоской. Степень пересыщения пара, необходимые для образования капли путем спонтанной нуклеации, связаны с размерами капли согласно **уравнению Кельвина**



*Рис. 7.1* Зависимость степени пересыщения пара от диаметра капли при спонтанной нуклеации.

$$\ln S = \frac{4\sigma M_g}{\rho R T d},$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения жидкости,  $M_g$  – молекулярная масса жидкости,  $\rho$  – плотность жидкости,  $T$  – температура жидкости,  $d$  – критический диаметр капли. Если для капли диаметром  $d$  величина  $S$  лежит слева от линии, то капля будет испаряться, если справа, то капля будет расти (рис.7.1).

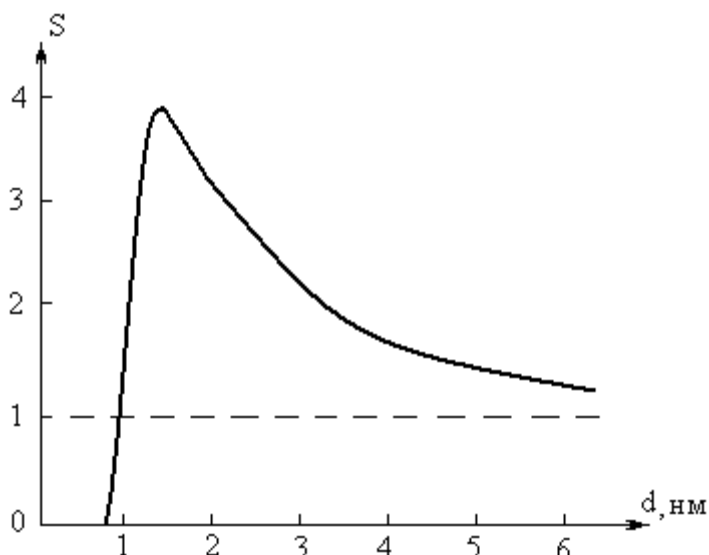
С ростом степени насыщения диаметр и, следовательно, количество молекул в кластере, при котором начинается спонтанный рост капли, уменьшается. В результате скорость образования капель в единице объема за единицу времени должно возрасти в связи с большей вероятностью образования молекулярных кластеров с меньшим числом молекул.

Вильсон обнаружил, что при присутствии иона в системе газ-пар, спонтанная нуклеация происходит при меньшей степени пересыщения. В этом случае степень пересыщения связана с критическим диаметром следующей зависимостью:

$$\ln S = \frac{M_g}{\rho R T} \left[ \frac{4\sigma}{d} - \frac{q^2}{2\pi^2 \epsilon_0 d^4} \left( \frac{1}{\epsilon_g} - \frac{1}{\epsilon} \right) \right],$$

где  $q$  – заряд капли или кластера,  $\epsilon_g$  и  $\epsilon$  – диэлектрические проницаемости газовой среды и жидкости,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная  $8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м.

Как и для случая отсутствия иона в газе при степенях пересыщения, расположенных выше кривой на рис.7.2., капли всегда будут расти; если же степень пересыщения находится ниже этой кривой, капли испаряются.



**Рис. 7.2** Зависимость степени пересыщения пара от диаметра капли при спонтанной нуклеации с присутствием иона зарядом  $1.6 \cdot 10^{-19}$  Кл.

**Гетерогенная нуклеация.** В большинстве случаев пар конденсируется на мелких частицах пыли, причем не на всех. Как следует из рис. 7.3 самыми активными являются самые большие ядра конденсации, для которых не требуется высоко пересыщения пара. К активным относят и растворимые ядра конденсации. Все ядра конденсации можно разбить на два класса:

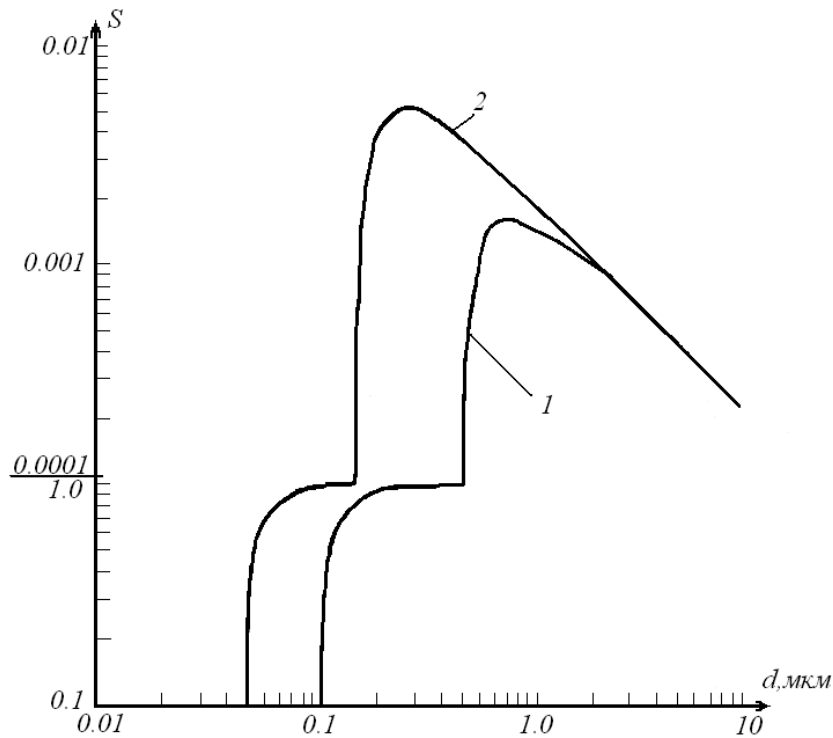
1) **Нерастворимые ядра.** Легко смачиваемые ядра быстро образуют капли, и, следовательно, их в дальнейшем можно рассматривать как чистые капли и с некоторой точностью применять к ним уравнение Кельвина. На несмачиваемых ядрах конденсация затруднена. Конденсирующая жидкость стремится собраться в маленькие шарики и жидкий слой образуется только тогда, когда поверхность ядра полностью ими покрывается. Однако для конденсации на несмачиваемых ядрах необходима высокая степень пересыщения.

2) **Растворимые ядра.** При конденсации на растворимом ядре сначала образуется насыщенный раствор и при дальнейшей конденсации раствор становится все более разбавленным, пока образованная капля не будет себя вести как капля чистой жидкости.

Степень пересыщения  $S' = p'/p_\infty(T)$  над каплями раствора в зависимости от диаметра капли  $d$  можно представить в виде:

$$\ln S' = \frac{4\sigma' M_g}{\rho' R T d} - \gamma g \nu M_g,$$

где обозначения со штрихом относятся к смеси растворитель – растворенное вещество, без штриха – к чистым веществам;  $g$  – моляльный осмотический коэффициент, зависящий от концентрации раствора (число молей растворенного вещества в 1 кг растворителя) и числа ионов  $\gamma$ , образующихся при полной диссоциации молекулы;  $\nu$  – число молей растворенного вещества в единице массе растворителя.



**Рис. 7.3** Зависимость степени пересыщения от критического диаметра капли для растворимых ядер массой  $10^{-18}$  (1) и  $10^{-19}$  (2) кг.

Зависимость степени пересыщения  $S'$  от критического диаметра капли часто называют кривыми Кохлера (рис.7.3). Следует отметить, что присутствие растворенного вещества делает возможным конденсацию даже при относительной влажности меньше 100%, то есть при  $S' < 1$ . Небольшие изменения влажности из-за эффектов гистерезиса могут не приводить к изменению стабильного размера капли в отличие от капель, состоящих из чистых растворителей. Гистерезис проявляется в том, что фазовый переход растворенного вещества происходит при одном значении влажности при ее возрастании и при другом при ее уменьшении.

**Рост капель.** Наиболее простым уравнением, описывающим испарение сферической капли в зависимости от времени, является **уравнение Максвелла**:

$$I = 2\pi Dd(c_{нас} - c_0),$$

где  $I = dm/dt$  – масса пара  $dm$ , уходящего или входящего через сферическую поверхность капли, за единицу времени  $dt$  (**массовая скорость испарения**);  $d$  – диаметр капли,  $D$  – коэффициент диффузии пара;  $c_{нас}, c_0$  – массовая концентрации насыщенного пара и на большом удалении от капли. Если учесть, что концентрация пара связана с ее парциальным давлением как  $c = pM/RT$ , то уравнение Максвелла можно представить в виде:

$$I = \frac{2\pi DMd}{RT}(p_{нас} - p_0),$$

где  $p_{нас}, p_0$  – давление насыщенного пара и парциальное давление пара на удалении от капли.

Коэффициенты диффузии различных газовых смесей зависят как от температуры  $T$ , так и от давления  $P$ :

$$D \approx D_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \quad \text{и} \quad D = D_0 \frac{P}{P_0}.$$

Давление насыщенных паров жидкости при различных температурах можно определить, используя закон Клаузиуса-Клапейрона:

$$p_{\text{нас}}(T) = P_0 \exp \left( \frac{LM}{R} \left( \frac{1}{T_{\text{кип}}} - \frac{1}{T} \right) \right),$$

где  $T_{\text{кип}}$  – температура кипения при давлении газа  $P_0$  (для атмосферного давления температура кипения воды 373 К).

Уравнение Максвелла выводится в предположении, что молекулы могут покинуть каплю путем диффузии и над поверхностью капли концентрация пара равна концентрации насыщенного пара. Это справедливо, когда диаметр капли сравним с длиной свободного пробега молекул пара (малые числа Кнудсена). Поэтому уравнение Максвелла применимо для крупных капель чистого вещества и при испарении и конденсации в воздухе без учета изменения температуры капли.

При испарении капли ее диаметр изменяется. Предполагая, что изменение массы связано с изменением диаметра капли  $dm = \frac{\pi}{2} d^2 \rho \cdot dd$  и используя уравнение Максвелла, имеем выражение для скорости изменения размера капли:

$$\frac{dd}{dt} = \frac{4DM}{d\rho RT} (p_{\text{нас}} - p_0).$$

Время испарения капли диаметром  $d$  до диаметра  $d_0$  равно (**уравнение Ленгмюра**):

$$t = \frac{\rho RT (d^2 - d_0^2)}{8DM (p_{\text{нас}} - p_0)} = \frac{\rho RT (d^2 - d_0^2)}{8DM p_{\text{нас}} (1 - S)},$$

где  $S$  – степень пересыщения. В случае конденсации пара ( $S > 1$ ) также применимо уравнение Ленгмюра, где  $d_0$  – конечный размер капли. Как следует из уравнения Ленгмюра скорость роста маленьких капель выше, чем больших. Поэтому в случае полидисперсного распределения капель, на которых будет происходить конденсация, по размерам стремиться стать монодисперсным, если только достаточно пара для конденсации. При испарении полидисперсного облака капель, степень полидисперсности увеличивается.

Для частиц с диаметром, приблизительно равным средней длине свободного пробега газовых молекул, уравнение Ленгмюра неприменимо, поскольку оно приводит к большим величинам скоростей испускания молекул, чем скорость испарения в вакууме. Для преодоления этой трудности Фукс предположив, что диффузионный перенос начинается на расстоянии, приблизительно равном длине свободного пробега от поверхности капли, уточнил уравнение Ленгмюра при испарении капли в пространство, где  $p_0 = 0$ :

$$t = \frac{\rho RT}{DMp_{нас}} \left( \frac{d^2}{8} + \frac{dD}{2\alpha v_x} - \frac{\Delta}{2}d + \Delta^2 \ln \left( \frac{d + 2\Delta}{2\Delta} \right) \right),$$

где  $\Delta = \lambda \left( \frac{m_1 + m_2}{m_1} \right)^{1/2}$  – расстояние, которое испаряющая молекула должна пройти до ее столкновения с газовой средой,  $\lambda$  – средняя длина свободного пробега газовых молекул,  $m_1, m_2$  – массы молекул газа и пара,  $v_x = \left( \frac{kT}{2\pi m_2} \right)^{1/2}$ ,  $\alpha$  – коэффициент аккомодации (для чистой воды равен 0.034, а водных растворов меньше).

Поправка Фукса должна значительно увеличить время жизни очень малых капель и влияет даже на капли диаметром свыше 10 мкм.

Для учета изменения температуры капли в процессе испарения и конденсации и следовательно, изменение давления насыщенного пара, Мейсон уточнил уравнение Ленгмюра в форме:

$$t = \left( \frac{L\rho}{\lambda_g T} \left( \frac{LM}{RT} - 1 \right) + \frac{\rho RT}{DMp_{нас}} \right) \frac{d^2 - d_0^2}{8(1-S)},$$

где  $L$  – скрытая теплота конденсации или испарения,  $\lambda_g$  – коэффициент теплопроводности воздуха.

Температура капли в стационарном состоянии (постоянная скорость испарения, неизменная температура) определяется выражением

$$T_s = T_0 - \frac{DML}{R\lambda_g} \left( \frac{p_{нас}}{T_s} - \frac{p_0}{T_0} \right),$$

где  $T_0$  – температура окружающей среды.

Температура капли оказывается не зависящей от ее размера. Это позволяет определять экспериментально температуру капли как температуру влажного термометра.

В **насыщенной** парамаи среде ( $S > 1$ ) мелкие капли согласно уравнению Кельвина могут испаряться. Для случая  $S \approx 1$  скорость испарения является постоянной величиной и не зависит от размера капли:

$$I = \frac{2\pi D\sigma p_{нас}}{\rho} \left( \frac{M}{RT} \right)^2.$$

Время полного испарения капли в среде, близкой к насыщению, равно:

$$t = \frac{d^3}{12D\sigma p_{нас}} \left( \frac{\rho RT}{M} \right)^2,$$

При движении капли в среде скорость его испарения может изменяться, вследствие уноса средой молекул пара, находящихся у поверхности капли. Экспериментально показано, что при  $Re > 1$  возрастание интенсивности испарения на лобовой части капли компенсируется уменьшением испарения на тыльной части капли. Таким образом, скорость испарения не изменяется.

**Кинетический режим испарения.** Формула Максвелла справедлива для диффузионного режима испарения или конденсационного роста капли (число Кнудсена  $Kn \ll 1$ ). При  $Kn \gg 1$  наблюдается кинетический или свободномолекулярный режим испарения.

В этом случае средняя длина свободного пробега молекул пара значительно превышает радиус капли. Массовая скорость испарения в кинетическом режиме испарения определяется согласно **формуле Герца – Кнудсена**:

$$I = \frac{1}{16} \pi d^2 \frac{M}{RT} \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \alpha_m (p_0 - p_{нас}),$$

где  $M$  – молярная масса пара,  $\alpha_m$  – коэффициент испарения или численная доля падающих молекул пара, которые конденсируются в жидкую фазу.

Отметим, что в кинетическом режиме испарения (конденсации) массовый поток пропорционален квадрату радиуса частицы, в то время как в диффузионном режиме – первой степени радиуса.

### Примеры решения задач

**Задача 1.** Объем воздуха, находящегося на уровне моря при температуре  $21^\circ\text{C}$ , при подъеме на высоту  $250$  м увеличился. Определить степень пересыщения  $S$ , если воздух первоначально насыщен водяным паром, а расширение адиабатическое.

**Решение.** Увеличение объема при адиабатическом расширении определим используя уравнение Пуассона

$$p_0 V_0^\gamma = (p_0 - \rho gh) V^\gamma.$$

Считая плотность воздуха в данном процессе постоянной величиной и равной (при  $21^\circ\text{C}$ )  $1.2 \text{ кг/м}^3$ , давление над уровнем  $10^5$  Па и коэффициент адиабаты для воздуха  $\gamma = 1.4$ , определяет относительное увеличение объема

$$n = V / V_0 = 1.022.$$

Удельная теплота парообразования  $L$  для воды ( $M = 0.018 \text{ кг/моль}$ ) равна  $2.26 \text{ МДж/кг}$ . Тогда степень пересыщения воздуха парами воды равна

$$S = n^{-\gamma} \exp \left[ \frac{LM}{RT} (n^{\gamma-1} - 1) \right] = 1.12.$$

**Ответ.**  $S = 1.12$ .

**Задача 2.** Определить равновесный диаметр водяной капли, содержащей три положительных заряда, если относительная влажность и температура равны  $90\%$  и  $21^\circ\text{C}$ .

**Решение.** Для воды коэффициент поверхностного натяжения при  $21^\circ\text{C}$  равен  $72 \cdot 10^{-3} \text{ Н/м}^2$ , плотность воды  $10^3 \text{ кг/м}^3$ . Коэффициенты диэлектрической проницаемости для воды  $\epsilon_g = 81$ , воздуха –  $\epsilon = 1$ .

По условия задачи  $S = 0.9$  и заряд капли  $q = 4.8 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ .

Тогда используя формулу связи степени пересыщения и диаметра капли

$$\ln S = \frac{M_g}{\rho RT} \left[ \frac{4\sigma}{d} - \frac{q^2}{2\pi^2 \epsilon_0 d^4} \left( \frac{1}{\epsilon_g} - \frac{1}{\epsilon} \right) \right]$$

определяем численным образом равновесный размер капли  $16 \cdot 10^{-10}$  м.

**Ответ.**  $16 \cdot 10^{-10}$  м.

**Задача 3. Определить время испарения капли воды диаметром 10 мкм в воздухе при относительной влажности 50 % и температуре 20°C. Сравните с временем испарения капли с учетом изменения температуры капли.**

**Решение.** Плотность воды  $\rho = 1000$  кг/м<sup>3</sup>, молярная масса  $M = 0.018$  кг/м<sup>3</sup>, коэффициент диффузии водяных паров в воздухе при 20°C  $D = 0.219 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с, удельная теплота парообразования  $L = 2.26 \cdot 10^6$  Дж/кг, теплопроводность воздуха при 20°C  $\lambda_g = 0.024$  Вт/(м·К).

Давление насыщенного водяного пара при температуре 20°C равно

$$p_{нас} = 10^5 \exp \left( \frac{2.26 \cdot 10^6 \cdot 0.018}{8.31} \left( \frac{1}{373} - \frac{1}{293} \right) \right) = 2.78 \cdot 10^3 \text{ Па.}$$

Согласно уравнению Ленгмюра время полного испарения капли воды ( $d_0 = 0$ ) равно:

$$t = \frac{\rho RT (d^2 - d_0^2)}{8DMp_{нас}(1-S)} = \frac{10^3 \cdot 8.31 \cdot 293 \cdot (10 \cdot 10^{-6})^2}{8 \cdot 0.219 \cdot 10^{-4} \cdot 0.018 \cdot 2780 (1-0.5)} = 0.056 \text{ с.}$$

С учетом изменения температуры капли в процессе испарения время испарения определяется согласно уравнению:

$$t = \left( \frac{L\rho}{\lambda_g T} \left( \frac{LM}{RT} - 1 \right) + \frac{\rho RT}{DMp_{нас}} \right) \frac{d^2 - d_0^2}{8(1-S)} = 0.183 \text{ с} =$$

$$= \left( \frac{2.26 \cdot 10^6 \cdot 10^3}{0.0237 \cdot 293} \left( \frac{2.26 \cdot 10^6 \cdot 0.018}{8.31 \cdot 293} - 1 \right) + \frac{10^3 \cdot 8.31 \cdot 293}{0.219 \cdot 10^{-4} \cdot 0.018 \cdot 2780} \right) \cdot \frac{(10 \cdot 10^{-6})^2}{8(1-0.5)}.$$

С учетом поправки на изменение температуры капли время полного испарения увеличивается больше, чем в 3 раза.

**Ответ.** 56 мс и 183 с.

### **Задачи.**

1. В камере содержится воздух, насыщенный водяным паром, который адиабатически расширяется в 1.25 раза по сравнению с его первоначальным объемом. Определить степень пересыщения после расширения. Температура до расширения равна 9°C.
2. Определить значение  $S$ , при котором водяная капля диаметром 0.03 мкм продолжает рост.
3. Определить равновесный диаметр водяной капли, содержащей по одному элементарному заряду при относительной влажности и температуре равными 80% и 21°C.

4. Определить на сколько давление паров над каплей водного раствора  $(\text{NH}_4)\text{SO}_4$  диаметром 0.1 мкм отличается от давления над каплей чистого растворителя при  $20^\circ\text{C}$ . Диаметр частицы  $(\text{NH}_4)\text{SO}_4$  равен 0.01 мкм, плотность  $1770 \text{ кг/м}^3$ .
5. Определить время жизни капли бензола диаметром 50 мкм, если ее поместить в кислород при  $25^\circ\text{C}$ . Найти время жизни с учетом поправки Фукса.
6. Чему равно время высыхания водяной капли диаметром 10 мкм, учитывая изменение ее температуры при атмосферном давлении. Температура воздуха  $20^\circ\text{C}$ .
7. Капля диаметром 200 мкм испаряется в воздухе при температуре  $25^\circ\text{C}$  и относительной влажности 40%. Вычислить внутреннюю температуру капли при равновесии.

### **Контрольные вопросы:**

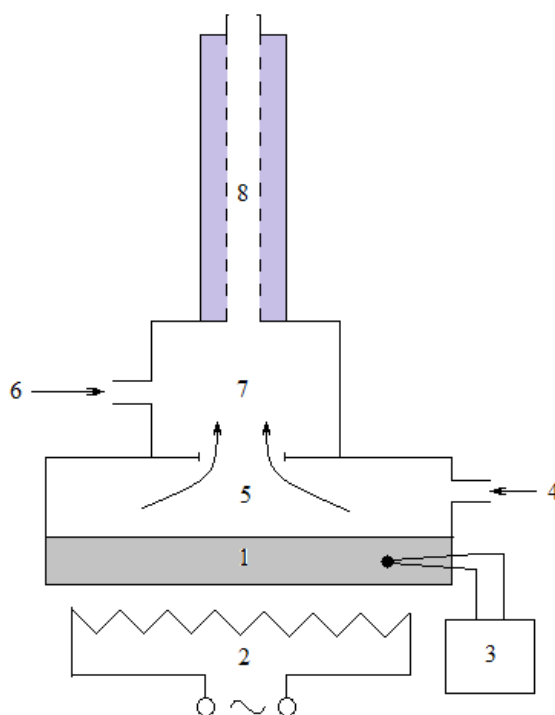
1. Какова функциональная зависимость давления насыщенного пара над плоской границей раздела фаз от температуры?
2. Может ли процесс гомогенной нуклеации эффективно проявляться в реальных атмосферных условиях? Если нет, то почему?
3. Почему необходимое пересыщение пара при наличии у частицы растворимого ядра конденсации существенно меньше, чем для капли чистого вещества?
4. По какой физической причине ионы могут являться эффективными ядрами при гетерогенной конденсации пара?
5. Почему капля жидкости может испаряться даже в среде собственного насыщенного пара?
6. Что является движущей силой процессов испарения/конденсации согласно формулам Максвелла и Герца – Кнудсена?
7. Как вы понимаете термины «диффузионный» и «кинетический» режимы испарения?

### Лабораторная работа № 12

#### **Генератор монодисперсных аэрозолей смесительного типа**

Цель работы: Изучение дисперсного анализа аэрозоля в конденсационном укрупнителе смесительного типа (КУСТ).

Получение монодисперсных аэрозолей является важной задачей для проведения разных аэрозольных исследований. В разнообразных методах образования аэрозолей частицы и капли имеют разные размеры, и получить аэрозоли с одинаковыми частицами довольно трудно. Один из методов их получения – создание условий такой конденсации паров некоторых веществ, при которой на ядрах конденсации разного размера образуются в течение времени одинаковые (монодисперсные) капли. Среди генераторов монодисперсных аэрозолей такого типа наиболее известен так называемый КУСТ – конденсационный укрупнитель смесительного типа (рис. 7.4). Его название показывает, что в нем происходит конденсация паров за счет укрупнения ядер конденсации, а процесс организован за счет смешения двух потоков – потока пересыщенного пара рабочей жидкости и потока воздуха, содержащего ядра конденсации. Технически он



**Рис. 7.4** Принципиальная схема конденсационного укрупнителя смешительного типа: 1 – рабочая жидкость, 2 – нагреватель, 3 – термопара с измерителем напряжения, 4 – входное отверстие для потока чистого воздуха, 5 – испарительная камера, 6 – входное отверстие для воздуха с ядрами конденсации, 7 – узел смешения потоков, 8 – трубка с термоизоляцией.

состоит из резервуара с горячей рабочей жидкостью (например, глицерина), устройства для получения ядер конденсации, узла смешения потоков и цилиндрической трубы, в которой происходит рост капель на ядрах конденсации. С помощью такого генератора аэрозолей можно получать практически монодисперсные аэрозоли в пределах примерно от 0.7 до 5 мкм.

#### **Порядок выполнения работы:**

1. Проверить наличие воды в испарительной камере. Включить в сеть нагреватель.
2. При достижении температуры воды  $60^{\circ}\text{C}$  включить подачу чистого воздуха и воздуха с ядрами конденсации.
3. Собрать небольшое количество капелек на стеклянную подложку, разместив ее вблизи выходного отверстия из генератора.
4. Проверить монодисперсность полученных капель и определить их размер с помощью оптического микроскопа.

## Глава 8. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АЭРОЗОЛЕЙ.

К механизмам зарядки аэрозольных частиц относятся:

1) прямая ионизация частиц; 2) статическая электризация частиц; 3) столкновения с ионами; 4) ионизация частиц электромагнитным излучением.

**Прямая ионизация частиц** – ионизация аэрозольных частиц высокоэнергетическими атомами и молекулами (но не электромагнитным излучением). Ввиду малости числа аэрозольных частиц малости относительно числа молекул газа, основной эффект ионизации будет производиться за счет молекул воздуха, который при обычных условиях не существенный.

**Статическая электризация** может протекать за счет действия различных механизмов.

1) **Электролитические эффекты.** Характеризуется обменом ионами капель жидких растворов с высокой диэлектрической проницаемостью с металлическими или другими твердыми поверхностями. Капли отталкиваются друг от друга, так как захватывают заряды одного знака.

2) **Контактная электризация.** В этом процессе электроны с чистых сухих поверхностей различных металлов, находящихся в соприкосновении, перемещаются в глубь металла с более низкой работой выхода электронов. Так как при этом между контактирующими поверхностями должны отсутствовать пленки примеси, то этот механизм, по всей видимости, не может иметь существенного значения в процессах статической зарядки частиц.

3) **Электризация при распылении.** В верхнем слое жидкости с высокой диэлектрической проницаемостью благодаря действию поверхностных сил возрастает концентрация электронов и отрицательных ионов. При распылении жидкости этот поверхностный слой разрушается, и образующиеся мелкие капли в основном заряжаются отрицательно, в то время как крупные заряжаются положительно либо отрицательно или остаются незаряженными примерно с равной вероятностью. Капли, образовавшиеся при распылении, обычно содержат лишь несколько элементарных зарядов.

4) **Электризация трением.** Сухие неметаллические частицы приобретают заряд при контакте с металлами или другими частицами. Некоторые детали данного процесса хорошо изучены, хотя фундаментальные причины этого пространственного механизма остаются не до конца понятными. Для оценки знака зарядки можно воспользоваться следующим рядом материалов

Асбест, стекло, кварц, Mg, Pb, гипс, Zn, Cu, Ag, Si, S.

При взаимодействии двух веществ положительный заряд получит материал, стоящий в ряду правее, а отрицательный – левее.

При относительной влажности выше 50-60% зарядка протекает медленнее, из-за образования на частицах тонкого слоя воды.

5) **Ионизация в пламени.** Очень значимый механизм зарядки частиц, имеющих широкие технологические приложения. Например, в реакционной зоне воздушно-углеводородного пламени концентрация ионов достигает  $10^{15} - 10^{18} \text{ м}^{-3}$ , причем там определенно присутствуют положительные ионы. Наличие в пламени мелких частиц вещества значительно увеличивает концентрацию свободных электрических зарядов. Например, на угольной частице диаметром 0.02

мкм, образовавшейся при сгорании ацетилена, в среднем содержится десять элементарных зарядов, что соответствует  $10^{21}$  элементарных зарядов на килограмм.

**Столкновения с ионами.** Ионы могут возникнуть в воздухе, например, при присоединении нейтральными аэрозольными частицами положительных или отрицательных зарядов, возникших за счет энергии  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучей в процессе радиоактивного распада изотопов. Образование ионов возможно и при электрических разрядах различного типа.

Различают два механизма зарядки: диффузионная зарядка и зарядка в электрическом поле.

**Диффузионная зарядка.** В процессе диффузионной зарядки аэрозольные частицы заряжаются при столкновении с диффундирующими ионами в отсутствие внешнего электрического поля. Частицы заряжаются ионами одного знака (униполярными ионами) в отсутствие внешнего электрического поля. Столкновения ионов с частицей трактуются как результат хаотического теплового движения ионов, а броуновским движением самих частиц обычно пренебрегают.

**Зарядка в электрическом поле.** В этом процессе частицы приобретают заряд, сталкиваясь в основном с ионами, движущимися по направлению внешнего электрического поля.

Скорость зарядки в электрическом поле выше, чем при диффузионной зарядке. Для очень мелких частиц диффузионная зарядка играет большую роль даже в присутствии внешнего электрического поля.

При теоретическом рассмотрении зарядки предполагают, что: 1) частицы сферические (или изометрические), 2) частицы аэрозоля монодисперсные (полидисперсность усложняет, но не опровергает теорию), 3) частицы не взаимодействуют между собой (что можно принять при их малой счетной концентрации), 4) около каждой частицы концентрация ионов и электрическое поле однородны.

**Теория Уайта диффузионной зарядки.** Предполагается, что ионы диффундируют в газе в соответствии с основными положениями молекулярно-кинетической теории. При столкновении с частицей ион остается на ней, таким образом она накапливает заряд. Он порождает электрическое поле, которое отталкивает приближающиеся ионы того же знака; по мере накопления заряда частицы скорость его накопления снижается.

Количество ионов с зарядом равным  $z$  элементарным зарядом, сталкивающихся с частицей диаметра  $d$  определяют общий заряд частицы. Изменение заряда частицы  $q$  в единицу времени определяется как

$$\frac{dq}{dt} = \frac{1}{4}(ze)nu_i\pi d^2, \quad n = n_0 \exp\left(\frac{W}{kT}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{qze}{2\pi\epsilon_0 dkT}\right),$$

где  $n$  – количество ионов, находящихся у поверхности частицы;  $n_0$  – средняя концентрация ионов  $u_i$  – среднеквадратическая скорость ионов,  $W$  – потенциальная энергия иона у поверхности частицы.

Если первоначально частица не заряжена, зависимость заряда частицы от времени имеет вид:

$$q = \frac{2\pi\varepsilon_0 dkT}{ze} \ln \left( 1 + \frac{z^2 e^2 n_0 u_i d}{8\varepsilon_0 kT} t \right)$$

Видно, что быстрый рост заряда на частице в начальный период времени сменяется затем более медленным. По теории Уайта предельного заряда частицы не существует, что физически неверно – при достижении определенного заряда частицы начинается эмиссия электронов с ее поверхности. Кроме того, данная теория справедлива лишь в тех случаях, когда средняя длина свободного пробега ионов меньше или порядка размера частицы, т.е. фактически для частиц с диаметром более 1 мкм.

В теории также не учтен стохастический (неопределенный, случайный) характер приобретения частицей заряда. Ведь из полученном уравнения следует, что при малых зарядах частицы и временах рассмотрения возможно существование дробного заряда. Поэтому рассчитанные значения заряда следует рассматривать как усредненные.

Теория Уайта была усовершенствована Фуксом и независимо от него Брикардом путем учета действия зеркальных сил на зарядку частиц. Теория Фукса – Брикарда хорошо согласуется с экспериментом.

#### **Зарядка частиц с электрическим поле.**

Зарядка в электрическом поле происходит в упорядоченном потоке движущихся ионов в приложенном поле. Предположив, что незаряженные проводящие сферические аэрозольные частицы в однородное электрическое поле. Электрическое поле около частицы искажается и ионы, двигаясь вдоль силовых линий, начинают ее заряжать. Заряженная частица начинает отталкивать ионы и вид силовых линий поля изменяется. По мере насыщения частицы зарядами уменьшается число ионов, вступающих в контакт с частицей.

Скорость изменения заряда частицы в любой момент времени зависит от числа ионов достигнувших до ее поверхности, способной принять эти ионы:

$$\frac{dq}{dt} = jA(q), \quad A(q) = \frac{\psi(q)}{E_0},$$

где  $j$  – плотность ионного тока в невозмущенном поле,  $A(q)$  – площадь сечения невозмущенного ионного потока, достигающего частицы с зарядом  $q$ ,  $\psi(q)$  – электрический поток (поток вектора напряженности электрического поля), входящий в частицу,  $E_0$  – напряженность невозмущенного электрического поля вблизи частицы.

Электрический поток, падающий на заряженную частицу, находящуюся в однородном электрическом поле, равен

$$\psi(q) = \xi \frac{\pi d^2}{4} E_0 \left( 1 - \frac{q}{\pi \varepsilon_0 \xi E_0 d^2} \right)^2, \quad \xi = \frac{3\varepsilon}{\varepsilon + 2},$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость капли.

При выводе этой формулы предполагается, что размер частицы намного больше средней длины волны пробега ионов.

Насыщение частицы зарядом произойдет, когда  $\psi(q) = 0$ , т.е. при заряде

$$q_s = \pi \varepsilon_0 \xi E_0 d^2.$$

Плотность ионного тока в невозмущенной среде равна произведению заряда в единице объема на скорость дрейфа ионов:

$$j = N_0 e \omega_i, \quad \omega_i = \beta_i E_0,$$

где  $N_0$  – средняя концентрация ионов,  $\omega_i$  – скорость дрейфа ионов,  $\beta_i$  – подвижность ионов.

Характерная величина подвижности ионов в воздухе составляет  $1.4 \cdot 10^{-4}$  (м/с)/(В/м).

Таким образом, скорость нарастания заряда частицы определяется выражением:

$$\frac{dq}{dt} = \xi \frac{\pi d^2}{4} N_0 e \beta_i E_0 \left( 1 - \frac{q}{\pi \varepsilon_0 \xi E_0 d^2} \right)^2.$$

Интегрирование с начальным условием (в начальный момент времени частица незаряжена)  $q = 0$  при  $t=0$  дает

$$q = q_s \frac{t}{t + t_s}, \quad t_s = \frac{4 \varepsilon_0}{N_0 e \beta_i}.$$

Параметр  $t_0$  характеризует быстроту зарядки частицы. При  $t = t_s$  частица получает половину предельного заряда, при  $t = 10t_s$  – 91% предельного заряда. Заметим, что  $t_s$  не зависит от размера частицы. Поэтому относительные скорости зарядки частиц равны. Крупные частицы приобретут больший заряд, чем мелкие, но отношение  $q/q_s$  для них будет одинаковым.

Если напряженность достаточно велика, частицы начнут терять избыточный заряд путем спонтанной эмиссии ионов или электронов. Для эмиссии электронов в воздухе требуется поверхностная напряженность  $E_s$  около  $10^9$  В/м, а для ионной эмиссии в 20 раз больше. Заряд, приобретаемый частицей в таких сильных полях, является **абсолютным предельным зарядом** частицы:

$$q_m = \pi \varepsilon_0 E_s d^2$$

В тоже время, заряд жидкой капли не может достигнуть предельного значения за исключением случая, когда ее размеры очень малы. На заряд накладывается дополнительное ограничение (предел Рэля). Сильно заряженная капля будет испаряться до тех пор, пока внешняя сила электрического поля на поверхности капли не превысит внутреннюю силу ее поверхностного натяжения. В этот момент капля разорвется на части, а ее заряд распределится по большей поверхности нескольких более мелких капелек. Рэлей получил выражение для заряда капли, необходимого для ее разрыва

$$q_r = \sqrt{2 \pi \sigma d^3},$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Поскольку предел Релея для заряда частицы понижается с уменьшением размера капли, капли, которые могут испаряться, будут измельчаться до тех пор, пока диаметры образующихся капель не составят приблизительно 0.01 мкм.

Положительно заряженная капля будет непрерывно уменьшаться до молекулярных размеров, а отрицательно заряженная – дробиться до капель определенного минимального размера.

### **Равновесное распределение зарядов.**

Зачастую в окружающей среде, и, следовательно, на частицах в приблизительно равных количествах присутствуют ионы обоих знаков, тогда как вероятность нахождения на частице большого числа зарядов одного знака очень мала. За счет ионообразования в атмосфере ионы находятся в равновесии, но в равновесии должны находиться и величины зарядов на частицах атмосферных аэрозолей. Условие такого равновесия означает, что аэрозольные частицы определенного (фиксированного) размера включают в себя определенную фракцию незаряженных частиц и фракции, содержащие по одному, два и более элементарных зарядов. Несмотря на динамические процессы зарядки для отдельно взятой частицы, количество частиц в какой-либо зарядовой фракции атмосферного аэрозоля как целого должно оставаться неизменным.

Численная доля аэрозольных частиц данного диаметра более 0.01 мкм, имеющих заданный заряд, может быть рассчитана согласно выражению

$$f(q) = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 dkT}} \exp\left(-\frac{q^2}{4\pi \epsilon_0 dkT}\right).$$

Среднее число зарядов любого знака на частице с диаметром более 0.1 мкм можно оценить как

$$\bar{n} = \sqrt{4\epsilon_0 \frac{dkT}{e^2}}.$$

При этом среднее число положительных и отрицательных зарядов составляет половину этой величины  $\bar{n}$ .

### **Движение заряженных частиц в электрическом поле.**

Уравнение движения заряженной аэрозольной частицы в электрическом поле можно записать в виде

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = 3\pi d \eta_g (\vec{u} - \vec{v}) + m\vec{g} - \vec{E}q$$

или

$$\tau \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{u} - \vec{v} + \tau\vec{g} - \vec{E}\beta, \quad \beta = \frac{qC_c}{3\pi\eta_g d}.$$

Здесь  $\beta$  – подвижность частиц в электрическом поле (скорость, которую приобрела бы частица в электрическом поле напряженностью 1 В/м),  $C_c$  – поправка Каннингема,  $E$  – напряженность поля.

Обычно время  $\tau$  мало. Поэтому, при движении в электрических полях, когда электрические силы преобладают над силами трения и тяжести, уравнение движения частицы можно упростить. В результате получено, что частица движется с постоянной скоростью  $v$  – скоростью электрического дрейфа  $\omega$

$$v = \omega = -E\beta.$$

Знание скорости электрического дрейфа аэрозольных частиц важно для теоретической оценки эффективности электростатического осадителя трубчатого и пластинчатого типа:

$$\varepsilon = 1 - \exp\left(-\frac{S\omega}{Q}\right),$$

где  $S$  – полная площадь поверхности осадителя,  $Q$  – расход газа с частицами.

Стоит отметить, что здесь предполагается, что, осевшая на коллектор, частица остается на нем. Для жидких частиц это выполняется. Однако сухая твердая частица, проводящая ток, быстро теряет заряд, получает заряд электрода осадителя и может отталкиваться от него.

### Примеры решения задач.

**Задача 1.** Время пребывания частицы в секции зарядки электростатического осадителя 0.6 с. Какова концентрация ионов, если за это время частица приобретает половину предельного заряда?

**Решение.** Время, за которое частица приобретает половину предельного заряда, равно  $t_s = \frac{4\varepsilon_0}{N_0 e\beta_i}$ . Откуда концентрация ионов:

$$N_0 = \frac{4\varepsilon_0}{e\beta_i t_s} = \frac{4 \cdot 8.85 \cdot 10^{-12}}{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 1.4 \cdot 10^{-4} \cdot 0.4} \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ (ионов/м}^3\text{)}$$

**Ответ.**  $4 \cdot 10^{12}$  ионов/м<sup>3</sup>

**Задача 2.** Определить доли частиц диаметром 0.5 мкм, содержащих в среднем три и четыре заряда, при равновесном распределении зарядов в воздухе комнатной температуры.

**Решение.** Заряд частицы, содержащих три и четыре элементарных заряда, соответственно, равны

$$q_3 = 4.8 \cdot 10^{-19} \text{ Кл и } q_4 = 6.4 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$$

Долю частиц определим согласно выражению

$$f(q_3) = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi^2 \varepsilon_0 dkT}} \exp\left(-\frac{q_3^2}{4\pi \varepsilon_0 dkT}\right) = 0.068.$$

Аналогично  $f(q_4) = 0.031$ .

**Ответ.** 6.8% и 3.1%.

### Задачи для самостоятельного решения.

1. Напряженность электрического поля Земли составляет 128 В/м. Определить наибольший заряд, который может приобрести в этом поле сферическая частица диаметром 10 мкм, если  $\xi = 3$ .

2. Время пребывания частицы в секции зарядки электростатического осадителя равно 0.4 с. Какую часть предельного заряда приобретут за это время частицы, если концентрация ионов составляет  $10^{13} \text{ м}^{-3}$ ?
3. Определите наибольший положительный заряд сферической частицы диаметром 0.01 мкм. Сравните с пределом Релея.
4. Определить подвижность сферической частицы диаметром 5 мкм в воздухе, если заряд  $200e$ .
5. Сферическая частица диаметром 0.25 мкм помещена в среду с концентрацией ионов  $3 \cdot 10^{14}$  ионов/ $\text{м}^3$ . Оценить величину заряда, образующего на ней путем диффузионной зарядки через 10 с, если температура равна  $20^\circ \text{C}$ .
6. Определить доли частиц диаметром 0.5 мкм, содержащих в среднем один и два заряда, при равновесном распределении зарядов.
7. Определить скорость дрейфа сферической частицы диаметром 0.1 мкм и плотностью  $2650 \text{ кг/м}^3$ , если она содержит 200 элементарных зарядов. Частица находится в поле с напряженностью  $7 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ .
8. Для улавливания частиц диаметром 0.5 мкм требуется электростатический осадитель с эффективностью 99.6 %. Определить необходимую площадь коллектора, если объемная скорость прокачки  $10^4 \text{ м}^3/\text{час}$ . Скорость дрейфа частиц равна  $0.075 \text{ м/с}$ .

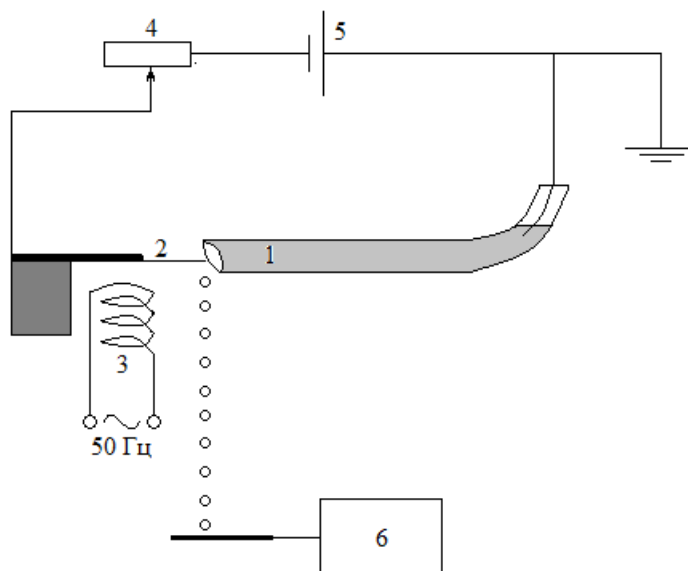
#### **Контрольные вопросы:**

1. Перечислите и кратко охарактеризуйте основные механизмы униполярной зарядки аэрозольных частиц.
2. Почему наличие в пламени мелких частиц вещества значительно увеличивает концентрацию свободных электрических зарядов?
4. Почему возникает двойной электрический слой вблизи поверхности жидкости? Какую роль он играет в зарядке частиц, образующихся при диспергации жидкости?
5. Почему в теории Уайта для диффузионной зарядки формально отсутствует предел насыщения частицы зарядом?
6. Какой физический механизм в реальности ограничивает накопление заряда на частице при ее диффузионной зарядке?
7. Почему при зарядке в электрическом поле возникает предельный заряд частиц? Каков физический механизм этого явления?
8. Каков физический механизм ограничения предельного заряда на поверхности жидкой капли по теории Рэлея?
9. Что является источником возникновения равновесного электрического заряда атмосферных аэрозолей?
10. Что представляют собой физически носители отрицательного и положительного заряда аэрозольных частиц?

#### Лабораторная работа № 13

#### **Исследование зарядки капель при диспергировании жидкости.**

Цель работы: Исследовать зависимость заряда капли от ее размера при диспергировании жидкости.



*Рис.8.1. Принципиальная схема установки по изучению зарядки капель при диспергировании жидкости: 1 – трубка с жидкостью, 2 – игла, закрепленная на железной пластине, 3 – соленоид, 4 – реостат, 5 – источник постоянного тока.*

Аэрозольные частицы как изолированные тела могут нести на себе электрические заряды, которые значительно влияют на поведение частиц, в частности, их движение. Природа возникновения зарядов на частицах зависит от условий, в которых образуются и находятся частицы. В данной лабораторной работе изучается явление зарядки капель воды в процессе ее диспергирования.

Наиболее просто исследовать это явление можно для случая образования из воды монодисперсных капель, когда процесс многократно повторяется. Такой процесс реализуется в экспериментальной установке (рис.8.1). В ней монодисперсные капли образуются при периодическом погружении тонкой иглы в мениск воды. При этом выходящая из жидкости игла вытягивает длинную жидкую нить, при разрыве которой образуется капля.

Так как вода является полярной жидкостью, то на ее поверхности имеется двойной ионный электрический слой, в котором ионы разных знаков воды и примесей пространственно разделены. Явление существования двойного электрического слоя на поверхности существенно влияет на зарядку капель при их образовании. Именно, несимметричное движение ионов при отрыве капли от массы воды всегда приводит к приобретению каплями чистой воды отрицательного заряда. Если же на область отрыва капли от жидкости наложить внешнее электрическое поле, то ионы под его воздействием будут двигаться иным образом и капли могут заряжаться иначе. Это – так называемая индукционная зарядка. Внешнее электрическое поле в области капель легко создать, подавая разность потенциалов между иглой и мениском жидкости.

Второй важный вопрос при изучении электрических явлений в аэрозолях – методы измерения зарядов частиц. В данном случае процесс измерения зарядов существенно упрощается, так как образующиеся капли воды имеют одинаковые размеры и одинаковые заряды (как показали предыдущие исследования). Для

этого случая удобно воспользоваться простым методом осаждения капель на электрод, соединенный с чувствительным измерителем тока. Капли, осаждаясь на электрод, будут отдавать ему заряды и возбуждать ток. Обычно капли в таком генераторе образуются с частотой 50 Гц, следовательно, зная силу тока, легко рассчитать заряд одной капли. Чувствительным электрометром можно измерить ток вплоть до  $10^{-14}$  А, тогда минимальный измеряемый заряд одной капли составит  $10^{-14} : 50 = 2 \cdot 10^{-16}$  Кл.

#### **Порядок выполнения работы:**

1. Включают установку для создания тонкой струи монодисперсных капель,
2. Отлаживают процедуру определения размеров капель методом их осаждения на стеклянную подложку.
3. Включают электрометрический усилитель и проверяют на нем установку нуля.
4. Включают прибор для подачи на иглу управляющего потенциала.
5. Изменяя величину управляющего потенциала и измеряя размер капель, находят зависимость между размером капель, приложенным потенциалом и индукционным зарядом капель.

## Глава 9. Оптические свойства аэрозолей.

Аэрозоли при падении на них светового излучения взаимодействуют с ним двояким образом. Во-первых, частицы рассеивают свет, так что рассеянное излучение распространяется в разные стороны. Во-вторых, энергия падающего света поглощается веществом частиц, нагревая его, и поэтому проходящий через аэрозоль свет теряет свою энергию. Рассеяние, отражение и поглощение света аэрозолями зависит не только от длины волны падающего света, но и от размера, формы и природы частиц.

Во многих практически важных случаях поглощение достаточно мало, и им можно пренебречь. Рассеяние же света частицами встречается очень часто, и его закономерности достаточно хорошо изучены.

Рассеянием света называют изменение какой-либо характеристики потока оптического излучения при его взаимодействии с веществом. Рассеяние света происходит при взаимодействии электромагнитных волн с электронами рассеивающего вещества. Падающие волны вызывают периодические колебания электронов. Испускаемые вторичные волны и составляют рассеянное излучение.

В сплошной среде рассеяние света обусловлено оптическими неоднородностями среды, в пределах которых возникает значительное изменение показателя преломления. При слабых нарушениях однородности рассеянный в стороны свет составляет лишь малую долю первичного пучка. Параллельный пучок света в высококачественном стекле или тщательно очищенной воде почти не виден при наблюдении сбоку, т.е. свет почти не рассеивается в стороны. В то же время пучок света отчетливо виден со всех сторон, если в воде содержатся мельчайшие пузырьки воздуха или капельки другой нерастворимой жидкости, находящиеся во взвешенном состоянии. Рассеяние света происходит и тогда, когда сами частицы имеют размеры, меньше длины волны видимого света. Такие среды называют мутными.

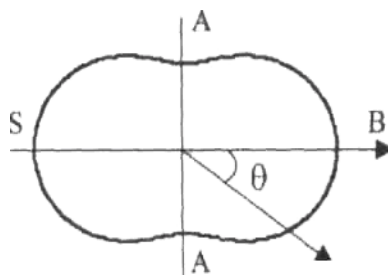
Известны две теории описания рассеяния света на сферических частицах: Релея (электрон заменяется линейным осциллирующим диполем) и Ми (теория электромагнитного поля). Теория Релея применима к частицам, размеры которых намного меньше длины волны падающего света. Теория Ми не имеет таких ограничений и предельном случае приводит к тем же результатам.

Для сферы из диэлектрика в случае неполяризованного света применяется **закон Релея**:

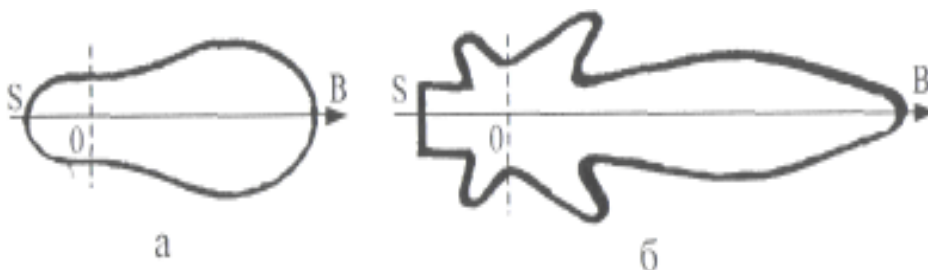
$$I_{\theta} = I_0 \frac{9\pi^2 V^2}{2R^2 \lambda^4} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta),$$

где  $I_0$  – интенсивность падающего света,  $I_{\theta}$  – интенсивность рассеянного света в направлении  $\theta$  (угол между падающим и рассеянным светом),  $V$  – объем частицы,  $R$  – расстояние от точки наблюдения до частицы,  $\lambda$  – длина волны падающего света,  $m$  – отношение показателей преломления частицы и среды.

**Индикатриса рассеяния** (кривая, графически отображающая различие в интенсивностях света, рассеянного в разных направлениях) для случая Релея представлена на рис. 9.1.



**Рис. 9.1.** Индикатриса рассеяния неполяризованного света на частицах малых размеров



**Рис. 9.2** Индикатриса рассеяния  $M_i$  на частицах с  $r = \lambda/4$  (а) и  $r = \lambda$  (б)

Из закона Релея следует, что интенсивность рассеянного света пропорциональна шестой степени диаметра частицы и обратно пропорциональна четвертой степени длины волны:  $I_\theta \sim d^6 / \lambda^4$ .

Суммарная интенсивность по всем направлениям равна:

$$I = I_0 \cdot 24\pi^3 \frac{V^2}{\lambda^4} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2.$$

Релей показал, что рассеянный свет состоит из двух некогерентных компонент, плоскости поляризации которых взаимно перпендикулярны. Интенсивность рассеянного света является суммой интенсивностей двух этих компонент

$$I_\theta = i_1 + i_2(\theta)$$

Интенсивность  $i_1$  компоненты с колебаниями электрического поля перпендикулярных плоскости наблюдения не зависит от угла  $\theta$ . А интенсивность компоненты  $i_2$  с параллельной плоскостью поляризации к плоскости наблюдения зависит от  $\cos^2 \theta$ . При  $\theta = 90^\circ$  свет полностью поляризован в плоскости перпендикулярной плоскости наблюдения.

Закон Релея выполняется на практике для частиц с радиусом  $r < 0.03$  мкм.

Угловое распределение интенсивности рассеянного света симметрично относительно плоскости перпендикулярной к падающему свету. При размерах частицы близких к длине волны падающего света рассеяние вперед значительно больше, чем назад.

**Уравнение Ми** подобно закону Релея может быть записано в виде

$$I_\theta = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 R^2} (i_1 + i_2).$$

Компоненты  $i_1$  и  $i_2$  выражаются рядами, коэффициенты которых  $a_n$  и  $b_n$  содержат функции Бесселя, Лежандра, Ханкеля и параметры  $m$  и  $\alpha = \pi d/\lambda$ .

Полное рассеяние одной частицей выражается рядом

$$I = I_0 \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2).$$

Как следует из уравнений Ми, угловое распределение интенсивности рассеянного света (**индикатриса рассеяния**) выражается чрезвычайно сложной функцией. С увеличением размера частицы эта сложность возрастает (рис. 9.2). Индикатриса рассеяния зависит и от длины волны, но при постоянном отношении  $d/2\lambda = const$  она также постоянна.

### Контрольные вопросы:

1. Что понимается под термином «задача Ми» в оптике аэрозолей?
2. Как понимать термины «рэлеевское рассеяние» и «рассеяние Ми»? Какому случаю соответствует рассеяние излучения на реальных аэрозольных частицах?
3. Что называется индикатрисой рассеяния?  
Какой процесс характеризует закон Бугера – Ламберта – Бэра?

## Лабораторная работа № 14

### Изучение характеристик лазерного счетчика частиц

Цель работы: Исследовать зависимость энергии рассеиваемого света от размера частицы.

Практические расчеты с использованием теории Ми очень сложны, но последние годы в Интернете созданы сайты, с помощью которых можно найти решение самых разных задач по оптике аэрозолей. Одной из основных является задача нахождения графика распределения энергии, рассеянной одной сферической частицей, по углам при падении на частицу плоской световой волны. Такое распределение носит название индикатрисы рассеяния.

Определение индикатрисы рассеяния имеет особо важное значение при конструировании фотоэлектрических счетчиков частиц, в которых частицы аэрозоля по одной пересекают тонкий световой луч, и рассеянный каждой частицей свет в виде короткого импульса регистрируется высокочувствительным фотоприемником. Этим методом регистрируется не только количество частиц в потоке воздуха, но и их размеры, так как энергия рассеянного каждой частицей света зависит от размера частицы.

В фотоэлектрических счетчиках разных конструкций фотоприемники рассеянного света могут располагаться под разными углами по отношению к направлению падающего света. В последние годы в качестве источников света все чаще используются лазерные источники, и поэтому направление рассеянного света по углам можно отсчитывать от направления распространения лазерного луча. Обычно используются два варианта – установка фотоприемника под малым углом по отношению к лазерному лучу (рассеяние «вперед») либо под углом,

примерно равным 90 град. Возможны и промежуточные варианты. Так как фотоприемник имеет конечный размер, то рассеянное излучение распространяется и регистрируется в некотором телесном угле, который обычно известен. В конечном счете определяются следующие функциональные зависимости – зависимость энергии рассеянного света от размера частицы, длины волны падающего света и типа поляризации падающего света.

Известны весьма разнообразные конструкции аэрозольных счетчиков частиц, основанные, в частности, не на явлении рассеяния света частицами, а на теневом эффекте, (когда измеряется уменьшение потока света при пересечении частицей светового луча) или на регистрации методом рассеивания света ускорения частиц в потоке газа.

Отметим, наконец, что наиболее распространены счетчики для измерения размеров частиц в диапазоне размеров примерно 0.3 – 20 мкм и счетной концентрации не более, чем  $10^6$  частиц в  $1 \text{ см}^3$ .

Основным требованием успешной работы любого фотоэлектрического счетчика частиц является формирование в пространстве так называемого счетного объема – освещенной зоны малого размера, проходя через которую не чаще, чем по одной, частицы рассеивают свет, регистрируемый фотоприемников. Именно в таком случае можно, используя статистический подход, получить достаточно полные сведения о концентрации аэрозоля и о функции распределения частиц по размерам.

В 2-х наиболее распространенных конструкциях счетчиков частиц (в которых регистрируется свет, рассеянный частицами под углами, близкими к  $90^\circ$  либо  $0^\circ$  по отношению к направлению светового луча) счетные объемы формируются различным образом. В первом случае – путем диафрагмирования луча света и поля зрения фотоприемника, во втором – сужением потока аэрозоля. Однако во втором случае интенсивность рассеянного частицами света во много раз больше, что позволяет использовать в конструкции счетчиков более простые оптические и электронные элементы. С другой стороны, предел счетной концентрации для счетчиков первого из указанных типов в несколько раз выше, так как уменьшить диафрагму поля зрения и/или сечение светового пучка значительно проще, чем сузить поток аэрозоля. В конечном счете выбор той либо иной конструкции счетчика определяется его будущим использованием. Предположим, что наиболее востребованными являются счетчики для измерения аэрозольного загрязнения воздуха в производственных помещениях, и тогда ясно, что подходящим вариантом конструкции является счетчик, имеющий высокую чувствительность (то есть способность измерять довольно малые частицы), но невысокий предел измерения счетной концентрации. Именно такими параметрами обладает схема, в которой рассеянный частицами свет регистрируется под малыми углами, а счетный объем формируется путем сужения потока аэрозоля.

Рассмотрим конструктивные особенности разработанного счетчика частиц. Его схема приведена на рис. 9.3.

Счетчик имеет осесимметричную конструкцию, так что вдоль оси цилиндрического корпуса установлен полупроводниковый излучатель, создающий почти параллельный (слабо сходящийся) поток света. Поток аэрозоля подается

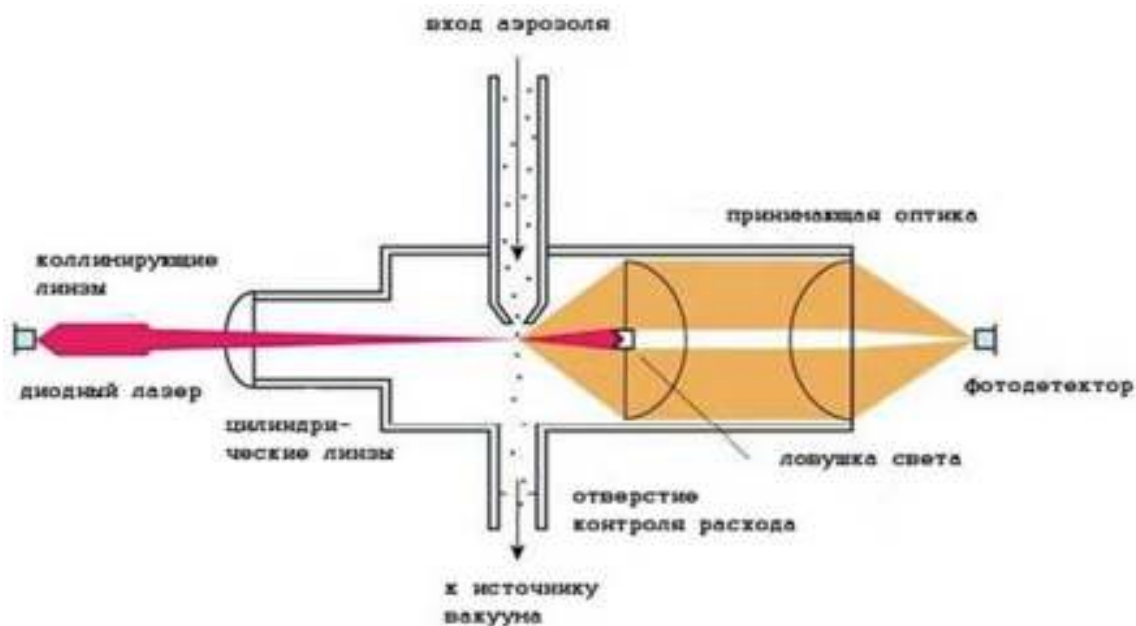


Рис. 9.3. Схема счетчика частиц

в счетчик через входное сопло и далее выходит из корпуса счетчика через выходное сопло несколько большего диаметра. Для обеспечения такого потока аэрозоля весь корпус счетчика герметизирован. Рассеянный частицами свет собирается объективом фотоприемника, имеющим фокусное расстояние порядка 4 см и диаметр 40 мм. На расстоянии порядка 8 см от объектива установлена диафрагма фотоприемника, диаметр которой равен 5 мм. Непосредственно за ней расположен фотодиод, чувствительная зона которого имеет диаметр порядка 6 мм. Фотодиод установлен непосредственно на панели, на которой собран усилитель импульсов.

В нашем случае выходное сечение сопла для подачи аэрозоля имеет размер  $0,5 \times 8 \text{ мм}^2$ , и частицы проходят через плоский луч света толщиной порядка 0,25 мм. Следовательно, величина счетного объема равна  $1 \text{ мм}^3$ . Это соответствует концентрации, равной примерно 500-600 частиц в  $1 \text{ см}^3$ .

Для изучения оптических свойств аэрозоля удобно использовать сайт [philiplaven.com/MiePlot.htm](http://philiplaven.com/MiePlot.htm), созданный профессором Филиппом Лавеном (Голландия). Он предназначен для быстрого определения самых разнообразных зависимостей оптических свойств аэрозольных частиц от основных параметров системы. Наиболее наглядными являются полярные диаграммы зависимости интенсивности рассеянного света от углов. Приведем пример такой диаграммы, полученной с помощью описываемого сайта (рис.9.4), для капли воды размерами 2 мкм и 10 мкм.

Вид основного окна сайта представлен на рис.9.5. В зависимости от задачи получаемые данные можно отобразить несколькими способами – в виде таблицы данных, полярной или прямоугольной диаграммы.

При выводе сайта на монитор по умолчанию возникает исходная картина, на которой приведена зависимость интенсивности рассеянного света от  $0^\circ$  до  $180^\circ$  для капель воды радиусом 10 мкм (окно вверху посередине) при длине волны

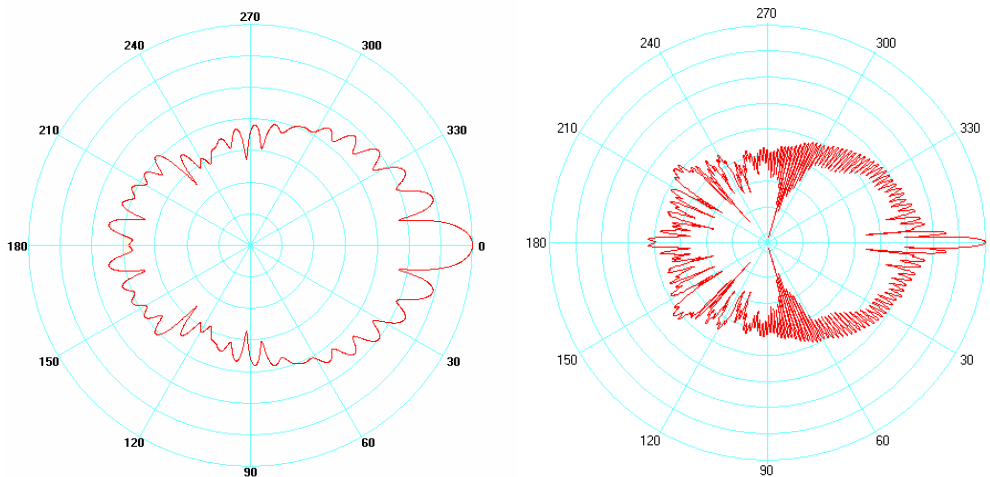


Рис. 9.4. Индикатриса рассеяния для сферической капли воды  $r=2$  мкм и  $r=10$  мкм

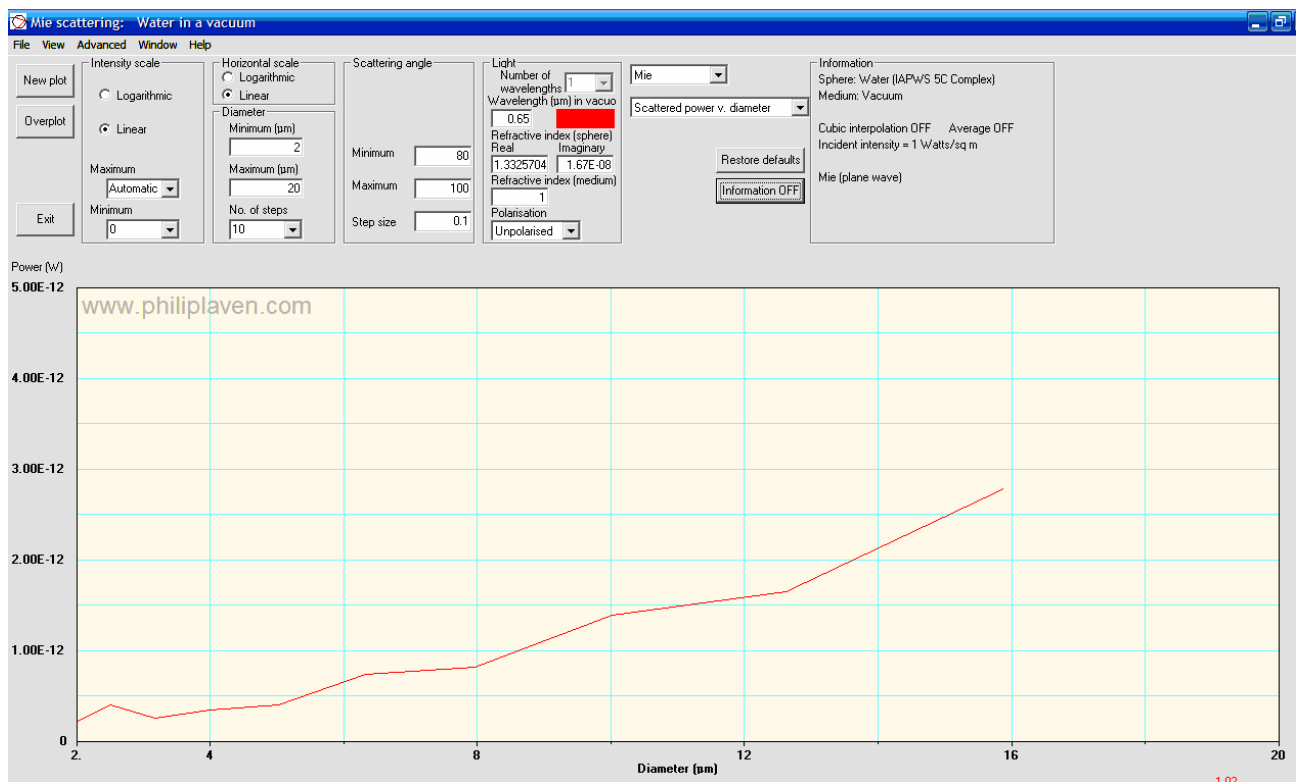


Рис. 9.5. Зависимость энергии рассеянного света от параметров системы

света, равной 0.65 мкм (красная марка немного левее), для двух типов поляризации света – параллельной и перпендикулярной.

Для анализа работы счетчика интенсивность рассеянного света не нужна, так как это – величина энергии, рассеянной точно под данным углом, а нам нужна энергия рассеянного света в некотором телесном угле. Поэтому необходимо перейти в другое окно (окно справа вверху под словом Mie). Там нужно выбрать опцию Scattered power vs diameter – рассеянная энергия в зависимости от диаметра частицы. На этой же странице есть окна для введения других параметров.

В качестве полезного примера рассмотрим возможность определения энергии рассеиваемого света от размера частиц. С этой целью включаем соответствующий режим расчетов (в правом верхнем окне, рис. 9.4), выбираем диапазон углов и размеров частиц, показатель преломления вещества частиц и вид отображения результатов. Включение процедуры в верхнем левом угле немедленно приводит к отображению на мониторе требуемого результата.

В представленном примере (рис. 9.5) получена зависимость энергии, рассеиваемой одной каплей воды (коэффициент преломления вещества частиц – 1.3325704) при падении на нее красного света (длина волны света – 0.65 мкм) в диапазоне размеров от 2 до 20 мкм в телесном угле от 80 до 100 градусов (то есть примерно под 90 град. от направления падающего света). Число шагов при расчете – 10. Свет неполяризован (unpolarised), значения на осях представлены в линейном виде.

### **Порядок выполнения работы:**

Для выполнения лабораторной работы необходимо определить энергию рассеянного одной частицей света для ряда указанных преподавателем параметров.

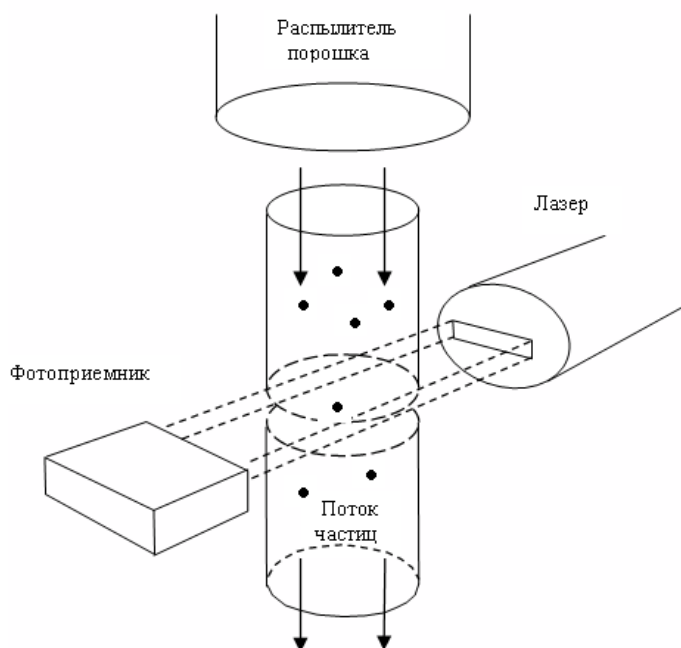
## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 15

### **Измерение гранулометрического состава частиц порошков с помощью лазерного теневого счетчика**

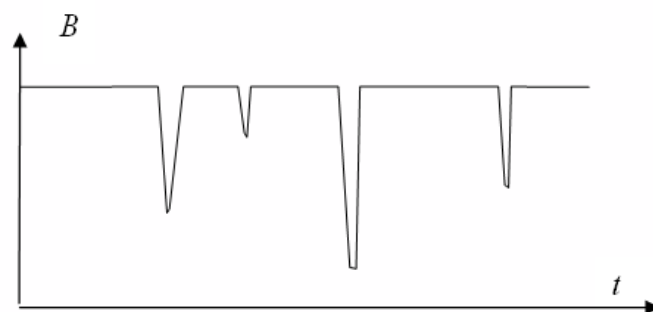
Цель работы: Используя лазерный счетчик провести дисперсный анализ порошка.

Порошки различных веществ находят широкое применение в современной технологии (абразивные порошки, шлиф-порошки, порошковая металлургия, порошковые краски, сыпучие строительные материалы, пылеугольные горючие вещества, пищевая и фармацевтическая промышленность и т.д.). Свойства порошков чрезвычайно зависят от размеров частиц. Соответственно весьма актуальной является задача измерения размеров частиц в порошках и/или функции распределения частиц по размерам. Классическим (прямым) методом проведения таких измерений является так называемый дисперсный микроскопический анализ, когда частицы порошка наносятся на прозрачную подложку (предметное стекло) и их размер определяется с помощью окулярной сетки подходящего микроскопа. Если необходимо определить функцию распределения частиц по размерам, проводятся измерения размеров многих частиц, и затем строится дифференциальная или интегральная кривая распределения частиц по размерам. Чаще всего с помощью такой методики (визуальной либо компьютерной) определяется так называемый проекционный размер.

Измерения дисперсности порошков фотоэлектрическими счетчиками аэрозольных частиц, регистрирующие рассеянный свет, практически не проводятся по двум причинам. Во-первых, достаточно трудно перевести порцию порошка в аэрозольное состояние; во-вторых, частицы разной природы рассеивают свет



*Рис. 9.6. Принципиальная схема измерений размеров частиц теневым методом*



*Рис.9.7. Импульсные сигналы на фотоприемнике*

по-разному из-за разницы в коэффициентах преломления света разными веществами.

В разработанной автоматизированной системе определения дисперсности порошков производится **прямое измерение размеров частиц по их тени**, которая образуется при пересечении частиц в среднем по одной тонкого светового (лазерного) луча. Важным элементом системы является распылитель порошков, обеспечивающий их дезагрегацию.

Схема измерительного блока системы (фотоэлектрической ячейки) приведена на рис. 9.6. В фотоэлектрической ячейке происходит измерение размеров частиц. Для этого диодный лазер создает плоский луч света, пересекающий поток воздуха с частицами. Этот поток света падает на фотоприемник (фотодиод), который генерирует некоторый постоянный ток. При пересечении одной частицей лазерного луча освещенность фотоприемника падает, и на входе регистрирующей схемы возникает короткий отрицательный импульс (рис.9.7). Если толщина светового луча больше диаметра частицы, то амплитуда этого импульса будет пропорциональна проекционному размеру частицы. В другом случае,

когда размер частицы значительно больше толщины луча, размер частицы можно определить по длительности импульса (при постоянной скорости движения частиц).

Важнейшим свойством такого метода измерений является тот факт, что при стабильной освещенности фотоприемника и известном сечении луча света уменьшение освещенности дает прямую информацию о размере частицы, и поэтому, в отличие от других методов измерений, система не требует калибровки, то есть не требуется проверка ее работы с помощью порошков с известным распределением частиц по размерам.

Для введения частиц порошка в фотоэлектрическую ячейку служит распылитель, установленный над этой ячейкой. В нем из небольшой порции порошка с помощью центробежного устройства образуется аэрозоль, в которой полностью разрушены агрегаты частиц. Параметры распылителя выбраны таким образом, что счетная концентрация частиц в аэрозоли невелика, и при ее движении через фотоэлектрическую ячейку частицы пересекают световой луч практически по одной.

Наряду с фотоэлектрической ячейкой и распылителем-дозатором, система содержит электронный блок, регистрирующий сигналы от фотоприемника, и блок обработки электрических импульсов. Последний служит для преобразования сигналов в цифровую форму и их селекции по амплитуде или длительности для построения распределения частиц по размерам.

В данной работе используется счетчик со следующими характеристиками:

- 1) диапазон измеряемых размеров в мкм: три фракции 0.3 – 1, 1 – 3, 3 – 5.
- 2) точность измерения 10 %,
- 3) скорость аспирации, 0.1 – 0.5 л/мин,
- 4) время измерения 10 – 60 сек.

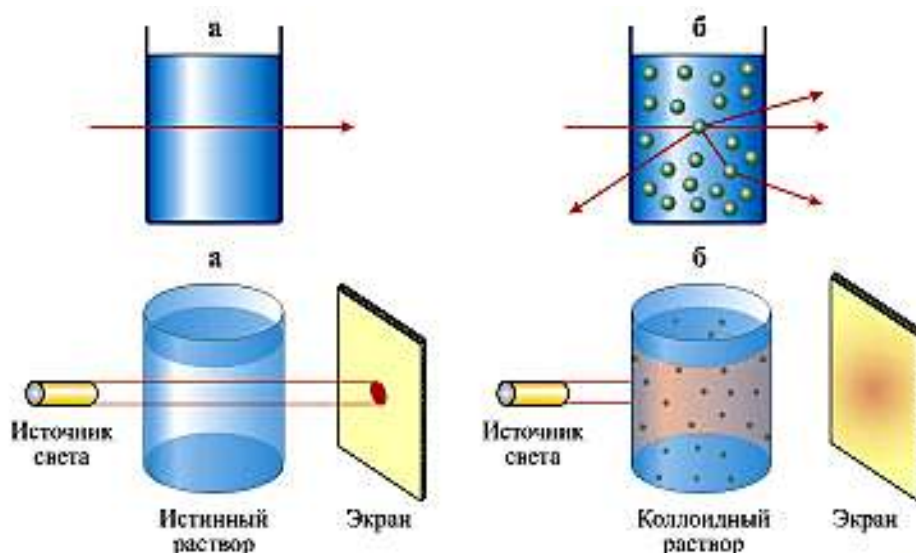
#### **Порядок выполнения работы:**

1. Уточнить характеристики счетчика.
2. Включить счетчик частиц. Подождать несколько минут.
3. Распылить немного дыма в пространстве около счетчика. В качестве образца можно использовать, например, дым канифоли или гаснувшей спички.
4. Записать те результаты числа частиц по каждой фракции, которые за время нескольких измерений практически не изменяются.
5. Обработать результаты измерения, считая, что частиц ниже 0.3 и выше 5 мкм в дыме нет.

#### **ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №16**

#### **Измерение дисперсности частиц суспензиях дифракционным методом (конус Тиндаля).**

*Цель работы:* Определить распределение частиц в суспензиях.



*Рис. 9.8. Иллюстрация эффекта Тиндаля.*

Суть эффекта Тиндаля проста (рис. 9.8): при прохождении пучка света через оптически неоднородную среду – будь то любые непрозрачные, крупные или мелкие скопления предметов. Обусловлен дифракцией света на отдельных частицах или элементах структурной неоднородности среды, размер которых намного меньше длины волны рассеиваемого света. Характерен для коллоидных систем (напр., гидрозолей, табачного дыма) с низкой концентрацией частиц дисперсной фазы, имеющих показатель преломления, отличный от показателя преломления дисперсионной среды.

Обычно наблюдается в виде светлого конуса на тёмном фоне (конус Тиндаля) при пропускании сфокусированного светового пучка сбоку через стеклянную кювету с плоскопараллельными стенками, заполненную коллоидным раствором. Коротковолновая составляющая белого (немонохроматического) света рассеивается коллоидными частицами сильнее длинноволновой, поэтому образованный им конус Тиндаля в непоглощающем золе имеет голубой оттенок.

Эффект Тиндаля воспринимается невооружённым глазом как равномерное и непрерывное свечение некоторой части объёма рассеивающей свет системы. На самом деле свет исходит от отдельных точек – дифракционных пятен, хорошо различимых под оптическим микроскопом при достаточно сильном освещении разбавленного золя. Интенсивность рассеянного в данном направлении света (при постоянных параметрах падающего света) зависит от числа рассеивающих частиц и их размера.

#### **Порядок выполнения работы:**

1. Приготовить суспензию.
2. Расположить кювету с суспензией на пути лазерного луча.
3. Определить распределение частиц по фракциям, располагая счетчик под углом  $0^\circ$  к исходному направлению лазерного луча.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Райст П. Аэрозоли. Введение в теорию: пер. с англ. – М.: Мир, 1987. – 280 с.
2. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. – М.: Изд. АН СССР, – 1955, – 352с.
3. Грин Х., Лейн В. Аэрозоли – дымы, пыли и туманы. Л.: Химия, 1972. –428 с.
4. Береснев С.А., Грязин В.И. Физика атмосферных аэрозолей: Курс лекций. – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2008. – 228 с.
5. Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М.: Изд-во АН СССР, 1958. – 92 с.
6. Швыдкий В.С., Ладыгичев М.Г., Швыдкий Д.В. Теоретические основы очистки газов / учебник для вузов. М.: Машиностроение-1, 2001. – 502 с.
7. Ивлев Л.С., Довгалюк Ю.А. Физика атмосферных аэрозольных систем. Санкт-Петербург, 1999. – 194 с.
8. Кондратьев К.Я., Москаленко Н.И., Поздняков Д.В. Атмосферный аэрозоль. Л.: Гидрометеиздат, 1983. – 212 с.
9. Ветошкин А.Г. Процессы и аппараты пылеочистки. Учебное пособие. – Пенза: Изд-во Пенз. гос. ун-та, 2005. - 210 с.
10. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т.І. Механика. – М.: Наука, 1989. – 576с.
11. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т.ІІ. Термодинамика и молекулярная физика. – М.: Наука, 1990. – 592с.
12. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т.ІІІ. Электричество. – М.: Наука, 1983. – 687с.
13. Ваксман Ю. Ф. Оптика: Навчальний посібник. – Одеса.: Астропринт, 2001. – 320 с.
14. Липатов Г.Н., Контуш С.М., Шингарев Г.Л. Исследование движения одиночных частиц в различных силовых полях методом «тонкой струи капель» // Физика аэродисперсных систем, Киев-Одеса: Вища школа. – 1977. – В.16. – С. 79 – 83.
15. Контуш С. М. Спосіб формування малого об'єму в суспензіях для проведення оптичних досліджень властивостей частинок в суспензіях. Патент України, 2005.
16. Калугин В.В., Контуш С.М., Гимп А.В., Машненко К.П. Измерение дисперсности порошков с помощью автоматизированной системы определения дисперсности АСОД–300 // Физика аэродисперсных систем. – 2011 – Т. 48. – С. 118-124.







