TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS
ALUSTATUD 1893.a Vihik 320 Выпуск ОСНОВАНЫ В 1893.г.

ТРУДЫ ПО АЭРОИОНИЗАЦИИ И ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЯМ

VI



TARTU 1973

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS

ALUSTATUD 1893.a Vihik 320 Выпуск ОСНОВАНЫ В 1893.г.

ТРУДЫ ПО АЭРОИОНИЗАЦИИ И ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЯМ

VI

TARTU 1973

Редколлегия: П. Кард, Ю. Лембра, Я. Рейнет, В. Риивес, У. Ныым

Утверждено советом физико-химического факультета
15 декабря 1972 г.

© Тартуский государственный университет, 1973

I

СПЕКТРОМЕТРИЯ АЭРОЗОЛЕЙ И АЭРОИОНОВ

К ОБЩИМ ПРОБЛЕМАМ СПЕКТРОМЕТРИИ АЭРОИОНОВ

Х. Ф. Таммет

I. Введение. Цель настоящих заметок – уточнение некоторых соглашений, понятий и терминов, используемых в спектрометрии подвижностей аэроионов. В той части работы, где излагаются вопросы общей теории спектрометрии, термины спектрометрии аэроионов употребляются условно. Рассмотрение специальных проблем спектрометрии аэроионов предполагает знакомство читателя с понятиями, определенными в работе [Таммет, 1967].

2. Изображение спектра аэроионов. В теоретических исследованиях спектр подвижностей аэроионов наиболее удобно описывать функцией распределения плотности заряда по подвижностям $\rho(k)$. Поэтому казалось бы естественным изображать и экспериментальные результаты графиком функции $\rho(k)$ в линейном масштабе подвижностей. Однако на практике это часто оказывается неудобным по следующим причинам:

- один спектр может охватывать интервал подвижностей шириной в несколько порядков величины;
- значения спектра плотности заряда $\rho(k)$ в узкой области малых подвижностей обычно намного выше значений этой же функции в области средних и высоких подвижностей;
- значения спектра плотности заряда, которые выражаются в специальных единицах измерения, не имеют интуитивно ощущаемой связи со значениями частных плотностей заряда характерных групп аэроионов.

Первое из перечисленных затруднений преодолевается введением логарифмической шкалы подвижностей. Остальные затруднения этим, однако, не устраняются. Одним из отрицательных последствий является исчезновение возможности определения частных плотностей заряда по площади под спектральной кривой.

Все перечисленные затруднения преодолеваются лишь при замене функции $\rho(k)$ функцией распределения проводимости $\lambda(k) = k\rho(k)$ с одновременным использованием логарифмической шкалы подвижностей. Единица измерения спектра проводимости $\lambda(k)$ совпадает с единицей измерения плотности заряда и численные значения этой функции близки к частным плотностям заряда характерных групп аэроионов. Площадь под кривой $\lambda(k)$ при логарифмической шкале подвижностей пропорциональна частной плотности заряда в рассматриваемом интервале подвижностей.

Все изложенное дает основание предложить график спектра проводимости $\lambda(k)$ в логарифмической шкале подвижностей в качестве стандартного способа изображения спектра аэроионов.

3. Уравнение спектрометра. Обозначим выходной сигнал спектрометра через y и аргумент характеристики (варьируемый параметр) через ψ. Выходным сигналом может быть, например, ток или напряжение, аргументом характеристики в аспирационном спектрометре служит обычно напряжение или предельная подвижность измерительного конденсатора, в импульсном – время. Экспериментально определяемая функция $y(\psi)$ называется характеристикой спектрометра. Обозначим характеристику моноподвижных аэроионов с подвижностью k, отнесенную к единичной плотности заряда, через $G(\psi, k)$. Функция G является характеристикой спектрометра для вырожденного спектра $\rho(k) = \delta(k-k')$. При малой и умеренной плотности заряда характеристика спектрометра линейно слагается из характеристик, соответствующих разным подвижностям:

$$y(\psi) = \int G(\psi, k)\rho(k)dk. \qquad (1)$$

Это выражение и является уравнением спектрометра в наиболее общем виде. Оно описывает аппаратное преобразование спектра $\rho(k)$ в сигнал $y(\psi)$.

Вычисление функции G является основной прямой задачей линейной теории спектрометров. Эта задача решается в том или ином приближении. Если заменить точное выражение функ-

ции G в уравнении (I) на приближенное выражение $G^*(\psi,k)$, то решением уравнения будет функция $\rho^*(k)$, которая называется кажущимся спектром. Кажущийся спектр связан с истинным спектром линейным преобразованием

$$\rho^*(k) = \int W(k, k')\rho(k')dk' , \qquad (2)$$

которое будет названо уравнением искажения спектра. Функция $W(k, k')$ интерпретируется как плотность вероятности того, что аэроион с истинной подвижностью k' ведет себя в спектрометре так, как должен вести аэроион с подвижностью k в идеальных условиях, для которых выведено приближенное выражение $G^*(\psi, k)$. $W(k, k')$ является кажущимся спектром для аэроионов с истинно вырожденным спектром $\rho(k) = \delta(k - k')$.

В ряде случаев, например, при оценке действия диффузии аэроионов в аспирационном спектрометре, относительно просто найти выражение функции искажения W при менее жестких допущениях, чем те, которые были приняты при выведении выражения G^*. При этом использование двух уравнений (2) и (3) вместо одного (I) вполне оправдано.

Так как по определению

$$y(\psi) = \int G^*(\psi, k)\rho^*(k)dk, \qquad (3)$$

то

$$G(\psi, k) = \int G^*(\psi, k')W(k', k)dk . \qquad (4)$$

Откуда следует, что, зная первоначальное выражение G^* и функцию искажения W, можно установить уточненный вид функции G и перейти от двухэтапного расчета к одноэтапному в уточненном, по сравнению с первоначальным, приближении.

4. Терминологические замечания. В работе [Сальм, 1969] для обозначения функции W, которая ранее в теории аспирационных счетчиков была использована без специального названия, предложен термин "аппаратная функция". Для ядра уравнения (I) при этом резервируется термин "функция Грина". Хотя эта терминология и была первоначально принята без возражений, однако она имеет недостатки.

В математике функция Грина является общим понятием – как функция G, так и функция W с одинаковым правом могут быть названы функциями Грина. И не представляется целесообразным приписывать математическому термину "функция Грина" в спектрометрии некий специальный, более узкий смысл.

Термином "аппаратная функция" в спектрометрии естественно обозначить реакцию спектрометра на вырожденный спектр, то есть ядро аппаратного преобразования (I) спектра $\varphi(k)$ в сигнал $y(\psi)$. Поэтому термин "аппаратная функция" можно предложить для обозначения функций G и G^*, дифференцируя аппаратные функции по степени точности. Функцию W целесообразно называть функцией искажения, что лучше отражает ее роль в теории. Можно различать общую функцию искажения и частные функции искажения, которые имеют в основе специально выделенные физические факторы сглаживания кажущегося спектра.

В некоторых случаях в качестве выходного сигнала спектрометра рассматриваются полуобработанные данные. Предварительная обработка может быть осуществлена, например, специальным вычислительным устройством, входящим в комплект спектрометра. Тогда аппаратная функция зависит от способа предварительной обработки, что уместно отразить добавлением какого-нибудь дополнительного прилагательного в термин. Для отвлеченного случая можно предложить термин "специальная аппаратная функция". Понятие специальной аппаратной функции служит мостиком между понятиями аппаратной функции и функции искажения: если предварительная обработка сводится к решению уравнения (3), то специальная аппаратная функция совпадает с функцией искажения.

В литературе нет ясности в использовании терминов "счет-

чик аэроионов" и "спектрометр аэроионов". Можно рекомендовать называть счетчиками аэроионов приборы, предназначенные для измерения частных плотностей заряда аэроионов, и спектрометрами – приборы для определения спектральной функции. Существуют счетчики, не являющиеся спектрометрами, счетчики, которые являются одновременно и спектрометрами, и, наконец, возможны спектрометры, дающие лишь относительную спектральную кривую и не относящиеся к счетчикам.

5. О решении уравнения спектрометра. Существует два подхода к решению уравнения спектрометра. При одноэтапном решении используется уравнение (I) и наилучшее известное приближение аппаратной функции. При двухэтапном решении сначала вычисляется кажущийся спектр по уравнению (3), используя первое приближение аппаратной функции, а затем решается уравнение (2). Если рассматриваются частные функции искажения, то решение можно разбить и на большее число этапов. Целесообразность того или другого подхода зависит от простоты и экономичности вычислительных алгоритмов.

Способ решения уравнения спектрометра или уравнения искажения зависит от характера ядра уравнения. Если ядро кусочно-линейно, как в идеальных аспирационных спектрометрах, то уравнение спектрометра приводится двойным дифференцированием по параметру ψ к простой системе линейных алгебраических уравнений. Для частного случая интегрального аспирационного спектрометра, при котором система состоит из одного уравнения, такое решение предложено уже в работе [Langevin , 1905]. Если ядро является разностным, то уравнение спектрометра эффективно решается известным способом при помощи функционального преобразования Лапласа или Фурье. Если ядро не разностное, то уравнение алгебраизируется, аппаратную функцию при этом заменяет аппаратная матрица. Порядок аппаратной матрицы или степень дискретизации при численных функциональных преобразованиях определяются, как правило, дискретностью экспериментальных данных.

Аппаратная функция аспирационного спектрометра аэроионов, выведенная при обычных в теории аспирационного метода

идеализирующих допущениях, зависит от отношения подвижности k к предельной подвижности k_0: $G = G(k/k_0)$. Замена переменных

$$l = -\ln k, \qquad l_0 = -\ln k \tag{5}$$

приводит тогда уравнение спектрометра в разностный вид

$$Y(l_0) = \int k(l_0 - l)x(l)dl \ , \tag{6}$$

где

$$x(-\ln k) = \lambda(k). \tag{7}$$

Если в теории аспирационного счетчика учитывается и диффузия аэроионов, то аппаратная функция не является функцией ни отношения k/k_0 , ни разности $k - k_0$. В этом случае задачу упрощает двухэтапное решение: уравнение (3) приводится к разностному виду логарифмированием подвижности, а уравнение искажения (2) для тепловой диффузии – способом, который описан в работе [Сальм, 1970].

Аппаратная функция импульсного спектрометра в первом приближении зависит от произведения kt, к разностному виду приводит замена переменных

$$l = -\ln k, \qquad u = \ln t. \tag{8}$$

Литература

Сальм Я.И. – 1969 – Экспериментальное исследование действия турбулентной диффузии в аспирационном счетчике аэроионов, Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып. 239, с.68–91.

Сальм Я.И. – 1970 – Кажущийся спектр аэроионов при учете тепловой диффузии, Уч.зап. Тартуского гос.ун-

та, вып.240, с.I64-I73.

Таммет Х.Ф. – I967 – Аспирационный метод измерения спектра аэроионов, Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып. I95.

Таммет Х.Ф. – I973 – Система обработки наблюдений для одноканального спектрометра аэроионов.Наст. сб.

Langevin,M.P. – 1905 – Sur les ions de l'atmosphère, C.r. Acad. sci. 140, p.232 – 234.

MÕNEST AEROIOONIDE SPEKTROMEETRIA ÜLDKÜSIMUSEST

H. Tammet

Resümee

Artikkel sisaldab märkusi aeroioonide spektromeetrias kasutatavate kokkulepete, mõistete ja terminite kohta. Näidatakse, et aeroioonide spektri praktiliseks kujutamiseks sobib juhtivuse spektri graafik logaritmilises liikuvuste skaalas sageli paremini kui teoorias eelistatav laengutiheduse spektri graafik. Analüüsitakse spektromeetri võrrandi (1) lahutamist näivspektri võrrandiks (3) ja moonutusvõrrandiks (2). Spektromeetri võrrandi tuuma soovitatakse nimetada aparaadifunktsiooniks, moonutusvõrrandi tuuma - moonutusfunktsiooniks. Täpsustatakse terminite "aeroioonide loendur" ja "aeroioonide spektromeeter" kasutamist. Kirjeldatakse spektromeetri võrrandi lahendamise meetodeid, näidates võtteid ülesande taandamiseks konvolutsioonvõrranditele. Matemaatilise eksperimendi abil on demonstreeritud regulariseerimismeetodi eeliseid spektromeetri võrrandi lahendamisel.

ON SOME GENERAL PROBLEMS OF THE SPECTROMETRY OF AIR IONS

H. Tammet

Summary

The article includes notes on the conventions, concepts and terms used in the spectrometry of air ions.It is shown that for the practical representation of the air-ion spectrum the curve of the conductivity spectrum in the logarithmic mobility scale is often better suitable than the curve of the charge density spectrum preferred in theory.

The division of the spectrometric equation (1) into the equation of an apparent spectrum (3) and a distortion equation (2) is discussed. The nucleus of the spectrometric equation is recommended to be called an apparatus function while the nucleus of the distortion function is proposed to be called a distortion function. The use of the terms "counter of air ions" and "spectrometer of air ions" is determined more accurately.

The methods of solving the spectrometric equation are described, techniques of reducing the problem to convolution equations are indicated.

The advantages of the method of regularization in solving the spectrometric equation have been demonstrated by means of a mathematical experiment.

ИНДУКЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В МОДУЛИРУЮЩЕМ ИЗМЕРИТЕЛЬНОМ КОНДЕНСАТОРЕ СЧЕТЧИКА АЭРОИОНОВ

Х.Ф. Таммет

Модуляционный метод измерения аэроионов впервые описан в работе [Junod, Sänger , Thams, 1962]. В работе [Таммет, 1967] предложены дополнительные варианты этого метода. В связи с тем, что применение модуляционного метода требует специфической электрометрической аппаратуры, возможности его использования пока немногочисленны [Junod , 1969; Таммет, Лепик, 1973], однако, очевидные преимущества этого метода позволяют считать его перспективным.

Ток через собирающую обкладку модулирующего измерительного конденсатора рассчитывался при допущении, что движение аэроионов в каждой фазе процесса модулирования является установившимся. Это допущение оправдано лишь тогда, когда полупериод модуляции T намного превышает время заполнения измерительного конденсатора $\tau = V/\Phi$, где V – объем конденсатора и Φ – расход протягиваемого воздуха. По другим соображениям целесообразно использовать короткий период модуляции, тогда отмеченное допущение становится источником ошибок измерения, специфических для модуляционного метода.

Нормальный переходный процесс заключается в постепенном изменении тока от начального до конечного значения вместо мгновенного скачка, принятого в известной упрощенной теории модулирующих счетчиков аэроионов. Легко показать [Комаров, 1960], что такой процесс характерен для аэроионов, движущихся к собирающей обкладке и обладающих подвижностью выше предельной. При нормальном переходном процессе неустановившийся ток не превышает установившегося и вносит относительно слабое искажение.

Если подвижность аэроионов меньше предельной, то неустановившийся ток в переходном режиме можно существенно превышать установившийся ток тех же аэроионов. Аэроионы, движущиеся от собирающей обкладки, вообще не дают установившегося тока, но способны в переходном режиме индуцировать на собирающей обкладке неустановившийся ток. Описанные явления, заключающиеся в электростатическом индуцировании тока аэроионами, не осаждающимися на собирающую обкладку, будут названы индукционным эффектом. Индукционный эффект является главным источником специфических для модуляционного метода ошибок измерения.

Наибольшую ошибку измерения вызывает скачкообразно модулированный поток аэроионов, которые почти не осаждаются в измерительном конденсаторе. Обозначим частную плотность заряда рассматриваемых аэроионов через ρ'. Если аэроионы заполняют конденсатор, то они наводят на собирающей обкладке заряд

$$q' = a \rho' C , \qquad (1)$$

где C – действующая емкость; a – геометрическая постоянная измерительного конденсатора. Постоянная a определена, например, в работе [Таммет, 1967] при изучении действия объемного заряда в измерительном конденсаторе. При цилиндрической геометрии получаем

$$C = \frac{1}{2\left|\ln \frac{r_b}{r_a}\right|}, \qquad (2)$$

$$a = \left(r_b^2 - r_a^2 - 2r_a^2 \ln \frac{r_b}{r_a}\right), \qquad (3)$$

где l – длина конденсатора, r_a – радиус собирающей и r_b – радиус отталкивающей обкладки.

Чтобы охарактеризовать относительную величину индукционной ошибки, сравним заряд q' с зарядом $q = \Phi \rho \tau$, который приносит к собирающей обкладке установившийся ток насы-

щения аэроионов, имеющих частную плотность заряда ρ, за время T. Параметром ошибки возьмем отношение

$$\delta = \frac{q'}{q} = \frac{a\,\rho' C}{\Phi \rho T} = f_i(\varkappa)\,\frac{\tau}{T}\,\frac{\rho'}{\rho}, \qquad (4)$$

где $f_i(\varkappa)$ – функция отношения радиусов $\varkappa = r_b/r_a$:

$$f_i(\varkappa) = \frac{1}{2\ln\varkappa} - \frac{1}{\varkappa^2 - 1}. \qquad (5)$$

Функция f_i обладает свойством

$$f_i(\varkappa) + f_i(1/\varkappa) = 1, \qquad (6)$$

ее график представлен на рис.I.

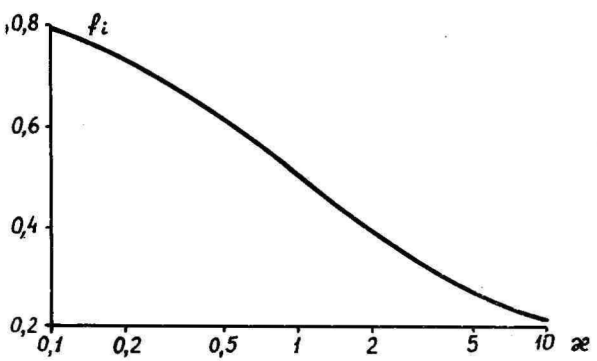


Рис. I. График функции $f_i(\varkappa)$.

Формулы (4),(5) действительны как для измерительного конденсатора с внутренней собирающей обкладкой, так и для измерительного конденсатора с внешней собирающей обкладкой. При плоском измерительном конденсаторе следует пользоваться предельным значением $\lim_{\varkappa \to 1} f_i(\varkappa) = 1/2$. Длительность индукции при скачкообразной модуляции не превышает время заполнения конденсатора τ, максимальная относительная длина индукционной фазы в измерительном конденсаторе будет

$$\vartheta = \frac{\tau}{T}. \qquad (7)$$

Это отношение служит другой основной характеристикой индукционной ошибки.

Имеется три возможные способа обеспечить правильность результатов измерений:

1) устранение индукционной ошибки расчетным путем;
2) выбор такой конструкции счетчика и режима измерений, чтобы $\delta \ll 1$;
3) устранение индукционной ошибки специальной схемой регистратратора тока.

Для устранения индукционной ошибки расчетным путем было бы необходимо разработать точную количественную теорию индукционного эффекта, что имеет некоторые сложности ввиду зависимости переходного процесса от профиля скоростей потока воздуха в измерительном конденсаторе. При этом способе усложнились бы методика измерений и обработка наблюдений. Относительная простота третьего способа позволяет заключить, что расчетное устранение индукционной ошибки не имеет больших перспектив.

Второй способ устранения индукционной ошибки в одних условиях оказывается удовлетворительным, а в других – приводит к слишком затягивающим требованиям к конструкции и режиму счетчика.

Наибольший практический интерес представляет третий способ. Оказывается, что индукционную ошибку можно относительно просто устранить при детектировании предварительно

усиленного выходного сигнала измерительного конденсатора синхронным детектором. Простейший вариант заключается в таком подборе фазы переключений детектора, при котором индуцированный сигнал, опережающий по фазе установившийся ток почти на $\pi/2$, дает нулевой средний выход детектора.

Если ток аэроионов интегрируется на измерительном конденсаторе, то результаты получаются вполне удовлетворительными, особенно когда одновременно приняты меры для уменьшения параметра δ. Но если выходное напряжение электрометрического усилителя пропорционально току через собирающую обкладку, то задача усложнится. Так как переходный процесс занимает лишь узкий интервал полупериода модуляции, то требования к точности подбора фазы будут высоки. Существенным станет принципиальное затруднение – компенсирующий сдвиг фазы зависит в некоторой степени от спектра аэроионов и от предельной подвижности. В таких условиях индукционная ошибка может быть совершенно устранена при помощи специального трехпозиционного синхронного детектора, действие которого объясняет рис. 2.

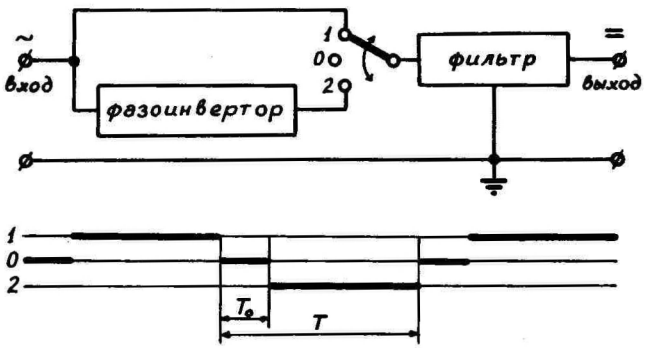


Рис. 2. Схема и временная диаграмма трехпозиционного синхронного детектора (вариант с автоматическим механическим переключателем) при равнополупериодной модуляции.

Холостое время детектора T_o должно перекрывать время переходного процесса, в которое по необходимости засчитывается и время переходного процесса модулятора. В тот промежуток времени, когда сигнал измерительного конденсатора действует на выход, он определяется лишь установившимся током, и на выходе индукционная ошибка исключена.

Литература

Комаров Н.Н. - 1960 - Вопросы расчета неустановившихся токов в измерительных конденсаторах счетчиков ионов и ионных спектрометров, Изв. АН СССР, сер. геофиз. №2, 309 - 317.

Таммет Х.Ф. - 1967 - Аспирационный метод измерения спектра аэроионов, Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 195.

Таммет Х.Ф., Лепик К.П. - 1973 - Опытный счетчик легких аэроионов с модулирующим измерительным конденсатором. Наст. сб.

Junod,A. - 1969 - Contribution á la méthodologie granulométrique des aérosols amicroscopiques, Veröff. Schweiz. Meteorol. Zentralamt, Nr. 13.

Junod, A., Sänger, R., Thams, J.Chr. - 1962 - Enregistrement direct du spectre des petits ions atmosphériques Z.angew. Math. und Phys. 13 (Nr.3.), S.272-278.

INDUKTSIOONEFEKT AEROIOONIDE LOENDURI MODULEERIVAS MÕÕTEKONDENSAATORIS

H. Tammet

Resümee

Induktsioonefektiks nimetatakse artiklis mõõtmisviga, mida põhjustab moduleerivat mõõtekondensaatorit läbivate aeroioonide poolt koguvale kattele indutseeritud modulatsioonisagedusega vool.

Osalaengutihedusega ϱ' aeroioonide poolt indutseeritud laengu q' maksimaalne suhe osalaengutihedusega ϱ aeroioonide küllastusvoolu poolt modulatsiooni poolperioodi T vältel ülekantud laengusse q on avaldatav valemiga (4), kus τ tähistab mõõtekondensaatori täitumise aega ning f_i avaldub valemiga (5), kus $\varkappa$ on tõukava katte raadiuse r_b ja koguva katte raadiuse r_a suhe. Funktsiooni $f_i(x)$ graafik on esitatud joonisel 1. Efektiivseim vahend induktsioonvea kõrvaldamiseks on spetsiaalne kolmepositsiooniline sünkroondetektor, mille skeem ning ajadiagramm on näidatud joonisel 2.

INDUCTION EFFECT IN THE MODULATING MEASURING-CONDENSER OF THE AIR-ION COUNTER

H. Tammet

Summary

The measuring error caused by the current of modulation frequency induced on the collecting cover by the air ions passing through the modulating measuring-condenser is in the present article called an induction effect.

The maximum ratio of the charge q' induced by the air ions having the partial charge density ϱ' to the charge q, which in the course of the half-period of modulation T is transmitted by the saturation current induced by the air ions having the partial charge density ϱ, can be expressed by Equation (4), where τ denotes the time needed for the measuring-condenser to be filled with air and where f_i is expressed by Equation (5), where $\varkappa$ is the ratio of the radius of the repellent cover r_b to the radius of the collecting cover r_a. The graph of the function $f_i(x)$ is presented in Fig. 1. The most effective means for the elimination of the induction error is a special synchronous detector with three positions whose circuit diagram and time diagram is given in Fig. 2.

ОПЫТНЫЙ СЧЕТЧИК ЛЕГКИХ АЭРОИОНОВ С МОДУЛИРУЮЩИМ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫМ КОНДЕНСАТОРОМ

Х.Ф. Таммет, К.П. Лепник

I. Введение

Принцип модулирующего счетчика аэроионов предложен в работе [Junod, Sänder, Thams, 1962]. В приборе Юно и др. один и тот же конденсатор выполняет функции модулятора и измерительного конденсатора. Возникающий при этом индуцированный ток компенсируется посредством мостовой схемы. Такое решение требует исключительной стабильности моста, что усложняет изготовление счетчика.

В работе [Таммет, 1967] предложен вариант модулирующего счетчика, в котором модулятором служит предварительный конденсатор, отделенный от измерительного конденсатора экранирующим промежуточным конденсатором. Ниже будет описан прибор, в котором осуществлен последний принцип. Прибор в первоначальном виде был построен одним из авторов в 1963 г., в 1972 г. – реконструирован, при этом полностью заменен электрометр.

2. Измерительный конденсатор.

Устройство измерительного конденсатора поясняет рис.I.

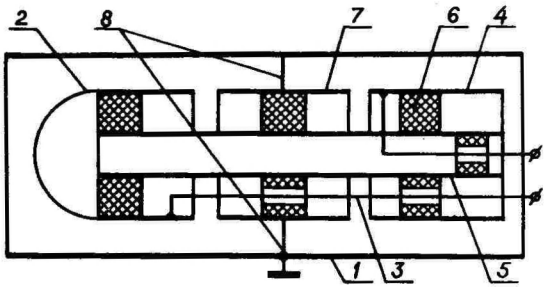


Рис. I. Измерительный конденсатор.

Общая внешняя обкладка I заземлена. Первая внутренняя обкладка со стороны входа 2 служит модулятором, напряжение на нее поступает через экранированный провод 3. Третья внутренняя обкладка 4 является собирающей обкладкой, вывод от нее сделан вдоль оси опорной трубы 5. Опорная труба изолирована от земли и на нее подается напряжение, примерно равное напряжению собирающей обкладки. Это предотвращает утечку вдоль изолятора 6, который для повышения надежности изготовлен из фторопласта. Вторая внутренная обкладка 7 не прикасается к опорной трубе, она соединена с заземленной внешней обкладкой металлическими стержнями 8. Эта обкладка экранирует собирающую обкладку от модулятора.

Внешняя обкладка имеет небольшую конусность, ее радиус у начала внутренних обкладок 35 мм, у конца 32 мм. Радиус внутренних обкладок 25 мм. Длина модулирующей обкладки 60 мм. Длина промежуточной обкладки 25 мм, длина собирающей обкладки 62 мм. Действующая емкость модулятора I0,6 пФ, действующая емкость собирающей обкладки I3,9 пФ.

3. Электрометр. В модулирующем счетчике электрометр служит усилителем переменного сигнала, частота которого в настоящем приборе 2 Гц. Термин "электрометр" используется здесь до некоторой степени условно. Этот термин сохранен отчасти в дань традиции, отчасти ввиду того, что импеданс источника сигнала высок и частота сигнала сверхнизка.

Принципиальная схема электрометра изображена на рис.2.

По схеме включения входной блок напоминает операционный усилитель с потенциально заземленным входом. Преимущество такого решения - низкое входное сопротивление при одновременном сохранении высокой чувствительности по току. При открытой петле обратной связи входной блок имеет коэффициент усиления 90. Эффективная входная емкость около 2000 пФ. При 5% допустимой ошибке электрометр может быть зашунтирован сопротивлением утечки 300 Мом. Это на 4 порядка величины меньше, чем в обычных аспирационных счетчиках аэроионов, и равно сопротивлению утечки, при котором теряет работоспособность обычный радиоприемник. Практические последствия отсюда не второстепенны - при эксплуатации описываемого счетчика отпадает необходимость

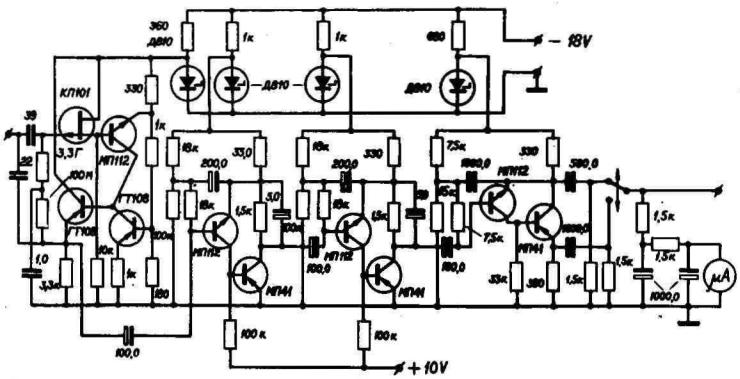


Рис. 2. Принципиальная схема электрометра.

в уходе за изоляцией измерительного конденсатора.

Чувствительность электрометра зависит от параметров входного полевого транзистора. В настоящем опытном счетчике использован случайный экземпляр транзистора КП-101, приведенный к входу среднеквадратичный шум электрометра в рабочей полосе частот $5 \cdot 10^{-14}$ А. При помощи дополнительного сглаживания шум легко подавляется в несколько раз.

Принципы схемного решения остальных блоков электрометра заимствованы из работы [Таммет, Якобсон, Сальм, 1973]. Оригинальным элементом является двухфазный выход, что обеспечивает выгодный режим для синхронного детектора.

4. Общее устройство счетчика. Устройство и функционирование прибора поясняет рис. 3.

Электродвигатель СД-60 приводит коммутатор в действие с частотой 2 Гц. Коммутатор подает на модулирующую обкладку прямоугольное пульсирующее напряжение, полярность которого может быть установлена не зависимо от полярности собирающей обкладки. На собирающую обкладку подается через сопротивление 10^9 ом постоянное напряжение 88 В от параметрического ста-

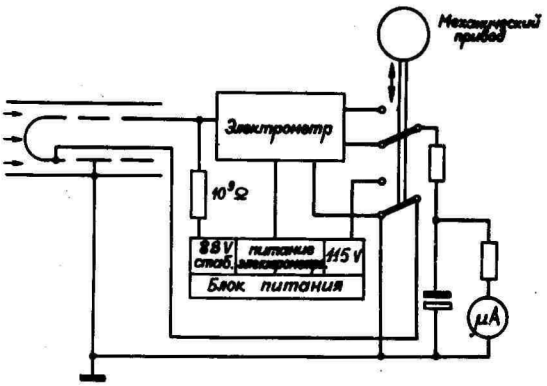


Рис. 3. Функциональная схема счетчика.

билизатора. К этому же источнику напряжения подключена опорная труба обкладок измерительного конденсатора.

Выходной сигнал электрометра детектируется коммутатором синхронно с модулированием. Конструкция коммутатора допускает произвольную установку разности фаз между модулированием и детектированием.

Воздух через измерительный конденсатор протягивается осевым вентилятором. Расход воздуха II л/с.

Монтаж прибора показан на рис. 4, общий вид на рис.5.

5. Параметры счетчика. Описываемый счетчик аэроионов предназначен для измерения условной плотности заряда или концентрации положительных и отрицательных легких аэроионов. Пределы измерения I500, 5000, I5000, 50000, I50000 эл.зар./см^3. Возможно два режима. В режиме с омическим током прибор имеет аппаратную функцию типа интегрального счетчика с предельной подвижностью 0,8 см^2/В·с. В режиме без омического тока прибор имеет аппаратную функцию типа счетчика Имянитова с предельными подвижностями 0,4 и 0,8 см^2/В·с. Имеется еще режим измерения проводимости. Возможно также использование внешних источников напряжения для осуществления других режимов.

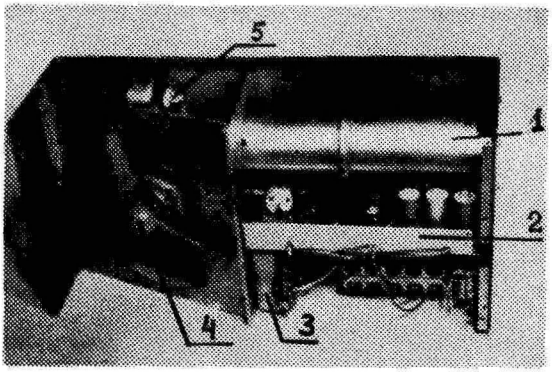


Рис. 4. Монтаж счетчика.
I - измерительный конденсатор, 2 - монтажная плата электрометра, 3 - стабилизирующий феррорезонансный трансформатор, 4 - вентилятор, 5 - коммутатор.

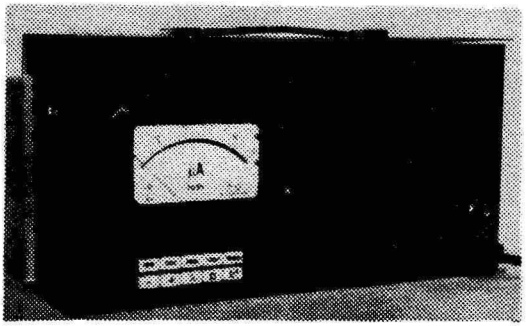


Рис. 5. Опытный счетчик легких аэроионов с модулирующим измерительным конденсатором.

Время установления 95% отсчета - I0 с. Дрейф нуля практически отсутствует. Габариты счетчика 405x208xI46 мм, вес - 6,4 кг.

Литература

A. Junod, R. Sänder, J. Thams - 1962 - Energistrement direct du spectre des petits ions atmosphèrigues, Zangew, Math. und Phys. 13 (N - 3), 272 - 278.

Х.Ф.Таммет - I967 - Аспирационный метод измерения спектра аэроионов. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. I95, с. 47-52.

Х.Ф Таммет, А.Ф.Якобсон,Я.И.Сальм - I973 - Многоканальный автоматический спектрометр аэроионов. Наст.сб.

KERGETE AEROIOONIDE KATSELOENDUR MODULEERIVA MÕÕTEKONDENSAATORIGA

H. Tammet, K.Leppik

Resümee

Artiklis kirjeldatakse kergete aeroioonide (piirliikuvusega 0,8 $cm^2/V.s$) loendurit, mille mõõtekondensaatori sisekate on jaotatud kolmeks üksteisest isoleeritud osaks. Esimesele osale rakendatavad nelinurksed pingeimpulsid harvendusteguriga 2 ning sagedusega $\sim$2 Hz moduleerivad aeroioonide voo, mis sadestub sisekatte kolmandale osale. Viimaselt saadud vahelduvsignaal võimendatakse ja detekteeritakse sünkroondetektori abil. Loenduri eelisteks on mitme tavalistel loenduritel esineva süstemaatilise mõõtmisvea puudumine, lihtne ehitus ja käsitsemine, väikesed gabariidid.

AN EXPERIMENTAL COUNTER OF SMALL AIR IONS PROVIDED WITH A MODULATING MEASURING CONDENSER

H.Tammet and K.Leppik

Summary

The article describes a counter of small ions (with a limiting mobility of 0.8 $cm^2/V.sec$). The inner cover of the measuring condenser has been divided into three isolated parts. Rectangular voltage pulses applied to the first part with an on-off time ratio of 0.5 and a frequency of $\sim$ 2 Hz modulate the air-ion flux which precipitates on the third part of the inner cover. The a-c signal obtained from the latter is amplified and detected by means of a synchronous detector. The advantages of the counter are: absence of a systematic error of measurement occurring in common counters, simple design and handling, small dimensions.

АВТОМАТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ ОДНОКАНАЛЬНЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ АЭРОИОНОВ

Х.Ф.Таммет, А.Ф.Якобсон

I. Введение. Измерения частных плотностей заряда и спектра подвижностей аэроионов характеризуются большим объемом наблюдений и рутинными операциями над измерительной аппаратурой. Эти измерения являются традиционным объектом автоматизации физического эксперимента.

Известные автоматические аспирационные счетчики аэроионов предназначены для геофизических наблюдений и не подходят для детального изучения спектра подвижностей. Целью автоматизации было освобождение экспериментатора от постоянного обслуживания аппаратуры при длительных наблюдениях.

В настоящей статье описывается автоматическое устройство управления одноканальным спектрометром, которое предназначено для детального изучения спектра преимущественно в лабораторных условиях. Основной целью автоматизации выступает здесь обеспечение точности измерений, которой ручное коммутирование ставит определенные границы.

Устройство управления может обслуживать спектрометры с интегральным или дифференциальным измерительным конденсатором разной конструкции. На практике использовались дифференциальный измерительный конденсатор первого порядка с разделенной емкостью и дифференциальный измерительный конденсатор второго порядка, включенные по схеме с заземленной внешней собирающей обкладкой.

Для описываемого прибора составлена специальная система обработки наблюдений [Таммет, 1973].

Авторы выражают благодарность К.Э.Халлеру за участие в изготовлении аппаратуры и Я.И.Сальму за активную помощь.

2. Функциональная схема спектрометра (рис.I). Регистрации подлежит вольт-амперная характеристика измерительного конденсатора. Для обеспечения максимума отношения полезного

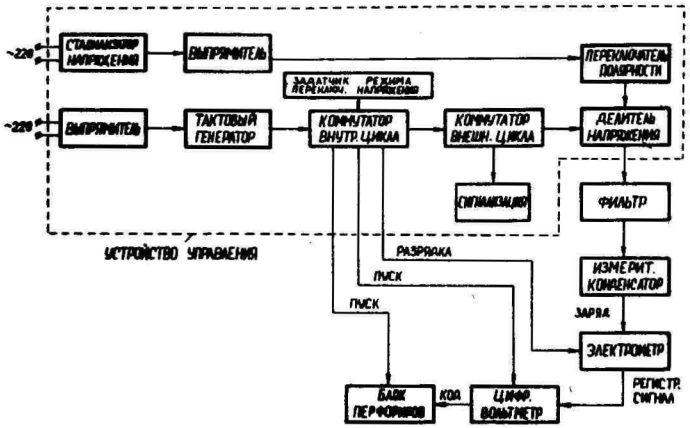


Рис. I. Функциональная схема автоматического аспирационного спектрометра аэроионов.

сигнала к шуму используется метод накопления заряда на емкости. Заряд измеряется электрометром, включенным в компенсационный режим, что сохраняет напряжение измерительного конденсатора в течение цикла измерения практически постоянным и подавляет утечки. Специальный малошумящий контакт разрядки электрометра дает возможностьобойтись методом фиксированного нуля. При желании может быть использован и режим свободного (летающего) нуля. Выходной сигнал электрометра преобразуется цифровым вольтметром в код, индицируется и передается в блок перфорирования. Спектрометр может работать и без блока перфорирования, тогда отсчет цифрового вольтметра записывается и перфорируется вручную.

Устройство управления, согласно предусмотренной программе, переключает напряжение измерительного конденсатора, разряжает электрометр, дает сигналы пуска цифровому вольтметру и блоку перфорирования.

Полный цикл управления, который осуществляет измерение вольт-амперной характеристики, ниже будет назван внешним циклом. Внешний цикл состоит из внутренних, осуществляющих изме-

рение отдельных точек вольт-амперной характеристики.

3. Устройство управления. Основными функциональными узлами устройства управления (рис. 2) являются тактовый генератор, коммутатор внутреннего цикла, коммутатор внешнего цикла

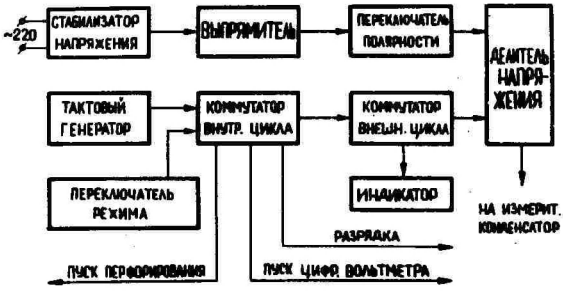


Рис. 2. Функциональная схема устройства управления.

и делитель напряжения.

Тактовый генератор управляет коммутатором внутреннего цикла.

Коммутатором внутреннего цикла является шаговый искатель ШИ-25/8, который в необходимые моменты выдает сигналы управления коммутатором внешнего цикла и разрядки электрометра, а также сигналы пуска цифрового вольтметра и перфорирования.

За один внутренний цикл, в зависимости от режима переключения напряжения, коммутатор внешнего цикла не включается вообще, включается один раз или включается два раза. Тем самым достигается подача неизменного напряжения, напряжения через один или через два шага делителя на внутреннюю обкладку измерительного конденсатора. В последнем случае спектр аэроионов снимается в ускоренном режиме.

Коммутатор внешнего цикла, выполненный на основе шагового искателя ШИ-50/4, осуществляет программу подачи напряжения к измерительному конденсатору.

Делитель напряжения устанавливает множество возможных напряжений измерительного конденсатора.

Описываемое устройство специально полностью выполнено на контактных элементах. Надежность спектрометра аэроионов практически определяется надежностью измерительного конденсатора. Вероятность отказа коммутатора и при контактной схеме слишком мала, чтобы повлиять на эксплуатационные свойства прибора в целом. Опыт эксплуатации коммутатора подтверждает сказанное. В то же время контактный коммутатор более прост и в разработке, и в изготовлении.

4. Тактовый генератор (рис. 3) работает с частотой примерно в 2 гц, устанавливаемой выбором емкостей C_1 и C_2. Уход частоты генератора при однопроцентном изменении напряжения питания - 0,06%, среднеквадратическое расхождение длительностей соседних внутренних циклов - 0,12%, среднеквадратический дрейф частоты в течение одного часа работы - 0,06%.

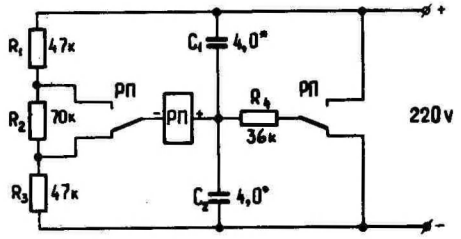


Рис. 3. Тактовый генератор.

5. Внутренний цикл. Коммутатор внутреннего цикла управляет контактом разрядки электрометра, выдает сигналы переключателя напряжения, отсчета (пуск цифрового вольтметра) и перфорирования. При остановке измерений коммутатор продолжает работу и прерывает цикл лишь по достижении определенной исходной позиции.

Для оптимальной работы спектрометра необходимо, чтобы период накопления заряда, который начинается отмыканием контакта разрядки электрометра и кончается сигналом отсчета, занимал максимальный процент в общем времени цикла. Период накопления заряда ограничивается требованием: при переключении напряжения и во время установления тока измерительного

конденсатора (в конкретном спектрометре до I ... 2 с) вход электрометра должен быть закорочен. Исходная позиция цикла, в которой возможно прерывание, должна быть расположена между позициями контакта разрядки электрометра и переключения напряжения.

Диаграмма внутреннего цикла, разделенного на 26 тактов, изображена на рис. 4.

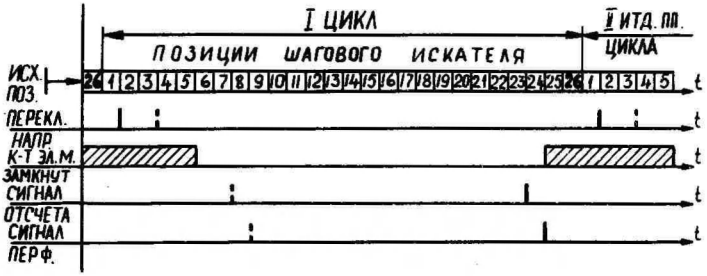


Рис. 4. Диаграмма внутреннего цикла.

На диаграмме пунктиром показано дополнительное переключение напряжения, используемое лишь в сокращенном внешнем цикле с двойным шагом напряжения. Пунктиром показаны также сигналы предварительного отсчета и перфорирования, реализующие при необходимости режим свободного нуля.

Принципиальная схема коммутатора внутреннего цикла приведена на рис.5. Совокупностью римских и арабских цифр обозначено поле клемм коммутатора, причем римские цифры указывают на столбцы клемм, а арабские цифры – на отдельные клеммы столбца. Подвижные контакты обозначены цифрой 0.

При работе тактового генератора на обмотку шагового искателя ШИ-I периодически подается напряжение. Шаговый искатель осуществляет переключение и формирование импульсов согласно диаграмме внутреннего цикла.

Галетный переключатель $П_2$ определяет режим внешнего цикла. Если $П_2$ находится в первом положении (указанном на рис.5), то коммутатор внешнего цикла неподвижен и измерения

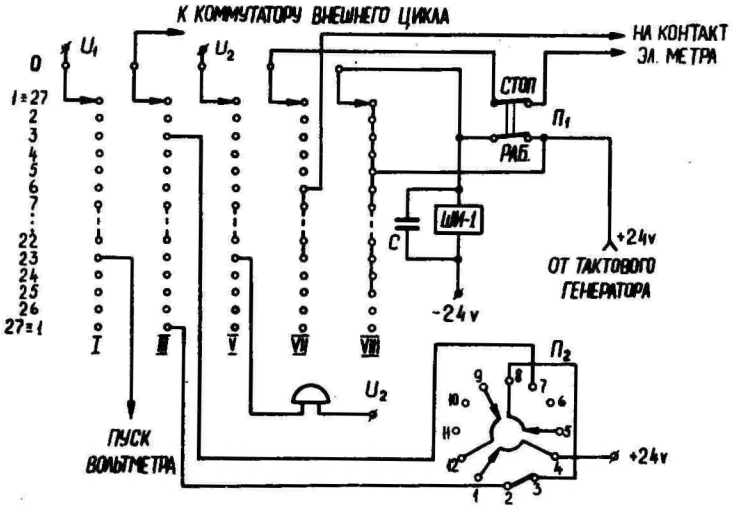


Рис. 5. Коммутатор внутренного цикла.

проводятся при неизменном напряжении измерительного конденсатора. Если $П_2$ находится во втором положении, то сигнал управления коммутатором внешнего цикла выдается один раз за полный цикл коммутатора внутреннего, при третьем положении $П_2$ это осуществляется дважды.

Для прекращения измерений переключатель $П_2$ переводится в положение "стоп". Обмотка ШИ-I будет получать импульсы напряжения через параллельно соединенные контакты VII столбца до тех пор, пока подвижный контакт не достигнет 26 позиции, которая является исходной.

6. Внешний цикл. Коммутатор внешнего цикла (рис. 6) приводится в действие сигналом переключения напряжения, вырабатываемым внутренним циклом. Внешний цикл состоит из I04 внутренних циклов, при каждом из них измерительный конденсатор подключен к отдельной клемме из поля клемм напряжения коммутатора внешнего цикла. Программа измерений определяется напряжениями на I04 клеммах коммутатора.

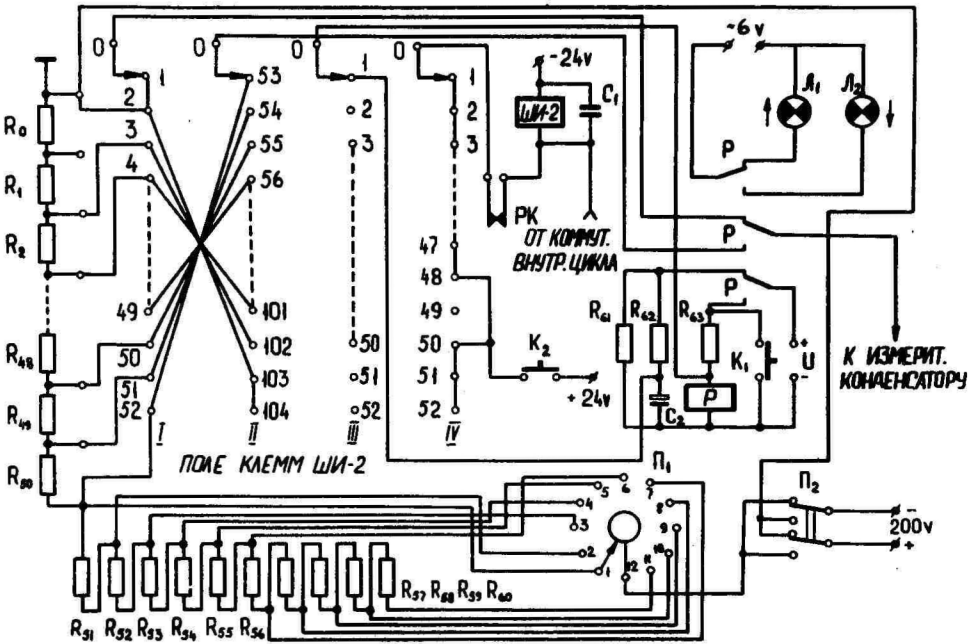


Рис. 6. Коммутатор внешнего цикла.

Множество измерительных напряжений реализуется при помощи делителя, составленного из стабильных проволочных резисторов. В данном случае был использован 50-ступенчатый делитель R_0 - R_{50}, рассчитанный по геометрической прогрессии с множителем $\sqrt[25]{2}$. Клеммы с номерами I, 2, I03 и I04, по последовательности прохождения поля клемм коммутатором, заземлены. Клеммы с номерами 3 ... 52 подключены к делителю в порядке постепенного увеличения напряжения, клеммы 53 ... I02 - в порядке убывания. Такое включение согласовано с системой обработки наблюдений, рассмотренной в работе [Таммет, 1973].

Поле клемм обозначено на принципиальной схеме (рис. 6) совокупностью римских и арабских цифр аналогично полю клемм коммутатора внутреннего цикла.

Реле Р после каждого замыкания нулевого и первого контактов III столбца перебрасывает свои контакты, переключая к внутренней обкладке измерительного конденсатора клеммы делителя напряжения в порядке увеличения или уменьшения напряжения.

Другие контакты этого реле переключают индикаторные лампочки $Л_I$ и $Л_2$, сигнализирующие соответственно об увеличении или убывании напряжения, подаваемого на измерительный конденсатор.

С помощью галетного переключателя $П_1$ и сопротивлений R_{51} - R_{60} осуществляется подача на делитель одиннадцати различных значений напряжения от 50,0 до 200,0 вольт.

Кнопка $К_1$ предназначена для приведения реле Р в начальное положение.

Кнопка $К_2$ приводит коммутатор внешнего цикла в исходное положение.

К моменту оформления статьи описанное устройство отработало более 300 часов при снятии спектров аэроионов. После окончательной наладки прибора отказы не наблюдались.

Литература

Таммет Х.Ф. - 1973 - Система обработки наблюдений для одноканального спектрометра аэроионов. Наст. об.

ÜHE KANALIGA AEROIOONIDE SPEKTROMEETRI AUTOMAATNE JUHTIMINE

H. Tammet, A. Jakobson

Resümee

Kirjeldatakse aeroioonide spektri detailseks uurimiseks ette nähtud spektromeetri automaatse juhtimise seadet, mis võimaldab suurendada mõõtmiste täpsust võrreldes käsitsijuhtimisega. Seade lülitab vastavalt etteantud programmile ümber mõõtekondensaatori pingeid, laeb tühjaks elektromeetrit ja mõõtekondensaatorit ning annab käivitussignaale arvnäiduga voltmeetrile ja perforeerimisplokile.

AUTOMATIC CONTROL OF A ONE-CHANNELLED SPECTROMETER OF AIR IONS

H. Tammet and A. Jakobson

Summary

The paper describes a device for the automatic control of a spectrometer intended for a detailed study of atmospheric ions. This device makes it possible to improve the accuracy of measurements compared with manual control. The device switches over the voltages of a measuring condenser according to an arbitrarily chosen programme, discharges an electrometer and a measuring condenser, as well as issues triggering signals to a digital voltmeter and a perforator.

СИСТЕМА ОБРАБОТКИ НАБЛЮДЕНИЙ ДЛЯ ОДНОКАНАЛЬНОГО СПЕКТРОМЕТРА АЭРОИОНОВ

Х.Ф.Таммет

1. Введение. Алгоритмы, которые рассматриваются ниже, предназначены для обслуживания прибора, описанного в работе [Таммет, Якобсон, 1973]. Настоящая система программ обработки наблюдений ориентирована на полуавтоматический режим спектрометра с ручным перфорированием данных. Приблизительно половина общего времени обработки (на ЭВМ Минск-32 в режиме Минск-22 около десяти минут) уходит на составление и вывод разных протоколов эксперимента, часть из которых необходимы только для проверки правильности перфорирования. В таких условиях требование экономии арифметической работы отходит на второй план. В будущем намечены переход на режим автоматического перфорирования данных и доработка системы обработки наблюдений, что может сократить время обработки в несколько раз.

В статье используются термины и символы, определенные в работе [Таммет, 1973].

2. Аппаратная матрица. В ранних исследованиях спектра аэроионов при обработке наблюдений конечной шириной собирающей обкладки дифференциального измерительного конденсатора и диффузии аэроионов пренебрегалось. Это существенно ограничивает разрешающую силу, особенно в области легких ионов. Например, если напряжение измерительного конденсатора 25 вольт, то тепловая диффузия ограничивает разрешающую силу сверху значением 10, в то время как относительное расщепление спектральных линий ниже 10%.

В настоящей системе обработки наблюдений как конечная ширина собирающей обкладки, так и диффузия аэроионов учтены в аппаратной функции. Первое приближение аппаратной функции

G^* определено по кусочно-линейным выражениям, выведенным в работе [Таммет, 1967] при учете конечной ширины собирающей обкладки. Тепловая диффузия учитывается в гауссовом приближении. Дополнительно к тепловой диффузии оставлена возможность учета других причин гауссового расширения спектральных линий, имеющих постоянную относительную ширину функции искажения. Относительное среднеквадратичное отклонение s_c дополнительного расширения входит в начальные данные задачи обработки наблюдений, что дает возможность выбирать степень проявления спектра эмпирическим путем. Общая функция искажения имеет вид

$$W(k_1, k) = \text{const}\cdot\exp\left(-\frac{(k_1-k)^2}{2k^2\left(\frac{4\chi mcKT}{q\Phi}k+s_c^2\right)}\right), \qquad (1)$$

где Φ – расход и C – средняя действующая емкость измерительного конденсатора, K – постоянная Больцмана и T – температура. Постоянная геометрической формы μ выражается через радиусы и длину измерительного конденсатора следующим образом (в работе [Таммет, 1967] опечатка):

$$\mu = \left(\frac{r_2^2-r_1^2}{2l^2} + \frac{r_2^2+r_1^2}{r_2^2-r_1^2}\right)\ln\frac{r_2}{r_1}. \qquad (2)$$

В программе вычисления спектра значения аппаратной функции определяются численным интегрированием произведения G^*W по квадратурной формуле Эрмита.

Уравнение спектрометра

$$I(k_0) = \int G(k_0,k)\,\varphi(k)\,dk \qquad (3)$$

алгебраизируется по формуле прямоугольников. При интегрировании спектров, которые на краях промежутка интегрирования близки к нулю, алгебраическая степень точности квадратурной формулы потеряет значение. Предполагается, что компоненты вектора подвижностей k_1 составляют геометрический ряд –

$k_{i+1}/k_i = \text{const}$. Тогда алгебраический вид уравнения спектрометра будет

$$I_i = \text{const} \cdot \sum_j G_{ij} \lambda_j, \qquad (4)$$

где λ_j – вектор спектра проводимости, а элементы аппаратной матрицы определяются по значениям аппаратной функции

$$G_{ij} = G(k_i, k_j) . \qquad (5)$$

3. Решение уравнения спектрометра. Аппаратные матрицы для интегрального спектрометра и дифференциальных спектрометров первого порядка настолько плохо обусловлены, что попытка их обращения встречает серьезные арифметические затруднения. Для практического решения уравнения (4) и оценки ошибок спектра используется регуляризационный алгоритм, заимствованный из работы [Турчин, Нозик, 1969]. Исключением является другой способ выбора параметра регуляризации α, который определяет степень сглаживния спектра. Оптимальный по Турчину и Нозику выбор параметра α не учитывает специфику фильтрации спектров, которые могут содержать дискретные линии. В этой задаче доминирует требование обеспечения высокой спектральной разрешающей силы. Разрешение спектральных линий, как правило, производится по графику спектральной функции на глаз. Имеющиеся в настоящее время данные о закономерностях субъективного визуального разрешения спектральных линий слишком скудны, чтобы на них основать какой-нибудь строго формальный критерий оптимальности регуляризации. Поэтому решающая роль в выборе степени регуляризации оставлена интуиции экспериментатора. Для этого из параметров, служащих ориентирами для интуитивного решения, составляется компромиссный критерий, по значению которого алгоритм устанавливает степень регуляризации.

Одним ориентиром подходит модифицированный параметр регуляризации

$$\beta = \ln(\alpha \Delta^2), \qquad (6)$$

где Δ^2 – средний квадрат ошибок нормированной характеристики спектрометра. Параметр β определяет степень расширения дискретных спектральных линий. Другим ориентиром служит отношение f расхождения между реставрированной и оригинальной характеристиками спектрометра (невязки) к экспериментальной ошибке оригинальной характеристики. Реставрированная характеристика определяется умножением регуляризованного решения уравнения спектрометра на нерегуляризованную аппаратную матрицу. В работе [Phillips, 1962] отношение f использовалось как единственный ориентир степени регуляризации. Однако из результатов этой же работы вытекает недостаточность одного ориентира f. Опыт обработки наблюдений показывает, что более полезным ориентиром при регуляризации уравнения спектрометра является средняя статистическая ошибка нормированного решения, обозначаемая через e.

Параметры f и e являются соответственно возрастающей и убывающей функциями параметра β. Следующий компромиссный критерий составлен при учете количественных закономерностей:

$$q = w_\beta(\beta-\beta_0) + w_f(f-f_0) - w_e(\sqrt{e}-\sqrt{e_0}), \qquad (7)$$

где w_β, w_f, w_e – весы и β_0, f_0, e_0 – рекомендуемые значения ориентиров. Эти шесть чисел экспериментатор предписывает на основе интуиции и опыта обработки наблюдений. Алгоритм вычисления спектра подбирает параметр регуляризации β так, чтобы $q = 0$.

Регуляризирующая матрица Ω (см. [Турчин, Нозик, 1969]) выбрана в виде

$$\begin{pmatrix}
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \ldots & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \ldots & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 1 & -1 & 0 & \ldots & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & -1 & 2 & -1 & \ldots & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & -1 & 2 & \ldots & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\
\ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \ldots & -1 & 2 & -1 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \ldots & 0 & -1 & 1 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \ldots & 0 & 0 & 0 & 0
\end{pmatrix} \qquad (8)$$

Нулевые строки исключают крайние точки спектра, в которые концентрируются некоторые специфические ошибки измерения, из диапазона регуляризации.

4. Входная информация. Автоматический коммутатор выполняет измерение выходного тока измерительного конденсатора сериями из 52 наблюдений. Предполагается, что эксперимент состоит из 2-х, 4-х, 8-и или 10-и серий, число которых будет обозначено через n. Каждая нечетная серия является восходящей, каждая четная - нисходящей. В восходящей серии два первые наблюдения выполняются при нулевом напряжении, остальные 50 - при постепенно возрастающих значениях напряжения измерительного конденсатора. Нисходящая серия повторяет восходящую в обратной последовательности наблюдений. Ряд напряжений образует геометрическую прогрессию с множителем $\sqrt[50]{4}$. Ход напряжения при четырехсерийном эксперименте иллюстрирует рис. I.

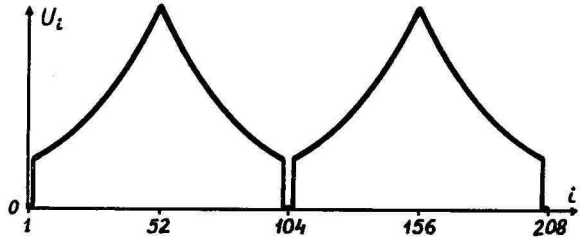


Рис. I. Зависимость напряжения измерительного конденсатора от номера наблюдения в четырехсерийном эксперименте.

Входной информацией обработки наблюдений являются общие параметры спектрометра, таблица эмпирических значений напряжений измерительного конденсатора, включающая 50 чисел, таблица отчетов электрометра, включающая $52n$ чисел, дополнительные данные о времени эксперимента, режиме измерительного конденсатора, температуре воздуха и т.д., параметры, определяющие степень регуляризации и данные о количестве выво-

димых протоколов.

5. Предварительная обработка наблюдений. Система обработки наблюдений разделена на две самостоятельные программы – программу предварительной обработки и программу вычисления спектра. Разделение облегчает проверку правильности перфорирования исходных данных и дает возможность уточнить постановку задачи на основе результатов предварительной обработки.

Программа предварительной обработки решает следующие задачи:

I. Ввод и идентификация исходных данных. Данные сгруппированы в массивы, которые сохраняются в процессе решения целой группы задач. При необходимости содержание каждого массива можно менять перед решением любой задачи.

2. Введение исправлений в таблицу отсчетов электрометра. Таблицу можно исправить заменой, гашением или добавлением отдельных чисел, указываемых в дополнительных массивах исправлений.

3. Составление и вывод на печать протокола исходных данных для ревизии.

4. Расчет вспомогательных величин – абсолютной и относительной влажности, числа Рейнольдса и т.д.

5. Исключение дрейфа нуля (при $n \geqslant 8$). Отдельно определяются аппроксимирующие квадратические параболы отсчетов при нулевом напряжении и при напряжении насыщения. Из таблицы отсчетов электрометра вычитается взвешенная средняя двух найденных линий. Весы усреднения предписываются во входных данных.

6. Исключение тренда плотности аэроионов (при $n \geqslant 8$). Таблица отсчетов электрометра делится на средний отсчет серии, ход которой аппроксимируется параболой четвертой степени.

7. Цензура исходных данных (при $n=10$). Из каждых десяти отсчетов, полученных при одном и том же напряжении, вычеркиваются два, принадлежащие один к восходящей, другой к нисходящей серии, и максимально отличающиеся друг от друга.

8. Усреднение исходных данных при $n \geqslant 4$. Составляется

две независимые усредненные характеристики спектрометра. При $n=4$ одна характеристика получается усреднением первой и четвертой серии, другая – усреднением второй и третьей серии. При $n=8$ в одну группу входят I, 3, 6, 8 серии, в другую – 2, 4, 5, 7 серии.

9. Оценка точности измерений по расхождению двух найденных характеристик.

I0. Расчет и приведение к нормальным условиям предельных подвижностей.

II. Составление и вывод графика характеристики спектрометра в линейном масштабе напряжения.

I2. Вывод результатов на печать и перфорацию.

После предварительной обработки, как правило, экспериментатор просматривает выведенные протоколы и при обнаружении ошибок вводит необходимые исправления.

6. Вычисление спектра. Программа вычисления спектра имеет четыре варианта – для интегрального спектрометра, для двух родов дифференциальных спектрометров первого порядка и для дифференциального спектрометра второго порядка. Варианты отличаются друг от друга в основном только содержанием блока составления аппаратной матрицы. Основные разделы программы следующие:

I. Ввод исходных данных. Дополнительно к выходной перфоленте программы предварительной обработки вводится информация об адсорбции аэроионов во входных сетках измерительного конденсатора и значения параметров, определяющих сглаживание спектра.

2. Расчет средней характеристики спектрометра y_j и аппроксимация ее дисперсии выражением $a + by_i^2 + ci + dy_i^2 i$.

3. Составление аппаратной матрицы.

4. Вычисление матрицы B, определенной в работе [Турчин, Нозик, I969].

5. Регуляризация матрицы B добавлением матрицы $\alpha\Omega$.

6. Решение регуляризованного уравнения и расчет параметров f и e.

7. Расчет критерия q. Если $|q|$ превышает допусти-

мое значение, то подбирается уточненное значение параметра β и происходит возврат в блок регуляризации. Уравнение $q=0$ решается методом обратной интерполяции по результатам всех предыдущих итераций.

8. Расчетная компенсация действия адсорбции во входных сетках на спектральную кривую.

9. Расчет дополнительной спектральной кривой, скорригированной локальной фильтрацией на устранение отрицательных значений спектральной функции.

10. Составление и вывод протоколов эксперимента на печать и перфорацию.

Пример протокола представлен в приложении.

7. Проверка метода вычисления спектра. Для проверки метода и программы вычисления спектра используются фиктивные исходные данные, которые генерируются специальной программой по произвольно заданному спектру. На фиктивные данные наложен гауссовый шум, имитирующий экспериментальные ошибки. Такая система проверки посредством математического эксперимента позволяет исследовать зависимость результатов от ошибки измерения и от степени регуляризации. Например, описанным способом выяснилась зависимость относительной полуширины вычисленной спектральной линии $\delta_{1/2}$ от параметра регуляризации в случае, когда истинный спектр вырожден. В довольно широком интервале регуляризации оказывалось допустимым линейное приближение

$$\delta_{1/2} \approx a + b\beta. \qquad (9)$$

Постоянные a и b могут быть определены специальным математическим экспериментом для конкретного спектрометра.

Приложение: Пример протокола эксперимента

```
EXPERIMENT          27

NEGATIVE           IONS

TIME
        16.55 - 19.37
        17   9  1972

TEMPERATURE
                294.8

PRESSURE
                1010

HUMIDITY
      MB          13.4
      PER CENT    51.8

CAPACITANCES
                    .
                5.36
                0.57

FLOW RATE
                5307.1

REYNOLDS NUMBER
                1526.4

DIFFUSION FACTORS
                0.0009
                0.0353

ADSORPTION FACTORS
                    0
                    0

SMOOTHING FACTORS
    11.06   0.69   0.9
    10      0.80   1
     1      1      5
  -2        1.61   1
          4.684843
   2.229996  2.921630
   0.023560 -0.087628

MEAN MOBILITY
    ORIGINAL     1.8140
    NORMAL       1.6755

MOBILITIES
MULTIPLIED
BY                  1
```

```
ERROR SPECTRUM MOBILITY.
 1.26   0.00   0.68  0   *   .   .   .
```

Литература

Таммет Х.Ф. - 1967 - Аспирационный метод измерения спектра аэроионов, Уч.зап.Тартуского гос.ун-та,вып.195.

Таммет Х.Ф. - 1973 - К общим проблемам спектрометрии аэроионов. Наст. сб.

Таммет Х.Ф., Якобсон А.Ф. - 1973 - Автоматическое управление одноканальным спектрометром аэроионов. Наст.сб.

Турчин В.Ф., Нозик В.З. - 1969 - Статистическая регуляризация решения некорректных задач, Изв. АН СССР, физ.атмос.океана 5 (№1), с.29-38.

KATSEANDMETE TÖÖTLEMISE SÜSTEEM ÜHEKANALILISELE AEROIOONIDE SPEKTROMEETRILE

H. Tammet

Resümee

Artiklis käsitletakse samas kogumikus kirjeldatud aeroioonide spektromeetri automaatjuhtimisseadme abil saadud katseandmete töötlemist elektronarvutil.

Aparaadimaatriksi koostamisel võetakse arvesse diferentsiaalse mõõtekondensaatori koguva katte lõplik laius ning aeroioonide difusioon. On jäetud võimalus ka täiendava Gaussi tüüpi hajumise, näiteks turbulentse hajumise arvestamiseks. Seetõttu ei piira nimetatud faktorid spektraalset lahutusvõimet, nagu see oli varasemates uurimustes.

Spektromeetri võrrandi lahendamisel kasutatakse Turtšini ja Noziku poolt kirjeldatud regulariseerimisalgoritmi,erandiks on teistsugune regulariseerimisparameetri valimise skeem. Spektromeetria spetsiifilised nõuded ei õigusta tavalisi optimaalse regulariseerimise meetodeid. Kuni visuaalse spektraalse lahutusvõime seaduspärasused pole piisavalt uuritud, on õigem jätta eksperimentaatori intuitsioonile regulariseerimise astme valimisel suurendatud osatähtsus.

Katseandmete töötlemise süsteemi põhiosadeks on andmete

eeltöötlusprogramm ning spektri arvutamise programmid. Eeltöötlusprogramm lahendab rea tehnilisi ülesandeid (algandmete korrigeerimine, revisjontrükk jne.), korrigeerib aditiivse ning multiplikaatse trendi, arvutab piirliikuvused ning tarvilikud abiparameetrid, koostab spektromeetri tunnuskõvera graafiku.

Spektri arvutamise programmil on neli varianti erinevat tüüpi spektromeetrite tarvis. Pärast spektri arvutamist korrigeeritakse arvutuslikult aeroioonide adsorptsiooni mõju spektraalkõverale ning soovi korral kõrvaldatakse spektraalfunktsiooni negatiivsed väärtused lokaalse filtreerimise teel. Arvuti poolt koostatud katseprotokolli näidis on esitatud artikli lisana.

Arvutusmeetodit ja programmi on kontrollitud fiktiivsete andmete meetodil. Etteantud spektri ja katsevigade jaotuse järgi fiktiivsete andmete genereerimiseks kuulub süsteemi eriprogramm. Fiktiivsete andmete meetod lubab uurida mõningaid spektri arvutamise algoritmi omadusi, näiteks spektraaljoone laiuse sõltuvust regulariseerimisparameetrist, matemaatilise eksperimendi abil.

DATA PROCESSING SYSTEM FOR A ONE-CHANNEL SPECTROMETER OF AIR IONS

H. Tammet

Summary

The article discusses the processing of experimental data on an electronic computer by means of an automatic control device of the spectrometer of air ions described in the present collection.

In composing the apparatus matrix the final width of the collecting cover of the differential measuring-condenser and the diffusion of air ions are taken into consideration. The matrix also provides for the possibility of considering an additional, Gaussian type of dispersion, e.g. turbulent scattering. For this reason these above-mentioned factors do not

limit the spectral resolving power as it was in earlier investigations.

The regularization algorithm described by Turchin and Nozik is used to solve the spectrometric equation; an exception is a different scheme of selecting the regularization parameter. The specific requirements of spectrometry do not justify the ordinary methods of optimal regularization. Until the regularities of the visual spectral resolving power have been adequately studied, it is more justified to assign more scope for the intuition of the experimenter in selecting the degree of regularization.

The principal constituents of the system of data processing are the programme for the pretreatment of data and the programmes for the calculation of the spectrum. The pretreatment programme solves a number of technical tasks (correction of initial data, check computation, etc.), corrects the additive and multiplicative trends, calculates the limiting mobilities and the necessary ancillary parameters, composes the diagram of the characteristic curve of the spectrometer.

The programme for the calculation of the spectrum has four variants for spectrometers of different types. After the calculation of the spectrum the effect of the adsorption of air ions on the spectral curve is corrected by means of calculation and at request the negative values of the spectral function are eliminated by filtration. An example of a computer-composed log sheet is presented in the appendix to the article.

The computer method and programme have been checked by the method of fictitious data. The system includes a special programme for the generation of fictitious data according to the arbitrarily chosen spectrum and the classification of experimental errors. The method of fictitious data permits one to study several properties of the algorithm for the calculation of the spectrum (e.g. the dependence of the width of a spectral line on the regularization parameter) by means of a mathematical experiment.

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ АВТОМАТИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР АЭРОИОНОВ

Х.Ф.Таммет, А.Ф.Якобсон, Я.И.Сальм

I. Введение. Одним из основных приложений спектрометрии электрических подвижностей аэроионов является гранулометрия аэрозолей, преимущественно субмикроскопического диапазона. Это приложение в первую очередь учитывалось при разработке аппаратуры, которая описывается ниже.

Электростатическая гранулометрия считается перспективным методом исследования аэрозолей. Преимуществами ее являются: электрический выходной сигнал измерительного устройства, что упрощает автоматическую регистрацию, высокая чувствительность к малым концентрациям аэрозолей и высокая разрешающая способность. В то же время существуют некоторые затруднения, ограничивающие применение электростатической гранулометрии на практике. Эти затруднения можно по их характеру разделить на теоретические и технические.

Главное теоретическое затруднение состоит в том, что преобразование спектр размеров – спектр подвижностей известно достаточно точно лишь при довольно ограниченных условиях. По всей вероятности, развитие исследований по зарядке аэрозольных частиц существенно уменьшит роль теоретических затруднений в электростатической гранулометрии аэрозолей.

Причиной технических затруднений является малая величина выходного сигнала измерительного конденсатора и следующая отсюда малая скорость накопления информации о спектре в измерительной аппаратуре. Это особенно неудобно, когда измерения проводятся в нестационарных условиях и время наблюдения ограничено. Спектрометры аэроионов характеризуются широкой аппаратной функцией, и результаты, получаемые методом обращения аппаратного преобразования, особенно чувствительны

к вариациям исходных данных.

Самый действенный способ ускорения процесса накопления информации и ослабления следствий тренда спектра аэроионов - увеличение одновременно действующих каналов накопления информации. Принцип многоканального спектрометра аэроионов давно известен [Israel, 1931; Ynker, 1940], однако подобные приборы долгое время не были достаточно совершенны для практического применения. Лишь современные достижения электрометрии и автоматики способны обеспечить успешную реализацию преимуществ многоканального метода измерений на практике.

Число параллельных каналов описываемого ниже спектрометра доведено до пятидесяти. Период накопления информации длится несколько минут, в конце этого периода накопленные заряды измеряются, отсчеты переводятся в двоичный код и перфорируются. На ту же перфоленту кодируется положение всех переключателей, определяющих режим измерений. Снятие и перфорирование информации занимает 16 сек. Полученная перфолента пригодна для ввода в универсальную вычислительную машину, которая по специальной программе производит обработку наблюдений и печатает протокол эксперимента.

Изготовлению образца способствовал заказ Института физики атмосферы АН СССР, оформленный благодаря поддержке проф. Г.В.Розенберга. При конструировании отдельных узлов прибора участвовали Э.Урбаник и А.Хилпус. В построение образца много труда вложили А.Валл, Т.Хийемяе, А.А.Захаров, Л.Висберг. Авторы приносят всем,кто оказал помощь в осуществлении настоящей работы, глубокую благодарность.

2. Устройство и параметры спектрометра. В описываемом спектрометре аэроионов используется аспирационный метод измерения, рассмотренный подробно в работе [Таммет, 1967]. Анализируемый воздух протекает через два самостоятельных измерительных конденсатора, которые включены по схеме с заземляемой внешней обкладкой. Собирающие обкладки каждого конденсатора разделены на 25 изолированных кольцевых секций, каждая из которых соответствует одному измерительному каналу.

Внутренняя обкладка конденсатора является общей для всех 25 секций.

Спектрометр состоит из функциональных блоков, показанных на рис. 2.I. Для протягивания воздуха через измерительные конденсаторы используется аспиратор с дискретной регулировкой расхода. Напряжения на внутренние обкладки подаются от стабильного выпрямителя. Ток аэроионов заряжает секции собирающей обкладки и дозиметрические конденсаторы, включенные параллельно каждой секции. Через определенное время электрометрические коммутаторы по очереди подключают секции к входу импульсного электрометра, который измеряет накопленные на каждой секции заряды.

Выходной сигнал электрометра преобразуется в двоичный код. Блок управления перфоратором распределяет код на трехразрядные группы, заносимые в один ряд стандартной пятидорожечной перфоленты, и вырабатывает служебные импульсы для перфоратора. В начале цикла измерения перфорируется информация, определяющая положение всех переключателей аспиратора, источника стабильного напряжения и электрометра. Передача этой информации показана на рис. 2.I прерывистыми линиями.

Так как перфолента визуально трудно дешифрируется, в схему включен специальный индикатор уровня. Если максимальный сигнал слишком мал или слишком велик, то загораются соответствующие индикаторные лампочки.

Параметры спектрометра выбраны так, чтобы обеспечить возможность измерения в диапазоне подвижностей от 0,000I до 3,2 $см^2/В \cdot с$ и в диапазоне концентраций до $I0^6$ эл.зар./$см^3$. Предельные подвижности одного измерительного конденсатора образуют геометрическую прогрессию с множителем I,I5. В зависимости от положений переключателей один конденсатор может перекрывать разные поддиапазоны предельных подвижностей; крайние поддиапазоны: 0,000I - 0,0032 и 0,I - 3,2 $см^2/В \cdot с$. Шаг границ поддиапазонов двухкратный.

Так как расход и напряжение измерительных конденсаторов устанавливаются независимо, то два измерительных конденсатора могут быть использованы или для продления диапазона подвижностей, или для одновременного измерения аэроионов разных

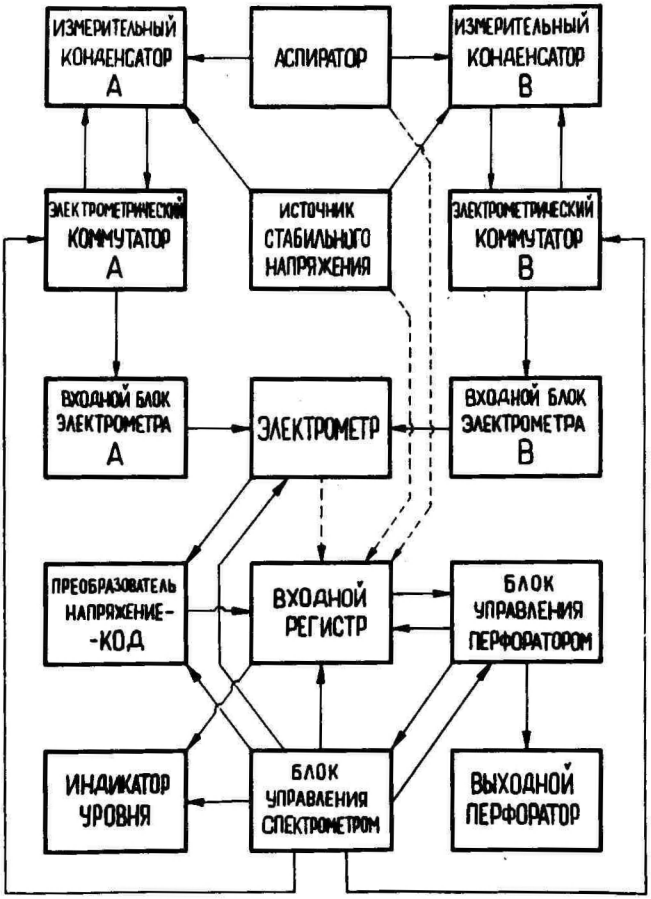


Рис. 2.1. Функциональная схема спектрометра.

полярностей, или для проверки точности измерения путем включения конденсаторов на одни и те же полярность и диапазон.

Прибор прост в обращении: необходимо набрать на клавишах желаемый режим и нажать кнопку пуска. Через установленное время блок автоматического управления осуществляет все необходимые операции и результаты выводятся на перфоленту. Возможен также режим периодического повторения измерений.

Габариты прибора 72x111x132 см, вес 117 кг. Внешний вид спектрометра, укомплектованного преобразователем напряжение-код типа Ф-707 и перфоратором ПЛ, показан на рис. 2.2.

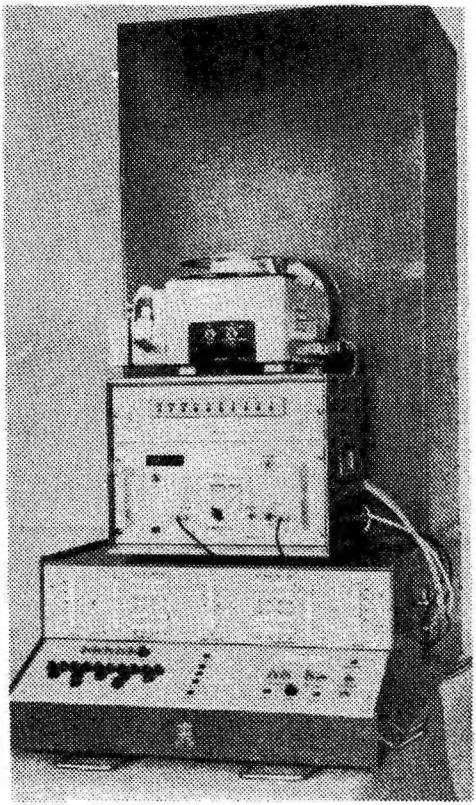


Рис.2.2. Многоканальный автоматический спектрометр аэроионов.

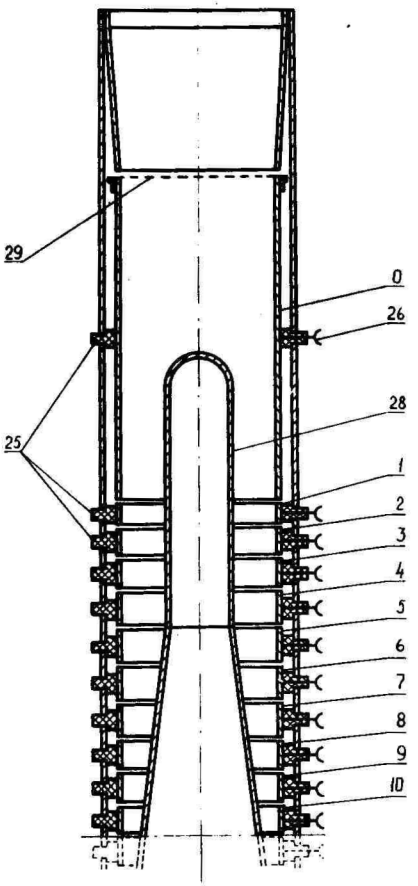


Рис. 3.1. Измерительный конденсатор (верхняя часть).

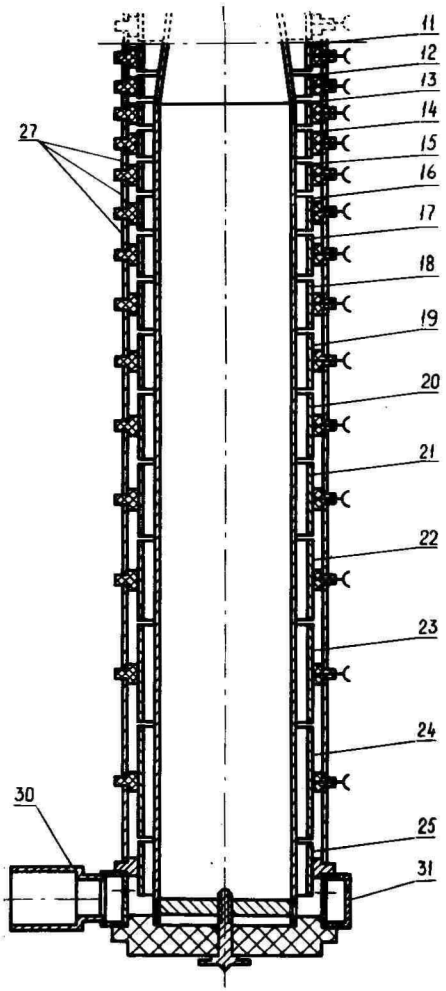


Рис. 3.1. Измерительный конденсатор (нижняя часть).

3. Измерительные конденсаторы. Спектрометр имеет два идентичных аспирационных конденсатора, которые функционируют независимо друг от друга. Конденсаторы расположены вертикально, расстояние между осями 280 мм, входные отверстия находятся сверху.

Измерительный конденсатор цилиндрический (тело вращения), имеет одну внутреннюю (отталкивающую) и 25 внешних (собирающих) обкладок (0 ... 24 на рис. 3.I). Каждая собирающая обкладка окружена кольцеобразным изолятором 25 из полипропилена, через которые проходят контакты 26. Изоляторы с наружной стороны поддерживаются цилиндрическими экранными кольцами 27.

Внутренняя обкладка 28 изготовлена из алюминиевого сплава, внешние обкладки - из алюминия (выдавливанием). Рабочие поверхности полированы. Первая (по течению воздуха) обкладка 0 имеет в значительной мере бо́льшую длину, чем остальные, т.к. она предназначена для улавливания легких аэроионов. Большая длина ее объясняется также необходимостью предотвратить краевой эффект. Для этой же цели служит и сетка 29. Остальные обкладки I ... 24 рассчитаны таким образом, чтобы соответствующая предельная подвижность уменьшалась по логарифмическому закону при переходе от обкладки к обкладке. Действующая емкость каждой последующей обкладки (2, 3 и т.д.) в I,I5 раза больше предыдущей. Чтобы перекрыть больший диапазон емкостей при заданной длине конденсатора, внутренняя обкладка имеет "бутылкообразную" форму: верхний конец ее полусферический, радиус верхней части обкладки I9,5 мм, затем следует коническая переходная часть, нижняя часть имеет радиус 39,5 мм. Радиус внешней обкладки 46,5 мм. Общая длина конденсатора 950 мм.

4. Аспиратор. Аспиратор (см.рис.4.I) служит для обеспечения неизменного потока воздуха определенного расхода через каждый измерительный конденсатор.

У обоих измерительных конденсаторов воздух выходит из штуцера распределительной коробки. На штуцер надет гибкий шланг, подводящий через байонетный разъем к диафрагменному

регулятору расхода. Диафрагменный регулятор расхода позволяет установить один из следующих пяти расходов воздуха: 0, I50, 300, 600, I200 $см^3/с$. Этот регулятор представляет собой диск с калиброванными отверстиями, надетый на вал электродвигателя. Диск имеет выступ, а по окружности охвачен пятью неподвижными выключателями. Управление регулятором происходит через клавишный переключатель на передней панели. При нажатии на какой-либо клавиш включается двигатель, и диск между двумя фланцами, проводящими воздух, поворачивается до тех пор, пока выступ диска с помощью соответствующего выключателя не выключит двигатель. Таким образом, нужное отверстие помещается между фланцами, в тракт воздуха.

Тракт воздуха заканчивается центробежным вентилятором, приводящим в движение воздух. Оба вентилятора насажены на вал электродвигателя типа ДПР, имеющего стабилизированную скорость вращения 6000 об/мин.

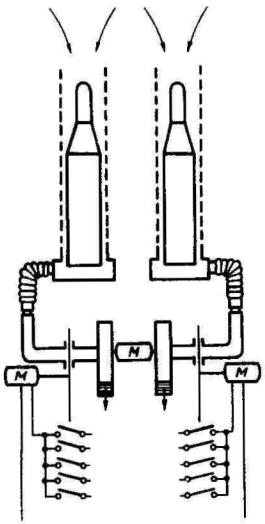


Рис. 4.I. Аспиратор и тракт воздуха.

5. Источник напряжения. Источник напряжения предназначен для подачи к внутренним отталкивающим обкладкам измерительных конденсаторов заданного высокостабилизированного напряжения из следующего набора: ± 6,25; ± I2,5; ± 25; ± 50; ± I00; ± 200; ± 400 и ± 800 В. Напряжения к обоим конденсаторам подаются независимо друг от друга. Напряжения от ±6,25 до ± 200 В берутся от стабилизатора на 400 В с делителем напряжения из микропроволочных резисторов. Для получения напряжений + 400 В, + 800 В, а также - 400 В, - 800 В служат два параметрических стабилизатора на газоразрядных стабилитронах типа СГ-30I и СГ-303 (предварительная стабилизация). Трансформаторы всех трех стабилизаторов (400 В, + 800 В и - 800 В) работают в феррорезонансном режиме, с последовательным конденсатором.

Нужное напряжение включается с помощью клавишных переключателей на передней панели.

Схема стабилизатора на 400 В изображена на рис. 5.I.

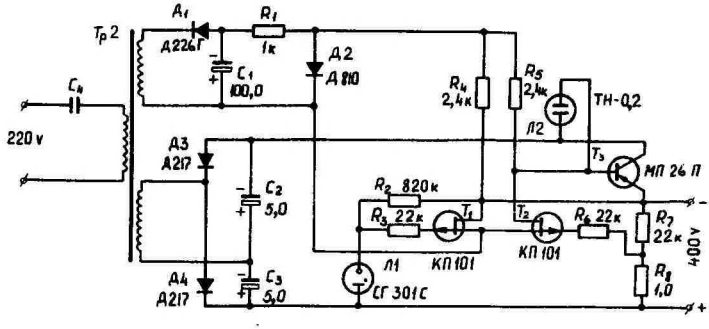


Рис. 5.I. Стабилизатор на 400 В.

6. Электрометр. Электрометр служит для измерения зарядов, накопленных на емкостях, шунтирующих секции собирающей обкладки. Измерение должно быть осуществлено за время от десятков до сотен миллисекунд. Это время зависит от конкретного решения блока автоматического управления и в настоящем приборе составляет 50 мс. Кратковременность измерения исклю-

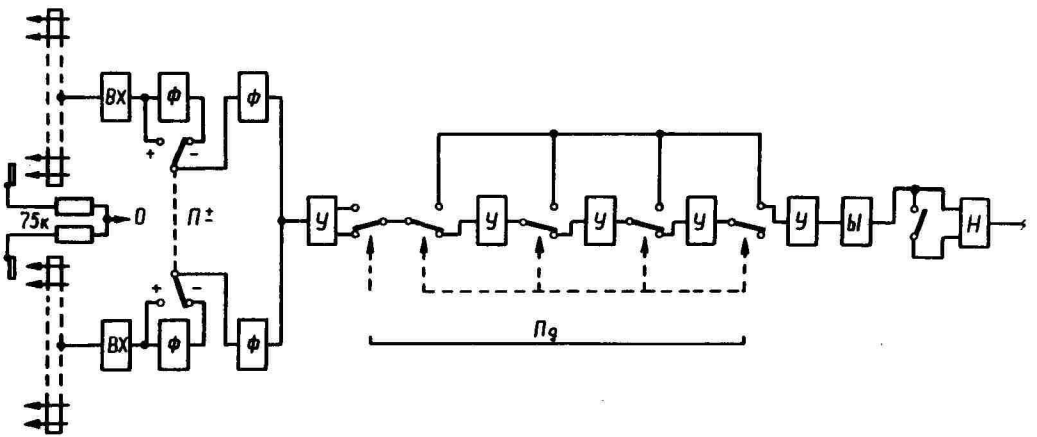


Рис. 6.1. Блок-схема импульсного электрометра. ВХ - входной блок, Ф - фазоинвертор, У - промежуточный усилитель, Н - выходной усилитель, Н - блок установки нуля.

чает проблему дрейфа нуля, а традиционный для счетчиков аэроионов принцип емкостной модуляции сигнала динамическим конденсатором теряет смысл.

Электрометр построен как прямой усилитель сверхнизкой частоты с достаточно большим временем переходного процесса. Электрометр имеет два независимых входа. Устройство электрометра объясняет рис. 6.I.

Схема входного блока электрометра изображена на рис.6.2. Входной блок – электрометрический повторитель с К = I,0. Выходное сопротивление 3 Ом. Габариты входного блока 20х70х х80 мм.

Важным преимуществом полевого транзистора во входной цепи является прочность к большим перегрузкам, которые появляются при коммутировании напряжения и неисправностях измерительного конденсатора.

Переключаемые фазоинверторы обеспечивают одинаковую полярность сигнала, поступающего на основной усилитель электрометра, при любой комбинации полярностей двух измерительных конденсаторов. Схема фазоинвертора представлена на рис. 6.3.

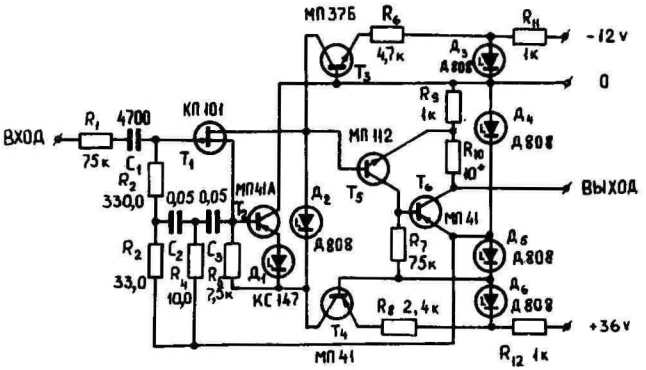


Рис. 6.2. Схема входного блока электрометра.

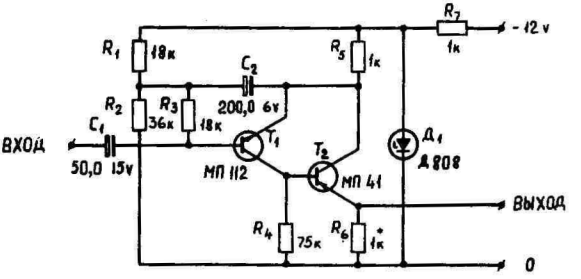


Рис. 6.3. Схема фазоинвертора.

Смеситель сигналов двух каналов составлен из двух фазоинверторов.

Переключение чувствительности электрометра осуществляется подбором комплекта промежуточных усилителей, каждый из которых дает четырехкратное усиление. Схема промежуточного усилителя приведена на рис. 6.4.

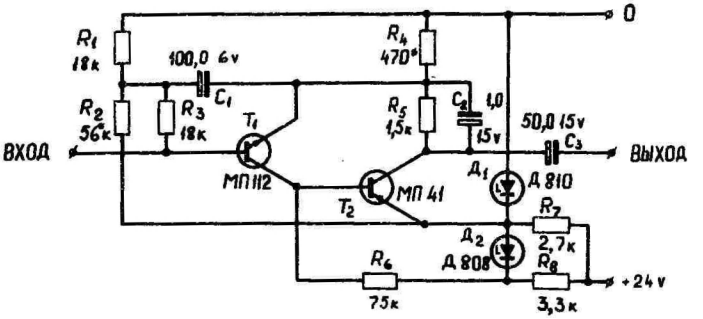


Рис. 6.4. Схема промежуточного усилителя.

Входное сопротивление усилителя 400 кОм, выходное сопротивление 30 Ом. Коэффициент усиления определяется отношением сопротивлений R_5 и R_4. Изменение температуры среды на 10°К

действует на коэффициент усиления в пределах 0,I %.

Первый промежуточный усилитель отличается от остальных наличием вывода двукратно усиленного сигнала от резистора R_5.

Выходной усилитель выдает сигнал с достаточной амплитудой для преобразователя напряжение-код типа Ф-707. Схема выходного усилителя, основные параметры которого близки к параметрам промежуточного усилителя, изображена на рис. 6.5.

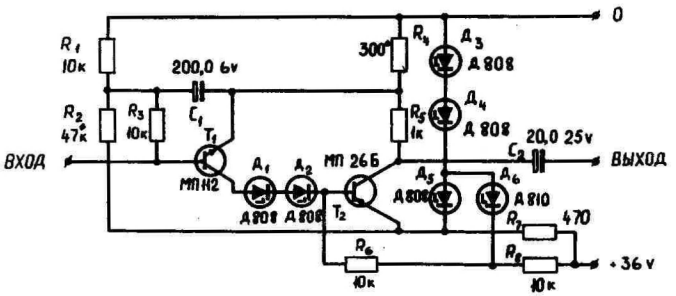


Рис. 6.5. Схема выходного усилителя.

Схема блока установки нуля приведена на рис. 6.6. До измерения вход электрометра закорочен контактами P_{2A} и P_{2B} (рис. 6.I), а выход - контактом P_3 (рис. 6.6). В начале измерения контакт P_3 размыкается, затем размыкается контакт P_{2A} или P_{2B} и вход электрометра подключается к конденсатору с измеряемым зарядом. Отсчет с выхода электрометра снимается через 50 мс после начала измерения.

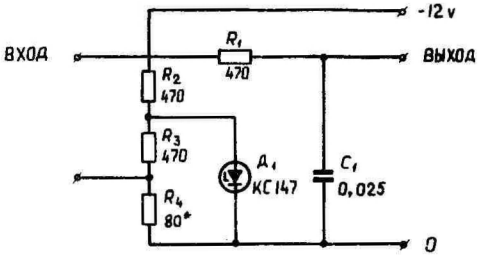


Рис. 6.6. Схема блока установки нуля.

Блок установки нуля вводит также технически необходимый постоянный сдвиг нуля.

Приведенный к входу среднеквадратичный шум всего электрометра, включающий шум установки нуля, составляет 0,2 мВ.

7. Электрометрические коммутаторы. Электрометрические коммутаторы предназначены для поочередного подключения собирающих обкладок к входам электрометра. Имеется два одинаковых коммутатора.

Коммутатор (см. разрез на рис. 7.I) изготовлен в виде продолговатой коробки, которая сбоку приставляется к измерительному конденсатору. Один коммутатор содержит 26 малогабаритных реле I типа РСМ-I: 25 для собирающих обкладок, одно - для заземления входа электрометра. Собственные контакты реле сняты, к якорю припаян лепесток 2, толкающий булавку 3 с изолирующей головкой. К этой головке приклеен металлический диск, толкающий в свою очередь стальную иглу 4, проходящую через металлическую трубу 5. Когда ток проходит обмотку реле, острый конец иглы дает контакт с пластинкой из нержавеющей стали 6, прикрепленной к дозиметрическому конденсатору 7 типа К-72-I. К этой же пластинке прикреплена стальная пружина 8, обеспечивающая контакт с соответствующей собирающей обкладкой. Сбоку электрометрический коммута-

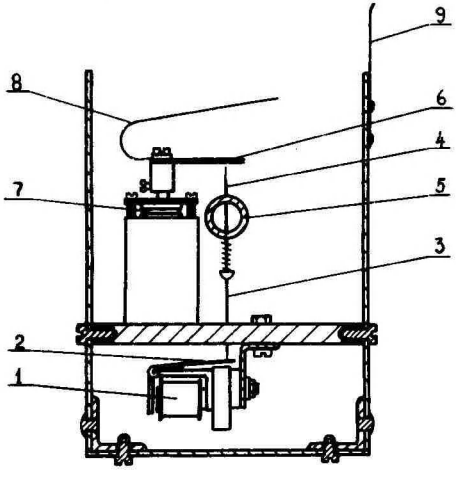


Рис. 7.I. Разрез электрометрического коммутатора.

тор имеет ряд пружинящих контактов 9, заземляющих экранные кольца измерительного конденсатора.

8. Блок управления спектрометром. Блок управления спектрометром осуществляет 1) последовательное подключение ко входам импульсного электрометра секций внешних обкладок измерительных конденсаторов через коммутаторы , управление электрометром и электрометрическими коммутаторами; 2) первоначальный пуск блока перфорирования; 3) управление индикатором уровня; 4) блокировку включения внутренних циклов на время перфорирования кода положений переключателей, задающих режим работы спектрометра; 5) сброс всей схемы управления в начальное положение.

Работа блока управления спектрометром разделена на внутренние и внешние циклы, причем каждый внешний содержит 50 внутренних циклов (рис. 8.1). В начале каждого внешнего цикла предоставляется определенное время для перфорирования дан-



Рис. 8.1. Диаграмма времени автоматического управления спектрометром.

ных о положениях переключателей, определяющих режим работы спектрометра. Импульсы запуска внешних циклов имеют пять возможных интервалов следования: 81,92 с, 163,84 с, 327,68 с, 655,36 с и 1310,72 с. Эти интервалы определяют длительность накопления заряда аэроионов. Импульсы запуска подаются от специального делителя, работающего по принципу деления частоты сети переменного напряжения (50 Гц). Длительность интервала устанавливается клавишным переключателем. С блока управления устанавливаются также одиночный или повторный режимы измерения спектрометра.

Диаграмма времени внутреннего цикла приведена на рис. 8.2.

Поскольку генератором управления шаговым искателем и реле P_1, P_2 и P_3, осуществляющими непосредственное управление электрометром, является цепочка одновибраторов блока перфорирования, то для большей наглядности диаграммы времени внутреннего цикла и цикла перфорирования (протекающих одновременно) приведены на одном рисунке.

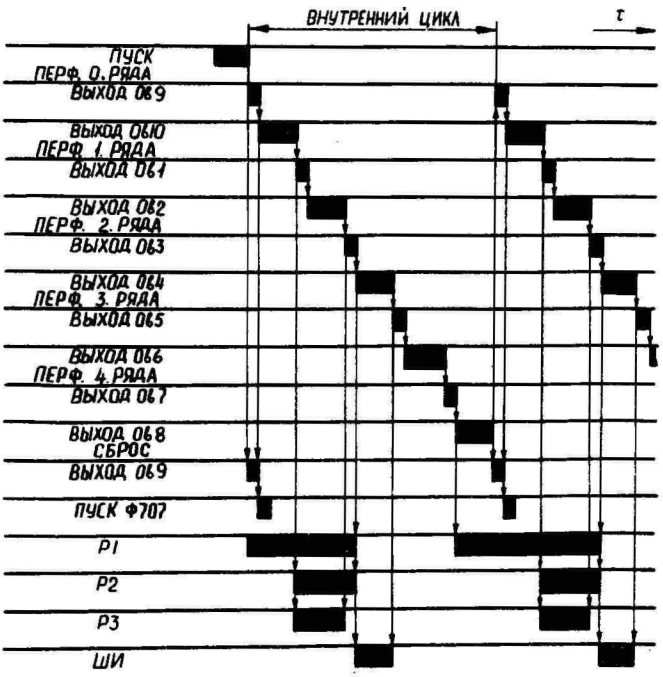


Рис. 8.2. Диаграмма времени внутреннего цикла.

В начале внутреннего цикла очередное реле электрометрического коммутатора P_1, подсоединяющее одну из секций внешних обкладок измерительного конденсатора к входному блоку

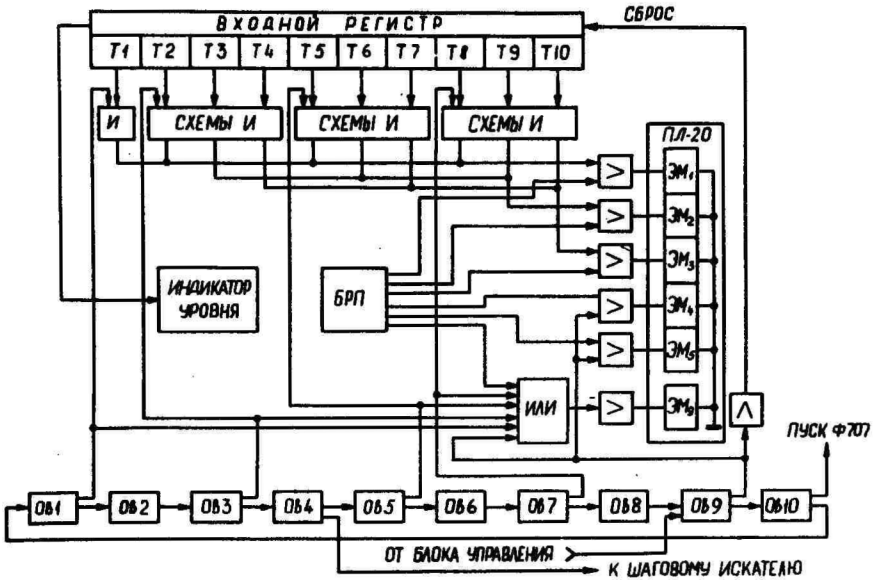


Рис. 9.1. Блок-схема блока управления перфоратором.

спектрометра, включено. Происходит измерение накопленного заряда аэрононов. В начале цикла выдаются также импульсы сброса результата предыдущего измерения, сохраняющегося во входном регистре блока перфорирования, а также импульсы пуска цифрового вольтметра типа Ф 707 на преобразование в двоичный код результата измерения (в канале, подсоединенном к электрометру).

Включением реле P_2 и P_3 заземляются вход и выход электрометра. Выключением сначала P_3, а затем P_1 и P_2 электрометр подготавливается к следующему внутреннему циклу, а в измерительном конденсаторе на собирающей обкладке рассмотренного канала снова начинается накопление заряда.

Шаговый искатель ШИ осуществляет выбор конкретных реле P_1 электрометрического коммутатора; включением нового реле P_1 начинается следующий внутренний цикл.

После отработки 50 внутренних циклов работа блока управления спектрометром прекращается, вся схема управления приводится в исходное положение. После истечения времени, установленного блоком времени, на вход блока управления поступает импульс, запускающий следующий внешний цикл.

9. Блок управления перфоратором. Блок перфорирования (рис. 9.1) управляет преобразователем напряжения в код (Ф 707), входным регистром, выходным перфоратором и блоком управления спектрометром.

Основными узлами блок-схемы блока управления перфоратором являются: схемы совпадения И, цепочка одновибраторов ОвI – ОвIO и блок ручного перфорирования БРП.

Преобразователь напряжения в код типа Ф 707 выдает значение измеренного напряжения на выход импульсами длительностью 500 мксек, в виде параллельного десятиразрядного двоичного кода. Максимальная скорость перфорирования на перфораторе типа ПЛ 20-2 не превышает 20 строк в секунду. Число, подлежащее перфорированию, на время перфорирования сохраняется во входном регистре.

В описываемом устройстве числа регистрируются на пятидорожечной стандартной перфоленте в цифровом коде ЭВМ МИНСК-

22. Для записи десятиразрядного двоичного числа используется четыре ряда перфоленты, поэтому опрос входного регистра производится в четыре такта.

Последовательность опроса групп триггеров входного регистра задана цепочкой одновибраторов ОвI – ОвIO. Одновибраторы ОвI, Ов3, Ов5, Ов7 формируют импульсы опроса схем И; одновибраторы Ов2, Ов4, Ов6, Ов8 и ОвIO являются элементами задержки.

Первоначальный пуск цикла перфорирования производится сигналом из блока управления спектрометром на вход элемента времени Ов9. Выходной импульс этого одновибратора поступает через усилители мощности в цепи обмоток электромагнитов ЭМ4 и ЭМ5 управления пуансонами перфоратора и через схему ИЛИ в цепь электромагнита ЭМ9, управляющего однооборотной муфтой перфоратора, вследствие чего на перфоленте производится запись нулевого ряда, т.е. кода IIOOO. В это же время сигнал от Ов9 производит сброс входного регистра и запуск одновибратора ОвIO, сигнал на выходе которого своим передним фронтом запускает цифровой вольтметр (рис. 8.2). Происходит преобразование в двоичный код результата измерения очередного канала спектрометра и запоминание преобразованной величины во входном регистре.

Задний фронт импульса элемента задержки ОвIO запускает одновибратор ОвI. Выходной импульс ОвI поступает на вход схемы И самого старшего разряда десятиразрядного двоичного числа. В случае нахождения триггера T_1 в положении I этот импульс проходит через соответствующий усилитель мощности в цепь обмотки электромагнита ЭМI. Поскольку в это же время сигнал с выхода ОвI поступает и в цепь электромагнита ЭМ9 однооборотной муфты, то производится запись этого разряда на перфоленте.

Импульсом с выхода ОвI включается также P_2 и P_3 блока управления спектрометра.

Задержанный одновибратором Ов2 выходной импульс ОвI запускает элемент времени Ов3, выходной импульс которого производит опрос схем И, связанных группой из трех триггеров T_2, T_3, T_4 следующих разрядов двоичного числа. Осуществляется

запись чисел этих разрядов на перфоленте. Одновременно выключается реле P_3 блока управления спектрометром. Далее в два такта, согласно диаграмме времени, записываются числа следующих разрядов и производится управление реле P_1, P_2, P_3 и ШИ блока управления спектрометром, чем цикл перфорирования и заканчивается. Сигналом с выхода Ов9 включается следующий цикл, протекающий аналогично только что описанному.

Работа блока перфорирования будет продолжаться до поступления на вход Ов9 запрещающего сигнала из блока управления, после окончания внешнего цикла.

В начале каждого внешнего цикла кодируются входным регистром и перфорируются данные о положениях переключателей, задающих режим измерения спектрометра. В течение этого времени цепочка одновибраторов работает, пуски цифрового вольтметра и шагового искателя заблокированы. По истечении времени перфорирования положений переключателей блокировка снимается, начинаются циклы управления спектрометром и перфорированием.

Входной регистр управляет индикатором уровня ИУ, сигнализирующим о чрезмерном превышении или двух-, пяти- или пятнадцатикратном понижении сигнала относительно определенного уровня, а также об отрицательном значении сигнала, поступившего на вход преобразователя Ф 707.

Применение блока ручного перфорирования позволяет перфорировать дополнительную информацию до или после массива измерений, записанного на перфоленте.

I0. Обработка наблюдений. Принимаем стандартные упрощающие предположения, используемые в теории аспирационных счетчиков аэроионов (см., например, [Таммет, 1967, гл.I]). Пусть сегменты собирающей обкладки, начиная с входа измерительного конденсатора, пронумерованы индексом $n = 0, 1, 2, \ldots, 24$. Обозначим силы тока через сегменты I_n, действующие емкости сегментов C_n, их частные суммы $S_n = \sum_{i=0}^{n} C_i$. Предельные подвижности для задних кромок сегментов будут

$$k_n = \frac{\Phi}{4\pi U S_n}, \qquad (I0.1)$$

где Φ – расход воздуха и U – напряжение, общие для измерительного конденсатора. Аппаратная функция (используется терминология, определенная в статье [Таммет, 1973]) для одного сегмента имеет выражение

$$G_n = \begin{cases} 4\pi C_n U k & \text{при} \quad k \leqslant k_n \\ \Phi - 4\pi S_{n-1} U k & \text{при} \quad k_n \leqslant k \leqslant k_{n-1} \\ 0 & \text{при} \quad k_{n-1} \leqslant k \end{cases} \qquad (10.2)$$

Определим теперь вспомогательную функцию

$$g_n = \frac{1}{4\pi U}\left(\frac{G_n}{C_n} - \frac{G_{n+1}}{C_{n+1}}\right), \qquad (10.3)$$

которая имеет выражение

$$g_n = \begin{cases} 0 & \text{при} \quad k \leqslant k_{n+1} \\ (1+S_n/C_{n+1})k - \Phi/(4\pi U C_{n+1}) & \text{при} \quad k_{n+1} \leqslant k \leqslant k_n \\ \Phi/(4\pi U C_n) - (S_{n-1}/C_n)k & \text{при} \quad k_n \leqslant k \leqslant k_{n-1} \\ 0 & \text{при} \quad k_{n-1} \leqslant k \end{cases} \qquad (10.4)$$

График этой функции изображен на рис. 10.1

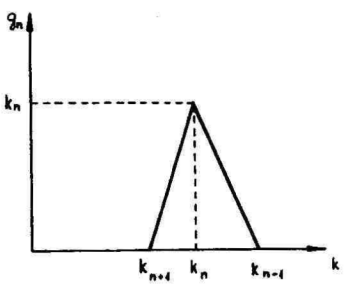


Рис. 10.1. График специальной аппаратной функции для многоканального спектрометра аэроионов.

Функция g_n отлична от нуля в узком интервале подвижностей. Чтобы использовать это свойство, вычисляем по результа-

там наблюдений вспомогательные величины

$$i_n = \frac{1}{4\pi U}\left(\frac{I_n}{C_n} - \frac{I_{n+1}}{C_{n+1}}\right). \qquad (10.5)$$

Так как $I_n = \int G_n \rho(k)dk$, то

$$i_n = \int g_n(k)\rho(k)dk \qquad (10.6)$$

и функция g_n может быть интерпретирована как специальная аппаратная функция для полуобработанного сигнала i_n.

По теореме о среднем

$$i_n = \rho(\tilde{k})\int g_n(k)dk, \qquad (10.7)$$

где $k_{n+1} \leqslant \tilde{k} \leqslant k_{n-1}$. Если собирающая обкладка сегментирована однородно и спектр гладкий, то $\tilde{k}_n \approx k_n$, треугольный вид функции g_n – в пользу точности этой оценки. Принимаем

$$\rho(k_n) \approx \rho(\tilde{k}_n). \qquad (10.8)$$

Так как $\int g_n dk = k_n(k_{n-1}+k_{n+1})/2$, то имеем

$$i \approx k_n\rho(k_n)\frac{k_{n-1} - k_{n+1}}{2} = \lambda(k_n)\frac{k_{n-1} - k_{n+1}}{2}. \qquad (10.9)$$

Отсюда вытекает формула для вычисления спектра проводимости

$$\lambda(k_n) \approx 2i_n/(k_{n-1} - k_{n+1}). \qquad (10.10)$$

Программа составлена на языке МАЛГОЛ для вычислительной машины МИНСК-22 или МИНСК-32, которая осуществляет минимальную обработку наблюдений, решая следующие задачи:

1. Ввод в машину и декодирование выходной информации спектрометра. Определение параметров режима измерений.

2. Вычисление предельных подвижностей k_n и значений силы тока I_n через сегменты собирающей обкладки.

3. Оценка противоречивости данных по знаку выражения $I_n/C_n - I_{n+1}/C_{n+1}$. Если данные противоречивы, то вводится

```
CONDENSER  8          POSITIVE IONS              QUALITY   9
VOLTAGE 781V       FLOW RATE  300CCM/S          TIME 13125
ELECTROMETER RANGE  80MV                  CODE +000600618102
SMALL FRACTION    465E/CCM   LARGE FRACTION   4161E/CCM
SPECTRUM UNIT     1E/CCM   MOBILITY UNIT 0.000010CM2/V.S

 N   X  SPE MOB       CONDUCTIVITY SPECTRUM

 0 109.
         562.
 1 109.
        69 490 ••••••••••••••••
 2 111.        ××××××××××××××××
        68 427 ••••••••••••••••
 3 115.        ××××××××××××××××
        72 374 ••••••••••••••••
 4 133.        ××××××××××××××××
        82 326 ••••••••••••••••••
 5 133.        ××××××××××××××××××
        92 285 ••••••••••••••••••••
 6 141.        ××××××××××××××××××××
       102 249 ••••••••••••••••••••••
 7 154.        ××××××××××××××××××××××
       113 215 ••••••••••••••••••••••••
 8 148.        ××××××××××××××××××××××××
       123 189 ••••••••••••••••••••••••••
 9 155.        ××××××××××××××××××××××××××
       138 164 ••••••••••••••••••••••••••••
10 163.        ××××××××××××××××××××××××××××
       148 141 ••••••••••••••••••••••••••••••
11 164.        ××××××××××××××××××××××××××××××
       154 122 ••••••••••••••••••••••••••••••••
12 153.        ××××××××××××××××××××××××××××××××
       157 106 ••••••••••••••••••••••••••••••••••
13 140.        ××××××××××××××××××××××××××××××××××
       164  92 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••
14 150.        ××××××××××××××××××××××××××××××××××××
       175  81 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••••
15 132.        ××××××××××××××××××××××××××××××××××××××
       179  70 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••••••
16 114.        ××××××××××××××××××××××××××××××××××××××××
       172  61 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••••••
17 109.        ××××××××××××××××××××××××××××××××××××××××
       167  56 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••••••
18 101.        ××××××××××××××××××××××××××××××××××××××××
       162  47 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••••••
19  93.        ××××××××××××××××××××××××××××××××××××××××
       160  41 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••••••
20  78.        ××××××××××××××××××××××××××××××××××××××××
       152  35 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••••
21  64.        ××××××××××××××××××××××××××××××××××××××
       148  31 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••••
22  68.        ××××××××××××××××××××××××××××××××××××××
       156  27 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••••••
23  37.        ××××××××××××××××××××××××××××××××××××××
        35  23 ••••••••
24  39
```

Рис. 10.2. Пример протокола.

минимальная коррекция, устраняющая противоречие, и делается отметка в специальном массиве признаков.

4. Вычисление значений спектральной функции проводимости и частных плотностей заряда легкой и тяжелой фракции аэрозолей.

5. Печатание протокола эксперимента. Противоречивые данные отмечаются при необходимости малой коррекции одной, при необходимости большой коррекции – двумя звездочками. Эти отметки служат ориентирами при профилактическом уходе за измерительными конденсаторами. Для оценки качества измерений из числа десять вычитается общее число звездочек для рассматриваемого измерительного конденсатора. Если измерение проведено с целью проверки спектрометра при нулевом напряжении или расходе, то для соответствующего конденсатора печатаются лишь непосредственные данные наблюдения, а вычисление и печатание спектра опускается.

6. Вывод результатов вычислений на перфоленту при специальном требовании. Пример протокола эксперимента дается на рис. I0.2.

Литература

Israel, H. - I93I - Zur Theorie und Methodik der Grossenbestimmung von **Luftionen**, Gerlands Beitr.Geophys. 3I, S.I73-2I6.

Yunker,E.A. - I940 - The mobility spectrum of atmospheric ions, Terr.Magn. and Atmos. Electr. 45 (№2), p. I27-I32.

Таммет Х.Ф. - I967 - Аспирационный метод измерения спектра аэроионов, Уч.зап. Тартуского гос. ун-та, вып. I95.

PALJUKANALILINE AUTOMAATNE AEROIOONIDE SPEKTROMEETER

H. Tammet, A. Jakobson, J. Salm

Resümee

Looduslik aeroioonide liikuvusspekter on ajas kiiresti muutuv ja tema korrektne mõõtmine on praktiliselt võimalik ainult siis, kui kõik spektripunktid määratakse samaaegselt. Tavalised integraalsed loendurid ei ole seetõttu looduslíku aeroioonide spektri detailseks uurimiseks kõlblikud.

Käesolevas töös kirjeldatud aeroioonide aspiratsioonspektromeetriga mõõdetakse üheaegselt 50 spektripunkti. Liikuvuste piirkonna ja lahutusvõime valikul lähtuti eesmärgist rakendada spektromeetrit submikroskoopilise aerosooli mõõdete määramiseks (granulomeetriaks).

Spektromeeter on ehitatud täisautomaatsena, ta väljastab informatsiooni perfolindil, mida saab sisestada elektronarvutisse.

Spektromeeter sisaldab kahte sõltumatut mõõtekondensaatorit, kummaski 25 sektsiooni. Mõõtmine (laengu kogumine) kestab mõni kuni mõnikümmend minutit, andmete kodeerimiseks ja väljastamiseks kulub 13 sekundit. On koostatud programm

andmete töötlemiseks MINSK-tüüpi elektronarvutil, mis väljastab ka trükitud katseprotokolli (vt. lisa).

Spektromeetri piirliikuvuste diapasoon on 0,0001 kuni 3,2 $cm^2/V \cdot s$. Ühe mõõtekondensaatoriga katab diapasooni, mille äärmiste liikuvuste suhe on 32. Teise kondensaatori abil võib liikuvuste diapasooni jätkata, mõõta vastasmärgilisi aeroioone või mõõta kontrolliks täpselt samas diapasoonis. Naaberkanalite piirliikuvuste suhe on 1,15. Seega tuleb liikuvusteskaala ühe dekaadi kohta peaaegu 17 spektripunkti.

Spektromeetri plokkskeem on näidatud joonisel 2.1, üldvaade joonisel 2.2, mõõtekondensaator joonisel 3.1.

MULTICHANNEL AUTOMATIC SPECTROMETER OF AIR IONS

H. Tammet, A. Jakobson and J. Salm

Summary

The mobility spectrum of natural air ions changes quickly in time and its correct measurement is feasible only in case all the points of the spectrum are determined simultaneously. Common integral counters are therefore unfit in practice for the detailed investigation of the spectrum of natural air ions.

In the spectrometer of air ions to be described in the present paper, 50 spectral points are determined at the same time. When selecting the mobility region and resolving power, the authors proceeded from the aim of applying this spectrometer for the ascertainment of the sizes of submicroscopic aerosol particles.

The spectrometer was built as fully automatic to issue information in the shape of a punched tape which can be fed into an electronic computer.

The spectrometer contains two independent measuring capacitors with 25 sections in each. The duration of measuring (i.e. charge accumulation) varies from several minutes to over a score of minutes, the data coding and the issue of a

punched tape takes 13 seconds. A programme has been composed for the MINSK type of electronic computers which process data and also issue a printed report (see Suppl.).

The whole range of limiting mobilities covers the region of 0.0001 to 3.2 $cm^2/V \cdot s$. One measuring capacitor embraces a range the ratio of whose extreme mobilities is 32. The other capacitor can be used to expand the range of mobilities of the neighbouring channels is 1.15. Thus there are nearly 17 spectral points for one decade of the mobility scale.

The diagrammatic scheme of the spectrometer is presented in Fig. 2.1, the overall picture - in Fig. 2.2, the measuring capacitor - in Fig. 3.1.

К ПРОБЛЕМЕ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СИЛЫ В СПЕКТРОМЕТРИИ

Х.Ф.Таммет

I. Разрешение спектральных линий. Классическая теория разрешающей силы, основанная Рэлеем, рассматривает спектр, состоящий из двух равных друг другу по высоте и ширине компонентов (одиночных линий), центры которых отодвинуты друг от друга на расстояние d (расщепление) по аргументу спектра. Контур компонента считается зависящим от нескольких, обычно трех (центр, высота, ширина), параметров. Предполагается, что компоненты аддитивно сливаются в составную линию, которая будет ниже названа X-линией. Конфигурация X-линии зависит от расщепления, точнее – от относительного расщепления $\vartheta = d/v$, где v – ширина компонента. Под шириной спектральной линии везде будет подразумеваться полуширина. Например, если компоненты гауссовы (ширина гауссовой линии составляет $2\sqrt{2\ln 2}$ стандартного отклонения), то X-линия имеет при $\vartheta < 1/\sqrt{2\ln 2} \approx \approx 0{,}85$ один максимум, а при $\vartheta > 1/\sqrt{2\ln 2}$ два максимума и минимум в центре.

Хороший обзор классической теории разрешающей силы можно найти в работах [Раутиан, 1958; Петраш, 1964].

Разрешающая сила обычно описывается наименьшим расщеплением $\Delta = d_{min}$, при котором по конфигурации X-линии можно узнать, что она состоит из двух компонентов. Количественная характеристика разрешающей силы принимается обратно пропорциональной критическому расщеплению Δ.

Задача на выяснение, состоит ли X-линия из одного (что равноценно двум совпадающим) или из двух расщепленных компонентов, будет ниже названа для краткости XR-задачей. Существуют различные варианты XR-задачи, отличающиеся разной предварительной информацией о параметрах компонентов.

Классическое определение разрешающей силы станет полным лишь после указания способа решения XR-задачи.

На практике XR-задача пока почти без исключения решается субъективным визуальным методом: рассмотрение графики

спектра на глаз и принятие решения на основе интуиции. Опытный спектроскопист довольно полно использует информацию, которая содержится в наблюдениях, и конкурирует по быстродействию с современными вычислительными машинами. Но все же визуальный метод неудовлетворителен в ответственных ситуациях практической спектроскопии, а особенно в теории спектральных приборов.

За последние 15 лет теория спектрального разрешения перестраивается на фундамент теории информации и математической статистики. В работах [Халфин, 1960; 1962; 1969] предлагается оценить методом максимального правдоподобия расщепление компонентов X-линии . Нижняя граница дисперсии оценки расщепления определяется неравенством Крамера-Рао. Близкие идеи получили развитие в ряде работ [Козлов, 1964а; 1964б; Harris, 1964; Helstrom, 1969,1970], в которых используются методы теории статистических решений и статистического обнаружения сигналов.

2. Постановка задачи. XR-задача служит моделью некоторых практических задач спектрометрии. Ценность этой модели зависит от согласованности модели с практическими потребностями, от качества решения формализованной задачи, от сложности алгоритма и объема вычислительных работ. Одновременно максимально удовлетворить всем отмеченным требованиям невозможно. Цель настоящей работы - разработка одного практического алгоритма решения XR-задачи, при которой основное внимание обращается на согласованность модели с требованиями практики и на экономичность вычислений.

При согласовании XR-задачи с потребностями практики особое значение имеет определение пространства спектров и допустимого интервала спектрального аргумента. Пространство спектров означает априори ограниченное множество возможных X-линий . Допустимый интервал охватывает те экспериментальные точки, которые могут быть учтены при окончательной оценке X-линии . Необходимость запрета использования всех экспериментальных точек возникает тогда, когда X-линия вне допустимого интервала искажена, например, соседними линиями.

Задача, которая будет рассмотрена в настоящей работе,

конкретизуется следующими условиями:

1°. Экспериментальный спектр представлен конечным набором точек, распределенных по спектральному аргументу с постоянным шагом в интервале, который перекрывает допустимый интервал.

2°. Пространство спектров четырехмерно – заведомо неизвестными параметрами являются центр X-линии, расщепление, высота и ширина компонентов. Количественно будет проанализован случай гауссовых компонентов.

3°. Допустимым интервалом спектрального аргумента является центральный интервал X-линии, центр и ширина которого совпадают соответственно с центром и шириной X-линии. Это условие должно быть соблюдено с той точностью, с которой оценивается центральный интервал.

4°. Шум является аддитивным и представляет собой центрированный гауссовый процесс с экспоненциальной ковариационной функцией $\sigma^2 e^{-|4x|/\rho}$. Стандартное отклонение σ и масштаб ρ шума по спектральному аргументу x предполагаются известными.

Первое условие не нуждается в комментариях. Второе условие согласовано со многими практическими задачами. Иногда ширина компонентов известна и пространство спектров можно считать трехмерным. Тогда разрешающая сила будет выше и XR-задача намного проще, чем в рассматриваемом случае.

Третье условие наиболее проблематично. Выбор в качестве допустимого именно центрального интервала произволен, однако небольшое расширение или сужение этого интервала не вносит в задачу принципиальных изменений. Проблематичность обусловлена зависимостью допустимого интервала от заранее неизвестных параметров X-линии. Избежать эту зависимость, которая придает задаче неудобный рекурсивный характер, можно было бы лишь ценой значимого отступления от требований широкого круга приложений.

Условие экспоненциальной автокорреляции шума не является слишком затягивающим, поскольку простой марковский (авторегрессионный) шум, обладающий таким характером, на практике типичен. При необходимости реальная коррелограмма аппроксими-

руется экспонентой и вводится соответствующий эффективный корреляционный масштаб. Более существенные ограничения вносит пренебрежение возможной мультипликативной составляющей шума.

Аддитивный шум на практике изучается анализом нулевой линии спектра. Если длина записей нулевой линии намного превышает корреляционный масштаб и ширину X-линии, то предположение об известности параметров шума в XR-задаче явно оправдано.

Принятая модель настолько усложнена, что из исследований, перечисленных в предыдущем пункте, удается заимствовать лишь отвлеченные идеи. Вывод оптимальной в каком-нибудь строго зафиксированном смысле стратегии решения XR-задачи в описанных условиях встретил бы огромные математические трудности. Затрата сил на преодоление этих трудностей вряд ли имеет смысл, ввиду шаткости соответствия между моделью и действительностью и условности критериев оптимальности. Ниже на основе интуитивных соображений будет сконструирована одна из возможных субоптимальных стратегий. Все утверждения будут приводиться по ходу индуктивных рассуждений, избегая строгие доказательства и в тех редких случаях, когда они были бы возможны.

3. Оценка X-линии. Рекурсивный характер задачи вынуждает использовать итерационный процесс, заключающийся в попеременной оценке X-линии и уточнении допустимого интервала. Первое приближение допустимого интервала определяется по предварительным оценкам центра и ширины X-линии, полученных, например, визуальным методом. Множество экспериментальных точек, охватываемых допустимым интервалом, имеет конечный набор значений, и итерационный процесс, очевидно, за конечное число (обычно два-три) шагов или сходится, или входит в циклическое осциллирование. При обнаружении зацикливания итерация будет прекращена. В статистической задаче вероятность зацикливания не означает непригодность алгоритма, а лишь понижает точность оценки.

X-линия, состоящая из гауссовых компонентов, может быть представлена уравнением

$$y = H\left(e^{-\frac{(x-m-d/2)^2}{v^2/4\ln 2}} + e^{-\frac{(x-m+d/2)^2}{v^2/4\ln 2}}\right), \qquad (3.1)$$

где x и y – значения спектрального аргумента и спектральной функции, m – центр X-линии, v – ширина компонента, d – расщепление и H – постоянная, пропорциональная высоте X-линии. Параметры H, m, v, d могут быть приняты за координаты X-линии в пространстве спектров. Координатная система $\{H, m, v, d\}$ не является единственно возможной, в дальнейшем по мере целесообразности будут использованы и другие системы.

Совместное оценивание четырех параметров уравнения (3.I) по методу наибольшего правдоподобия связано с большой вычислительной работой. Однако задачу удается существенно упростить ценой малой потери точности оценки расщепления.

Во-первых, можно сепаратно оценить центр X-линии, например, минимизируя выбором индекса n форму $\sum_i (y_{n-1}-y_{n+1})^2$, и принимать за оценку центра x_n. Потеря точности оценки центра имеет для XR-задачи второстепенное значение. Оставшаяся задача оценки решается уже в трехмерном подпространстве $\{H, v, d\}$.

Во-вторых, дальнейшее упрощение основано на факте, что функция (3.I) в наиболее существенной для XR-задачи области $\vartheta < 2/3$ в пределах допустимого интервала с максимальной ошибкой порядка 0,I% аппроксимируется уравнением

$$y = a + b z^2 + c z^4. \qquad (3.2)$$

Для удобства дальнейших рассуждений введен новый аргумент $z = \gamma(x - m)$, где γ – пока не определенная масштабная постоянная. Поскольку алгоритм аппроксимации (конкретно будет использован метод наименьших квадратов) однозначно определяет преобразование $\{H, v, d\} \longrightarrow \{a, b, c\}$, то первоначально нелинейная задача оценивания параметров $\{H, v, d\}$ может быть заменена на линейную задачу оценивания параметров $\{a, b, c\}$.

Для оценки параметров $\{a, b, c\}$ будет использован простой метод наименьших квадратов, пренебрегающий автокорреляцией шума. Это приводит к небольшой потере эффективности оценок, но зато сильно упрощает алгоритм и сокращает объем вычислительной работы. Потерю эффективности описывает табл. I, в которой представлены дисперсии оценок, вычисленных по простому методу (G) и с учетом автокорреляции шума (A). В последнем случае получаются несмещенные оценки с наименьшей дисперсией (см., например, [Дженкинс, Ваттс, 1971]). В столбце λ показано отношение корреляционного масштаба шума к размаху значений z. Дисперсия шума приравнивалась единице. Для согласования примера с условиями некоторых дальнейших рассуждений принималось, что спектр задан с шагом 0,04 в интервале $-1 \leqslant z \leqslant 1$.

Таблица I

λ	σ_a^2		σ_b^2		σ_c^2		$\sigma^2_{(b-c)}$	
	A	G	A	G	A	G	A	G
0	0,07	0,07	2,52	2,52	2,92	2,92	I0,63	I0,63
0,063	0,36	0,37	8,79	9,97	7,83	9,67	32,44	38,42
0,I25	0,56	0,58	9,27	II,09	7,08	9,64	3I,69	40,39
0,25	0,74	0,76	7,II	8,63	4,74	6,74	22,73	29,75
I	0,93	0,94	2,29	2,77	I,36	I,96	6,90	9,04

4. SR-критерии разрешения. Итерационной процесс, описанный в предыдущем пункте, дает непосредственно оценки центра m и ширины w X-линии. За оценку высоты X-линии естественно принимать коэффициент a формулы (3.2). Эти три независимых параметра могут быть рассмотрены как координаты X-линии . На коэффициенты b и c и масштабную постоянную γ остается одна степень свободы. Выбираем

$$\gamma = 2/w, \qquad (4.I)$$

тогда допустимый интервал аргумента z будет $[-1, 1]$, а коэффициенты b и c удовлетворяют соотношению

$$\frac{b + c}{a} = \frac{1}{2}. \qquad (4.2)$$

Выбираем четвертой координатой X-линии величину

$$SR = \frac{b - c}{a} + k, \qquad (4.3)$$

где k – пока не определенная постоянная. Параметр SR зависит от относительного расщепления и является инвариантным относительно сдвига X-линии по аргументу, по изменению ее высоты и ширины при условии сохранения относительного расщепления.

При $\vartheta = 0$ небольшая ошибка оценки центра Δm изменяет оценку SR всего на $5{,}2\ (\Delta m/m)^2$, а ошибка оценки ширины Δw на $-1{,}9(\Delta w/w)$.

Функция, которая связывает параметр SR непрерывно и точно представленной X-линией с относительным расщеплением ϑ, будет обозначена $srd(\vartheta)$. Постоянную k удобно выбирать так, чтобы $srd(0) = 0$. В случае дифракционных компонентов необходимо, чтобы $k = 0{,}67816$, в случае дисперсионных (лоренцовых) компонентов $k = 1{,}3072$, в случае гауссовых компонентов $k = 0{,}85973$. Ниже будет рассмотрен случай гауссовых компонентов и принято

$$SR = \frac{b - c}{a} + 0{,}86. \qquad (4.4)$$

Функция $srd(\vartheta)$ в интервале $0 \leq \vartheta \leq 1$ может быть аппроксимирована выражением

$$srd(\vartheta) \approx 0{,}1917\vartheta^2 + 2{,}0877\vartheta^6 - 0{,}4367\vartheta^{12}. \qquad (4.5)$$

Некоторые точные значения функции srd и ошибки формулы (4.5) Δ представлены в табл. 2.

Таблица 2

ϑ	srd(ϑ)	Δ
0	0,0003	-0,0003
0,I	0,0003	-0,000I
0,2	0,00I2	0,0005
0,3	0,0052	0,00I5
0,4	0,0I84	0,0024
0,5	0,0535	0,0030
0,6	0,I358	0,002I
0,7	0,3072	-0,00I9
0,8	0,6204	-0,0050
0,9	I,I2I9	0,0040
I	I,8435	-0,0008

Более точная аппроксимация функции srd приведена в приложении.

Нулевой гипотезой в XR-задаче является предположение об отсутствии расщепления $\vartheta = 0$. Принятие нулевой гипотезы будет названо сингулетным решением. Альтернативой является гипотеза $\vartheta > 0$, соответствующая дублетному решению.

Конструирование критерия разрешения означает разделение пространства спектров на такие области, чтобы при попадании оценки X-линии в одну область могло быть принято сингулетное решение, при попадании в другую область – дублетное решение. Ради удобства практического применения критерия желательно ввести такую координатную систему, чтобы поверхность раздела была изоповерхностью одной (критической) координаты, оценка которой служит критической статистикой. Выбор этой координатной системы определяет свойства критерия.

Рассмотрим статистический ансамбль X-линий, распадающийся на класс сингулетов и класс дублетов, и множества соответствующих оценок X-линии. Рассмотрим пространство спектров как декартово произведение одномерного пространства критической координаты и остаточного пространства, трехмерного в конкретной задаче. Для получения оптимальных свойств критерия

координатную систему следует выбирать так, чтобы распределения оценок сингулетов и дублетов в остаточном пространстве были одинаковы и критическая координата оценок была статистически независимой от остальных координат. Очевидно, оптимальный критерий разрешения существенно зависит от ансамбля X-линии, о котором мы имеем лишь интуитивное представление.

Если рассматривать введенную выше координатную систему $\{m, w, a, SR\}$, то можно заметить, что она довольно хорошо удовлетворяет изложенным требованиям, если критической координатой выбрана SR.

Назовем распределение статистики SR при $\vartheta = 0$ центральным SR-распределением или просто SR-распределением. Если конкретное значение статистики SR превышает зависящую от значимости критическую квантиль SR-распределения, то по SR-критерию принимается дублетное, а в противном случае сингулетное решение.

Оценивание параметра SR в XR-задаче, очевидно, равносильно оцениванию относительного расщепления ϑ, так как параметры SR и ϑ взаимно однозначно связаны функцией srd. Однако переход к координате ϑ в статистической задаче нецелесообразен, так как SR-распределение на практике удобнее, чем распределение оценки расщепления. Кроме того, SR-распределение, ценой некоторой потери мощности, может быть использовано и в задаче с неравными компонентами, при которой связь между параметрами SR и ϑ неоднозначна.

5. SR-распределение. SR-распределение зависит от распределения шума, высоты и ширины X-линии и шага экспериментальных точек по спектральному аргументу. Распределение шума описывается по предположению двумя параметрами – стандартным отклонением и корреляционным масштабом. SR-распределение инвариантно относительно одновременного пропорционального изменения стандартного отклонения шума и высоты X-линии, а также масштаба шума, шага спектрального аргумента и ширины X-линии. Независимых параметров будет три – отношение стандартного отклонения шума к высоте X-линии ϵ (относительная интенсивность шума), отношение корреляционного масштаба шума к ширине X-линии λ (относительный масштаб

шума) и отношение шага спектрального аргумента к ширине X-линии h (относительный шаг).

Принципиальным затруднением для использования SR-распределения в XR-задаче является зависимость от неизвестных заранее высоты и ширины X-линии. Однако на практике соответствующие оценки достаточно точны, чтобы при расчете критических квантилей SR-распределения допустить, что высота и ширина X-линии известны точно. Для оценки высоты высказанное подтверждают данные табл. I. Ошибка ширины X-линии менее существенна, так как SR-распределение зависит от параметра Λ относительно слабо.

Хотя SR-распределение не имеет моментов, оно при малой интенсивности шума хорошо аппроксимируется центрированным нормальным распределением. Стандартное отклонение аппроксимирующего нормального распределения называется ниже характерным отклонением SR-распределения и обозначается через s. Конкретно характерное отклонение будет определено формулой

$$s = \frac{srp(0,9) + srp(0,95) + srp(0,99)}{\Psi(0,9) + \Psi((0,95) + \Psi(0,99)} , \qquad (5.1)$$

где srp - обратная функция SR-распределения (SR-квантиль) и Ψ - обратная функция стандартного нормального распределения.

По элементарным соображениям можно заключить, что зависимость характерного отклонения SR-распределения от относительного шага в области его малых значений должна быть слаба, и характерное отклонение должно быть в первом приближении пропорционально относительной интенсивности шума. Зависимость характерного отклонения от масштаба шума сложнее. Если $h \ll 1$, то в области $\Lambda \ll 1$ малое сглаживание спектра, уменьшающее интенсивность и увеличивающее масштаб шума, очевидно, не имеет заметного влияния на значение статистики SR . При этом $\varepsilon\sqrt{\Lambda}$ инвариантно и, так как s пропорционально ε , при неизменном ε характерное отклонение s пропорционально $\sqrt{\Lambda}$. В области $\Lambda \gg 1$ увеличение масштаба при постоянной интенсивности, наоборот, уменьшает характерное отклонение.

Можно показать, что характерное отклонение уменьшается не скорее, чем обратно пропорционально $\sqrt{\Lambda}$.

Можно еще показать, что при условии $\Lambda \ll h \ll 1$ переход от непрерывного представления спектра к дискретному путем усреднения с постоянным весом по интервалам с длиной в один шаг дискретности при сохранении интенсивности ε действует на характерное отклонение статистики SR равносильно с введением экспоненциальной корреляции с масштабом h/2.

Если бы ширина X-линии w была задана, то SR-распределение можно было бы легко изучить, используя известное выражение матрицы ковариации оценок коэффициентов $\{a, b, c\}$. Однако статистика w имеет сложное распределение, зависящее от деталей итерационного алгоритма оценки X-линии, и теоретический вывод SR-распределения кажется безнадежным. В связи с чем это распределение изучалось методом Монте-Карло. Ограниченный объем вычислений дает количественным результатам характер грубых приближений.

Основная серия вычислений производилась при относительном шаге $h = 0{,}02$, при этом распределение довольно близко к предельному для $h \to 0$. Параметр ε получил 5 значений от 0,01 до 0,05. Параметр Λ получил 7 значений, неравномерно распределенных в интервале от нуля до единицы. Влияние дискретности частично было компенсировано введением условного масштаба

$$\Lambda' = \sqrt{\Lambda^2 + (h/2)^2}, \qquad (5.2)$$

значения которого были 0,01; 0,033; 0,063; 0,125; 0,25; 0,5; 1. При каждой из 35 комбинаций параметров производилось 500 случайных испытаний. Для каждого испытания генерировалась новая реализация псевдослучайного шума. Статистика SR вычислялась по алгоритму, который приведен в приложении.

При малом шуме ($\varepsilon = 0{,}01$) распределение нельзя было отличить от нормального. Начиная с $\varepsilon = 0{,}02$ в области отрицательных значений SR заметен "хвост", значимо отличающий распределение от нормального. Однако начиная с квантилей порядка $\varepsilon \ldots 2\varepsilon$, распределение станет весьма близким к нормальному. Медиан SR оказался в подавляющих случаях положитель-

ным, имея значения около 0,01.

Результаты по вычислению характерного отклонения уравниваются приближенной формулой

$$s = \frac{3\varepsilon}{\sqrt{\lambda' + \frac{1}{100\,\lambda'}}}, \qquad (5.3)$$

по которой проведены плавные кривые на рис. I. На том же рисунке точками показаны и непосредственные результаты математического эксперимента.

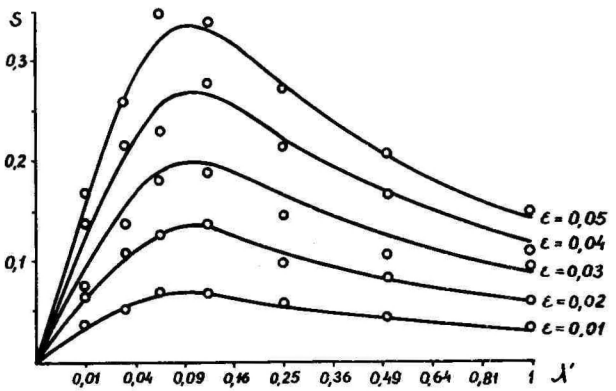


Рис. I. Зависимость характерного отклонения статистики SR от параметров шума.

Квантили SR-распределения могут быть вычислены по нормальной аппроксимации

$$SR_p = s\,\Psi(p), \qquad (5.4)$$

где Ψ - обратная функция нормального распределения.

Некоторые значения отношения SR_p/ε, вычисленные по формулам (5.3, 5.4), представлены в табл. 3. Для получения критического значения статистики SR на доверительном уровне p для XR-задачи найденную из таблицы цифру следует умножить на относительную интенсивность шума ε.

Таблица 3

λ'	Доверительная вероятность p			
	90%	95%	98%	99%
0,0I	4	5	6	7
0,02	5	7	9	I0
0,05	8	I0	I2	I4
0,I0	9	II	I4	I6
0,20	8	I0	I2	I4
0,50	5	7	9	I0
I,00	4	5	6	7

6. SR разрешающая сила. Поскольку разрешающая сила зависит от критерия разрешения, то приходится говорить о разных разрешающих силах, соответствующих разным критериям.

Введем в рассмотрение функцию нецентрального SR-распределения

$$\text{psrd}\ (\xi, \vartheta) = P\{SR < \xi\}, \qquad (6.1)$$

зависящую от относительного расщепления ϑ. Специальный математический эксперимент, подобный описанному ранее, показал, что в пределах точности, с которой было описано SR-распределение, нецентральное SR-распределение при $\vartheta < 1$ отличается от центрального лишь сдвигом по аргументу на $\text{srd}\ (\vartheta)$.

Пусть задана доверительная вероятность p решения XR-задачи. Тогда вероятность дублетного решения при некотором расщеплении ϑ будет

$$q = 1 - \text{prsd}\ (\text{srp}(p), \vartheta). \qquad (6.2)$$

Семейство функции $q(\vartheta)$ с параметром p, описывающее мощность SR-критерия, описывает и SR разрешающую силу при определенном распределении шума. На рис. 2 изображена функция $q(\vartheta)$ при некоторых значениях параметров. Вычисления выполнены по формулам (5.3, 5.4, 6.2).

Минимальное разрешаемое относительное расщепление $\delta = \vartheta_{min}$,

которое зависит от двух вероятностей – доверительной вероятности p и вероятности разрешения q, определяется как решение уравнения (6.2). Зависимость критического расщепления δ от параметров шума иллюстрирует рис. 3.

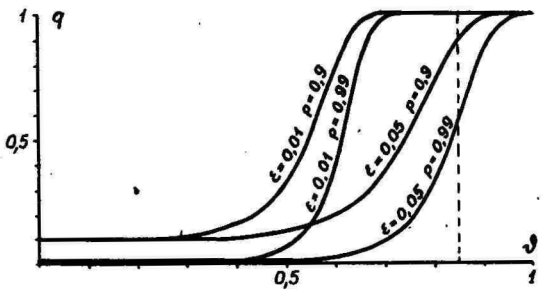


Рис. 2. Зависимость вероятности дублетного решения q от относительного расщепления ϑ при $\lambda = 0,1$.

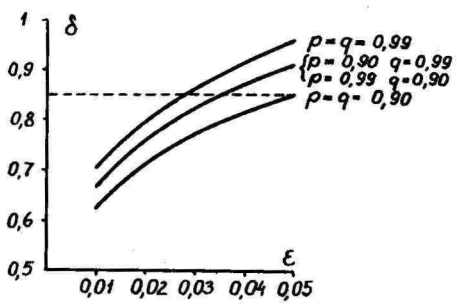


Рис. 3. Зависимость критического относительного расщепления δ от относительной интенсивности шума ε при $\lambda = 0,1$.

На рис. 2 и 3 не изображена зависимость разрешающей силы от корреляционного масштаба шума. Эта зависимость проста

- изменение масштаба от значения 0,I до значения λ действует равносильно понижению интенсивности шума в $\sqrt{5\lambda + 0{,}05/\lambda}$ раз. Эффект двукратного понижения интенсивности достигается при $\lambda = 0{,}013$ и $\lambda = 0{,}79$.

7. Визуальная разрешающая сила. Как и объективную разрешающую силу, субъективную визуальную разрешающую силу можно описать функцией вероятности дублетного решения $q(\sqrt{})$ при доверительной вероятности $p = 1 - q(0)$. Визуальная разрешающая сила может быть изучена лишь при помощи психологического эксперимента.

О визуальной разрешающей силе нет никаких количественных данных, что затрудняет планирование опытов. Для получения минимального количественного представления о визуальной разрешающей силе проведен предварительный психологический эксперимент. Контингент испытуемых состоял из 20 научных сотрудников, которые в своей исследовательской работе сталкивались с интерпретированием спектров, регистрированных на ленту самописца. Каждому испытуемому в условиях, близких к нормальным рабочим условиям, предъявлялось 50 искусственно генерированных спектральных графиков. Y-линия демонстрировалась лишь в пределах центрального интервала. Вместе с каждым графиком был показан отрывок нулевой линии, характеризующий шум. Графики были напечатаны на выходном устройстве вычислительной машины и имели 60 степеней дискретности по аргументу и I00 степеней по спектральной функции.

До опыта производился инструктаж, при котором объяснялась цель опыта, предлагалось и объяснялось требование соблюдать 90% доверительного уровня и демонстрировалась гауссовая линия. В ходе эксперимента каждый график демонстрировался в течение I5 секунд, по истечении этого срока испытуемый сообщал свое решение.

Действительный доверительный уровень оказался около 75% вместо требовавшихся 90%. На рис. 4 некоторые результаты сравниваются с SR-критерием. Частоты разрешения имеют большой разброс потому, что всем испытуемым демонстрировался один и тот же комплект графиков. Отмеченный недостаток частично компенсируется при непосредственном сравнении результатов

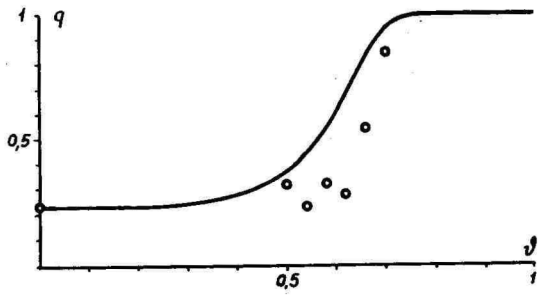


Рис. 4. Вероятность дублетного решения q при $\varepsilon = 0,02$ и $\lambda = 0,1$ по SR-критерию на 76% доверительном уровне (плавная кривая) и эмпирические результаты визуального критерия в тех же условиях (кружки).

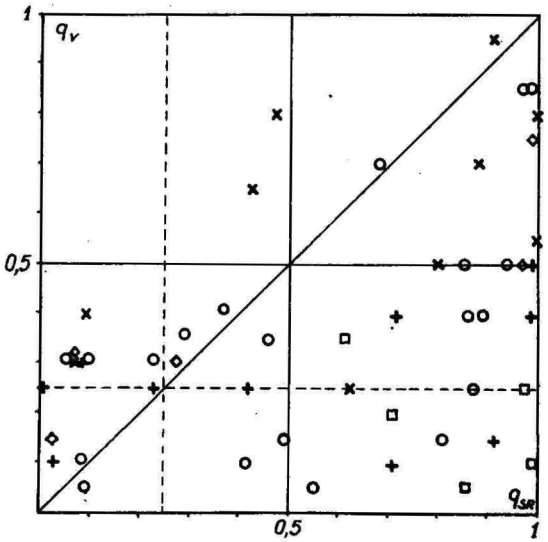


Рис. 5. Сопоставление вероятностей дублетного решения для визуального (q_V) и SR-критерия (q_{SR}) по результатам психологического эксперимента. Доверительный уровень 75%.

визуального критерия с результатами SR-критерия для тех же конкретных графиков. Результаты такого сопоставления приведены на рис. 5. Поскольку свойства SR-критерия известны, то рис. 5 дает некоторую предварительную характеристику визуального критерия.

Параметры шума указаны конфигурацией точек:

+ –	$\varepsilon = 0{,}01$	$\lambda = 0{,}1$
□ –	$\varepsilon = 0{,}02$	$\lambda = 0$
o –	$\varepsilon = 0{,}02$	$\lambda = 0{,}1$
◇ –	$\varepsilon = 0{,}02$	$\lambda = 0{,}2$
x –	$\varepsilon = 0{,}04$	$\lambda = 0{,}1$.

Закономерности визуального разрешения спектральных линий должны быть выявлены дальнейшими экспериментами. Для интерпретации ожидаемых результатов можно предложить понятие условной интенсивности шума ε', при которой объективная разрешающая сила равна визуальной разрешающей силе, соответствующей действительной интенсивности шума ε. Если используется SR-критерий, то

$$\varepsilon' = \frac{SR\sqrt{\lambda' + \frac{1}{100\lambda}}}{3\left[\Psi(p) + \Psi(q_v)\right]}, \qquad (7.1)$$

где p – доверительный уровень и q_v – вероятность визуального разрешения. В описанном предварительном опыте условная интенсивность ε' примерно на 0,02 превышала действительную интенсивность шума.

Приложение. Ниже приведены три алгоритма – алгоритм SR на языке АЛГОЛ-60 и алгоритмы SR и SRD на языке МАЛГОЛ. Процедура SR составлена первоначально на языке МАЛГОЛ и потом переведена на язык АЛГОЛ-60.

Параметрами АЛГОЛ-процедуры SR являются по очереди наименование массива спектральной функции, нижняя и верхняя границы этого массива, центр и ширина X-линии в шкале индексов спектрального массива, высота X-линии. Входными па-

раметрами служат спектральный массив с его границами и начальные приближения центра и ширины x-линии. Выходной информацией являются значения центра, ширины и высоты x-линии и статистика SR, которая присваивается процедуре как функции. В процедуре использована глобальная процедура gauss (g, a, b, c), которая приравнивает переменные a, b, c решениям системы линейных уравнений с расширенной матрицей g.

МАЛГОЛ-процедура SR написана с ориентацией на экономию вычислений. Из входных параметров опущены границы массива, центр указывается порядковым номером элемента спектрального массива, независимо от описания массива. Добавлен выходной параметр RRR, условно характеризующий шум. В остальном алгоритмы процедур, написанных на разных языках, совпадают.

Третья процедура представляет функцию srd в интервале (0,1) с абсолютной ошибкой не выше 0,0003 или с относительной ошибкой не выше 0,003.

```
real procedure sr (spectrum,l,r,centre,width,height);
   value l,r;
   real array spectrum; integer l,r,centre,width;
   real height;
      begin
      real array g [1:3,1:4];
      integer i,h,d,d1,t,m1,m2;
      real q,qq,k,kk,v,w,u,a,b,c;
      procedure cq;
         begin
         integer i;
         q:=0;
         for i:=1 step 1 until d do
         q:=q+(spectrum [centre-i] - spectrum [centre+i] )↑2
         end cq:
      procedure kt; k:=-0.5-(b×(t/d)↑2+c×(t/d)↑4)/a;
      m2:=centre;
```

```
    t:=d:=width÷2;
10: m1:=m2; m2:=centre; d1:=d; d:=t;
    cq; qq:=q;
    centre:=centre+1; cq;
    if q<qq then qq:=q else centre:=centre-1;
    h:=if q<qq then 1 else -1;
11: centre:=centre+h;
    if centre-d<l then centre:=l+d;
    if centre+d>r then centre:=r-d;
    cq;
    if q<qq then begin qq:=q; go to 11 end;
    centre:=centre-h;
    v:=1/d; w:=v↑1; u:=(2×d+1)×(1+v);
    g[1,1]:=2×d+1;
    g[1,2]:=g[2,1]:=u/3;
    g[1,3]:=g[2,2]:=g[3,1]:=(u/15)×(3×(1+v)-w);
    g[2,3]:=g[3,2]:=(u/21)×(3+6×v-w×(3×v-w));
    g[3,3]:=(d/45)×(10+45×v+w×(60-w×(42-w×(20-3×w))));
    v:=spectrum[centre]; w:=u:=0;
    for i:=1 step 1 until d do
       begin
       real x,y;
       x:=(i/d)↑2;
       y:=spectrum[centre-i]+spectrum[centre+i];
       v:=v+y; w:=w+y×x; u:=u+y×x↑2
       end;
    g[1,4]:=v; g[2,4]:=w; g[3,4]:=u;
    gauss (g,a,b,c);
    kt;
12: kk:=k;
    t:=if k<0 then t+1 else t-1;
    kt;
    if sign (k)=sign (kk)∧t<1.5×(1+d) then go to 12;
    if abs (k)>abs (kk) then t:=t+sign (kk-k);
    if centre-t<l then t:=centre-l;
    if centre+t>r then t:=r-centre;
```

```
    if (centre-m2)×(m2-m1)≥0
    ∧(t-d)×(d-d1)≥0
    ∧(abs(t-d)>1∨abs (centre-m2)>1)
    then go to 10;
    width:=2×d;
    height:=a;
    sr:=(b-c)/a+0.86
    end sr;
```

```
PROCEDURE'SR(SPECTRUM.,CENTRE,WIDTH,PEAK,ERR)3
  BEGIN'
  SUBROU'CQ3 BEGIN'
     Q:=03
     FOR'I:=1 STEP'1 UNTIL'D DO'BEGIN'
       X:=R'(Y.,M-I)-R'(Y.,M+I)3
       Q:=Q+X?X END' END'3
  SUBROU'KT3 BEGIN'
     X:=T/D3 X:=X?X3
     K:=-0.5-X?(B+C?X)/A END'3
   ARRAY'G.(1:3,1:4).3
   COPY'(SPECTRUM.,Y.)3
   N:=SUM'(SPECTRUM.,0)3
   M:=ENTIER'(CENTRE+0.5)3
   D:=ENTIER'(WIDTH/2+0.5)3
   M2:=M3 T:=D3
  LO: M1:=M23 M2:=M3 D1:=D3 D:=T3
   CQ3 QQ:=Q3
   M:=M+13 CQ3
   IF'Q(:QQ THEN'BEGIN' H:=13 QQ:=Q END'
   ELSE'BEGIN' H:=-13 M:=M-1 END'3
  L1: M:=M+H3
   IF'M-D(:1 THEN'M:=D+13 IF'M+D:)N THEN'M:=N-D3
   CQ3
   IF'Q(:QQ THEN'BEGIN' QQ:=Q3 GOTO'L1 END'3
```

```
   M:=M-H;
   V:=1/D; W:=V?V; U:=(2?D+1)?(1+V);
   X0:=2?D+1;
   X2:=U/3;
   X4:=(U/15)?(3?(1+V)-W);
   X6:=(U/21)?(3+6?V-W?(3?V-W));
   X8:=(D/45)?(10+45?V+W?(60-W?(42-W?(20-3?W))));
   S0:=R'(Y.,M); S2:=0; S4:=0;
  FOR'I:=1 STEP'1 UNTIL'D DO'BEGIN'
   YI:=R'(Y.,M-I)+R'(Y.,M+I);
   X:=I?I?W;
   S0:=S0+YI;
   S2:=S2+X?YI;
   S4:=S4+X?X?YI END';
  W'(G.,1,X0); W'(G.,2,X2); W'(G.,3,X4); W'(G.,4,S0);
  W'(G.,5,X2); W'(G.,6,X4); W'(G.,7,X6); W'(G.,8,S2);
  W'(G.,9,X4); W'(G.,10,X6);W'(G.,11,X8);W'(G.,12,S4);
  GAUSS'(G.);
  A:=R'(G.,1); B:=R'(G.,2); C:=R'(G.,3);
  KT;
L2: KK:=K;
  IF'K THEN'T:=T+1 ELSE'T:=T-1;
  KT;
  IF'SIGN'K=SIGN'KK?.T(:1.5?(1+D) THEN'GOTO'L2;
  IF'ABS'K:)ABS'KK THEN'T:=T+SIGN'(KK-K);
  IF'M-T(:1 THEN'T:=M-1; IF'M+T:)N THEN'T:=N-M;
  IF'(M-M2)?(M2-M1)=)0?.(T-D)?(D-D1)=)0
  ?.(ABS'(T-D):)1.5+.ABS'(M-M2):)1.5)
  THEN'GOTO'L0;
  CENTRE:=M;
  WIDTH:=2?D;
  PEAK:=A;
  ERR:=SQRT'(Q0/(2?D));
  X:=(B-C)/A+0.86 END';
```

```
PROCEDURE'SRD(X)3 BEGIN'
   Y:=X3
   Z:=1.1164-Y?(3.1888-Y?(5.714+Y?(0.258-Y?2.0572)))3
   Z:=Y?Y?Y?Y?Z END'3
```

Литература

Дженкинс Г., Ваттс Д. - 1971 - Спектральный анализ и его приложения, вып. I., М.

Козлов В.П. - 1964а - О разрешающей способности спектральных приборов I. Оптика и спектроскопия 16 (№ 3), с.501-506.

Козлов В.П. - 1964б - О разрешающей способности спектральных приборов II. Оптика и спектроскопия 17 (№ 2), с.278-283.

Петраш Г.Г. - 1964 - Исследование аппаратурных искажений и методы их учета в инфракрасной спектроскопии. Труды ФИАН 27, с.3-62.

Раутиан С.Г. - 1958 - Реальные спектральные приборы. УФН 66 (вып. 3) с.475-517.

Халфин Л.А. - 1960 - О теоретико-информационном подходе к теории спектральных приборов. Тр.всес.совещ. по теории вероятностей и математической статистики, Изд. АН СССР, Ереван, с.187-205.

Халфин Л.А. - 1962 - К статистической теории спектральных приборов. Тр. VI всес.совещ. по теории вероятностей и математической статистике, Изд. ГИПНЛ Лит. ССР, Вильнюс, с.265-268.

Халфин Л.А. - 1969 - О разрешающей способности оптических приборов. Оптика и спектроскопия 26 (№6), с. 1065-1067.

Harris, J.L. - 1964 - Resolving power and decision theory. J. Opt. Soc. Amer. 54 (No.5), p.606-611.

Helstrom, C.W. - 1968 - Statistical theory of signal detection. Pergamon Press, Oxford, 469 pp.

Helstrom, C.W. - 1970 - Resolvability of objects from the standpoint of statistical parameter estimation. J. Opt. Soc. Amer. 60 (No.5), p.659-666.

LAHUTUSVÕIME PROBLEEMIST SPEKTROMEETRIAS

H. Tammet

Resümee

Artiklis käsitletakse matemaatilise statistika seisukohalt klassikalist Rayleigh' ülesannet, mille objektiks on kahest võrdlaiast ja võrdkõrgest komponendist koosnev spektraaldublett. Ülesande konkretiseerimisel loetakse tundmatuteks spektrijoone keskpunkt ja komponentide kõrgus, laius ning lõhenemine. Naaberjoonte mõju vältimiseks lubatakse lõpphinnangute argumentidena kasutada ainult dubleti laiusega võrdlaias tsentraalvahemikus sisalduvaid katsepunkte. Eeldatakse, et müra on aditiivne ning kirjeldatav eksponentsiaalselt korreleeritud statsionaarse Gaussi protsessina. Need eeldused seovad ülesannet praktika nõuetega suhteliselt hästi, kuid muudavad ranges mõttes optimaalse lahendamise lootusetuks.

Suurel määral intuitiivsetele kaalutlustele tuginedes konstrueeritakse artiklis spektrijoonte lahutamiseks suboptimaalsete omadustega statistiline test. Erilist tähelepanu on siin pööratud testi statistiku SR arvutamise algoritmi ökonoomsusele. Statistiku SR jaotust Gaussi joonte jaoks on uuritud Monte Carlo meetodil. Kriitiliste väärtuste määramisel võib SR-jaotust lähendada tsentreeritud normaaljaotusega (vt. valem 5.4), leides standardhälbe valemist (5.3), kus ϵ tähistab müra standardhälbe ja spektraaljoone kõrguse suhet ning λ' müra korrelatsioonimastaabi ja spektrijoone laiuse suhet. Mõningaid SR kriitilise väärtuse ja müra intensiivsuse ϵ suhteid on esitatud tabelis 3.

SR-testi alusel on uuritud dubleti identifitseerimise

tõenäosuse q sõltuvust lõhenemise ja komponendi laiuse suhtest ning mürast (joonis 2). Joonis 3 demonstreerib minimaalse äratuntava lõhenemise ja komponendi laiuse suhte δ sõltuvust mürast, usaldusnivoost p ja dublettotsuse tõenäosusest q.

Subjektiivse visuaalse lahutusvõime objektiivse kirjeldamise tarvis on kogutud mõningaid orienteeriva tähendusega statistilisi andmeid, mis on esitatud joonisel 5 dublettotsuste tõenäosuste võrdlusena SR-testi ja subjektiivse otsustamise jaoks 75%-lisel usaldusnivool.

Lisana on esitatud statistiku SR arvutamise ALGOL-protseduur, mille parameetriteks on spektraalfunktsiooni esitav massiiv, selle rajad, spektraaljoone keskpunkt ja laius indeksimastaabis (protseduuri poole pöördumisel alglähendid) ning spektraaljoone kõrgus.

ON THE PROBLEM OF RESOLVING POWER IN SPECTROMETRY

H. Tammet

Summary

The paper deals with the classical problem of Rayleigh from the point of view of mathematical statistics. The object of the problem is a spectral doublet consisting of two components of equal width and equal height. The centre of the spectral line, the height and width of the components and the splitting of the spectral line are assumed to be unknown. To eliminate the effect of the neighbouring lines, only experimental points included in the central interval of equal length with the width of the doublet are allowed to be used as arguments of final estimates. It is assumed that noise is additive and describable as an autoregressive stationary Gaussian process. These assumptions relate the problem to the requirements of practice relatively well, but render an strict optimum solution of the problem hopeless.

Relying greatly on intuitive considerations, a statistical test with suboptimal properties is constructed in the

article for the resolution of spectral lines. Special attention is paid here to the economy of the calculation of the test statistic SR. The distribution of the statistic SR for Gaussian spectral lines has been studied by the Monte Carlo method. When critical values are to be calculated, the SR distribution may be approximated to normal distribution (cf. Formula 5.4). The standard deviation is calculated from Formula (5.3), where ε denotes the ratio of the standard deviation of noise to the height of the spectral line and λ signifies the ratio of the correlation scale of noise to the width of the spectral line. A few ratios of the critical value SR to the intensity of the noise ε are presented in Table 3.

The dependence of the probability q of identifying the doublet on the relation between splitting and component width as well as on noise (Fig. 2) has been studied on the basis of the SR test. Fig. 3 shows the dependence of the relation δ between minimum identifiable splitting and component width on noise, the significance level p and the probability of a double decision q.

To give an objective description of the subjective visual resolving power, a certain amount of statistical data of orientational importance have been collected, which are presented in Fig. 5 by way of comparison of the probabilities of a double decision with the aim of determining the SR test and the subjective judgement on a 75 per cent significance level.

An addendum presents the ALGOL procedure of calculating the statistic SR, whose parameters include an array representing the spectral function, its bounds, centre and width of the spectral line in an index scale (input-initial approximations) and height of the spectral line.

ОБ УМЕНЬШЕНИИ ВРЕМЕНИ РЕАКЦИИ СЧЕТЧИКА АЭРОИОНОВ

Я.И.Сальм

Универсальный счетчик аэроионов типа САИ-ТТУ-66 [Таммет, 1970], а также его модификации ЦТ-6914 и др. распространены довольно широко (их изготовлено более 40 экземпляров). При проведении некоторых исследований недостатком подобных счетчиков является относительно большое время их реакции на самом чувствительном пределе измерения - 35 ... 40 с. Этот недостаток имеется и у счетчиков аэроионов некоторых других типов аналогичного устройства.

Назовем временем реакции счетчика время T_{10}, необходимое для установления выходного сигнала с точностью ±10%, если на вход подана ступень ионного тока.

Время реакции счетчика зависит, в основном, от параметров электрической схемы электрометра. Его уменьшения можно добиться рациональным выбором элементов схемы. Чисто аналитическое исследование работы электрической схемы практически невозможно из-за большого количества элементов. Аналитически можно изучать сильно упрощенные схемы, однако, это может не дать адекватных результатов. Остаются следующие пути исследования:

1. Эксперимент в натуре - крайне медленный и трудоемкий путь.
2. Эксперимент на аналоговой вычислительной машине или на специальной модели с малыми постоянными времени.
3. Составление системы дифференциальных уравнений, описывающих работу счетчика и решение этой системы либо аналоговой, либо цифровой вычислительной машиной (ЭЦВМ).

Для первоначальных попыток нами был выбран последний путь. Однако прежде рассмотрим работу сильно упрощенных схем аналитически. Будем исходить из функциональной схемы счетчика, приведенной в работе [Таммет, 1970, рис.2], заимствуя из нее обозначения элементов.

Упростим сначала схему максимально, отбросив элементы R_{12}, R_{13}, R_{43}, R_{65}, C_4, и C_5. Отрицательная обратная связь подается на резистор R с коэффициентом $K\beta_1$, а также на конденсатор C_3 с коэффициентом $K\beta_2$. Соответствующую максимально упрощенную схему легко получить, исходя из рис.I, взяв $R_{12} = 0$. Входной сигнал представлен генератором тока. При подаче на вход ступени тока, выходное напряжение u изменяется по простому экспоненциальному закону, как у интегрирующей RC-ячейки, с постоянной времени

$$\tau = (C + C_2 + C_3 + K\beta_2 C_3)R/(K\beta_1 + 1). \qquad (I)$$

Имея в виду практические значения элементов:

$$C = 70\ пФ,\ C_2 = 30\ пФ,\ C_3 = 24\ пФ,\ R = 1000\ ГОм, \qquad (2)$$

$$K = 15000,\ \beta_1 = 0{,}0153,\ \beta_2 = 0{,}0115,$$

можем приближенно написать

$$\tau \approx \beta_2 RC_3/\beta_1. \qquad (3)$$

Время реакции в этом приближении имеет значение $T_{10} \approx 2{,}3\tau = 41{,}5$ с, что очень близко к действительности. Из формулы (3) видно также, что время реакции существенно зависит только от величин R, β_1, C_3 и β_2. Относительно свободно можем выбирать значения двух последних. Простейшая схема абсолютно скрывает тяготение реальной схемы к колебаниям.

Перейдем к рассмотрению более точной схемы (рис. I), сохраняя в ней R_{12}. Исчерпывающий анализ такой схемы затруднителен, в связи с чем ограничимся лишь некоторыми замечаниями.

Эта схема имеет уже два узла с напряжениями u и u_1, а ее функционирование описывается системой из двух дифференциальных уравнений первого порядка или одним дифференциальным уравнением второго порядка

$$u'' + 2\beta u' + \gamma^2 u = const, \qquad (4)$$

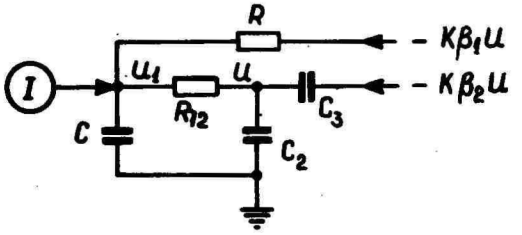


Рис. I. Более точная эквивалентная схема электрометра счетчика аэроионов.

где коэффициент сопротивления

$$\beta = (x + y + xy)/(2\tau_0), \qquad (5)$$

а коэффициент восстановления

$$\gamma^2 = (1 + K\beta_1)xy/\tau_0^2, \qquad (6)$$

где некоторая постоянная времени

$$\tau_0 = R(C_2 + C_3(1 + K\beta_2)), \qquad (7)$$

а безразмерные отношения

$$x = R/R_{12} \text{ и } y = (C_2 + C_3(1 + K\beta_2))/C. \qquad (8)$$

Отметим, что вместо τ_0, x и y можно специально обозначать и другие комбинации параметров, τ_0 выбрана нами потому, что она приблизительно пропорциональна вышеприведенной τ.

Известно, что характер переходного процесса при уравнении типа (4) зависит от знака декремента

$$\Delta^2 = \gamma^2 - \beta^2. \qquad (9)$$

Если Δ^2 отрицателен, то процесс апериодически затухающий, если Δ^2 положителен, то – колебательно затухающий. Также известно, что для уменьшения времени реакции необходимо соблюсти условие

$$\Delta^2 \approx 0. \qquad (10)$$

Точнее, имея в виду 10%-ные пределы установления, целесообразно стремиться к слабому колебательному режиму. Исходя из требования, чтобы амплитуда первого (максимального) превышения составляла 10% величины ступени, получим условие

$$\Delta^2 = 1{,}86\beta^2 = 0{,}65\gamma^2 \quad \text{или} \quad \gamma^2 = 2{,}86\beta^2. \qquad (11)$$

Очевидно, что условие (11) зависит не от τ_0, а только от величин x, y и $K\beta_1$. Имея в виду соотношения (5) и (6), условие (11) можно представить в виде

$$1{,}4(1 + K\beta_1) = (x + y + xy)^2/xy. \qquad (12)$$

Это уравнение выражает некоторую кривую на плоскости (x, y), которая ориентировочно изображена сплошной линией на рис. 2.

Кривая симметрична относительно прямой $x = y$, т.е. x и y можно менять местами. Внутри этой кривой колебания выходят за 10%-ные пределы. Прерывистой линией обозначена область, внутри которой переходный процесс вообще колебателен.

Итак, для достижения быстрого переходного процесса необходимо обеспечить соблюдение условия (12). В таком случае время реакции определится лишь величиной β или $\gamma = 1{,}45\beta$. Время реакции

$$T_{10} = 2{,}33/\gamma = 2{,}3\tau_0/\sqrt{(1 + K\beta_1)xy}. \qquad (13)$$

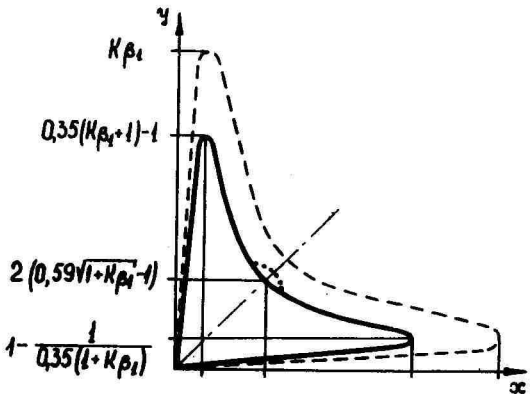


Рис. 2.

С помощью равенств (8) формулу (I3) можно представить также в виде

$$T_{10} = 2{,}33\sqrt{\frac{RCR_{12}(C_2 + C_3(1 + K\beta_2))}{1 + K\beta_1}}\,. \qquad (I4)$$

Из формул (I2) и (I3) или (I4) видно, что в общем случае для уменьшения времени реакции необходимо увеличивать $K\beta_1$, и вместе с тем уменьшать величины R_{12} и C, чтобы было выполнено условие (I2). Целесообразно выбирать такие значения R_{12} и C, чтобы

$$x \approx y \approx 2(0{,}59\sqrt{1 + K\beta_1} - 1). \qquad (I5)$$

Соответствующая область отмечена пунктиром на рис. 2.

Если из x или y задано что-нибудь одно, то значение другого, удовлетворяющее условию (I2), можно найти по формуле

$$\left.\begin{matrix} x_1 \\ x_2 \end{matrix}\right\} = y\left(\frac{\sqrt{0{,}35(K\beta_1+1) - 1 - y} \pm \sqrt{0{,}35(K\beta_1+1)}}{1 + y}\right)^2, \qquad (I6)$$

которая соответствует сплошной линии на рис.2. Если задано x,

то в формуле (I6) следует x и y поменять местами.

Если на отдельные параметры наложены дополнительные условия, то возможно множество частных случаев.

Перейдем к рассмотрению еще более точной схемы. По-видимому, величины, указанные в формуле (3), сохранят свое решающее влияние на время реакции, однако, из-за наличия дополнительных элементов модифицируются условия возникновения колебаний.

После нескольких предварительных оценок нами была выбрана для численных расчетов эквивалентная схема по рис. 3.

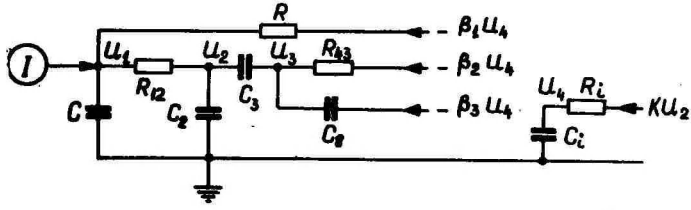


Рис. 3. R_1 и C_1 означают выходные сопротивление и емкость усилителя.

Методом узловых напряжений для этой схемы была составлена система дифференциальных уравнений. Схема имеет четыре узла, а система уравнений, соответственно, четыре линейных дифференциальных уравнения первого порядка. Система решалась численным пошаговым интегрированием (метод ломаных Эйлера) на ЭЦВМ МИНСК-32. Шаг равнялся 0,I с. В ходе расчета определялось время реакции T_{10} по выходному напряжению u_4 при R = I000 ГОм, а также максимальное превышение u_{max} выходного напряжения (на более грубых пределах измерения) при R = I000, 330, I00, 33 и I0 ГОм.

Определенное таким образом произведение $T_{10}u_{max}$ минимизировалось по методу Гаусса-Зейделя. Постоянными фиксировались

$$C = 70\ \text{пФ},\ C_2 = 30\ \text{пФ},\ C_{43} = 4{,}7\ \text{МОм},\quad R = 0{,}I\ \text{МОм} \qquad (I7)$$

и $\beta_1 = 0{,}0I53$.

Остальные параметры варьировались с шагами 2 ... 5% от исходного значения. В результате минимизации были получены следующие значения

$$C_3 = 12{,}8\ \text{пФ},\ C_8 = 0{,}55\ \text{мкФ},\ C = 0{,}1\ \text{мкФ},\ R_{12} = 75\ \text{ГОм}, \qquad (18)$$

$$K = 12000,\ \beta_2 = 0{,}0101,\ \beta_3 = 0{,}00393.$$

Время реакции при этом $(T_{10})_{min}$ = 19,2 с, максимальное превышение – 9,3%.

На вычисления потребовалось около 5 мин машинного времени.

Если минимизировать время реакции только при самом чувствительном пределе (при R = 1000 ГОм), не рассматривая превышение в менее чувствительных пределах, то, видимо, можно добиться дальнейшего значительного уменьшения T_{10}.

Приношу благодарность Х.Ф.Таммету за многостороннюю помощь при этой работе.

Литература

Таммет Х.Ф. – 1970 – Счетчик аэрозолей САИ-ТГУ-66. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып.240, с.157-163.

AEROIOONIDE LOENDURI REAKTSIOONIAJA VÄHENDAMISEST

J. Salm

Resümee

Uuritakse reaktsiooniaja vähendamise võimalusi SAI-TGU-66 tüüpi ning analoogiliste aeroioonide loendurite puhul. Analüütiliselt on üsna kergesti käsitatavad lihtsustatud elektrilised skeemid, mis on kirjeldatavad esimest või teist järku diferentsiaalvõrrandiga (joon. 1). Reaalsusele lähemal seisvat neljanda järgu skeemi (joon. 3) uuriti numbrilise lahendamise teel elektronarvutil. Minimiseerimise tulemusena saadi uued parameetrite väärtused (18) ning umbes

kaks korda lühem reaktsiooniaeg. Elektrilist skeemi vähesel määral muutes võib reaktsiooniaega veelgi lühendada.

ON REDUCING THE RESPONSE TIME OF AN AIR ION COUNTER

J. Salm

Summary

The report discusses possibilities of reducing the response time of an air ion counter of the type of SAI-TGU-66 and of other similar counters. Simplified electrical circuits that are described by differential equations of first and second order (Fig. 1) are easily analytically calculated. An electrical circuit of fourth order (Fig. 3), which is nearer to reality, was studied numerically by means of an electronic computer. Minimization yielded new values (18) of the parameters and a roughly twice shorter response time. By a slight modification of the electric circuit it is possible to reduce the response time still further.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ И ЗАРЯДОВ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ПРЕДЕЛАХ РАДИУСОВ ОТ 0,35 ДО I,2 мкм УЛЬТРАМИКРОСКОПИЧЕСКИМ (ТРАЕКТОРНЫМ) МЕТОДОМ

Э.И.Тамм, М.М.Фишер

I. Введение. В настоящей статье описывается установка для исследования распределения аэрозольных частиц по размерам, зарядам и подвижностям и приводится методика эксперимента. Используется ультрамикроскопический метод в покоящейся среде со скрещенными гравитационным и электрическим полями, разработанный Уэллсом и Герке [Уэллс, Герке, I9I9], Фуксом и Петряновым [Фукс, Петрянов, I933] и Хоппером и Лейби [Хоппер, Лейби, I94I]. Так как при этом методе фотографируются траектории движения частиц в неподвижной среде и из полученных снимков – треков – при последующей обработке получается вся информация о частицах, мы назовем этот метод траекторным. В данной работе используется вариант Хоппера-Лейби траекторного метода с постоянным полем для определения характеристик мономобильного униполярного аэрозоля – аэрозоля с узким распределением частиц по электрическим подвижностям. Диапазон радиусов измеренных частиц 0,35 ÷ I,2 мкм. При этом особое внимание уделяется получению представительной пробы и оценке возможных погрешностей.

2. Блок-схема установки изображена на рис. I. Аэрозоль от генератора и зарядника [Тамм, I973] проходит через пробоотборник-разбавитель П-Р. Разбавленный фильтрованным воздухом аэрозоль протягивается газоструйным насосом Н сквозь кювету К и ротаметр РМ (для определения расхода). На время фотографирования частиц кювета герметически закрывается трехходовым краном Кр1 и краном Кр2. Заключенный в кювету аэрозоль называется пробой. Манометр ММ служит для определения расхода разбавляемого аэрозоля.

Для предотвращения конвекции как кювета, так и аэрозоль поддерживаются при постоянной температуре. Все основные узлы установки помещены в термостатируемый бокс, а разбавляющий

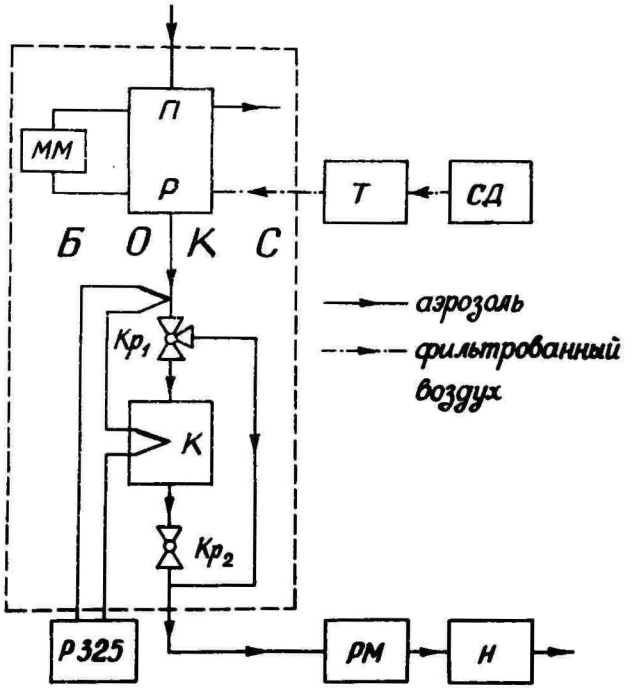


Рис. I. Блок-схема установки.

аэрозоль воздух подается через змеевик в термостате Т. Термостатирование текучего воздуха требует постоянной скорости течения. Для этого воздух подается от стабилизатора давления СД, а во время фотографирования аэрозоль течет мимо кюветы по шлангу, гидравлическое сопротивление которого равно сопротивлению кюветы.

3. Путь информации в установке и встречающиеся на этом пути источники искажения информации изображены на рис. 2. При некотором приближении источники ошибок можно разделить на две группы:

А. Источники систематических ошибок, сдвигающих только центр распределения (подчеркнуты на рис. 2).

Б. Источники случайных ошибок, искажающих и форму функ-

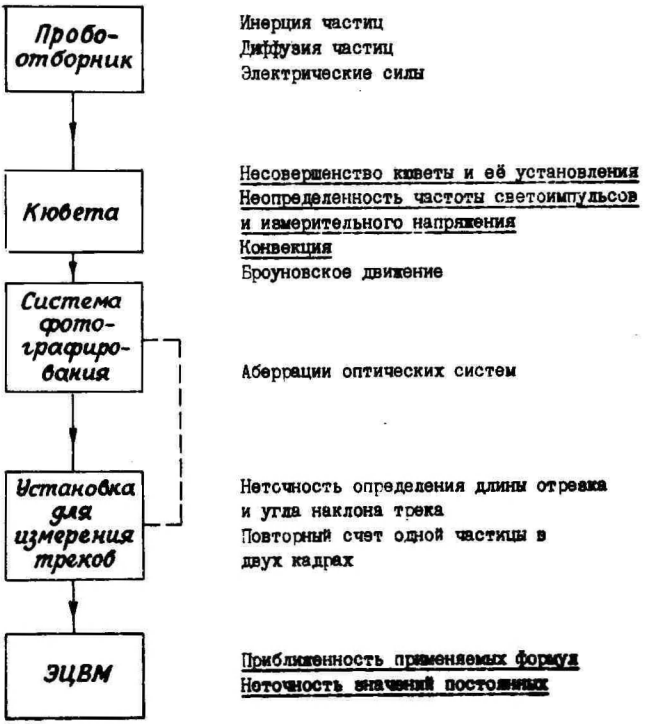


Рис. 2. Путь информации в установке.

ции распределения.

Далее приводится описание отдельных узлов установки и оцениваются погрешности, причиняемые указанными на рис. 2 источниками искажений.

4. Пробоотборник. При относительно мелкодисперсном аэрозоле ($r = 0{,}35 \div 1{,}2$ мкм) пробоотбор из потока не представляет больших трудностей, однако и здесь необходимо проанализировать возможные источники искажений функции распределения.

Пробоотборник-разбавитель изображен на рис. 3. Аэрозоль проходит сквозь пробоотборник через трубки I и 2. Часть его

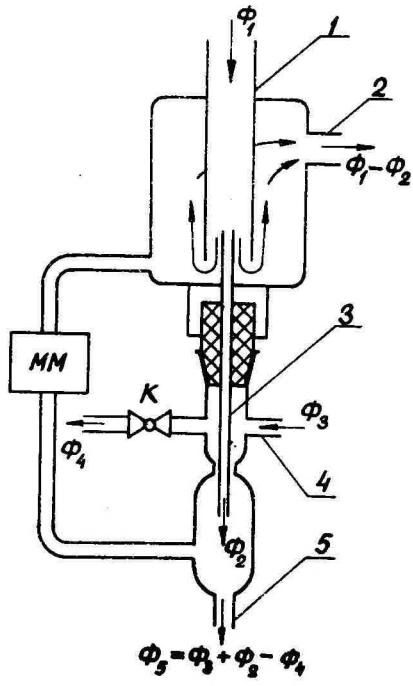


Рис. 3. Пробоотборник-разбавитель.

через капилляр 3 (радиус сечения R = 0,5мм, длина L = 75мм) входит в разбавитель, где разбавляется профильтрованным воздухом, поступающим через трубку 4. Разбавленный аэрозоль через трубку 5 протягивается в кювету (или мимо нее). Изменением тяги регулируется расход Φ_5 подачи аэрозоля в кювету, а краном К – перепад давления Δp на капилляре, тем самым и расход Φ_2 разбавляемого аэрозоля, т.е. концентрация частиц в пробе. При этом должно быть соблюдено условие $\Phi_2 + \Phi_3 > \Phi_5$. Концентрация частиц выбирается такой, чтобы в каждом кадре на пленке было, примерно, 10–30 треков.

5. Искажение функции распределения в пробоотборнике мо-

жет произойти: а) у входа в капилляр – при несоблюдении условий изокинетичности (инерционные искажения); б) в капилляре – за счет различия диффузионных потерь для частиц с неодинаковыми размерами и в) на всем пути аэрозоля от зарядника до разбавителя – за счет различия скоростей электростатического рассеивания частиц с различными подвижностями.

Изокинетичность на входе капилляра не всегда может быть соблюдена, так как в различных условиях требуется различная степень разбавления. Искажения от неизокинетичности можно оценить по приближенной формуле Ватсона [Левин, 1961]:

$$\frac{c_0}{c_\infty} = \frac{u_\infty}{u_0}\left[1 + f(St)\left(\sqrt{\frac{u_0}{u_\infty}} - 1\right)\right]^2, \qquad (I)$$

где c_0 и c_∞ – концентрация частиц в капилляре и в набегающем невозмущенном потоке,

u_∞ и u_0 – скорости невозмущенного потока и потока на входе капилляра,

$f(St)$ – определяемая эмпирически функция от числа Стокса St. При определении последнего за характеристический размер потока берется диаметр капилляра, а за характеристическую скорость – u_∞.

В наших опытах средний радиус $\bar{r}$ частиц был 0,5÷0,8 мкм, отношение радиусов максимальной и минимальной частиц при данном среднем размере не превышало 2,5. Для получения необходимого 50-кратного, в среднем, разбавления расход аэрозоля Φ_2 был порядка $3 \cdot 10^{-7}$ м^3/с, что дает линейную скорость потока на входе капилляра 0,4 м/с. Расчет по формуле Ватсона показывает, что в наихудших условиях ($\bar{r}$ = 0,8 мкм) можно допустить $\frac{u_\infty}{u_0} \leqslant 10$, чтобы концентрация частиц максимального размера в пробе не изменилась более чем на 1%. В тех же условиях концентрация наименьших частиц в пробе изменяется на 0,4%.

В наших опытах отношение $\frac{u_\infty}{u_0}$ не превышало 3-х. Очевидно, что инерционным искажением пробы в пробоотборнике можно пренебречь.

Диффузионные потери частиц в цилиндрическом капилляре определяются безразмерной величиной [Фукс, 1955]

$$\mu = \frac{DL}{R^2 \bar{u}},$$

где D – коэффициент диффузии частиц,

$\bar{u}$ – средняя скорость потока в капилляре.

Потери растут с увеличением μ, т.е. с уменьшением радиуса частиц r. Для наименьших интересующих нас частиц (r = = 0,35 мкм) $\mu = 3{,}1 \cdot 10^{-5}$. Относительное изменение концентрации можно вычислить по формуле Левека-Левича [Фукс, 1955]:

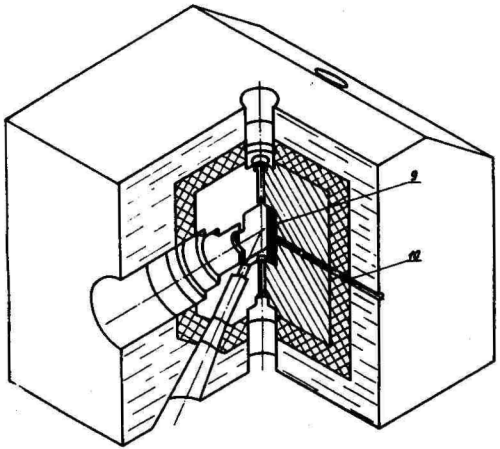
$$\frac{n_0 - n}{n_0} = 2{,}57\mu^{2/3} = 0{,}0025 = 0{,}25\%. \quad (2)$$

Для более крупных частиц изменение концентрации еще меньше. Таким образом и диффузионными искажениями спектра размеров в пробоотборнике можно пренебречь.

На основании узости спектра электрических подвижностей k (отношение k_{max}/k_{min} не превышает 2 при данной $\bar{k}$) пренебрежем и искажениями за счет селективного электростатического рассеивания.

6. Кювета (рис. 4) служит для создания покоящейся газовой среды, темного поля для фотографирования частиц и перпендикулярного гравитационному полю электрического поля. Кювета представляет собой латунный куб размером 70х70х70 мм, изготовленный в виде двух стянутых болтами одинаковых половин I. Во внутреннюю полость, размером I9х24 мм, для создания электрического поля эпоксидным клеем вклеены электроды 9. Размеры электродов I5х20 мм, расстояние между ними 5 ± 0,05 мм. Частицы фотографируют через окно 5 зеркальной фотокамерой при помощи планахроматического микрообъектива ОМ-2 (увеличение 9 х, поле зрения 2,4хI,5 мм). Конус 6 обеспечивает темное поле. Проба аэрозоля протягивается через закрываемые кранами отверстия 3.

Частицы освещаются сверху под углом 57° к горизонтали через окна 4 импульсным источником света. Применяется импульс-



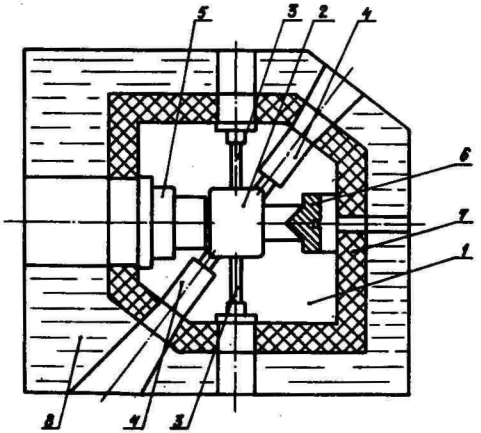


Рис. 4. Кювета.

ная лампа ИСШ-100-3М; схема управления лампой приведена в статье [Фишер, Якобсон, 1971]. Кювета опирается на три стойки. Образуемая стойками плоскость устанавливается по уровню. Технология изготовления кюветы гарантирует вертикальное положение поверхности электродов с точностью ± 20'.

В целях термостатирования кювета окружена теплоизоляционным слоем 7 из пенопласта и водяной рубашкой 8. Для съемки треков применялась пленка чувствительностью 1000 ед. ГОСТ с обработкой в фенидоновом проявителе. Треки получаются в виде последовательности темных точек (рис. 5). Треки более мелких частиц явно искажены броуновским движением. Из рисунка видно, что треки исследуемых мономобильных частиц образуют с вертикалью почти равные углы.

Масштаб времени при съемке треков задается частотой следования светоимпульсов (относительная погрешность $\Delta f/f \leqslant 0{,}1\%$)

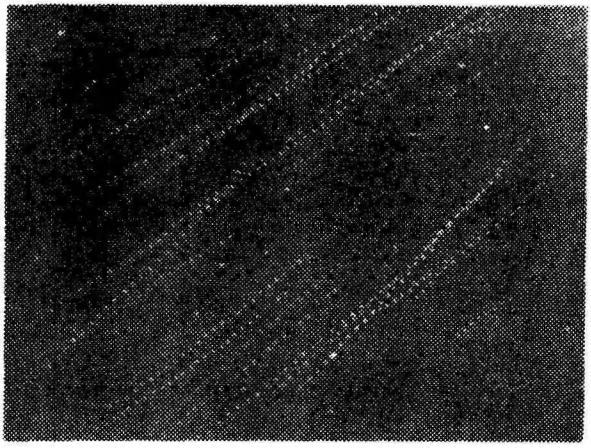


Рис. 5. Треки частиц.

Расчетные формулы для определения радиуса r, заряда q и подвижности k частицы, полученные на основе формулы Стокса с поправкой Кенингема, следующие:

$$r = 0{,}5\left[\left(A^2 l^2 + \frac{18 f \eta s \cos\beta}{K n g(\rho - \rho')}\right)^{1/2} - Al\right], \qquad (3)$$

$$q = \frac{4\pi r^3 (\rho - \rho') g \operatorname{tg}\beta}{3U/d}, \qquad (4)$$

$$k = \frac{q(1 + A\frac{l}{r})}{6\pi\eta r}, \qquad (5)$$

где s – длина отрезка трека, соответствующего n промежуткам между световыми импульсами (расстояние от I-ой до $(n + I)$-ой точки),

K – суммарное увеличение фотографирующей и проектирующей систем,

f – частота следования световых импульсов,

β – угол между траекторией и вертикалью,

U – напряжение на электродах,

d – расстояние между электродами,

η – динамическая вязкость газовой среды,

ρ и ρ' – плотность частицы и газа,

g – ускорение силы тяжести,

l – средняя длина свободного пробега молекул газа,

A – численный коэффициент; для жидких капель $A = 0{,}86$ [Фукс, 1955].

Для определения s, β и K применялась полуавтоматическая установка [Тамм и др., 1973]. Радиусы, заряды и подвижности всех частиц, а также параметры функций распределения вычислялись на ЭЦВМ "Минск-32".

7. Систематические погрешности. Неточное установление поверхности электродов по вертикали, вследствие чего угол между векторами гравитационного и электрического полей отличается от прямого на некоторый угол ψ, причиняет при определении вертикального смещения (под действием гравитационного поля) относительную ошибку

$$\delta(s\cos\beta) = \operatorname{tg}\beta \operatorname{tg}\psi. \qquad (6)$$

Очевидно, что влиянием этой погрешности на функцию распределения можно пренебречь только в случае мономобильного аэрозоля. Для подавления этой погрешности полезно применять малые β (то есть малые напряженности поля E), но тогда увеличивается относительная погрешность определения самого β. Оптимальным оказывается $\beta \leqslant 45^{\circ}$. Тогда в наших условиях

$$\delta(\varepsilon \cos\beta) \leqslant \operatorname{tg} 20' = 0{,}6\ \%.$$

При определении горизонтального смещения ошибка от ψ несущественна. Для $\operatorname{tg}\beta$ получаем

$$\delta(\operatorname{tg}\beta) \approx \frac{\psi}{2\cos 2\beta} = 0{,}5\ \%.$$

Непараллельность поверхностей электродов создает неоднородность поля, искривляющую треки частиц. В первом приближении

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{\Delta d}{d},$$

где $\frac{\Delta E}{E}$ и $\frac{\Delta d}{d}$ – относительное изменение соответственно напряженности и межэлектродного расстояния.

В нашем случае

$$\frac{\Delta E}{E} \leqslant 0{,}1\ \%,$$

и этой ошибкой можно пренебречь.

Ошибки измерения d, U и f явно систематичны. В нашем случае они составляли соответственно I%, 0,5% и 0,I%.

При расчетах на ЭЦВМ значения постоянных η, g, μ, μ' задаются с необходимой точностью, и их погрешностями можно пренебречь.

Формула Стокса-Кенингема действительна в интересующей нас области размеров с точностью не более I% [Фукс, 1955]. Получающуюся из-за этой неточности теории ошибку при определении радиусов, зарядов и подвижностей частиц мы считаем систематической, она не превышает соответственно 0,5%, I,5% и I%.

Так как счетный объем (2,4xI,5x0,5 мм^3) составляет относительно малую долю объема всего межэлектродного пространства, можно полагать, что скорость конвекционных потоков воздуха в счетном объеме однородна, и отнести погрешность, причиняемую существованием конвекции, к систематическим. Эта погрешность наиболее трудно оцениваема: она может изменяться во времени, поэтому конвекции в кювете следует избегать. Условия возникновения конвекции исследованы отдельно, результаты изложены ниже.

8. Из случайных погрешностей (рис. 2, не подчеркнуты) погрешность, причиняемую аберрациями оптических систем фотографирования треков и их проектирования (т.е. погрешность увеличения **K**), удается подавить до пренебрежимой величины специальным приемом калибровки установки измерения треков [Фишер и др., 1973].

Для экономии времени треки с одной пробы снимались на нескольких (обычно двух) кадрах. (Снимать, не опасаясь искажения информации можно до тех пор, пока крупнейшие частицы от верхнего края полости кюветы не прошли через счетный объем). Однако возникает опасность повторного счета частиц в двух кадрах. Для предотвращения этого на треках делают маркер - после первых трех светоимпульсов в серии пропускают два импульса. В каждом кадре считают только треки, имеющие маркер, а выдержка между кадрами берется больше времени, необходимого мельчайшей частице для прохождения высоты счетного объема.

Треки частиц (рис. 5) искажены броуновским движением. При обработке на ЭЦВМ треки заменяются прямыми линейной регрессии. Длина **s** получается как длина отрезка трека между проекциями I-ой и (**n** + I)-ой точек на регрессионную прямую [Фишер и др., 1973], **tg** β определяется как тангенс угла наклона этой прямой. Как **s**, так и **tg** β являются случайными величинами, однако дисперсию полученной оценки **tg** β можно считать маленькой и ею пренебречь.

Случайная величина **s** представляет собой сумму трех независимых случайных величин: I) перемещения s_1 частицы случайного размера под действием суммарной силы скрещенных

полей, 2) броуновского смещения s_2 в направлении этой суммарной силы и 3) случайной погрешности s_3, возникающей при перфорировании первой и последней точек трека. Величина s_1 подчиняется лог-нормальному распределению, s_2 и s_3 – центрированному нормальному распределению. Нас интересует распределение величины s_1.

По теореме сложения математических ожиданий ясно, что за оценку центра распределения s_1 можно взять среднее значение $\bar{s}$ измеренных длин s, а доверительный интервал построить через оценку дисперсии σ_s^2 величины s. Из этого следует, что броуновское движение и случайные погрешности при перфорировании только расширяют доверительный интервал среднего значения вычисляемых через s радиусов частиц, но его смещения не вызывают.

По теореме о сложении дисперсий независимых случайных величин имеем

$$\sigma_s^2 = \sigma_{s1}^2 + \sigma_{s2}^2 + \sigma_{s3}^2 ,$$

откуда

$$\sigma_{s1}^2 = \sigma_s^2 - \sigma_{s2}^2 - \sigma_{s3}^2 . \qquad (7)$$

Исходя из формул (7) и (3), опустив в последней поправку Кенингема и линеаризуя ее, получим уточненную формулу для среднеквадратичного отклонения σ_r распределения радиусов:

$$\frac{\sigma_r}{\bar{r}} = \sqrt{\frac{\sigma_r'^2}{\bar{r}^2} - \frac{1}{4}\frac{\sigma_{s2}^2}{\bar{s}^2} - \frac{1}{2}\frac{\sigma_{s3}^2}{\bar{s}^2}} . \qquad (8)$$

Здесь $\sigma_r'^2$ – дисперсия распределения радиусов, вычисленных по измеренным длинам s.

Аналогично получаем:

$$\frac{\sigma_q}{\bar{q}} = \sqrt{\frac{\sigma_q'^2}{\bar{q}^2} - \frac{9}{4}\frac{\sigma_{s2}^2}{\bar{s}^2} - \frac{9}{2}\frac{\sigma_{s3}^2}{\bar{s}^2}} , \qquad (9)$$

$$\frac{\sigma_k}{\bar{k}} = \sqrt{\frac{\sigma_k'^2}{\bar{k}^2} - \frac{\sigma_{s2}^2}{\bar{s}^2} - 2\frac{\sigma_{s3}^2}{\bar{s}^2}} . \qquad (10)$$

Дисперсия броуновского смещения оценивается по формуле Эйнштейна [Фукс, 1955]. При монодисперсном аэрозоле усредненное по всему распределению радиусов броуновское смещение можно заменить смещением частицы среднего размера [Бернер, 1964]. Заменив еще $\overline{r^2} \approx \bar{r}^2$ (при лог-нормальном распределении с $\sigma_g = 1{,}1$ это равенство выполняется с точностью 1%) и отбросив поправку Кеннингема, получим:

$$\frac{\sigma_{s2}^2}{\bar{s}^2} = \frac{27kT\eta f}{4\pi \bar{r}^5 \rho^2 g^2 \bar{n}} \approx 8{,}0\ 10^{-5} \frac{f(\text{Гц})}{\bar{r}^5(\text{мкм})}\ , \qquad (11)$$

где k – постоянная Больцмана,

T – абсолютная температура,

$\bar{n}$ – среднее число просчитанных на треке промежутков между точками. Здесь $\bar{n} \approx 20$.

Для получения оценки дисперсии σ_{s3}^2 погрешности перфорирования точки предпринято специальное исследование [Фингер и др., 1973]. Оказывается $\sigma_{s3} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ м. При оговоренных выше допущениях

$$\frac{\sigma_{s3}^2}{\bar{s}^2} = \frac{81\sigma_{s3}^2 f^2 \eta^2}{4\bar{r}^2 \rho^2 g^2 \bar{n}^2} \approx 4{,}4\ 10^{-6} \frac{f(\text{Гц})}{\bar{r}^4(\text{мкм})}\ . \qquad (12)$$

9. Для предельной погрешности средних значений, исходя из сказанного в пп. 7 и 8, получаем:

$$\Delta \bar{r} = 0{,}009\ \bar{r} + t_{N-1} \frac{\sigma_r}{\sqrt{N}}\ , \qquad (13)$$

$$\Delta \bar{q} = 0{,}047\ \bar{q} + t_{N-1} \frac{\sigma_q}{\sqrt{N}}\ , \qquad (14)$$

$$\Delta \bar{k} = 0{,}038\bar{k} + t_{N-1} \frac{\sigma_k}{\sqrt{N}}\ , \qquad (15)$$

где N – число промеренных треков,

t_{N-1} – критическая квантиль распределения Стьюдента для $N - 1$ степеней свободы. При $N \geqslant 100$ $t_{N-1} \approx 2$ (95% доверительная вероятность).

В качестве примера приведем результаты одной серии измерений. $N = 700$.

$\bar{r} = 0{,}69$ мкм	$\frac{\sigma'_r}{\bar{r}} = 10{,}5\%$	$\frac{\sigma_r}{\bar{r}} = 10{,}0\%$
$\bar{q} = 177$ е	$\frac{\sigma'_q}{\bar{q}} = 18{,}5\%$	$\frac{\sigma_q}{\bar{q}} = 16{,}1\%$
$\bar{k} = 1{,}29\ 10^{-7}\ \frac{м^2}{В \cdot с}$	$\frac{\sigma'_k}{\bar{k}} = 9{,}0\%$	$\frac{\sigma_k}{\bar{k}} = 6{,}9\%$

I0. Конвекционные потоки в кювете могут возникать при существовании разности температур I) отдельных стенок полости кюветы и 2) стенок полости кюветы и втягиваемой пробы. В довольно обширной литературе по ультрамикроскопии аэрозолей встречается достаточно замечаний о необходимости учета конвекционных потоков как искажающего фактора [Тузэн, I944; Кункель, Хансен, I950; Швекендик, I950; Клумб, Шоц, I957; Макальский, Мирзабекян, I97I]. Для подавления конвекции применяются кюветы с минимальными размерами полости, изготовленные из хорошего теплопроводника (медь, латунь), и теплоизоляция. Однако хорошо обоснованных оценок эффективности применяемых мер не существует. Кроме того, в кюветах для измерения заряда требование однородности поля не позволяет особенно минимализировать линейные размеры полости. Поэтому было предпринято тщательное исследование конвекции в кювете.

Известно [Босворт, I957; Гребер и др., I958], что конвекционные потоки в закрытом объеме существуют в том случае, когда специальный критерий подобия - число Релея Ra - превышает некоторое критическое значение. Число Релея выражается формулой

$$Ra = \frac{\rho' c_p \alpha g\, d^3 \Delta T}{\eta \lambda}, \qquad (16)$$

где ρ', c_p, α, η, λ - соответственно: плотность, удельная изобарическая теплоемкость, термический коэффициент объемного расширения, вязкость и теплопроводность среды,

g - ускорение силы тяжести,

d - характерный линейный размер объема,

ΔT - характерная разность температур.

Полость кюветы в некотором приближении можно рассматри-

вать как объем, окруженный тремя парами параллельных пластин. Для объема между параллельными пластинами получено критическое значение $Ra_{кр} = 24$ [Босворт, 1957], причем при горизонтальных пластинах это значение мало зависит от размера пластин. Символ d означает здесь расстояние между пластинами. Очевидно, что наибольшую опасность представляет собой разность температур верхней и нижней горизонтальных стенок полости кюветы ($d = 24$ мм). Критическая разность температур получается

$$\Delta T_{кр} = 0{,}018 \text{ К}.$$

Для оценки критической разности температур стенок кюветы и среды (пробы аэрозоля) представим себе, что теплообмен происходит только через верхнюю и нижнюю стенки, что температуры стенок одинаковы. В верхней и нижней частях полости возникают противоположно направленные градиенты температуры, эти части разделены воображаемой горизонтальной плоскостью на расстоянии $d' = \frac{d}{2} = 12$ мм от реальных стенок. Подставляя d' в (16), получим

$$\Delta T'_{кр} = 0{,}14 \text{ К}.$$

Описанное выше представляет собой очень грубую модель конвекционных явлений в кювете и требует экспериментального контроля. Так как обеспечение разности температур между любыми точками кюветы меньшей 0,01 К не представляло трудностей, то экспериментальному контролю подверглось только значение критической разности температуры $\Delta T'_{кр}$.

II. Система термостатирования состоит из устройств 1) для термостатирования кюветы, 2) для термостатирования текучего аэрозоля и 3) для измерения разностей температуры.

Кювета помещена в термостатируемый бокс (рис. 1), где температура поддерживается постоянной с точностью 0,1 К не менее 10 часов. Схема этого воздушного термостата показана на рис. 6. Фреоновый холодильник Х работает непрерывно, нагревательный элемент воздуходувки-нагревателя Н включается и выключается автоматически при помощи специального тиристорного ключа К, который производит все переключения в момент

прохождения переменного напряжения через нулевую величину. Такая схема включения нагревателя выбрана с целью предотвращения помех в схемах измерения разности температур и запуска импульсной лампы.

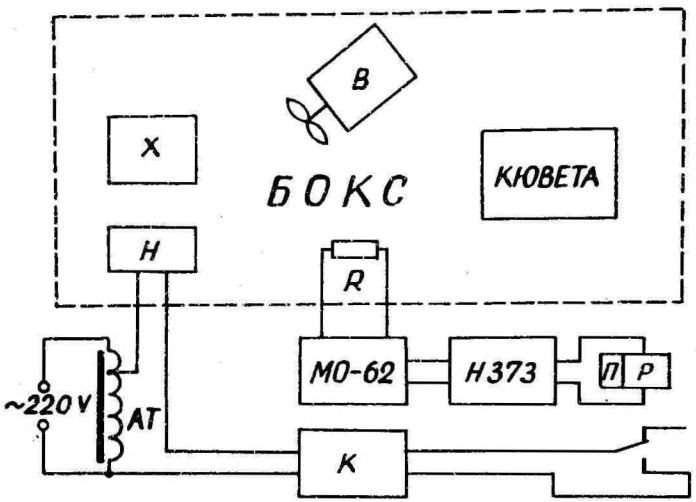


Рис. 6. Устройство для термостатирования бокса.

Мощность питания нагревательного элемента выбирается (поворотным автотрансформатором АТ) такой, чтобы нагреватель был включен на полпериода термостатирования.

Термодатчик R представляет собой резистор из медной проволоки ⌀ 0,08 мм, намотанный в виде сетки между двумя стойками таким образом, чтобы воздушный поток, создаваемый мешалкой-вентилятором В, свободно омывал проволоку. Резистор R подключен на вход моста постоянного тока МО-62, сигнал с выходной диагонали подается на вход фотокомпенсационного милливольт-микроамперметра Н-373. Последовательно с выходным прибором последнего включена обмотка поляризованного реле (типа РП-4), контакты которого управляют ключом К. Все детали термостата выбраны с расчетом минимальной инерции; период термостатирования - около 20 сек.

Для поддерживания заданной температуры аэрозоля вне зависимости от температуры бокса воздух для разбавления аэрозоля подается из плоской трубы через змеевик, погруженный в жидкостный ультратермостат Т (рис. I). Как сам термостат, так и теплоизолированный шланг между термостатом и разбавителем имеют большую тепловую инерцию, что затрудняет поддерживание постоянной температуры и регулировку температуры пробы.

Датчиками при измерении разности температур применяются три дифференциальные хромель-алюмелевые термопары. Спаи термопар вмонтированы: I) в двух электродах (9, рис. 4), 2) в углубления на нижней и верхней гранях кюветы, 3) в одном электроде и на оси шланга перед краном $Кр_I$ (рис. I). Термоэдс. измеряется фотокомпенсационным микровольт-наноамперметром Р 325 (рис. I), с пределом наиболее чувствительной шкалы по напряжению 0,5 мкВ. ΔT = 0,005 К измерима с точностью I2,5%, а ΔT = 0,00I К индицируема (предельная погрешность 65%).

После некоторого времени стабилизации (примерно I час) измеряемые разности температуры в кювете не превышают 0,005К. Подрегулировка температуры аэрозоля производится вручную изменением температуры жидкости в термостате Т.

I2. Методика экспериментального контроля значения критической разности температур $\Delta T'_{кр}$ заключается в следующем. Регулируя температуру пробы, треки снимаются при нескольких заданных значениях разности температур кюветы и пробы $\Delta T'$, от минимальной измеряемой $|\Delta T'| < 0{,}003$ К до $\Delta T' = \pm$ I К. Вычисляется средняя скорость падения частиц относительно кюветы для каждого значения $\Delta T'$ отдельно. Предполагая постоянным средний размер частиц аэрозоля, получаемые значения средней скорости в пределах случайных погрешностей должны совпасть при малых значениях $\Delta T'$, а при возрастании $\Delta T'$, начиная с некоторого значения $\Delta T'_1$, все более отличаться от этого значения. Очевидно, $\Delta T'_1 \approx T_{кр}$.

Вследствие указанной выше большой инерции системы термостатирования аэрозоля эксперимент длился несколько дней. Используемый генератор монодисперсного аэрозоля [Тамм, I973]

не обеспечивал требуемое постоянство среднего размера частиц и воспроизводимость этого размера на следующий день. Поэтому полученные результаты малонадежны и требуют уточнения. По этим результатам можно сказать, что конвективные потоки существуют в кювете, если $|\Delta T'| > 0{,}9$ К, и отсутствуют, если $|\Delta T'| < 0{,}011$ К. При $\Delta T' \approx \pm 0{,}1$ К вопрос остается неясным вследствие большого расхождения данных, полученных в различные дни. Направление обнаруженных при $|\Delta T'| \approx 1$ К конвективных потоков подтверждает существование воображаемой горизонтальной поверхности инверсии температурного градиента. Когда кювета теплее пробы, в центре (в счетном объеме) существует восходящий поток воздуха и поверхность инверсии выше центра. Когда проба теплее – наблюдается нисходящий поток.

I3. Выводы. Для определения спектра размеров, зарядов и подвижностей частиц мономобильного аэрозоля описанный траекторный метод является довольно точным, и при автоматизации обработки пленок – не слишком трудоемким. Ошибки измерения, причиняемые основными источниками погрешностей, поддаются, кроме конвекции, оцениванию. Подавление конвекции требует тщательного термостатирования кюветы и текучего аэрозоля.

В дальнейшем предстоит провести прямую проверку описанной установки при помощи латексных аэрозолей и определением заряда электрона.

Литература

Босворт Р.Ч.Л. – I957 – Процессы теплового переноса, М.

Гребер Г. и др. – I958 – Основы учения о теплообмене, М.

Левин Л.М. – I96I – Исследования по физике грубодисперсных аэрозолей, М.

Макальский Л.М., Мирзабекян Г.З. – I97I – В сб."Сильные электрические поля в технологических процессах", вып. II, М., с.95–I08.

Тамм Э.И. – I973 – Экспериментальная система для генерирования и определения параметров мономобильного аэрозоля. Наст. сб.

Фишер М.М. и др. – I973 – Полуавтоматическая проекционно-изме-

рительная установка. Наст. сб.
Фишер М.М., Якобсон А.Ф. - 1971 - Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, Тарту, вып.283, с.220-229.
Фукс Н.А. - 1955 - Механика аэрозолей. М.
Клумб, Шюц (Klumb, H., Schütz, A.) - 1957 - Zs. Aerosol-Forsch. Therap., 6, No 1, S. 40-53.
Кункель, Хансен (Kunkel, W.B., Hansen, J.W.) - 1950 - Rev. Sci. Instr., 21, p. 308.
Тузэн (Tauzin, P.)-1944 - Cahiers physiques, 19, p. 2 - 16.
Уэллс, Герке (Wells, P., Gerke, R.)-1919 - J. of American Chem. Soc., 41, p. 312.
Фукс, Петрянов (Fuchs, N., Petrjanoff, I.) - 1933 - Kolloid-Zs., 65, H. 2. S. 171-174.
Хоппер, Лейби (Hopper, V.D., Laby, T.H.) - 1941 - Proc. Roy. Soc. A, 178, p. 243.
Швекендик (Schwekendiek, O.E.) - 1950 - Zs. Naturforsch., 5a, S. 153.

RAADIUSTE VAHEMIKKU 0,35 - 1,2 μm JÄÄVATE AEROSOOLIOSAKESTE MÕÕTMETE JA LAENGU MÄÄRAMINE ULTRAMIKROSKOOPILISEL (TRAJEKTOORIDE) MEETODIL

E. Tamm, M. Fischer

Resümee

Kirjeldatakse aerosooliosakeste ultramikroskoopilist mõõteseadet, kus kasutatakse trajektooride meetodi Hopper-Laby (alalispinge) varianti. Seade võimaldab määrata osakeste lineaarmõõtme, laengu ja elektrilise liikuvuse jaotusfunktsioone. Lähemalt on uuritud informatsiooni võimalike moonutuste allikaid, jagades need (monomobiilse aerosooli korral põhjendatult) süstemaatilisi ja juhuslikke vigu põhjustavaiks. Juhuslikke vigu (jaotusfunktsiooni näivat laienemist) põhjustavad peamiselt Browni liikumine küvetis ja ebatäpsused trekkide poolautomaatsel mõõtmisel; moonutusi proovivõtuseadmes ja optiliste süsteemide aberratsioone võib ignoreerida.

On saadud hinnangud jaotuste keskpunktide võimalikule süstemaatilisele nihkele. Kõige raskem on määrata konvektsioonist põhjustatud võimalikku nihet, seepärast tuleb garanteerida konvektsiooni täielik puudumine küvetis. On uuritud konvektsiooni tekkimise tingimusi küvetis, kirjeldatakse selleks (ja ka konvektsiooni kõrvaldamiseks mõõtmiste ajal) vajalikke termostateerimisseadmeid.

DETERMINATION OF THE MEASUREMENTS AND CHARGES OF AEROSOL PARTICLES WITHIN THE RADIAL RANGE OF 0.35 to 1.2 μm

E. Tamm and M. Fischer

Summary

The present paper describes an ultramicroscope measuring device of aerosol particles in whose design the Hopper-Laby method of tracks has been used. The device makes it possible to determine the distribution functions of linear measurements, charges and electric mobility. The sources of possible distortions have been studied in greater detail. These sources have been divided into such as give rise to systematic and random errors (a devision which is justified in case of monomobile aerosols). Random errors (apparent broadening of the distribution function) are chiefly due to the Brownian motion in the microscope cell and to the inaccuracies arising in the semiautomatic measuring of tracks. Distortions in the sampling device and aberrations of optical systems may be neglected.

Estimates of a possible systematic shift of the distribution foci have been obtained. The most difficult task here is to determine the possible shift brought about by convection. For this reason complete absence of convection in the microscope cell must be ensured. Conditions for the rise of convection in the microscope cell have been studied. Thermostatic devices necessary for this study as well as for the elimination of convection during the process of measuring have been described.

ПОЛУАВТОМАТИЧЕСКАЯ ПРОЕКЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА

М.М.Фишер, Х.Ф.Таммет, Э.И.Тамм

Описываемая установка предназначена для обработки пленок с треками аэрозольных частиц, снятых в ультрамикроскопическом приборе с целью определения размера и заряда отдельных аэрозольных частиц, а также параметров распределения этих частиц по размерам, зарядам и подвижностям. Треки сняты на свете стробирующего источника света и фиксированы на пленке в виде пунктирных линий. Установка позволяет легко и быстро регистрировать координаты точек треков на перфоленте. Она может оказаться полезной в разных областях науки как прибор, облегчающий утомительный труд измерения пленочной информации. В отличие от многих аналогичных приборов [Ермолаев и др., 1971; Маталин и др., 1968] установка не требует для функционирования постоянной связи с ЭЦВМ и доступна широкому кругу исследователей.

Блок-схема установки приведена на рис.I.

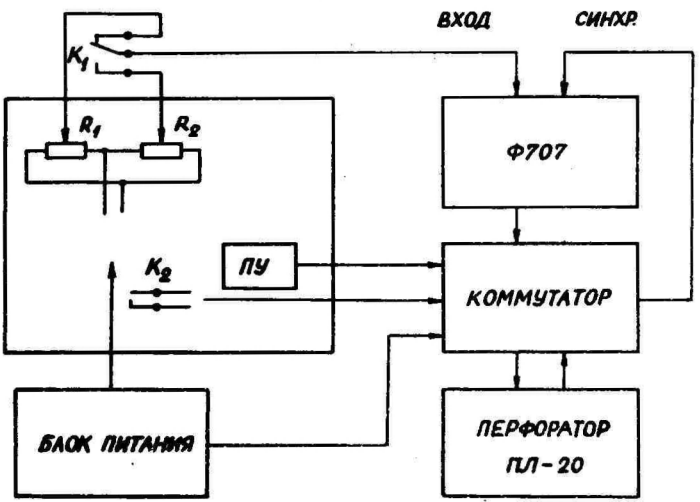


Рис. I. Блок-схема установки.

Она состоит из следующих блоков и узлов:

I) столика оператора с диапроектором, экраном из матового стекла, пультом ручного управления работой перфоратора и преобразователем координат в напряжение,
2) прибора Ф707 - преобразователя напряжения в код,
3) перфоратора ПЛ-20 или ПЛУ-I,
4) блока коммутатора и
5) блока питания.

Преобразование информации происходит по цепи физические координаты - напряжение - код - математические координаты.

Треки проектируются диапроектором на экран I, закрепленный на лицевой стороне операторского столика (рис. 2). Преобразование координаты точки - напряжения производится следующим

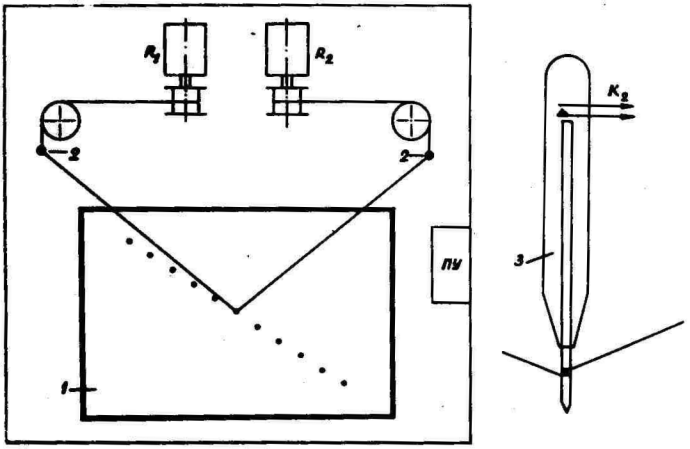


Рис. 2. Операторный столик.

образом. Через узкие отверстия 2 в строго фиксированных стержнях движутся тонкие гибкие тросы, которые одним концом прикреплены к острию специального карандаша-щупа 3, а другим - намотаны на ролики, закрепленные на валах потенциометров R_1 и R_2. Потенциометры R_1 и R_2 соединены параллельно и питаются от стабилизированного источника постоянного напряжения.

Каждому положению карандаша на экране соответствует пара определенных напряжений, снятых с потенциометров. Эти напряжения одно за другим через контакты К1 (рис.1) подаются на вход преобразователя напряжения в код и перфорируются.

Коммутатор (рис.1) предназначен для управления всей системой. Он преобразует параллельный код на выходе Ф707 в последовательный, соответствующий входным параметрам перфоратора, управляет входными контактами К1 и вырабатывает синхроимпульсы запуска Ф707. Каждый цикл измерения координат начинается с замыкания контактов К2, для чего оператор должен совместить острие щупа с измеряемой точкой и легким движением прижать щуп к экрану.

При помощи потенциометров и тросов регистрируются координаты точек в криволинейной координатной системе l_1, l_2 (рис. 3). Для увеличения точности измерения положение полюсов

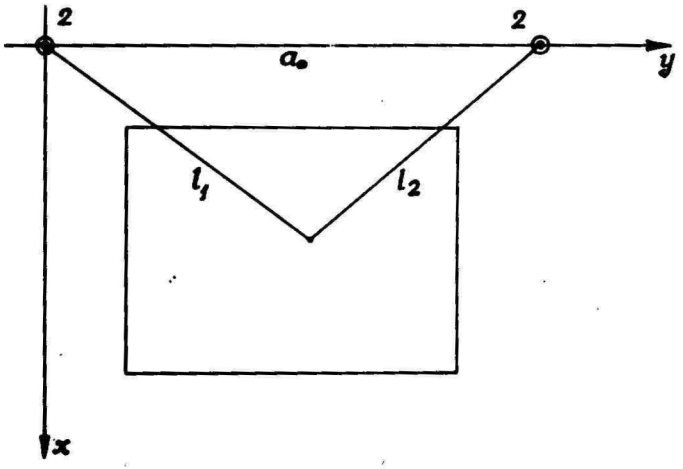


Рис. 3. Система координат.

2 системы l_1, l_2 выбрано так, чтобы система координат в пределах технических возможностей была наиболее близкой к ортогональной системе координат. Для этого была решена следующая специальная задача оптимизации. Экран мысленно покрывается

прямоугольной сеткой с постоянным шагом в обоих направлениях. Положение стержней 2 относительно экрана в пределах ранее фиксированных размеров столика выбирается такое, чтобы сумма $\sum \cos^2 (\widehat{l_1, l_2})$ через все узлы сетки была минимальной.

Переход от напряжений к координатам l_1, l_2 ищем в виде

$$\begin{cases} l_1 = c_{10}+c_{11}u_1+c_{12}u_1^2+c_{13}u_1^3, \\ l_2 = c_{20}+c_{21}u_2+c_{22}u_2^2+c_{23}u_2^3, \end{cases} \qquad (I)$$

где u_1 и u_2 – напряжения, снятые с R_1 и R_2. Коэффициенты c_{ij} вычисляются при калибровке прибора. Вычисление переходных коэффициентов, переход на декартовые координаты при помощи формул

$$\begin{cases} x = (l_1^2 - y^2)^{1/2}, \\ y = \dfrac{a_0^2 + l_1^2 - l_2^2}{2a_0}, \end{cases} \qquad (2)$$

весь последующий анализ отдельных треков и всей аэрозольной пробы производится уже на ЭЦВМ.

Для калибровки устройства фотографируется специальная калибровочная шкала. Для съемки шкалы применяется та же фотосистема, которой снимаются треки частиц. Кадр со снятой шкалой проектируют на экран и перфорируют координаты всех узлов (рис. 4). С пульта ручного управления на ленту вводятся параметры шкалы l_{11}, l_{12}, ..., l_{110}, l_{21}, l_{22}, ..., l_{210} и дополнительные параметры: a_0 – расстояние между полюсами криволинейной координатной системы, l_{10} и l_{20} – расстояния от этих полюсов до проекций шкалы на экране и l'_{110}, l'_{210} – длины проекций шкалы на экране. На основе этих данных можно составить систему из 22 уравнений типа (I). Решая эту систему методом наименьших квадратов, получаем коэффициенты c_{ij}, которые в некоторой степени учитывают оптические искажения как фотографирующей, так и проектирующей системы.

Для определения размера и заряда аэрозольных частиц при-

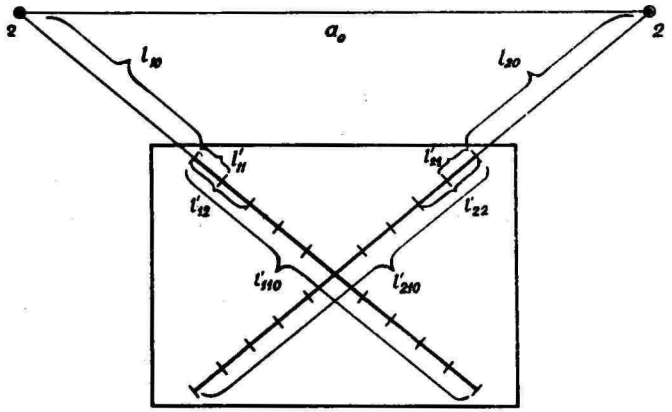


Рис. 4. Система калибровки прибора.

меняется метод Хоппера-Лейби, при котором треки заряженных частиц получаются в виде наклонных пунктирных линий. При измерении пленок оператор "прощупывает" карандашом, начиная с самой верхней, подряд все точки одного трека, затем следующего и т.д. Для обработки данных была составлена специальная программа (в системе "Малгол") применительно к ЭЦВМ типа "Минск-22"или "Минск-32".

Блок-схема программы дана на рис. 5. Приведем короткое описание программы на основе этой схемы:

1. Ввод информации с перфоленты и переход в остальные блоки в зависимости от длины введенного массива.
2. Калибровка установки и определение увеличения съемочно-проекционной системы (выполняются только перед новым опытом). Результаты вычислений - переходные коэффициенты и увеличение системы - используются в следующем блоке.
3. Преобразование напряжения - криволинейные координаты l_1 , l_2 - прямоугольные координаты **x** , **y**. Следующие расчеты производятся уже в координатах **x**, **y**.
4. Выделение группы точек, относящихся к одному треку.

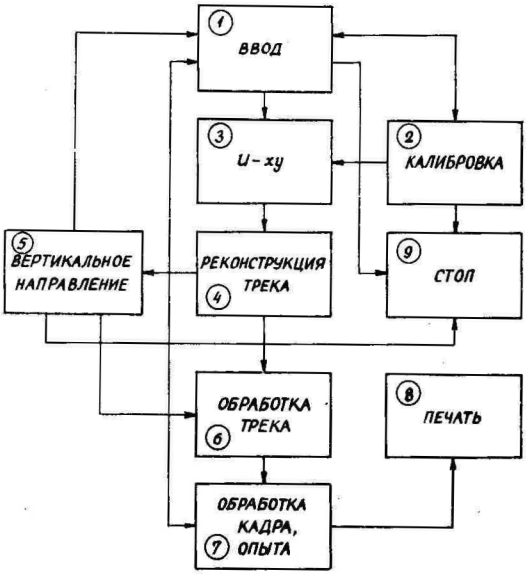


Рис. 5. Блок-схема программы для обработки результатов.

Признаком окончания трека является отрицательное значение разности Δx между двумя последующими точками. Этот признак введен уже оператором, который перед измерением нового трека прощупывает любую точку экрана, x-координата которой намного меньше x-координаты последней точки предыдущего трека. Программа предусматривает и возможность аннулирования данных еще не окончательно перфорированного трека. Для этого оператор должен прощупать на экране любую точку, x-координата которой немного меньше x-координаты последней измеренной точки. В программе признаком аннулирования данных является $|-\Delta x| < 3\overline{\Delta x}$, где $\overline{\Delta x}$ - среднее значение разности x-координат соседних точек трека. Признаком окончания одного и начала следующего трека является условие $|-\Delta x| > 3\overline{\Delta x}$.

5. Для определения вертикального направления в начале каждой пленки снимается несколько кадров без включения электрического поля. Аэрозольные частицы падают в кювете под влиянием гравитационных сил, их траектории близки к вертикали. В блоке вертикального направления вычисляется средний угол $\bar{\alpha}$ наклона этих треков в системе x, y. Если мы имеем дело с очень мелкими частицами, заметно подчиняющимися броуновскому движению, то треки не остаются прямолинейными. Поэтому методом наименьших квадратов все треки аппроксимируются прямой линией.
6. Обработка трека. Сначала координатные оси x y поворачиваются на угол $\bar{\alpha}$ так, чтобы ось x совпала с направлением вертикали в кювете. Затем трек аппроксимируется участком прямой линии (как в 5-ом блоке). Началом и концом участка считаются проекции первой и последней точек трека на прямую. По длине и углу наклона этого участка вычисляются размер и заряд частицы.
7. Вычисление параметров аэрозольной пробы для одного кадра, одной пленки или одного опыта.
8. Вывод результатов в виде таблиц. Радиус, заряд и средний квадрат броуновского смещения каждой частицы также выводятся на перфоленту для возможной последующей обработки данных.

Блоки 2, 3, 4, 5 и 6 обнаруживают и по возможности исправляют дефекты и искажения входной информации. Эти дефекты могут быть технического происхождения, или являться ошибками оператора. В крайне сложной ситуации, например при отказе в блоках 2 и 5, вычислительная машина останавливается после печати характеристики обнаруженного дефекта. В остальных случаях обычно или трек, или кадр, или несколько кадров исключаются из рассмотрения, печатается причина и продолжается выполнение программы.

Точность определения координат точек и точность реконструкции всего трека зависят от технических параметров устрой-

ства, качества изображения трека на пленке и от погрешностей, введенных оператором. Для изучения этих факторов был произведен следующий опыт. Несколько операторов перфорировали более 100 раз один и тот же трек с 10 точками. По специально составленной программе вычислялись средние значения координат этих точек $\overline{x_i}$ и $\overline{y_i}$, среднеквадратичные отклонения значений координат σ_{xi} и σ_{yi}, а также средние и максимальные смещения от точек $(\overline{x_i}, \overline{y_i})$ – σ_{si} и $s_{i\,max}$. Результаты показали явную зависимость точности устройства от степени тренированности оператора, но существенного влияния качества изображения точки (резко сфокусированная или слегка расфокусированная частица) на точность устройства не наблюдалось. При тренированном операторе оказалось $\sigma_i \approx \sigma_y \approx \sigma_s \approx 0{,}7$ мм, $s_{max} \approx 5$ мм. При нетренированном операторе соответствующие числа достигали 0,9–1,1 и 6 мм. По этим данным можно оценить случайные погрешности при определении длин на экране, а зная увеличение (в данном случае 136) – и в плоскости объекта.

Приведем некоторые технические данные установки:

а) размеры экрана 300х400 мм, размеры кадра 24х36 мм,
б) измерение напряжений на R_1 и R_2 с 3 десятичными разрядами,
в) перфорирование на стандартную пятистрочную перфоленту в 2-8 коде,
г) скорость измерения в среднем 30–40 точек в мин.,
д) погрешность измерения и регистрации координат точек не превышает 1 мм (на плоскости экрана),
е) потребляемая мощность 200 В.

Литература

Ермолаев В.В. и др. – 1971 – Аппаратурная часть системы обработки камерных фотографий с использованием установок ПУОС на линии с БЭСМ-4. Препринт ОИЯИ 10-5973, Дубна.

Маталин Л.А. и др. – 1968 – Методы регистрации и обработки данных в ядерной физике и технике. Атомиздат, М.

POOLAUTOMAATNE PROJEKTSIOONMÕÕTESEADE

M. Fischer, H. Tammet, E. Tamm

Resümee

Kirjeldatakse poolautomaatset seadet filmilindile jäädvustatud kujutiste koordinaatide mõõtmiseks ja perforeerimiseks. Filmikaader projekteeritakse mattklaasist ekraanile, igale punktile ekraanil saab vastavusse seada kaks alalispinge väärtust, mis on üheselt seotud tema koordinaatidega seadmel fikseeritud koordinaatide süsteemis. Selleks peab operaator puudutama sondiga vastavat punkti, seade perforeerib automaatselt pingete väärtused.

Perforeeritud informatsioon töödeldakse elektronarvutil. Artiklis kirjeldatakse programmi ultramikroskoopilises mõõteriistas pildistatud aerosooliosakeste trajektooride - trekkide perforeeritud koordinaatide kaudu osakeste raadiuste, laengute ning osakeste jaotuse parameetrite arvutamiseks. Spetsiaalselt on uuritud koordinaatide määramise täpsust.

A SEMIAUTOMATIC PROJECTING MEASURING DEVICE

M. Fischer, H. Tammet and E. Tamm

Summary

The paper describes a semiautomatic device used for the measuring and punching of the coordinates of the images recorded on a film tape. The respective slide is projected onto a ground-glass screen: any point on the screen can be related to a d-c voltage value which is uniquely connected with its coordinates in a coordinate system fixed on the device. For this purpose the operator must touch the respective point with the probe, and the device automatically punches the values of voltages on a paper tape.

The information punched on the tape is processed by means of an electronic computer. The article describes a programme for the calculation of both the radii and charges of aerosol particles and the characteristics of the distribution of particles. All these parameters are calculated by means of the coordinates of particle tracks.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ГЕНЕРИРОВАНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МОНОМОБИЛЬНОГО АЭРОЗОЛЯ

Э.И.Тамм

I. Введение. Назовем мономобильными аэрозоли с электрически униполярно заряженными частицами, с узкой спектральной функцией $f(k)$ распределения числа частиц по электрическим подвижностям k. Как между моно- и полидисперсными, так и между моно- и полимобильными аэрозолями нет резкой границы. Следуя Бернеру [Бернер, 1964], мерой мономобильности можно считать величину, обратную относительному стандартному отклонению функции $f(k)$:

$$G_k = \frac{\bar{k}}{\sigma_k} . \qquad (1)$$

С какого минимального значения G_k считать аэрозоль мономобильным – зависит от конкретных требований.

Возможности применения мономобильных аэрозолей аналогичны монодисперсным: исследование физических процессов в заряженном аэрозоле, градуировка спектрометров заряженных частиц, направленное осаждение частиц в нужное место и т.д.

2. Получить мономобильные аэрозоли можно различными методами, применяемыми, как правило, в различных диапазонах подвижностей. Отметим следующие методы.

а) Электростатическое распыление жидкостей в условиях, когда получаются монодисперсные частицы (наблюдаются спектры Тиндаля). Получаются частицы с зарядом, близким к критическому (по Релею), имеющие подвижность порядка десятых долей традиционной единицы $\frac{см^2}{В \cdot с}$. Отсутствуют данные об аккуратных измерениях спектра подвижностей.

б) Метод вибрирующего капилляра с подачей потенциала на жидкость или индуцированием заряда на поверхности жидкости у выхода из капилляра. В работе [Эрин, Хендрикс, 1968] получены грубые частицы ($d \approx 250$ мкм), отсутствуют данные о подвижности.

в) Препаративная спектрометрия заряженных аэрозолей. В работе [Мегоу, Уаллс, 1969] получены строго мономобильные латексные частицы, носящие один или несколько элементарных зарядов. Препаративным можно считать и анализатор Хьюита [Хьюит, 1957], хотя сам автор не использовал его в этих целях.

г) Зарядка монодисперсных аэрозолей в поле коронного разряда (ударная зарядка) или в ионизированной атмосфере без внешнего поля (диффузионная зарядка). Известно множество работ [Фукс и др., 1936; Хьюит, 1957; Дрозин, Ламер, 1959; Лангер, Радник, 1961; Макальский, Мирзабекян, 1971; Хохрайнер и др., 1969], где описываются зарядники, пригодные для генерирования мономобильных аэрозолей, но авторы или не работали с монодисперсными аэрозолями, или интересовались иными вопросами, так что измерения функции распределения частиц по подвижностям, проведенные с хорошей разрешающей силой, отсутствуют. Этим методом можно получить мономобильные частицы в довольно широком диапазоне подвижностей (k от нескольких сотых до нескольких десятитысячных долей единицы $см^2/В \cdot с$), со сравнительно большим расходом и высокой концентрацией аэрозоля. Данная статья посвящена исследованию именно этого метода.

3. Зарядке аэрозольных частиц в униполярной ионной атмосфере посвящено много теоретических и экспериментальных работ. Теоретически наиболее точно вопрос разработан Мирзабекяном [Мирзабекян, 1969] путем решения общего дифференциального уравнения, учитывающего оба механизма зарядки частиц. Оказывается, что при зарядке частиц в коронном разряде при реально достижимых напряженностях поля для частиц с радиусом r = = 0,08 ÷ 2 мкм необходимо учитывать оба механизма зарядки. При этом с точностью не хуже 20% заряд частиц можно получить, суммируя заряды, вычисленные по формулам Потенье [Потенье, Моро-Хано, 1932] (ударная зарядка) и Арендта [Арендт, Кальманн, 1926] (диффузионная зарядка). В таком приближении для подвижности получается формула (в системе СИ):

$$k = LME_0 r A_1(n_0 t) + LNA_2(n_0 t). \qquad (2)$$

Здесь E_0 – напряженность внешнего электрического поля,

r – радиус частицы,

n_0 – концентрация легких ионов в зоне зарядки,

t – время пребывания частицы в зоне с параметрами E_0, n_0,

L, M, N – постоянные,

A_1 и A_2 – однозначные функции произведения $n_0 t$.

Выражение для сопротивления среды принято здесь в стоксовском приближении.

Из (2) видно, что подвижность является функцией трех аргументов: $k = k(r, E_0, n_0 t)$. Так как в реальных зарядных устройствах нельзя гарантировать строгого постоянства E_0 и $n_0 t$ для всех частиц, а радиус частиц имеет конечный разброс и для монодисперсного аэрозоля, то все аргументы надо считать случайными величинами. Чтобы получить возможно узкую спектральную функцию $f(k)$, для зарядки необходимо использовать аэрозоль с возможно узкой спектральной функцией $f(r)$ распределения числа частиц по радиусам, а конструкция зарядника должна обеспечить минимальный возможный разброс значений E_0 и $n_0 t$ во всей зоне зарядки (часть объема зарядника, где находятся или проходят частицы).

Из известных зарядников этим требованиям наиболее полно удовлетворяют приборы с отдельными зонами коронного разряда и зарядки частиц, описанные, например, в работах [Хьюит, 1957; Макальский, Мирзабекян, 1971]. Но эти приборы малопригодны для работы с большим расходом аэрозоля и технически сложны (требуют высоковольтное напряжение прямоугольной формы). В зарядниках Уитби [Уитби, Клерк, 1966], где $E = 0$, устранен один из источников дисперсии подвижностей, но диапазон получаемых средних подвижностей при $r > 0{,}2$ мкм очень узок. В многочисленных зарядниках, где аэрозоль продувается через поле коронного разряда [Фукс и др., 1936; Иосикава и др., 1956; Лангер и др., 1964], используется то обстоятельство, что как E_0, так и n_0 вне коронирующего слоя изменяются медленно с удалением от коронирующего электрода. Главными источниками дисперсии подвижностей в этом случае являются электрический ветер и распределение скоростей потока аэ-

розоля.

В основу настоящей работы положен именно последний принцип конструкции зарядника как простой и позволяющий работать с большими расходами аэрозоля. Аэрозоль продувается через поле коронного разряда в промежутке острие – цилиндр в виде тонкого кольцеобразного слоя, защищенного изнутри и снаружи потоками профильтрованного воздуха. Цилиндрическая симметрия устройства гарантирует постоянство E_0 и n_0 в тонком слое аэрозоля. Выбирая изокинетический режим течения на границах трех потоков, можно достичь и малый разброс времени t прохождения частиц через корону. Турбулизирующее действие электрического ветра подавляется увеличением расходов всех трех потоков.

4. Для определения спектральной функции $f(k)$ наиболее приемлемыми являются ультрамикроскопический и аспирационный методы. В первом случае проба аэрозоля заключается в малый герметически закрытый объем с покоящейся средой (воздух). Частицы падают в поле силы тяжести при одновременном действии перпендикулярного электрического поля. Траектории частиц фотографируются, по трекам на снимках определяются радиус r, заряд q и подвижность k отдельных частиц. Статистическая обработка результатов позволяет определить функции распределения числа частиц $f(r)$, , $f(q)$ и $f(k)$, а также спектральную функцию распределения плотности заряда $\rho(k)$ или проводимости аэрозольной среды $\lambda(k) = \rho(k) \cdot k$ по подвижностям.

Идея аспирационного метода заключается в пространственном разделении частиц соответственно подвижностям в скрещенных полях векторов электрического поля $\vec{E}$ и скорости потока газа $\vec{u}$. Разделение частиц происходит обычно в плоскопараллельном или осесимметричном конденсаторе, через который аэрозоль аспирируется в виде ламинарного потока с объемной скоростью Φ, электрическое поле создается подачей напряжения U на конденсатор. Применялись различные методы регистрации осевших на обкладках конденсатора или прошедших через конденсатор частиц:

а) определение концентрации осадка в зависимости от

координаты под микроскопом [Романн, 1923; Гилеспи, Лэнгстрот, 1952; Иосикава и др., 1956; Китаев и др., 1965] или по радиоактивному излучению [Салбрайтер, Штиртадт, 1966; Мегоу, Уаллс, 1969,а];

б) фотоэлектрическое определение концентрации прошедших частиц [Хьюит, 1957; Вайсфелнер, 1969];

в) электрометрическое определение тока заряженных частиц на фильтр на выходе [Уитби, Клерк, 1966] или на собирающую обкладку конденсатора. Последний метод регистрации применяется в приборах, известных под названием спектрометров аэроионов. Этим приборам посвящено очень много работ; библиографию см. в монографии [Таммет, 1967].

В случае а) частицы осаждаются при постоянных Φ и U, в случаях б) и в) снимается зависимость концентрации или тока от одного из режимных параметров Φ или U, называемая характеристикой прибора.

Наиболее полное изложение общей теории аспирационного метода спектрометрии заряженных аэрозольных частиц приведено в книге [Таммет, 1967]. Конкретно рассматриваются приборы с электрометрической регистрацией частиц как наиболее удобной и быстрой, но излагаемые общие принципы применимы и при других методах регистрации. Приборами с электрометрической регистрацией частиц можно непосредственно определить только $\varphi(k)$ или $\lambda(k)$. Переход к функции $f(k)$ возможен, когда существует (и известна) однозначная зависимость заряда частиц от их подвижности.

В данной работе использован дифференциальный аспирационный спектрометр первого порядка с разделенной емкостью. Для достижения хорошей разрешающей силы характеристика спектрометра $J = J(U)$ (J – ток на собирающую обкладку) снималась при помощи автоматического устройства управления, описанного в [Таммет, Якобсон, 1973], а $\varphi(k)$ вычислялась на ЭЦВМ методом, учитывающим конечную длину собирающей обкладки конденсатора и диффузию частиц [Таммет, 1973,а].

Использованный в данной работе ультрамикроскопический прибор и методика обработки результатов подробно описаны в статьях [Тамм, Фишер, 1973; Фишер и др., 1973]. Одновременное

использование двух различных приборов повышает надежность получаемых результатов и позволяет сравнить возможности и недостатки обоих методов.

5. Описание установки. Блок-схема установки изображена на рис. I. Основными функциональными частями системы являют-

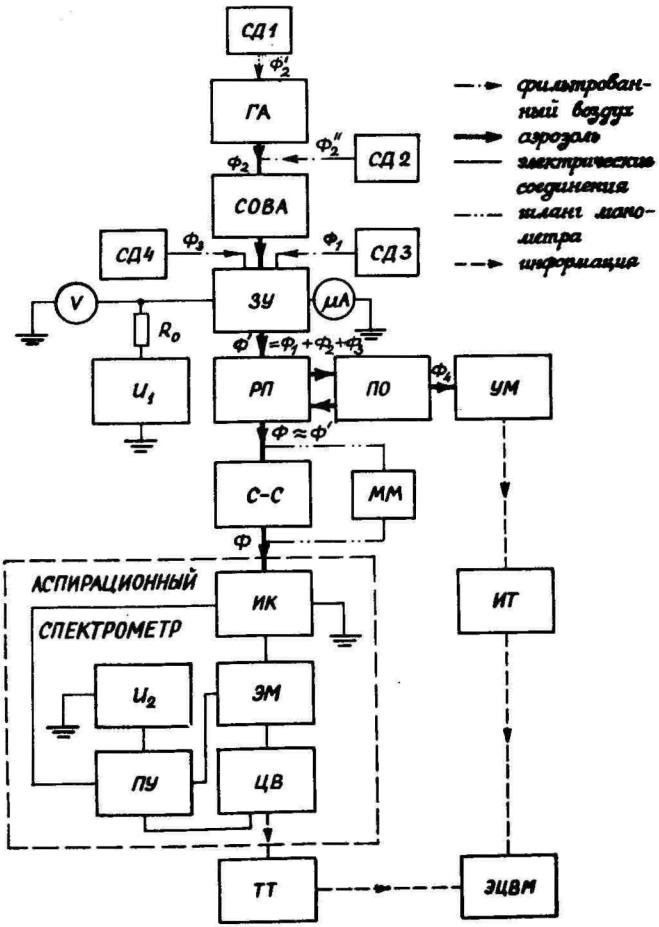


Рис. I. Блок-схема установки.

ся генератор аэрозолей ГА, тиндаллометрический измеритель среднего размера частиц "Сова", зарядное устройство ЗУ, аспирационный и ультрамикроскопический спектрометры, устройства для записи и обработки информации.

Конденсационный генератор монодисперсного аэрозоля ГА типа Рапапорта-Лассена [Рапапорт, Вайнштох, 1955; Лассен, 1960] выдает аэрозоль с жидкими сферическими частицами, средний радиус которых регулируется в пределах от 0,17 до 0,8 мкм. В качестве распыляемой жидкости применяется дибутилфталат марки "Ч" с примесью антрацена (концентрация 10^{-4}) для улучшения степени монодисперсности [Бернер, 1964]. Мера монодисперсности G_r у генератора порядка 10-ти. Расход аэрозоля на выходе генератора в типичном режиме $\Phi_2' = 1{,}94$ л/мин, аэрозоль можно разбавлять чистым воздухом (расход Φ_2'').

Проточный тиндаллометр типа "Совы" Ламера [Бернер, 1964] используется для контроля режима работы во время опытов и для оценки среднего радиуса частиц.

Конструкция зарядника ЗУ схематически изображена на рис. 2. Коронный разряд происходит в промежутке острие 6 – усеченный конус 7. Острие – Ø 0,5 мм платиновая проволока с формированным (в кистевом разряде) в полушарие концом – прикреплено к держателю 5. Держатель центрируется на ось внутренней трубки 4 тремя пластинчатыми ребрами 9. Заземленный электрод 7 имеет изолированную полоску 8 для точного центрирования острия. Поворачивая кожух 1 с заземленным электродом вокруг оси, изгибая при надобности слегка острие, добиваются постоянства тока на полоску 8 во всех положениях последней. В рабочем режиме полоска соединяется с основным электродом 7.

Трубка 4 и кожух 1 изготовлены из электроизоляционного материала (эбонит). Для предотвращения накопления зарядов на торцовых поверхностях внутренней трубки и искажения, тем самым, условий короны, эти поверхности платинированы методом катодного распыления и заземлены.

Аэрозоль (расход Φ_2) течет по каналу с кольцеобразным сечением между внутренней трубкой и трубой 3. Внутренний защитный поток фильтрованного воздуха (расход Φ_1) выходит из внутренней трубки; сетки 2 служат для рассеивания струи и

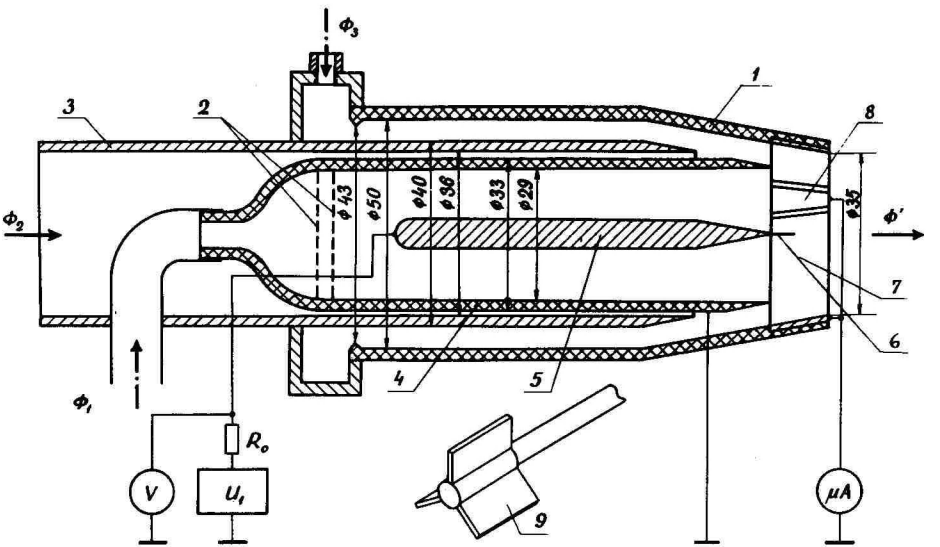


Рис. 2. Зарядное устройство.

создания плоского фронта скоростей. Необходимые для получения плоского профиля коэффициент сопротивления и число сеток рассчитаны по методике, приведенной в [Идельчик, 1954]. Внешний защитный поток (расход Φ_3) вытекает из кольцеобразного канала между кожухом и трубой 3, узкая щель в начале канала выравнивает скорости по периметру. Передняя часть кожуха сделана конической, выходные концы трубок 3 и 4 также конически заострены. Это гарантирует медленное уменьшение площади сечения всех потоков и предотвращает возникновение турбулентности. Судя по правильной форме струи аэрозоля в случае отсутствия короны режим истечения ламинарный при всех использованных расходах (Φ_1 до 22 л/мин, Φ_2 до 6,5 л/мин, Φ_3 до 15 л/мин). Турбулизирующее действие электрического ветра уменьшается с увеличением расходов.

Обозначенные на рис. 2 размеры (в мм) выбраны с расчетом, чтобы стенки трубок 3 и 4 и канал аэрозоля были возможно тонкими (в пределах технических возможностей), струя аэрозоля проходила через зону разряда на достаточном удалении от коронирующего слоя, где E_0 можно считать практически постоянной. Труба 3 и кожух центрируются при помощи шаблонов, фиксируются дистанционными винтами.

Все потоки воздуха Φ_2', Φ_2'', Φ_1, Φ_3 получают из общего резервуара сжатого воздуха через редукторы – стабилизаторы давления СД1 ÷ СД4 (рис. 1) типа РДВ-300 или моделей 321 и 326 (завода "Калибр") с фильтрами из ткани ФШ, и калиброванные сопла. Расходы калибровались газосчетчиками ГСБ-400 и ГКФ с точностью не хуже 2%.

Напряжение на коронирующее острие подается от стабилизированного источника высокого напряжения U_1, сконструированного в лаборатории газового разряда кафедры общей физики ТГУ. Выходное напряжение U_1 = 1 ÷ 15 кВ, нестабильность в течение часа 0,1%, в течение 10 часов 0,5% от U_1. Резистор R_0 использовался для исследования возможности стабилизации собственной нестабильности коронного разряда. Ток разряда регистрируется самопишущим прибором Н-373.

Часть аэрозоля из распределителя РП проходит через пробоотборник ПО ультрамикроскопического спектрометра. Детальное

описание ультрамикроскопа УМ, его пробоотборника и измерителя треков ИТ приведено в указанных выше статьях.

Так как расход Φ_4 настолько мал, что им можно пренебречь, то расход Φ аэрозоля через смеситель-сглаживатель С–С можно считать равным Φ'. С–С состоит из трех диафрагм для гомогенизации концентрации частиц и двух сеток для ламинаризации потока, идущего в измерительный конденсатор ИК аспирационного спектрометра. Равенство $\Phi = \Phi_1+\Phi_2+\Phi_3$ проверялось газосчетчиком на выходе С–С; в дальнейшем отсутствие утечек проверяется по показанию микроманометра ММ, измеряющего перепад давления на диафрагмах С–С.

Принцип работы автоматического аспирационного спектрометра и устройство блока автоматического управления ПУ приведены в статье [Таммет, Якобсон, 1973]. Использованы следующие приборы: ЭМ – динамический электрометр типа VA – J-5I, ЦВ – цифровой вольтметр типа 40I5 (оба производства ГДР), U_2 – источник стабилизированного напряжения ВС–I2.

Измерительный конденсатор ИК представляет собой цилиндрический дифференциальный конденсатор первого порядка с разделенной емкостью, включенный по схеме заземляемой внешней собирающей обкладки. Конденсатор рассчитан таким образом, чтобы при максимально предполагаемом расходе Φ = 50 л/мин и максимально допустимом напряжении на входе делителя напряжения ПУ U_2 = 200 В могли быть измерены частицы со средней подвижностью 0,00I $см^2/В \cdot с$, а число Рейнольдса было намного ниже критического.

Конструкцию ИК поясняет рис. 3. Расположение конденсатора вертикальное, свободностоящее. Внутренняя обкладка 2 со сферическим наконечником прикрепляется к устанавливаемой по уровню платформе 6 и изолируется от нее изолятором 7 из оргстекла. Внешняя обкладка I прикреплена к кольцевой платформе 4, упирающейся в платформу 6 тремя регулировочными ножками 8. Собирающая обкладка 3 изолирована кольцевыми полистироловыми изоляторами 9, заимствованными из работы [Сальм, I969]. Аэрозоль поступает через трубу I0.

Соосность обкладок конденсатора устанавливается по минимуму емкости, измеряемой мостовым методом, при помощи трех но-

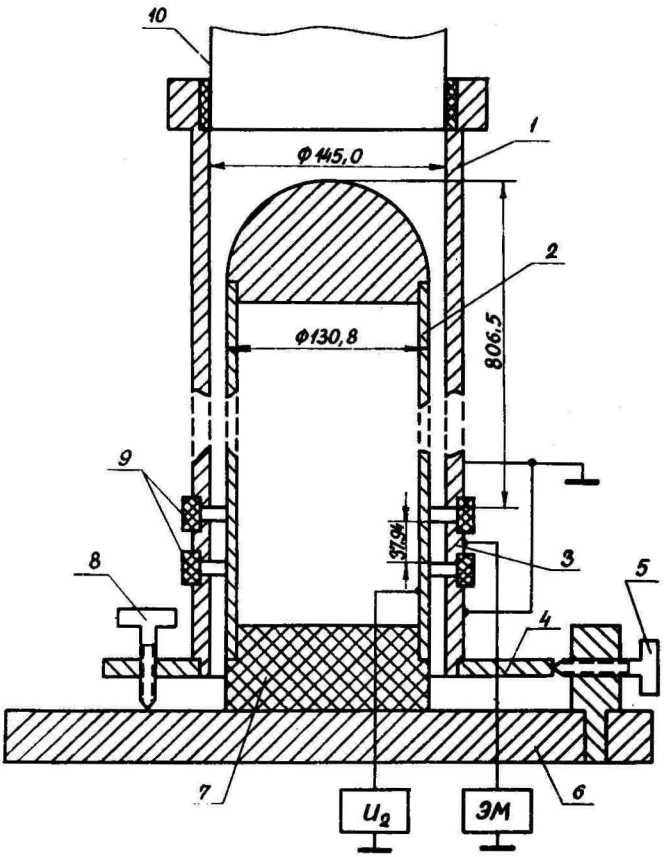


Рис. 3. Измерительный конденсатор аспирационного спектрометра.

жек 8 и трех винтов 5. Высокочувствительный мост позволяет идентифицировать минимум емкости с точностью до 0,05 пФ при общей емкости конденсатора $C \approx 500$ пФ, что соответствует предельной несоосности обкладок 0,5 мм. Расчет по методике [Таммет, 1967] показывает, что кажущимся рассеиванием подвижностей за счет асимметрии конденсатора можно пренебречь. Для интересующих нас частиц ($r \leqslant 1$ мкм, $q \approx 100$ е) можно пренебречь и действием силы тяжести. Краевой эффект полностью устранен выбором схемы включения спектрометра. Число Рейнольдса по средней скорости и радиусу внешней обкладки $Re \approx 25$ далеко от критического, а входящий поток аэрозоля ламинарен (установлено визуально), так что искажающим действием турбулентности на результаты измерения можно пренебречь. Диффузия частиц и объемный заряд учитываются при обработке данных.

Действующие емкости определены расчетным путем [Таммет, 1967]: емкость между предварительной и общей обкладками $C_1 = 412 \pm 10$ пФ, емкость между собирающей и общей обкладками $C_2 = 20{,}8 \pm 0{,}4$ пФ.

Систематическую погрешность при определении центра распределения $\rho(k)$ можно оценить, складывая относительные ошибки измерения величин, входящих в формулу предельной подвижности:

$$k_b = \frac{\Phi}{4\pi C_1 U}.$$

Учитывая, что $\delta\Phi \approx 2\%$, $\delta C_1 \approx 2{,}5\%$, а $\delta U \ll \delta\Phi$, получаем $\delta_к \approx 4{,}5\%$. Символ δ означает допустимую предельную относительную ошибку.

Показания цифрового вольтметра ЦВ (рис. 1) перфорировались вручную на телетайпе ТТ. Вся обработка результатов производилась на ЭЦВМ "Минск-32" в режиме "Минск-22". Программы составлены в системе "Малгол".

6. Методика измерений и обработка результатов. Несмотря на принятые меры пространственной и временной гомогенизации потока аэрозоля (стабилизация всех расходов воздуха и напряжения на разрядном промежутке, применение смесителя-сглаживателя С-С) в показаниях электрометра существуют заметные флук-

туации. Для подавления случайных ошибок исходные данные для обработки [см. Таммет, 1973 а] - вольтамперная характеристика аспирационного спектрометра - снимаются в каждом опыте 10 раз, для чего требуется 2 часа времени. Одновременно снимаются треки частиц в ультрамикроскопическом приборе. За эти 2 часа, как правило, снимались треки на 60-70 кадрах. Сокращению времени опыта (например, за счет автоматизации перфорирования показаний ЦВ) ставит предел большой объем ИК. При используемых расходах (задаваемых режимом работы зарядника ЗУ) время заполнения конденсатора около 1 с. Выдержка около 1с необходима после каждого переключения напряжения на спектрометре.

В предпринятом специальном исследовании влияния устройств РП, ПО и С-С (рис. 1) на функцию распределения $\varphi(k)$ (на результаты измерения аспирационного спектрометра) установить не удалось. Искажения за счет селективного осаждения частиц в этих устройствах при используемых мономобильных аэрозолях, по-видимому, меньше случайных погрешностей измерения.

По указанной в п. 4 программе из исходных данных, полученных аспирационным спектрометром, вычисляется функция $\Lambda(k)$ в виде таблицы и графика из 50 пар чисел (точек). Рекомендуемые значения ориентиров регуляризации α_0, f_0 и e_0 [Таммет, 1973, а] и их веса w_α, w_f и w_e выбраны следующие: 100; 0,8; 0,8; 1; 1; 2. Сам процесс статистической регуляризации причиняет кажущееся расширение спектральной функции. Специальным математическим экспериментом установлено, что для данного спектрометра дополнительное относительное стандартное отклонение можно оценить по формуле:

$$\left(\frac{\sigma_k}{k}\right)_{доп} = 0{,}007 \ln(\alpha \cdot max), \qquad (3)$$

где α и max - определяемые алгоритмом решения интегрального уравнения спектрометра параметры.

По специальной программе вычисляются следующие характеристики спектральной функции $\varphi(k)$: среднее значение k, геометрическое среднее $k_g = \exp(\overline{\ln k})$, относительное стандартное отклонение $\frac{\sigma_k}{k}$, геометрическое стандартное откло-

нение $\sigma_g = \exp(\sigma \ln k)$, ассимметрия и эксцесс в линейном и логарифмическом масштабах подвижностей. Затем функция $\varphi(k)$ методом линейной регрессии в логарифмически - вероятностной сетке координат аппроксимируется лог-нормальной функцией, из последней также вычисляются все вышеперечисленные величины плюс мода k_m и величина $\delta_k = \frac{\Delta k}{2k}$, где Δk - полуширина функции $\varphi(k)$.

Регуляризационный алгоритм работает надежно в центре распределения, а на краях исследуемого промежутка может дать неоправданно большие ошибки (например, может дать отрицательные значения спектральной функции). Поэтому все вышеперечисленные вычисления выполнены а) для всего распределения и б) для промежутка между ближайшими к центру нулевыми или отрицательными значениями $\lambda(k)$. В дальнейшем символы а) и б) будут употреблены именно для различения этих двух случаев.

В программу включена и процедура SR [Таммет, 1973], определяющая центр k_c и полуширину $\Delta k''$ функции распределения (спектральной линии) на базе центральной части экспериментально полученного распределения. Выводятся величины k_c и $\delta''_k = \frac{\Delta k''}{2k_c}$.

Из полученных при обработке треков частиц [см. Фишер и др., 1973], отперфорированных массивов радиусов и зарядов всех частиц на ЭЦВМ вычисляются электрические подвижности частиц и все те параметры спектральных функций $f(r), f(q), f(k)$ и $\varphi(k)$, которые вычислялись для $\varphi(k)$ из данных аспирационного спектрометра. Вычисляются и выводятся в виде таблиц и графиков гистограммы всех вышеуказанных спектральных функций.

Сводка результатов - параметров функции $\varphi(k)$ некоторых опытов приведена в таблицах I (аспирационный спектрометр) и 2 (ультрамикроскоп). Параметры аппроксимирующей лог-нормальной кривой обозначены символами со штрихом; N в табл. 2 обозначает число промеренных треков частиц. В табл. I все цифры, кроме второго и третьего столбца, относятся к случаю б) (центральной части кривой). В третьем столбце обеих таблиц последней цифрой обозначено относительное стандартное отклонение с поправкой по формуле 3 (табл. I) или по формуле, приведенной в [Тамм, Фишер, 1973] (табл. 2). Для некоторых величин в таб-

лицах приведены и предельные погрешности. При аспирационном спектрометре погрешность среднего значения $\Delta \bar{k}$ учитывает только систематические ошибки, а при ультрамикроскопе как систематические, так и случайные ошибки [Тамм, Фишер, 1973]. Доверительный интервал для σ_k при ультрамикроскопе получен при помощи распределения χ^2 [Большев, Смирнов, 1965], доверительная вероятность 95%.

Все значения величин с размерностью подвижности приведены в таблице в единицах $\frac{см^2}{1000 \cdot В \cdot с}$.

На рис. 4, 5 и 6 для примера приведены графики (гистограммы), выводимые ЭЦВМ. Шифр опыта 276.

Сравнение графиков и параметров функции $\varphi(k)$, полученных двумя приборами, позволяет некоторую взаимную поверку этих, основанных на весьма различных принципах измерительных приборов. Это сравнение показывает следующее. В большинстве случаев как характеристики положения ($\bar{k}$, k_g и др.) так и характеристики ширины спектра (σ_k, Δk и др.) совпадают в пределах ошибок измерения, но ультрамикроскоп дает систематически несколько большие значения характеристик положения. При помощи ультрамикроскопа можно получить гораздо больше информации об аэрозоле (распределение частиц по размерам и зарядам), чем аспирационным спектрометром, но работа с ним намного более трудоемка. Использованный ультрамикроскопический прибор имеет некоторые ненадежные узлы, например герметизирующие полость кюветы краны. Негерметичность кранов можно обнаружить по виду треков на снимках. Результаты довольно большого числа опытов пришлось забраковать по этой причине (например опыт 257, табл. I и 2). В некоторых опытах причину расхождения между значениями характеристик ширины спектра, полученными разными приборами, выяснить не удалось (например, опыт 239).

Анализ результатов показывает также, что лог-нормальная функция в большинстве случаев является удовлетворительным приближением для функций распределения частиц мономобильного аэрозоля, хотя для полуширины это приближение дает значения, не особенно хорошо согласующиеся со значениями, полученными по алгоритму SR . При вычислении параметров функции $\varphi(k)$,

Таблица I

Результаты, полученные аспирационным спектрометром.

Шифр опыта	$\bar{K}$	$\frac{\sigma_K}{\bar{K}}$	$\bar{K}'$	$\frac{\sigma_{K'}}{\bar{K}'}$	$\frac{\Delta K'}{2\bar{K}'}$	K_C	$\frac{\Delta K''}{2K_C}$
239	а) I,45 б) I,43 ± 0,07	а) 0,I67 б) 0,I24 б) 0,II8	I,47	0,I28	0,I4I	I,36	0,I03
247	а) I,30 б) I,26 ± 0,06	а) 0,209 б) 0,II6 б) 0,II4	I,28	0,I32	0,I43	I,22	0,I05
257	а) I,49 б) I,44 ± 0,07	а) 0,I97 б) 0,087 б) 0,083	I,45	0,096	0,II0	I,42	0,I05
266	а) I,55 б) I,3I ± 0,06	а) 0,I62 б) 0,093 б) 0,082	I,30	0,I03	0,I20	I,32	0,I3I
268	а) I,45 б) I,38 ± 0,07	а) 0,234 б) 0,094 б) 0,09I	I,38	0,098	0,II3	I,34	0,078
276	а) I,24 б) I,22 ± 0,06	а) 0,I24 б) 0,088 б) 0,083	I,22	0,092	0,I06	I,I9	0,I04

Таблица 2

Результаты, полученные ультрамикроскопом.

Шифр опыта	N	$\bar{K}$	$\frac{\sigma_K}{\bar{K}}$	$\bar{K}'$	$\frac{\sigma_{K'}}{\bar{K}'}$	$\frac{\Delta K'}{2\bar{K}'}$
239	5I7	I,5I ± 0,07	0,099 0,09I ± 0,007	I,5I	0,098	0,II4
247	46I	I,38 ± 0,07	0,II5 0,I03 ± 0,009	I,39	0,I2I	0,I38
257	2I4	I,4I ± 0,II	0,303 0,30 ± 0,04	I,76	0,29I	0,296
266	530	I,37 ± 0,06	0,098 0,088 ± 0,007	I,56	0,I09	0,I26
268	537	I,48 ± 0,07	0,092 0,085 ± 0,007	I,48	0,094	0,I09
276	700	I,3I ± 0,06	0,094 0,086 ± 0,06	I,33	0,III	0,I28

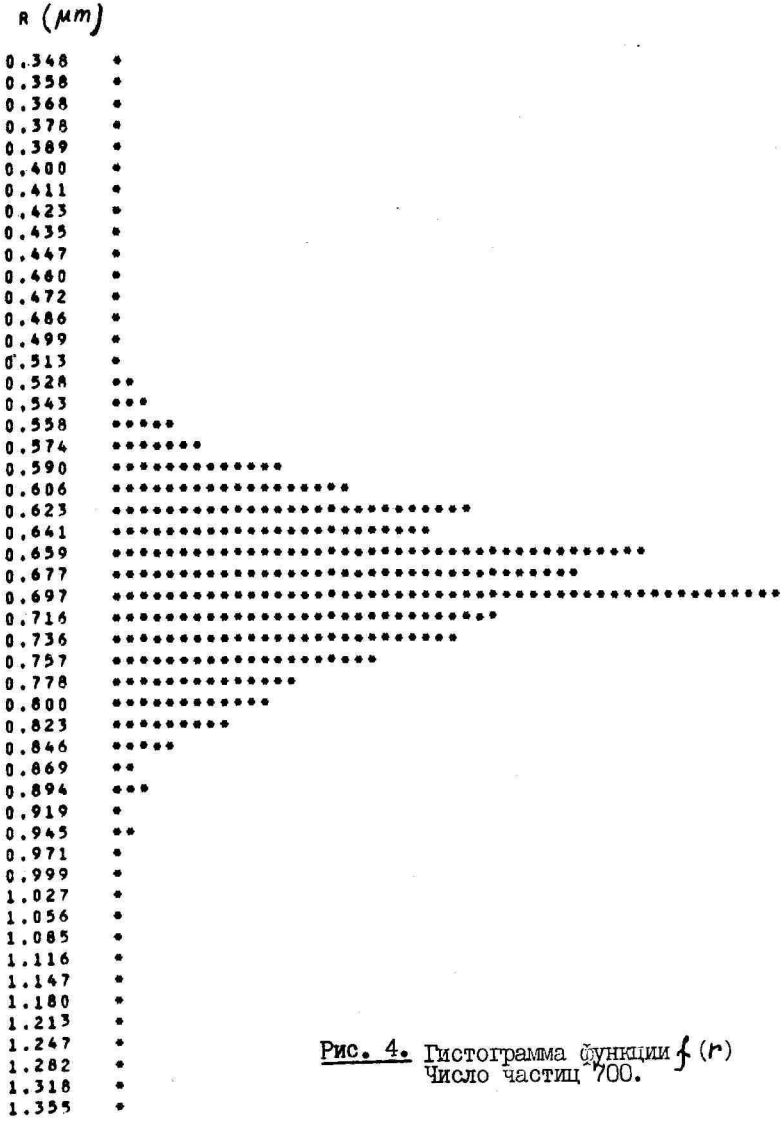


Рис. 4. Гистограмма функции $f(r)$
Число частиц 700.

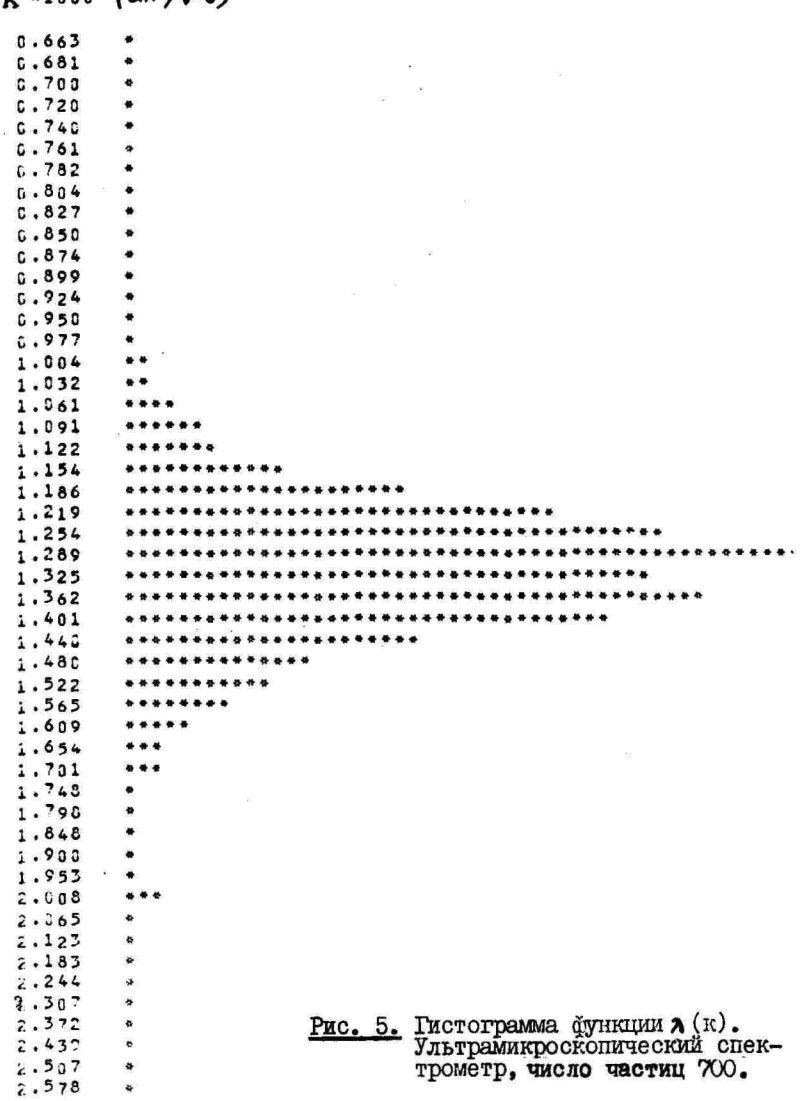


Рис. 5. Гистограмма функции $\lambda(\kappa)$. Ультрамикроскопический спектрометр, число частиц 700.

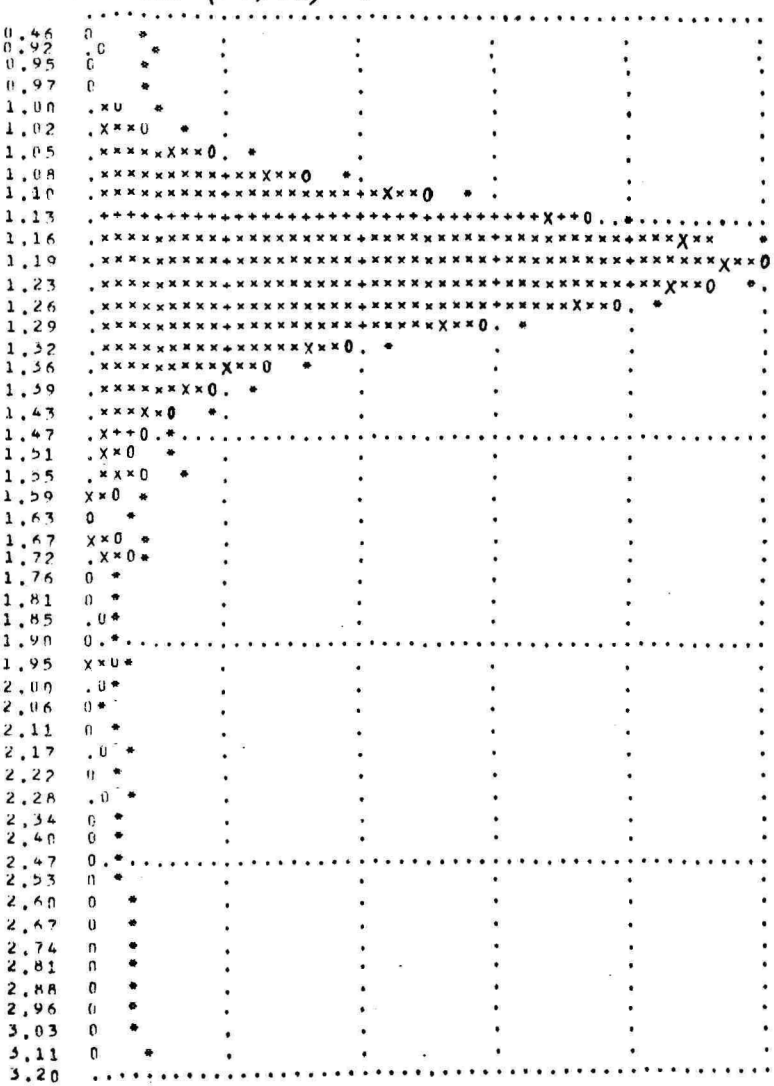


Рис. 6. Функция $\lambda(к)$. Аспирационный спектрометр.

полученной аспирационном методом, надо ограничиться участком б).

Результаты исследования свойств мономобильного аэрозоля, полученного в описанном здесь генераторе, приведены в статье [Тамм, 1973]. Зная свойства зарядника, т.е. происходящее в нем преобразование $f(r) - \varphi(k)$, можно, в принципе, решить и обратную задачу - использовать описанный зарядник и аспирационный спектрометр для гранулометрии аэрозолей.

Литература

Большев Л.Н., Смирнов Н.В. - 1965 - Таблицы математической статистики, М.

Идельчик И.Е. - 1954 - Гидравлические сопротивления, М.-Л.

Китаев А.В. и др. - 1965 - Новости мед. техники, №3, с.143-148.

Макальский Л.М., Мирзабекян Г.З. - 1971 - В сб."Сильные электрические поля в технологических процессах", вып. 2, М., с.95-108.

Мирзабекян Г.З. - 1969 - В сб. "Сильные электрические поля в технологических процессах", М., с.20-39.

Сальм Я.И. - 1969 - Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, Тарту, вып. 239, с.68-88.

Тамм Э.И. - 1973 - Экспериментальное исследование генератора мономобильного аэрозоля. Наст. сб.

Тамм Э.И., Фишер М.М. - 1973 - Определение размеров и зарядов аэрозольных частиц в пределах радиусов от 0,35 до 1,2 мкм ультрамикроскопическим (траекторным) методом. Наст. сб.

Таммет Х.Ф. - 1967 - Аспирационный метод измерения спектра аэроионов. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, Тарту, вып. 195.

Таммет Х.Ф. - 1973 - К проблеме разрешающей силы в спектрометрии. Наст. сб.

Таммет Х.Ф. - 1973 а - Система обработки наблюдений для одноканального спектрометра аэроионов. Наст. сб.

Таммет Х.Ф., Якобсон А.Ф. - 1973 - Автоматическое управление

одноканальным спектрометром аэроионов. Наст. сб.
Фишер М.М., и др. – 1973 – Полуавтоматическая проекционно-измерительная установка. Наст. сб.
Арендт, Кальман (Arendt, P., Kallman, H.) – 1926 – Zs. für Phys., 35, 421.
Бернер (Berner, A.) – 1964 – Über die Kondensation von Dämpfen hochsiedender Flüssigkeiten zu monodispersen Aerosolen. – Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades an der phil. Fak. der Universität Wien.
Вайсфелнер (Wajsfelner, R.) – 1969 – Inform. aérauliques et thermiques, 6, nr. 22, 16-30.
Гилеспи, Лэнгстрот (Gillespie, T., Langstroth, G.) – 1952 – Can. J. Chem., 30, No 12, 1056-1068.
Дрозин, Ламер (Drozin, V., La Mer, V.K.) – 1959 – J. Coll. Sci., 14, No. 1, 74-90.
Иосикава и др. (Yosikawa, H.H. et al.) – 1956 – Rev. Sci. Instr., 27, No. 6, 359-362.
Лангер, Радник (Langer, G., Rudnik, J.L.) – 1961 – J. Appl. Phys., 32, No. 5, 955-957.
Лангер и др. (Langer, G. et al.) – 1964 – Int. J. Air and Water Pollut., 8, No. 3/4, 167-176.
Лассен (Lassen, L.) – 1960 – Zs. Angew. Phys., 12, 157-159.
Мегоу, Уэллс (Megaw, W.J., Wells, A.S.) – 1969a – J. Phys. (J. Scient. Instr.), E2, No. 12, 1013-1016.
Межоу, Уэллс (Megaw, W.J., Wells, A.S.) – 1969 – Nature (Engl.), 224, No. 5220, 689-690.
Потенье, Моро-Хано (Pouthenier, M., Moreau-Hanot) – 1932 – Phys. et le Radium, 7, nr. 12.
Рапапорт, Вайншток (Rapaport, E., Weistock, S.E.) – 1955 – Experientia (Basel), 11, 363-364.
Роман (Rohman, H.) – 1923 – Zs. Phys., 17, 253.
Салбрайтер, Штиршадт (Salbreiter, H., Stierstadt, K) – 1966 – Z. Phys., 196, Nr. 5, 495-503.
Уитби, Клерк (Whitby, K.T., Clark, W.E.) – 1966 – Tellius, 18, No. 2-3, 573-586.

Фукс и др. (Fuchs, N.A. et al.) - 1936 - Trans. Faraday Soc., 32, 1131.
Хохрайнер и др. (Hochreiner, D. et al.) - 1969 - J. Coll. Sci., 30, No.4, 553-567.
Хьюит (Hewitt, G.W.) - 1957 - Commun. and Electronics, No.31, 300-306.
Эрин, Хендрикс (Erin, T., Hendricks, C.D.) - 1968 - Rev. Sci. Instr., 39, No. 5, 1269-1271.

KATSESÜSTEEM MONOMOBIILSE AEROSOOLI TEKITAMISEKS JA TEMA PARAMEETRITE MÄÄRAMISEKS

E. Tamm

Resümee

Kirjeldatav süsteem koosneb monodispersse aerosooli generaatorist, koroonalahendusel töötavast laadimisseadmest, kahest erinevate tööprintsiipidega mõõteseadmest osakeste jaotusfunktsioonide määramiseks ja mõõtmisandmete perforeerimise seadmetest elektronarvutisse sisestamiseks.

Telgsümmeetrilise laadimisseadme teljel on koroneeriv teravik, filtreeritud õhu jugadega piiratud aerosoolijoa kitsa rõnga kujulise ristlõike ulatuses võib väljatugevust ja ioonide kontsentratsiooni konstantseks lugeda. Seepärast omandavad osakesed peaaegu võrdsed laengud.

Kahe mõõteseadme - liikuvuste aspiratsioonspektromeetri ja osakeste raadiuse laengu ning liikuvuse ultramikroskoop-spektromeetri - samaaegne kasutamine võimaldab suurendada tulemuste usaldatavust ja ka neid seadmeid vastastikuse võrdlemise teel kontrollida. Suure hulga katsete tulemused näitavad, et kahel meetodil määratud keskmised liikuvused ja laengutiheduse jaotusfunktsiooni $\varphi(k)$ laiused langevad katsevigade piires kokku, kuigi ultramikroskoop annab keskmise liikuvuse veidi suuremad väärtused.

Kõik arvutused mõõtmistulemuste töötlemisel on tehtud arvutil "Minsk-32". Artiklis on esitatud arvuti poolt trükitavate protokollide näidised.

AN EXPERIMENTAL SET-UP FOR THE PRODUCTION OF MONOMOBILE AEROSOLS AND THE DETERMINATION OF THEIR PARAMETERS

E. Tamm

Summary

The experimental set-up to be described below consists of a generator of monodispersed aerosols, a charging device operating on a corona discharge, two measuring devices functioning on different principles for the determination of the distribution-function of aerosol particles, and a punching device of measurement data for feeding them into an electronic computer.

A corona discharge arises between a point on the axis of the axial-symmetric charging device and an external cylindrical electrode. Field strength and ion concentration can be regarded as constant within the limits of a narrow ring-shaped cross-section of the aerosol jet surrounded by filtered air jets. For this reason aerosol particles obtain almost equal charges.

Simultaneous use of two measuring devices - the aspiration spectrometer of mobilities and the ultramicroscopic spectrometer of the particle radius, charge and mobility - makes it possible to increase the reliability of the results as well as to check these devices by mutual comparison. The results of a large number of experiments show that the mean mobilities and the widths of the distribution function $\varphi(k)$ of the charge density overlap within the limits of experimental errors, although the ultramicroscope assigns the mean mobility somewhat larger values.

All calculations in the processing of the measurement results have been performed by means of the electronic computer "Minsk-32". The article carries examples of the records to be printed by the computer.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАТОРА МОНОМОБИЛЬНОГО АЭРОЗОЛЯ

Э. Тамм

I. Введение. Описанный в статье [Тамм, 1973] генератор мономобильного аэрозоля состоит из двух основных узлов – конденсационного генератора монодисперсного аэрозоля (ГА) и коронного зарядника (ЗУ) частиц аэрозоля. В данной работе исследуется, в основном, зарядник. Обозначения совпадают с использованными в вышеназванной статье обозначениями.

Зарядник исследуется с целью: I) выяснения оптимального режима работы для получения мономобильного аэрозоля с возможно узким распределением $f(k)$ (или $\varrho(k)$), 2) выяснения пределов получаемых средних подвижностей частиц, 3) изучения происходящего в заряднике преобразования $f(r) \to \varrho(k)$ для того, чтобы выяснить возможности применения исследуемого зарядника для электрической гранулометрии аэрозолей. Здесь $f(r)$ и $f(k)$ обозначают распределения числа частиц соответственно по радиусу и подвижности, а $\varrho(k)$ – распределение плотности заряда по подвижности.

Используются аспирационный и ультрамикроскопический спектрометры аэрозолей, описанные в [Тамм, 1973] и [Тамм, Фишер, 1973].

2. Режим течения газовых потоков. В заряднике формируются струя аэрозоля с кольцеобразным сечением, внутренняя и внешняя защитные струи чистого (профильтрованного) воздуха. Заряд и подвижность частиц определены суммарным действием ударного и диффузионного механизмов зарядки. Из формулы

$$k = LME_0 rA_1(n_0 t) + LNA_2(n_0 t) \qquad (I)$$

(см. формула 2 в [Тамм, 1973]) видно, что оба члена, выражающие действие двух механизмов, зависят от произведения концентрации ионов n_0 в зоне зарядки на время t прохождения частицы через эту зону. Непостоянство $n_0 t$ в слое аэро-

золя приводит к расширению спектра подвижностей частиц. Если не учитывать флуктуации, то на достаточном расстоянии от коронирующего слоя можно n_0 на протяжении толщины слоя аэрозоля ($\approx$ I мм) считать постоянной. Для постоянства t надо обеспечить плоский профиль скоростей в слое аэрозоля. Довольно сложная геометрия зарядника делает точный гидродинамический расчет сложным; интуиция подсказывает, что равенство средних (по расходу) скоростей всех трех потоков гарантирует образование плоского профиля скоростей в струе аэрозоля после истечения ее из формирующей щели (см. рис. 2 в [Тамм, 1973]). Площади эффективных сечений трех струй (начиная от внутренней) на месте встречи струи аэрозоля с внутренней защитной струей – S_1, S_2 и S_3 – составляют соответственно 6,6; I,4 и 4,6 $см^2$. Расходы Φ_I, Φ_2 и Φ_3 надо выбрать пропорциональными этим площадям ($\Phi_I:\Phi_2 = 4,7$; $\Phi_3 : \Phi_2 = 3,3$).

Для проверки этого интуитивного положения было предпринято экспериментальное исследование зависимости ширины распределения $\varphi(k)$ от отношения расходов отдельных потоков. Отношение $\Phi_I:\Phi_2$ варьировалось от I,8 до 9,0; отношение $\Phi_3:\Phi_2$ – в пределах от I,35 до 6,2. Изменение относительного стандартного отклонения $\frac{\sigma_k}{k}$ функции $\varphi(k)$ при этом не превышало 0,0I (при $\frac{\sigma_k}{k} \approx$ 0,I0), а это остается в пределах случайных ошибок опыта.

Сказанное выше объясняется ходом функций $A_1(n_0 t)$ и $A_2(n_0 t)$ (см. (I)). Грубая оценка дает $n_0 \approx 10^{15} \frac{1}{м^3}$ (напряжение короны 6 кВ, коронный ток 2,2 мкА). При средней скорости 26 см/с, соответствующей расходу $\Phi_2 = 2$ л/мин, $A_1 \approx 0,96$, а $A_2 \approx 7$. При таких их значениях A_1 и A_2 медленно изменяются с изменением времени t (а значит, и скорости потока).

Так как увеличение Φ_I подавляет влияние электрического ветра, а увеличение Φ_3 уменьшает потери частиц за счет их осаждения на внешний электрод и внутренние поверхности трубопроводов, то для дальнейших исследований выбраны значения расходов:

Φ_I = 22,3 л/мин, Φ_3 = 8,6 л/мин (в некоторых опытах Φ_3 = II,2 л/мин).

3. Электрические параметры коронного разряда – напряже-

ние на разрядном промежутке, ток разряда I и величина флуктуаций тока существенно влияют на свойства функций $f(k)$ и $\varphi(k)$ заряженного аэрозоля.

Свойственные коронному разряду флуктуации разрядного тока могут расширять спектр подвижностей частиц. Для исследования влияния флуктуаций в цепь разряда последовательно с коронирующим электродом подключался высокоомный резистор (R^0 на рис. I в [Тамм, 1973]), подавляющий флуктуации тока (разумеется, за счет генерирования флуктуаций U). Из эксперимента определяли зависимость относительного стандартного отклонения $\varphi(k)$ от величины R^0. Результаты представлены в табл. I.

Таблица I

R^0 /Гом/	0	I	2
$\frac{\sigma_k}{k}$	I2,5	I0,7	I0,5

Увеличение R^0 больше I Гом существенно не уменьшает ширину спектра подвижностей, но резко увеличивает паразитное падение напряжения на R^0. Поэтому при всех опытах выбрано R^0 = I Гом.

После стабилизации тока сохраняются флуктуации пространственного перераспределения тока (особенно заметные при малых токах и толстом острии), которые, вероятно, расширяют $\varphi(k)$.

При фиксированной геометрии разрядного промежутка постоянная составляющая тока I однозначно определяется напряжением U (существование слоя аэрозоля несколько уменьшает I). Поэтому экспериментально исследовалась зависимость свойств $f(k)$ и $\varphi(k)$ от U. На рис. I представлен график зависимости среднего по $\varphi(k)$ значения подвижности k от напряжения короны (средний радиус частиц 0,7 мкм). Начальное напряжение U_0 положительной короны 4,4 кВ, отрицательной – 4,2 кВ. Из-за больших флуктуаций тока не удалось произвести опыта при низком отрицательном напряжении. На графике приведены и предельные погрешности экспериментальных значе-

ний $\bar{k}$.

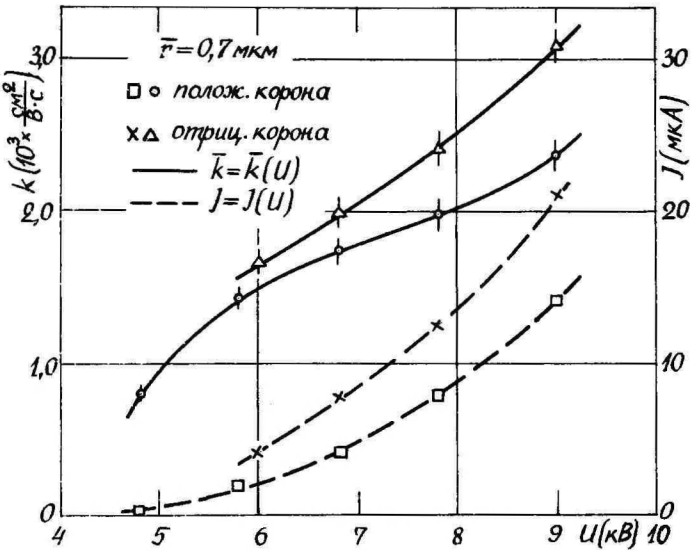


Рис. I. Зависимость средней подвижности и тока от напряжения короны.

Преобладание значений $\bar{k}$ при отрицательной короне по сравнению со значениями при положительной короне и заметная нелинейность кривых в области больших напряжений объясняется ходом вольтамперных характеристик, изображенных на том же рисунке. Быстрый рост $\bar{k}$ при напряжениях, близких к U_0, объясняется, по-видимому, резким возрастанием функций $A_1(n_0 t)$ и $A_2(n_0 t)$ при малых значениях $n_0 t$.

На рис. 2 показана зависимость $\frac{\sigma_k}{\bar{k}}$ функции $\varphi(k)$ от напряжения короны. Видно, что в широком диапазоне U ширина спектра постоянна. Расширение при U = 9 кВ объясняется действием электрического ветра (ясно заметным на глаз). При низком напряжении явно преобладает диффузионный механизм зарядки, и разброс радиусов частиц мало влияет на ширину спек-

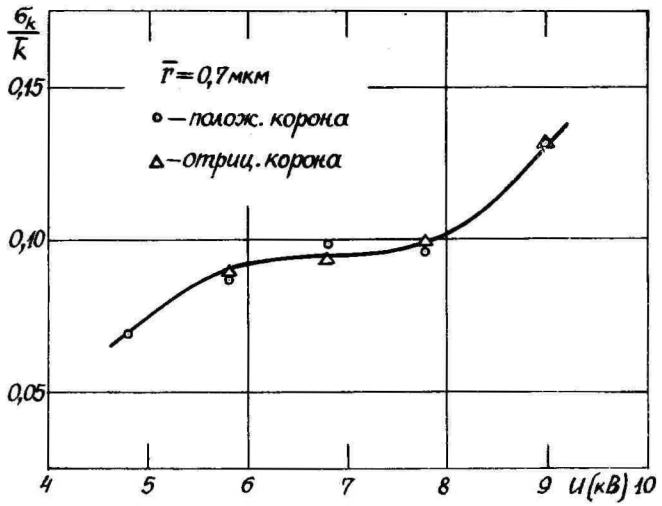


Рис. 2. Зависимость $\frac{\sigma_k}{k}$ от U.

тра подвижностей (см. (I)).

4. Преобразование $f(r) \to \varphi(k)$. Из (I) видно, что при зарядке частиц в коронном разряде в условиях, когда напряженность поля E_0 достаточно велика, так что первый член дает основной вклад в подвижность частицы k, свойства функции распределения частиц по радиусам $f(r)$ сильно влияют на свойства функции распределения $\varphi(k)$. Для малых частиц, когда нельзя уже пренебречь поправками Кенингема-Милликена, сказанное имеет место и для чисто диффузионной зарядки. Можно сказать, что в зарядник происходит преобразование функции $f(r)$ в функцию $\varphi(k)$, причем это преобразование зависит от свойств зарядника. Если процесс зарядки одной частицы не влияет на процесс зарядки другой частицы, то это преобразование линейно:

$$\varrho(k) = \int M(k,r) f(r) dr. \qquad (2)$$

Ядро $M(k,r)$ будем называть функцией преобразования. $M(k,r)$ можно интерпретировать как спектр $\varrho(k)$ при строго монодисперсном аэрозоле единичной концентрации.

Простейшим способом для определения $M(k,r)$ был бы эксперимент со строго монодисперсным аэрозолем с регулируемым размером частиц. Не обладая такой возможностью, мы определили свойства преобразования $f(r) \to \varrho(k)$, варьируя средний размер $\bar{r}$ частиц аэрозоля с узким спектром $f(r)$ известной ширины и измеряя среднюю подвижность $\bar{k}$ и ширину спектра $\varrho(k)$ (который также получился довольно узким).

При исследовании зависимости $\bar{k}$ от $\bar{r}$ для оценки среднего радиуса во время опытов использовался визуальный оптический прибор типа "совы" Ламера, принцип работы которого основан на спектрах Тиндаля. Градуировка прибора дана Ламером в статье [Ламер и др., 1950], а впоследствии была повторена другими авторами. Бернер собрал все данные, дополнил их собственными измерениями. Приведенные им в [Бернер, 1964] данные показывают большой разброс результатов калибровки, особенно при меньших размерах (предел "совы" по радиусу частиц от 0,15 до 0,9 мкм); ошибка определения радиуса достигает 0,1 мкм.

Для исследования зависимости $\bar{k}$ от $\bar{r}$ по показаниям "совы" были выбраны следующие значения среднего радиуса (в мкм) : 0,17 (нижний предел ГА), 0,4; 0,55; 0,7 (обозначим их $\bar{r}_0$). Частиц с $\bar{r}_0 = 0,17$ мкм в ультрамикроскопе сфотографировать не удалось. При обработке треков выяснилось несовпадение получаемых значений $\bar{r}$ со значениями $\bar{r}_0$ даже в пределах допустимых погрешностей обоих приборов; оказывается, что $\bar{r} > \bar{r}_0$. По трем точкам можно установить линейную зависимость:

$$\bar{r} = 0,78\,\bar{r}_0 + 0,26.$$

Экстраполяцией можно получить и значение $\bar{r}$ для $\bar{r}_0 = 0,17$ мкм: $\bar{r} = 0,39$ мкм. Но такие частицы свободно измеримы в

ультрамикроскопе, значит, экстраполяция вряд ли оправдана, $\bar{r}$ должен быть меньше.

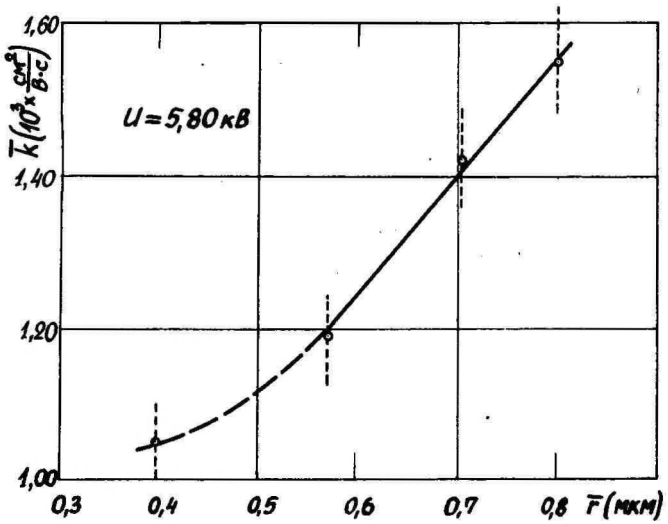


Рис. 3. Зависимость средней подвижности от среднего радиуса.

На рис. 3 изображена зависимость $\bar{k}$ (средняя подвижность по $\varphi(k)$) от $\bar{r}$. Экспериментальные точки нанесены вместе с предельными погрешностями. Видно, что в интервале $\bar{r}$ от 0,55 до 0,8 мкм зависимость линейна, что согласуется с (I). Расположение нижней точки на графике определено не достоверно, так как $\bar{r}$ – координата получена экстраполяцией. Но по сказанному выше эта точка не может становиться правее указанного места, значит, линейная зависимость $\bar{k}$ от $\bar{r}$, по-видимому, не действительна при $\bar{r} < 0{,}5$ мкм. Это объясняется тем, что роль механизма диффузионной зарядки растет, а поправка Кенингема-Милликена начинает играть все

большую роль. При этом (I) примет вид:

$$k = L\left[ME_0A_1(n_0t)r + NA_2(n_0t)\right]\frac{r}{r+\lambda}, \qquad (3)$$

где λ – средняя длина свободного пробега газовых молекул среды.

Постоянные эмпирической линейной связи

$$\bar{k} = a\bar{r} + b \qquad (4)$$

по графику на рис. 3 можно определить весьма ориентировочно, так как погрешности опыта довольно большие, а исследованный линейный диапазон узок. Получаем: $a = (1{,}6 \pm 0{,}5)\cdot 10^3 \frac{см^2}{В\cdot с\cdot мкм}$ $b = (0{,}3 \pm 0{,}3)\cdot 10^3 \frac{см^2}{В\cdot с}$.

Ширина функции $f(r)$ аэрозоля, получаемого в ГА, имеет неконтролируемые вариации – при одном и том же среднем размере $\bar{r}$ характеристика ширины $\frac{\sigma_r}{\bar{r}}$ варьируется от 8% до I4%. Ширина функций $f(k)$ и $\varrho(k)$ явно скоррелирована с шириной функции $f(r)$, но однозначной зависимости не удалось обнаружить. $\frac{\sigma_k}{\bar{k}}$ тоже варьируется в пределах от 8% до I4%, причем во многих опытах было получено $\frac{\sigma_k}{\bar{k}} < \frac{\sigma_r}{\bar{r}}$. По (2) этого и следовало ожидать.

Как известно, распределение частиц по радиусу у большого класса аэрозолей близко к лог-нормальному. Так как линейная и степенная функции от лог-нормально распределенного аргумента имеют тоже лог-нормальное распределение, можно ожидать, что функции $f(k)$ и $\varrho(k)$ близки к лог-нормальной. Об этом свидетельствует факт, что вычисленные по лог-нормальной аппроксимирующей функции параметры распределений $f(r)$ и $\varrho(k)$ хорошо совпадают с вычисленными прямым путем значениями (см. таблицы I и 2 в [Тамм, I973]). Гипотеза о лог-нормальности функций распределения $f(r)$ и $\varrho(k)$ проверялась и по значениям их высших моментов – коэффициентов асимметрии и эксцесса, вычисленных в логарифмическом масштабе радиусов и подвижностей частиц выборки. В большинстве опытов оба коэффициента несколько превышают 5%-ный критический квантиль их распределения (см. [Большев, Смирнов, I965]) как для $f(r)$,

так и для $\varphi(k)$. Таким образом, кажется, что с вероятностью, превышающей 90%, мы должны считать выдвинутую гипотезу ошибочной. Но так как погрешности определения высших моментов выборки большие и в нашем случае значения этих моментов незначительно превышают 5%-ный квантиль, мы можем считать лог-нормальное приближение функций $f(r)$ и $\varphi(k)$ удовлетворительно согласующимся с опытом. При этом преобразование, происходящее в зарядниках, приближает функцию распределения частиц в некоторой мере к лог-нормальной.

Для исследования корреляционных зависимостей k и q частиц от r на ЭВМ вычислялись и печатались корреляционные таблицы (поля) величин $r - k$ и $\ln r - \ln q$. Вычислялись параметры линейной регрессии и коэффициенты линейной корреляции. Из названных выше корреляционных таблиц, видно, что связь между r и q намного сильнее связи между r и k. Это опять показывает действие диффузионного механизма зарядки – при чисто диффузионной зарядке k и r при данном среднем размере частиц ($\bar{r} \approx 0{,}7$ мкм) становятся некоррелированными, а корреляция r и q сохраняется. Коэффициент линейной корреляции величин r и k порядка $0{,}3 \div 0{,}5$, а величин $\ln r$ и $\ln q$ – $0{,}8 \div 0{,}9$. Коэффициенты регрессионной прямой $k = a'r + b'$ очень сильно изменяются от опыта к опыту и отличаются от значений коэффициентов в (3). Коэффициенты же регрессионной прямой $\ln q = c \ln r + \ln d$ относительно постоянны во всех опытах (для одинаковых условий). Получаем, что заряд частицы q пропорционален радиусу в степени $1{,}4 \div 1{,}6$. Это сходится с результатами Дрозина и Ламера [Дрозин, Ламер, 1959].

5. Тритиевый источник ионизации. Для подавления действия электрического ветра и флуктуаций перераспределения тока, а также для повышения E_0 в зоне зарядки представляется полезным использовать вместо коронирующего острия тритиевый источник β-излучения. Длина пробега β-лучей у трития в среднем ≈ 1 мм, поэтому, создав разность потенциалов между тритиевым источником и каким-то другим электродом, ток в таком промежутке создается носителями одного знака и напоминает коронный разряд. Но ток и плотность заряда на несколько по-

рядков величины меньше, чем в коронном разряде, что и позволяет получить высокую напряженность E_0 в зоне зарядки и ослабить электрический ветер.

Коронирующее острие было заменено цилиндром Ø 5 мм, покрытым титановой фольгой с адсорбированным на ее поверхности тритием. Использовались частицы с $\bar{r}$ = 0,80 мкм; U = = I0,7 кВ, I = 70 нА. Так как скорость зарядки уменьшается с понижением концентрации ионов, то заряд частиц будет сильно зависеть от времени пробега частиц через зону зарядки, т.е. от их скорости (в области малых значений $n_0 t$ $A_1(n_0 t)$ изменяется быстро с изменением $n_0 t$). Поэтому и отношения расходов газовых потоков были выбраны близкими к оптимальным (см. п. 2): Φ_I = 9,I л/мин, Φ_2 = 2,0 л/мин, Φ_3 = 8,6 л/мин. Получился заряженный аэрозоль с параметрами: $\bar{k}$ = 0,49·I0^3 $\frac{см^2}{В \cdot с}$, $\frac{\sigma_k}{\bar{k}}$ = 0,2I ($\frac{\sigma_r}{\bar{r}}$ было равно 0,I0). Большая дисперсия распределения причинена, вероятно, неоднородностями активности на поверхности источника.

6. Выводы.

а) Исследованный генератор мономобильного аэрозоля способен выдавать заряженный аэрозоль с узким спектром подвижностей частиц ($\frac{\sigma_k}{\bar{k}}$ порядка 0,I0). Исследованный диапазон средних подвижностей довольно узок, но его можно расширить: в сторону малых подвижностей использованием тритиевого источника ионизации, в сторону больших подвижностей использованием частиц с большими размерами.

б) Описанный генератор может найти применение для поверки спектрометров заряженных аэрозольных частиц и аэроионов. Его применяли при испытании многоканального спектрометра аэроионов, описанного в [Таммет и др., I973].

в) Исследуемый зарядник может найти применение и для гранулометрии аэрозолей. Для этого надо точнее определить функцию преобразования зарядника и решить интегральное уравнение (2), измерив $g(k)$ аспирационным спектрометром. Функция преобразования имеет выгодный вид для точного решения (2) при сильной напряженности E_0, когда доминирует ударный механизм зарядки.

г) В принципе выгодно коронный источник ионов в заряд-

нике заменить тритиевым, однако стержни, активированные тритием по обычной технологии, недостаточно однородны для реализации преимуществ тритиевого источника.

Автор пользуется возможностью принести благодарность Х.Таммету за постоянную поддержку и ценные советы, и Ю.Кикасу, М.Фишеру и Ю.Тани за помощь в проведении экспериментов.

Литература

Большев Л.Н., Смирнов Н.В. - 1965 - Таблицы математической статистики, М.

Тамм Э. - 1973 - Экспериментальная система для генерирования и определения параметров мономобильного аэрозоля. Наст. сб.

Тамм Э., Фишер М. - 1973 - Определение размеров и зарядов аэрозольных частиц в пределах радиусов от 0,35 до 1,2 мкм ультрамикроскопическим (траекторным) методом. Наст. сб.

Таммет Х. и др. - 1973 - Многоканальный автоматический спектрометр аэроионов. Наст. сб.

Бернер (Berner, A.) - 1964 - Über die Kondensation von Dämpfen hochsiedender Flüssigkeiten zu monodispersen Aerosolen. - Diss. zur Erlangung des Doktorgrades an der phil. Fak. der Universität Wien.

Дрозин, Ламер (Drozin, V.G., La Mer, V.K.) - 1959 - J. Coll. Sci., 14, No. 1, 74-90.

Ламер и др. (La Mer, V.K. et al.) - 1950 - J. Col. Sci., 5, 471-496.

MONOMOBIILSE AEROSOOLI GENERAATORI EKSPERIMENTAALNE UURIMINE

E. Tamm

Resümee

Kahte sõltumatut mõõtmismeetodit (ultramikroskoopi ja aspiratsioonspektromeetrit) kasutades on uuritud monomobiilse aerosooli generaatori üht põhisõlme - koroonalahendusel

töötavat laadimisseadet, kus monodispersse aerosooli osakesed omandavad peaaegu võrdsed laengud, moodustades monomobiilse aerosooli.

Eesmärgiks on selgitada generaatori optimaalne režiim liikuvuste võimalikult kitsa jaotusega aerosooli saamiseks ja keskmise liikuvuse reguleerimise piirid ning uurida võimalusi laaduri kasutamiseks aerosooli elektrilise granulomeetria jaoks.

Selgub, et laaduri aerodünaamiline režiim (kolme gaasijoa ruumkiiruste vahekord) ei mõjuta oluliselt saadava aerosooli liikuvuste spektri laiust. See võimaldab valida gaasijugade ruumkiirusi sõltumatult jaotuse minimaalse laiuse nõudest.

Kitsa jaotuse saamiseks osutub otstarbekaks vähendada koroonavoolu fluktuatsioone kõrgepingeahelasse lülitatud suure takisti (1 GΩ) abil. Keskmise liikuvuse reguleerimiseks võib kasutada koroonapinge U ja osakeste keskmise raadiuse $\bar{r}$ varieerimist. Osakeste liikuvuste järgi jaotuse laius sõltub raadiuste järgi jaotuse laiusest ja mõningal määral ka koroonapingest. Töös on saadud monomobiilset aerosooli keskmise liikuvusega $\bar{k}$ = 0,8 - 3,2 $\frac{cm^2}{V \cdot s}$ ja suhtelise standardhälbega $\frac{\sigma_k}{\bar{k}}$ = 8 - 14%. Triitiumpreparaati koroonateraviku asemel kasutades on võimalik saada tunduvalt väiksemaid liikuvusi, kuid suhteline standardhälve tuleb suurem.

Lähemalt on uuritud osakeste jaotusfunktsioone raadiuse ja liikuvuse järgi f(r) ja φ(k). Mõlemad jaotusfunktsioonid osutuvad lähedasteks logaritmnormaalsele. Liikuvuse ja raadiuse mitte eriti tugev korrelatsioon osutab sellele, et laadimisprotsessis mängib olulist osa difusioonlaadumine. Et katseliselt määratud φ(k) järgi leida f(r) (elektriline granulomeetria), selleks tuleb kasutada suurema väljatugevusega laadurit, kus välja mõjul laadumine on põhiline protsess.

AN EXPERIMENTAL STUDY OF A MONOMOBILE AEROSOL GENERATOR

E. Tamm

Summary

A charging device operating on a corona discharge - a key component of a monomobile aerosol generator - has been investigated by two independent measuring methods (the ultramicroscope and the aspiration spectrometer). In this charging device the particles of monodispersed aerosols attain almost equivalent charges, constituting monomobile aerosols.

The aims of the present investigation were (1) to ascertain the optimum operating regime of the generator for the production of aerosols having as narrow a distribution of mobilities as possible, and (2) to establish the limits of regulating the mean mobility, and (3) to study the possibilities of using a charger for the electrical granulometry of aerosols.

It appears that the aerodynamical regime of the charger (i.e. the relations between the flow-rates of three gas jets) does not essentially affect the width of the resultant spectrum of the aerosol mobilities. This enables one to select the flow-rates of the gas jets independently of the requirement for the minimum width of distribution.

To obtain a narrow distribution, it has proved to be expedient to reduce the fluctuations of the corona current by means of a large resistor (1 GΩ) inserted into a circuit of high voltage. The variation in the corona voltage U and the mean radius of the particles $\bar{r}$ can be used for the regulation of the mean mobility. The width of the distribution according to the mobilities of the particles depends on the width of the distribution according to the radii and to some extent also depends on the corona voltage. In the course of experimentation monomobile aerosols possessing the mean mobility $\bar{k} = 0.8 - 3.2 \frac{cm^2}{V \cdot sec}$ and the relative standard deviation $\frac{\sigma_k}{\bar{k}} = 8 - 14\%$ have been obtained. If a tritium preparation is used instead of a corona point, it is pos-

sible to obtain considerably smaller mobilities but at the same time a larger relative standard deviation.

The distribution function of the partides according to the radiix and mobilities f(r) and φ(k) have been studied. Both distribution functions have proved to be close to the log-normal. Not too high a correlation between the mobility and the radius points to the fact that diffusion charging plays a substantial role in the charging process. In order to establish f(r) determined according to φ (k) (electrical granulometry), a charger with a higher field-strength has to be used where field charging is the basic process.

К АНАЛИЗУ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА СРЕД ПО ИНВАРИАНТНЫМ СВОЙСТВАМ ПРОЕКЦИИ ЧАСТИЦ

Н.К.Наремский, В.Я.Гомолич

В статье рассматриваются погрешности измерения размеров частиц при случайной их ориентации относительно щели сканирования и даются рекомендации, по какому из параметров следует строить закон распределения.

При анализе дисперсного состава сред методом сканирования узкой щелью информация о размерах и форме частиц, на выходе из звена преобразования прибора, поступает в виде отдельных параметров электрического импульса.

Причем амплитуда импульса пропорциональна размеру β (рис.I, этот размер известен в литературе как размер по Мартину), длительность импульса пропорциональна размеру d (этот размер называют размером по Фере), а площадь импульса пропорциональна площади проекции частицы на плоскость сканирования.

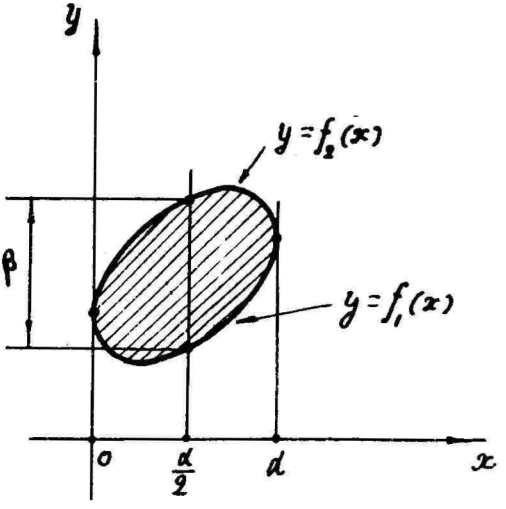


Рис. I.

Пусть проекция частицы на плоскость сканирования произвольно ориентирована в заданной системе координат (x,y) (рис. I). Касательные к контуру частицы, образующие размер по Фере (α), делят его на две кривые:

$$y = f_1(x), \qquad y = f_2(x).$$

Допустим, что для аппроксимации функций $f_1(x)$ и $f_2(x)$ достаточно произвольного выбора четырех интерполяционных узлов.

При сделанных допущениях имеем:

$$f_1(x) = c_0 + c_1x + c_2x^2 + c_3x^3,$$

$$f_2(x) = b_0 + b_1x + b_2x^2 + b_3x^3.$$

Обозначим:

$$h(x) = f_2(x) - f_1(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2 + a_3x^3,$$

где

$$a_0 = b_0 - c_0, \quad a_1 = b_1 - c_1, \quad a_2 = b_2 - c_2, \quad a_3 = b_3 - c_3.$$

Тогда площадь проекции частицы на плоскость сканирования определится:

$$S = \int_0^{\alpha} h(x)dx = a_0\alpha + \frac{a_1}{2}\alpha^2 + \frac{a_2}{3}\alpha^3 + \frac{a_3}{4}\alpha^4. \qquad (I)$$

Преобразуем правую часть уравнения (I):

$$S = \frac{\alpha}{6}\left[a_0 + 4\left(a_0 + a_1\frac{\alpha}{2} + a_2\frac{\alpha^2}{4} + a_3\frac{\alpha^3}{8}\right) + \left(a_0 + a_1\alpha + a_2\alpha^2 + a_3\alpha^3\right)\right] =$$

$$= \frac{\alpha}{6}\left[h(0) + 4h\left(\frac{\alpha}{2}\right) + h(\alpha)\right] = \frac{\alpha}{6}(0 + 4\beta + 0) = \frac{2}{3}\alpha\beta.$$

Окончательно:

$$S = \frac{2}{3}\alpha\beta. \qquad (2)$$

Полученный результат является частным случаем формулы Симпсона.

Рассмотрим конкретный случай, когда задано аналитическое выражение, описывающее контур проекции частицы. Пусть контуром проекции частицы является эллипс с полуосями a и b. Поместим начало координат в центр эллипса (рис.2) и покажем, что произведение $\alpha\beta$ не зависит от положения эллипса, т.е. от угла φ.

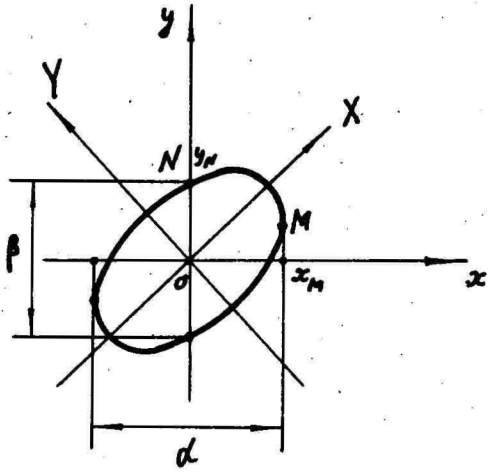


Рис. 2.

Запишем исходные уравнения:

$$\frac{X^2}{a^2} + \frac{Y^2}{b^2} = 1$$

$$\begin{cases} X = x\cos\varphi + y\sin\varphi \\ Y = -x\sin\varphi + y\cos\varphi. \end{cases} \qquad (3)$$

Система (3) получена преобразованием декартовых прямоугольных координат при повороте осей на угол φ.

Тогда координаты точки M (рис. 2) определятся из системы:

$$\begin{cases} \dfrac{(x\cos\varphi + y\sin\varphi)^2}{a^2} + \dfrac{(x\sin\varphi - y\cos\varphi)^2}{b^2} = 1 \quad (4) \\ \dfrac{dx}{dy} = 0 \end{cases}$$

Из равенства полных дифференциалов от обеих частей первого уравнения системы (4) получим:

$$\frac{dx}{dy} = \frac{-2b^2\sin\varphi(x\cos\varphi + y\sin\varphi) + 2a^2\cos\varphi(x\sin\varphi - y\cos\varphi)}{2b^2\cos\varphi(x\cos\varphi + y\sin\varphi) + 2a^2\sin\varphi(x\sin\varphi - y\cos\varphi)}.$$

Приняв во внимание второе уравнение системы (4), найдем:

$$a^2\cos\varphi(x\sin\varphi - y\cos\varphi) = b^2\sin\varphi(x\cos\varphi + y\sin\varphi).$$

Приведя к общему знаменателю первое уравнение системы (4), получим новую систему:

$$\begin{cases} a^2\cos\varphi(x\sin\varphi - y\cos\varphi) = b^2\sin\varphi(x\cos\varphi + y\sin\varphi) \\ b^2(x\cos\varphi + y\sin\varphi)^2 + a^2(x\sin\varphi - y\cos\varphi)^2 = a^2b^2. \end{cases} \quad (5)$$

Из системы (5) получим:

$$\begin{cases} x\cos\varphi + y\sin\varphi = \dfrac{a^2\cos\varphi}{\sqrt{a^2\cos^2\varphi + b^2\sin^2\varphi}} \\ x\sin\varphi - y\cos\varphi = \dfrac{b^2\sin\varphi}{\sqrt{a^2\cos^2\varphi + b^2\sin^2\varphi}} \end{cases} \quad (6)$$

Для определения абсциссы точки M примем $y = 0$, а также левую и правую части первого уравнения системы (6) умножим на $\cos\varphi$, а второе уравнение на $\sin\varphi$, после чего, сложив почленно уравнения, получим:

$$x_M = \sqrt{a^2\cos^2\varphi + b^2\sin^2\varphi}. \quad (7)$$

Для определения ординаты точки N в первое уравнение системы (4) подставим $x = 0$, тогда получим:

$$y_N = \frac{ab}{\sqrt{a^2\cos^2\varphi + b^2\sin^2\varphi}}. \qquad (8)$$

Как следует из рис.2:

$$\alpha = 2x_M = 2\sqrt{a^2\cos^2\varphi + b^2\sin^2\varphi}, \qquad (9)$$

$$\beta = 2y_N = \frac{2ab}{\sqrt{a^2\cos^2\varphi + b^2\sin^2\varphi}}. \qquad (10)$$

Из (9) и (10) найдем $\alpha\beta = 4ab$. Так как площадь эллипса равна $S = \pi ab$, то отсюда следует: $S = \frac{\pi}{4}\alpha\beta$. Последнее равенство, как и формула (2), доказывает свойство инвариантности параметра $\alpha\beta$ относительно линейного преобразования координат в плоскости проекции.

Рассмотрим влияние формы частицы на относительную погрешность измерения размеров α и β на примере квазиэллипсоидной совокупности.

Для характеристики формы частицы рассмотрим эксцентриситет эллипса e, который связан с коэффициентом сжатия k соотношением:

$$e^2 + k^2 = 1.$$

Из (9) следует:

$$\alpha = 2a\sqrt{\cos^2\varphi + \frac{b^2}{a^2}\sin^2\varphi} = 2a\sqrt{1 - e^2\sin^2\varphi}.$$

Определим математическое ожидание размера α для интервала $\left[0; \frac{\pi}{2}\right]$ угла φ.

Так как в этом промежутке угол φ распределен равномерно, то:

$$\bar{\alpha} = \frac{2}{\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}} 2a\sqrt{1 - e^2\sin^2\varphi}\, d\varphi = \frac{4a}{\pi}E(e),$$

где: $E(e)$ – полный эллиптический интеграл Лежандра второго рода.

Вычислим дисперсию α:

$$\sigma_\alpha^2 = M[\alpha^2] - \bar{\alpha}^2 = \frac{2}{\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(2a\sqrt{1-e^2\sin^2\varphi}\right)^2 d\varphi - \frac{16a^2}{\pi^2}E^2(e) =$$

$$= \frac{8a^2}{\pi}\left[\varphi - e^2\left(\frac{\varphi}{2} - \frac{1}{4}\sin 2\varphi\right)\right]\Bigg|_0^{\frac{\pi}{2}} - \frac{16a^2}{\pi^2}E^2(e) =$$

$$= 4a^2\left[1 - \frac{e^2}{2} - \frac{4}{\pi^2}E^2(e)\right],$$

откуда найдем среднеквадратичное отклонение (погрешность):

$$\sigma_\alpha = 2a\sqrt{1 - \frac{e^2}{2} - \frac{4}{\pi^2}E^2(e)}. \qquad (11)$$

Оценку относительной погрешности дает коэффициент вариации:

$$\varepsilon_0^\alpha = \frac{\sigma_\alpha}{\bar{\alpha}} = \frac{2a\sqrt{1 - \frac{e^2}{2} - \frac{4}{\pi^2}E^2(e)}}{\frac{4a}{\pi}E(e)} = \sqrt{\frac{\pi^2(2-e^2)}{8E^2(e)} - 1}.$$

Заменив e^2 на $1 - k^2$, получим:

$$\varepsilon_0^\alpha = \sqrt{\frac{\pi^2(1+k^2)}{8E^2(\sqrt{1-k^2})} - 1}. \qquad (12)$$

Обозначим:

$$f = \frac{\pi^2(1+k^2)}{8E^2(\sqrt{1-k^2})},$$

тогда:

$$\varepsilon_0^\alpha = \sqrt{f - 1}. \qquad (13)$$

Из (I3) следует, что относительная ошибка определения размера α методом сканирования узкой щелью зависит от формы частицы (т.е. от коэффициента f). При этом, чем меньше коэффициент сжатия k , тем больше будет относительная погрешность ε_0^{α}.

Аналогично получим для размера β.

$$\bar{\beta} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{2}{\pi} \frac{2b}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \varphi}} d\varphi = \frac{4b}{\pi} F(e). \qquad (I4)$$

Здесь: $F(e)$ – полный эллиптический интеграл Лежандра первого рода.

$$\sigma_\beta^2 = 4ab - \frac{16b^2}{\pi^2} F^2(e) = \frac{4b^2}{k} - \frac{16b^2}{\pi^2} F^2(e);$$

$$\varepsilon_0^{\beta} = \frac{2b\sqrt{\frac{1}{k} - \frac{4}{\pi^2} F^2(e)}}{\frac{4b}{\pi} F(e)} = \sqrt{\frac{\pi^2}{4kF^2(e)} - 1}.$$

Обозначив

$$\theta = \frac{\pi^2}{4kF^2(e)},$$

получим:

$$\varepsilon_0^{\beta} = \sqrt{\theta - 1}. \qquad (I5)$$

Не трудно видеть, что и относительная ошибка определения размера β зависит от коэффициента сжатия k ,т.е. от формы частицы, причем, чем меньше коэффициент сжатия, тем выше ошибка.

Расчеты показывают, что при $k < 0{,}5$, относительная погрешность измерения размеров как α , так и β более 20%.

Следовательно, при сканировании узкой щелью среднеарифметический размер частицы $\frac{\alpha + \beta}{2}$ будет зависеть от формы

частицы и ее ориентации относительно щели.

Если не учитывать этого и строить распределение по среднеарифметическому размеру частиц, то ошибка измерения размера частиц неправильной формы может достигать довольно большой величины.

Среднегеометрический размер $\delta = \sqrt{\alpha\beta}$ не зависит от ориентации проекции частицы относительно щели сканирования. Это следует из свойства инвариантности произведения $\alpha\beta$. Поэтому закон распределения надо строить по среднегеометрическому размеру частиц.

KESKKONDADE DISPERSSE KOOSTISE ANALÜÜSIST OSAKESTE PROJEKTSIOONIDE INVARIANTSETE OMADUSTE JÄRGI

N. Naremski, B. Gomolitš

Resümee

Analüüsitakse osakeste lineaarmõõtmete määramise viga juhul, kui osakesed on juhuslikult orienteeritud skaneerimissuuna suhtes. On toodud soovitused osakese määrava lineaarmõõtme valimiseks, nii et selle mõõtmise viga ei sõltuks osakeste orientatsioonist.

ON THE ANALYSIS OF A DISPERSED COMPOSITION OF ENVIRONMENTS ACCORDING TO INVARIANT CHARACTERISTICS OF PROJECTIONS OF PARTIKLES

N. Naremsky and B. Gomolich

Summary

The paper presents an analysis of the error of determining linear measurements of aerosol particles in case the particles are randomly orientated in the direction of scanning. Suggestions have been made on how to select a definite linear measurement would not depend on the orientation of the particles.

II

ПРИЛОЖЕНИЯ АЭРОЗОЛЕЙ И АЭРОИОНОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ ПНЕВМАТИЧЕСКОГО РАСПЫЛИТЕЛЯ С ИНДУЦИРУЮЩИМ ЭЛЕКТРОДОМ

Л.Ю. Виснапуу

I. Введение

Известно несколько вариантов конструктивного выполнения пневматических распылителей с индуцирующим электродом [Буркхардт, 1935; Китаев, 1958; Рейнет, Таммет, 1959; Китаев, Прошин, 1966; Щетилин, Кекин, 1966; Рейнет, Виснапуу, 1967; Виснапуу, Рейнет, 1968]. Относительно простое устройство, невысокое напряжение питания и удобство в управлении обусловливают большой интерес к этим распылителям со стороны специалистов, применяющих и изучающих электрически заряженные аэрозоли. Однако зависимости между конструктивными и режимными параметрами названных генераторов электроаэрозолей исследованы весьма мало. Отсутствуют основы расчета новых конструкций и затруднен выбор оптимального рабочего режима таких генераторов. Данная работа посвящена экспериментальному определению основных характеристик пневматического распылителя с центральным жидкостным соплом и периферийным газовым соплом, снабженного индуцирующим электродом. Описана методика измерений, которая может быть применена при исследовании различных типов генераторов электроаэрозолей.

2. Экспериментальный распылитель

Опыты проводились на экспериментальном распылителе, жидкостное и газовое сопла которого являются сменными. Конструктивная схема и условные обозначения геометрических параметров сопл этого распылителя показаны на рис. I.

Центральное жидкостное сопло I установлено по оси цилиндрической полости корпуса 2. В последний ввернута вставка 3, осевое отверстие которой вместе с внешней поверхностью сопла образуют периферийное газовое сопло в виде кольцевого ка-

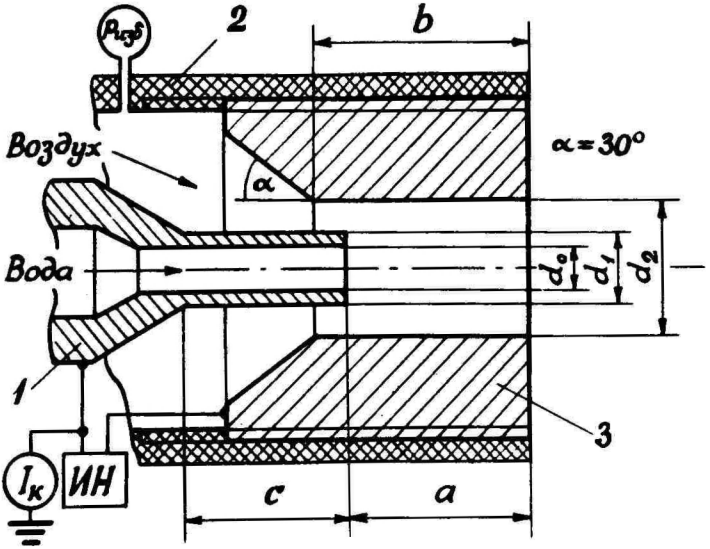


Рис. 1. Условные обозначения геометрических параметров сопл экспериментального распылителя: 1 - жидкостное сопло; 2 - корпус; 3 - вставка (индуцирующий электрод); ИН - источник напряжения.

нала. Поворотом вставки 3 по резьбе корпуса 2 изменяется относительное расположение выходного сечения жидкостного сопла и входного сечения цилиндрической части газового сопла, характеризуемое параметрами a и b .

Числовые значения основных размеров и комбинации сопл, примененных в опытах, представлены в табл. I.

Таблица I

Основные размеры сопл экспериментального распылителя (обозначения по рис. I)

d_0, мм	d_1, мм	d_2, мм
I	2	3,4,5,6
2	3	4,5,6
3	4	5,6

Значения d_0 и d_2 выбраны произвольно, d_1 – по возможности малыми, но настолько большими, чтобы обеспечить необходимую прочность жидкостного сопла. $b = 2\,d_2$, при котором согласно нижеприводимым опытным данным конвекционный ток максимален. $c \geqslant 3d_1$, чтобы параметру a можно было задавать и малые значения, существенно не изменяя входное сечение газового сопла.

Для обеспечения электризованности капель, образующихся в процессе распыления жидкости, на вставку 3 от источника ИН подается постоянное напряжение относительно сопла 1. Измеритель тока I_k, соединяющий систему "распылитель – источник напряжения" с землей, позволяет определять конвекционный ток как количество заряда, уносимого каплями распыленной жидкости за единицу времени.

Для контроля давления сжатого газа непосредственно перед газовым соплом служит манометр $P_{изб}$, соединенный с полостью корпуса 2.

Описанный распылитель работает следующим образом. Сжатый газ (воздух), поданный в полость корпуса 2, вытекает через кольцевой канал, образованный внешней поверхностью сопла I и отверстием вставки 3, во внешнюю среду. При этом в торцовой части жидкостного сопла I, расположенной в суженном сечении газового сопла, возникает разрежение, в результате которого через сопло I засасывается жидкость. Последняя приходит в соприкосновение со струей газа, которая дробит ее на капли и увлекает с собой. Таким образом создается двухфазная (аэро-

зольная) струя, состоящая из смеси газа с каплями жидкости. Электрическое поле между струей жидкости, вытекающей из сопла I, и вставкой 3 индуцирует на поверхности жидкости заряды, остающиеся на каплях. Струя газа при этом предотвращает короткое замыкание между распыливаемой жидкостью и индуцирующим электродом 3.

3. Методика измерений

Общая схема измерения рабочих параметров распылителя изображена на рис. 2. В качестве распыливающего газа применялся сжатый воздух, подаваемый в распылитель Р через редуктор из баллона ИГ, в который периодически накачивали воздух компрессором марки КВД – Г с конечным давлением сжатия 60 ат. Давление воздуха перед газовым соплом распылителя изменяли редуктором и измеряли манометром $P_{изб}$ типа МП (0...6 ат). Распыливаемой жидкостью являлась водопроводная вода, которую наливали в резервуар РЖ – измерительный цилиндр. Источником напряжения, подаваемого на индуцирующий электрод распылителя, служил выпрямитель ИН на полупроводниковых диодах с умножением напряжения (до 2,2 кВ), питаемый с целью изоляции схемы от земли через трансформатор Тр I:I. Названная изоляция необходима для измерения конвекционного тока капель распыла измерителем тока I_k, являющимся единственной цепью заземления схемы. Для определения тока утечки, или проводимости между струей жидкости и индуцирующим электродом в цепь последнего включен измеритель тока $I_{ут}$. Как конвекционный, так и ток утечки измеряли микроамперметрами типа М 109 (0-10-50--200-1000 мкА). Напряжение индуцирующего электрода регулировали при помощи автотрансформатора, через который питали трансформатор Тр, и контролировали статическим киловольтметром U типа С 50 (с пределами измерения 0,6; 1,0 и 3,0 кВ). При оценке разрежения, возникающего в жидкостном сопле распылителя Р, к соответствующему штуцеру для подачи жидкости присоединяли манометр типа ОБМВ-100 (-1,0...0...1,5 ат). Для ограничения возвращения заряженных капель из аэрозольной

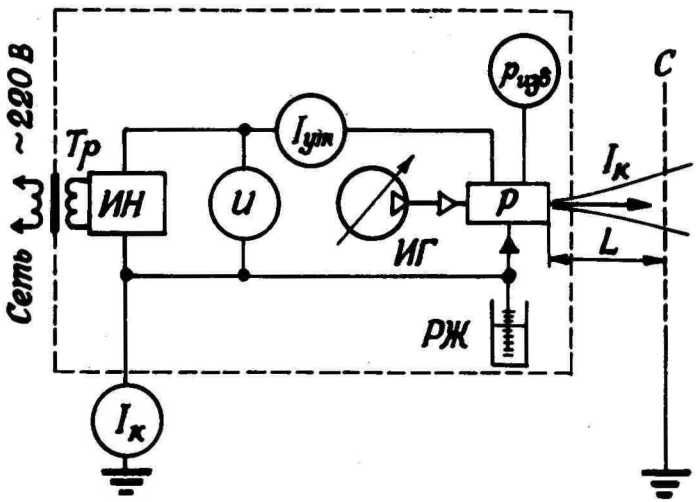


Рис. 2. Схема измерения основных рабочих параметров распылителя: ИГ – источник сжатого газа; ИН – источник индуцирующего напряжения; Р – распылитель с индуцирующим электродом; РЖ – резервуар распыливаемой жидкости; С – заземленная сетка; Тр – изолирующий трансформатор; $I_к$ – измеритель конвекционного тока; $I_{ут}$ – измеритель тока утечки; L – расстояние начального сечения струи от сетки С; $P_{изб}$ – манометр, показывающий избыточное давление газа перед газовым соплом; U – измеритель напряжения индуцирующего электрода.

струи обратно на распылитель перпендикулярно оси струи устанавливали заземленную сетку С. Длина отсеченного сеткой участка струи, из которого заряды могут осаждаться на распылитель и связанные с ним узлы схемы, обозначена L.

Массовый расход сжатого воздуха при критическом режиме истечения [Вукалович, Новиков, 1968] определяли по формуле

$$M_г = 0{,}21\, S_o\, (P_{изб} + 1), \qquad г/с, \qquad (1)$$

где S_o – площадь поперечного сечения газового сопла, мм^2;
$P_{изб}$ – избыточное давление воздуха перед соплом, ат.
В рассматриваемом распылителе $S_o = \frac{\pi}{4}(d_2^2 - d_1^2)$
и

$$M_г = 0{,}16\, (d_2^2 - d_1^2)(P_{изб} + 1), \qquad г/с. \qquad (2)$$

Массовый расход распыливаемой воды измеряли как

$$M_ж = \Delta m_ж / \Delta t, \qquad г/с, \qquad (3)$$

где $\Delta m_ж$ – масса воды, г, распыленной за время Δt, с, которые определяли соответственно по снижению уровня воды в измерительном цилиндре и по секундомеру.

Массовый медианный радиус капель вычисляли по эмпирической формуле, полученной на основе опытных данных Голицина и др. [1951], исследовавших пневматический распылитель с соплами, которым сопла нашего распылителя аналогичны,

$$r_m = 18 \frac{M_ж}{M_г}\, d_o^{0,5}, \qquad мкм, \qquad (4)$$

где d_o – диаметр жидкостного сопла, мм.

Названные опытные данные относятся к следующим условиям: $P_{изб}$ =1...3 ат; $M_ж/M_г$ = 0,1...0,9; d_o = 1,6...3,9 мм; осаждение капель в масло на расстоянии 0,6 м от начального сечения струи. Значения r_m, вычисленные по формуле (4), отличаются от опытных не более чем на 20%.

Конвекционный ток и ток утечки измеряли по схеме, представленной на рис. 2. Метод измерения конвекционного тока основан на законе сохранения электрического заряда, согласно которому количество заряда, уносимого каплями распыленной жидкости из изолированного участка схемы, равно количеству заряда, притекающего в этот участок через измеритель тока I_k. На

рис. 2 указанный участок цепи обведен прерывистой линией. Можно показать, что для того, чтобы относительная погрешность измерения конвекционного тока не превышала δ_{Ik}, должно выполняться условие

$$R_{из} > \left(\frac{1}{\delta_{Ik}} - 1\right) R_{пр}, \qquad (5)$$

где $R_{из}$ – сопротивление изоляции распылителя и с ним электрически связанных приспособлений без измерителя тока I_k,

$R_{пр}$ – внутреннее сопротивление измерителя тока I_k.

Эффективность удаления заряженных частиц от распылителя оценивали по формуле

$$K = I_k(L)/I_k(0), \qquad (6)$$

где $I_k(L)$ и $I_k(0)$ – сила конвекционного тока при расстоянии между начальным сечением струи и заземленным телом перед распылителем, соответственно равном L и 0.

Удельный заряд капель определяли как

$$Q = I_k/M_ж. \qquad (7)$$

Объемную плотность заряда измеряли аспирационным счетчиком аэроионов типа САИ-ТТУ [Таммет, 1967, с.184–197]. При этом частные плотности заряда вычисляли по формулам, полученным на основании [Таммет, 1967, с.145],

$$\rho(0{,}05;\infty) = 2P(0{,}063) - P(0{,}032),$$
$$\rho(0{,}005;0{,}05) = 2[P(0{,}0063) - P(0{,}063)] - [P(0{,}0032) - P(0{,}032)],$$
$$\rho(0{,}0005;0{,}005) = 2[P(0{,}00063) - P(0{,}0063)] - [P(0{,}00032) - P(0{,}0032)], \qquad (8)$$

где $\rho(k_1, k_2)$ – плотность заряда (элем. зар. $см^{-3}$) частиц с подвижностью ($см^2 В^{-1} с^{-1}$), заключенной в промежутке подвижностей (k_1, k_2); $P(k_o)$ – условная плотность заряда (показание счетчика) при предельной подвижности k_o.

4. Результаты исследования

Целью проведенного исследования было выявление зависимости основных величин, характеризующих работу генератора электроаэрозолей, от его конструктивных и режимных параметров. К этим основным величинам отнесены массовый расход жидкости $M_ж$, конвекционный ток I_k, ток утечки $I_{ут}$ и способность эжекции, определяемая разрежением $p_в$ в жидкостном сопле. Конструктивными параметрами названы геометрические размеры сопл d_0, d_1, d_2, b и параметр их взаимного расположения a, а режимными параметрами – избыточное давление $P_{изб}$ сжатого воздуха перед газовым соплом, напряжение U, подаваемое на индуцирующий электрод, и расстояние L от выходного сечения распылителя до ближайшего заземленного тела в направлении струи распыла.

Значения таких величин как массового расхода газа $M_г$, массового медианного радиуса r_m, удельного заряда Q и эффективности удаления заряженных частиц κ находили расчетным путем, исходя из имеющихся данных по вышеназванным величинам и параметрам.

Объемную плотность заряда ρ измеряли в качестве примера только в двух режимах работы распылителя.

Условия, при которых определяли те или другие зависимости, указаны на соответствующих рисунках.

Зависимость расхода $M_ж$ и тока I_k от параметров a и b представлена на рис. 3. Области изменения этих величин в зависимости от значений a в пределах от 0 до b и значений b от 2 до 8 мм отмечены штриховкой. Наибольшие значения $M_ж$ достигались в среднем при $a = 0{,}5b$, а наибольшие значения I_k и наименьшие значения $M_ж$ при $a = b$. Наименьшие значения I_k получались при $a = 0$. На основании приведенных данных, желая обеспечить по возможности сильную заряженность капель распыла, целесообразно выбрать $b = 1{,}5 \ldots 2d_2$ и $a = b$.

Последнее условие иллюстрируется рис. 4, на котором изображена зависимость I_k, а также $M_ж$ от соотношения a и

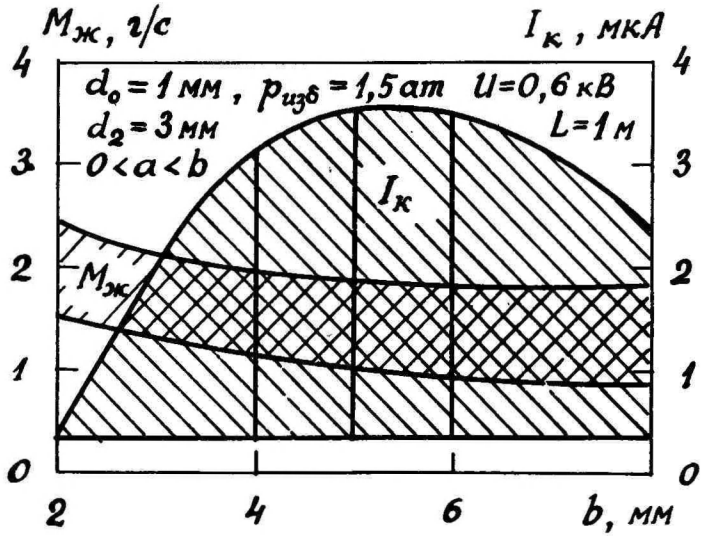


Рис. 3. Зависимость расхода жидкости и конвекционного тока от геометрических параметров сопл.

b . Видно, что при a → b I_k резко возрастает. Это свидетельствует о повышенной эффективности электризации распыляемой жидкости тогда, когда выходное сечение жидкостного сопла совмещено с входным сечением цилиндрического канала индуцирующего электрода. В таком случае, вероятно, имеет место оптимальное с точки зрения создания заряженных частиц взаимодействие струй газа и жидкости в электрическом поле. Указанный максимум I_k замечен при различных комбинациях сопл разных размеров. Приводимые ниже графики получены при a = = 0,8...1b.

Изменение угла α (рис. I) в пределах от 30 до 90° не приводило к заметным изменениям расхода $M_ж$ и тока I_k .

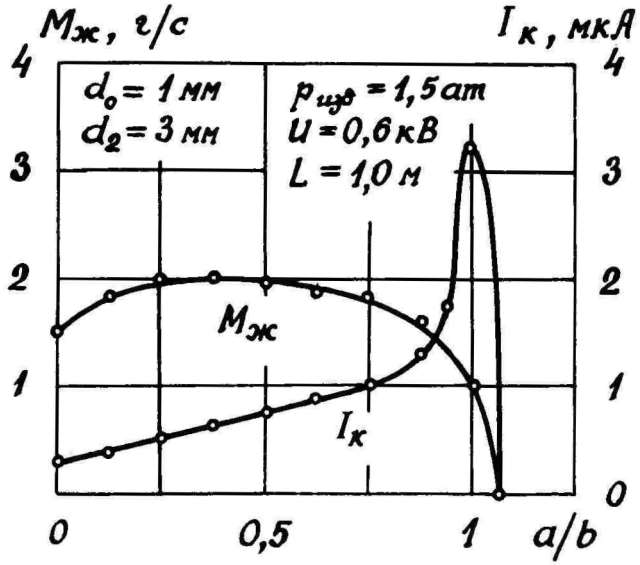


Рис. 4. Зависимости расхода жидкости и конвекционного тока от взаимного расположения сопл.

Типичные зависимости способности эжекции $P_в$, расхода $M_ж$ и тока $I_к$ от давления $P_{изб}$ для сопл разного сечения показаны на рис. 5. Данные всех трех рисунков а, б и в получены при значениях a, L и U, указанных на рис. 5в. При этом U задавались такие значения, чтобы расчетная напряженность электрического поля во всех случаях имела постоянное значение, равное 2 кВ/мм.

Как видно, $P_в$ весьма сильно зависит от $P_{изб}$; при $P_{изб} \approx 0{,}5\,d_0$ (мм) ат оно имеет резко выраженный максимум, равный 0,45 ат при всех трех рассмотренных комбинациях сопл. Следовательно, при указанном значении $P_{изб}$ распылитель может подсасывать воду на высоту до 4 м.

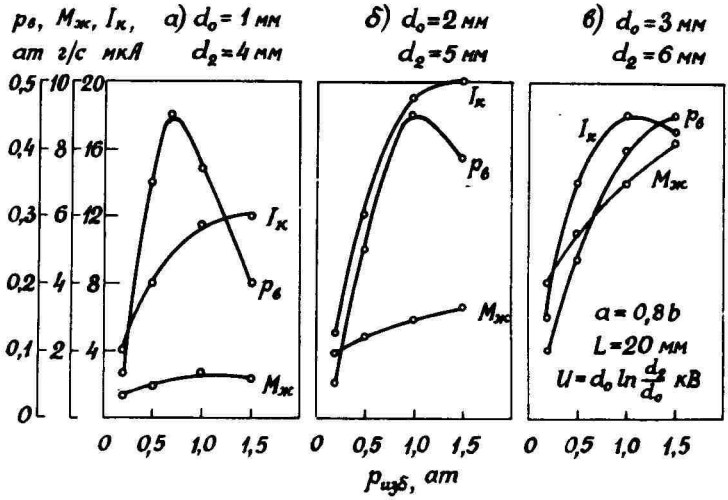


Рис. 5. Зависимости способности эжекции, конвекционного тока и расхода жидкости от избыточного давления сжатого воздуха при различных размерах сопл.

$M_ж$ и $I_к$ растут с увеличением $P_{изб}$ и d_o. Для условий, когда d_o = I, 2, 3 мм, d_2 = 3, 4, 5, 6 мм, a = 0,8b, $U/(d_2-d_o)$ = 0...1 кВ/мм, $P_{изб}$ = 0,5...2,0 ат и L = 20 мм, подобраны эмпирические формулы

$$M_ж = 2{,}9 p_{изб}^{0,3} d_o^2 (d_2 - d_1) e^{-(d_2-d_1)}, \text{ г/с}, \quad (9)$$

$$I_к = 22U p_{изб}^{0,5} d_o^{-0,5} e^{-\frac{d_2-d_1}{2d_o}}, \quad \text{мкА}, \quad (10)$$

Вычисленные по этим формулам значения имеют отклонения от соответствующих опытных данных не более 20 %.

Зависимость $I_к$ от $M_ж$ при различных фиксированных значениях a изображена на рис. 6. При этом $M_ж$ регулировали

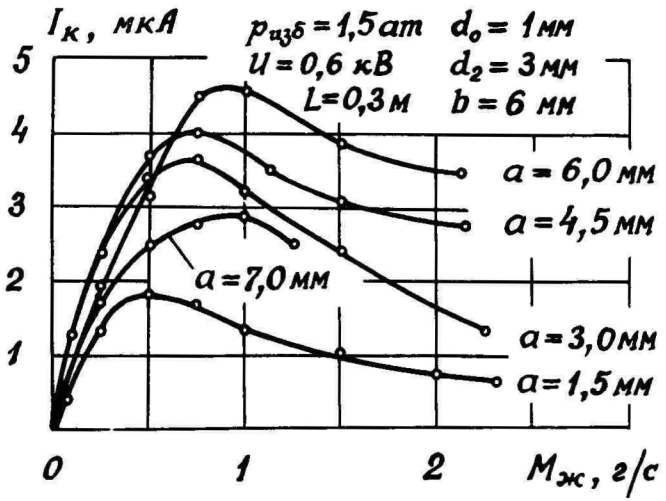


Рис. 6. Зависимость конвекционного тока от расхода жидкости при различных взаимных расположениях сопл.

зажимом шланга подачи воды в распылитель. Самые правые точки приведенных графиков соответствуют свободному поступлению воды в распылитель (без зажима). При каждом значении a, как видно, существует такое значение $M'_ж$, при котором конвекционный ток имеет максимальное значение I'_k. Можно заметить, что как $M'_ж$, так и I'_k пропорциональны $(a/b)^{0,5}$, если $a \leqslant b$. Наибольшее значение I_k имеет место при $a = b$. По

мере усиления неравенства $a > b$ I_k резко падает до 0, как видно по рис.4.

Зависимости I_k от U при различных значениях $P_{изб}$ показаны на рис. 7. С увеличением U до определенного значения U' наблюдается практически линейное возрастание I_k, затем

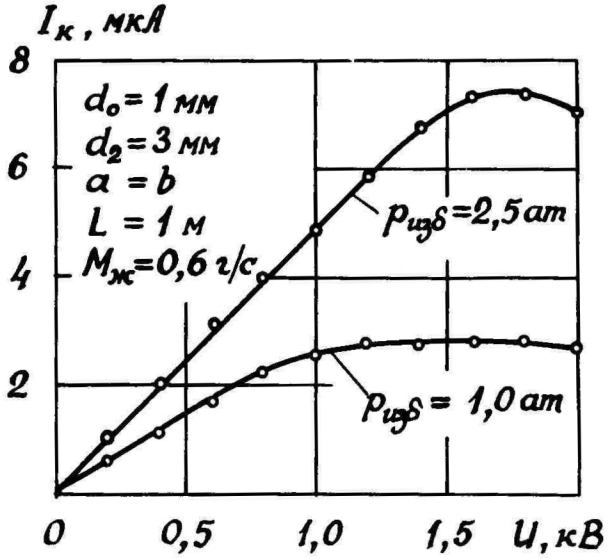


Рис. 7. Зависимость конвекционного тока от напряжения индуцирующего электрода.

следует пологий максимум I_k' и далее происходит постепенное уменьшение его. Указанные значения U' и I_k' пропорциональны $P_{изб}$. Описанное поведение I_k при $U > U'$ можно объяснить усиливающимся осаждением образующихся заряженных капель на индуцирующий электрод, обусловленным увеличением напряженности электрического поля в зоне распыления. Оптимальная расчетная напряженность электрического поля, при которой дости-

гается наибольший конвекционный ток, согласно полученным данным составляет

$$E_{опт} = 2U_{опт}/(d_o \ln\frac{d_2}{d_o}) = 2 \cdot 1{,}5/(1 \cdot \ln 3) \approx 3 \text{ кВ/мм}.$$

Графики зависимостей I_k и $I_{ут}$ от $P_{изб}$ сопоставлены на рис. 8.

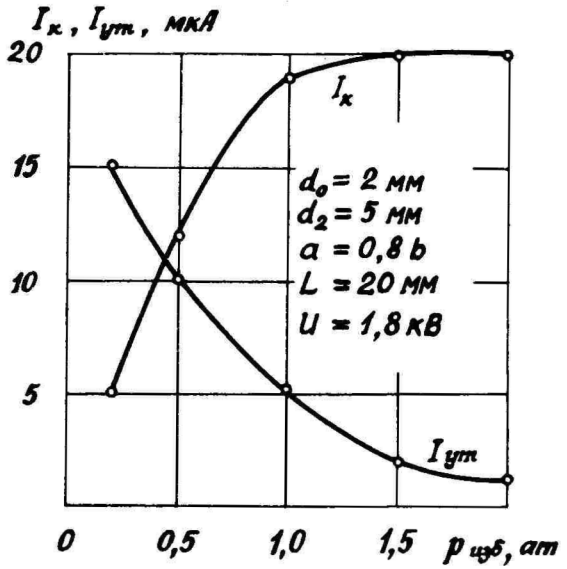


Рис. 8. Зависимости конвекционного тока и тока утечки от избыточного давления сжатого воздуха.

С увеличением $P_{изб}$ происходит возрастание I_k и падение $I_{ут}$. Это свидетельствует о том, что с увеличением расхода газа повышается эффективность удаления заряженных частиц из зоны их образования. Скорость изменения указанных величин значительна при низких давлениях, при $P_{изб} > 1{,}5$ ат соответствующие зависимости становятся слабыми.

Аналогичные графики зависимостей $I_к$ и $I_{ут}$ от L представлены на рис. 9. С увеличением L наблюдается практически линейное убывание $I_к$ и возрастание $I_{ут}$. Последнее

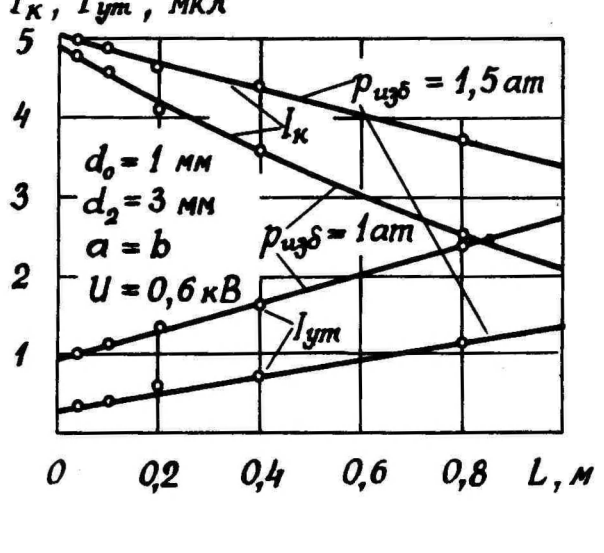


Рис. 9. Зависимости конвекционного тока и тока утечки от расстояния до заземленной сетки.

объясняется увеличением доли заряженных частиц, возвращающихся из струи на распылитель. Как видно из рисунка, при постоянном L $I_к$ тем выше и $I_{ут}$ тем ниже, чем больше $P_{изб}$. Кроме того, согласно полученным нами данным, падение $I_к$ с увеличением L тем круче, чем меньше параметр a и больше $M_к$ при прочих равных условиях.

На основании графиков, изображенных на рис. 8 и 9, составлена эмпирическая формула для эффективности удаления за-

ряженных частиц

$$K = e^{-0,6L/P_{изб}}, \qquad (II)$$

где $L = 0...I$ м, $P_{изб} = 0,5...2,0$ ат. Отклонения рассчитанных по этой формуле значений от соответствующих опытных данных не превышают I0%.

Согласно формулам (6) и (II), приняв $I_k(0) = I_k(20\ мм)$, выраженному формулой (I0), имеем

$$I_k(L) = 22\ U P_{изб}^{0,5} d_o^{-0,5} e^{-\frac{d_2-d_1}{2d_o} - \frac{0,6L}{P_{изб}}}, \text{ мкА}. \qquad (12)$$

Подставив в формулу (4) выражения (2) и (9), получим массовый медианный радиус частиц

$$r_m = \frac{320\ P_{изб}^{0,3} d_o^{2,5}}{(P_{изб}+1)(d_2+d_1)} e^{-(d_2-d_1)}, \text{ мкм}, \qquad (I3)$$

где $P_{изб} = I...2$ ат.

По формуле (7) с учетом (9) и (I0) находим удельный заряд выходящих из генератора частиц

$$Q = \frac{7,6\ U\ p_{изб}^{0,2}}{d_o^{2,5}\ (d_2-d_1)} e^{-d_2-d_1-\frac{d_2-d_1}{2d_o}}, \quad \text{мкКл/г}. \qquad (I4)$$

В качестве примера можно оценить значение r_m и Q при наиболее эффективных условиях диспергирования и заряжения в рассмотренных нами пределах изменения параметров. Пусть $d_o = I$ мм, $d_1 = 2$ мм, $d_2 = 6$ мм, $P_{изб} = 2$ ат, $U = 4$ кВ, тогда по формулам (I3) и (I4) получим: $r_m = 3$ мкм и $Q = 60$ мкКл/г.

Сравним указанную степень электризации частиц с результатами других авторов. По данным Дунского и Китаева [I960] при пневматическом распылении веретенного масла с индукционным заряжением капли с $r = 3$ мкм имели $Q = I8$ мкКл/г. В опытах Хогана и Хендрикса [I965] при электрическом распылении глицерина в вакууме образовались капли с $r = 6,7$ мкм

и Q = 57 мкКл/г. При заряжении электропроводящих частиц с r = 3 мкм в максимально сильном электрическом поле (10^6 В/м) коронного разряда [Мирзабекян, 1969] предельный удельный заряд составляет 27 мкКл/г.

Достигнутый нами удельный заряд капель воды равен примерно 0,1 того значения, при котором эти капли должны распадаться по критерию неустойчивости Рэлея.

Распределение объемной плотности заряда по подвижностям частиц определяли в открытой струе. Результаты измерений приведены в табл. 2.

Таблица 2

Частные плотности заряда частиц в струе генератора электроаэрозолей на расстоянии 1,5м от ее начального сечения

d_0 = 1 мм; d_1 = 2 мм; d_2 = 3 мм;
$M_{возд}$ = 2,7 г/с; $M_{воды}$ = 0,2 г/с.

Промежутки подвижностей частиц аэрозоля, 10^{-6} м^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$	Частная плотность заряда ρ, нКл/м^3			
	Отрицательное заряжение (U = 1 кВ; $I_к$ = 2 мкА)		Без заряжения (U = 0; $I_к$ = 0)	
	$\rho-$	$\rho+$	$\rho-$	$\rho+$
(5,0; ∞)	860	-	30	20
(0,5; 5,0)	320	-	70	70
(0,05; 0,5)	60	-	30	30

Как видно, в режиме заряжения в струе распыла преобладают легкие по подвижности заряженные частицы. Противоположно заряженных частиц настолько мало, что прибор не регистрирует их. Без заряжения максимум плотности заряда приходится на средние частицы.

Сравнивая полученное распределение плотности заряда по подвижностям с аналогичными распределениями в камерах [Китаев, 1962; Виснапуу, Рейнет, 1970], заметно, что относительная доля плотности заряда средних и тяжелых частиц в откры-

той струе значительно меньше, чем в закрытом объеме. Это обусловлено тем, что в первом случае частицы испаряются, в связи с чем их подвижность увеличивается.

Таким образом, применение электростатической индукции при пневматическом распылении жидкостей позволяет получить заряженные частицы, степень электризованности которых не уступает достигаемой контактным и ионным заряжением.

5. Выводы

Для пневматического распылителя с центральным жидкостным и периферийным газовым соплом, имеющего индуцирующий электрод, экспериментально определены зависимости расхода распыливаемой жидкости (воды), способности эжекции, конвекционного тока и тока утечки заряженных частиц от конструктивных и режимных параметров распылителя. Составлены соответствующие эмпирические формулы.

Установлено, что конвекционный ток достигает максимального значения, когда длина цилиндрического канала газового сопла равна примерно двум его диаметром, выходное сечение жидкостного сопла совмещено с входным сечением цилиндрической части газового сопла, расчетная напряженность электрического поля в зоне заряжения равна 3 кВ/мм.

Введено понятие эффективности удаления заряженных частиц от генератора. Показана ее зависимость от давления сжатого воздуха и расстояния до ближайшего заземленного тела перед распылителем.

Предложенный распылитель может создавать аэрозоль, частицы которого обладают электрической подвижностью, превышающей 10^{-6} $м^2 В^{-1} с^{-1}$.

Дисперсность получаемого аэрозоля наиболее сильно определена диаметром жидкостного сопла. Массовый медианный радиус частиц распыла пропорционален указанному диаметру в степени 2,5. При благоприятных условиях диспергирования и заряжения воды рассмотренное устройство позволяет получать капельки, медианный радиус которых составляет несколько мкм и удельный заряд несколько десятков мкКл/г.

Литература

Абрамович Г.Н. – 1960 – Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 371.

Буркхардт (Burkhardt E.) – 1935 – Die Erzeugung hoher Spannungen mit Hilfe eines monopolar beladenen Luftstromes. "Annalen der Physik", Bd. 23, 339-370.

Виснапуу Л.Ю. – 1971 – Распылитель для электроаэрозольной терапии. Авт.св. № 314527. Бюлл.изобр., № 28, 21.

Виснапуу Л.Ю., Рейнет Я.Ю. – 1968 – Распылитель для электроаэрозольной терапии. Авт.св. № 211035. Бюлл. изобр., № 7, 66.

Виснапуу Л.Ю., Рейнет Я.Ю. – 1970 – О создании электрически заряженных аэрозолей в камерах. "Уч.зап. Тартуского гос. ун-та", вып.240, 297-304.

Вукалович М.П., Новиков И.И. – 1968 – Техническая термодинамика. М., "Энергия", 274.

Голицин и др. (Golitzine N., Sharp C.R., Badham L.G.) – 1951 – Spray nozzles for simulation of cloud conditions in icing tests of jet engines. National aeronautical establishment. Report 14 (Canada).

Дунский В.Ф., Китаев А.В. – 1960 – Осаждение униполярно заряженного аэрозоля в закрытом помещении. "Коллоидный журнал", т.22, вып.2, 159-167.

Китаев А.В. – 1958 – Способ нанесения лакокрасочных покрытий, краскораспылитель и устройство для осуществления этого способа. Авт.св. № 113242. Бюлл. изобр., № 5, 150.

Китаев А.В. – 1962 – К применению ионизированного воздуха и униполярных аэрозолей. "Журнал физической химии", т.34, № 6, 1136-1139.

Китаев А.В., Прошин В.А. – 1966 – Ручной аэрозоль-ионизатор. Авт.св. № 181749. Бюлл.изобр., № 10, 59.

Мирзабекян Г.З. - 1969 - Зарядка аэрозолей в поле коронного разряда. Сб."Сильные электрические поля в технологических процессах". М., "Энергия", 20-39.

Рейнет Я.Ю., Виснапуу Л.Ю. - 1967 - Распылитель для электроаэрозольной терапии. Авт.св. № 193690. Бюлл. изобр., № 7, 87.

Рейнет Я.Ю., Таммет Х.Ф. - 1959 - Аэрозоль-ионизатор. Авт. св. № 123636. Бюлл.изобр., № 21, 35.

Таммет Х.Ф. - 1967 - Аспирационный метод измерения спектра аэроионов. "Уч.зап.Тартуского гос.ун-та", вып. 195.

Хоган, Хендрикс (Hogan J.J., Hendrics C.D.)-1965- Investigation of the charge-to-mass ratio of electrically sprayed liquid particles."AIAA Journal", vol. 3, No. 2, 296-301.

Щетилин А.П., Кекин А.А. - 1966 - Новый ороситель и методика расчета заряда капель. "Вестник АН Каз.ССР", № 9, 42-47.

INDUTSEERIVA ELEKTROODIGA PNEUMAATILISE PIHUSTI MUDELITE EKSPERIMENTAALNE UURIMINE

L. Visnapuu

Resümee

Indutseeriva elektroodiga pneumaatilise pihusti jaoks,millel on keskne vedelikudüüs ja seda ümbritsev gaasidüüs, on eksperimentaalselt määratud vedeliku kulu, ejektsioonivõime, laetud osakeste konvektsiooni- ja juhtivusvoolu sõltuvused pihusti konstruktsiooni ja töörežiimi parameetritest. On koostatud vastavad empiirilised valemid.

On kindlaks tehtud, et konvektsioonivool saavutab maksimaalse väärtuse siis, kui gaasidüüsi silindrilise kanali pikkus võrdub ligikaudu tema kahekordse läbimõõduga, vedelikudüüsi väljundlõige langeb kokku gaasidüüsi silindrilise osa

sisendlõikega, elektrivälja arvutuslik tugevus laadimistsoonis võrdub 3 kV/mm.

On sisse toodud laetud osakeste generaatorist eemaldamise efektiivsuse mõiste. On näidatud selle sõltuvus suruõhu rõhust ja pihusti ning lähima maandatud keha vahelisest kaugusest.

Kirjeldatud pihusti võib tekitada aerosooli, mille osakeste elektriline liikuvus ületab 10^{-6} $m^2V^{-1}s^{-1}$. Osakeste massmediaanne raadius on võrdeline vedelikuduüsi läbimõõduga astmes 2,5. Vee pihustamise ja laadimise soodsatel tingimustel võib saada tilku raadiusega mõni μm ja erilaenguga mõnikümmend $\mu C/g$.

EXPERIMENTAL STUDY OF THE MODELS OF A PNEUMATIC SPRAYER WITH AN INDUCTIVE ELECTRODE

L. Visnapuu

Summary

The consumption of the liquid, the power of ejection, the dependence of the convection and conduction currents of charged particles on the characteristics of the design and of the operating conditions of the sprayer have been established for a pneumatic inductive-electrode sprayer provided with a central liquid nozzle and a gas nozzle surrounding it. The respective empirical formulas have been compiled.

It has been established that the convection current reaches its maximum value in case (1) the length of the cylindrical canal of the gas nozzle is approximately equal to its twofold diameter, (2) the starting section of the liquid nozzle coincides with the cylindrical part of the input section of the gas nozzle and (3) the calculated intensity of the electric field in the charging zone equals 3 kV/mm.

The concept of the efficiency of removing charged particles from the generator has been introduced. Its dependence on the pressure of compressed air as well as on the distance

between the sprayer and its nearest earthed body has been established.

The sprayer described above can produce aerosols the electric mobility of whose particles exceeds 10^{-6} $m^2V^{-1}s^{-1}$. The mass median radius of the particles is proportional to the diameter of the liquid nozzle to the 2.5th power. Under favourable conditions of spraying and charging it is possible to obtain droplets with a radius of a few μm and with a specific charge of approximately 20 $\mu C/g$.

ПНЕВМАТИЧЕСКИЙ РАСПЫЛИТЕЛЬ С ИНДУЦИРУЮЩИМ ЭЛЕКТРОДОМ

Л.Ю.Виснапуу

Известна повышенная эффективность электрически заряженных аэрозолей при дезинфекции и дезинсекции помещений [Рейнет и др., 1969], а также при нейтрализации зарядов статического электричества [Виснапуу и др., 1970]. Для успешного применения электроаэрозолей с названной целью в условиях производства нужны соответствующие генераторы, которые были бы просты, безопасны, надежны в работе и обладали бы достаточной производительностью. Наиболее подходящими в этом отношении являются пневматические распылители с использованием электростатической индукции, обеспечивающей электризованность частиц распыла. Ранние устройства этого типа [Китаев, 1958; Рейнет, Виснапуу, 1967; Щетилин и др., 1968] из-за их сложности, склонности к засорению сопл не нашли, однако, широкого применения в указанных целях. В поисках более совершенных генераторов электроаэрозолей было предложено применять сопло добавочного воздуха для увеличения эффективности удаления заряженных частиц [Виснапуу, Рейнет, 1968], экранный электрод для повышения электризованности распыла [Виснапуу, 1969] и щит для снижения потерь распыленной жидкости и улучшения изоляции электрической цепи [Виснапуу, 1971]. Наиболее простой и надежной оказалась конструкция распылителя, модели которого рассмотрены в работе [Виснапуу, 1973 б]. Ниже приведены расчет, описание и основные характеристики такого распылителя.

Расчет конструктивных и рабочих параметров. Пусть заданы массовый расход распыливаемой жидкости (воды) $M_ж$ = 3 г/с, избыточное давление распыливающего сжатого воздуха $P_{изб}$ = 2 ат, разность диаметров цилиндрической части газового сопла и внешней поверхности жидкостного сопла d_2-d_1 = 2мм, желаемый массовый медианный радиус первоначальных капель распыла r_m = 10 мкм. Требуется определить диаметры сопл распыли-

теля, необходимый расход сжатого воздуха и возможный конвекционный ток капель.

Воспользуемся формулами, представленными в статье [Виснапуу, 1973б], применяя те же обозначения. Из формулы (9) находим диаметр жидкостного сопла

$$d_0 = \sqrt{\frac{M_ж e^{d_2-d_1}}{2{,}9\, P_{изб}^{0{,}3}\,(d_2-d_1)}}\ \text{мм} = \sqrt{\frac{3\cdot e^2}{2{,}9\cdot 2^{0{,}3}\cdot 2}}\ \text{мм} \cong 2\ \text{мм}.$$

Массовый расход сжатого воздуха согласно формуле (4)

$$M_г = 18\, d_0^{0{,}5}\, M_ж/r_м\ \text{г/с} = 18\cdot 2^{0{,}5}\cdot 3/1\text{о}\ \text{г/с} = 7{,}6\ \text{г/с}.$$

Подставив это значение $M_г$ в формулу (2), находим диаметры сопл $d_1 = 3$мм и $d_2 = 5$ мм.

Рекомендуемое напряжение, подаваемое на индуцирующий электрод, может быть до

$$U = 1{,}5\, d_0 \ln\frac{d_2}{d_0}\ \text{кВ} = 1{,}5\cdot 2\cdot \ln\frac{5}{2}\ \text{кВ} = 3\ \text{кВ}.$$

По техническим соображениям (изготовление выпрямителя, обеспечение электрической изоляции) выберем U = 1 кВ. При этом в случае близко расположенного заземленного тела (L = = 20 мм) конвекционный ток частиц по формуле (10)

$$I_k = 22 U p_{изб}^{0{,}5} d_0^{-0{,}5} e^{-\frac{d_2-d_1}{2d_0}}\ \text{мкА} = 22\cdot 1\cdot 2^{0{,}5}\cdot 2^{-0{,}5} e^{-\frac{2}{2\cdot 2}}\ \text{мкА} = 13\ \text{мкА}.$$

Если заземленное тело расположено на расстоянии L = 1 м, то в соответствии с формулой (12) этот ток

$$I_k(L) = I_k\, e^{-0{,}6L/p_{изб}}\ \text{мкА} = 13\, e^{-0{,}6\cdot 1/2}\ \text{мкА} = 9\ \text{мкА}.$$

Описание изготовленного распылителя. Продольный разрез распылителя с индуцирующим электродом показан на рис. I. Корпус 3 из диэлектрического материала имеет ступенчатую центральную полость, в которую введено жидкостное сопло I0 и закреплено гайками 8 и 9. Под гайку 8 вставлены прокладка с шайбой II и контактная клемма 7. В корпус 3 соосно с соплом I0 вмонтирована втулка 4, в которую ввернут индуци-

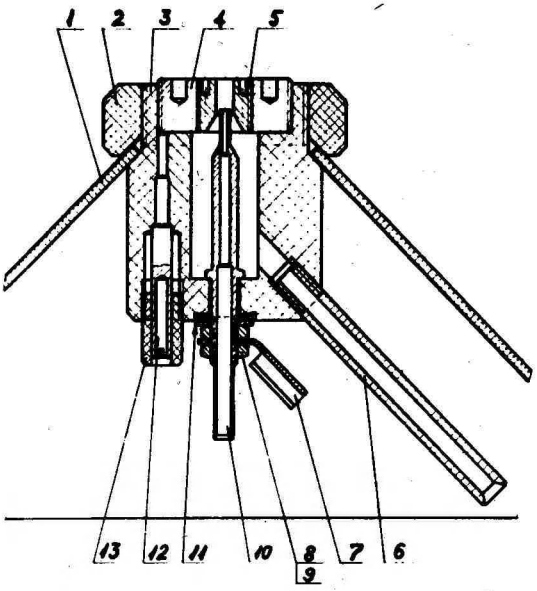


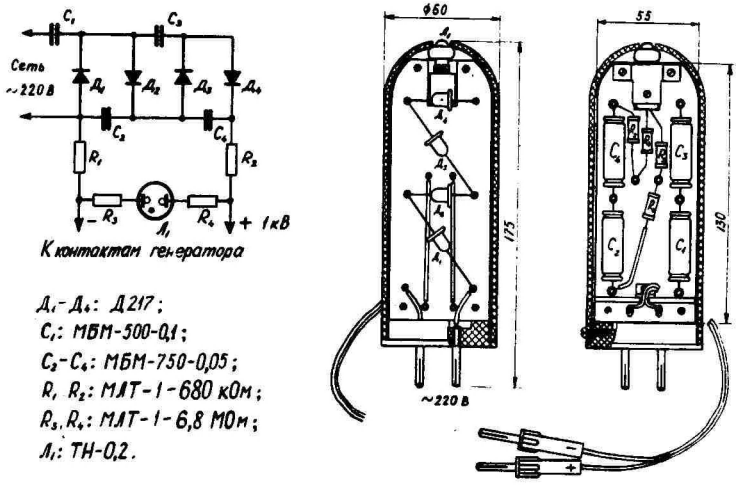
Рис. 1. Продольный разрез распылителя с индуцирующим электродом.

рующий электрод 5, имеющий конический канал с переходом в цилиндрический. Оптимальным с точки зрения алектризации жидкости положением алектрода 5 относительно сопла I0 является такое, при котором выходное сечение второго находится во входном сечении цилиндрического канала первого [Виснапуу, I973 а]. При этом коническая часть электрода 5 и внешняя поверхность конца сопла I0 образуют сужающееся кольцевое газовое сопло. Кольцевая полость между корпусом 3 и соплом I0 соединена через отверстие со штуцером 6 сжатого газа. Для создания электрического поля между соплом I0 и электродом 5 на них через контакт I2 и клемму 7 от выпрямителя подается напряжение .

При работе распылителя сжатый газ, поданный в штуцер 6, поступает в центральную полость корпуса 3 и кольцевой струей обтекает срез сопла 10. В результате через отверстие последнего эжектируется жидкость, которая увлекается и дробится на капельки. Заряды, наведенные электрическим полем электрода 5 на распадающейся жидкости, остаются на образующихся капельках, обусловливая их электризованность. Создаваемый поток заряженных капель направляется на обрабатываемую поверхность.

Предохранительный щит I прикрепляется к распылителю при помощи гайки 2. Он предохраняет распылитель от намокания и защищает изоляцию индуцирующего электрода, улавливая возвращающиеся под действием электрического поля к распылителю капельки жидкости. Тем самым щит I обеспечивает надежность работы генератора.

Источником индуцирующего напряжения является выпрямитель сетевого напряжения. Его принципиальная и монтажная схемы изображены на рис. 2.



$Д_1$-$Д_4$: Д217;
C_1: МБМ-500-0,1;
C_2-C_4: МБМ-750-0,05;
R_1, R_2: МЛТ-1-680 кОм;
R_3, R_4: МЛТ-1-6,8 МОм;
$Л_1$: ТН-0,2.

Рис. 2. Принципиальная и монтажная схемы выпрямителя напряжения.

Это выпрямитель с умножением напряжения в 4 раза. Благодаря большому внутреннему сопротивлению ток короткого замыкания выхода выпрямителя составляет лишь 0,3 мА, что совершенно безопасно в случае прикосновения к индуцирующему электроду.

К штуцеру 6 распылителя (рис. I) прикрепляется шланг от источника сжатого воздуха. Выпрямитель включается вилкой в сеть 220 в. Шланг, присоединенный к соплу I0, опускается в жидкость, из которой получают аэрозоль. При подаче сжатого воздуха струя заряженных капелек с потоком воздуха направляется в сторону обрабатываемых поверхностей. Под воздействием конвективного тока воздуха и объемного заряда струи распыла заряженные капельки рассеиваются и осаждаются на окружающие поверхности. При этом, если изоляция индуцирующего электрода распылителя не нарушена, то индикаторная лампочка выпрямителя, видимая через отверстие в его корпусе, тлеет, что указывает на нормальную электризацию.

Отсутствие свечения индикаторной лампочки выпрямителя, включенного в сеть, при распыливании свидетельствует о коротком замыкании индуцирующего электрода и отсутствии электризации.

Основные характеристики распылителя. Экспериментально определенные зависимости расхода жидкости (водопроводной воды) и конвекционного тока заряженных капель распыла от давления воздуха, питающего распылитель, показаны на рис. 3. Как видно, опытные данные $M_ж$ и I_k хорошо согласуются с соответствующими расчетными значениями, приведенными выше. Примененное относительное расположение сопл, при котором выходное сечение жидкостного сопла совпадает с входным сечением цилиндрической части газового сопла, обусловливает при $P_{изб}$ = =I...2 ат мало изменяющийся $M_ж$. При дальнейшем увеличении $P_{изб}$ имеет место уменьшение $M_ж$ до 0. Удельный заряд капель при $P_{изб}$ =2 ат составляет

$$Q = I_k/M_ж = 13,5/3 \text{ мкКл/г} = 4,5 \text{ мкКл/г}.$$

По сравнению с известными аналогичными генераторами электроаэрозолей описанный распылитель отличается простотой

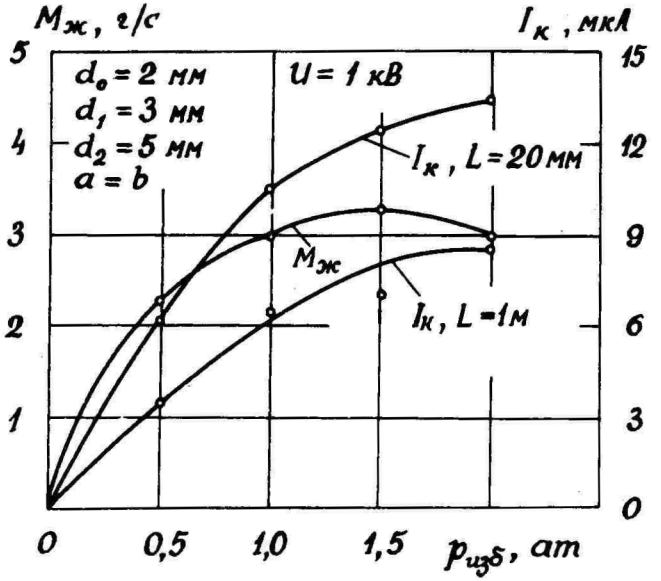


Рис. 3. Зависимости расхода жидкости и конвекционного тока капель от давления сжатого воздуха.

конструкции и надежностью в работе, обладает довольно высокой производительностью и создает аэрозоль с большим удельным зарядом.

Литература

Виснапуу Л.Ю. – 1969 – Распылитель. Авт.св. № 239505. Бюлл. изобр., № 11, 76.

Виснапуу Л.Ю. – 1971 – Распылитель для электроаэрозольной терапии. Авт. св. № 314527. Бюлл. изобр., №28,21.

Виснапуу Л.Ю. – 1973 а – Распылитель с индуцирующим электро-

дом. Авт. св. № 387744. Бюлл. изобр., №28, 27.

Виснапуу Л.Ю. – 1973 б – Экспериментальное исследование моделей пневматического распылителя с индуцирующим электродом. В наст. сб.

Виснапуу Л.Ю., Рейнет Я.Ю. – 1968 – Распылитель для электроаэрозольной терапии. Авт. св. № 211035. Бюлл. изобр., № 7, 66.

Виснапуу Л.Ю., Рейнет Я.Ю., Тетсов Э.А. – 1970 – Сравнительное исследование эффективности нейтрализации электростатических зарядов посредством генераторов аэроионов и электрически заряженного аэрозоля. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 240, 262 – 270.

Китаев А.В. – 1958 – Способ нанесения лакокрасочных покрытий, краскораспылитель и устройство для осуществления этого способа. Авт. св. № 113242. Бюлл. изобр., № 5, 159.

Рейнет Я. Ю., Виснапуу Л.Ю. – 1967 – Распылитель для электроаэрозольной терапии. Авт. св. № 193690. Бюлл. изобр., № 7, 87.

Рейнет Я.Ю., Виснапуу Л.Ю., Закомырдин А.А., Чкония Т.Т. – 1969 – Исследование электроаэрозолей дезинфицирующих и инсектицидных препаратов. "Труды ВНИИВС", т.32, 537 – 551.

Щетилин А.П., Стаханов А.Н., Ненашев Н.В. – 1968 – Основные электрические и гидравлические характеристики электрооросителя. "Труды ин-та горн. дела АН Каз. ССР", т.31, 77 – 82.

PNEUMAATILINE PIHUSTI INDUTSEERIVA ELEKTROODIGA

L. Visnapuu

Resümee

On toodud indutseeriva elektroodiga pneumaatilise pihusti konstruktsiooni- ja tööparameetrite arvutuse näide. See pihusti on ette nähtud elektroaerosooligeneraatoriks. On kirjeldatud sellise pihusti ehitust, antud indutseeriva pinge allika skeem ning seletatud nende tööpõhimõtet. On esitatud elektroaerosooligeneraatori tähtsamad karakteristikud.

PNEUMATIC SPRAYER WITH AN INDUCING ELECTRODE

L. Visnapuu

Summary

The article presents an example of calculating the design and operation parameters of a pneumatic sprayer with an inducing electrode. This sprayer is intended for an electroaerosol generator. The report describes the structure of such a sprayer, contains a scheme of a source of inducing voltage and interprets the principle of its operation. The principal characteristics of the electroaerosol generator have been given.

РАСЧЕТ СКОРОСТИ ОСАЖДЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ИЗОЛИРОВАННОЕ ТЕЛО В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Л.Ю. Виснапуу

Экономичным методом нанесения покрытий на различные изделия является окрашивание в электрическом поле, в общем случае называемое электроосаждением. Наносимое вещество диспергируется и электрически заряжается специальными устройствами [Дубинин, 1967], и заряженные частицы под действием электрического поля направляются на покрываемые поверхности. В обычных условиях, когда изделия и образующиеся на них слои покрытия обладают достаточной электропроводностью, заряды частиц после их осаждения стекают на землю и процесс идет во времени стабильно. Если же изделие или наносимое вещество весьма малой электропроводности, то по мере осаждения заряженных частиц изделие в целом или образующиеся слои покрытия оказываются под возрастающим потенциалом. В результате напряженность поля, направляющего частицы на изделия, уменьшается и интенсивность осаждения падает или между слоями возникают пробои, приводящие к снижению качества покрытия и нарушению технологического процесса. Указанные осложнения имеют место при электроокрашивании пластиков [Фрейдин, 1966 б], изделий из древесины [Владычина и др., 1966], а также металлических изделий с диэлектрическими покрытиями [Фрейдин, 1966 а].

Для обеспечения стекания зарядов с поверхности неэлектропроводящих материалов на нее перед электроокрашиванием наносится тонкопроводящий слой [Архарт, 1961; Фрейдин, Алексеев, 1969], изделия подвергаются ионизирующему облучению [Балгин, 1963] или обжигу [Беляев, Гончаров, 1968]. С этой же целью известны применение импульсного заряжения час-

тиц и нанесение полупроводящих слоев [Фрейдин и др., 1965] и использование коронного нейтрализатора, устанавливаемого на обратной, относительно электрораспылителя, стороне окрашиваемой поверхности [Фрейдин, 1966 б]. Последний способ, между прочим, неудачно назван методом нейтрализующих потенциалов (потенциал сам по себе не может нейтрализовывать). Названные способы предотвращения заряжения окрашиваемых изделий до высоких потенциалов связаны с применением дополнительных устройств или с усложнением и удлинением технологических процессов.

Нами предложены способ нанесения покрытий с переменным заряжением частиц [Рейнет, Виснапуу, 1970 а] и соответствующая установка [Рейнет, Виснапуу, 1970 б]. При этом на покрываемые поверхности попеременно наносятся разноименно заряженные частицы: то положительные, то отрицательные. С переменой полярности происходит эффективное осаждение, так как заряды на поверхности изделия и на осаждаемых частицах разноименны, причем заряды предыдущего слоя нейтрализуются зарядами наносимых частиц. Поочередная подача разноименно заряженных частиц практически может осуществляться либо попеременным установлением генераторов с положительным и отрицательным заряжением частиц по ходу движения покрываемых поверхностей, либо периодическим переключением полярности напряжения, подаваемого на генератор заряженных частиц.

На основе принципиальной модели рассмотрим осаждение заряженных частиц под действием электрического поля на изолированное тело. Эквивалентная электрическая схема этой модели изображена на рис. I а. Генератору заряженных частиц соответствует источник электродвижущей силы u; эквивалентному активному сопротивлению промежутка между генератором и телом, включая внутреннее сопротивление генератора, – резистор R_1, электрической емкости и сопротивлению тела относительно земли – соответственно конденсатор C и резистор R_2.

Под скоростью осаждения будем понимать массу частиц, осаждающихся на тело за единицу времени. Предположим, что скорость осаждения заряженных частиц, равная полезной произ-

водительности генератора, пропорциональна силе тока в цепи:

$$M = B \cdot I, \qquad (1)$$

где B – коэффициент пропорциональности, равный обратному значению удельного заряда частиц. Считая последний постоянным, можно скорость осаждения частиц оценивать силой тока в цепи.

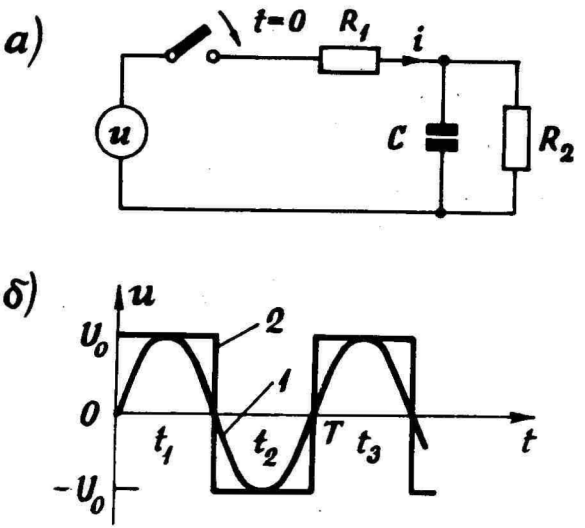


Рис. I. а – эквивалентная электрическая схема осаждения заряженных частиц на изолированное тело; б – формы напряжения.

Мгновенное значение тока в цепи приведенной схемы при постоянном напряжении U_o выражается уравнением [Бессонов, I967, с.384-386]:

$$i = \frac{U_o}{R_1+R_2}\left[1 + \frac{R_2}{R_1}\exp\left(-\frac{R_1+R_2}{R_1R_2C}\,t\right)\right], \qquad (2)$$

где t – момент времени после включения напряжения.

Средняя за время τ сила тока

$$\bar{I} = \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} i\,dt. \qquad (3)$$

Вычисление интеграла (3) с учетом (2) дает

$$\bar{I} = \frac{U_0}{R_1+R_2}\left\{1 + \frac{R_2^2 C}{(R_1+R_2)\tau}\left[1 - \exp\left(-\frac{R_1+R_2}{R_1R_2C}\tau\right)\right]\right\}. \qquad (4)$$

Сила тока и скорость осаждения имеют максимальные значения при $R_2 = 0$:

$$\bar{I}_{max} = U_0/R_1, \qquad \bar{M}_{max} = BU_0/R_1. \qquad (5)$$

Назовем величину

$$\eta = M/\bar{M}_{max} = I/\bar{I}_{max} \qquad (6)$$

эффективностью осаждения.

При постоянном напряжении, согласно формулам (4) – (6), эффективность

$$\bar{\eta} = \frac{\bar{I}}{I_{max}} = \frac{R_1}{R_1+R_2}\left\{1 + \frac{R_2^2 C}{(R_1+R_2)\tau}\left[1 - \exp\left(-\frac{R_1+R_2}{R_1R_2C}\tau\right)\right]\right\}. \qquad (7)$$

Как видно из (4) и (7), скорость и эффективность осаждения при постоянном напряжении уменьшаются со временем.

Остановимся на двух формах знакопеременного напряжения, характеризующих процесс осаждения частиц в переменном поле.

I. Синусоидальное напряжение (рис. I б, I) с амплитудой U_0, равной рассмотренному постоянному напряжению,

$$u = U_0 \sin \omega t, \qquad (8)$$

где ω – угловая частота.

Условием передачи максимальной активной мощности от источника, представленного в нашем случае элементами u и R_1, нагрузке, состоящей из параллельно включенных C и R_2, является равенство активных сопротивлений источника и нагрузки [Бессонов, 1967, с.153-154]:

$$R_1 = R_2/(R_2^2\omega^2C^2+1). \qquad (9)$$

При этом сумма соответствующих реактивных сопротивлений предполагается равной нулю, а процесс считается установившимся ($\tau \gg 2\pi/\omega$).

Из выражения (9) находим оптимальную частоту

$$\omega = \frac{1}{R_2C}\sqrt{\frac{R_2}{R_1} - 1}, \qquad (10)$$

при которой по цепи передается наибольшая мощность

$$P = U^2/(4R_1), \qquad (11)$$

где $U = U_0/\sqrt{2}$ - действующее значение напряжения.

Соответствующая указанной мощности сила тока

$$\tilde{I} = P/U = U_0/(4\sqrt{2}R_1), \qquad (12)$$

а эффективность осаждения

$$\tilde{\eta} = \tilde{I}/\bar{I}_{max} = 1/(4\sqrt{2}), \qquad (13)$$

т.е. при синусоидальном напряжении оптимальной частоты скорость и эффективность осаждения не зависят от времени, если только период напряжения $T \ll \tau$.

Средняя скорость и эффективность осаждения при синусои-

дальном напряжении превышают соответствующие величины при постоянном напряжении, если

$$\tilde{I} > \bar{I} . \qquad (I4)$$

Подставив сюда правые части (I2) и (4), получим неравенство, сводящееся к неравенству

$$\tau > \frac{R_2^2 C}{\left(\frac{R_1+R_2}{4\sqrt{2}R_1} - 1\right)(R_1+R_2)} \left[1 - \exp\left(-\frac{R_1+R_2}{R_1R_2C}\tau\right)\right]. \qquad (I5)$$

Приняв во внимание, что $4\sqrt{2} \approx 6$ и что при практически встречающихся значениях R_1, R_2, C и τ

$$\exp\left(-\frac{R_1+R_2}{R_1R_2C}\tau\right) \ll 1, \qquad (I6)$$

имеем

$$\tau > \frac{6R_1R_2^2C}{(R_2-5R_1)(R_1+R_2)} . \qquad (I7)$$

Время, необходимое для осаждения определенной массы частиц на тело в постоянном поле, согласно (I) равно

$$\tau = m/M = m/(B\bar{I}), \qquad (I8)$$

где m – масса вещества, подлежащего осаждению.

С учетом (4) в приближении (I6)

$$\tau \approx \frac{m}{\frac{BU_0}{R_1+R_2}\left[1 + \frac{R_2^2C}{(R_1+R_2)\tau}\right]} ,$$

или

$$\tau \approx \frac{m(R_1+R_2)}{BU_0} - \frac{R_2^2C}{R_1+R_2} . \qquad (I9)$$

Подставив теперь последнее выражение в (I7), находим

$$m > \frac{BU_0R_2^2C}{(R_2-5R_1)(R_1+R_2)} . \qquad (20)$$

Таким образом, если на тело потребуется осадить вещество массой m, удовлетворяющей условию (20), целесообразно осуществлять это в переменном электрическом поле с частотой, данной формулой (I0).

В случае изоляционных материалов $R_2 \gg R_1$, и условие (20) примет вид

$$m > BU_0C, \qquad (21)$$

причем оптимальная частота по (I0) и соответствующий ей период напряжения равны

$$\omega \approx 1/(C\sqrt{R_1R_2}), \qquad T \approx 2\pi C\sqrt{R_1R_2} . \qquad (22)$$

2. Прямоугольное напряжение (рис. I б, 2), равное попеременно $+U_0$ и $-U_0$ в течение промежутков времени $T/2$. С целью упрощения расчета ограничимся рассмотрением случая, когда в схеме рис. I а $R_2 = \infty$.

Сила тока в цепи выражается уравнением

$$i = (u - U_c)/R_1, \qquad (23)$$

где U_c – напряжение на конденсаторе, которое в начальный момент перед включением равно нулю.

В первом полупериоде t_1 $u = U_0$, $U_{c1} = U_0\left(1 - e^{-\frac{t_1}{R_1C}}\right)$ и согласно (23)

$$i_1 = \frac{U_0}{R_1} e^{-\frac{t_1}{R_1C}} . \qquad (24)$$

Во втором полупериоде t_2 имеем

$$i_2 = \frac{U_0}{R_1}\left(2 - e^{-\frac{t_1}{R_1C}}\right)e^{-\frac{t_2}{R_1C}}, \qquad (25)$$

в третьем полупериоде t_3

$$i_3 = \frac{U_0}{R_1}\left[2 - \left(2 - e^{-\frac{t_1}{R_1C}}\right)e^{-\frac{t_2}{R_1C}}\right]e^{-\frac{t_3}{R_1C}} \qquad (26)$$

и т.д.

Если все полупериоды осаждения определенного цикла общей продолжительностью τ равны между собой, то согласно (I), (3), (24) – (26) средняя скорость осаждения цикла, состоящего из одного полупериода, равна

$$M(1) = \frac{B}{\tau}\int_0^{\tau} i_1 dt_1 = \frac{B}{\tau} CU_0\left(1 - e^{-\frac{\tau}{R_1C}}\right); \qquad (27)$$

цикла, состоящего из двух полупериодов,

$$M(2) = \frac{B}{\tau}\left(\int_0^{\tau/2} i_1 dt_1 + \int_0^{\tau/2} i_2 dt_2\right) = \frac{B}{\tau} CU_0\left(3 - 4e^{-\frac{\tau}{2R_1C}} + e^{-\frac{\tau}{R_1C}}\right); \qquad (28)$$

цикла, состоящего из трех полупериодов,

$$M(3) = \frac{B}{\tau}\left(\int_0^{\tau/3} i_1 dt_1 + \int_0^{\tau/3} i_2 dt_2 + \int_0^{\tau/3} i_3 dt_3\right) = \frac{B}{\tau} CU_0\left(5 - 8e^{-\frac{\tau}{3R_1C}} + 4e^{-\frac{2\tau}{3R_1C}} - e^{-\frac{\tau}{R_1C}}\right) \qquad (29)$$

и т.д.

По аналогии с (27) – (29) средняя скорость осаждения цикла из n полупериодов выражается в виде

$$M(n) = \frac{B}{\tau} CU_0\left[(2n - 1) + (-1)^n e^{-\frac{\tau}{R_1C}} + 4\sum_{k=1}^{n-1}(-1)^k (n - k)e^{-\frac{k}{n}\frac{\tau}{R_1C}}\right]. \qquad (30)$$

$M(n)$ – монотонно возрастающая функция, пределом которой при $n \to \infty$ ($\tau \gg T/2$) является BU_0/R_1, т.е. максималь-

ная скорость осаждения при постоянном напряжении, когда $R_2 = 0$.

Эффективность осаждения по (6) с учетом (5) и (30)

$$\tilde{\eta} = \frac{R_1 C}{\tau}\left[(2n-1)+(-1)^n e^{-\frac{\tau}{R_1 C}} + 4\sum_{k=1}^{n-1}(-1)^k (n-k) e^{-\frac{k}{n}\frac{\tau}{R_1 C}}\right]. \quad (31)$$

Как видно из (31), эффективность осаждения при прямоугольном напряжении определяется величинами $n = 2\tau/T$ и $\tau/(R_1 C)$. Зависимость $\tilde{\eta}$ от n при некоторых фиксированных значениях $\tau/(R_1 C)$ представлена на рис. 2. На основании графиков этого рисунка можно заключить, что для каждого значения $\tau/(R_1 C)$ существует период T, при котором $\tilde{\tilde{\eta}} > \tilde{\eta}$. Также находим, что период прямоугольного напряжения, при котором достигается $\tilde{\eta} = 0{,}5$, можно оценить как

$$T(0{,}5) \approx 2R_1 C, \qquad \text{если } \tau/(R_1 C) \geqslant 2, \quad (32)$$

и

$$T(0{,}5) \approx 2\tau, \qquad \text{если } \tau/(R_1 C) < 2. \quad (33)$$

Это означает, что для обеспечения указанной эффективности осаждения следует применять прямоугольное напряжение, если $\tau/(R_1 C) \geqslant 2$. Так как согласно (18) в данном случае $\tau = m/(\frac{1}{2}\mu_{max}) = 2mR_1/(BU_0)$, то условие (32) равносильно следующему:

$$m \geqslant BU_0 C, \quad (34)$$

что совпадает с соответствующим условием (21) при синусоидальном напряжении. При невыполнении условия (34) достаточно пользоваться постоянным напряжением, т.е. обычным способом электроокрашивания.

Из вышеприведенного следует, что при заданных значениях τ, R_1 и C эффективность осаждения тем выше, чем меньше период T знакопеременного напряжения. Чрезмерное уменьшение T, т.е. увеличение частоты перемены полярности напряжения, приводит, однако, к техническим трудностям и к заметно-

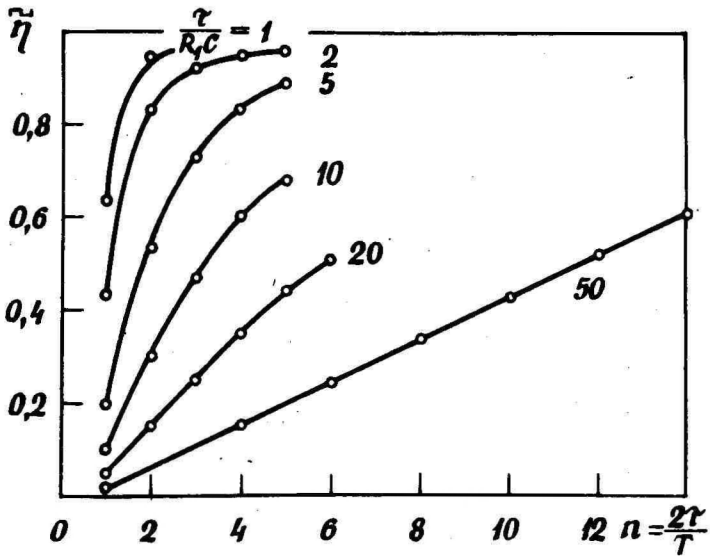


Рис. 2. Зависимость эффективности осаждения от числа полупериодов прямоугольного напряжения.

му ослаблению направляющего действия электрического поля. Для предотвращения последнего обстоятельства должно быть

$$T > 4H/v_ч, \qquad (35)$$

где H – расстояние между генератором заряженных частиц и телом, $v_ч$ – средняя скорость полета частиц от генератора до тела.

При этом по крайней мере половина частиц, создаваемых генератором за полупериод напряжения, достигает тела при соответствующей полярности. Если условие (35) не выполняется, вероятны рекомбинационные потери заряженных частиц. Но, с другой стороны, как показано выше, период знакопеременного напряжения должен быть настолько мал, чтобы тело не успело

зарядиться до такого потенциала, который обусловливал бы поле, значительно ослабляющее основное поле.

Значение верхнего предела T можно оценить на основании (32). Следовательно, если выполняются условия (34) и $R_2 \gg R_1$, то для обеспечения эффективного осаждения заряженных частиц на тело в переменном электрическом поле период напряжения желательно выбрать в промежутке

$$4H/v_q < T < 2R_1C . \qquad (36)$$

По мере уменьшения R_2, т.е. увеличения электропроводности тела, верхний предел T увеличивается вплоть до 2τ, когда осаждение происходит в постоянном электрическом поле.

В заключение рассмотрим конкретный пример. Пусть на изолированное тело ($R_2 = \infty$), обладающее электрической емкостью C = 20 пФ, при эффективности $\eta \geqslant 0{,}5$ потребуется осаждать в переменном поле (прямоугольное напряжение) вещество массой m = 100 г. Другие исходные данные возьмем из работы Фрейдина [1966 а]: U_0 = 100 кВ; $R_1 = U_0/I_0$ = 25 ГОм; H = 0,25 м; v_q = 5 м/с; M_{max} = 1 г/с. Отсюда $\tau < m/(\eta M_{max}) = 200$ с. Согласно условию (36) имеем 0,2 с < T < 1 с, т.е. оптимальный период напряжения порядка 1 с. В постоянном поле (напряжение одной полярности, n = 1) при прочих равных условиях максимальная масса вещества, которое осаждалось бы на тело, по формулам (18) и (27) составляет лишь

$$m = M(1)\tau = M_{max}R_1C(1 - e^{-\frac{\tau}{R_1C}}) \approx 0{,}5 \text{ г}.$$

Иными словами, полезная производительность генератора в указанных условиях при постоянном напряжении в 200 раз меньше, чем при переменном напряжении. Практически, однако, $R_2 \neq \infty$ и из-за имеющегося тока утечки показанный эффект меньше.

Таким образом, применение переменного поля позволяет значительно увеличить производительность и расширить возможности осаждения заряженных частиц на изолированные поверхности.

Литература

Архарт (Arhart G.E.) - 1961 - Method for electrostatic spraying of non-conductors. U.S.A. Pat. 2, 992, 139 (11.07.61).

Балгин (Bulgin D.) - 1963 - Improvements relating to electrostatic coating.Brit.Pat.917,122(30.01.63).

Беляев В.В., Гончаров Н.А. - 1968 - Способ отделки изделий из древесины. Авт.св.№ 214346(26.12.66).Бюлл. изобр. № 11, 160.

Бессонов Л.А.- 1967 - Теоретические основы электротехники.М.

Владычина Е.Н., Дубинин М.К., Суминова О.Б. - 1966 - Окраска и лакировка изделий из древесины в электрическом поле высокого напряжения. "Лакокрасочные материалы и их применение", № 5, с.39 - 41.

Дубинин М.К. - 1967 - Новое в технике электроокраски. М.

Рейнет Я.Ю., Виснапуу Л.Ю. - 1970 а - Способ нанесения покрытий. Авт.св. № 240505 (13.02.65). Бюлл.изобр. № 27, 223.

Рейнет Я.Ю., Виснапуу Л.Ю. - 1970 б - Установка для нанесения покрытий. Авт.св. № 260154 (15.07.68).Бюлл. изобр. № 3, 95.

Фрейдин М.М. - 1966 а - Окраска поверхностей с диэлектрическими свойствами в электрическом поле. В сб."Окраска изделий в электрическом поле",М.,с.89-105.

Фрейдин М.М. - 1966 б - Окраска стеклопластиков в электрическом поле. "Лакокрасочные материалы и их применение", № 3, с.47 - 48.

Фрейдин М.М., Алексеев Э.В. - 1969 - Новые технологические процессы окраски стеклопластиков в электрическом поле. "Лакокрасочные материалы и их применение", № 1, с.39 - 40.

Фрейдин М.М., Моисеев Е.В., Ежова Э.Н. - 1965 - Нанесение многослойных покрытий в электрическом поле. "Лакокрасочные материалы и их применение", № 4, с. 40 - 41.

LAETUD OSAKESTE ISOLEERITUD KEHALE VAHELDUVAS ELEKTRIVÄLJAS SADESTUMISE KIIRUSE ARVUTUS

L. Visnapuu

Resümee

Ekvivalentse elektriskeemi põhjal on vaadeldud laetud osakeste sadestumist isoleeritud kehale vahelduva elektrivälja toimel. On tuletatud sadestumise kiiruse sõltuvus elektrivälja sagedusest, keha elektrimahtuvusest, ahela takistusest, pinge kujust ja sadestumise ajast. On leitud pinge perioodide vahemik, mille korral saavutatakse sadestumise etteantud efektiivsus. On esitatud tingimus, mille kehtimisel sadestumise efektiivsus vahelduvas elektriväljas on suurem kui alalises elektriväljas. Saadud tulemuste illustreerimiseks on toodud arvuline näide optimaalse pinge perioodi hinnangu kohta teatud sadestumise parameetrite korral.

CALCULATION OF THE RATE OF PRECIPITATION OF CHARGED PARTICLES ON AN ISOLATED BODY IN AN ALTERNATING ELECTRIC FIELD

L. Visnapuu

Summary

The paper deals with the precipitation of charged particles on an isolated body under the action of an alternating electric field. The discussion is based on an equivalent electric circuit from which a formula has been derived showing the dependence of the rate of precipitation on the frequency of the electric field, the electric capacitance of a body, the resistance of the circuit, the shape of voltage and the duration of precipitation. The interval of the values of the period of voltage has been

established in which an arbitrarily chosen efficiency of precipitation is attained. The condition has been determined under whose validity the efficiency of precipitation in an a-c field exceeds the one in a d-c field. By way of illustration a numerical example has been presented of the estimate of an optimum period of voltage in the presence of certain characteristics of precipitation.

ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЬНЫЙ ИНГАЛЯТОР ТИПА ГЭИ-I

Л.Ю.Виснапуу, Э.И.Тамм, Я.Ю.Рейнет, Л.А.Смирнова

Среди ингаляционных устройств пневматические распылители являются наиболее простыми и доступными. Поэтому они нашли широкое применение в медицинской технике. К сожалению, многие из них создают холодный аэрозоль, что при ингаляции часто нежелательно, а иногда даже недопустимо. Низкая температура аэрозоля при пневматическом распылении обусловлена расширением сжатого воздуха. В связи с этим актуальным вопросом является нагрев получаемого аэрозоля. Из литературы известно, что для получения нагретого аэрозоля в одних устройствах применяются нагреватели выходящего из ингалятора аэрозоля, а в других имеются нагреватели распыливаемого вещества. Это приемлемо лишь при термостойких препаратах. В случае нетермостойких веществ используются комбинации генераторов холодных нетермостойких и нагретых термостойких аэрозолей [Бэлау В., Бэлау Э., 1958]. Известны ингаляторы, в которых нагреватели установлены в системе распыливающего сжатого воздуха [Китаев, 1965]. Последние сравнительно сложны и малоэффективны .

Поиски возможностей получения нагретого аэрозоля наиболее простым и эффективным способом привели нас к следующему решению. Нагревательное устройство включено в систему добавочного потока воздуха, эжектируемого основным потоком газа, распыливающим жидкость [Виснапуу и др., 1971 а]. Так как эжектируемый воздух, поступающий при нормальном давлении и нагретый до нужной температуры, существенно не расширяется, а лишь смешивается с получаемым при распылении аэрозолем, то эффективность нагрева увеличивается. Благодаря эжекции добавочного воздуха повышена также производительность ингалятора по аэрозолю [Виснапуу и др., 1971 б]. Ниже приводятся описание устройства, принципа работы и основные технические характеристики генератора электроаэрозолей индивидуального

ГЭИ-I, разработанного в содружестве ВНИИ медицинского приборостроения и Тартуского ГУ на основе указанного принципа.

Генератор выпускается в пяти разных комплектах, в каждый из них входят распылитель и нагреватель. В зависимости от номера комплекта в последнем могут дополнительно быть преобразователь напряжения, кронштейн, колодка, шланги, компрессор и различные сменные части.

Продольный разрез распылителя и нагревателя изображен на рис. I. Распылитель представляет собой разъемную конструкцию, состоящую из корпуса 22 и стакана 26, служащего резервуаром жидкости и распылительной камерой. Корпус 22 имеет центральную полость, по оси которой установлено газовое сопло 23, герметично соединенное через канал I9 со штуцером I2 для подключения воздуховода I0 с помощью накидной гайки II. Названная полость, заканчивающаяся диффузором, сообщается через каналы 2I с выходным отверстием нагревателя и образует вместе с соплом 23 эжектор.

В стенку корпуса 22 вмонтировано жидкостное сопло 24, расположенное перпендикулярно к газовому соплу 23 так, что выходное сечение первого находится на продолжении второго. Вход жидкостного сопла 24 снабжен седлом 3 и соединен через трубку 2 с наконечником I, опущенным в жидкость. У седла 3 установлен механизм управления подачей аэрозоля пациенту, выполненный в виде штока 5 с пружиной 6, кнопки управления 7 и гайки 4 с отверстием, соединяющим полость жидкостного сопла 24 с атмосферой.

Для удобства прочистки и промывки частей распылителя, контактирующих с распыливаемой жидкостью, корпус 22 выполнен из двух частей, стягиваемых гайкой 9.

К верхней части корпуса 22 распылителя присоединен нагреватель. Его корпус I7 имеет внизу отверстия для подсоса воздуха. Внутри корпуса I7 расположен электронагревательный элемент, представляющий собой изоляционный каркас I5, на который намотана спираль I4. К каркасу I5 прикреплены электрический кабель I6 и термовыключатель I3, размыкающий цепь питания при перегреве нагревателя. Для эффективного нагрева воздуха и для предотвращения сильного нагрева корпуса I7 меж-

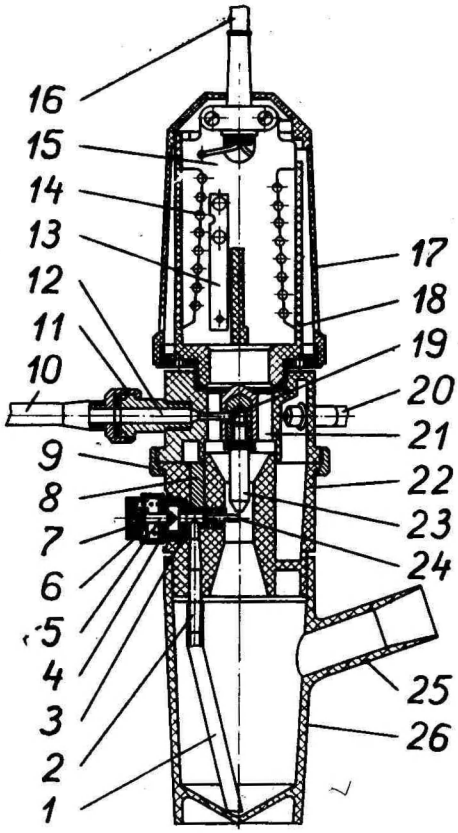


Рис. I. Распылитель с нагревателем.

I - наконечник; 2 - трубка; 3 - седло; 4 - гайка; 5 - шток; 6 - пружина; 7 - кнопка управления; 8 - контакт; 9 - канал; I0 - воздуховод; II - накидная гайка; I2 - штуцер; I3 - термовыключатель; I4 - спираль нагревателя; I5 - изолятор; I6 - кабель; I7 - корпус нагревателя; I8 - перегородка; I9 - канал; 20 - кабель; 2I - канал; 22 - корпус распылителя; 23 - газовое сопло; 24 - жидкостное сопло; 25 - патрубок; 26 - стакан.

ду ним и нагревательным элементом установлена перегородка I8, имеющая отверстия в верхней части.

Генератор работает следующим образом. Сжатый воздух, поданный по шлангу I0, вытекает через сопло 23 и, обтекая срез сопла 24, подсасывает по трубке 2 и наконечнику I жидкость и распыливает ее. Поток образующегося аэрозоля увлекает прилегающие к нему слои воздуха и создает таким образом через центральную полость корпуса 22 и присоединенный к нему нагреватель добавочный поток воздуха. Суммарный (эжектирующий и эжектируемый) поток направляется в распылительную камеру 26, в которой осаждаются наиболее крупные частицы распыла, а мелкая фракция аэрозоля выносится через патрубок 25 к пациенту.

При этом, если от преобразователя по электрическому кабелю 20 через контакт 8 на сопла 23 и 24 подано постоянное напряжение, то электрическое поле между указанными соплами индуцирует на поверхности распыляющейся жидкости заряды, которые остаются на образующихся капельках.

Благодаря разрежению, создаваемому эжектором в верхней части центральной полости корпуса 22, добавочный воздух входит через боковые отверстия корпуса I7, поднимается по кольцевому каналу между корпусом I7 и перегородкой I8, проходит через верхние отверстия последней и, обтекая нагревательный элемент, нагревается. Смешение нагретого воздуха с распылом жидкости дает теплый аэрозоль. Кроме того, поток добавочного воздуха позволяет значительно увеличить производительность генератора при одновременном уменьшении расхода сжатого газа и создает благоприятные условия для дыхания пациента.

Механизм управления подачей аэрозоля работает так, что аэрозоль создается и выносится из распылителя лишь тогда, когда кнопка 7 нажата, пациент при этом делает вдох. По окончании вдоха кнопка 7 освобождается, пружина 6 отводит шток 5 от седла 3, в результате полость сопла 24 сообщается с атмосферой и распыление прекращается из-за нарушения подсоса жидкости. Перед очередным вдохом кнопку 7 опять нажимают, подсос и распыл возобновляются, в конце вдоха ее освобождают и т.д. Для непрерывной работы распылителя механизм управ-

ления заменяется имеющейся в комплекте заглушкой.

Основные технические характеристики описанного ингалятора при избыточном давлении сжатого воздуха I ат следующие:

расход сжатого воздуха	3,3 л/мин
расход жидкости	0,9 г/мин
производительность по аэрозолю	25 л/мин
максимальный диаметр частиц	6 мкм
температура аэрозоля	30–35°С
конвекционный ток частиц	5 нА
мощность, потребляемая нагревателем,	60 Вт.

Зависимости расхода жидкости, производительности по аэрозолю и конвекционного тока от давления сжатого воздуха при включенном и выключенном нагревателе приведены в работе [Виснапуу и др., 1973].

Как видно, по сравнению с другими аналогичными ингаляторами, данный аппарат потребляет значительно меньше сжатого воздуха и обладает повышенной производительностью по аэрозолю. Достоинством аппарата является наличие в нем простого и эффективного нагревательного устройства, позволяющего получать теплый аэрозоль.

Литература

Бэлау В., Бэлау Э.(Böhlau,V., Böhlau,E.)- 1958 - Die Inhalationsbehandlung mit Aerosolen. Leipzig, 87.

Виснапуу Л.Ю., Смирнова Л.А., Савельева В.Ф. - 1973 - О дозировании и эффективности ингаляционного электроаэрозоля, создаваемого генератором типа ГЭИ-I. В наст. сб.

Виснапуу Л.Ю., Тамм Э.И., Рейнет Я.Ю., Смирнова Л.А. - 1971 а - Аэрозольный ингалятор. Авт. св. № 306851. Бюлл. изобр., № 20, 16.

Виснапуу Л.Ю., Тамм Э.И., Смирнова Л.А., Горяйнова А.А., Максимова О.Н., Прошин В.А. - 1971 б - Генератор электроаэрозолей. Авт. св. № 303080. Бюлл. изобр., № 16, 25.

Китаев А.В. - 1965 - Электроаэрозольный ингалятор. Авт.св. № 177044. Бюлл.изобр., № 24, 61–62.

ELEKTROAEROSOOLI-INHALAATOR GEI-1

L. Visnapuu, E. Tamm, J. Reinet, L. Smirnova

Resümee

Kirjeldatakse seeriaviisiliselt valmistatava individuaalse elektroaerosooligeneraatori GEI-1 ehitust ja tööpõhimõtet. See generaator on ette nähtud elektroaerosoolide tekitamiseks ravimite vesilahustest, mida kasutatakse hingamisteede põletushaavade ja mitmesuguste kopsuhaiguste individuaalsel ravimisel. On esitatud inhalaatori põhilised tehnilised andmed.

ELECTROAEROSOL INHALER GEI-1

L. Visnapuu, E. Tamm, J. Reinet and L. Smirnova

Summary

The paper deals with the design and the principle of operation of an individual electroaerosol generator of the type GEI-1, which is in serial production. This generator is intended for the production of electroaerosols from aqueous solutions of medicaments used in the individual treatment of the burns of the respiratory tract and of various pulmonary diseases. Basic tehnical data on the inhaler have been presented.

О ДОЗИРОВАНИИ И ЭФФЕКТИВНОСТИ ИНГАЛЯЦИОННОГО ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЯ, СОЗДАВАЕМОГО ГЕНЕРАТОРОМ ТИПА ГЭИ-I

Л.Ю.Виснапуу, Л.А.Смирнова, В.Ф.Савельева

Подготовленный к серийному выпуску генератор электроаэрозолей индивидуальный ГЭИ-I [Смирнова и др., 1972 а] отличается от ингаляторов отечественного [Эйдельштейн, 1967] и зарубежного [Бэлау В., Бэлау Э., 1971] производства значительно сниженным расходом сжатого газа и увеличенной производительностью по аэрозолю. Это достигнуто благодаря применению нового принципа работы аэрозольного аппарата [Виснапуу и др., 1972], который заключается в том, что используется эжекция добавочного газа, протекающего через распылительную камеру ингалятора [Виснапуу и др., 1971 б]. Этот же принцип позволил решить проблему получения теплого аэрозоля посредством малогабаритного нагревательного устройства [Виснапуу и др., 1971 а]. Генератор ГЭИ-I снабжен механизмом управления подачей аэрозоля пациенту [Смирнова и др., 1972 б], дающим возможность включать режим распыления лишь на периоды вдоха.

Если пациент вдыхает создаваемый аэрозоль вблизи выходного отверстия ингалятора, не имея плотного соединения с ним, то дозы препарата и электрического заряда, получаемые пациентом за время ингаляции, можно рассчитать по формулам, предложенным в работе [Виснапуу, Йентс, 1970]. Но аэрозольные генераторы типа ГЭИ-I обладают той особенностью, что их выход может быть плотно присоединен к дыхательным органам пациента, не затрудняя ни вдоха, ни выдоха. Это обусловлено наличием в ингаляторе сквозного канала добавочного воздуха, который обеспечивает гибкий режим его работы. Такое герметичное соединение между дыхательными органами пациента и выходом генератора вызывает, однако, изменения в рабочем режиме последнего, и расчет доз по указанным формулам оказывается неточным. Настоящая работа поэтому посвящена вопросу дозирования жидкости и заряда в условиях, когда производительность генератора по аэрозолю полностью определяется режимом дыха-

ния пациента. Приведены также некоторые результаты клинического исследования эффективности электроаэрозолей, созданных генератором ГЭИ-I, и пример расчета доз.

Масса жидкости, вдыхаемой пациентом за время ингаляции,

$$m_ж = CVt \ , \quad г, \qquad (I)$$

где C – плотность аэрозоля, г/л;

V – минутный объем дыхания пациента, л/мин;

t – продолжительность ингаляции, мин.

В условиях ингаляции посредством генератора типа ГЭИ-I, когда во время вдоха рот или нос герметически соединены с выходным патрубком генератора и его производительность по аэрозолю $Ф_а$ равна объемной скорости вдоха $Ф_{вд}$, плотность аэрозоля

$$C = M_ж/Ф_{вд}, \qquad г/л, \qquad (2)$$

где $M_ж$ – масса жидкости, выходящей в составе аэрозоля из генератора за единицу времени, г/мин;

$Ф_{вд}$ – объем аэрозоля, вдыхаемого пациентом за единицу времени (во время вдоха), л/мин.

При этом $M_ж$ является функцией не только от давления p сжатого воздуха, питающего генератор, но и от $Ф_{вд}$. Для выяснения этой зависимости исходим из экспериментально определенных характеристик генератора, представленных на рис. Ia и 2.

На основании указанных графиков определены самые левые (вход эжектора закрыт) и самые правые (вход эжектора открыт) точки графиков рис. 3. Средние точки последних графиков найдены при частично закрытом входе эжектора. Для графиков рис. 3, выражающих искомую зависимость, подобрана эмпирическая формула

$$M_ж = 0,13\ K_1 p Ф_{вд}^{1/3}, \qquad г/мин, \qquad (3)$$

где K_1 – поправочный коэффициент, учитывающий включенность нагревателя в электрическую сеть:

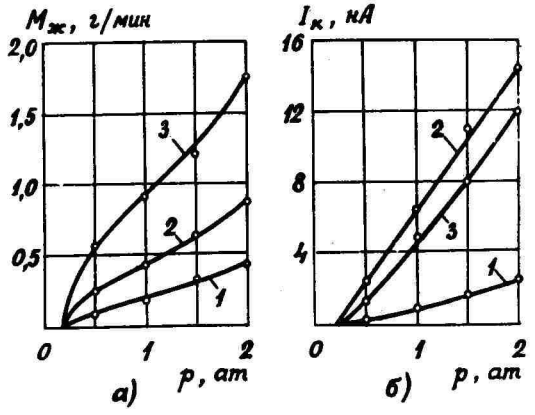


Рис. I. Зависимости расхода жидкости (а) и конвекционного тока (б) от избыточного давления сжатого воздуха: I – вход эжектора закрыт, 2 – вход эжектора открыт при невключенном нагревателе, 3 – вход эжектора открыт при включенном нагревателе.

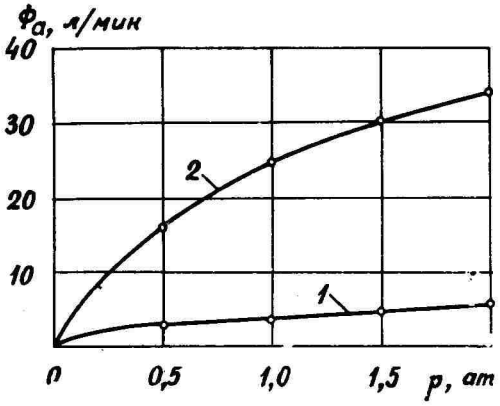


Рис. 2. Зависимость расхода аэрозоля от избыточного давления сжатого воздуха при закрытом (1) и открытом (2) входе эжектора.

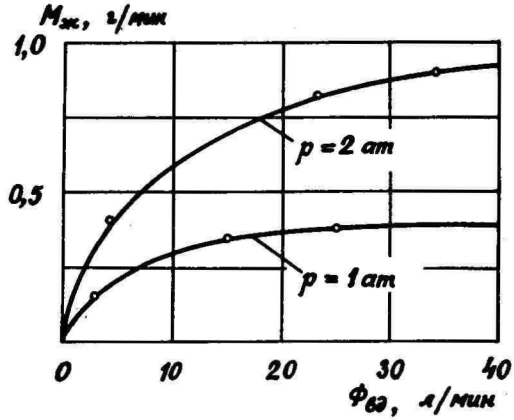


Рис. 3. Зависимость расхода жидкости от объемной скорости вдоха.

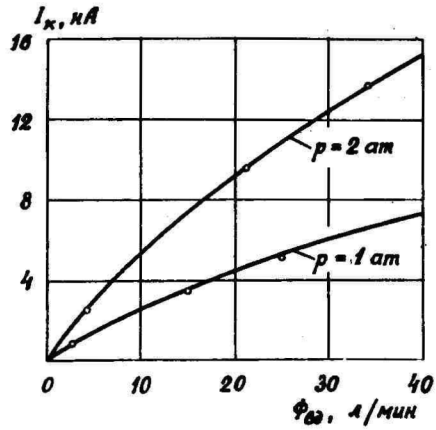


Рис.4. Зависимость конвекционного тока частиц аэрозоля от объемной скорости вдоха.

K_I = I, если нагреватель выключен,

K_I = 2, если нагреватель включен;

p – избыточное давление сжатого воздуха, ат.

Теперь согласно формуле (I) с учетом (2) и (3) получим

$$m_ж = 0{,}13\ K_I p \Phi^{-2/3} Vt\ ,\ г. \qquad (4)$$

Аналогично рассмотренному, на основании графиков рис. Iб и 2, построены графики рис. 4, по которым конвекционный ток заряженных частиц

$$I_k = 0{,}62\ K_2 p \Phi_{вд}^{2/3},\quad нА, \qquad (5)$$

где K_2 – коэффициент, аналогичный K_I:

K_2 = I, если нагреватель выключен,

K_2 = 0,7, если нагреватель включен.

Плотность заряда во вдыхаемом аэрозоле

$$p = 60\ I_k/\Phi_{вд},\ нКл/л. \qquad (6)$$

Количество электричества, вдыхаемого пациентом за время ингаляции, составит с учетом (5) и (6)

$$q = pVt = 37\ K_2 p \Phi^{-1/3} Vt,\ нКл/л. \qquad (7)$$

С применением генератора ГЭИ-I изучалась эффективность электроаэрозолей спазмолитической смеси (эфедрин и эуфиллин в возрастной дозировке) в комплексном лечении бронхиальной астмы у детей.

Проведено обследование и лечение IO детей (2 мальчика и 8 девочек в возрасте от 8 до I5 лет), страдающих тяжелой и средне-тяжелой бронхиальной астмой инфекционно-аллергического генеза в различные периоды заболеваний: приступный, послеприступный и межприступный.

Генератор электроаэрозолей работал в следующем режиме:

избыточное давление сжатого воздуха I,5 ат,
нагреватель включен,
заряжение жидкости отрицательное;
при этом расход жидкости I,2 г/мин,
расход аэрозоля 30 л/мин,
радиусы частиц аэрозоля (90% по массе) 0,3...2,5 мкм,
температура аэрозоля 28 ± 2°С,
конвекционный ток 6 нА.

Вдыхание аэрозоля осуществлялось вблизи выходного патрубка генератора, без плотного присоединения к нему.

Курс лечения состоял из I0-20 сеансов, проводимых ежедневно; на одну ингаляцию расходовалось I2 г смеси, время ингаляции I0 мин.

Отмечена положительная динамика состояния больных (уменьшалась одышка, кашель, приступы удушья становились легче и исчезали, отмечалась нормализация показателей артериального давления и пульса).

Показательными были спирографические данные, особенно сразу после первой ингаляции: наблюдалось улучшение или восстановление бронхиальной проходимости, на что указывали величины жизненной емкости легких ЖЕЛ и форсированной жизненной емкости легких ФЖЕЛ (коэффициент Тиффно).

Например, девочка К. 8 лет, страдающая бронхиальной астмой инфекционно-аллергической в приступном периоде:

	ЖЕЛ, мл	ФЖЕЛ,%
До лечения	II90 (норма I300)	62 (норма 80...I00)
После первой ингаляции	I350	83
После I4 сеансов	I660	75

Дети хорошо переносили ингаляцию от аппарата ГЭИ-I, лечились охотно.

Наконец, приведем пример расчета доз лекарственного вещества и заряда, вдыхаемых пациентом при ингаляции.

В качестве распыливаемого препарата использована смесь:

раствор эфедрина гидрохлорида 5 %	0,8
раствор эуфиллина 2,4 %	5,0
дистиллированная вода	6,2

Режим работы генератора такой же, как указывался выше. Время ингаляции t = 10 мин.

По спирограмме определены параметры дыхания:

минутный объем дыхания V = 4,4 л/мин,

длительность одного вдоха τ = 0,015 мин,

частота дыхания ν = 13,5 1/мин.

Расчет ведем по формулам работы [Виснапуу, Йентс, 1970]. Объемная скорость вдоха

$$\Phi_{вд} = \frac{V}{\tau \cdot \nu} = \frac{4,4}{0,015 \cdot 13,5} \text{ л/мин} = 22 \text{ л/мин}.$$

Так как Φ_a = 30 л/мин, то выполняется условие $\Phi_{вд} < \Phi_a$ и масса жидкости, вдыхаемой пациентом за время ингаляции, определяется как

$$m_ж = \frac{V \cdot M_ж \cdot t}{\Phi_a} = \frac{4,4 \cdot 1,2 \cdot 10}{30} \text{ г} = 1,8 \text{ г}.$$

Таким образом, из 12 г распыленной жидкости пациент вдыхает 1,8 г, что составляет лишь 15 %.

Количество электричества, вдыхаемого пациентом, равно

$$q = \frac{60\, I_k m_ж}{M_ж} = \frac{60 \cdot 6 \cdot 1,8}{1,2} \text{ нКл} = 540 \text{ нКл}.$$

Для сравнения с полученными данными вычислим $m_ж$ и q для рассмотренного выше случая, когда выходной патрубок генератора во время вдоха плотно соединен со ртом или носом пациента. Тогда по формулам (4) и (7) находим

$$m_ж = 0,13 \cdot 2 \cdot 1,5 \cdot 22^{-2/3} \cdot 4,4 \cdot 10 \text{ г} = 2,2 \text{ г},$$

$$q = 37 \cdot 0,7 \cdot 1,5 \cdot 22^{-1/3} \cdot 4,4 \cdot 10 \text{ нКл} = 610 \text{ нКл}.$$

Как видно, за одно и то же время ингаляции во втором случае дозы жидкости и электричества соответственно на 22 и

I3 % выше, чем в первом случае. Следовательно, с точки зрения экономного расходования распыливаемого препарата целесообразно плотное соединение между выходом генератора и дыхательными органами пациента, что возможно при ингаляторе типа ГЭИ-I.

Литература

Бэлау В., Бэлау Э.(Böhlau V., Böhlau E.) - 1971 - Fibel der Inhalationsbehandlung mit Aerosolen. München, Berlin, Wien.

Виснапуу Л.Ю., Йентс А.К. - I970 - О рабочем режиме аэрозольных ингаляторов. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та , вып. 240, 305-3I0.

Виснапуу Л.Ю., Смирнова Л.А., Тамм Э.И. - I972 - Новый принцип конструирования медицинских аэрозольных аппаратов. Мат.мед. секции и секции "Аэрозольные баллоны" II Всесоюзной конф. по аэрозолям (Одесса, 25-28 сент.I972), I52.

Виснапуу Л.Ю., Тамм Э.И., Рейнет Я.Ю., Смирнова Л.А. -I97Iа- Аэрозольный ингалятор. Авт.св. № 306851. Бюлл. изобр., № 20, I6.

Виснапуу Л.Ю., Тамм Э.И., Смирнова Л.А., Горяйнова А.А., Максимова О.Н., Прошин В.А. - I97I б - Генератор электроаэрозолей. Авт.св. № 303080. Бюлл. изобр., № I6, 25.

Смирнова Л.А., Виснапуу Л.Ю., Горяйнова А.А., Максимова О.Н., Тамм Э.И., Прошин В.А. - I972 а - Генератор электроаэрозолей индивидуальный ГЭИ-I. Мат. мед. секции и секции "Аэрозольные баллоны" II Всесоюзной конф. по аэрозолям (Одесса, 25-28 сент. I972), I63.

Смирнова Л.А., Прошин В.А., Виснапуу Л.Ю., Максимова О.Н., Горяйнова А.А. - I972 б - Распылитель. Авт. св. № 337I33. Бюлл. изобр., № I5, I6-I7.

Эйдельштейн С.И. - I967 - Основы аэрозольтерапии. М.

GEI-1 TÜÜPI GENERAATORI POOLT TEKITATUD INHALATSIOONI-ELEKTROAEROSOOLI DOSEERIMISEST JA EFEKTIIVSUSEST

L. Visnapuu, L.Smirnova, V.Saveljeva

Resümee

On kirjeldatud individuaalse elektroaerosooligeneraatori GEI-1 iseärasusi võrreldes teiste analoogiliste inhalaatoritega. Need iseärasused seisnevad tunduvalt väiksemas suruõhu kulus, suuremas tootlikkuses tekitatava elektroaerosooli järgi, sooja aerosooli efektiivse saamisviisi rakendamises, generaatori väljundi ja patsiendi hingamisorganite vahelise tiheda ühenduse võimalikkuses. Viimase juhu jaoks on tuletatud poolempiirilised valemid patsiendi poolt inhalatsiooni kestel sissehingatud vedeliku- ja elektrihulga arvutamiseks. On näidatud spasmolüütilise segu elektroaerosooli efektiivsus laste bronhiaalastma ravimisel. On toodud näide ravimi- ja elektridoosi arvutusest erinevate inhalatsioonirežiimide puhul.

ON THE DOSAGE AND EFFICIENCY OF INHALATION ELECTRO-AEROSOLS PRODUCED BY THE GEI-1 TYPE OF GENERATOR

L. Visnapuu, L. Smirnova and V. Savelyeva

Summary

Specific features of the individual GEI type of an electroaerosol generator have been described compared with other similar inhalers. These peculiarities lie in the considerably smaller consumption of compressed air, the greater productivity of the electroaerosols produced, the application of an efficient method of obtaining warm aerosols and the possibility of a close relationship between the output of the generator and the patient's respiratory organs. For the last-mentioned case half-empirical formulas have been derived for the calculation of the amounts of

both the inhaled liquid and electricity. The efficiency of a spasmolytic mixture of electroaerosols in the treatment of children's bronchial asthma has been established. An example of calculating the dosage of a medicament and that of electricity has been presented for various inhalation conditions.

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ КОНДЕНСАЦИОННОГО АЭРОЗОЛЯ ПРИ ПОМОЩИ ЗАРЯДНОГО УСТРОЙСТВА С КОРОНИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Л.Ю.Виснапуу, А.А.Закомырдин, Я.Ю.Рейнет

Термомеханические аэрозольные генераторы создают аэрозоль сравнительно высокой дисперсности и обладают к тому же большой производительностью. Поэтому они нашли широкое применение в сельском хозяйстве [Коротких, 1960]. Однако устройства для электризации образующегося конденсационного аэрозоля, позволяющие значительно увеличить эффективность, скорость и равномерность его осаждения, изучены еще недостаточно.

В опытах по электризации аэрозоля [Китаев, 1959] зарядное устройство, представляющее собой трубу или пластины, посредине которых были натянуты тонкие проволоки, устанавливалось перед соплом термомеханического генератора. Один конец высоковольтного трансформатора соединялся через кенотрон с коронирующим электродом, а другой – через микроамперметр с некоронирующим электродом. Такая схема непригодна для измерения конвекционного тока заряженных частиц аэрозоля. В этом случае микроамперметр показывает лишь разрядный ток. Уменьшение последнего при продуве разрядного промежутка воздухом, продуктами сгорания и аэрозолем обусловлено не выносом ионов за пределы разрядного промежутка, как объясняется в упомянутой работе, а уменьшением электрической подвижности ионов.

В другой работе [Какабаев, 1968], посвященной заряжению конденсационного аэрозоля, в качестве коронирующих электродов использовались острые кромки и иглы, прикрепляемые к соплу аэрозольного генератора.

Хотя в обеих названных работах говорится о конвекционном токе заряженных частиц и эффективности заряжения аэрозоля, в них отсутствуют конкретные достоверные значения этих величин. Что касается самих зарядных устройств, то первое из них громоздкое, ненадежное в эксплуатации (при загорании парогазовой смеси коронирующие проволоки расплавляются), часть аэ-

розоля осаждается на самом устройстве, а второе нуждается в слишком высоком напряжении, коронирующие электроды подвержены взаимному электростатическому экранированию, необходима близость устройства к поверхности, на которую требуется осаждать аэрозоль.

Нами [Виснапуу, Рейнет, 1967] предложено зарядное устройство, в котором устранены перечисленные недостатки. Ниже приводится описание этого устройства, дается теоретическая оценка заряжения и представляются экспериментальные результаты измерения конвекционного тока частиц.

Зарядное устройство изображено на рис. I. Оно состоит из корпуса I, держателя 2 с иглами 3, фиксирующих винтов 4, опорного кольца 5 с винтами 6, пластины 7, имеющей отверстия, и контактов 8 и 9.

Корпус I представляет собой расширяющуюся осесимметричную трубу, в широкую часть которой вмонтированы игольчатые коронирующие электроды 3 и некоронирующий электрод – пластина 7. Держателем 2 служит кольцо, снабженное рядом параллельных стержней. К последним прикреплены иглы 3, расположенные по осям отверстий в пластине 7. Держатель 2 с иглами 3 электрически изолированы от корпуса I и пластины 7 посредством трех фиксирующих винтов 4, подпирающих держатель 2 под углами 120° относительно друг друга. Один из этих винтов (на рис. I самый правый) переходит в контакт 8 высокого напряжения. Винты 4 проходят через соответствующие им отверстия в боковой стенке корпуса I, не касаясь его, и опираются на изоляционное опорное кольцо 5, которое в свою очередь крепится посредством трех винтов 6 к корпусу I. Пластина 7 установлена в плоскости острий игл 3, соединена с корпусом I около его среза и снабжена контактом 9, через который при работе устройство заземляется. Между краями отверстий в боковой стенке корпуса I и винтами 4, а также между корпусом I и держателем 2 имеются воздушные зазоры, предотвращающие электрический пробой между ними при подаче высокого напряжения на контакт 8.

Отличительной особенностью описанного зарядного устройства является то, что каждый коронирующий электрод окружен некоронирующим электродом в виде стенки круглого отверстия в

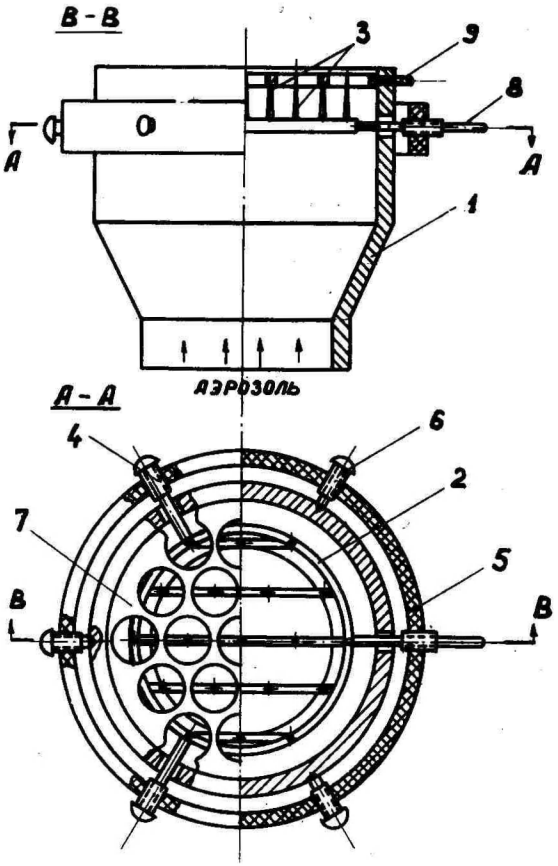


Рис. I. Зарядное устройство
с игольчатыми коронирующими электродами.

пластине, образовывая осесимметричную разрядную ячейку, не зависимую от других. Этим самым исключается взаимное экранирование коронирующих электродов, а также обеспечивается невысокое начальное напряжение. Малая протяженность по оси разрядных промежутков практически предотвращает осаждение час-

тиц аэрозоля на электроды. Сравнительно большая теплоемкость электродов защищает их от расплавления в случае пламеобразования.

При работе устройство устанавливается на определенном расстоянии перед соплом термомеханического аэрозольного генератора АГ-УД-2 [Пронин, 1964] таким образом, чтобы их оси совпадали. На контакт 8 подается высокое постоянное напряжение, а контакт 9 заземляется. При этом благодаря коронному разряду в разрядных ячейках имеют место радиальные потоки газовых ионов. Струя аэрозоля, создаваемого генератором, проходит разрядные ячейки. Пересекая участки ионизированного газа, аэрозольные частицы заряжаются за счет осаждения на них ионов. Заряженные частицы транспортируются потоком газа в атмосферу или помещение, где они рассеиваются, осаждаясь на окружающие поверхности.

Теоретическая оценка заряжения частиц аэрозоля. В условиях рассматриваемого зарядного устройства, применяемого в сочетании с термомеханическим аэрозольным генератором, основными процессами заряжения частиц являются диффузионный и ударный.

При диффузионном заряжении заряд частицы определяется формулой [Арендт, Калльман, 1926]

$$q_{\text{дифф}} = 4\pi\varepsilon_0 \frac{r}{e} K T_2 \ln\left(1+\frac{c_u e^2 r N_u \tau}{4\varepsilon_0 K T_2}\right), \qquad (1)$$

где $\varepsilon_0 = 8{,}85\cdot10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная;

r – радиус частицы;

$K = 1{,}38\cdot10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана;

T_2 – абсолютная температура газа в зоне заряжения;

$c_u = \sqrt{3RT_2/\mu_r}$ – средняя квадратичная скорость теплового движения ионов (R = 8300 Дж/кмоль·К – универсальная газовая постоянная, μ_r = 29 кг/кмоль – молекулярная масса воздуха);

$e = 1{,}6\cdot10^{-19}$ Кл – заряд электрона (иона);

N_u – счетная концентрация ионов в зоне заряжения;

τ – время заряжения.

При ударном заряжении соответствующий заряд [Потенье, Моро-Ано, 1932]

$$q_{уд} = 4\pi\varepsilon_0 E \delta r^2 \frac{e k_u N_u \tau}{4\varepsilon_0 + e k_u N_u \tau}, \qquad (2)$$

где E – напряженность электрического поля в зоне заряжения;

$\delta = 1 + 2\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$ – показатель диэлектрических свойств частицы (ε – относительная диэлектрическая проницаемость вещества частицы);

$k_u \approx 2 \cdot 10^{-4}$ м^2/(В·с) – электрическая подвижность ионов.

Формулы (1) и (2) действительны при условии, что в зоне заряжения концентрация ионов превышает концентрацию частиц $N_u > N_ч$.

Как показали исследования Хьюитта [1957] по заряжению частиц масляного тумана радиусом 0,1...0,7 мкм в электрическом поле напряженностью 30...1080 В/мм, их следует рассматривать как электропроводящие, т.е. считая $\delta = 3$. На основании экспериментальных данных этой же работы можно заключить, что отклонения измеренных значений зарядов частиц от расчетных составляют менее 20% по формуле (1) при $E_г < 0{,}04$ В и по формуле (2) при $E_г > 0{,}3$ В. В промежуточном интервале $0{,}04 \leqslant E_г \leqslant 0{,}3$ В приходится учитывать оба механизма заряжения и заряд рассчитывать как

$$q = q_{диф} + q_{уд}, \qquad (3)$$

где $q_{диф}$ и $q_{уд}$ определяются по формулам (1) и (2), хотя физически это не совсем строго.

К такому же выводу пришел Мирзабекян [1969], считающий промежуточный интервал, в котором необходим одновременный учет диффузионного и ударного заряжения, заданным лишь радиусом частиц: $0{,}1 \leqslant r \leqslant 2$ мкм. Как видно по формуле (2), существенным фактором здесь является также напряженность электрического поля.

Вполне удовлетворительное экспериментальное подтверждение формула (3) нашла в работе [Макальский, Мирзабекян, 1971] при $r = 0{,}1...2$ мкм, $E = 100...500$ В/мм, $N_u \tau = (1...5) \cdot 10^3$ с/мм^3.

Выразим величины $T_э$, E и $N_u \tau$, входящие в формулы

(I) и (2), через конструктивные рабочие параметры генератора и зарядного устройства. Применим индексы: I – для обозначения выходного сечения сопла генератора, 2 – зоны заряжения и 3 – внешней среды (атмосферы).

Температура газа в зоне заряжения согласно [Амелин, I966, с.88] может быть определена как

$$T_2 = (T_1 + \frac{m_3}{m_1} T_3)/(1 + \frac{m_3}{m_1}), \qquad (4)$$

где T_1 и T_3 – абсолютные температуры газов, смешивающихся в турбулентной струе генератора; m_1 и m_3 – массы смешивающихся газов.

Отношение m_3/m_1 найдем, исходя из постоянства количества движения потока в разных сечениях струи:

$$u_1 m_1 = \bar{u}_2 (m_1 + m_3). \qquad (5)$$

Здесь u_1 – скорость струи в начальном сечении;
$\bar{u}_2$ – средняя квадратичная скорость струи в зоне заряжения.

Выразим эти скорости следующим образом:

$$u_1 = M_г T_1/(\pi R_1^2 \gamma_0 T_0) \qquad (6)$$

и на основании [Идельчик, I960, с.369] для основного участка струи

$$\bar{u}_2 \approx u_1/(1 + 2\alpha a/R_1), \qquad (7)$$

где $M_г$ – массовый расход газа через начальное сечение;
R_1 – радиус начального сечения струи;
γ_0 = I,3 кг/м^3 и T_0 = 273 К – плотность и абсолютная температура газа при нормальных условиях;
$\alpha \approx$ 0,I – коэффициент турбулентности струи;
a – расстояние между начальным сечением струи и плоскостью, проходящей через коронирующие острия.

Совместное решение уравнений (5) и (7) дает

$$m_3/m_1 \approx 2\alpha a/R_1 , \qquad (8)$$

с учетом которого

$$T_2 \approx (R_1T_1 + 2\alpha aT_3)/(R_1 + 2\alpha a). \qquad (9)$$

Концентрация ионов в разрядном промежутке может выражаться следующим образом:

$$N_u = \bar{j}/(Eek_u) , \qquad (10)$$

где $\bar{j} = I_p/\bar{S}$ – средняя плотность разрядного тока, равная отношению разрядного тока к площади эффективного сечения разрядного промежутка (при этом предполагается, что разрядный ток значительно превосходит конвекционный).

Разрядный ток между коаксиальными острием и трубой, по которой продувается воздух, согласно работе [Чепмен, 1970] может рассчитываться по эмпирической формуле

$$I_p = \varepsilon_0(U - U_0)\left[1{,}3u_2\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_2}\right)^{0{,}3} + 0{,}2k_u\frac{U}{R_2}\right], \qquad (11)$$

где U и U_0 – рабочее и начальное напряжение коронирующего электрода;

u_2 и γ_2 – средняя арифметическая скорость струи и плотность газа в разрядном промежутке, причем $\gamma_0/\gamma_2 = T_2/T_0$;

R_2 – радиус некоронирующего электрода.

Средняя арифметическая скорость струи [Идельчик, 1960, с. 369] при $a \gg 0{,}3R_1/\alpha$

$$u_2 \approx 0{,}2u_1R_1T_2/(\alpha aT_0) . \qquad (12)$$

Площадь эффективного сечения разрядного промежутка определим как

$$\bar{S} = 2\pi\bar{R}\bar{l} , \qquad (13)$$

где $\bar{R} = R_2/\sqrt{2}$ – радиус окружности, мысленно делящей площадь разрядной ячейки радиусом R_2 на две равные части, круговую и кольцевую;

$\bar{l}$ – средняя осевая протяженность разрядного промежутка.

Считая среднее время заряжения

$$\tau = \bar{l}/u_2 \qquad (14)$$

и среднюю напряженность электрического поля в разрядном промежутке по примеру [Куперман, 1956]

$$E = U/R_2 , \qquad (15)$$

на основании формул (6), (10), (12)–(15) имеем

$$N_u\tau \approx 3{,}5\omega aR_1\gamma_0 T_0^2 I_p/(Uek_u M_r T_1 T_2). \qquad (16)$$

Используя формулы (1)–(3), (9), (11), (15) и (16), можно вычислить заряды частиц аэрозоля, проходящего через зарядное устройство. Выразим теперь конвекционный ток заряженных частиц, легко измеряемый экспериментально,

$$I_k = N_ч \Phi_г q , \qquad (17)$$

где $N_ч$ – счетная концентрация частиц аэрозоля,

$\Phi_г$ – объемный расход газа через зону заряжения.

Счетную концентрацию частиц найдем, разделив их массовую концентрацию, выраженную через массовый расход жидкости, из которой получают аэрозоль, и объемный расход газа, на среднюю массу частиц, выраженную через соответствующий радиус и плотность (при этом предположим, что образовавшийся аэрозоль монодисперсный):

$$N_ч = 3\beta_ж M_ж /(4\pi r^3 \gamma_ж \Phi_г) , \qquad (18)$$

где $\beta_ж$ = 0...1 – отношение массы жидкости, находящейся в капельном (конденсированном) состоянии, ко всей массе жид-

кости в виде пара и капель в зоне заряжения; это отношение при прочих равных условиях зависит от расстояния a, но точная теоретическая оценка его связана с большими трудностями [Амелин, 1966, с.59]; $M_ж$ и $\gamma_ж$ – массовый расход и плотность жидкости.

Используя соотношения (1) – (3), (15) и (18), формула (17) примет вид:

$$I_k = \frac{3\varepsilon_0 \beta_ж M_ж}{\gamma_ж r^2}\left[\frac{K}{e}T_2 \ln\left(1+\frac{c_u e^2 r N_u \tau}{4\varepsilon_0 K T_2}\right)+\frac{3U_r e k_u N_u \tau}{B_2(4\varepsilon_0+e k_u N_u \tau)}\right]. \quad (19)$$

Последняя зависимость имеет место в предположении, что частицы аэрозоля в течение всего времени пребывания в зоне заряжения окружены газовыми ионами. Этому соответствует условие

$$I_k < nI_p , \quad (20)$$

в котором I_k и I_p определены по формулам (11) и (19).

Если неравенство (20) не выполняется, то формула (19) неприменима, она будет давать завышенные значения. В таком случае можно считать

$$I_k \approx nI_p' , \quad (21)$$

где I_p' – разрядный ток при большой концентрации частиц в разрядном промежутке ($N_q > N_u$). При этом $I_p' < I_p$, вычисленного по формуле (11) для воздуха с малой концентрацией частиц, что обусловлено уменьшением средней подвижности носителей зарядов [Капцов, 1947, с.197-202].

Из совместного рассмотрения (19)–(21) следует, что при прочих равных условиях существует такое критическое значение $M_ж'$, что удельный заряд $Q = I_k/M_ж$ при $M_ж < M_ж'$ имеет постоянное значение, а при $M_ж > M_ж'$ тем меньше, чем сильнее последнее неравенство. Таким образом, в отношении большей производительности и электризации аэрозоля оптимальным является расход жидкости, равный $M_ж'$, который можно оценить, считая (20) приближенным равенством.

Определим еще максимально возможное число зарядных яче-

ек, размещаемых в пределах поперечного сечения струи,

$$n_{max} = fS_{стр} / S_{отв} = fR_{стр}^2 / R_2^2 , \quad (22)$$

где f – коэффициент живого сечения пластины с отверстиями; $S_{стр}$ и $S_{отв}$ – площади сечения струи с радиусом внешней границы $R_{стр}$ и отверстия в пластине.

Приняв во внимание, что в основном участке струи [Идельчик, 1960] $R_{стр} \approx 3{,}4\alpha a$, получим

$$n_{max} \approx 11{,}6f\alpha^2 a^2 / R_2^2. \quad (23)$$

Теперь на основании вышеизложенного можно написать

$$M_к' \approx \frac{4\gamma_к f\alpha^2 a^2 r^2 (U-U_0)\left[1{,}3R_2 u_2 (T_2/T_0)^{0,3} + 0{,}2k_u U\right]}{\beta_к R_2^2 \left[\frac{\gamma_к}{e} R_2 T_2 \ln\left(1 + \frac{c_u e^2 r N_u \tau}{4\varepsilon_0 kT_2}\right) + \frac{3rUek_u N_u \tau}{4\varepsilon_0 + ek_u N_u \tau}\right]} . \quad (24)$$

Экспериментальное определение конвекционного тока частиц. Принципиальная схема измерения электрических параметров зарядного устройства изображена на рис. 2. Острия коронирующих электродов зарядного устройства ЗУ расположены на расстоянии a от выходного сечения сопла генератора аэрозолей ГА, а перед ними на удалении b установлена пластина некоронирующего электрода. От источника высокого напряжения ИВН на электроды подано постоянное напряжение, которое контролируется статическим киловольтметром U. Создаваемые при коронном разряде газовые ионы, покидающие n ячеек коронирующих электродов, составляют разрядный ток, равный nI_p. Часть этих ионов достигает некоронирующего электрода, обуславливая ток утечки $I_{ут}$, который регистрируется соответствующим микроамперметром, а другая часть ионов вместе со струей аэрозоля выносится за пределы зарядного устройства, образуя конвекционный ток $I_к$, который также измеряется соответствующим микроамперметром, показанным на рис. 2. Таким образом, указанные токи связаны между собой следующей зависимостью

$$nI_p = I_{ут} + I_к. \quad (25)$$

В ходе опытов с описанным зарядным устройством было замечено, что корпус I (по рис.I) в виде цельной трубы препят-

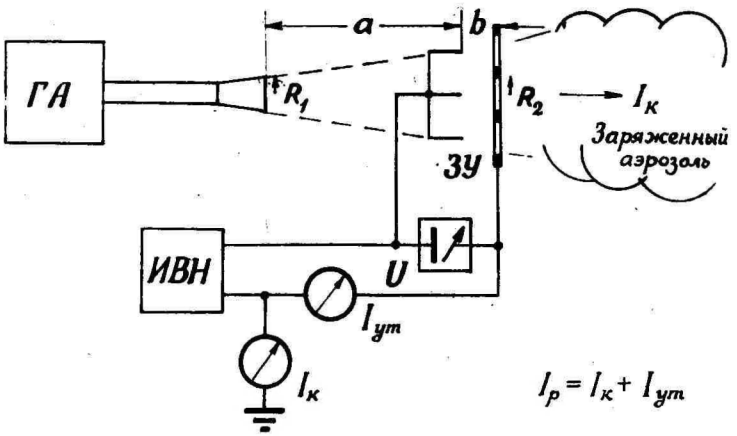


Рис. 2. Принципиальная схема измерения электрических параметров зарядного устройства.

ствует притоку окружающего воздуха к основной струе парогазовой смеси, вытекающей из сопла генератора. В связи с этим ослабляется процесс конденсации паров и понижается конвекционный ток. Поэтому сплошной корпус был заменен открытым держателем.

Испытывалось два варианта зарядного устройства: у первого число разрядных ячеек $n = 7$ и радиус ячейки $R_2 = 50$ мм, а у второго - $n = 28$ и $R_2 = 25$ мм, радиус пластин с отверстиями у обоих вариантов равнялся 170 мм. Распыливаемой жидкостью, из которой создавали аэрозоль, являлось дизельное топливо.

Была выявлена зависимость конвекционного тока I_k от расстояния b (рис. 2). Измерения проводили при зарядном устройстве с 28 разрядными ячейками при двух значениях расхода газа, который регулировался оборотами воздуходувки. Значения других параметров: $a = 0{,}5$ м, $U = 10$ кВ, $M_ж = 10$ г/с.

Результаты измерений приведены в табл. I.

Таблица I

Зависимость конвекционного тока I_k, мкА от расхода газа $M_г$ и параметра b.

$M_г$, г/с	b, мм			
	0	20	40	∞
I00	8	6	5	2,2
200	I0	7	6	2,4

Из таблицы следует, что I_k достигает максимума при $b = 0$, т.е. когда острия коронирующих электродов расположены в плоскости пластины. Все дальнейшие опыты проведены именно при таком положении электродов. Случай $b = \infty$ соответствует отсутствию пластины. Как видно, применение некоронирующего электрода в виде пластины с отверстиями позволяет почти в 4 раза увеличить I_k.

При $b = 0$, $M_ж = 0$ и $M_г = 200$ г/с конвекционный ток ионизированного газа составлял I,2 мкА, что примерно в 6 раз меньше, чем ток заряженных частиц аэрозоля при $M_ж = I0$ г/с.

Зависимости конвекционного тока и тока утечки от напряжения коронирующих электродов представлены на рис. 3. Приведенные экспериментальные данные показывают, что зарядное устройство с $n = 7$ более эффективно, чем устройство с $n = 28$: первое обладает большим I_k и меньшим $I_{ут}$, чем второе. При этом можно заключить, что с точки зрения отношения $I_k/I_{ут}$, составляющего при $n = 7$ около I и при $n = 28$ – около 0,I, в обоих случаях рационально выбрать расстояние $a = 0,5$ м и напряжение $U = 20$ кВ. В интервале $2U_0 < U < 4U_0$ наблюдается приблизительная пропорциональность $I_k \sim U$. Дальнейшее повышение напряжения не приводит, однако, к существенному увеличению конвекционного тока, а может обусловить даже его уменьшение. В то же время ток утечки интенсивно растет. Отсюда следует, что при описанных условиях удаления заряженных частиц от зарядного устройства оптимальным напряжением явля-

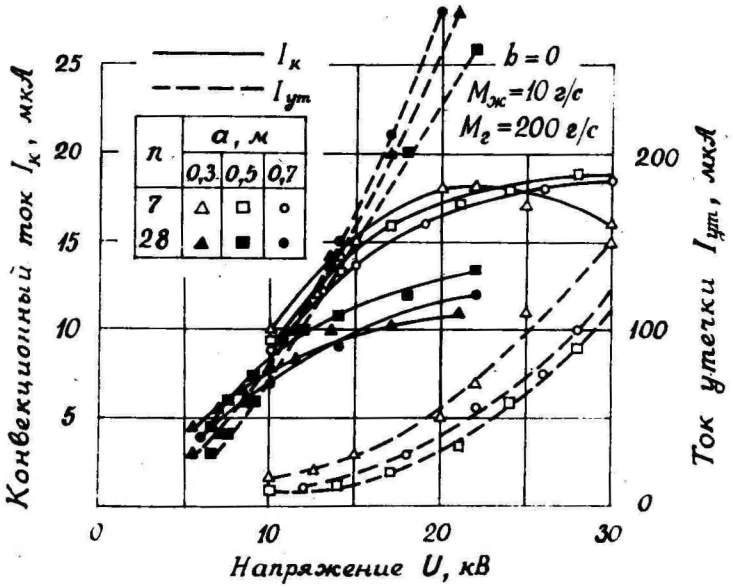


Рис. 3. Зависимость конвекционного тока и тока утечки от напряжения коронирующих электродов.

ется $U = 4U_0$, которому соответствует отношение $U / R_2 =$ = 0,4 кВ/мм. По-видимому, при больших значениях этого отношения – хотя частицы и заряжаются сильнее, а относительная доля выносимых из зоны заряжения частиц уменьшается – электрические силы, осаждающие частицы на зарядное устройство, начинают преобладать над механическими силами потока газа, удаляющими частицы от устройства.

Удельный заряд аэрозоля составляет 1...2 мКл/кг.

Сопоставление экспериментальных данных с теоретическими выводами. Сравним расчетные значения разрядного и конвекционного тока с имеющимися опытными данными. На основании формул (11), (19) и (24), использовав (6), (9), (12), (15), (16) и

приняв $a = 0{,}5$ м; $f = 0{,}6$; $M_т = 0{,}2$ кг/с; $M_ж = 0{,}01$ кг/с; $T_1 = 900$ К; $T_3 = 300$ К; $r = 0{,}5 \cdot 10^{-6}$м [Дунский и др., 1956]; $\beta_ж = 0{,}1$ (на месте нахождения зарядного устройства начинал образовываться видимый туман); $\gamma_ж = 860$ кг/м^3, получим

$$I_p \approx 3{,}5 \cdot 10^{-16}(U-U_0)(1{,}1 \cdot 10^6 + U/R_2), \quad (26)$$

$$I_k \approx 4{,}1 \cdot 10^{-2}(1{,}7 \cdot 10^{-4} + I_p/R_2), \quad (27)$$

$$M_ж \approx \frac{1{,}5 \cdot 10^{-18}(U - U_0)(1{,}1 \cdot 10^6 R_2 + U)}{R_2^2(1{,}7 \cdot 10^{-4} R_2 + I_p)}. \quad (28)$$

В устройстве с $R_2 = 50$ мм $U_0 = 5$ кВ и при среднем напряжении $U = 20$ кВ по формуле (28) имеем $M'_ж = 0{,}04$ кг/с, а в устройстве с $R_2 = 25$ мм $U_0 = 3$ кВ и при $U = 15$ кВ соответственно $M'_ж = 0{,}1$ кг/с. Так как заданный расход $M_ж = 0{,}01$ кг/с меньше рассчитанных $M'_ж$, то формула (27) применима.

Отклонения экспериментальных данных общего разрядного тока, определенного по формуле (25), от расчетных согласно (26) для обоих вариантов не превышают 20%. С такой же точностью совпадают измеренные и вычисленные по формуле (27) значения конвекционного тока для устройства с $R_2 = 50$ мм. Но в случае устройства с $R_2 = 25$ мм формула (27) дает по сравнению с экспериментальными данными в два раза большие значения конвекционного тока. Вероятно, с уменьшением R_2 резко растут потери заряженных частиц, не учитываемые рассмотренной теорией. На это указывает и тот факт, что по полученным опытным данным (рис. 3) ток утечки $I_{ут}$ пропорционален U^2/R_2^3.

Относительно слабая зависимость измеренных токов I_k и $I_{ут}$ от расстояния a объясняется, по-видимому, изменениями коэффициента $\beta_ж$ и коэффициента заполнения струей аэрозоля полного сечения разрядных ячеек, частично компенсирующими изменения расстояния a.

Сопоставляя результаты данной работы с выводами аналогичной работы Китаева [1959], можно уточнить следующее. В указанной работе отмечено, что в зарядное устройство следует вводить аэрозоль предельной концентрации, при которой в раз-

рядном промежутке частицами, заряжающимися до предельного заряда, поглощаются все ионы. Нами показано, что желательно обеспечить расход жидкости ниже критического; ведь поглощение всех ионов приводит к сильному уменьшению общего разрядного тока, а следовательно, и к ослаблению электризации частиц. Далее, вывод о том, что усиление электризации аэрозоля возможно уменьшением его дисперсности, является правильным лишь тогда, когда расход жидкости выше критического. Если же расход ниже критического, то наоборот, уменьшение дисперсности обусловливает ослабление конвекционного тока.

Выводы

Применение сотовой (состоящей из отдельных ячеек) конструкции зарядного устройства позволяет увеличить, по сравнению с обычным, в несколько раз конвекционный ток заряженных частиц аэрозоля.

Конвекционный ток существенно зависит от общего разрядного тока коронирующих электродов, дисперсности и расхода частиц аэрозоля через зарядное устройство. С точки зрения электризации рекомендуемым расходом аэрозоля является расход ниже критического - докритический режим, при котором разрядный ток близок разрядному току без подачи аэрозоля. Критический расход частиц приблизительно пропорционален их радиусу и обратно пропорционален квадрату радиуса разрядной ячейки.

В докритическом режиме конвекционный ток пропорционален расходу аэрозоля и приблизительно обратно пропорционален радиусу частиц. При благоприятных условиях электризации конвекционный ток может составить половину от разрядного тока.

Общий ток утечки в разрядных ячейках пропорционален квадрату приложенного напряжения и обратно пропорционален кубу радиуса ячейки.

Литература

Амелин А.Г. – 1966 – Теоретические основы образования тумана при конденсации пара. Изд-во "Химия".

Арендт, Каллъман (Arendt P., Kallmann H.) – 1926 – Über den Mechanismus der Aufladung von Nebelteilchen. "Zschr. f. Phys.", Bd. 35, Nr. 6, 421–441.

Виснапуу Л.К., Рейнет Я.К. – 1967 – Устройство для зарядки аэрозолей. Авт.св. № 202647. Бюлл.изобр., № 19, с. 173.

Дунский В.Ф., Южный З.М., Хохлов Д.Н. – 1956 – Исследование процесса термомеханического образования туманов. Сб."Аэрозоли в сельском хозяйстве". Сельхозгиз, с.28–45.

Идельчик И.Е. – 1960 – Справочник по гидравлическим сопротивлениям. Госэнергоиздат.

Какабаев С. – 1968 – Исследование основных параметров устройств для электростатического осаждения аэрозоля ядохомикатов на растения. Автореф. дисс. на соиск. уч. ст. канд. техн. наук. Ахшабад.

Капцов Н.А. – 1947 – Коронный разряд и его применение в электрофильтрах. Гостехиздат.

Китаев А.В. – 1959 – Опыты по оценке эффективности электризации термомеханического аэрозоля в поле коронного разряда. Сб."Аэрозоли и их применение". Изд-во Мин-ва сельского хоз-ва, с.78–83.

Коротких Г.И. – 1960 – Аэрозоли в сельском хозяйстве. Сельхозгиз.

Куперман (Cooperman P.) – 1956 – A new technique for the measurement of corona field strength and current density in electrical precipitation. "Trans.Am.Inst. Elect. Engrs.", 64.

Макальский Л.М., Мирзабекян Г.З. – 1971 – Экспериментальное исследование зарядки частиц размером 0,2–4 мкм ионами воздуха. Сб."Сильные электрические поля в технологических процессах", вып.2. Изд-во "Энергия", с.95–108.

Мирзабекян Г.З. - 1969 - Зарядка аэрозолей в поле коронного разряда. Сб."Сильные электрические поля в технологических процессах". Изд-во"Энергия", с.20-39.

Потенье, Моро-Ано (Pauthenier M.M., Moreau-Hanot M.) - 1932 - La charge des particules sphériques dans un champ ionisé. "J. de physique et le radium", vol. 3, No. 12, 590-613.

Пронин А.Ф. - 1964 - Машины для борьбы с вредителями и болезнями сельскохозяйственных культур. Изд-во "Высшая школа".

Хьюитт (Hewitt G.W.) - 1957 - The charging of small particles for electrostatic precipitation."Trans. Am.Inst.Elect.Engrs.", vol.76,No.31,300-306.

Чепмен (Chapman S.) - 1970 - Corona point current in wind. "J. of Geophysical Research", vol. 75, No. 12, 2165-2169.

KONDENSATSIOONIAEROSOOLI ELEKTRISEERIMINE KORONEERIVATE ELEKTROODIDEGA LAADIMISSEADELDISE ABIL

L. Visnapuu, A. Zakomõrdin, J. Reinet

Resümee

Kirjeldatakse laadimisseadeldist, mis on ette nähtud näiteks termomehaanilise generaatori poolt tekitatud aerosooli elektriseerimiseks. See seadeldis koosneb paralleelsetest koroonalahenduse elementidest, mis kujutavad endast teravikke kärjekujulise plaadi avades. On leitud aerosooliosakeste efektiivse laadimise tingimus, mis on väljendatud seadeldise töö- ja konstruktsiooniparameetrite kaudu. On võrreldud teoreetiliselt arvutatud ja eksperimentaalselt mõõdetud lahendusvoolu ning laetud osakeste konvektsioonivoolu väärtusi. Vastavad lahendusvoolu väärtused erinevad teineteisest mitte rohkem kui 20%. Konvektsioonivoolu korral on eksperimentaalsed väärtused kuni kaks korda väiksemad teoreetilistest. Seda seletatakse laetud osakeste osalise sadestumisega laadimisseadeldisele. Aerosooliosakeste erilaeng võrdus 1...2 mC/kg.

ELECTRIFICATION OF CONDENSATION AEROSOLS BY MEANS OF A CHARGER PROVIDED WITH CORONA ELECTRODES

L. Visnapuu, A. Zakomyrdin, J. Reinet

Summary

The paper presents the description of a charging device which is necessary, for instance, for the electrification of aerosols produced by a thermomechanical generator. This device consists of parallel elements of a corona discharge which have the shape of points in the orifices of a honeycomb plate. The condition of an efficient charging of aerosol particles has been established, which is expressed through the operational and constructional characteristics of the device. Theoretically calculated and experimentally established values of the discharge current and those of the convection current of charged particles have been compared. The respective values of the discharge current have been found to differ from each other within the range of 20 per cent. In the case of the convection current the experimental values have been discovered to be up to twice smaller than the theoretical values. This is explained by the partial precipitation of the charged particles on the charging device. The specific charge of aerosol particles ranges between 1 and 2 mC/kg.

ТРАНСПОРТНЫЕ ПОТЕРИ ЛЕГКИХ ИОНОВ В ВОЗДУХОВОДАХ

Н.К. Наремский, И.П. Никульча, П.Н. Монтик, Р.Б.Тарноруцкий

В настоящее время считают, что хорошие микроклиматические условия в помещениях зависят не только от температуры, влажности, скорости движения и химического состава воздуха, но также и от его ионного состава. Загрязненность воздуха, характерная для современных крупных промышленных городов, неизбежно ведет к изменению его ионного состава, в частности, к уменьшению концентрации легких отрицательных ионов, благоприятно влияющих на живые организмы.

В связи с этим в последнее время применяют искусственную ионизацию воздуха. Для расчетов системы ионизации воздуха необходимо учитывать транспортные потери ионов в процессе его обработки и движения по воздуховодам [Ватанабэ и др., 1966].

В данной работе рассматривается движение в прямолинейном воздуховоде постоянного сечения ионизированного воздуха, представляющего собой высокодисперсный аэрозоль (ВДА), содержащий легкие и тяжелые ионы, а также нейтральные частицы. Частицы с подвижностью более 0,1 $см^2/В \cdot с$ будем называть условно легкими ионами, а частицы с подвижностью меньше 0,1 $см^2/В \cdot с$ соответственно - тяжелыми ионами, включая сюда и нейтральные частицы. В общем случае величина заряда ионов зависит от механизма заряжения и может быть определена по соответствующим формулам [Леб, 1963]. Будем считать, что легкие ионы однозарядные.

Для получения математического описания процессов, происходящих в воздуховоде, примем такие допущения:

1. Движение ВДА по трубопроводу турбулентное, а средняя скорость постоянна по сечению канала.

2. Относительная скорость легких ионов (по отношению к воздуху) ничтожно мала.

3. Движение ВДА в воздуховоде установившееся.

4. Частицы ВДА имеют сферическую форму, несжимаемы,

т.е. эффектами деформации и циркуляции можно пренебречь.

5. Температура, влагосодержание ВДА при движении в воздуховоде постоянны.

6. Движение частиц ВДА подчинено закону Стокса-Кенингема.

7. Силами инерции и электростатического отображения, действующими на частицы ВДА, пренебрегаем.

8. Изменением концентрации тяжелых ионов под действием сил электростатического поля рассеяния и коагуляции пренебрегаем. Концентрация тяжелых ионов ничтожно мала по сравнению с концентрацией легких.

9. Коэффициент униполярности φ постоянен во времени ($\varphi \approx 1$).

Рассматриваемый отрезок воздуховода (рис. I) длиной L

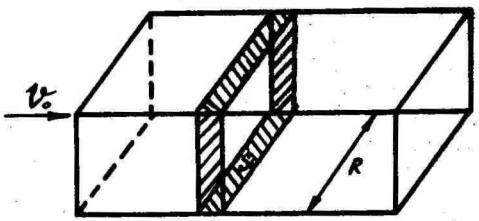


Рис. I. Движение ВДА по воздуховоду.

расположен на выходе проточного ионизатора по ходу движения воздуха. Так как внутри этого отрезка воздуховода не имеется генератора ионов, то, мысленно выделив в некоторый малый объем ΔV движущегося ВДА, проследим за изменением концентрации легких ионов n от начала до конца воздуховода. Выделенный объем ΔV должен удовлетворять тому условию, что изменение концентрации вдоль воздуховода пренебрежимо мало. Таким образом, с учетом допущений процесс выпадения легких ионов из выделенного объема ΔV будет зависеть от следующих факторов:

I. Скорости движения под действием электростатических

сил

$$\bar{v}_e = \frac{Eq\,\lambda(A+Q)}{6\pi\eta r^2}, \qquad (1)$$

где q – заряд иона;
E – напряженность поля;
r – радиус легкого иона;
λ – длина свободного пробега молекул воздуха;
η – динамическая вязкость воздуха;
$(A+Q)=1,154$ – поправочный коэффициент в формуле Стокса, учитывающий, что $r < \lambda$.

2. Диффузионный процесс воздействия на осаждение частиц ВДА при их движении по воздуховоду будет состоять из молекулярной (тепловой), конвективной и турбулентной диффузии. Влияние на осаждение частиц аэрозоля турбулентной диффузии проявляется вне пограничного слоя [Фукс, 1955; Левич, 1959]. Согласно гипотезам Прандтля-Тейлора и Ландау-Левича, молекулярная диффузия преобладает над турбулентной в пристенном пограничном слое. Расхождение между этими гипотезами состоит в оценке лишь толщины этого слоя. Согласно принятым допущениям (п. 5), влиянием конвективной диффузии пренебрегаем. Поэтому, упрощая задачу, будем считать, что осаждение частиц аэрозоля происходит в пограничном слое. Так как турбулентная и конвективная диффузии вне этого слоя только выравнивают концентрацию аэрозоля, поддерживая постоянным градиент концентрации в направлении нормали к поверхности воздуховода, эффект осаждения лимитируется лишь молекулярной (тепловой) диффузией.

Коэффициент молекулярной диффузии

$$D = KTB = KTk/q, \qquad (2)$$

где k – электрическая подвижность ионов;
K – постоянная Больцмана;
T – температура движущегося ВДА внутри воздуховода;
B – механическая подвижность частиц.

Таким образом, поток легких ионов из движущегося ВДА

на поверхность воздуховода вследствие молекулярной диффузии равен

$$I = Dn/\delta_L, \qquad (3)$$

где I – поток частиц в одну секунду через I $см^2$;
$\delta = 100R/Ref^{7/8}$ – толщина пограничного слоя (по Прандтлю-Тейлору);
R – характерный размер воздуховода;
Ref – число Рейнольдса для потока.

Тогда скорость осаждения под действием молекулярной диффузии

$$v_D = \frac{I}{n}. \qquad (4)$$

3. Уменьшение концентрации легких ионов вследствие рекомбинационных эффектов определится соотношением:

$$\frac{dn_-}{dt} = -(\alpha n_+ n_- + \xi' n_+ N_- + \xi'' n_- N_+ + \theta' n_+ N_1 + \theta'' n_- N_1), \qquad (5)$$

где α – коэффициент ион-ионной рекомбинации;
n_+; n_- – концентрация положительных и отрицательных легких ионов;
ξ'; ξ'' – коэффициенты воссоединения соответственно положительных легких ионов с тяжелыми отрицательными, концентрация которых N_-, и отрицательных легких ионов с положительными тяжелыми, концентрация которых N_+;
θ'; θ'' – коэффициенты осаждения положительных и отрицательных легких ионов на нейтральных частицах, концентрация которых N_1.

Обозначая через N суммарную концентрацию тяжелых ионов обоих знаков и нейтральных частиц, можно записать $N = N_- + N_+ + N_1$ и, полагая, что $\xi' = \xi'' = \xi$, $\theta' = \theta'' = \theta$, тогда постоянная исчезновения ионов μ из объема ΔV в единицу времени вследствие их воссоединения с тяжелыми ионами и осаждения на нейтральных ядрах будет равна [Губичев В.А., 1951] :

$$\mu = \frac{2\theta\xi}{2\xi + \theta} N. \qquad (6)$$

С учетом (6) выражение (5) перепишется в таком виде

$$\frac{dn}{dt} = -\left[\alpha(n_- n_+ + \mu(n_+ + n_-)\right]. \qquad (7)$$

В свою очередь, концентрация тяжелых ионов (N_+ и N_-) и нейтральных частиц N_1 изменяется при движении ВДА вследствие гравитационного осаждения, коагуляции, диффузии и сил поля электростатического рассеяния, создаваемого тяжелыми ионами. Однако с учетом принятых выше допущений считаем, что концентрация тяжелых ионов и нейтральных частиц уменьшается только вследствие гравитационного осаждения и диффузии. Тогда скорость осаждения под действием гравитационных сил равна

$$v_g = \frac{2g\rho\gamma r\cdot(A + Q)}{9\eta}, \qquad (8)$$

а вследствие молекулярной диффузии

$$v_D^* = \frac{I^*}{N} = D^*/\delta_r,$$

где D^* – коэффициент диффузии для тяжелых ионов и нейтральных частиц, радиус которых r.

Проследим за изменением концентрации аэроионов в выделенном объеме ΔV при его движении в воздуховоде. Рассматривается два случая:

I. Источником ионов является проточный ионизатор, генерирующий только отрицательные ионы. Тогда количество легких отрицательных ионов, оседающих на внутренней поверхности трубы за время dt, равно изменению их числа внутри выделенного объема воздуха ΔV, то есть

$$-\Delta V dn_- = n_- dt\left[\iint_S v_{e_-} dS + \iint_S v_D dS + \mu\Delta V\right]. \qquad (9)$$

Аналогично для тяжелых ионов и нейтральных частиц под действием гравитационных сил и диффузии

$$-\Delta V dN = N dt\left[\iint_{S_1} v_g dS + \iint_S v_D^* dS\right]. \qquad (10)$$

Вычислим интегралы, входящие в выражения (9, I0). Примем, что

$$|\bar{v}_g| = v_g = \text{const}; \quad |\bar{v}_D| = v_D = \text{const}; \quad |\bar{v}_D^*| = v_D^* = \text{const}.$$

Учитывая, что электростатическое поле рассеяния симметрично относительно геометрического центра выбранного объема газа, можно принять вблизи поверхности воздуховода: $|\bar{v}_{e_-}| = v_{e_-} = \text{const}$. Тогда, учитывая (3) и (4)

$$\iint_S v_D dS = \frac{DS}{\delta_L}, \qquad (II)$$

где S – поверхность, на которую осаждаются легкие отрицательные ионы под действием диффузии.

Очевидно при действии только сил электростатического рассеяния уменьшение легких отрицательных ионов из объема ΔV:

$$\frac{dn_-}{dt} = -\frac{n_- v_{e_-} S}{\Delta V}, \qquad (I2)$$

в то же время, по [Фукс, I955; Леб, I963]:

$$\frac{dn_-}{dt} = -4\pi n_-^2 q^2 B = -4\pi n_-^2 kq. \qquad (I3)$$

Приравнивая правые части (I2) и (I3) получим, что

$$v_{e_-} = 4\pi k n_- q \frac{\Delta V}{S}.$$

Тогда $$\iint_S \bar{v}_{e_-} d\bar{S} = v_{e_-} S = 4\pi k n_- q \Delta V. \qquad (I4)$$

Интеграл $$\iint_S \bar{v}_g d\bar{S} = v_g S_1, \qquad (I5)$$

где S_1 – поверхность, на которую осаждаются тяжелые ионы и нейтральные частицы под действием силы тяжести.

Интегрирование уравнения (I0) в соответствующих пределах даст $$N = N_0 \exp\left(-\frac{v_g S_1}{\Delta V} - \frac{D^* S}{\delta_L \Delta V}\right) t.$$

Тогда выражение (7) запишется в таком виде

$$\mu = \frac{2\theta\xi}{2\xi+\theta} N_0 \exp\left(-\frac{v_g S_1}{\Delta V} - \frac{D^* S}{\delta_L \Delta V}\right) t, \qquad (16)$$

где N_0 – начальная концентрация тяжелых ионов и нейтральных частиц.

Принимая во внимание (II), (I4), (I6) уравнение (9) запишется в виде

$$-\frac{dn_-}{dt} = 4\pi k q n_-^2 + \frac{DS}{\delta_L \Delta V} n_- + \frac{2\theta\xi}{2\xi+\theta} n_- N_0 \exp\left[-\frac{v_g S_1}{\Delta V} - \frac{D^* S}{\delta_L \Delta V}\right] t. \qquad (17)$$

Получено нелинейное дифференциальное уравнение первого порядка – уравнение Бернулли. Ввиду того, что рассматривается установившийся режим движения аэроионов, можно принять

$$t = \frac{h}{v_0},$$

где v_0 – скорость движения ВДА в воздуховоде.

Примем обозначения:

$$H = 4\pi k q \frac{1}{v_0}; \quad b = \frac{2\theta\xi}{2\xi+\theta} \frac{N_0}{v_0}; \quad f = \frac{DS}{\delta_L \Delta V v_0};$$

$$M = -\left(\frac{v_g S_1}{\Delta V} + \frac{D^* S}{\delta_L \Delta V}\right) \frac{1}{v_0}.$$

Тогда (I7) примет вид:

$$\frac{dn_-}{dt} + (f + be^{ML}) n_- + Hn^2 = 0. \qquad (18)$$

Решением уравнения (I8) является:

$$n_- = \frac{n_{0-} e^{b/M}}{e^A \left\{ H \left(\frac{b}{M}\right)^{a/M} M^{-1} n_{0-} e^{b/M} \left[Ei\left(-\frac{b}{M} e^{mL}\right) - Ei\left(-\frac{b}{M}\right) \right] + 1 \right\}} \qquad (19)$$

где $A = fh + \frac{b}{M} e^{ML}$,

Ei - интегральная показательная функция (затабулирована).

2. Источником ионов является проточный ионизатор, генерирующий биполярные легкие ионы с коэффициентом униполярности

$$\varphi = \frac{n_+}{n_-} = \text{const} \leq 1.$$

По аналогии с первым пунктом, принимая во внимание ион-ионную рекомбинацию, дифференциальное уравнение для отрицательных легких ионов запишется как

$$-\Delta V \frac{dn_-}{dt} = n_- \left[\iint_S \bar{v}_{e_-} dS + \iint_S \bar{v}_D d\bar{S} \right] + \Delta V \left[\mu (n_+ + n_-) + \alpha n_+ n_- \right]. \quad (20)$$

Для биполярно заряженного ВДА уравнение (I3) примет вид

$$\frac{1}{n_-} \frac{dn_-}{dt} = 4\pi k q (n_+ - n_-). \quad (21)$$

С учетом коэффициента униполярности φ (2I) запишется

$$\frac{dn_-}{dt} = -4\pi k q (1 - \varphi) n_-^2 . \quad (22)$$

Приравнивая правые части (I2) и (22), получим

$$v_{e_-} = 4\pi k q n_- (1 - \varphi) \frac{\Delta V}{S} . \quad (23)$$

Принимая во внимание (II), (I6), (23) уравнение (20) запишется:

$$\frac{dn_-}{dt} = 4\pi k q (1 - \varphi) n_-^2 + \frac{DS}{\delta_L \Delta V} n_- + \frac{2\theta\xi}{2\xi + \theta} n_- (1 + \varphi) N_0 \exp\left(- \frac{v_g S}{\Delta V} - \right.$$

$$\left. - \frac{D^* S}{\delta_L \Delta V} \right) t + \alpha \varphi n_-^2 . \quad (24)$$

Введем обозначения:

$$t = \frac{L}{v_0}; \quad H_1 = \left(4\pi k q (1 - \varphi) + \alpha \varphi \right) \frac{1}{v_0}; \quad b_1 = \frac{2\theta\xi}{2\xi + \theta} (1 + \varphi) \frac{N_0}{v_0} .$$

Тогда получим

$$\frac{dn_-}{dL} + (f + b_1 e^{ML})n_- + H_1 n_-^2 = 0. \qquad (25)$$

Решение уравнения (25) будет иметь вид:

$$n_- = \frac{n_{o-}\, e^{b_1/M}}{e^{A}\left\{H_1\left(\frac{b_1}{M}\right)^{a/M} e^{b_1/M}\left[Ei\left(-\frac{b_1}{M}e^{ML}\right) - Ei\left(-\frac{b_1}{M}\right)\right] n_{o-}\, M^{-1} + 1\right\}}, \qquad (26)$$

где $A = fL + \frac{b_1}{M}$,

Ei – интегральная показательная функция, определяемая по таблицам.

Согласно (19, 26) на рис. 2 приведены зависимости $n_- = \psi(L)$ при v_o = const. Кривая I для униполярной зарядки, кривая 2 для биполярной зарядки при $\psi = 0{,}3$.

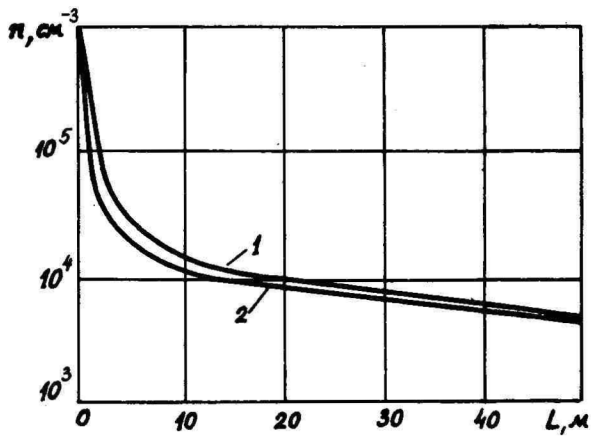


Рис. 2. Зависимость $n_- = \psi(L)$ при v_o = const (v_o = I м/сек, n_o = 10^6 I/см^3; r = $5\cdot10^{-7}$см; r_o = 10^{-4}см; N = 10^3 I/см^3; R = 40 см; $\Delta v = 2\cdot10^3$ см^3; α = $1{,}6\cdot10^{-6}$см/сек; θ = $9{,}2\cdot10^{-6}$см^3/сек; ξ = $7{,}2\cdot10^{-6}$см^3/сек).

Из графиков следует:

I. Изменение концентрации легких отрицательных ионов по длине воздуховода близко к экспоненциальному закону. Резкое изменение концентрации наблюдается в начальном участке воздуховода, по мере уменьшения концентрации это изменение незначительно.

2. Различие кривых I и 2 мало, ввиду невысокой начальной концентрации легких ионов, когда рекомбинация не играет существенной роли.

3. Полученные теоретические зависимости удовлетворительно согласуются с опытными данными, приведенными в [Ватанабэ, I966].

Литература

Фукс Н.А. - I955 - Механика аэрозолей, М.

Pich,J. - 1962 - "Staub", vol. 22, No 1, 17-29.

Леб Б. - I963 - Статическая электризация. Госэнергоиздат.

Губичев В.А. - I95I - К методике измерения ионного спектра в атмосфере, Ростов-на-Дону (Дисс.).

Ватанабэ Хироси и др. - I966 - "Мицубиси Денки Гихо", т.40, № 3, с.448-455.

Левич В.Г. - I959 - Физико-химическая гидродинамика, М.

KERGETE IOONIDE TRANSPORDIKAOD ÕHUTORUDES

M. Maremski, I. Nikultša, P. Montik, R. Tarnorutski

Resümee

Vaadeldakse kergete ioonide kontsentratsiooni muutumist ioniseeritud õhu liikumisel sirges konstantse ristlõikepindalaga torus. Tuuakse gravitatsioonijõude, elektrostaatilist hajumist, difusiooni ja rekombinatsiooni arvestava diferentsiaalvõrrandi lahenduskäik.

Teoreetiliste arvutuste tulemused langevad hästi kokku eksperimendiga.

TRANSPORT LOSSES OF AIR IONS IN THE AIR TUBES OF CONDITIONING SYSTEMS

N. Naremsky, I. Nikulcha, P. Montik and R. Tarnorutsky

Summary

This paper deals with a change in the concentration of atmospheric ions during the motion of ionized air in rectilinear air tubes of a constant cross-section. The solution of differential equations is presented. These equations take into consideration gravitational forces, electrostatic and thermal diffusion as well as recombination effects, which all involve a decrease in the concentration of atmospheric ions.

Theoretical calculations are in good agreement with experimental evidence.

О МЕХАНИЗМЕ ДВИЖЕНИЯ ЛЕГКИХ ИОНОВ ЧЕРЕЗ ТЕПЛООБМЕННИК

Н.К.Наремский, И.П.Никульча, П.Н.Монтик, Р.Б.Тарнорупкий

В статье рассматривается поведение легких ионов при движении ионизированного воздуха через теплообменник, представляющий собой шахматный пучок гладкостенных труб. Терминология совпадает с терминологией статьи [Наремский и др., 1973]. При этом приняты следующие допущения:

1. Течение ВДА через теплообменник турбулентное, а средняя скорость потока постоянна.

2. Относительная скорость легких ионов ничтожно мала по отношению к воздуху.

3. Частицы ВДА имеют сферическую форму; эффектами деформации и циркуляции можно пренебречь.

4. Движение ВДА подчиняется закону Стокса-Кенингема.

5. Изменение концентрации тяжелых ионов и нейтральных частиц происходит только под действием гравитационных сил и тепловой диффузии.

Течение ВДА через теплообменник схематически показано на рис. 1. Проследим изменение концентрации легких ионов в

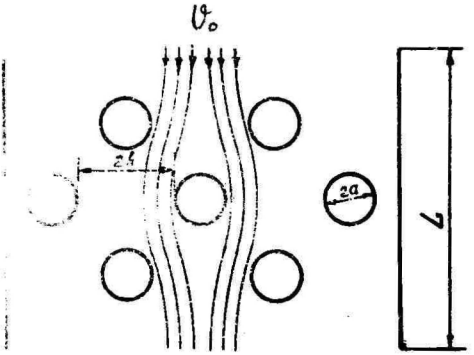


Рис. 1. Движение ВДА через теплообменник.

элементарном объеме ΔV при его движении от входа до выхода теплообменника со скоростью v. При движении ВДА через трубчатый теплообменник количество ионов изменяется вследствие действия сил поля объемного заряда, термофоретических сил, диффузии, рекомбинационных эффектов.

Рассмотрим качественную и количественную стороны действия перечисленных выше сил. При обтекании нагревательных трубок теплообменника потоком аэрозоля на них осаждаются те частицы, которые движутся по линиям тока, приближающимся к поверхности препятствия на расстояние, меньшее чем радиус частицы. Число частиц, осевших на трубках теплообменника, будем оценивать с помощью коэффициента захвата (инерционного осаждения) $Э_1$. Однако для частиц $r < 10^{-5}$ см инерционным осаждением можно пренебречь [Фукс, 1955; Левич, 1959]. Кроме инерционного осаждения необходимо также учитывать влияние эффекта зацепления на коэффициент захвата $\Delta Э$ [Натансон, 1962]. Как известно [Грин и др., 1972], частицы, радиусом меньше 10^{-7}см, можно рассматривать как точечные массы и не учитывать их геометрические размеры. Поэтому эффект зацепления – заключающийся в том, что частица, движущаяся вдоль линии тока, приходит в соприкосновение с поверхностью цилиндра и может примкнуть к нему – будет играть незначительную роль. Вследствие малости размеров частиц, броуновское движение увеличивает вероятность соприкосновения частицы с поверхностью цилиндра, т.е. осаждение аэрозольных частиц под действием диффузии (для вышеуказанных размеров частиц) будет значительно больше осаждения за счет действия эффекта зацепления.

При прохождении аэрозоля через теплообменник частицы ВДА попадают в температурное поле с определенным температурным градиентом у поверхности трубок (т.к. температура ВДА меньше температуры нагревательных трубок). В этом случае частицы аэрозоля приобретают помимо броуновского движения еще и упорядоченную термофоретическую скорость $v_{терм}$. Направление этой скорости противоположно градиенту температуры. Согласно [Дерягин и др., 1959] предложена уточненная формула для термофоретической скорости:

$$v_{терм} = -0{,}37\ \bar{c}\ \frac{\lambda}{T}\ \mathrm{grad}\ T, \qquad (I)$$

где $\bar{c} = \left(\frac{8KT}{\pi m}\right)^{1/2}$ – средняя скорость газовых молекул;

$\lambda = \frac{1}{\sqrt{32}\, r_1^2 n_1}$ – длина свободного пробега газовых молекул радиусом r_1 ;

K – постоянная Больцмана;

m – молекулярный вес газа;

$\mathrm{grad}\frac{T}{P}$ – градиент температуры;

$n_1 = \frac{P}{KT}$ – концентрация газовых молекул при средней температуре ВДА – T и давлении – P.

Как видно из (I), величина $v_{терм}$ пропорциональна grad T, обратно пропорциональна давлению газа, а также пропорциональна корню квадратному из средней температуры и не зависит от размера частиц аэрозоля.

Одновременно в теплообменнике происходит процесс испарения заряженных и незаряженных частиц вследствие того, что пар над их поверхностью не насыщающий. (Относительная влажность 95%). Как известно из термодинамики фазовых переходов [Леонтович, 1951], незаряженные частицы могут испариться полностью, а заряженные частицы – не полностью. Испарение их прекращается по достижении ими устойчивого состояния. При радиусе частицы, несущей один элементарный заряд, порядка 10^{-7} см, она будет находиться в устойчивом состоянии [Грин и др., 1972; Леонтович, 1951], т.к. термодинамический потенциал Гиббса в этом случае достигает минимума. Таким образом, можно пренебречь эффектом испарения рассматриваемых легких ионов для принятых выше размеров. Однако процесс испарения тяжелых ионов и нейтральных частиц будет приводить к уменьшению их концентрации. Кроме того, если тяжелый ион радиусом r_0 за время пребывания в теплообменнике успеет испариться до размеров легкого иона, то это приведет к некоторому увеличению числа легких ионов. Если тяжелый ион, в частном случае, состоит из нескольких молекул воды, то в этом случае можно сравнивать время его жизни и частиц воды одинаковых размеров, учитывая при этом, что скорость испарения заряженных частиц значитель-

но меньше скорости незаряженных [Леонтович, 1951; Фукс, 1955]. Известно, что [Грин и др., 1972] время жизни водяных частиц ($r_o \approx 1$ мкм) около 0,5 с при температуре окружающего воздуха +20°С, а время пребывания выделенного объема ВДА в теплообменнике не более 0,08 с. Поэтому для данного приближения эффектом испарения тяжелых ионов и нейтральных частиц пренебрегаем.

Изменение концентрации легких ионов под действием сил поля объемного заряда, диффузии и рекомбинационных эффектов рассмотрено [Наремский и др., 1973]. Учитывая выражения, полученные для этих эффектов [Наремский и др., 1973], а также действие термофоретических сил, проследим за изменением концентрации легких ионов при движении выделенного объема ΔV через теплообменник.

Рассмотрим следующие случаи:

1. Источником ионов является проточный ионизатор, генерирующий только отрицательные аэроионы. Так как количество отрицательных аэроионов, оседающих на поверхности трубок и стенках теплообменника, равно изменению их числа в выделенном объеме ΔV, то можно записать:

$$\begin{cases} -\Delta V dn_- = n_- dt \left[\iint_S \bar{v}_{e_-} d\bar{S} + \iint_S \bar{v}_D d\bar{S} + \iint_S \bar{v}_{терм} d\bar{S} + \Delta V \mu \right], \\ -\Delta V dN = N dt \left[\iint_{S_1} \bar{v}_g d\bar{S} + \iint_S \bar{v}_D^* d\bar{S} \right]. \end{cases} \quad (2)$$

Найдем значения интегралов, входящих в систему уравнений (2). Учитывая, что $|v_{терм}| = v_{терм} = const$, тогда

$$\iint_S \bar{v}_{терм} d\bar{S} = v_{терм} S = -0{,}37\, G \frac{\lambda}{T} S \operatorname{grad} T. \quad (3)$$

Согласно [Наремский и др., 1973] можно записать, что

- скорость осаждения легких отрицательных ионов под действием сил поля объемного заряда

$$v_{e_-} = 4\pi k q n_- \frac{\Delta V}{S}; \quad (4)$$

- скорость изменения концентрации легких отрицательных ионов под действием диффузионных сил

$$v_D = \frac{D}{\delta_L} ; \qquad (5)$$

- изменение концентрации легких отрицательных ионов под действием рекомбинационных эффектов

$$\frac{dn_-}{dt} = \beta n_- ; \qquad (6)$$

- изменение концентрации тяжелых ионов и нейтральных частиц

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{v_g S_1}{\Delta V} - \frac{D^* S}{\Delta V \delta_L}\right)t . \qquad (7)$$

Тогда с учетом выражений (3) – (7) первое уравнение системы (2) примет вид:

$$-\frac{dn_-}{dt} = n_-\left[4\pi k q n_- + \frac{DS}{\delta_L \Delta V}\frac{2\theta}{2+\theta}N_0 \exp -\left[\frac{v_g S_1}{\Delta V} + \frac{D^* S}{\Delta V \delta_L}\right]t - \right.$$
$$\left. - \frac{0{,}185\, S}{n_1 r_1^2 \Delta V}\,\frac{\operatorname{grad} T}{T}\sqrt{\frac{K}{\pi m T}}\right]. \qquad (8)$$

Рассматривая установившееся движение аэрозоля в теплообменнике, принимаем $t = \frac{L}{v}$, где $v = v_0\left(1 + \frac{a}{R}\right)$,

а v_0 – скорость невозмущенного потока ВДА,

L – длина теплообменника.

Обозначаем $H = 4\pi K q \frac{1}{v}$; $b = \frac{2}{2+\theta}\frac{\theta N_0}{v}$;

$$f = \left[\frac{DS}{\delta_L \Delta V v} - \frac{0{,}185 S}{n_1 r_1^2 \Delta V v}\,\frac{\operatorname{grad} T}{T}\sqrt{\frac{K}{\pi m T}}\right];$$

$$M = -\left[\frac{v_g S_1}{v \Delta V} + \frac{D^* S}{\delta_L \Delta V}\right]\frac{1}{v} .$$

Тогда

$$\frac{dn_-}{dL} + (f + be^{ML})\, n_- + Hn_-^2 = 0 . \qquad (9)$$

Решение уравнения (9) имеет вид:

$$n_- = \frac{n_0 e^{ML}}{e^{fL+b/M} e^{ML}\left[H\left(\frac{b}{M}\right)^{f/M} M^{-1} e^{b/M} n_0 \left[Ei\left(-\frac{b}{M}e^{ML}\right) - Ei\left(-\frac{b}{M}\right)\right] + 1\right]}, \quad (10)$$

Ei – интегральная показательная функция.

2. Источником ионов является проточный ионизатор, генерирующий биполярные аэроионы с коэффициентом униполярности

$$\varphi = \frac{n_+}{n_-} = \text{const}.$$

В этом случае необходимо учесть ион-ионную рекомбинацию [Наремский и др., 1973], и тогда дифференциальное уравнение, описывающее изменение концентрации ионов, принимает вид:

$$\begin{cases} -\Delta V dn_- = n_- dt \left[\iint_S \bar{v}_e dS + \iint_S \bar{v}_D dS + \iint v_{терм}\, dS\right] + \left[\alpha n_+ n_- \Delta V + \right. \\ \left. + \Delta V \mu (n_+ + n_-)\right] dt \bullet, \\ -\Delta V dN = N dt \left(\iint_{S_1} v_g dS + \iint_S v_D^* dS\right). \end{cases} \quad (11)$$

Принимая во внимание, что скорость движения под действием поля объемного заряда в этом случае, согласно [Наремский и др., 1973], равна

$$v_{e_-} = \frac{\Delta V}{S} 4\pi k q n (1 - \varphi), \quad (12)$$

а найденные значения интегралов (п .I) остаются в силе, первое уравнение системы (II) запишется в таком виде:

$$-\frac{dn_-}{dt} = 4\pi k q (1-\varphi) n_-^2 + \frac{DS}{\delta_L \Delta V} n_- - \frac{0{,}185\, S}{r_1^2 n_1 \Delta V} n_- \frac{\text{grad } T}{T} \sqrt{\frac{K}{\pi m}} +$$

$$+ n_- \frac{2\theta f}{2f+\theta} N_0 (1+\varphi) \exp -\left(\frac{v_g S_1}{4V} + \frac{D^* S}{\delta_L \Delta V}\right) t + \alpha \varphi n_-^2 . \quad (13)$$

Произведя замену $t = \frac{L}{v}$ и вводя обозначение

$$H_1 = \left[4\pi kq(1-\varphi) + \alpha\varphi\right]\frac{1}{v}\ ; \quad b_1 = \frac{2\theta\gamma}{2\gamma+\theta}(1+\varphi)\frac{N_0}{v}\ ,$$

перепишем уравнение (I3):

$$\frac{dn_-}{dL} + (f + b_1 e^{ML})n_- + H_1 n_-^2 = 0. \qquad (I4)$$

Решение этого уравнения запишется в следующем виде:

$$n_- = \frac{n_0 e^{ML}}{e^{fL+b_1/M} e^{ML}\left\{H_1\left(\frac{b_1}{M}\right)^{f/M} M^{-1} e^{b_1/M} n_0\left[Ei\left(-\frac{b_1}{M}e^{ML}\right) - Ei\left(-\frac{b_1}{M}\right)\right] + 1\right\}} \qquad (15)$$

где Ei – интегральная показательная функция.

На рис. 2 приведена зависимость $n_- = \Psi(L)$ при $v = const$ согласно выражениям (I0), (I5).

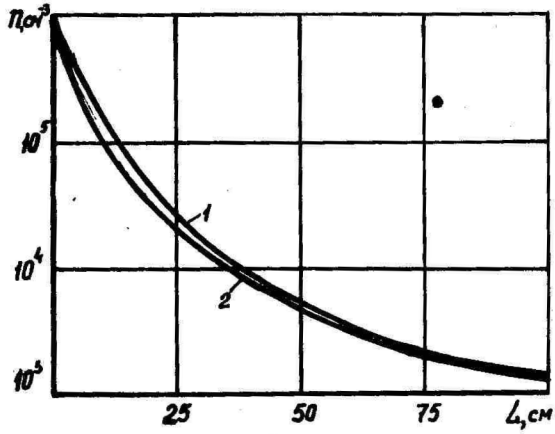


Рис. 2. Зависимость $n_- = \Psi(L)$ при $v = const$. Кривая I – для униполярной, а кривая 2 – для биполярной зарядки (v = 500 см/сек; $n_0 = 10^6$ I/см³; $r = 5\cdot10^{-7}$ см; $r_0 = 10^{-4}$ см; $N = 10^5$ I/см³; a = I,I см; h = I,5 см; $\alpha = 1{,}6\cdot10^{-6}$ см³/с; $\theta = 9{,}2\cdot10^{-6}$ см³/с; $\gamma = 7{,}2\cdot10^{-6}$ см³/с; $T = 300^{\circ}$K; $\varphi = 0{,}3$; $k = 0{,}5$ см²/в·с.

Выводы

I. Изменение концентрации легких отрицательных ионов за счет действующих сил не велико, вследствие малого времени пребывания ВДА в теплообменнике (обычно L не превышает 30 см).

2. При концентрации ионов ($n_- > 10^6$ ион/см^3) электростатическое рассеяние и рекомбинационные эффекты оказывают наибольшее влияние на уменьшение концентрации по сравнению с рассмотренными выше процессами, при $n < 10^6$ ион/см^3 действие всех указанных факторов не значительно.

Литература

Фукс Н.А. - 1955 - Механика аэрозолей. М.

Натансон Г.Л. - 1962 -"Коллоидный журнал", т.24, № I, 52.

Грин Х., Лейн В. - 1972 - Аэрозоли - пыли, дымы и туманы,Л.

Дерягин Б.В., Баканов С.Т. - 1959 - "Коллоидный журнал", т. 2I, №4, 377.

Леонтович М.А. - 1951 - Введение в термодинамику, М.-Л.

Левич В.Г. - 1959 - Физико-химическая гидродинамика, М.

Наремский Н.К., Никульча И.П., Монтик П.Н., Тарноруцкий Р.Б. - 1973 - Транспортные потери легких ионов в воздуховодах. Наст. сб.

KERGETE IOONIDE LIIKUMISE MEHHANISMIST LÄBI SOOJUSVAHETI

N. Naremski, I. Nikultša, P. Montik, R. Tarnorutski

Resümee

Käsitletakse aeroioonide liikumise mehhanismi läbi soojusvahetite. On saadud negatiivsete ioonide kontsentratsiooni muutumist kirjeldavad diferentsiaalvõrrandid, mis arvestavad osakeste difusiooni, elektrostaatilist hajumist ja rekombinatsiooni.

ON THE MECHANISM OF AIR-ION MOTION THROUGH HEAT EXCHANGERS

N.Naremsky, I.Nikulcha, P.Montik and R. Tarnorutsky

Summary

The present report discusses the mechanism of the motion of atmospheric ions through heat exchangers. Differential equations concerning changes in the concentration of negative air ions are presented. These equations take into account the action of thermal and electrostatic diffusion as well as the action of recombination effects.

III

СМЕЖНЫЕ ПРОБЛЕМЫ

О НАЧАЛЬНЫХ СТАДИЯХ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ВЧ РАЗРЯДА В АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ

К.Ф.Куду

Под одноэлектродными разрядами подразумеваются ниже всевозможные предпробойные формы самостоятельного газового разряда в разрядном промежутке с резко неравномерным распределением электрического поля у одного, т.н. активного электрода. Влиянием другого, пассивного электрода на возникновение и развитие разряда, во всяком случае в его начальных стадиях, пренебрегается. Он служит лишь для ограничения электрического поля и в качестве коллектора ионов.

Одноэлектродный разряд является высокочастотным (ВЧ), если он возникает под действием высокочастотного электрического поля. Формы одноэлектродного ВЧ разряда весьма многообразны и изучены в гораздо меньшей степени чем разряды постоянного или импульсного напряжения, особенно в том, что касается механизма возникновения и развития одноэлектродного ВЧ разряда. На это последнее и будет обращено наше внимание в настоящем кратком обзоре. Для большей определенности ограничимся разрядными промежутками типа острие-плоскость и коаксиально-цилиндрическим, расположенными в атмосферном воздухе. Радиус кривизны активного электрода предполагается равным от нескольких десятых до нескольких миллиметров, а длина промежутка от нескольких до нескольких десятков сантиметров.

Формы одноэлектродного ВЧ разряда

Терминологию одноэлектродных разрядов постоянного и низкочастотного напряжения можно считать более или менее разработанной и общепринятой [1]. Не имеется, по-видимому, возражений отождествлять одноэлектродный разряд постоянного или низкочастотного напряжения с коронным разрядом [2]. Разновид-

ностями положительной короны являются непрерывная вспышечная или лавинная короны (истинная корона) и стримерная корона (кистевой разряд) в некоторых их модификациях. Отрицательная корона в воздухе является также либо прерывистой, существующей в виде тричелевских импульсов, либо непрерывной. В случае напряжения низкой частоты, когда длительность полупериода настолько велика, что разряды на любом полупериоде приложенного напряжения развиваются не зависимо от разрядов на предыдущих полупериодах, одноэлектродный разряд является последовательностью вышеуказанных форм коронного разряда, чередующихся во времени в зависимости от полярности и величины приложенного потенциала на активном электроде. Внешний вид одноэлектродного низкочастотного разряда напоминает при этом интегральную картину соответствующих форм положительной и отрицательной короны.

В случае одноэлектродных ВЧ разрядов общепринятая терминология отсутствует. Наиболее известной, но мало изученной формой одноэлектродного ВЧ разряда является разряд, возникающий на высоковольтном электроде трансформатора Тесла. Этот тип разряда иногда называется Тесла-разрядом [3-7]. По терминологии Аронова и др.[8], одноэлектродный разряд в диапазоне частот 50 Гц - 100 кГц может существовать в виде лавинной короны, стримерной короны или кистевого разряда. Брайт, изучавший ВЧ разряд в диапазоне частот 1,5 - 15 МГц, различал три формы разряда: коронный, стримерный и дуговой разряды, предупредив, что смысл, который он придает этим терминам, отличается от принятого в случае постоянного напряжения [9, 10]. Весьма интересной формой одноэлектродного ВЧ разряда является открытый в 1927 г. факельный разряд [11 - 13], являющийся объектом исследования в разных лабораториях газового разряда теперь уже около 45 лет. К настоящему времени наиболее полно исследован факельный разряд в своей установившейся форме [3-7, 14-21]. По Кузовникову и др. [22-25] в атмосферном воздухе одноэлектродный ВЧ разряд существует в виде факельного разряда, если частота питающего разрядный промежуток напряжения выше 9 МГц. ВЧ разряд с многоканальной структурой, возникающий при частотах ниже 6 МГц, является ВЧ коро-

ной. Интервал частот 6-9 МГц является переходным для указанных форм разряда. Трунечек и др. [3-7] берут за основу классификации одноэлектродных ВЧ разрядов на частотах свыше порядка 10 МГц выделяемую в разряде мощность. По мере увеличения этой мощности формы одноэлектродного ВЧ разряда чередуются в последовательности: ВЧ корона, Тесла-разряд, факельный разряд, факельная дуга. Поскольку особой разницы между первой и второй формами разряда по мнению Трунечека нет, то в более поздних работах [7] приводится классификация: ВЧ корона, факельный разряд, факельная дуга. Основным различием во внешнем виде ВЧ короны от факельного разряда является, по Трунечеку, отсутствие в первой форме разряда характерных для факельного разряда приэлектродных светлых и темных областей: приэлектродной пленки и следующего за ней темного пространства [3-7]. По своей структуре ВЧ корона может быть многоканальной или же выступать в виде синеватого диффузного свечения [3, 4] над поверхностью острия. Для того, чтобы одноэлектродный ВЧ разряд в атмосферном воздухе существовал в виде ВЧ короны, выделяемая в разряде мощность не должна превышать 30 Вт [26]. Состояние плазмы в ВЧ коронном разряде далеко от термодинамического равновесия [7]. Под действием импульсного ВЧ напряжения одноэлектродный ВЧ разряд может возникать в виде ВЧ короны вплоть до частоты 9300 МГц [3].

Внешний вид факельного разряда напоминает, как известно, пламя факела или свечи, в структуре которого кроме вышеуказанных приэлектродной пленки и темного пространства можно выделить центральный канал и окружающую его менее яркую оболочку. Из физических характеристик факельного разряда измерены наиболее тщательно температура газа и выделяемая в разряде мощность. Результаты этих измерений обобщены в работах [18-21]. Установлено, что при постоянной частоте температура газа в канале факельного разряда от передаваемой в разряд мощности не зависит. Частотная зависимость температуры весьма заметная. С увеличением частоты f от 10 до 100 МГц температура газа повышается приблизительно от 3000°К до 4300°К, причем по логарифмическому закону $T=1150 \lg f - 5050$ [19]. По мнению авторов [21] лучше отразить эту зависимость

в виде закона пропорциональности температуры не логарифму, а корню квадратному от частоты питающего разрядный промежуток напряжения. Плазма в канале факельного разряда не изотермична, но значительно ближе к состоянию термодинамического равновесия, чем в случае ВЧ короны, особенно при больших мощностях и более высоких частотах [18, 19]. На основе этого Трунечек считает, что одноэлектродный ВЧ разряд является факельным разрядом, если отношение $(T_e - T)/T_e$ стремится к нулю, и ВЧ короной, если оно приближается к единице (T_e – температура электронов и T – температура газа в разрядном канале) [7]. Концентрация электронов в канале факельного разряда порядка $10^{12} см^{-3}$ и величина напряженности электрического поля 300 – 500 В/см [7].

С увеличением передаваемой в разряд мощности факельный разряд переходит в факельную дугу. Это происходит в том случае, когда при высокой температуре начинается плавление активного электрода и пламя разряда принимает соответствующую материалу электрода окраску. В спектре разряда появляются при этом характерные для паров материала электрода линии [3, 7]. Если факельный разряд напоминает по некоторым своим характеристикам тлеющий разряд, то свойства факельной дуги похожи на дуговой разряд постоянного напряжения [3, 7]. При развитии факельной дуги до противостоящего электрода происходит полный пробой разрядного промежутка и факельная дуга превращается в двухэлектродную ВЧ дугу [3].

Прокофьев, занимавшийся с 1937 г. исследованием г.о. начальных стадий одноэлектродного ВЧ разряда при частоте около 10 МГц, пользовался для гашения разряда модулированным ВЧ напряжением [27–39]. Модуляция осуществлялась обычно путем питания генераторной лампы синусоидальным напряжением в 50 Гц. В таких условиях, особенно при обдуве высоковольтного остриевого электрода поперечным потоком воздуха, ВЧ разряд возникает в виде отдельных импульсов или вспышек разряда. Эти вспышки разряда были названы высокочастотными вспышками [29]. Термин "ВЧ вспышка" в смысле сравнительно кратковременного импульса одноэлектродного ВЧ разряда был далее использован и в [40–48], не зависимо от способа получения этого импульса. О

внешнем виде ВЧ вспышек в диапазоне частот I–40 МГц, при разных способах их возбуждения, можно судить по работам [42–48]. Если пользоваться терминологией Трунечека, то можно сказать, что в случае ВЧ вспышек одноэлектродный ВЧ разряд в вышеуказанных работах успевал развиваться г.о. до стадии ВЧ короны или Тесла-разряда и лишь изредка до факельного разряда или факельной дуги.

Зажигание одноэлектродного ВЧ разряда

За пороговые напряжения положительной и отрицательной короны принимают обычно напряжения возникновения, соответственно, вспышечных импульсов и импульсов Тричеля. Эти напряжения имеют некоторую неопределенность. В случае положительной короны из-за того, что сама величина вспышечного импульса зависит от приложенного на разрядный промежуток напряжения. Следовательно, фиксирование их появления зависит от чувствительности регистрирующей аппаратуры (усилителя осциллографа, например). Все же эта неопределенность не превышает, по-видимому, нескольких десятков вольт (порядка 0,5%), что можно утверждать на основе вольт-амперной характеристики разряда, на которой наблюдается резкое возрастание тока при появлении вспышечных импульсов [I]. Величину неопределенности в пороговом напряжении отрицательной короны оценить труднее. Она, по-видимому, на порядок больше, чем в случае положительной короны. Это обусловлено значительно большим временем статистического запаздывания разряда и изменением состояния поверхности активного электрода под действием ионной бомбардировки [I].

При исследовании одноэлектродных ВЧ разрядов измерялись то напряжение возникновения, то напряжение гашения разряда. Разница между этими напряжениями значительно больше, чем в случае разряда постоянного напряжения, где она стремится к нулю. Ниже, говоря о пороговом напряжении одноэлектродного ВЧ разряда, мы будем иметь в виду напряжение возникновения разряда. За это напряжение принимается обычно "минимальное"

напряжение, необходимое для возникновения яркого свечения вблизи активного электрода, либо характерного импульса на осциллограмме тока или фототока разряда. Ионизационный фон является при этом естественным или несколько повышенным, ввиду наличия около активного электрода источника радиоактивного излучения. Неопределенность фиксирования таким путем порогового напряжения одноэлектродного ВЧ разряда имеет, по-видимому, такую же величину, что и в случае отрицательной короны. Одной из причин этого являются длительные статистические времена запаздывания одноэлектродного ВЧ разряда. Это обстоятельство было использовано Прокофьевым для конструирования факельного счетчика ионов [27, 31, 32, 34, 38]. Следует, однако, отметить, что статистические времена запаздывания одноэлектродных ВЧ разрядов специальному всестороннему исследованию до сих пор не подвергались, что является помехой для сравнения пороговых напряжений этих разрядов, измеренных в разных лабораториях.

Многочисленными экспериментами, обзор которых приведен в [8, 49], установлено, что в весьма широком интервале частот, от 50 Гц до, приблизительно, ста килогерц приложенного к разрядному промежутку напряжения, пороговые напряжения одноэлектродного разряда остаются практически неизменными и равными порогу короны на низкой частоте, хотя внешний вид разряда претерпевает при этом значительные изменения. Заметное понижение порогового напряжения одноэлектродного ВЧ разряда наблюдается, начиная с частоты порядка нескольких мегагерц. Так в случае коаксиально-цилиндрического разрядного промежутка Брайт установил понижение порогового напряжения на 13% относительно порога низкочастотной короны [9, 10]. Быстрое понижение этого напряжения наблюдалось при этом в весьма узком интервале частот, около 3,5 МГц. Дальнейшее увеличение частоты, до 10 МГц, на величину снижения порогового напряжения не влияло. В разрядном промежутке острие-плоскость Кабардин обнаружил 6-7-процентное снижение порогового напряжения ВЧ разряда относительно импульсов Тричеля отрицательной короны уже на частоте 1,25 МГц [50-52]. Особенно заметным оно стало, начиная с частоты около 4 МГц, и доходило

до 35% в случае 40 МГц. Эта частота является предельной, до которой определены, по нашим данным, пороговые напряжения одноэлектродных ВЧ разрядов в настоящее время.

Результаты работы Кабардина были подтверждены в вышеуказанном диапазоне частот 1,25 – 40 МГц нашими измерениями [42] и в диапазоне 3 – 12 МГц измерениями Бердышева [53]. В сторону более низких частот, до 25 кГц, подобные измерения в случае разрядного промежутка острие–плоскость были проведены лишь недавно [54, 55].

Снижение порогового напряжения одноэлектродного ВЧ разряда объясняется существованием в разрядном промежутке пространственного заряда положительных ионов [9, 10, 29]. Накопление этого заряда становится возможным, начиная с некоторой, так называемой критической частоты приложенного к разрядному промежутку ВЧ напряжения, когда длительность периода становится настолько малой, что ионы, возникающие при амплитудном значении напряжения, в течение последующей четверти периода не успевают покинуть разрядного промежутка. Остающийся перед активным электродом пространственный заряд положительных ионов усиливает результирующее поле в сторону этого электрода во время отрицательных полупериодов приложенного потенциала на этом электроде, способствуя тем самым возникновению разряда при более низких приложенных напряжениях по сравнению с разрядами постоянного или низкочастотного напряжения. С предложенным качественным объяснением Кабардин соглашается, но дополнительно к этому считает, что определенную роль, особенно на более низких частотах, выполняет и пространственный заряд отрицательных ионов [51, 52]. По полуколичественным оценкам Кабардина, центр тяжести пространственного заряда отрицательных ионов должен находиться дальше от активного электрода, чем центр тяжести положительных ионов. Поэтому влияние этого заряда на величину снижения порогового напряжения становится заметным лишь на более низких частотах, когда возможность накапливания в разрядном промежутке положительных ионов еще отсутствует. Дополнительное поле пространственного заряда отрицательных ионов, усиливая напряженность поля при положительном потенциале на активном электроде, и обес-

печивает вышеуказанное, относительно небольшое снижение порогового напряжения одноэлектродного ВЧ разряда на частотах ниже 4 МГц [51, 52].

Возможность накапливания в разрядном промежутке положительных ионов при напряжениях ниже порога одноэлектродного ВЧ разряда была экспериментально доказано Жуковым [56]. Относительно отрицательных ионов такого убедительного экспериментального доказательства нет [57].

Из вышеизложенного следует, что при частотах ниже критической одноэлектродной ВЧ разряд зажигается во время положительного и при частотах выше критической - во время отрицательного потенциала на активном электроде. Это утверждение согласуется с результатами измерений напряжения возникновения одноэлектродного ВЧ разряда в случае смешанного напряжения, т.е. в условиях, когда разрядный промежуток одновременно питается ВЧ и постоянным напряжениями [42, 51, 52, 58]. Из этих измерений следует, что на частотах ниже критической небольшой положительный потенциал на активном электроде понижает величину ВЧ напряжения, необходимого для возникновения ВЧ разряда, в то время как отрицательный потенциал увеличивает ее, что как бы указывает на возникновение разряда во время положительного полупериода. Если же частота выше критической, то наоборот - положительный дополнительный потенциал обуславливает увеличение порогового ВЧ напряжения, что согласуется с предположением о возникновении разряда теперь уже во время отрицательного полупериода приложенного ВЧ напряжения. Начиная с определенной величины приложенного на разрядном промежутке постоянного напряжения, величина амплитуды смешанного напряжения при возникновении ВЧ разряда становится равной порогу импульсов Тричеля отрицательной короны (дополнительный постоянный потенциал на активном электроде отрицателен) или начальных стримеров положительной короны (знак постоянного потенциала на активном электроде положительный). В этих условиях одноэлектродный ВЧ разряд инициируется либо импульсом Тричеля, возникающим во время отрицательного полупериода ВЧ напряжения, либо стримером, развивающимся во время положительного полупериода этого напряжения. Убедительное дока-

зательство в пользу этой гипотезы приведено в [42], откуда также следует, что инициирующий ВЧ разряд стример не обязательно должен развиваться до величины, которую он имеет, при прочих равных условиях, в случае постоянного напряжения. Такой стример был назван недоразвившимся стримером [42] или несамостоятельным стримером [53]. На основе экспериментов при смешанном напряжении Кабардин предположил, что и при чисто ВЧ напряжении одноэлектродный ВЧ разряд инициируется хорошо известными импульсами короны постоянного напряжения: на частотах ниже критической - стримером, а если они выше критической, то импульсом Тричеля [51, 52].

С помощью фотоумножителя и высокоскоростного осциллографа инициирование одноэлектродного ВЧ разряда в диапазоне частот (3-12 МГц) исследовали Бердышев и Прокофьев [53, 59-66]. Они обнаружили, что по своим временны́м и амплитудным характеристикам первый импульс фототока ВЧ разряда действительно напоминает стример или импульс Тричеля, причем чаще стример. В более широком интервале частот 3-20 МГц подобные измерения с видоизмененной техникой и методикой эксперимента были проведены Веймером [67, 68]. Он не только подтвердил результаты Бердышева об инициировании ВЧ разряда импульсами, подобными стримеру или импульсу Тричеля, но и пытался выяснить статистику возникновения разряда во время положительного и отрицательного полупериодов приложенного к разрядному промежутку напряжения. Было показано, что в отмеченном диапазоне частот ВЧ разряд может быть инициирован как во время положительного, так и отрицательного полупериодов ВЧ напряжения. В зависимости от частоты изменяется лишь вероятность возникновения разряда во время полупериода одной или противоположной полярности приложенного напряжения. На более низких частотах ВЧ разряд инициируется с большей вероятностью стримероподобным импульсом, возникающим во время положительного полупериода приложенного напряжения. С увеличением частоты вероятность этого события убывает и на более высоких частотах указанного интервала частот ВЧ разряд возбуждается уже преимущественно импульсом Тричеля, возникающим во время отрицательного полупериода напряжения.

При значительном увеличении чувствительности системы, регистрирующей фототок, Веймеру удалось обнаружить слабые световые импульсы на кончике острия примерно за десять периодов до возникновения хорошо видимого невооруженным глазом ВЧ разряда [67, 68]. Часто эти импульсы образовывали во времени ряд с возрастающей амплитудой, заканчивающийся возникновением более мощного импульса разряда: импульса типа стримера или импульса Тричеля. Этими последними импульсами и начинается развитие собственного ВЧ разряда, в то время как возникающие до этого слабые импульсы фототока можно условно называть предразрядными. С увеличением перенапряжения последовательность предразрядных импульсов становится короче и исчезает, когда приложенное к разрядному промежутку напряжение становится равным пороговому напряжению вышеуказанных импульсов короны постоянного напряжения. Предположение о том, что возникновение ВЧ разряда подготавливается лавинными процессами, дающими возможность посредством своих пространственных зарядов зажигать одноэлектродный ВЧ разряд при напряжениях значительно ниже порога короны постоянного напряжения, можно считать, таким образом, экспериментально доказанным. Относительная роль пространственного заряда положительных и отрицательных ионов в этом процессе и механизм их формирования остаются все же еще не совсем расшифрованными. Необходимо также отметить, что лабораторный воздух, в котором производились до настоящего времени подобные исследования, не является средой, благоприятствующей разрешению этой проблемы.

Фазы развития разряда

Как следует из вышеизложенного, возникновению одноэлектродного ВЧ разряда около порогового напряжения предшествует на частотах порядка нескольких мегагерц и выше сравнительно длительная предразрядная стадия накопления. В этой стадии лавинами, развивающимися во время положительных и отрицательных полупериодов приложенного напряжения, создаются условия для возникновения при пониженных напряжениях более мощных разрядных импульсов: импульсов типа стримера или импульсов

Тричеля. Эти импульсы как бы зажигают ВЧ разряд. При увеличении перенапряжения длительность стадии накопления сокращается и приближается к нулю, когда величина приложенного ВЧ напряжения стремится к пороговому напряжению этих импульсов при постоянном напряжении. Развитие собственно ВЧ разряда начинается, таким образом, с возникновения импульсов типа стримера или импульса Тричеля. Вопрос о том, в какой мере характеристики этих разрядных импульсов сходны с характеристиками соответствующих импульсов постоянного напряжения, требует, на наш взгляд, дополнительных исследований. Пока же вышеприведенные термины содержат некоторую условность, особенно в случае более высоких частот.

Процесс развития одноэлектродного ВЧ разряда с момента его инициирования до стационарных форм, т.е. ВЧ короны, факельного разряда и факельной дуги, исследован в еще меньшей степени, чем возникновение разряда. Измерения скорости распространения разряда показывают, что оно происходит сравнительно медленно. Так, при питании коаксиально-цилиндрического разрядного промежутка радиоимпульсами разной длительности Брайт и Хуанг [10] могли по статическим фотографиям разряда оценить скорость его развития на частоте 3,4 МГц равной $4 \cdot 10^4$ см/с. Методом скоростного фотографирования Кузовников получил скорость развития боковых каналов остриевого ВЧ разряда на частоте 2 МГц порядка 10^3 см/с [24]. Попов и Столов, применившие стробоскопический метод, нашли, что на частоте 10 МГц скорость распространения разряда с острия имела максимальную величину $2{,}9 \cdot 10^3$ см/с на поверхности факелирующего электрода и с расстоянием убывала до $1{,}5 \cdot 10^3$ см/с на расстоянии около 30 см от него [69]. По осциллограммам ВЧ вспышек при смешанном напряжении [42] время их формирования на частоте 10 МГц оценивается равным $5 \cdot 10^{-4}$ с, что соответствует средней скорости развития вспышки $(2{,}5\text{–}10) \cdot 10^3$ см/с. Прокофьев, используя поперечный поток воздуха как временную развертку, получил по статическим фотографиям разряда для средней скорости значение $(1{,}1\text{–}7) \cdot 10^4$ см/с в зависимости от соотношения между постоянным и переменным составляющими смешанного напряжения на частоте 20 МГц [36].

Систематические измерения скорости распространения ВЧ разряда в стандартизированном Лёбом разрядном промежутке в диапазоне частот 3–12 МГц были предприняты Бердышевым [43, 53, 59, 60, 62, 64–66], использовавшим метод двух фотоумножителей, хорошо известный исследователям короны постоянного напряжения [1]. Средняя скорость распространения разряда была измерена при перенапряжениях от 15% до 80%. При обработке данных были учтены только наибольшие скорости, вероятность появления которых меньше 0,1%. Было установлено, что скорость распространения канала ВЧ разряда убывает с расстоянием от острия при всех исследованных частотах и перенапряжениях, причем с увеличением последнего она быстро возрастает. На частоте 3 МГц и при перенапряжении 15%, например, эта скорость имела величину порядка 10^5см/с на расстоянии 0,5 см от острия.С увеличением частоты приложенного к разрядному промежутку напряжения скорость распространения разряда до расстояния одного сантиметра от острия вначале увеличивается при всех перенапряжениях. Начиная с частоты порядка 7 МГц, быстрота увеличения скорости замедляется и приближается к нулю на на частоте 10–12 МГц. Скорость распространения канала ВЧ разряда была измерена также при смешанном напряжении. Зависимость ее от постоянной составляющей смешанного напряжения носит весьма сложный характер [43, 53, 65]. Методом фотоэлектрической обратной связи развитие одноэлектродного ВЧ разряда в диапазоне 3–20 МГц исследовал Веймер [45–48]. Скорости, приведенные в [45–48] для порогового напряжения ВЧ разряда, могут быть приняты за скорость распространения канала ВЧ разряда лишь в случае двух наиболее низких частот, при которых разряд распространяется более или менее радиально. Согласие между измерениями Бердышева и Веймера о зависимости скорости распространения одноэлектродного ВЧ разряда от расстояния до активного электрода, перенапряжения и частоты можно считать качественно удовлетворительным.

На основе всех приводившихся выше работ можно утверждать, что скорость распространения одноэлектродного ВЧ разряда в диапазоне частот 1–20 МГц в зависимости от условий эксперимента имеет величину порядка 10^5–10^3см/с, будучи на несколь-

ко порядков ниже скорости развития разряда при постоянном или импульсном напряжениях. Вопрос о точных количественных значениях скорости нельзя, однако, считать решенным даже для указанного довольно узкого диапазона частот и он нуждается в дальнейших исследованиях с использованием усовершенствованной или иной методики эксперимента, хотя бы метода скоростного фотографирования, как показали наши предварительные эксперименты.

Относительно низкая скорость распространения одноэлектродного ВЧ разряда показывает, что его образование происходит в течение многих периодов приложенного ВЧ напряжения. Наблюдать за стадиями или фазами развития этого разряда можно посредством разных методов, как например, метода скоростного фотографирования [24], при помощи стробоскопа [24, 69], лупой времени на фотоэлектрическом преобразователе с усилителем света, на статических фотографиях импульсного или прерванного ВЧ разрядов разной длительности или др. Особое место при исследовании формирования разряда имеет метод осциллографирования тока и фототока разряда, а также напряжения на разрядном промежутке, спектральные измерения.

К настоящему времени наиболее наглядную картину о фазах развития одноэлектродного ВЧ разряда можно получить по статическим фотографиям импульсного или прерванного в определенный момент времени ВЧ разряда [9, 42, 43–48] и осциллограммам фототока [53, 61, 67, 68]. Перспективным является использование скоростной кинокамеры и фотоэлектрического преобразователя с усилителем света. На основании исследования имеющихся фотографий внимание к себе привлекает форма ВЧ вспышек на частоте около 20 МГц и выше и ее изменение с увеличением постоянной составляющей смешанного напряжения от кустикообразной до стрелообразной [36, 42].

Полуколичественно пытались объяснить процесс развития одноэлектродного ВЧ разряда Кузовников и Кащов [25], Кабардин [51, 52], Куду [42] и значительно подробнее Бердышев [53]. Не вникая в детали, четыре первых из указанных авторов исходят из предположения, что при достаточно высокой частоте питающего разрядный промежуток напряжения не все электроны в

канале зажигающего ВЧ разряд стримера успевают покинуть канал стримера к началу последующего полупериода. Своим колебательным движением под действием ВЧ поля эти электроны увеличивают проводимость канала стримера, допуская тем самым распространение разряда в глубину разрядного промежутка. По мнению Бердышева, увеличение проводимости канала стримера обусловлено т.н. "ионизационными фронтами", распространяющимися в канале стримера. В канале, достаточно "обработанном" этими фронтами, возникают условия для возникновения нового стримера, после чего весь процесс повторяется и т.д.

Несомненно, что предложенные модели распространения одноэлектродного ВЧ разряда могут являться лишь исходными и требуют тщательного теоретического анализа и экспериментального подтверждения.

Литература

1. Loeb L.B. Electrical Coronas. Berkeley and Los Angeles, 1965.
2. Кащов Н.А. Коронный разряд. М.-Л., 1947.
3. Trunečck V. et al. Unipolar highfrequency discharges I. Folia Fac. Sc. Natur. Univ. Purk. Brunensis, Matematica-Physica, 1965, 6, 2.
4. Trunečck V. et al. Unipolar highfrequency discharges II. Folia Fac. Sc. Natur. Univ. Purk. Brunensis, Physica, 1967, 8, 1.
5. Trunečck V. et al. Unipolar highfrequency discharges III. Folia Fac. Sc. Natur. Univ. Purk. Brunensis, Physica, 1968, 9, 10.
6. Trunečck V. et al. Unipolar highrequency discharges IV. Folia Fac. Sc. Natur. Univ. Purk. Brunensis, Physica, 1970, 9, 2.
7. Trunečck V. et al. Unipolar highfrequency discharges V. Folia Fac. Sc. Natur. Univ. Purk. Brunensis, Physica, 1971, 12, 1.
8. Аронов М.А., Колечицкий Е.С., Ларионов В.П., Минеин В.Ф., Сергеев Ю.Г. Электрические разряды в воздухе при напряжении высокой частоты. М., 1969.

9. Bright A.W. Corona and breakdown at frequencies up to 12 megacycles per second. Brit. Electr. and Appl.Industry Res. Assoc. Rep., Ref. L/T 229, 1950.
10. Bright A.W. and Husng H.C. Formative time-lag studies with high-frequency discharges. Proc. IEE, 1954, 102, pt. C, p. 42-45.
11. Зилитинкевич С.И. Электрическое факельное истечение. Телегр. и телефония без проводов, 1928, 9,№6,с.652-657.
12. Baxter K. High-frequency magic in the radio laboratory. Radio News, 1928, 5, p. 1204-1205.
13. Heinrich K. Über neue Erscheinungen im Kondensatorfelde sehr schnell schwingender Stromkroise, ETZ, 1929, Hft.46, 1656-1657.
14. Солнцев Г.С. Исследование факельного разряда. Автореф. дисс., МГУ, М., 1952.
15. Столов А.Л. Спектроскопическое изучение элементарных процессов в высокочастотном факельном разряде. Автореф.дисс., КГУ, 1956.
16. Хохлов М.В. Ротационная температура гидроксила и азота и условия их возбуждения в высокочастотных разрядах в широком диапазоне давления. Оптика и спектроскопия, 1958, 4, вып. 4, с.438-447.
17. Cristescu G.D., Grigorovici R. Untersuchungen über die Hochfrequenz-Fackelentladung. Revue de Physique, 1956, 1, S. 1-24.
18. Grigorovici R., Cristescu G. Beitrag zur Theorie der Hochfrequenz-Fackelentladung. Revue de Physique, 1959, 4, Nr.2, S. 1-24.
19. Григорович Р., Кристеску Д. К теории высокочастотного факельного разряда. Оптика и спектроскопия, 1959, 6, вып. 2, с.129-136.
20. Качанов А.В. Теоретические и экспериментальные исследования высокочастотного факельного разряда в молекулярных газах при атмосферном давлении. Автореф. дисс.,МИФИ, М., 1970.
21. Качанов А.В., Трехов Е.С., Фетисов Е.П. Электродинамическая модель высокочастного факельного разряда. ЖТФ,

1970, 40, вып.2, с.340-345.
22. Кузовников А.А. Исследование высокочастного разряда в диапазоне от 1,5 до 15 МГц. Автореф. дисс., МГУ,М.,1955.
23. Кузовников А.А. Исследование высокочастного разряда в диапазоне от 1,5 до 15 МГц I. Научные докл. высшей школы, ф.-м., 1958, № 4, с.191-197.
24. Кузовников А.А., Цянь Гао-Юнь. Исследование высокочастотного разряда в диапазоне от 1,5 до 15 МГц II. Изв.ВУЗов, Физика, 1960, № 5, с.55-59.
25. Кузовников А.А., Кащов Н.А. Исследование высокочастотного разряда в диапазоне от 1,5 до 15 МГц III. Изв. ВУЗов, Физика, 1960, № 6, с.64-70.
26. Farský V. The Power Characteristics of a Torch Discharge and its Dependence on Electrode Geometry. Czech. J.Phys., 1967, B 17, p. 780-785.
27. Prokofjev A. Torch ion counter. Comp. Rend. Ac. Sci. URSS, 1937, 16, Nr.1, p. 41-43.
28. Прокофьев А.М. Влияние постоянного электрического поля на факельное истечение. ЖЭТФ, 1937, 7, вып.8, с.987-989.
29. Прокофьев А.М. Некоторые характеристики факельного счетчика ионов. ЖЭТФ, 1939, 9, вып. II, с.1393-1396.
30. Прокофьев А.М. Факельное истечение. Вопр. экспер. мет., 1941, I, вып.I, с.210-215.
31. Прокофьев А.М. Высокочастотный счетчик как индикатор легких ионов. ЖТФ, 1948, 18, вып.5, с.601-602.
32. Прокофьев А.М. Возбуждение высокочастотной короны отрицательными ионами. ЖТФ, 1950, 20, вып.7, с.802-804.
33. Прокофьев А.М. Влияние скорости воздушного потока на работу факельного счетчика. Уч. зап. ЛГПИ, 17, физ.-мат., 1957, вып.2, с.49-53.
34. Прокофьев А.М. Влияние слабого электрического поля на факельный счетчик. Уч. зап. ЛГПИ им. А.И.Герцена, 1958, 197, с.180-183.
35. Прокофьев А.М. Счетчик на преимущественно положительных импульсах высокой частоты. Уч. зап. ЛГПИ им.А.И.Герцена, 1958, 197, с.184-186.
36. Прокофьев А.М. Влияние дополнительного постоянного напря-

жения положительной полярности на формы факельных вспышек разряда. 20 герценовские чтения ЛГПИ им.А.И.Герцена, Физика, Л., 1967, с.100-101.

37. Прокофьев А.М. Влияние постоянного напряжения на форму вспышек разряда с острия при высокой частоте. 19 герценовские чтения ЛГПИ им. А.И.Герцена, физика, Л., 1966, с.115-116.
38. Прокофьев А.М. Влияние малого отрицательного потенциала острия на работу счетчика ионов при высокой частоте с объемной ионизацией. 24 герценовские чтения, физика и полупр. электроника, Л., 1971, с.156-159.
39. Прокофьев А.М. Возбуждение высокочастотного разряда с острия в комнатном воздухе положительными ионами. 24 герценовские чтения, физика и полупр. электроника, 1971, с.159-163.
40. Ковалева Н.Х. Влияние концентрации легких отрицательных ионов на возникновение вспышек остриевой короны на высокой частоте. Автореф. дисс., ЛГПИ, Л., 1954.
41. Старков В.В. Влияние влажности на счетные характеристики счетчика на преимущественно положительных импульсах высокой частоты. Тр. науч. об. физ.-мат. факульт. пединститутов Дальнего Востока, Хабаровск, 1962, 2, с.46-57.
42. Куду К.Ф. О начальных стадиях разряда с острия в воздухе. Тарту, 1960.
43. Kudu K.F., Berdishev A.V., Prokofiev A.M. About development of high-frequency bursts. 8th Int. Conf.on Phen.in Ion. Gases, Contr. Papers, Vienna, 1967, p. 217.
44. Веймер В.А., Куду К.Ф. Об импульсном ВЧ разряде в воздухе в промежутке острие-плоскость. Уч. зап. ТГУ, Тарту, 1970, 240, с.215-220.
45. Veimer V.A., Kudu K.F. Observation of HF point-to-plane discharge development phases. 9th Int. Conf. on Phen. in Ion. Gases, Contr. Papers. Bucharest, 1969, p. 285.
46. Веймер В.А. Наблюдение фаз развития униполярного ВЧ разряда. Уч. зап. ТГУ, Тарту, 1969, 239, с.57-67.
47. Veimer V., Kudu K. The development phases of HF point-to-plane Corona. 10th Int. Conf. on Phen. in Ionized Gases,

Contr. Papers, Oxford, 1971, p. 165.

48. Веймер В.А., Куду К.Ф. Изучение фаз развития униполярного ВЧ разряда в диапазоне 3-20 МГц. Уч. зап. ТГУ, Тарту, 1971, 283, с.49-61.
49. Flegler E. Probleme des elektrischen Durchschlage. Arbeitsgemeinschaft für Forschung des Landes Nordrhein-Westfalen, Hft. 194, Köln und Opladen, 1967.
50. Кабардин О.Ф. Снижение начального напряжения разряда на высокой частоте в промежутке острие-плоскость в воздухе при атмосферном давлении. Уч. зап. Чкаловского ГПИ,ф.-м., 1957, II, с.249-260.
51. Кабардин О.Ф. О начальных стадиях развития высокочастотного разряда с острия в воздухе при атмосферном давлении. Изв. ВУЗов, физика, 1958, 6, с.51-56.
52. Кабардин О.Ф. Начальные стадии развития разряда с острия на высокой частоте. Сб. статей по математике и физике, Оренбургский ГПИ, 1961, с.221-231.
53. Бердышев А.В. Фотоэлектрические исследования формирования высокочастотных разрядов с острия в воздухе. Автореф.дисс., ЛГПИ им. А.И.Герцена, Л., 1971.
54. Korge H., Kudu K. The onset potential of HF corona in the frequency range from 25 kHz to 1.4 MHz in the point-to-plane discharge gap. 11th Int. Conf. on Phen. in Ion. Gases, Contr. Papers, Prague, 1973, p. 200.
55. Корге Х., Куду К. Напряжение возникновения ВЧ короны на частотах от 25 кГц до 1,4 МГц в промежутке острие-плоскость. Наст. сб.
56. Жуков А.А. Некоторые измерения положительного объемного заряда, создаваемого лавинным несамостоятельным разрядом на переменном напряжении 2,5-40 МГц в воздухе. Труды науч. об. физ.-мат. фак.пед.инст. Дальнего Востока, 1962, 2, с.23-28.
57. Жуков А.А. Формирование объемного заряда в электрическом поле высокой частоты в разрядном промежутке острие-плоскость. Материалы седьмой мат. и физ. межвузовских научных конф. Дальнего Востока, Хабаровск, 1968, с.133-134.

58. Прокофьев А.М., Кабардин О.Ф., Куду К.Ф. Исследование начальных стадий высокочастотного разряда с острия в воздухе при атмосферном давлении. Изв. АН СССР, сер. физ., 1959, 23, № 8, с.1004-1006.
59. Бердышев А.В., Прокофьев А.М. Об одном возможном методе исследования развития факельного разряда с дополнительным постоянным напряжением. 18 герценовские чтения, физика, Л., 1965, с.36-38.
60. Бердышев А.В., Прокофьев А.М. Влияние дополнительного постоянного потенциала на развитие ВЧ факельного разряда. 19 герценовские чтения, физика, Л., 1966, с.15-17.
61. Бердышев А.В., Прокофьев А.М. Фотонные импульсы при формировании ВЧ коронного и факельного разрядов. 20 герценовские чтения, физика, Л., 1967, с.79-80.
62. Бердышев А.В., Прокофьев А.М. Фотоэлектрические исследования развития ВЧ коронного и факельного разрядов. Уч. зап. ЛГПИ им. А.И.Герцена, 1968, 384, вып. 2,с.229-234.
63. Бердышев А.В. Средний продольный градиент напряжения канала остриевой высокочастотной короны в атмосферном воздухе. 21 герценовские чтения, физ. и полупр. электроника, Л., 1968, с.57-58.
64. Бердышев А.В. Роль изменения добротности разрядного контура в распространении высокочастотной короны. 21 герценовские чтения, физ. и полупр. электроника, Л., 1968, с.58-61.
65. Бердышев А.В. Влияние продольного постоянного электрического поля на время формирования высокочастотных разрядов с острия. Уч. зап. ЛГПИ им. А.И.Герцена, 1968, 384, вып. 2, с.135-142.
66. Бердышев А.В. и Прокофьев А.М. Исследование пространственно-временного развития высокочастотного факельного разряда. Тр. III Межвузовской конф. пединститутов по радиофизике и спектроскопии, МГПИ им. В.И.Ленина, М., 1968, с.304-310.
67. Veimer V.A. Photoelectric investigation of the initial stages of a unipolar HF discharge. Proc. 2-nd Int. Conf. on Gas Discharges, London, Sept. 1972.

68. Kudu K. Kõrgsageduslahenduse kujunemisest mittehomogeenses elektriväljas . Труды секции точных наук Общества естествоисп. при АН ЭССР (в печати).
69. Попов Л.В., Столов А.Л. Некоторые исследования факельного разряда. Уч. зап. Казанского Гос. ун-та, 1953, 113, кн. 9, с.81-101.

ÜHEELEKTROODSE KÕRGSAGEDUSLAHENDUSE ALGSTAADIUMIDEST ATMOSFÄÄRIÕHUS

K. Kudu

Resümee

Artiklis antakse lühiülevaade uurimustest üheelektroodse kõrgsageduslahenduse (KS-lahendus) süttimise ja algstaadiumide kohta atmosfääriõhus. Eeldatakse peaasjalikult teravik-plaat-lahendusvahemikku. Käsitletakse võimalikke lahendusvorme ja nende terminoloogiat.

Toitepinge sagedustel kuni ca 1 MHz ühtib üheelektroodse KS-lahenduse süttimispotentsiaal ligikaudu koroonalahenduse lävepotentsiaaliga alalis- või madalsageduspingel. Sageduse edasisel tõstmisel ilmneb süttimispotentsiaali märgatav vähenemine, mis võib ulatuda sagedusel 40 MHz kuni 35%-ni. KS-lahenduse süttimispotentsiaali vähenemine sõltuvalt sagedusest on seletatav lahendusvahemikku kogunevate ioonide ruumlaengute lisaväljade abil. Sagedustel 3-20 MHz initsieerib KS-lahenduse tõenäoliselt striimeri- või Trichheli impulsi tüüpi impulss. Nendele impulssidele eelneb lahenduse süttimist ettevalmistav staadium, mille jooksul kujunevad tingimused nimetatud võimsamate lahendusimpulsside tekkimiseks. KS-lahenduse edasine levik lahendusvahemikku toimub suhteliselt aeglaselt, sõltuvalt tingimustest kiirusega 10^5 - 10^3 cm/s.

ONSET OF HF POINT-DISCHARGE IN THE ATMOSPHERIC AIR

K. Kudu

Summary

The article presents a review of investigations on the onset and development of high-frequency (HF) gas discharges in the atmospheric air mainly in the point-to-plane discharge gap.

At frequencies of the HF potential applied to the discharge gap amounting to nearly 1 MHz, the onset potential of the discharge is approximately equal to the onset-potential of the DC corona. With a further increase in the frequency the former becomes considerably lower than the latter (down to 35% at 40 MHz).

The HF discharge in the range of frequencies of 3 to 20 MHz is initiated either by pulses of the type of a streamer of a positive corona or a Trichel pulse of a negative corona arising during a half-cycle of the HF potential. The rise of a streamer or a Trichel pulse is preceded by a stage of accumulation during which conditions are created for the formation of these more vigorous discharge pulses. A further propagation of the HF discharge into the discharge gap proceeds slowly, depending on the conditions, at a velocity of 10^5 to 10^3 cm/sec.

НАПРЯЖЕНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ВЧ КОРОНЫ НА ЧАСТОТАХ ОТ 25 кГц ДО I,4 МГц В ПРОМЕЖУТКЕ ОСТРИЕ-ПЛОСКОСТЬ

Х.Й.Корге, К.Ф.Куду

Эксперименты по определению напряжений возникновения короны в воздухе на повышенных частотах показывают, что до частоты около 70 кГц они совпадают с пороговым напряжением короны на частоте 50 Гц [Аронов, I969]. В диапазоне частот от нескольких мегагерц до нескольких десятков мегагерц обнаружено, однако, значительное снижение этого напряжения вплоть до 35% относительно порогового напряжения короны постоянного тока [Bright , I950; I955; Кабардин, I957; I958; I96I; Прокофьев и др., I959; Куду, I960]. Для диапазона частот от нескольких десятков килогерц до нескольких мегагерц измерения в промежутке острие-плоскость вообще отсутствуют. Настоящая статья является предварительным сообщением о результатах, полученных в указанном диапазоне частот.

Экспериментальная установка

Установка состояла из разрядного промежутка, источников питания и измерительных приборов (рис. I). В работе использовался разрядный промежуток острие-плоскость. Острием служила платиновая проволока (диаметром I мм) с полусферически обработанным концом. Плоским электродом служил латунный диск диаметром I5 см. Длина разрядного промежутка равнялась 4 см. Разрядный промежуток находился в экранирующем ящике со свободным доступом воздуха, который по необходимости мог продуваться вентилятором.

Источником высокочастотного напряжения служил генератор, построенный по принципу резонансного усилителя с параллельным LC - контуром в автотрансформаторном включении (рис. Iа). Усиливаемое напряжение поступало в схему усилителя от генератора Г3-7А (частоты до I50 кГц) или генератора Г3-4I (частоты

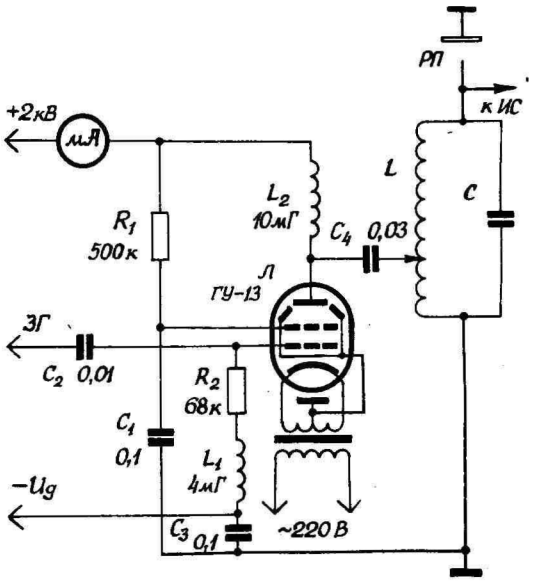


Рис. Iа. Принципиальная схема генератора высокой частоты. ЗГ-задающий генератор, РП-разрядный промежуток, ИС-измерительная схема.

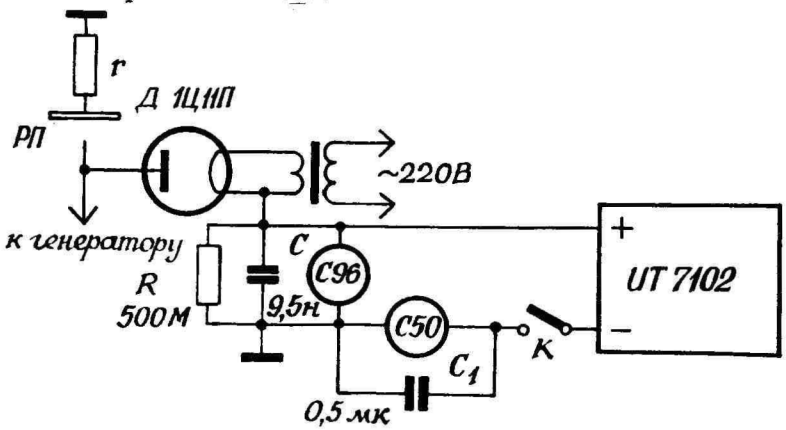


Рис. Iб. Измерительная схема.

150–1400 кГц). Изготовленным генератором можно было получить ВЧ напряжение до 10 кВ.

Источником постоянного напряжения служил изготовленный в лаборатории высоковольтный стабилизатор UT 7102, позволяющий получать постоянные напряжения обеих полярностей в интервале 1–14 кВ с наименьшей ступенью регулирования 10 В и стабильностью 0,1% [Отчет..., 1970].

Основной частью измерительной схемы является диодный вольтметр, состоящий из диода Д, конденсатора С и резистора R (рис. 1б). Постоянная разрядки вольтметра около 5 с. Электростатический киловольтметр С96 служит для оценки амплитудного значения ВЧ напряжения $U_{\sim}$, которое измерялось компенсационным методом с помощью стабилизатора UT 7102 и электростатического вольтметра С50 на 150 В. Точность измерения напряжения $U_{\sim}$ равна $(10^{-3} \times U_{\sim}+30)$В (30 В – начало отсчета на вольтметре С50).

Осциллограммы тока ВЧ разряда были получены с помощью компенсационного усилителя, построенного сотрудником лаборатории М.Айнтсом, и осциллографа С1-35. Разряд фотографировался фотоаппаратом Зенит-3М на пленку Кодак 2475 чувствительностью 1000 ед.ASA.

Методика и результаты эксперимента

Для каждой определенной частоты питающего разрядный промежуток напряжения величина порогового напряжения ВЧ разряда измерялась сначала грубо – электростатическим вольтметром С96, затем точно – компенсационным методом (см. схему на рис. 1б). Так как стабилизатор UT 7102 имеет продолжительное время установления (порядка 1 мин), то вначале его выходное напряжение $U_{=}$ устанавливали приблизительно на 100 В ниже порогового, затем переждали определенное время и устанавливали почти такое же ВЧ напряжение $U_{\sim}$ по С96, после чего замыкали ключ К и по показанию С50 доводили значение $U_{\sim}$ до значения $U_{=}$. Если после 3-минутного ожидания разряд не возникал, то процесс повторяли при повышенном напряжении. В каж-

дом цикле измерений пороговое напряжение для данной частоты определялось в среднем 5 раз, причем между измерениями промежуток продувался для устранения продуктов разряда. До и после измерений на данной частоте определялись пороговые напряжения вспышечных импульсов и стримеров по стандартному методу осциллографирования [Loeb , 1965] при r = I Мом и максимальной чувствительности осциллоскопа СI-35 (2 мВ/мм). Порог тричелевских импульсов для данного промежутка был всегда на 2,5% выше порога стримеров.

На частотах свыше I00 кГц, где довольно мощный разряд вызывает заметную расстройку контура относительно установленного резонанса и вместе с тем падение $U_\sim$ на острие, возникновение разряда было зафиксировано по декомпенсации. На частотах ниже I00 кГц, где разряд весьма слабый и декомпенсация практически не ощутима, был использован вышеупомянутый усилитель и возникновение разряда определяли по осциллографу. Все измерения проводились в лабораторном воздухе при наличии слабого β - источника на расстоянии около 20 см от острия. Частота напряжения, питающего разрядный промежуток, была 25, 38, 47, 96, I50, 360, 700 кГц и I,4 МГц.

Результаты измерений пороговых напряжений ВЧ разряда относительно порога предначальных стримеров приведены на рис.2 (отрезок АВ). На оси ординат отложена в процентах величина $\zeta = (U_\sim - U_{стр}) / U_{стр}$, где $U_{стр}$ - пороговое напряжение стримеров и $U_\sim$ - амплитудное значение порогового напряжения ВЧ разряда. В сторону более высоких частот (отрезок ВС) кривая продолжена по данным работы [Кабардин, I96I]. На графике также отмечены пороги вспышечных импульсов по нашим данным (прямая аа) и данным работы [Кабардин, I96I] (прямая бб). Разница в величине пороговых напряжений вспышечных импульсов объясняется, по-видимому, большей чувствительностью осциллографа, используемого для фиксирования возникновения разряда в данной работе.

Как видно из рис.2 в диапазоне частот от 25 до 700 кГц пороговые напряжения ВЧ разряда почти совпадают с порогом вспышечных импульсов и нигде не превышают его. На больших частотах происходит четко выраженное понижение начала ВЧ раз-

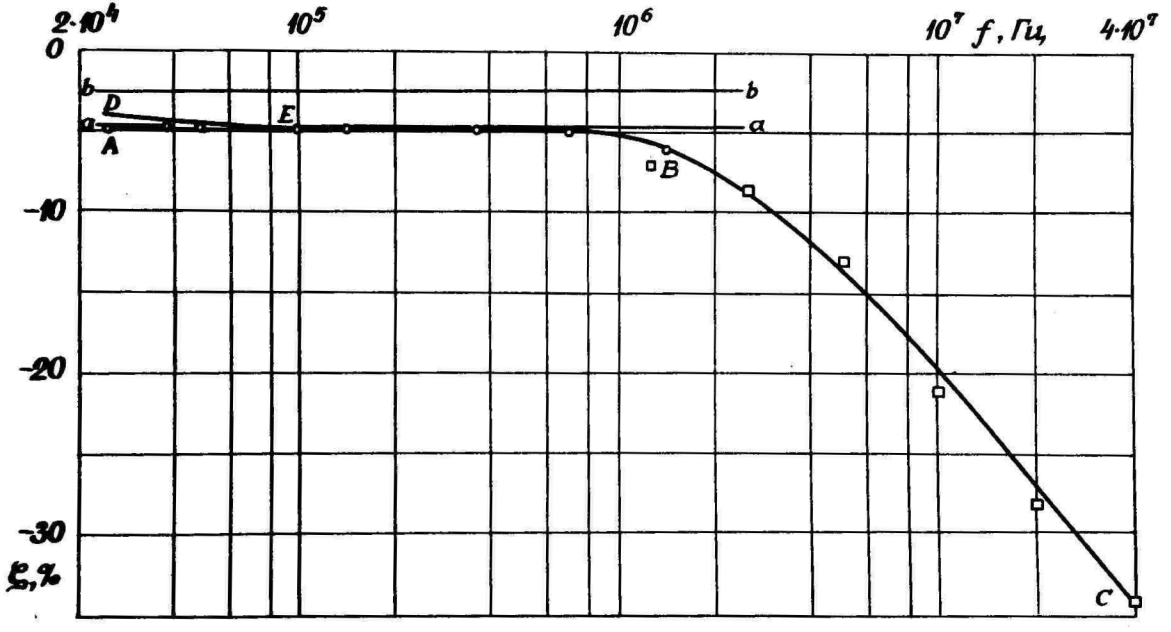


Рис. 2. Пороговые напряжения высокочастотного разряда относительно порога предначальных стримеров.

ряда, хотя до частоты 1,4 МГц по нашим данным оно несколько меньше, чем по данным [Кабардин, 1961].

На рис.3а-6а приведены фотографии разрядов при разных частотах (частота указана на рисунке) с одинаковым увеличением, а на рис.3б-6б - соответствующие осциллограммы тока, для которых ослабления осциллоскопа относятся как 1:50:70:150. На частотах, примерно, до 100 кГц разряд возникал на вершине острия в виде слабого свечения (рис.3а), которое усматривалось только в темноте и внешне напоминало вспышечную корону. На осциллограммах тока (рис.3б) наблюдаются небольшие импульсы обеих полярностей. Исходя из внешнего вида эту форму разряда можно назвать вспышечной ВЧ короной.

При повышении напряжения в определенный момент происходит резкое изменение как во внешнем виде (рис.4а), так и в осциллограммах тока разряда (рис.4б). Разряд увеличивается в размерах, становится ярче и внешним видом походит на отрицательную корону постоянного напряжения. На осциллограмме тока наблюдаются краткие отрицательные импульсы большой амплитуды с крутым передним фронтом, схожие с импульсами Тричеля, в то время как положительные импульсы тока как бы размазаны, с пологими фронтами и, по-видимому, связаны с нейтрализацией объемного заряда в промежутке. Порог этой формы разряда представлен кривой ДЕ на рис.2.

Примерно с частоты 100 кГц происходят качественные изменения разряда: исчезает лавинная ВЧ корона и разряд возникает сразу в виде яркой, развивающейся в глубь разрядного промежутка, короны (рис.5а). На осциллограммах можно наблюдать также появление резких положительных импульсов большой амплитуды (рис.5б). С дальнейшим ростом частоты происходит интенсивный рост яркости и размеров разряда (рис.6а). Импульсы тока, подобные приведенным на рис. 3б-6б, наблюдал также Фурнель в случае коаксиального цилиндрического разрядного промежутка [Fournell , 1968].

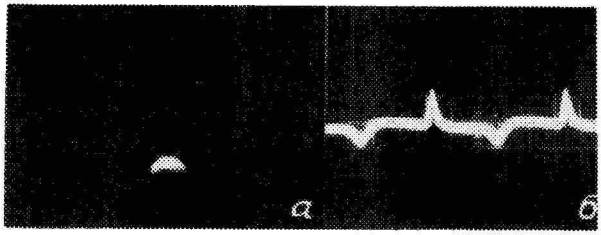


Рис. 3.
f = 38 кГц.

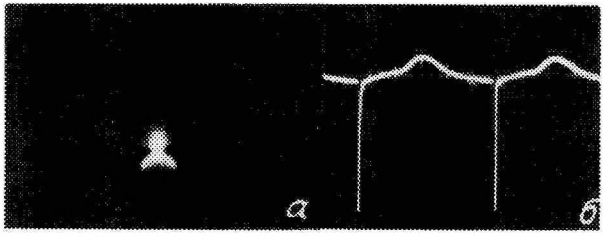


Рис. 4.
f = 38 кГц.

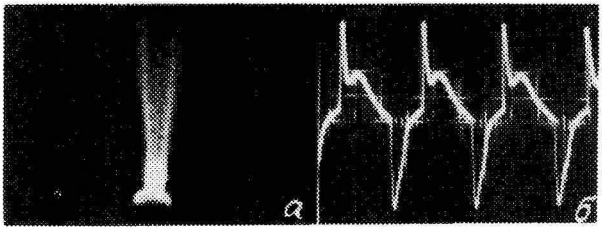


Рис. 5.
f = 150 кГц.

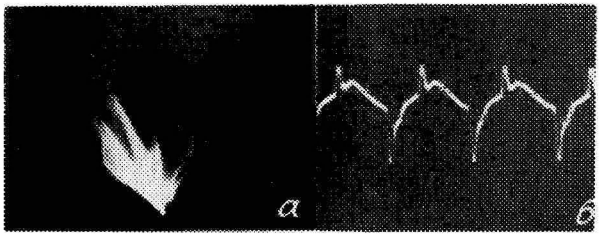


Рис. 6.
f = 360 кГц.

Выводы

I. Пороговое напряжение разряда в диапазоне частот 25 кГц -I,4 МГц при данной геометрии разрядного промежутка нигде не превышает порога разряда при постоянном напряжении. В области наиболее низких использованных частот оно почти совпадает с порогом вспышечных импульсов, а с ростом частоты понижается относительно последнего.

2. На частотах от 25 кГц, примерно, до I00 кГц разряд возникает в виде вспышечной ВЧ короны, которая с ростом напряжения переходит в другую форму разряда, внешне похожую на отрицательную корону.

3. В диапазоне I00 кГц-I,4 МГц разряд возникает в виде хорошо известной ВЧ короны [Куду, I960], яркость и размеры которой с частотой растут.

Авторы выражают благодарность М.Айнтсу за изготовление и налаживание компенсационного усилителя.

Литература

Аронов М.А. и др. - I969 - Электрические разряды в воздухе при напряжении высокой частоты. Под.ред. В.П.Ларионова, М.

Bright, A.W. - 1950 - Brit. Elektr. and Appl. Ind. Res. Assoc. Rep., Ref. L/T 229.

Bright, A.W., Huang, H.C. - 1955 - Proc. IEE, 102 C, 42.

Кабардин О.Ф. - I957 - Уч.зап.Чкаловского гос.пед.ин-та, вып. II, 245.

Кабардин О.Ф. - I958 - Изв.ВУЗов, Физика, №6, 52.

Кабардин О.Ф. - I96I - Сб.статей по мат. и физике, Оренбургский ГПИ, 22I.

Прокофьев А.М., Кабардин О.Ф., Кудду К.Ф. - I959 - Изв. АН СССР, сер.физическая, т.23, №8, I004.

Куду К.Ф. - I960 - О начальных стадиях разряда с острия в воздухе, Тарту.

Отчет по договору А-979 - I970 - Тартуский гос. ун-т. Тарту.

Loeb, L.B. - 1965 - Electrical Coronas, California.

Fournell, H.D. - 1968 - Dissertation, TH Aahen.

KÕRGSAGEDUSKOROONA TEKKIMISPINGE SAGEDUSTEL 25 kHz KUNI 1,4 MHz TERAVIK-PLAAT-LAHENDUSVAHEMIKUS

H. Korge, K. Kudu

Resümee

Artiklis on kirjeldatud katseseadet ja metoodikat kõrgsageduskoroona tekkimispinge mõõtmiseks kompensatsioonmeetodil sagedusdiapasoonis 25 kHz - 1,4 MHz teravikust ja plaadist koosnevas lahendusvahemikus.

Leiti, et lahenduse tekkimispinge antud tingimustel ei ületa lahenduse läve alalispingel ja sageduse kasvades langeb viimase suhtes. Samuti on esitatud erinevate lahendusvormide fotod ja lahendusvoolu ostsillogrammid, mis illustreerivad lahenduse muutumist sõltuvalt toitepinge sagedusest.

ONSET POTENTIAL OF THE HF CORONA AT FREQUENCIES OF 25 kHz TO 1.4 MHz IN THE POINT-TO-PLANE DISCHARGE GAP

H. Korge and K. Kudu

Summary

The paper describes the apparatus and methods for measuring the onset potential of the HF corona by the compensation method at frequencies ranging from 25 kHz to 1.4 MHz in the point-to-plane discharge gap.

It was found that the onset of the HF corona under given conditions does not exceed that of the DC corona and decreases relative to it when the frequency is raised. The photographs of different discharge forms and the corresponding discharge-current oscillograms have been presented to illustrate the change of the discharge depending on frequency.

СТАБИЛИЗИРОВАННЫЙ ИСТОЧНИК ПОСТОЯННОГО НАПРЯЖЕНИЯ 0 ± 40 кВ

М.Х.Айнтс

В ряде случаев, например, при измерении пороговых напряжений газового разряда при разных давлениях, необходимо изменять приложенное напряжение в широких пределах от нескольких сотен вольт до нескольких десятков киловольт с постоянной точностью. Сконструированный нами источник питания позволяет получить напряжение от 0 до 40 кВ любой полярности при токе нагрузки до 2 мА. Напряжение устанавливается ступенчато при помощи трех переключателей. Наименьшая ступень регулирования напряжения 5 В, точность установки ± 0,I%. Дрейф выходного напряжения не более 0,05% за 8 часов при питании из сети через феррорезонансный стабилизатор. Пульсация не превышает $I0^{-4} \cdot U_{вых.} + 0{,}05$ В.

Прибор построен по принципиальной схеме стабилизатора, описанного в [Куду и др., I972]. Блок-схема стабилизатора приведена на рис. I. Сигнал рассогласования, полученный сравнением напряжения на резисторе R_1 высоковольтного делителя с напряжением опорного элемента (ИОН), поступает на вход усилителя постоянного тока (УПТ), который управляет реостатными лампами 6С20С. Выходное напряжение устанавливается изменением сопротивления нижнего плеча делителя напряжения ($R_2 \div R_{78}$) при помощи переключателей $Пк_1 - Пк_3$. Делитель напряжения собран на проволочных резисторах типа МВСГ класса 0,I. Положительный выход присоединен к нижней клемме источника опорного напряжения, что позволяет получить напряжение начиная практически с нуля. Источником опорного напряжения служит ламповый стабилизатор с выходным напряжением 280 В. Блок питания (БП) находится на едином шасси с ИОН и УПТ. Вся схема находится под потенциалом положительной выходной клеммы и поэтому окружена электростатическим экраном, смонтиро-

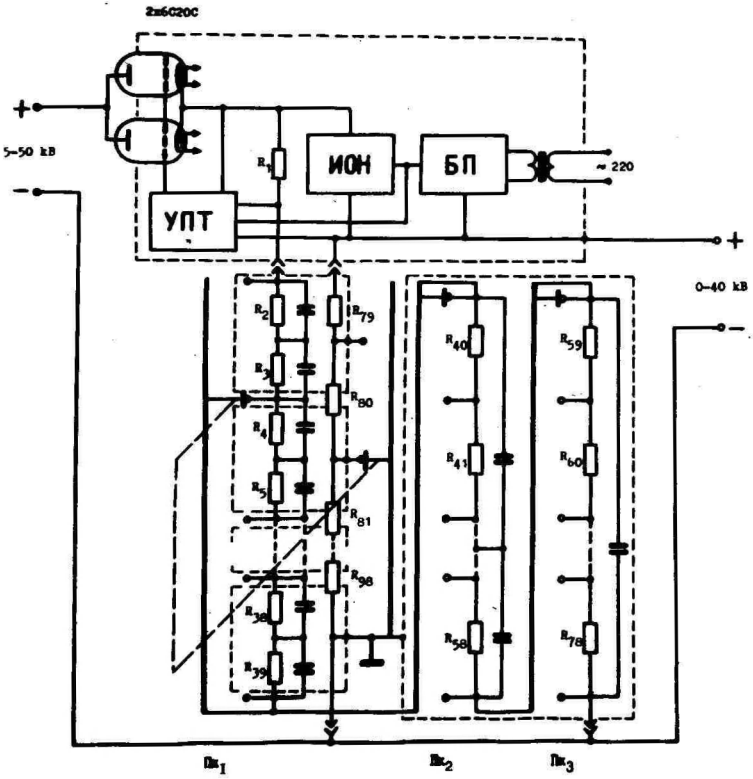


Рис. I. Блок-схема высоковольтного стабилизатора.

ванным на высоковольтных изоляторах.

Основной особенностью является конструкция высоковольтного переключателя $Пк_1$. Уменьшение габаритов переключателя приводит к повышению напряженности электростатического поля и концентрированию его у выступающих частей конструкции, что вызывает коронный разряд. Коронировать могут также выступающие детали окружающего кожуха, например, болты закрепления. Попадание тока короны в цепь делителя напряжения в свою очередь вызывает нестабильность выходного напряжения. Заливка

переключателя в масло усложняет конструкцию и увеличивает вес, а также появляются токи вследствие переноса заряда частицами, взвешенными в масле. При отработанном масле эти токи могут превысить допустимую величину [Гулый и др., 1969]. При заливке в твердый компаунд остаются непокрытыми контактные поверхности. Поэтому нами была применена электростатическая экранировка с распределением потенциала экрана так, чтобы потенциал любой точки экрана приблизительно равнялся бы потенциалу соответствующей части переключателя и делителя напряжения.

Блок переключателей представлен на рис. 2. Переключатель $Пк_1$ изготовлен галетного типа с 19 позициями. Поворот

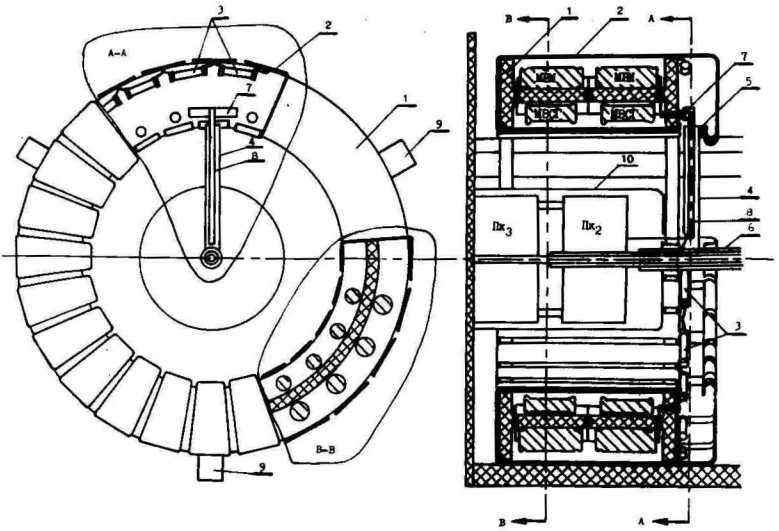


Рис. 2. Блок переключателей делителя напряжения.

переключателя на одну ступень изменяет выходное напряжение на 2 кВ. Резисторы делителя напряжения $R_2 \div R_{39}$ типа МВСТ-0,5-10 Мом установлены непосредственно на шасси I (рис. 2) переключателя по две штуки последовательно в каждом звене и шунтированы конденсаторами МБМ 0,5х1500. Каждое звено окру-

жено отдельным экраном 2 (рис. 2). Потенциалы экранов задаются дополнительным делителем напряжения $R_{79} \div R_{98}$ из резисторов 3 типа КЭВ-I IO Мом (рис. 2), который питается выходным напряжением. Ток этого делителя 200 мкА. Напряжение между соседними звеньями равно 2 кВ. Таким образом, напряжение между частями прецизионного делителя и окружающими его деталями нигде не превышает 2 кВ, что позволяет применять малогабаритные точные сопротивления, не опасаясь возникновения короны. Ток из цепи экранов выводится через трубчатый стержень 4 (рис. 2), который оканчивается контактной пружиной 5, скользящей по экранам. Другой конец трубчатого стержня прикреплен к заземленной оси 6 высоковольтного переключателя. Скользящий контакт высоковольтного переключателя 7 прикреплен к стержню 8, который проходит через трубу 4 и изолирован от нее. $Пк_1$ прикреплен к передней и задней панелям прибора при помощи брусков 9 из оргстекла. $Пк_2$ и $Пк_3$ являются стандартными 20-позиционными галетными переключателями. Поворот $Пк_2$ на одну ступень изменяет выходное напряжение на I00 В и $Пк_3$ – на 5 В. Все переключатели $Пк_1 - Пк_3$ смонтированы на коаксиальных осях. $Пк_2$ и $Пк_3$ окружены заземленным экраном I0.

Габаритные размеры блока переключателей: диаметр – 330 мм, длина по оси – 330 мм. На одной с $Пк_1$ оси находится автотрансформатор, питающий высоковольтный трансформатор выпрямителя высокого напряжения. Этим достигается равномерная нагрузка ламп управления при разных выходных напряжениях.

Проверка стабильности тока делителя показала, что изменения его при разных выходных напряжениях не превышают 0,0I%.

Автор выражает благодарность В.А. Веймеру за проявленный интерес к работе и ценные указания.

Литература

К.Ф.Куду, В.А.Веймер. – I972 – Об условиях возникновения стримеров положительной короны. Уч.зап.Тартуского гос. ун-та, вып. 240, с. 221.

А.М.Гулый, М.И.Трегубов, О.В.Мелешко. – I969 – Стабильные источники напряжения до I50 кВ. ПТЭ, № 6, с.I40.

STABILISEERITUD ALALISPINGE ALLIKAS 0 ± 40 kV

M. Aints

Resümee

Kirjeldatakse toiteallikat, mis võimaldab saada mõlema polaarsusega alalispinget 0 ± 40 kV stabiilsusega 0,05%. Lubatud koormusvool kuni 2 mA. Pinget muudetakse astmeliselt kolme ümberlüliti abil. Väikseim pinge muutmise aste on 5 V. Väljundpinge on ümberlülitite asenditega määratud täpsusega 0,1%. Üksikasjalikumalt on kirjeldatud kõrgepingelise täpispingejagaja ja ümberlüliti ehitust. Pingejagaja on valmistatud väikesegabariidilistest traattakistitest ja tema kaitsmiseks koroonavoolude eest on kasutatud elektrostaatilist varjestust. Varjestuse üksikute osade potentsiaalid on lisapingejagaja abil võrdsustatud varjestatavate detailide potentsiaalidega.

SOURCE OF STABILIZED DC VOLTAGE OVER THE RANGE OF 0 ± 40 kV

M. Aints

Summary

The article describes a power supply enabling one to obtain a dc voltage over the range of 0 ± 40 kV with a stability of 0.05%. The permitted load current amounts to 2 mA. Voltage is changed stepwise by means of three switches. The smallest step of changing tension is 5 V. The output voltage is determined by the positions of the switches with a precision of 0.1%. The design of the precision voltage divider of high voltage and the design of the switch have been described in great detail. The voltage divider has been made of wire resistors of small dimensions. To protect it from corona currents, electrostatic shading has

been used. The potentials of the individual parts of shading have been equalized with the potentials of the individual parts to be shaded by means of an additional voltage divider.

ФОРМУЛА ЕМКОСТИ ОДНОМЕРНОЙ СЕТКИ ДЛЯ РАСЧЕТА ВИБРАЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Л.Г.Гросс, М.Г.Мошков, В.Д.Возжаев

В работе [Гросс и др., 1971] дан метод расчета преобразователя электростатического поля с экранирующей одномерной сеткой и вибрирующим измерительным электродом и показано, что с таким преобразователем может быть создан высокочувствительный электростатический флюксметр, пригодный, в частности, для измерения заряда электроаэрозольного облака. Коэффициент преобразования указанного преобразователя зависит от параметра $\beta = R(C_0 + \Delta C)\omega$, где C_0 – электрическая емкость системы сетка – вибрирующий электрод в его среднем положении; ΔC – приращение емкости при отклонении вибрирующего электрода от среднего положения на расстояние Δx; R и ω – соответственно сопротивление нагрузки преобразователя и круговая частота колебаний.

Ввиду того, что известные формулы для распределения электрического поля, из которых может быть получено выражение емкости системы сетка – плоский электрод, либо справедливы при неблагоприятном для решения данной задачи соотношении величины шага сетки b к расстоянию x_0 между проволоками и поверхностью плоского электрода [Шнангенберг, 1953; Кацман, 1961], либо имеют недостаточную точность; в работе [Гросс и др., 1971] была приведена эмпирическая формула, имеющая ограниченную применимость.

Ниже представлен вывод аналитического выражения емкости одномерной сетки с круглыми проволоками через ее параметры, справедливого при длине L проволок сетки, удовлетворяющей условию $\frac{L}{x_0} \geqslant 5$, и числе проволок

$$N \geqslant \frac{4 \cdot 10^2 \cdot x_0^2}{b^2 \ln\left(\frac{b}{\pi a} \operatorname{sh} 2\pi\frac{x_0}{b}\right)}, \qquad (1)$$

где a – радиус проволок.

I. В результате решения первой группы формул Максвелла [Бессонов, 1964] для сетки, удовлетворяющей условию (I), нами было установлено, что линейный заряд τ распределен по длине проволок достаточно равномерно. Исходя из этого и используя методы суперпозиции и зеркального изображения, величину потенциала в точке M (рис. I) на поверхности проволоки можно выразить в виде ряда

$$\varphi = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon a}\left(\ln\frac{d_1}{l_1} + \ln\frac{d_1^2+b^2}{l_1^2+b^2} + \ln\frac{d_1^2+4b^2}{l_1^2+4b^2} + \ldots + \ln\frac{d_1^2+(R-1)^2b^2}{l_1^2+(R-1)^2b^2}\right), \quad (2)$$

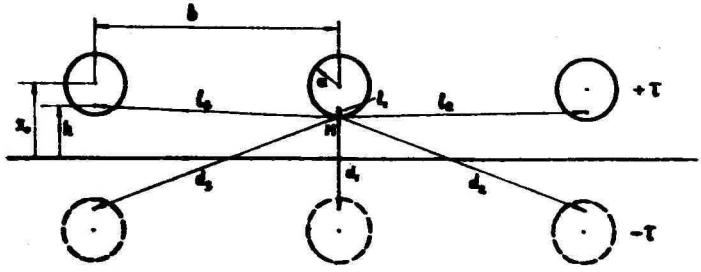


Рис. I. Схема расположения проволок сетки с линейным зарядом и их зеркальных изображений. x_0 – расстояние между осями проволок и поверхностью плоского электрода; a – радиус проволок; l_i – расстояние между точкой M и электрической осью i-той проволоки; d_i – расстояния от M до электрической оси изображения i-той проволоки; h – расстояние между электрическими осями проволок и поверхностью электрода.

где εa = 8,86 пф/м, $l = a+h-x_0$, $d_1 = x_0+h-a$, $h = \sqrt{x_0^2 - a^2}$, $N = 2n$ – число проволок сетки.
Выражения d_1^2 и l_1^2 можно представить в виде

$$d_1^2 = 2(x_0-a)(x_0+h), \qquad l_1^2 = 2(x_0-a)(x_0-h) . \quad (3)$$

Во втором и последующих членах выражения (2) без существенного снижения точности расчетов можно принять $x_0 = h$. Тогда выражение (2) после некоторых преобразований может быть представлено в виде

$$\varphi = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon a}\ln\left[\frac{x_0 + h - a}{a + h - x_0}\prod_{n=1}^{n=\infty}\left(\frac{4x_0(x_0 - a)}{n^2b^2} + 1\right)\right] \qquad (4)$$

или

$$\varphi = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon a}\ln\left[\frac{(x_0 + h - a)\,\mathrm{sh}\,\frac{\sqrt{x_0(x_0 - a)}}{b}\,2\pi}{(a + h - x_0)\,2\pi\,\frac{\sqrt{x_0(x_0 - a)}}{b}}\right]. \qquad (5)$$

В связи с тем, что все проволоки сетки соединены между собой, формула (5) выражает потенциал сетки. Полагая потенциал плоского электрода равным нулю, емкость системы сетка – электрод можно представить как $C = \frac{Q}{\varphi}$, где $Q = \frac{\tau \cdot F}{b}$ эффективный заряд сетки, F – ее площадь.

Тогда, принимая во внимание (5), получим выражение указанной емкости.

$$C = \frac{2\pi\varepsilon a \cdot F}{b\cdot\ln\left[\frac{(x_0 + \sqrt{x_0^2 - a^2} - a)\cdot\mathrm{sh}\left(2\pi\frac{\sqrt{x_0(x_0 - a)}}{b}\right)}{(a + \sqrt{x_0^2 - a^2} - x_0)\,2\pi\frac{\sqrt{x_0(x_0 - a)}}{b}}\right]} \cdot \qquad (6)$$

На рис. 2 сплошной линией I показана зависимость величины емкости системы сетка-плоский электрод, имеющей параметры $a = 1\cdot10^{-4}$м, $b = 12\cdot10^{-4}$м, $F = 6{,}15\cdot10^{-4}$м^2, от расстояния x_0, рассчитанная по формуле (6). Пунктирной линией изображена та же зависимость, полученная экспериментально с погрешностью, не превышающей 3%. Как видно из рисунка, кривая, рассчитанная по формуле (6), имеет хорошее совпадение с кривой, полученной экспериментально. В дополнение к изложенному и с целью иллюстрации общности формулы (6) как для редких сеток, так и для сеток с относительно малой "проницаемостью", рассмотрим два примера расчета емкости указанной системы, имеющие ограниченное применение.

2. Приближенную формулу емкости одномерной сетки отно-

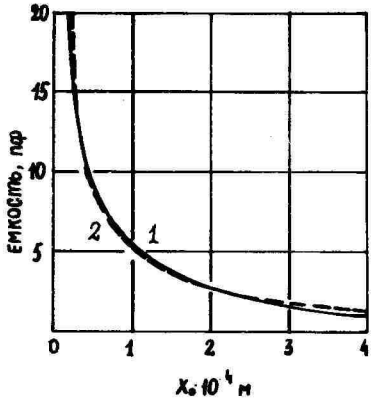


Рис. 2. Теоретическая I и экспериментальная 2 зависимости от расстояния x_0 величины емкости одномерной сетки, имеющей параметры $a = 1 \cdot 10^{-4}$м, $b = 12 \cdot 10^{-4}$м, $F = 6{,}15 \cdot 10^{-4}$м^2.

сительно плоского электрода можно вывести из решения задачи однопроводной линии. Применительно к этой задаче [Говорков, 1968] потенциал проволоки

$$\varphi = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon a} \ln \frac{x_0 + h}{a}. \qquad (7)$$

Полагая потенциал электрода равным нулю, получим для взаимной емкости указанной системы выражение

$$C = \frac{2\pi\varepsilon a \cdot F}{b \cdot \ln \dfrac{x_0 + \sqrt{x_0^2 - a^2}}{a}}. \qquad (8)$$

В (7) и (8) не принято во внимание взаимодействие соседних проволок сетки, но учтено смещение их электрических осей. Результаты расчета емкости одномерной сетки относительно плоского электрода в зависимости от шага b и расстояния x_0 при постоянном радиусе проволок $a = 1 \cdot 10^{-4}$м и площади $F = 6{,}15 \cdot 10^{-4}$м^2, полученные по формулам (7) и (8), представлены на рис. 3, кривыми I – 4 соответственно. Как и следовало ожидать, расхождение результатов уменьшается с увеличением шага и уменьшением расстояния между сеткой и электродом. Пересечение кривых I–2 не случайно и может быть объяснено зависимостью взаимного влияния близлежащих проводов от шага

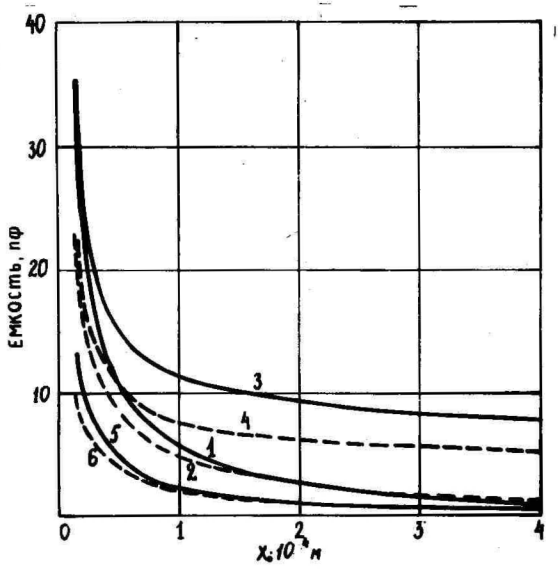


Рис. 3. Зависимость емкости одномерной сетки от величины шага b и расстояния x_0, рассчитанная по формулам (6) - I и 2, (8) - 3 и 4, (9) - 5 и 6 для $b = I \cdot IO^{-3}$м - I, 3, 5 и $b = I{,}5 \cdot IO^{-3}$м - I, 4, 6.

сетки.

3. Из аналитических выражений [Шпангенберг, I953; Кацман, I96I] для потенциалов электродов плоской трехэлектродной лампы может быть выведена формула емкости одномерной сетки относительно катода. Она имеет следующий вид:

$$C = \frac{2\pi\varepsilon a \cdot d \cdot F}{b \cdot \ln\left(1 + \frac{\operatorname{sh}^2 \frac{2\pi x_0}{b}}{\sin^2 \frac{2\pi}{b}}\right) + 8\pi^2 x_0^2}, \qquad (9)$$

где d - расстояние между сеткой и анодом. Результаты расчета емкости по этой формуле для параметров сетки, указанных в

разделе 2, и при $d = 0{,}1$ м представлены на рис. 3 кривыми 5 и 6. Видно, что значения емкости, вычисленные по формуле (9), почти во всем интервале исследованных величин x_0 значительно меньше значений, рассчитанных по формуле (6) и проверенных экспериментально (ср. I и 2 на рис. 2).

Выводы

I. Дан вывод формулы емкости одномерной сетки с круглыми проволоками относительно плоского электрода, справедливой в широком интервале соотношений $\frac{b}{x_0}$ при условии $\frac{L}{x_0} \geqslant 5$.

2. В связи с этим указанная формула может быть использована в инженерных расчетах различных устройств, содержащих одномерные сетки.

3. Для редких сеток при $\frac{b}{x_0} > 4$ для расчета емкости системы одномерная сетка – плоский электрод пригодна приближенная формула (8).

Литература

Гросс Л.Г., Возжаев В.Д. – 1971 – К расчету преобразователя электростатического поля с сеткой и вибрирующим электродом. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та, вып. 283, 190–199.

Шпангенберг К.Р. – 1953 – Электронные лампы (пер. с англ.), М., т.I.

Кацман Ю.А. – 1961 – Электронные лампы для высоких и низких частот. М.

Бессонов Л.А. – 1964 – Теоретические основы электротехники. М., 569.

Говорков В.А. – 1968 – Электрические и магнитные поля, 82.

ÜHEMÕÕTMELISE VÕRE MAHTUVUSE VALEM ELEKTRIVÄLJA VIBRATSIOONMUUNDI ARVUTAMISEKS

L. Gross, A. Moškov, V. Vozžajev

Resümee

On toodud ühemõõtmelisest võrest ja tasapinnalisest elektroodist koosneva süsteemi mahtuvuse analüütilise avaldise tuletuskäik. Avaldis arvestab naabertraatide omavahelist mõju ja kehtib võre sammu b ja võre traatide telgede ning tasapinnalise elektroodi vahelise kauguse x_0 suhte väärtuste laias vahemikus tingimusel, et võre traatide pikkus L rahuldab tingimust $\frac{L}{x_0} \geqslant 5$. Saadud valem mahtuvuse jaoks on teisendatud kergesti läbinähtavasse kujju, kontrollitud eksperimentaalselt ja teda võib kasutada näiteks elektrostaatilise välja vibratsioonmuundi arvutamisel.

FORMULA OF ONE-DIMENSIONAL GRID CAPACITY FOR THE CALCULATION OF A VIBRATING TRANSFORMER OF THE ELECTROSTATIC FIELD

L. Gross, A. Moshkov and V. Voszhayev

Summary

This article deals with the derivation of an analytical formula for the calculation of the capacity of a system consisting of a one-dimensional grid and a flat electrode, and takes into account the interaction of the adjacent wires. This formula is valid within a wide range of the ratio of the grid step b to the distance x_0 between the axes of the wires and the surface of the electrode on condition that the length L of the grid wires should meet the requirement $\frac{L}{x_0} \geqslant 5$. The obtained formula of capacity has been given a readily visible form and has been checked experimentally; in particular, it may be used for the calculation of a vibrating transformer of the electrostatic field.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТОИОНИЗАЦИИ

Я.Я.Виллем, Р.И.Пиквер, О.В.Сакс

Экспериментальные данные исследования механизма и энергетики процессов фотоионизации молекул в газовой фазе содержат количественную информацию об электронной структуре молекулярных образований [Вилесов, 1969; Марr, 1967]. Определение разности энергий нейтральной молекулы и соответствующего ей иона занимает важное место в исследовании строения молекул. Из зависимостей полного сечения и квантового выхода фотоионизации от энергии фотонов можно получить информацию о потенциалах ионизации, колебательных энергиях иона и полосах автоионизации. Между величинами потенциалов ионизации и структурой молекул имеют место зависимости, которые позволяют сделать некоторые выводы о характере и величине взаимных влияний между различными функциональными группами внутри молекул.

Описываемая установка была создана для определения первых адиабатических потенциалов ионизации с большой точностью. Первый адиабатический потенциал ионизации – это минимальная энергия, необходимая для отщепления электрона от молекулы, находящейся в нормальном состоянии с нулевой колебательной энергией, и образования положительного иона в основном электронном состоянии на нулевом колебательном уровне.

Величина изменения первого адиабатического потенциала ионизации молекулы при введении в молекулу заместителя может рассматриваться как количественная мера величин взаимных влияний в молекулах между заместителем и атомом, ответственным за ионизацию [Вилесов, 1967].

При определении потенциалов ионизации достаточно знать характер изменения относительного сечения или квантового выхода фотоионизации в зависимости от энергии фотонов.

Метод

В процессе элементарной фотоионизации при поглощении фотона молекулой образуются положительный ион и свободный электрон:

$$AB + h\nu \rightarrow AB^{+} + e^{-}.$$

Отношение количества возникших в единицу времени ионов к количеству поглощенных фотонов называется квантовым выходом фотоионизации A:

$$A = \frac{i}{I_0 - I},$$

где i – ионный ток на коллекторе (ионов/сек),
I_0 – световой поток, входящий в ионизационную камеру (фотонов/сек) и
I – световой поток, прошедший через ионизационную камеру (фотонов/сек).

Произведение абсолютного квантового выхода фотоионизации A на полное сечение поглощения σ, определенное законом Ламберта-Бера, называется полным сечением фотоионизации σ_i

$$\sigma_i = A\sigma.$$

При малых давлениях образца, когда поглощается не более нескольких процентов света, как показано [Вилесов, 1963],

$$\sigma_i(\lambda) = C\frac{i}{I_0} \approx C\frac{i}{I}$$

и

$$C = \frac{760}{273}\,\frac{T}{n_0 l p},$$

где T – абсолютная температура,
n_0 – число Лошмидта,
l – длина коллекторных пластин и
p – давление образца в ионизационной камере.

Коэффициент C при заданных условиях опыта является постоянным и при измерениях в относительных единицах его чис-

ленное значение не определяется.

При больших давлениях образца, когда в ионизационной камере поглощается весь свет,

$$A = \frac{i}{I_0}.$$

Малые интенсивности света, получаемые при использовании максимального разрешения по спектру, ограничивают применение малых давлений образца. В режиме полного поглощения измерение интенсивности входящего в ионизационную камеру слабого светового потока одновременно с измерением ионного тока связано с трудностями конструктивного характера.

Нами была выбрана конструкция ионизационной камеры, позволившая работать с одним коллектором ионов при среднем разрешении и с двумя последовательными коллекторами одинаковой длины – при максимальном разрешении и средних давлениях образца, где поглощение доходило до 60%.

Двухколлекторные ионизационные камеры описаны в литературе [Wainfan and oth., 1953; Samson, 1967]. Одновременная регистрация ионных токов обоих коллекторов и интенсивности выходящего светового потока позволяют по данным одной процедуры измерения вычислить все три величины, характеризующие процессы поглощения и ионизации:

$$A = \frac{i_2^2}{(i_1 - i_2)I},$$

$$\sigma_i = C \frac{i_2^2}{(i_1 - i_2)I} \ln \frac{i_2}{i_2},$$

$$\sigma = C \ln \frac{i_1}{i_2}$$

где i_1 – ток первого коллектора (ионов/сек),

i_2 – ток второго коллектора (ионов/сек) и

I – световой поток, прошедший через камеру (фотонов/сек),

C – вышеупомянутый постоянный коэффициент.

В качестве источника света применялся многолинейчатый спектр тлеющего разряда в водороде в области от 105 до 165 нм. Под действием такого излучения ионизуется большая часть

органических соединений. Ионные токи и световой поток регистрировались с помощью самописцев при развертке спектра. σ_i, A и σ вычислялись на пиках линий, длины которых известны с большой точностью. Для идентификации линий водородного спектра использовались таблицы, составленные лабораторией астрофизики Ватикана [Junkes and oth., 1965]. Первый адиабатический потенциал ионизации определялся по методу Ватанабе [Watanabe, 1954; 1957] в припороговой области полулогарифмической кривой полного сечения фотоионизации как энергия точки излома, соответствующая переходу от линейной части кривой, обусловленной ионизацией колебательно возбужденных молекул, к более пологой части в области ионизационного континуума, обусловленной переходами на возбужденные колебательные уровни иона.

В режиме малых давлений образца при использовании ионизационной камеры с одним коллектором ионов имеется возможность непосредственной непрерывной записи кривой эффективности фотоионизации σ_i в широкой области спектра при применении "выпрямления" спектра путем автоматического регулирования тока водородной лампы.

Установка

Экспериментальная установка изображена на рис. I. Она состоит из четырех основных узлов: источника излучения, вакуумного монохроматора, ионизационной камеры вместе с вакуумной системой напуска образца и регистрирующей системы.

Водородная лампа I изготовлена из кварца, имеет водяное охлаждение и электроды 2 и 3 из чистого алюминия. Разряд происходит в капилляре длиной I20 мм и диаметром 5 мм в проточном водороде при давлении I – 2 тор. Водород поступает в лампу из стального баллона через редуктор и игольчатый вентиль.

Лампа питается от мощного стабилизированного источника постоянного тока (2 А, 2 кВ). В схеме шестифазного выпрямления с уравнительным реактором применяются газотроны ГТI–0,5/5. Проходными лампами включены параллельно четыре пен-

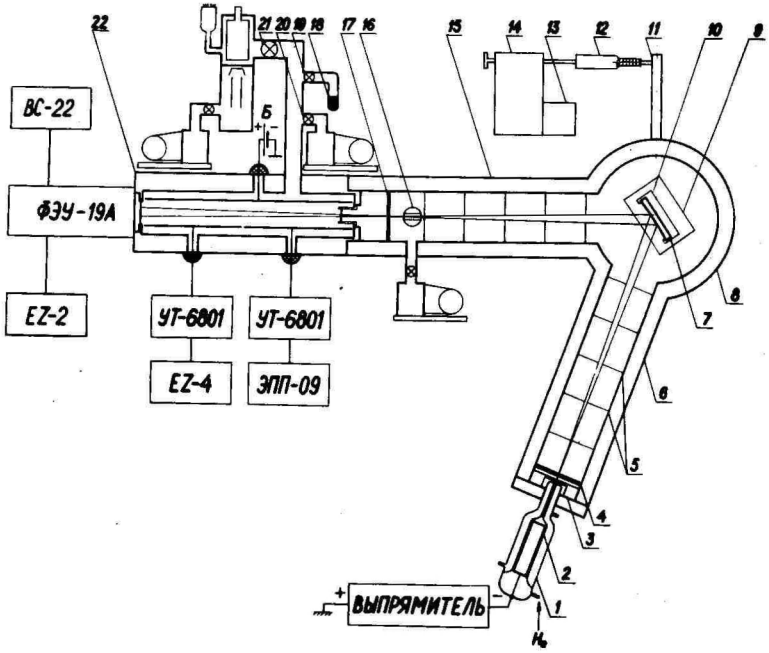


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки.

тода ГУ-80. Для стабилизации и регулировки в цепь отрицательной обратной связи по току введен усилитель постоянного тока.

Был применен также безэлектродный разряд [Warnek, 1962] возбужденный в четвертьволновом резонаторе Фехзенфельда [Fehnsenfeld and oth., 1965] излучением магнетронного генератора Луч-58 в диапазоне 2375 МГц с максимальной мощностью 100 – – 150 Вт.

Разложение излучения водородной лампы в спектр производится вакуумным монохроматором типа Сейа-Намиока [Seya, 1952; Namioka, 1954; Greiner and oth., 1958; Namioka, 1958] с углом между входным и выходным лучом $70^{\circ}15'$. Применяется сферическая дифракционная решетка с алюминиевым покрытием

радиусом кривизны 500 мм, имеющая 1200 штрихов/мм.

Кожух монохроматора состоит из камеры решетки 8 диаметром 240 мм и двух трубок 6 и 15 диаметром 120 мм, которые вакуумноплотно прикреплены к камере. В трубках смонтированы входная 4 и выходная 17 щели. Установка ширины щели производится без нарушения вакуума. При помощи задвижки 16 возможно перекрыть световой поток. Дифракционная решетка 7 находится в держателе 10, который прикреплен на подвижном столике 9. Обеспечены все повороты и смещения, необходимые для юстировки монохроматора. Ось поворота решетки выведена через дно камеры и к ней прикреплен рычаг 11. Синхронный двигатель 13 через редуктор 14 приводит в движение микрометр 12, который перемещает рычаг 11. Поворотом рычага производится развертка спектра со скоростями 0,09, 0,27 и 0,81 нм/мин. Для уменьшения рассеянного света установлены диафрагмы 5.

При юстировке, для достижения хорошей параллельности между щелями и штрихами решетки, прямая входная щель освещалась через призму прямого зрения спектром видимого света, разложенным вдоль высоты щели. Изображение наблюдалось с помощью микроскопа в плоскости выходной щели. Входную щель поворачивали до исчезновения цветов в средней части изображения. Выходная щель, с радиусом кривизны 28,5 см, устанавливалась при помощи микроскопа параллельно изображению входной щели. Применением оптимальной ширины решетки 16 мм было достигнуто разрешение лучше, чем 0,03 нм при ширине щелей 10 мкм. Отрезок спектра водорода при разрешении 0,045 нм представлен на рис. 2.

Монохроматор отделен от ионизационной камеры 22 окном из фтористого лития. Объем монохроматора находится в потоке водорода и откачивается форвакуумным насосом ВН-461М.

Вакуумный паромасляный диффузионный насос Н-1С-2 присоединяется к ионизационной камере 22 через ловушку и вентиль 21. Вентиль 20 применяется для байпасной откачки камеры форвакуумным насосом ВН-461М. К вентилю 19 присоединяется стеклянная ампула 18 через переход из ковара. Ловушка и вентили изготовлены из нержавеющей стали и соединяются алюминиевыми прокладками. Камера откачивается до давления 10^{-6}

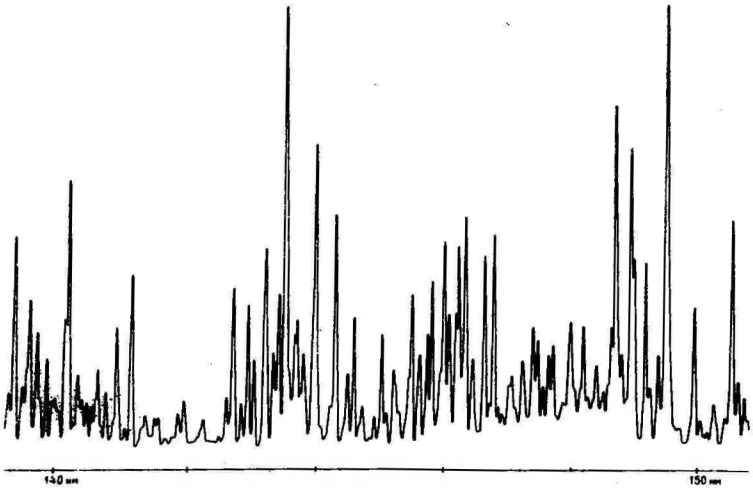


Рис. 2. Спектр водорода в области 140 ÷ 150 нм.

тор при заполненной жидким азотом ловушке. После откачки камеры до предельного вакуума последняя отделяется вентилем 21 от ловушки и исследуемое вещество, находящееся в стеклянной ампуле 18, напускается в камеру через вентиль 19 до получения подходящей степени поглощения.

Ионизационная камера разборная, изготовлена из нержавеющей стали, ее разрез изображен на рис. 3. Корпус камеры диаметром 120 мм и длиной 333 мм состоит из двух частей, которые соединены между собой медной прокладкой 18. В камере находится система трех электродов из нержавеющей стали: первый коллектор ионов 19, второй коллектор ионов 13 и положительный электрод 10. Электроды прикреплены к янтарным изоляторам 4, которые приклеены эпоксидной смолой к кольцам 3. Вакуумная система впуска образца и выводы трех электродов подсоединены к камере через патрубки 6, 7, 14 и 20, соединение которых с корпусом произведено аргоновой сваркой 5. К положительному электроду 10 через стержень 9 подключено напряжение +3 В. Выводами коллекторов 19 и 13 являются стержни 21 и 15, вклеенные эпоксидной смолой 22, 16 в янтарные

изоляторы 23 и 17.

Излучение вводится в камеру через окно 1 из фтористого лития, которое вклеено эпоксидной смолой 2 в металлическую оправу. Оправа изолирована от корпуса камеры и присоединена к положительному электроду 10. Положительные ионы собираются межэлектродным плоскопараллельным полем на коллекторах 19 и 13, электроны собираются положительным электродом 10. Выходящий световой поток падает на стеклянное окно 11, покрытое салицилатом натрия 12. Салицилат натрия, имеющий постоянный квантовый выход в области от 40 до 340 нм [Samson, 1967], трансформирует вакуумное ультрафиолетовое излучение в видимый свет, который регистрируется с помощью фотоумножителя ФЭУ-19А. Применяемый самопишущий потенциометр ЕВ -2 позволяет регистрировать без предварительного усиления фототок на измерительном резисторе 100 кОм, присоединенном непосредственно к аноду фотоумножителя.

Ионные токи регистрируются с помощью двух динамических электрометров УТ-6801 [Кайтса и др., 1973] и записываются на ленты самописцев ЭПП-09 и ЕВ -4. Электрометры калибровались эталонным ионизационным источником тока [Пиквер, 1965] с точностью ± 2%.

Заключение

Установка применялась нами в течение нескольких лет для исследования фотоионизации кетонов, сульфидов, эфиров и алкинов. Определены первые адиабатические потенциалы ионизации более 50 веществ с точностью ± 0,01 эВ.

В качестве примера на рис. 4. приводим кривую логарифма полного сечения фотоионизации гексина-2.

Первый адиабатический потенциал ионизации, определенный как точка излома, равен 9,37 ± 0,01 эВ. В припороговой области при токе водородной лампы 1 А ионные токи достигали значений $3 \cdot 10^{-13}$ А, а токи фотоумножителя $3 \cdot 10^{-9}$ А при напряжении на катоде 860 В. При откачанной камере токи фотоэлектронов от рассеянного света были менее 10^{-15} А.

Для каждого исследуемого вещества записывались спектры

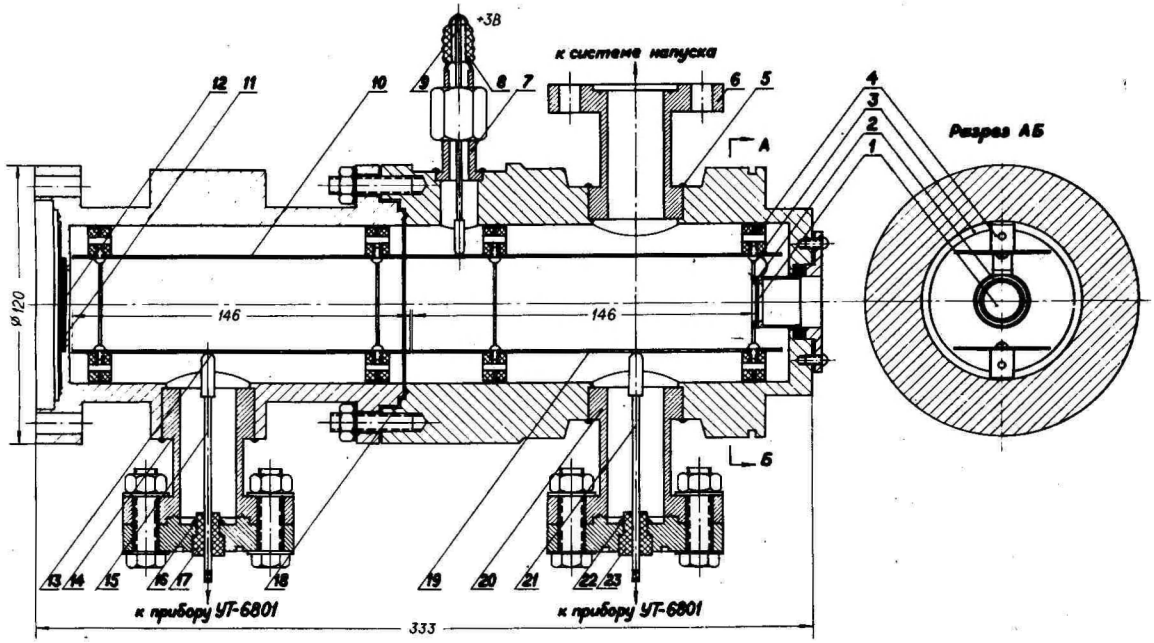


Рис. 3. Разрез ионизационной камеры.

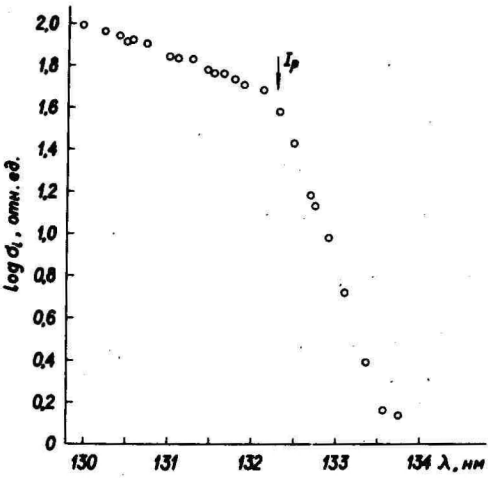


Рис. 4. Кривая логарифма полного сечения фотоионизации гексина-2.

в припороговой области протяженностью 5 – I0 нм не менее трех раз. Результаты отдельных измерений совпадали в пределах погрешности. Все вычисления проводились с помощью ЭВМ "Найри-2".

Авторы глубоко благодарны профессору Ф.И.Вилесову за руководство работой.

Литература

Ф.И.Вилесов – I969 – Сб. Успехи фотоники. Вып. I, изд.ЛГУ, с. 5.

G.V.Marr. – I967 – Photoionization Processes in Gases, Academic Press, New York – London.

Ф.И.Вилесов – I967 – Докт.дисс., ЛГУ.

Ф.И.Вилесов – I963 – УФН, 8I, 669.

N.Wainfan, W.C.Walker and G.L.Weissler. – I953 – J.Appl. Phys., 24, I3I8; Phys.Rev., 99, 542, I955.

J.A.R.Samson. - 1967 - Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy, John Wiley and Sons, Inc., New York - London - Sydney.

J.Junkes, F.W.Salpeter and G.Milazzo. - 1965 - Atomic Spectra in the Vacuum Ultraviolet, Part I, Specole Vaticana.

K.Watanabe. - 1954 - J.Chem.Phys., 22, 1564.

K.Watanabe. - 1957 - J.Chem.Phys., 26, 542.

P.Warneck. - 1962 - Appl.Optics, I, 721.

F.C.Fehnsenfeld, K.M.Evenson and H.P.Broida. - 1965 - Rev. Sci. Instr., 36, 294, 1965.

M.Seya. - 1952 - Sci. of Light (Tokyo), 2, 8, 1952.

T.Namioka. - 1954 - Sci. of Ligth (Tokyo), 3, 15, 1954.

H.Greiner, E.Schäffer. - 1958 - Optik, 14, 263, 1957; 15, 51, 1958.

T.Namioka. - 1958 - J.Opt.Soc.Am., 49, 951, 1958.

Э.Е.Кайтса, Ю.Э.Кирсс, Т.В.Мадисе, В.А.Резбен, О.В.Сакс - 1973 - Сб. трудов ВНИИФТРИ, Исследования в области электрометрии, М., вып.10/40/, 1973, с.18.

Р.И.Пиквер - 1965 - Мат. Всес. научно-техн. совещ. по радиоэлектронным методам измерений электрических напряжений и омических сопротивлений, Таллин, с.238.

SEADE FOTOIONISATSIOONI UURIMISEKS

J. Villem, R. Pikver, O. Saks

Resümee

Seade võimaldab määrata orgaaniliste molekulide ionisatsioonipotentsiaale energiatel 7,6 kuni 11,7 eV.

Põhiosaks on Seya-Namioka tüüpi vaakummonokromaator. Difraktsioonivõre optimaalse laiuse ja kõvera väljundpilu kasutamisega saavutatud maksimaalne monokromaatori lahutus on parem kui 0,03 nm. Molekulide fotoionisatsioon toimub kahe kollektoriga ionisatsioonikambris, mis on varustatud

liitiumfluoriidist aknaga ja naatriumsalitsülaadist ekraaniga. Ioonvoole registreeritakse kahe dünaamilise elektromeetriga UT-6801.

Neeldumise ristlõiget, kvantsaagist ja fotoionisatsiooni efektiivsust arvutatakse vesiniku paljujoonelise spektri tippudel. Esimest adiabaatilist ionisatsioonipotentsiaali määratakse punktina, kus toimub logaritmilise fotoionisatsiooni efektiivsuse kõvera murdumine, fotoionisatsiooni läve piirkonnas.

Seadet kasutati ketoonide, sulfiidide, eetrite ja alküünide fotoionisatsiooni uurimiseks. Esimesed adiabaatilised ionisatsioonipotentsiaalid, enam kui 50 ühendil, on määratud täpsusega ± 0,01 eV.

DEVICE FOR THE STUDY OF PHOTOIONIZATION

J. Villem, R. Pikver and O.Saks

Summary

The device described in the paper makes it possible to determine the ionization potentials of organic molecules over the energy range of 7.6 to 11.7 eV.

The main part of the device is a vacuum monochromator of the Seya-Namioka type. The maximum resolution of the monochromator obtained by the use of the optimum width of the diffraction grid and a curved exit slit does not exceed 0.03 nm.The photoionization of molecules takes place in a two-collector ionization chamber which is provided with a window of lithium fluoride and a screen of sodium salicylate. The ion currents are recorded by means of two dynamic electrometers of the type UT-6801.

The absorption cross-section, the quantum yield and the photoionization efficiency are calculated for the peaks of the manyline spectrum of hydrogen. The first adiabatic ionization potential is determined as a point where the logarithmic photoionization-efficiency curve is refracted in the region of the photoionization threshold.

The device has been used for the study of the photoionization of ketones, sulphides, ethers and alkines. The first adiabatic ionization potentials of over 50 compounds have been determined with an accuracy of $\pm$ 0.01 eV.

Содержание

I Спектрометрия аэрозолей и аэроионов

ТАММЕТ Х.Ф. К общим проблемам спектрометрии и аэроионов 5
ТАММЕТ Х.Ф. Индукционный эффект в модулирующем измерительном конденсаторе счетчика аэроионов 13
ТАММЕТ Х.Ф., ЛЕПИК К.П. Опытный счетчик аэроионов с модулирующем измерительным конденсатором 20
ТАММЕТ Х.Ф., ЯКОБСОН А.Ф. Автоматическое управление одноканальным спектрометром аэроионов 27
ТАММЕТ Х.Ф. Система обработки наблюдений для одноканального спектрометра аэроионов 36
ТАММЕТ Х.Ф., ЯКОБСОН А.Ф., САЛЬМ Я.И. Многоканальный автоматический спектрометр аэроионов 48
ТАММЕТ Х.Ф. К проблеме разрешающей силы в спектрометрии 76
САЛЬМ Я.И. Об уменьшении времени реакции счетчика аэроионов 101
ТАММ Э.И., ФИШЕР М.М. Определение размеров и зарядов аэрозольных частиц в пределах радиусов от 0,35 до 1,2 мкм ультрамикроскопическим (траекторным) методом 109
ФИШЕР М.М., ТАММЕТ Х.Ф., ТАММ Э.И. Полуавтоматическая проекционно-измерительная установка 129
ТАММ Э.И. Экспериментальная система для генерирования и определения параметров мономобильного аэрозоля 139
ТАММ Э.И. Экспериментальное исследование генератора мономобильного аэрозоля 163
НАРЕМСКИЙ Н.К., ГОМОЛИЧ В.Я. К анализу дисперсного состава сред по инвариантным свойствам проекции частиц 177

II Приложения аэрозолей и аэроионов

ВИСНАПУУ Л.Ю. Экспериментальное исследование моделей пневматического распылителя с индуцирующим электродом 187

ВИСНАПУУ Л.Ю. Пневматический распылитель с индуцирующим электродом 209
ВИСНАПУУ Л.Ю. Расчет скорости осаждения заряженных частиц на изолированное тело в переменном электрическом поле 217
ВИСНАПУУ Л.Ю., ТАММ Э.И., РЕЙНЕТ Я.Ю., СМИРНОВА Л.А. Электроаэрозольный ингалятор типа ГЭИ-I 231
ВИСНАПУУ Л.Ю., СМИРНОВА Л.А., САВЕЛЬЕВА В.Ф. О дозировании и эффективности ингаляционного электроаэрозоля, создаваемого генератором ГЭИ-1 237
ВИСНАПУУ Л.Ю., ЗАКОМЫРДИН А.А., РЕЙНЕТ Я.Ю. Электризация конденсационного аэрозоля при помощи зарядного устройства с коронирующими электродами 247
НАРЕМСКИЙ Н.К., НИКУЛЬЧА И.П., МОНТИК П.Н., ТАРНОРУЦКИЙ Р.Б. Транспортные потери легких ионов в воздуховодах 265
НАРЕМСКИЙ Н.К., НИКУЛЬЧА И.П., МОНТИК П.Н., ТАРНОРУЦКИЙ Р.Б. О механизме движения легких ионов через теплообменник 276

III Смежные проблемы

КУДУ К.Ф. О начальных стадиях одноэлектродного ВЧ разряда в воздухе 287
КОРГЕ Х.Й., КУДУ К.Ф. Напряжение возникновения ВЧ короны на частотах от 25 кГц до I,4 МГц в промежутке острие-плоскость 308
АЙНТС М.Х. Стабилизированный источник постоянного напряжения 0 ÷ 40 кВ 317
ГРОСС Л.Г., МОШКОВ А.Г., ВОЗЖАЕВ В.Д. Формула емкости одномерной сетки для расчета вибрационного преобразователя электростатического поля 323
ВИЛЛЕМ Я.Я., ПИКВЕР Р.И., САКС О.В. Установка для исследования фотоионизации 330

SISUKORD

I. Aerosoolide ja aeroioonide spektromeetria

H. TAMMET. Mõnest aeroioonide spektromeetria üldküsimusest 11

H. TAMMET. Induktsioonefekt aeroioonide loenduri moduleerivas mõõtekondensaatoris 18

H. TAMMET, K. LEPPIK. Kergete aeroioonide katseloendur moduleeriva mõõtekondensaatoriga 25

H. TAMMET, A. JAKOBSON. Ühe kanaliga aeroioonide spektromeetri automaatne juhtimine 35

H. TAMMET. Katseandmete töötlemise süsteem ühekanalilisele aeroioonide spektromeetrile 45

H. TAMMET, A. JAKOBSON, J. SAIM. Paljukanaliline automaatne aeroioonide spektromeeter 73

H. TAMMET. Lahutusvõime probleemist spektromeetrias 98

J. SAIM. Aeroioonide loenduri reaktsiooniaja vähendamisest 107

E. TAMM, M. FISCHER. Raadiuse vahemikku 0,35 - 1,2 μm jäävate aerosooliosakeste mõõtmete ja laengu määramine ultramikroskoopilisel (trajektooride) meetodil 127

M. FISCHER, H. TAMMET, E. TAMM. Poolautomaatne projektsioonmõõteseade 137

E. TAMM. Katsesüsteem monomobiilse aerosooli tekitamiseks ja tema parameetrite määramiseks 161

E. TAMM. Monomobiilse aerosooli generaatori eksperimentaalne uurimine 173

N. NAREMSKI, B. GOMOLITŠ. Keskkondade dispersse koostise analüüsist osakeste projektsioonide invariantsete omaduste järgi 184

II. Aerosoolide ja aeroioonide rakendused

L. VISNAPUU. Indutseeriva elektroodiga pneumaatilise pihusti mudelite eksperimentaalne uurimine 206

L. VISNAPUU. Pneumaatiline pihusti indutseeriva elektroodiga 216

L. VISNAPUU. Laetud osakeste isoleeritud kehale vahelduvas elektriväljas sadestumise kiiruse arvutus 229

L. VISNAPUU, E. TAMM, J. REINET, L. SMIRNOVA. Elektroaerosooli-inhalaator GEI-1 236

L. VISNAPUU, L. SMIRNOVA, V. SAVELJEVA. GEI-1 tüüpi generaatori poolt tekitatud inhalatsioonielektroaerosooli doseerimisest ja efektiivsusest 245

L. VISNAPUU, A. ZAKOMÕRDIN, J. REINET. Kondensatsiooniaerosooli elektriseerimine koroneerivate elektroodidega laadimisseadeldise abil 263

N. NAREMSKI, I. NIKULTŠA, P. MONTIK, R.TARNORUTSKI. Kergete ioonide transpordikaod õhutorudes 274

N. NAREMSKI, I. NIKULTŠA, P. MONTIK, R.TARNORUTSKI. Kergete ioonide liikumise mehhanismist läbi soojusvaheti 283

III. Piirprobleemid

K. KUDU. Üheelektroodse kõrgsageduslahenduse algstaadiumidest atmosfääriõhus 306

H. KORGE, K. KUDU. Kõrgsageduskoroona tekkimispinge sagedustel 25 kHz kuni 1,4 MHz teravik--plaat-lahendusvahemikus 316
M. AINTS. Stabiliseeritud alalispinge allikas 0 ± 40 kV 321
L. GROSS, A. MOŠKOV, V. VOZŽAJEV. Ühemõõtmelise võre mahtuvuse valem elektrivälja vibratsioonmuundi arvutamiseks 329
J. VILLEM, R. PIKVER, O. SAKS. Seade fotoionisatsiooni uurimiseks 340

CONTENTS

I. Spectrometry of aerosols and air ions

H. TAMMET. On some general problems of the spectrometry of air ions 12

H. TAMMET. Induction effect in the modulating measuring-condenser of the air-ion counter 19

H. TAMMET, K. LEPPIK. An experimental counter of small air ions provided with a modulating measuring condenser 26

H. TAMMET and A. JAKOBSON. Automatic control of a one-channelled spectrometer of air ions 35

H. TAMMET. Data processing system for a one-channel spectrometer of air ions 46

H. TAMMET, A. JAKOBSON and J. SAIM. Multichannel automatic spectrometer of air ions 74

H. TAMMET. On the problem of resolving power in spectrometry 99

J. SAIM. On reducing the response time of an air ion counter 108

E. TAMM and M. FISCHER. Determination of the measurements and charges of aerosol particles within the radial range of 0.35 to 1.2 μm 128

M. FISCHER, H. TAMMET, E. TAMM. A semiautomatic projecting measuring device 137

E. TAMM. An experimental set-up for the production of monomobile aerosols and the determination of their parameters 162

E. TAMM. An experimental study of a monomobile aerosol generator 175

N. NAREMSKY, B. GOMOLICH. On the analysis of a dispersed composition of environments according to invariant characteristics of projections of particles 184

II. Application of aerosols and air ions

L. VISNAPUU. Experimental study of the models of a pneumatic sprayer with an inductive electrode 207

L. VISNAPUU. Pneumatic sprayer with an inducing electrode 216

L. VISNAPUU. Calculation of the rate of precipitation of charged particles on an isolated body in an alternating electric field 229

L. VISNAPUU, E. TAMM, J. REINET and L. SMIRNOVA. Electroaerosol inhaler GEI-1 236

L. VISNAPUU, L. SMIRNOVA and V. SAVELJEVA. On the dosage and efficiency of inhalation electroaerosols produced by the GEI-1 type of generator 245

L. VISNAPUU, A. ZAKOMYRDIN and J. REINET. Electrification of condensation aerosols by means of a charger provided with corona electrodes 264

N. NAREMSKY, I. NIKULCHA, P. MONTIK and R. TARNORUTSKY. Transport losses of air ions in the air tubes of conditioning systems 275

N. NAREMSKY, I. NIKULCHA, P. MONTIK and R. TARNORUTSKY. On the mechanism of air-ion motion through heat exchangers 284

III. Adjacent problems

K. KUDU. Onset of HF point-discharge in the atmospheric air 307

H. KORGE, K. KUDU. Onset potential of the HF corona at frequencies of 25 kHz to 1.4 MHz in the point-to-plane discharge gap 316

M. AINTS. Source of stabilized dc voltage over the range of 0 ± 40 kV 321

L. GROSS, A. MOSHKOV and V. VOSZHAYEV. Formula of one-dimensional grid capacity for the calculation of a vibrating transformer of the electrostatic field 329

J. VILLEM, R. PIKVER and O. SAKS. Device for the study of photoionization 341

УДК 551.508.941.3
621.317.792

К ОБЩИМ ПРОБЛЕМАМ СПЕКТРОМЕТРИИ АЭРОИОНОВ. Таммет Х. Ф. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 5-12.

Уточняются некоторые общие соглашения, понятия и термины, используемые в спектрометрии аэроионов.

Библ. 5. Рез. эст., англ.

УДК 551.508.941.3
621.317.792

ИНДУКЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В МОДУЛИРУЮЩЕМ ИЗМЕРИТЕЛЬНОМ КОНДЕНСАТОРЕ СЧЕТЧИКА АЭРОИОНОВ. Таммет Х. Ф. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 13-19.

Выводится теоретическая оценка индукционной ошибки, вызванной аэроионами, не осаждающимися на собирающую обкладку. Указан аппаратурный способ устранения индукционной ошибки.

Илл. 2. Библ. 5. Рез. эст., англ.

УДК 551.508.941.3
629.317.792

ОПЫТНЫЙ СЧЕТЧИК ЛЕГКИХ АЭРОИОНОВ С МОДУЛИРУЮЩИМ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫМ КОНДЕНСАТОРОМ. Таммет Х. Ф., Леппик К. П. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 20-26.

В статье описывается опытный счетчик легких /с предельной подвижностью 0,8 $см^2/В.с.$/ аэроионов. Внутренняя обкладка измерительного конденсатора разделена на три изолированные друг от друга части. Прикладываемые к первой части четырехугольные импульсы напряжения со скважностью 2 и частотой ~ 2 Гц модулируют поток аэроионов, осаждающихся на третьей части обкладки, откуда снимается переменный сигнал, который усиливается и детектируется синхронным детектором.

Илл. 5. Библ. 3. Рез. эст., англ.

УДК 621.317.792
551.508.941.3

АВТОМАТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ ОДНОКАНАЛЬНЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ АЭРОИОНОВ. Таммет Х. Ф., Якобсон А. Ф. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с.27–35.

Описывается автоматическое устройство управления одноканальным спектрометром аэроионов, которое предназначено для детального изучения спектра преимущественно в лабораторных условиях.

Илл. 6. Библ. 1. Рез. эст., англ.

УДК 551.508.941.3

СИСТЕМА ОБРАБОТКИ НАБЛЮДЕНИЙ ДЛЯ ОДНОКАНАЛЬНОГО СПЕКТРОМЕТРА АЭРОИОНОВ. Таммет Х. Ф. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 36–47.

Описывается система обработки наблюдений, основанная на численном решении интегрального уравнения аспирационного спектрометра методом статистической регуляризации. Система реализована на ЭВМ Минск-22.

Илл. 2. Библ. 5. Рез. эст., англ.

УДК 551.508.941.3
621.317.792

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ АВТОМАТИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР АЭРОИОНОВ. Таммет Х. Ф., Якобсон А. Ф., Сальм Я.И. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 48–75.

Описывается широкодиапазонный аспирационный спектрометр аэроионов с 50 параллельными каналами. Накопление заряда длится около 10 минут, опрос каналов – около 13 секунд. Результаты выводятся на перфоленту в виде, непосредственно пригодном для ввода в ЭВМ.

Илл. 18. Библ. 3. Рез. эст., англ.

УДК 53.088
535.853.II

К ПРОБЛЕМЕ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СИЛЫ В СПЕКТРОМЕТРИИ. Т а м м е т Х. Ф. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 76-100.

Классическая релеевская задача разрешения симметричного спектрального дублета рассматривается с точки зрения математической статистики. Неизвестными параметрами принимаются центр, высота, ширина и расщепление дублета. Построен и изучен субоптимальный критерий разрешения, отличающийся простотой вычислительного алгоритма. В дополнение приведены некоторые данные о субъективной разрешающей способности человека при рассмотрении графика спектральной линии. Приложение - вычислительные алгоритмы.

Илл. 5. Табл. 3. Библ. 8. Рез. эст., англ.

УДК 551.508.94
621.317.792

ОБ УМЕНЬШЕНИИ ВРЕМЕНИ РЕАКЦИИ СЧЕТЧИКА АЭРОИОНОВ. С а л ь м Я. И. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 101-108.

Исследуются возможности уменьшения времени реакции счетчиков аэроионов типа САИ-ТГУ-66 и аналогичных типов. Сначала рассматриваются упрощенные электрические схемы, доступные аналитическому изучению. Затем проведена численная минимизация на ЭЦВМ времени реакции более точной и сложной схемы.

Илл. 3. Библ. 1. Рез. эст., англ.

УДК 621.319.7.001

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ И ЗАРЯДОВ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ПРЕДЕЛАХ РАДИУСОВ ОТ 0,35 ДО 1,2 мкм УЛЬТРАМИКРОСКОПИЧЕСКИМ (ТРАЕКТОРНЫМ) МЕТОДОМ. Т а м м Э. И., Ф и ш е р М. М. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 109-128.

Описывается установка для измерения размеров, зарядов и подвижностей аэрозольных частиц. Для случая монодисперсного аэрозоля проведен подробный анализ погрешностей. Исследованы условия возникновения конвекции в кювете установки.

Илл. 6. Библ. 14. Рез. эст., англ.

УДК 621.319

ПОЛУАВТОМАТИЧЕСКАЯ ПРОЕКЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА. Ф и ш е р М. М., Т а м м е т Х.Ф., Т а м м Э.И. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 129-138.

Описывается полуавтоматическая установка для перевода на перфоленту информации, зафиксированной на фотопленке, которая не требует постоянной связи с ЭВМ. Установка применялась для обработки треков аэрозольных частиц, полученных при съемке частиц в ультрамикроскопическом приборе. Описывается программа для расшифровки перфорированных данных и определения радиусов, зарядов и параметров распределения частиц.

Илл. 5. Библ. 2. Рез. эст., англ.

УДК 621.319.7.001
551.508

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ГЕНЕРИРОВАНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МОНОМОБИЛЬНОГО АЭРОЗОЛЯ. Т а м м Э. И. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 139–162.

Описывается экспериментальная установка для исследования заряженных аэрозолей, состоящая из конденсационного генератора монодисперсного аэрозоля, коронного зарядника частиц, аспирационного и ультрамикроскопического спектрометров для измерения функций распределения частиц по радиусу, заряду и подвижности, и средств подготовки информации экспериментальных данных для обработки на ЭЦВМ.

Описываемый зарядник позволяет получить мономобильный аэрозоль с относительным стандартным отклонением около 10%.

Результаты, полученные двумя различными измерительными приборами, совпадают в пределах ошибок опыта.

Илл. 6. Табл. 2. Библ. 33. Рез. эст., англ.

УДК 621.319.7.001

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАТОРА МОНОМОБИЛЬНОГО АЭРОЗОЛЯ. Т а м м Э. И., Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 163–175.

Приводятся результаты исследования генератора мономобильного аэрозоля, работающего по принципу зарядки монодисперсного аэрозоля в поле коронного разряда. Исследуется влияние режимных параметров зарядника на ширину спектра подвижности аэрозольных частиц. Изучаются свойства преобразования функции распределения частиц по радиусу в функцию распределения плотности заряда по подвижности с целью выяснения возможностей применения зарядника вместе с аспирационным спектрометром для электрической гранулометрии аэрозоля.

Илл. 3. Табл. 1. Библ. 7. Рез. эст., англ.

УДК 543.06:539.215.2

К АНАЛИЗУ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА СРЕД ПО ИНВАРИАНТНЫМ СВОЙСТВАМ ПРОЕКЦИЙ ЧАСТИЦ. Наремский Н. К., Гомолич В. Я. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 177-184.

Дан анализ погрешности измерения линейных размеров частиц при случайной ориентации их относительно направления сканирования. Приведены рекомендации выбора определяющего размера частицы, при котором погрешность измерения не зависит от ее ориентации.

Илл. 2. Рез. эст., англ.

УДК 621.319.7.001.6
541.18.053

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ ПНЕВМАТИЧЕСКОГО РАСПЫЛИТЕЛЯ С ИНДУЦИРУЮЩИМ ЭЛЕКТРОДОМ. Виснапуу Л. Ю. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 187-208.

Описана методика определения основных величин, характеризующих генератор электрически заряженных аэрозолей. На моделях пневматического распылителя с центральным жидкостным и периферийным газовым соплами, имеющего индуцирующий электрод, экспериментально определены зависимости расхода распыливаемой жидкости, способности эжекции, конвекционного тока, тока утечки от конструктивных и режимных параметров распылителя. Измерено распределение объемной плотности заряда по группам подвижностей частиц в струе распыла. Установлены оптимальные относительное расположение сопл и расчетная напряженность электрического поля в зоне индукции, при которых конвекционный ток имеет максимальное значение. Выражена эффективность удаления заряженных частиц от распылителя в функции давления сжатого воздуха и расстояния до ближайшего заземленного тела перед распылителем.

Илл. 9. Табл. 2. Библ. 17. Рез. эст., англ.

УДК 667.661.2

ПНЕВМАТИЧЕСКИЙ РАСПЫЛИТЕЛЬ С ИНДУЦИРУЮЩИМ ЭЛЕКТРОДОМ. В и с н а п у у Л. Ю. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 209–216.

Приведен пример расчета конструктивных и рабочих параметров пневматического распылителя с индуцирующим электродом, служащего генератором электроаэрозолей. Описано устройство изготовленного по этому расчету распылителя, дана схема источника индуцирующего напряжения и изложен принцип их работы. Представлены основные характеристики генератора электроаэрозолей.

Илл. 3. Библ. 10. Рез. эст., англ.

УДК 674.07:667.649

РАСЧЕТ СКОРОСТИ ОСАЖДЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ИЗОЛИРОВАННОЕ ТЕЛО В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ. В и с н а п у у Л. Ю. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 217–230.

На основе эквивалентной электрической схемы рассмотрено осаждение заряженных частиц под действием поля переменного направления на изолированное тело. Показана зависимость скорости осаждения от частоты перемены полярности поля, емкости тела и сопротивления цепи, а также от формы напряжения и времени осаждения. Найден интервал периода напряжения, при котором достигается заданная эффективность осаждения. Приведен числовой пример оценки оптимального периода напряжения при заданных параметрах осаждения.

Илл. 2. Библ. 12. Рез. эст., англ.

УДК 615.847

ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЬНЫЙ ИНГАЛЯТОР ТИПА ГЭИ-I. Висна-пуу Л. Ю., Тамм Э. И., Рейнет Я. Ю., Смирнова Л. А. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 231-236.

Описаны устройство и принцип работы серийно выпускаемого генератора электроаэрозолей индивидуального ГЭИ-I, предназначенного для получения электроаэрозолей водных растворов лекарственных веществ, используемых при индивидуальном лечении очагов дыхательных путей и различных заболеваний легких. Приведены основные технические характеристики этого генератора.

Илл. I. Библ. 5. Рез. эст., англ.

УДК 615.835.5

О ДОЗИРОВАНИИ И ЭФФЕКТИВНОСТИ ИНГАЛЯЦИОННОГО ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЯ, СОЗДАВАЕМОГО ГЕНЕРАТОРОМ ТИПА ГЭИ-I. Висна-пуу Л. Ю., Смирнова Л. А., Савельева В. Ф. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 237-246.

Описаны особенности генератора электроаэрозолей индивидуального ГЭИ-I, заключающиеся по сравнению с другими аналогичными ингаляторами в значительно сниженном расходе сжатого газа, в увеличенной производительности по электроаэрозолю, в применении эффективного способа получения теплого аэрозоля, в возможности плотного соединения между выходом генератора и дыхательными органами пациента. Для последнего случая выведены полуэмпирические формулы расчета количеств жидкости и электричества, вдыхаемых пациентом за время ингаляции. Показана эффективность электроаэрозолей спазмолитической смеси в лечении бронхиальной астмы у детей. Приведен пример расчета доз в различных режимах ингаляции.

Илл. 4. Библ. 8. Рез. эст., англ.

УДК 634.982.2

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ КОНДЕНСАЦИОННОГО АЭРОЗОЛЯ ПРИ ПОМОЩИ ЗАРЯДНОГО УСТРОЙСТВА С КОРОНИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ. В и с н а п у у Л. Ю., З а к о м ы р д и н А. А., Р е й н е т Я. Ю. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 247-264.

Описано зарядное устройство, предназначенное для электризации аэрозоля, создаваемого, например, термомеханическим аэрозольным генератором. Устройство состоит из ряда параллельных разрядных ячеек с игольчатыми коронирующими электродами. Выведено условие эффективного заряжения частиц аэрозоля, выраженное через рабочие и конструктивные параметры устройства. Сопоставлены теоретически рассчитанные и экспериментально измеренные значения разрядного тока и конвекционного тока заряженных частиц. Удельный заряд частиц аэрозоля 1...2 мКл/кг.

Илл. 3. Табл. 1. Библ. 16. Рез. аст., англ.

УДК 537.534.1
537.222

ТРАНСПОРТНЫЕ ПОТЕРИ АЭРОИОНОВ В ВОЗДУХОВОДАХ. Н а р е м с к и й Н. К., Н и к у л ь ч а И. П., М о н т и к П. Н., Т а р н о р у ц к и й Р. Б. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 265-275.

Рассматривается изменение концентрации аэроионов при движении ионизированного воздуха в прямолинейном воздуховоде постоянного сечения. Дается решение дифференциального уравнения, учитывающее гравитационные силы, электростатическое рассеяние, диффузию и рекомбинационные эффекты, которые приводят к уменьшению концентрации аэроионов. Теоретические расчеты и экспериментальные данные дают хорошее совпадение.

Илл. 2. Библ. 6. Рез. эст., англ.

УДК 537.534.I
537.222

О МЕХАНИЗМЕ ДВИЖЕНИЯ ЛЕГКИХ АЭРОИОНОВ ЧЕРЕЗ ТЕПЛООБМЕННИК. Наремский Н. К., Никульча И. П., Монтик П. Н., Тарноруцкий Р. Б. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320 , Тарту, 1973, с. 276–284.

Рассматривается механизм движения аэроионов через теплообменники. Приводится дифференциальное уравнение изменения концентрации отрицательных аэроионов, учитывающее действие диффузионных и термофоретических сил, электростатического рассеяния, а также рекомбинационных эффектов.

Илл. 2. Библ. 7. Рез. эст., англ.

УДК 537.525

О НАЧАЛЬНЫХ СТАДИЯХ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ВЧ РАЗРЯДА В АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ. Куду К. Ф. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320 , Тарту, 1973, с. 287–307.

В статье дан краткий обзор исследований возникновения и развития одноэлектродного ВЧ газового разряда в атмосферном воздухе. Наряду с возможными формами разряда обсуждаются вопросы терминологии.

На частотах питающего разрядный промежуток ВЧ напряжения до I МГц потенциал возникновения разряда приблизительно равен потенциалу возникновения короны постоянного напряжения. С дальнейшим увеличением частоты он становится значительно ниже последнего (до 35% на частоте 40 МГц). ВЧ разряд в диапазоне частот 3 – 20 МГц инициируется либо импульсом типа стримера положительной короны, либо импульсом типа импульса Тричеля отрицательной короны, возникающими во время одного из полупериодов напряжения высокой частоты. Возникновению указанных импульсов предшествует стадия накопления, в течение которой создаются условия для образования этих более мощных импульсов разряда. Дальнейшее распространение ВЧ разряда в разрядный промежуток происходит медленно, в зависимости от условий, со скоростью 10^5 – 10^3 см/с.

Библ. 69. Рез. эст., англ.

УДК 537.523.3

НАПРЯЖЕНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ВЧ КОРОНЫ НА ЧАСТОТАХ ОТ 25 кГц ДО 1,4 МГц В ПРОМЕЖУТКЕ ОСТРИЕ–ПЛОСКОСТЬ. К о р г е Х. Й., К у д у К. Ф. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 308–316.

В статье описаны установка и методика для измерения напряжения возникновения ВЧ разряда компенсационным методом в диапазоне частот от 25 кГц до 1,4 МГц в промежутке острие–плоскость. Установлено, что пороговое напряжение разряда в данных условиях не превышает порога разряда при постоянном напряжении и с ростом частоты падает относительно последнего. Приведены также фотографии разряда и осциллограммы тока разряда, показывающие изменение разряда в зависимости от частоты питающего напряжения.

Илл. 6. Библ. 11. Рез. эст., англ.

УДК 621.311.6
621.319.74.027.6

СТАБИЛИЗИРОВАННЫЙ ИСТОЧНИК ПОСТОЯННОГО НАПРЯЖЕНИЯ 0 ± 40 кВ. А й н т с М. Х. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 317–322.

Описан высоковольтный источник напряжения 0 ± 40 кВ. Стабильность напряжения 0,05% при токе до 2 мА. Выходное напряжение устанавливается ступенчато с наименьшей ступенью 5 В с точностью 0,1%. Подробней описана конструкция высоковольтного переключателя и прецизионного делителя напряжения.

Илл. 2. Библ. 2. Рез. эст., англ.

УДК 621.3.011.001.24

ФОРМУЛА ЕМКОСТИ ОДНОМЕРНОЙ СЕТКИ ДЛЯ РАСЧЕТА ВИБРАЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ. Г р о с с Л. Г., М о ш к о в А. Г., В о з ж а е в В. Д. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 323-329.

В работе представлен вывод аналитического выражения емкости системы одномерная сетка - плоский электрод с учетом взаимодействия соседних проволок, справедливого в широком интервале соотношения шага сетки b к расстоянию x_0 между осями проволок и поверхностью электрода и при длине L проволок сетки, удовлетворяющей условию $\frac{L}{x_0} \geqslant 5$. Полученное выражение емкости приведено к легко обозримому виду, подтверждено экспериментально и может быть, в частности, применено для расчета вибрационного преобразователя электростатического поля.

Илл. 3. Библ. 5. Рез. эст., англ.

УДК 535.853.3:537.56

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТОИОНИЗАЦИИ. В и л л е м Я. Я., П и к в е р Р. И., С а к с О. В. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 330-342.

Описывается установка для определения потенциалов ионизации органических молекул при энергиях 7,6 - 11,7 эВ.

Применением оптимальной ширины дифракционной решетки и искривленной выходной щели при монтировке Сейа-Намиока достигнуто разрешение монохроматора лучше, чем 0,03 нм. Фотоионизация молекул происходит в двухколлекторной ионизационной камере с окном из фтористого лития и экраном из салицилата натрия.

Сечение поглощения, квантовый выход и эффективность фотоионизации вычисляются на пиках многолинейчатого водородного спектра. Первый адиабатический потенциал ионизации определяется как точка перелома на кривой логарифма эффективности фотоионизации в припороговой области.

Илл. 4. Библ. 17. Рез. эст., англ.

ТРУДЫ ПО АЭРОИОНИЗАЦИИ
И ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЯМ
УI
На русском языке
Резюме на эстонском и английском языках
Тартуский государственный университет
ЭССР, г. Тарту, ул. Юликооли, I8
Ответственный редактор Э. Тамм
Корректоры Л. Абдулуева, Л. Кивимяги
Сдано в печать 29/XII I973 г. Бумага печатная № 2, 30х45.I/4.
Печ. листов 23,5. Учетн.-издат. листов I8,02. Тираж 500 экз.
МВ II804. Зак. № I3I9.
Ротапринт ТГУ. ЭССР, г. Тарту, ул. Пяэсоони, I4
Цена I руб. 80 коп.
2 - 3