

Л и т е р а т у р а

1. Рэлей. Теория звука., т. II, Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1955.
2. Лысанов Ю.П. Об одном приближении решения задачи о рассеянии звуковых волн на неровной поверхности. Акустический ж., 1956, 2, вып. 2, с. 182-187.
3. Сталкевич А.Н. Акустика моря. Л., "Судостроение", 1966.
4. Исакович М.А. Рассеяние волн от статически шероховатой поверхности. ЖЭТФ, 1952, 23, 305-314.
5. Eckart C. *The Scattering of sound from the sea surface.* JASA. 1953. 25, 566-670.
6. Mazsh H W and Kneal S L *Scattering of underwater sound by the sea surface.* JASA, 1961, vol 33, №3.
7. Лепорский А.Н. О рассеянии звуковых волн на синусоидальных и пилообразных поверхностях. Акустический ж., 1956, вып. 2, с.177-181.
8. Толстой И., Клей К.С. Акустика океана. М., "Мир", 1969.
9. Fogelin. *Survey of literature on reflection and Scattering of Sound waves at the sea surface.* JASA, 1970, 47, №5, p.2, 1209-1228.
10. E.O. La Casce, J.R.P. Tamarkin. *Underwater Sound Reflection from a Cogugated Surface.* J of Applied Physics, 1956, 27, №2.

А.А.Подольский

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЗАРЯДКИ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Зарядка аэрозольных частиц в электрическом поле при наличии униполярного пространственного заряда получила широкое распространение как в промышленных процессах /электрофильтрация аэрозолей, электроокраска и т.п./, так и в технике физического эксперимента. Это обусловило проведение большого числа теоретиче-

ских и экспериментальных исследований по зарядке [1] - [5]. В теоретических работах, как правило, делается допущение о постоянстве напряженности поля и концентрации ионов в процессе зарядки. Это допущение часто не выполняется на практике. Так, например, в плоском электрофилт্রে с равноотстоящими друг от друга коронирующими электродами имеет место периодическая пространственная неоднородность напряженности поля и концентрации ионов. При движении частицы через электрофилтър указанная пространственная неоднородность равнозначна временной. Дополнительная неоднородность обусловлена временной зависимостью напряжения на электродах электрофилтра, возникающей на выходе выпрямительного агрегата. Обе причины в зависимости от соотношения между периодом пространственной неоднородности поля и частотой напряжения могут привести к существенному снижению скорости зарядки [6]. В технике физического эксперимента в последние годы нашли применение устройства, в которых зарядка частиц происходит в переменном электрическом поле с униполярным пространственным зарядом [4], [7], [8]. В таких устройствах реализуется возможность сообщения одинаковым частицам равных зарядов независимо от координаты пролета частицы через зарядную камеру и одновременно устраняется осаждение частиц в процессе зарядки. Однако и здесь скорость электризации частиц замедляется [7].

Таким образом, назрела необходимость теоретического анализа процесса зарядки частиц в переменном электрическом поле с униполярным пространственным зарядом. Такой анализ при некоторых упрощающих предположениях и составляет содержание настоящей статьи.

Известно, что зарядка аэрозольных частиц происходит в результате одновременного действия двух процессов: диффузии ионов к частице и ионной бомбардировки. Первый процесс является доминирующим для малых частиц /радиусом $a < 0,5$ мкм/ и при низкой напряженности поля, второй - для более крупных при высоких напряженностях поля [9]. Первоначально ограничимся анализом зарядки проводящих частиц в результате ионной бомбардировки, влияние диффузии учтем отдельно. Воспользуемся методом, изложенным в работе [2] применительно к процессу ударной зарядки частиц в постоянном электрическом поле. Ток ионов на час-

тицу в произвольный момент времени t определяется выражением

$$i(t) = j(t)A(t), \quad /1/$$

где $j(t)$ - плотность ионного тока в невозмущенной среде, вдали от частицы;

$A(t)$ - площадь поперечного сечения трубки тока, замыкающейся на частицу, вдали от нее /рис. 1/.

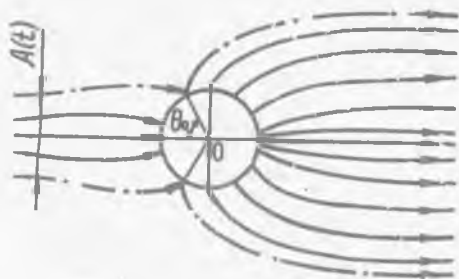


Рис. 1. Картина силовых линий в электрическом поле в окрестности заряженной частицы при $Q < Q_{np}$

При напряженности внешнего поля $E_0(t)$ и концентрации ионов $N_0(t)$ плотность ионного тока

$$j(t) = e k N_0(t) E_0(t), \quad /2/$$

где e - заряд иона; k - его подвижность.

Величина $A(t)$ может быть выражена через поток силовых линий, замыкающихся на частицу, т.е.

$$A(t) = \frac{\psi(t)}{E_0(t)}. \quad /3/$$

В свою очередь, поток $\psi(t)$ находится интегрированием напряженности поля $E(t)$ по поверхности частицы в пределах площадки $S(t)$, на которой выполняется условие $E(t) \geq 0$. Согласно работе [2],

$$E(t) = 3E_0(t) \cos \theta(t) - \frac{Q(t)}{4\pi \epsilon_0 a^2}, \quad /4/$$

где $Q(t)$ - текущий заряд частицы радиуса a ;

θ - угол между вектором напряженности \vec{E}_0 и радиусом-вектором произвольной точки на поверхности частицы;

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ в/м - электрическая постоянная.

Если напряженность поля изменяется по периодическому закону, то при малых значениях напряженности $E_0(t) \leq E_0^* = Q(t)/12\pi\epsilon_0 a^2$ зарядка вообще отсутствует, так как силовые линии поля не замыкаются на частицу. С повышением напряженности при $E_0(t) > E_0^*$ происходит увеличение угла $\theta(t)$, определяющего границы площади $s(t)$; при некотором значении t , соответствующем максимальной напряженности поля, $s(t)$ достигает максимума, а затем снова спадает до нуля. Таким образом, в переменном электрическом поле зарядка частицы представляет собой дискретный процесс, происходящий в течение убывающих интервалов времени $t_2 - t_1 < T/2$. Временные границы интервалов определяются одновременным соблюдением двух условий:

$$\cos\theta(t_i) = 1;$$

$$E(t_i) = 0; \quad i = 1; 2. \quad /5/$$

Выражение для потока силовых линий $\psi(t)$ с учетом /4/ после несложных преобразований примет вид

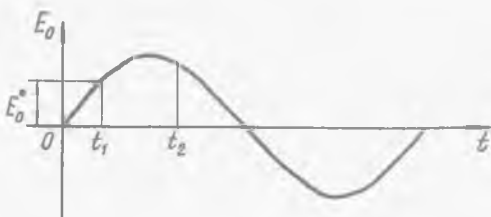


рис. 2. Изменение во времени напряженности поля

$$\psi(t) = \int_{s(t)} E(t) ds = \begin{cases} \frac{Q_{np}}{4\epsilon_0 E_0} E_0(t) \left[1 - \frac{Q(t)}{Q_{np}} \frac{E_0}{E_0(t)} \right]^2; & t_1 \leq t \leq t_2; \\ 0 & 0 \leq t \leq t_1; t_2 \leq t \leq T, \end{cases} \quad /6/$$

где E_0 - амплитуда напряженности невозмущенного электрического поля;

$Q_{np} = 12\pi\epsilon_0 E_0 a^2$ - предельный заряд, приобретаемый проводящей частицей радиуса a в постоянном поле с напряженностью E_0 [2]. Подставив /2/, /3/ и /6/ в /1/, получим выражение для тока, определяющее скорость нарастания заряда частицы

$$i(t) = \frac{dQ(t)}{dt} = \begin{cases} \frac{eKQ_{np}}{4\epsilon_0 E_0} N_0(t) E_0(t) \left[1 - \frac{Q(t)}{Q_{np}} \frac{E_0}{E_0(t)} \right]^2; & t_1 \leq t \leq t_2; \\ 0 & 0 \leq t \leq t_1; t_2 \leq t \leq T. \end{cases} \quad /7/$$

Определение скорости зарядки из уравнения /7/ при известных функциях $N_0(t)$ и $E_0(t)$ в общем случае представляет сложную задачу. Задача упрощается в тех случаях, когда процесс зарядки протекает "медленно", общая продолжительность его на порядок и более превышает период изменения $E_0(t)$, и $Q(t)$ оказывается медленно меняющейся функцией по сравнению с $E_0(t)$. Это происходит при малых плотностях ионного тока, когда к тому же можно пренебречь влиянием "электрического" ветра на осаждение частиц в зарядной камере.

Используя метод медленно меняющихся амплитуд [10], для прращения заряда частицы на интервале t_1, t_2 получим

$$\Delta Q = \frac{eKQ_{np}}{4\varepsilon_0 E_0} \left\{ \int_{t_1}^{t_2} N_0(t) E_0(t) dt - 2 \frac{Q(t)}{Q_{np}} E_0 \int_{t_1}^{t_2} N_0(t) dt + \left[\frac{Q(t) E_0}{Q_{np}} \right]^2 \int_{t_1}^{t_2} \frac{N_0(t)}{E_0(t)} dt \right\}. \quad /8/$$

Для расчета кинетики зарядки необходимо задать закон изменения напряженности поля и концентрации ионов в зарядной секции. Рассмотрим несколько случаев.

1. Пусть $E_0(t)$ - синусоидальная функция времени, а концентрация $N_0(t)$ изменяется синфазно с $E_0(t)$ в нечетные полупериоды и тождественно равна нулю в четные:

$$E_0(t) = E_0 \sin \omega t; \quad N_0(t) = \begin{cases} N_0 \sin \omega t, & 0 \leq t \leq \frac{1}{2} T; \\ 0 & \frac{1}{2} T \leq t \leq T. \end{cases} \quad /9/$$

Из выражения /4/, используя /5/, находим текущие границы временных интервалов зарядки

$$t_1 = \frac{1}{\omega} \arcsin \frac{Q(t_1)}{Q_{np}}; \quad t_2 = \frac{1}{\omega} \left[\pi - \arcsin \frac{Q(t_2)}{Q_{np}} \right]. \quad /10/$$

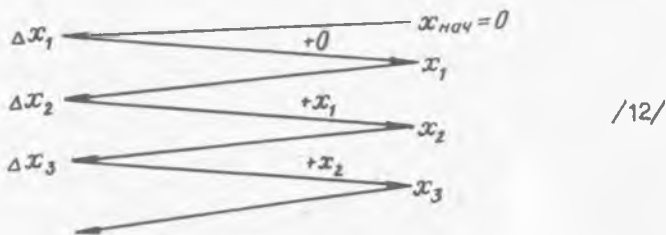
Согласно методу медленно меняющихся амплитуд, изменением заряда за период T при определении границ временного интервала можно пренебречь, т.е. $Q(t_1) = Q(t_2) = Q(t)$. Подставляя выра-

жение /10/ в /8/ и производя интегрирование, получаем после несложных преобразований формулу для расчета относительного приращения заряда частицы за период T

$$\Delta x = \frac{1}{\omega \tau} \left[(1+2x^2) \left(\frac{\pi}{2} - \arcsin x \right) - 3x \sqrt{1-x^2} \right], \quad /11/$$

где $\Delta x = \frac{\Delta Q}{Q_{np}}$; $x = \frac{Q}{Q_{np}}$; $\omega = \frac{2\pi}{T}$; $\tau = \frac{4\epsilon_0}{N_0 e K}$ - постоянная времени зарядки. Величина τ определяет время, в течение которого частица приобретает половину предельного заряда при зарядке в постоянном электрическом поле с концентрацией уни-полярных ионов N_0 . Сравним начальные скорости зарядки частиц в постоянном и переменном поле. Временная зависимость процесса зарядки в постоянном электрическом поле определяется выражением $x = \frac{t}{t+\tau}$ и на начальном участке /при $t \ll \tau$ / равна $\frac{t}{\tau}$ [2]. В свою очередь, из выражения /11/ находим, что относительная величина заряда, приобретаемого частицей в переменном поле за первый период, т.е. при $x = 0$, равна $\frac{T}{4\tau}$. Таким образом, в переменном поле начальная скорость зарядки уменьшается в 4 раза.

Выражение /11/ позволяет рассчитать ход зарядки аэрозольных частиц в переменном электрическом поле. Алгоритм машинного решения, при котором вычисляются значение x и необходимое для его достижения число периодов n , имеет вид



Результаты расчетов по формуле /11/ приведены на рис. 3 /кривые 4/. Для сравнения нанесена кривая 1, отображающая ход зарядки частиц в постоянном поле. Расчет скорости зарядки в перемен-

ном электрическом поле проводился для ряда значений $\omega\tau = 2\pi$ /5; 10; 20; 30; 50/. Как и следовало ожидать, при принятых допущениях скорость зарядки не зависит от величины периода.

Остановимся на вопросе физической реализуемости вышеуказанных временных зависимостей $E_0(t)$ и $N_0(t)$. В работе^х описано

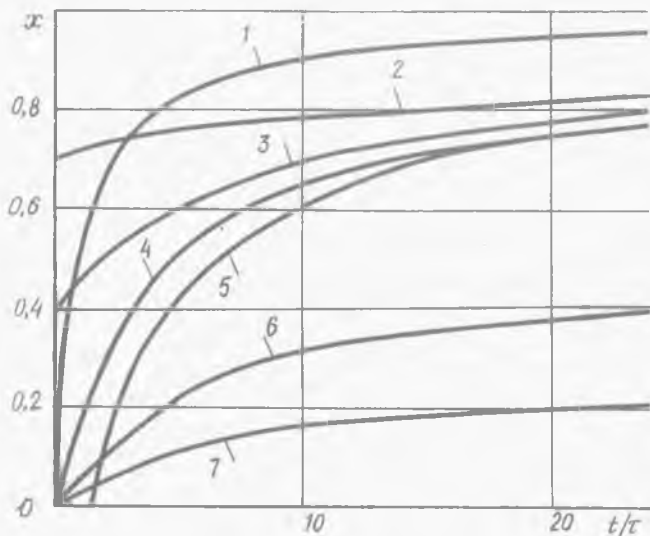


Рис. 3. Зависимость относительного заряда частицы от времени: кривая 1 - при ударной зарядке в постоянном электрическом поле; кривые 2,3,4,5 - при ударной зарядке в переменном электрическом поле и начальном заряде $x_0 = 0,7; 0,4; 0,0$ и $-0,7$ соответственно; кривые 6,7 - при диффузной зарядке с $E_0 a = 0,1$ В и $0,2$ В соответственно

экспериментальное исследование зарядного устройства, состоящего из секции коронного разряда /СКР/ и зарядной секции /ЗС/, разделенных сетчатой перегородкой /рис. 4/. При подаче на электроды постоянных высоких напряжений в первой секции возникает коронный разряд, часть ионов через общий сетчатый электрод поступает во вторую секцию и обеспечивает электризацию находящихся в ней частиц. При изменении тока короны в пределах 50-150 мкА концентрация ионов в ЗС прямо пропорциональна напряжению на ее

^х/ Логвинов Л.М. Экспериментальное исследование двухсекционных зарядных устройств. В настоящем выпуске.

электродах. Отсюда следует, что при подаче на электроды ЗС переменного напряжения условия /9/ будут выполнены, если можно пренебречь инерционностью ионов. Для выяснения последнего обстоятельства примем, что условия /9/ выполняются на граничной эмитирующей поверхности, и найдем закон изменения концентрации $N_0(t)$ на расстоянии y от нее.

Пусть ионы, прошедшие через сетку при $t = t_1$, достигают точки y в момент $t = t_2$. Тогда

$$y = \int_{t_1}^{t_2} K E_0 \sin \omega t dt = \frac{K E_0}{\omega} (\cos \omega t_1 - \cos \omega t_2);$$

$$\omega t_1 = \arccos \left(\frac{\omega y}{K E_0} + \cos \omega t_2 \right).$$

Концентрация ионов в сечении y в момент времени t_2 , когда напряженность поля $E = E_0 \sin \omega t_2$ определяется концентрацией ионов вблизи сетки в момент t_1

$$N_0(y, t_2) = N_0 \sin \omega t_1 = \begin{cases} 0, & 0 < t_2 < t^*, \\ N_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\omega y}{K E_0} + \cos \omega t_2 \right)^2}, & t^* < t_2 < \frac{\pi}{2}, \end{cases} \quad /13/$$

$$\text{где } t^* = \frac{1}{\omega} \arccos \left(1 - \frac{\omega y}{K E_0} \right).$$

В реальных условиях $E = 5-8 \cdot 10^5$ В/м; $\omega = 2\pi / 50-200$; $y = 2-8 \cdot 10^{-3}$ м; величина подвижности ионов [11] - $2,2 \cdot 10^{-4}$ м²/В сек. Значение безразмерного параметра $\frac{\omega y}{K E_0}$ лежит в пределах /0,36 - 9,1/ $\cdot 10^{-2}$. Поэтому, как видно из выражения /13/, для ограниченного зарядного интервала / t_1, t_2 / , расположенного внутри нечетного полупериода и сокращающегося с течением времени, отклонением закона изменения $N(y, t)$ от

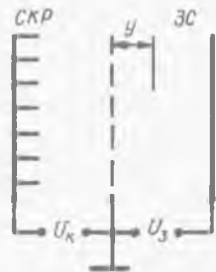


Рис.4. Схема зарядного устройства

синусоидального можно пренебречь. Приемлемость же в первом приближении допущения о синфазности $E_0(t)$ и $N_0(t, y)$ подтверждается тем, что начальная фаза $N(y)$ не превышает $5^\circ - 25^\circ$ /временное запаздывание момента появления ионов в сечении $y - /1,4 - 7,0 \cdot 10^{-2}/ T$, а сдвиг фазы между максимумами $E_0(t)$ и $N_0(t, y)$ не более 5° .

II. Пусть $E_0(t)$ и $N_0(t)$ изменяются синфазно по закону $E_0(t) = E_0 \sin \omega t$; $N_0(t) = N_0 (\sin \omega t)$. Такие условия зарядки реализуются, если секции коронного разряда расположены по обе стороны от ЗС и поступление ионов в ЗС происходит из каждой СКР поочередно со сдвигом на полпериода. В этом случае остается справедливым выражение /11/ при условии, что оно определяет относительное приращение заряда частицы за полупериод.

III. $E_0(t) = E_0 \sin \omega t$; $N_0(t) = N_0$. Зарядный интервал $/t_1, t_2/$ имеется внутри каждого полупериода. Используя условия /10/ и полагая, что выражение /8/ определяет приращение заряда за полупериод, получим

$$\Delta x = \frac{1}{\omega} \left[2\sqrt{1-x^2} - 2x(\pi - 2 \arcsin x) + x^2 \ln \frac{1+\sqrt{1-x^2}}{1-\sqrt{1-x^2}} \right]. \quad /14/$$

Расчет скорости зарядки также может производиться по алгоритму /12/.

Влияние начальных зарядов
на кинетику зарядки частиц

Аэрозольные частицы, как правило, несут на себе заряды еще до входа в зарядное устройство. Заряды на частицах могут возникать в процессе образования аэрозоля, в результате захвата частицами атмосферных ионов, при продувании аэрозоля через воздухозаборную трубку из-за многократных соударений между собой, со стенками трубки и т.д. Распределение зарядов "естественного происхождения" на частицах изучалось рядом исследователей [12], [13]. Выяснилось, что собственные заряды частиц могут быть положительными или отрицательными, колебаться по величине в широких пределах и иногда достигать значений, близких к приобретаемым в зарядных устройствах. При ограниченном

времени зарядки наличие у частиц начальных зарядов приводит к разбросу величин их зарядов на выходе зарядного устройства. Оценим этот разброс.

Положим, что при $t_0 = 0$ относительный начальный заряд частицы $x_0 < 1$ и зарядка происходит в постоянном электрическом поле. Тогда для величины заряда частицы к моменту времени t

$$x(t) = \frac{x_0 + (1-x_0) \frac{t}{\tau}}{1 + (1-x_0) \frac{t}{\tau}} \quad /15/$$

При $x_0 = 0$ выражение /15/ совпадает с формулой Потенье $x = \frac{t}{t+\tau}$. Из выражения /15/ следует, что предельный заряд частицы не зависит от значения x_0 . Пусть начальный заряд частицы изменится в пределах $(-x_0, x_0)$. Используя /15/, нетрудно получить величину максимального разброса зарядов к моменту времени t :

$$x_p = \frac{2x_0}{\left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^2 - \left(x_0 \frac{t}{\tau}\right)^2} \quad /16/$$

Выражение /16/ показывает, что с течением времени относительная величина разброса зарядов частиц монотонно убывает от начального значения $2x_0$ до нуля. Определим время зарядки, необходимое для того, чтобы разброс зарядов частиц не превышал заранее заданной величины x_p :

$$\frac{t}{\tau} = \frac{1}{1-x_0^2} \left(\sqrt{1 + \frac{(1-x_0^2)(2x_0-x_p)^2}{x_p^2}} - 1 \right) \quad /17/$$

Результаты расчетов по формуле /17/ приведены в таблице.

Таблица

	x_0					
	0,3		0,5		0,7	
$x_p = \frac{\Delta Q}{Q_{np}}$	$\frac{t}{\tau}$	$\frac{\Delta Q}{Q}$	$\frac{t}{\tau}$	$\frac{\Delta Q}{Q}$	$\frac{t}{\tau}$	$\frac{\Delta Q}{Q}$
0,1	1,492	0,167	2,319	0,148	3,524	0,128
0,05	2,552	0,069	3,770	0,063	5,680	0,059

Примечание. В таблице ΔQ - абсолютная величина разброса зарядов к моменту времени t ; Q - величина заряда к моменту t , подсчитанная при $x_0 = 0$.

Таким образом, если продолжительность процесса зарядки составляет 6τ , то разброс зарядов, обусловленный наличием у частиц ненулевых начальных зарядов, не превышает 5-6%.

Влияние начальных зарядов на скорость электризации частиц в переменном электрическом поле легко оценить, выбрав соответствующие значения x_0 в выражениях /11/ или /14/. На рис. 3 приведены кривые 2, 3, 5 зарядки частиц в переменном электрическом поле, рассчитанные по формуле /11/ при $x_0 = -0,7; 0,4; 0,7$ соответственно. Из графиков следует, что влиянием отрицательных начальных зарядов /при зарядке положительными ионами/ можно пренебречь при $\frac{t}{\tau} = 10$. Влияние положительных начальных зарядов сохраняется значительно дольше. Если $|x_0| \leq 0,4$, то разброс зарядов не превышает 5-7% при $\frac{t}{\tau} = 15$. Судя по результатам расчетов, оптимальное время пребывания частиц в зоне зарядки /для переменного электрического поля/ составляет /15-20/ τ ; при этом заряды частиц достигают величины /0,70-0,75/ Q_{np} . Флуктуации времени зарядки, а также начальных зарядов при $t = 15-20/\tau$ мало сказываются на величине конечного заряда; при дальнейшем увеличении времени зарядки рост зарядов частиц незначителен.

Роль диффузионной зарядки

Теоретическое исследование процесса зарядки при одновременном учете диффузии ионов и ионной бомбардировки сопряжено с большими трудностями даже тогда, когда зарядка происходит в постоянном электрическом поле [5]. Поэтому ограничимся, как это обычно и делается, расчетом диффузионных зарядов в предположении, что ионная бомбардировка отсутствует. Скорость нарастания диффузионного заряда частицы определяется уравнением [5]

$$\frac{E_0}{eK} \left[E_1 \left(\frac{qe}{4\pi\epsilon_0\kappa_1\tau_1\alpha} \right) - L_n \left(\frac{qe}{4\pi\epsilon_0\kappa_1\tau_1\alpha} \right) - 0,5772 \right] = Nt, \quad /18/$$

где E_i - интегральная показательная функция;
 κ_1 - постоянная Больцмана;
 T_1 - абсолютная температура;
 N - концентрация ионов. Пусть изменение N во времени определяется условиями /9/. Тогда средняя концентрация ионов в течение периода составит $\frac{N_0}{\pi}$

Для оценки скорости диффузионной зарядки предположим, что она происходит непрерывно в среде с постоянным униполярным зарядом при концентрации ионов $\frac{N_0}{\pi}$. Перепишем /18/ в форме

$$\frac{\pi}{4} \left[E_i \left(\frac{qe}{4\pi\epsilon_0 \kappa_1 T_1 a} \right) - \ln \left(\frac{qe}{4\pi\epsilon_0 \kappa_1 T_1 a} \right) - 0,5772 \right] = \frac{t}{\tau} \quad /19/$$

Достаточно один раз построить график функции $\frac{qe}{4\pi\epsilon_0 \kappa_1 T_1 a} = A \left(\frac{t}{\tau} \right)$ и затем определить заряд частицы из соотношения [5]

$$Q_{np} = a 4\pi\epsilon_0 \frac{\kappa_1 T_1}{e} A \left(\frac{t}{\tau} \right) \quad /20/$$

График функции $A \left(\frac{t}{\tau} \right)$ приведен на рис. 5.

Для сравнения скорости диффузионной и ударной зарядки нормируем /20/ делением на

$$Q_{np} = 12\pi\epsilon_0 E_0 a^2 :$$

$$x = \frac{\kappa_1 T_1}{3e E_0 a} A \left(\frac{t}{\tau} \right) = \frac{8,6 \cdot 10^{-3}}{E_0 a} A \left(\frac{t}{\tau} \right) \quad /21/$$

Результаты расчетов по формуле /21/ приведены на рис. 3 /кривая 6 - при $E_0 a = 1,1В$ и кривая 7 - при $l_0 a = 0,2В/$.

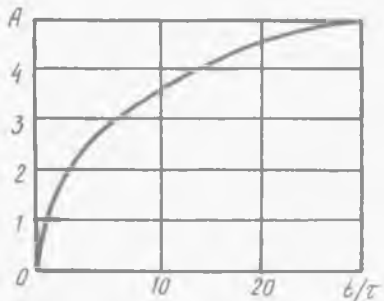


Рис. 5. График функции $A \left(\frac{t}{\tau} \right)$ для расчета диффузионной зарядки

очевидно, что при $E_0 \geq 2 \cdot 10^5 В/м$ влиянием диффузии ионов на скорость зарядки частиц в переменном электрическом поле можно пренебречь для частиц радиусом более 1 мкм.

Таким образом, кривая 4 на рис. 3 отражает процесс ударной зарядки грубодисперсных аэрозольных частиц при физически реализуемых условиях. Скорость зарядки в переменном электрическом поле существенно падает; заряды, близкие к предельным, достигаются за время $t \approx 1/50 + 60/\tau$.

Результаты анализа и расчета могут быть использованы при конструировании двух- и трехсекционных зарядных устройств.

В ы в о д ы. Изложены результаты анализа и расчета скорости зарядки аэрозольных частиц в переменном электрическом поле с униполярным пространственным зарядом. Показано, что оптимальное время зарядки составляет $1/15-20/\tau$; при этом заряд частицы достигает значений $1/0,70-0,75/Q_{np}$.

Показано, что влиянием диффузии ионов на скорость зарядки грубодисперсных аэрозольных частиц в переменном электрическом поле можно пренебречь при $E_0 \geq 2 \cdot 10^5$ В/м.

Л и т е р а т у р а

1. Pautheniez M.M., Mogeau-Hanot M. La Charge des Particules Sphériques Dans un Champ Ionisé, Journ de Phys et le Rad, 3, №7, 1932, 590-613.
2. White H.J. Particle Charging in Electrostatic Precipitation AIEE Transactions, 70, 1951, 1186-1191.
3. Liu B.Y.H., Whitby K.T., Yu H.H.S. On the Theory of Charging of Aerosol Particles by Unipolar Ions in the Absence of Applied Electric Field, Journ of Coll and interf Sci, 23, 1967, 367-378.
4. Hewitt G.W. The Charging of small Particles for Electrostatic Precipitation, AIEE Transactions, 76, 1957, 300-306.

5. Мирзабекян Г.З. Зарядка аэрозолей в поле коронного разряда. В сб.: "Сильные электрические поля в технологических процессах", М., "энергия", 1969, 20-39.

6. Böhm J. Verzögerung der Aufladung von Teilchen in einen Electrofilter, Staub-Reinhalt, Luft, 28, №7, 1968, 270-273.

7. Penney G.W., Lynch R.D. Measurements of Charge Impacted to Fine Particles by a Corona Discharge, *AIEE Transactions*, 76, 1957, 294-299.
8. Liu B.Y.H., Whitby K.T., Yu H.H.S. Electrostatic Aerosol Sampler for Light and Electron Microscopy, *The Rev of Sci Instr*, 38, №1, 1967, 100-102
9. Лившиц М.Н., Моисеев В.М. Электрические явления в аэрозолях и их применение. М.-Л., "Энергия", 1965.
10. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Гостехиздат, 1955.
11. Кэй Дж., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. М., Физматгиз, 1962.
12. Лоб Б. Статическая электризация. Госэнергоиздат, 1963.
13. Грин Х., Лейн З. Аэрозоли - пыли, дымы и туманы. Изд. "Химия", Л.О., 1969.

А.А.Подольский, Л.И.Калакутский, В.А.Вейнер, В.В.Сыченков

К ТЕОРИИ ИНДУКЦИОННЫХ ДАТЧИКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Исследование электрических свойств аэрозолей и изучение их параметров методом предварительной зарядки и последующего измерения зарядов частиц привело к созданию новых конструкций датчиков заряженных частиц, в частности, индукционного типа. Для рационального использования индукционных датчиков необходимо установить связь между наведенным и влияющим зарядами при различных траекториях заряженных частиц. Результаты исследования цилиндрических датчиков, применяемых при измерении зарядов облученных капель, а также зарядов, размеров и концентрации аэрозольных частиц содержатся в работах [1], [2], [3].

В настоящей работе рассматриваются индукционные датчики прямоугольного профиля, которые могут быть использованы при измерении фракционного состава порошков. Такие датчики выполняются в виде пластинки, расположенной внутри экранирующего параллелепипеда /рис. 1/. У датчика закрытого типа пластинка находится