

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI

TOIMETISED

УЧЕННЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS

669

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ГАЗОВОГО
РАЗРЯДА
И АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Ионизация, аэрозоли, электрометрия

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS
ALUSTATUD 1893.a. VIHK 669 ВЫПУСК ОСНОВАНЫ В 1393.г.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ГАЗОВОГО
РАЗРЯДА
И АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Ионизация, аэрозоли, электрометрия

ТАРТУ 1984

Редакционная коллегия: К.Куду, О.Авасте, Х.Таммет

Ответственный редактор Х.Роос

Более подробно об экспериментальной установке и методике расчетов см. в [1, 2, 3].

Результаты

На рисунке 1 представлены односторонние огибающие радиоимпульсов, при которых изучался разряд. Формы радиоимпульсов

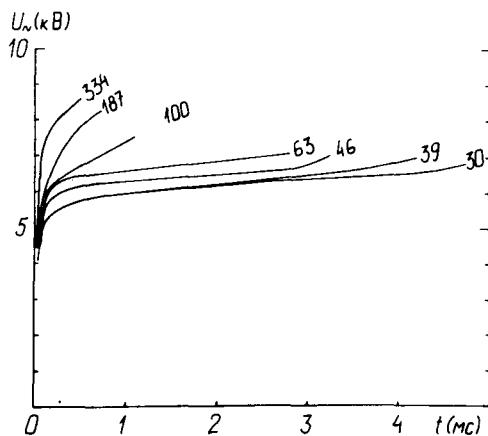


Рис. 1. Огибающие радиоимпульсов. Цифры у кривых означают среднюю скорость V (м/с), с которой распространяется разряд при данной форме радиоимпульса.

были выбраны экспериментально так, чтобы разряд распространялся на расстоянии 15 см с более или менее постоянной скоростью, оставаясь при этом одноканальным, неразветвленным и прямолинейным. Эти требования и определили диапазон U_n , в котором проведены измерения. Цифры у кривых на рис. 1 означают среднюю скорость в м/с, с которой распространялся разряд при данной форме радиоимпульса. Отклонения от средней скорости не превышали 30% при $l > 2$ см. При $l \leq 2$ см они иногда доходили до 100%. На рисунке 2 представлены в зависимости от длины канала измеренные интегральные параметры J , U_n и P и вычисленные на основе эквивалентной схемы напряженность поля E , погонные сопротивление η и емкость c канала, мощность на единицу длины $\frac{dP}{dl}$, $\cos \varphi$ фазового угла между \vec{U}_n

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ИМПУЛЬСНОГО ВЧ РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ НА ЧАСТОТЕ 20 МГц

М.Х. Айтс, К.Ф. Куду, Х.П. Роос, А.Р. Тенсинг

В [1, 2] описана методика измерения комплексного сопротивления одноэлектродного высокочастотного (ВЧ) разряда при его распространении в атмосферном воздухе. При помощи RC - моста были определены поглощаемая разрядом мощность P , напряжение на электроде U_n и ток разряда J в зависимости от времени. В этих опытах к остривому электроду, на котором возбуждали разряд, было дополнительно к U_n приложено положительное постоянное напряжение величиной до 20 кВ. Нарастающее по мере распространения разряда напряжение U_n совместно с постоянным напряжением обеспечили распространение разряда в пространство по прямолинейной траектории с более или менее постоянной скоростью порядка 10^6 м/с.

Постоянство скорости распространения позволило рассмотреть P , U_n и J как функции длины канала l , измеренной от вершины канала. Замещая разряд многозвенной RC - цепью и используя экспериментально измеренные P , U_n и J , вычислены погонные сопротивление и емкость канала, напряженность поля в канале и скорость распространения фазы ВЧ тока вдоль канала разряда [3, 4].

Скорость распространения разряда очень сильно зависит от величины приложенного к острию ВЧ напряжения. Представляет интерес, как зависят другие параметры разряда от величины U_n . Поэтому в настоящей работе приводятся результаты дополнительных измерений, выполненных по вышеупомянутой методике при разных режимах нарастания U_n . Разряд возбуждали на электроде из вольфрамовой проволоки ϕ 2 мм, заточенной под углом 60° . Частота питающего ВЧ напряжения $f = 20$ МГц. Длительность радиоимпульсов T варьировали с таким расчетом, чтобы обеспечить распространение разряда на расстоянии 15 см. Частоту повторения радиоимпульсов поддерживали ниже 2 Гц во избежание влияния предыдущей вспышки на последующую. Значение постоянной составляющей на электроде составляло +20 кВ.

и \dot{J} и скорость v распространения фазы ВЧ тока в канале. Последние вычислили по формуле

$$v = \frac{j^2}{2Pc} = \frac{\omega j \operatorname{tg} \varphi}{dI/dl},$$

которую можно вывести из уравнения для токов по эквивалентной схеме на рис. 5а в [1]. Точка $l = 0$ соответствует вершине канала разряда. Представленные на рис. 2 характеристики

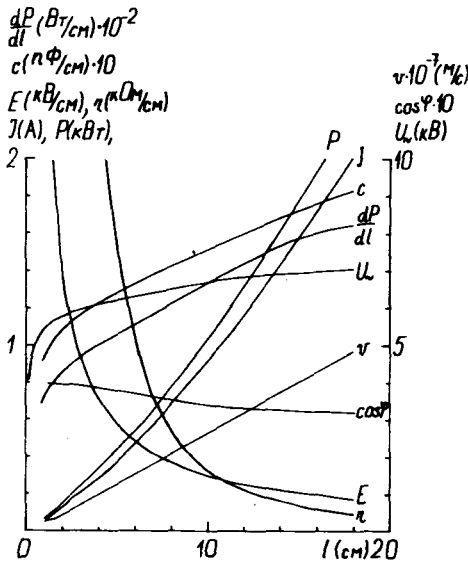


Рис. 2. Характеристики разряда в зависимости от расстояния до вершины канала l . $V = 64$ м/с.

получены при скорости распространения $V = 64$ м/с. При изменении формы радиоимпульса (при других скоростях) формы кривых, показанных на рис. 2, качественно не изменялись. На рисунках 3 и 4 приведены зависимости характеристик разряда от скорости его распространения на определенных расстояниях от вершины канала. Из этих графиков видно, что с увеличением скорости (вследствие повышения напряжения) увеличиваются P , dP/dl , E , φ и c , уменьшаются J и $\cos \varphi$, постоянной остается v . Относительные изменения характеристик при увеличении

скорости от 30 м/с до 300 м/с при некоторых значениях l приведены в таблице I.

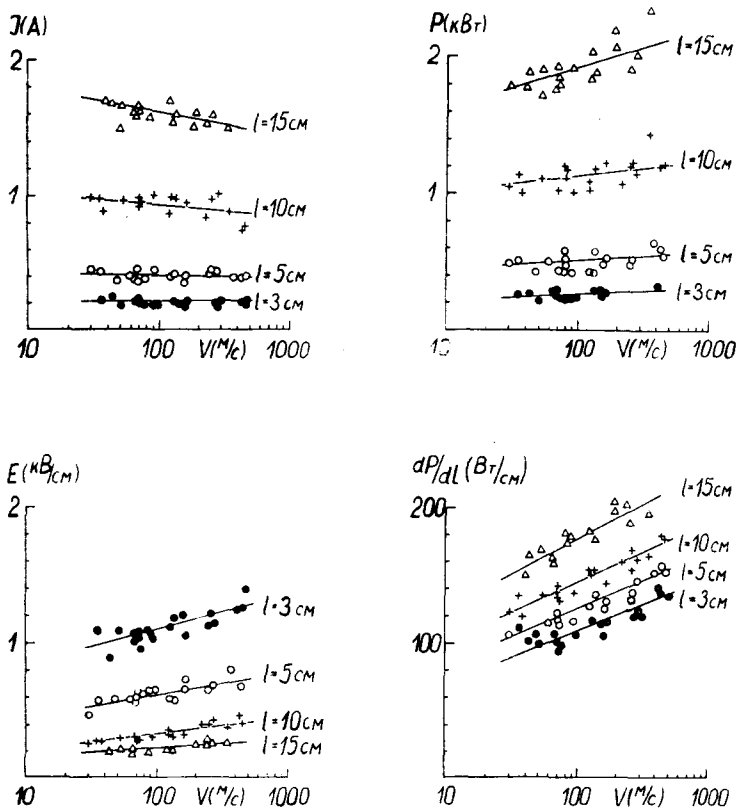


Рис. 3. Зависимость характеристик разряда от скорости распространения.

В последней строке дана относительная погрешность определения данной величины в %-х. Как видно из таблицы, изменения характеристик в основном находятся в пределах погрешностей. Поэтому по данным измерениям определить закон изменения невозможно, можно лишь указать тенденции.

Для оценки характеристик плазмы необходимо знать диаметр

Таблица I

Характеристика разряда	L (см)	Относительные изменения								
		U_n	J	P	E	n	c	$\frac{dP}{dl}$	$\cos\psi$	v
	3	0,24	-0,08	0,16	0,25	0,7	-0,20	0,25	0,10	0
	5	0,26	-0,06	0,15	0,40	0,6	-0,18	0,35	0,05	0
	10	0,30	-0,09	0,13	0,42	0,8	-0,25	0,31	0,06	0
	15	0,37	-0,11	0,17	0,40	0,8	-0,34	0,33	0,04	0
Отн. погр. измер. (%)	10	5	10	30	40	50	25	35	45	50

канала разряда. На фотографиях разряда можно довольно четко различить две зоны – наиболее яркую сердцевину и оболочку. Для стационарного факела обычно полагают, что подавляющая часть тока сосредоточена в сердцевине. По-видимому, это так и в нашем случае.

Для определения диаметра оболочки d_0 фотографировали обычным фотоаппаратом по следующей методике. Затвор фотоаппарата открыли до появления вспышки и закрыли только после его завершения. Но тогда при распространяющемся разряде приэлектродные области изображения, откуда начиналось распространение, будут засвечены значительное время, по сравнению с вершиной канала. Поэтому такие фотографии были использованы только для определения диаметра оболочки d_0 . Для определения распределения интенсивности по радиусу разряд был сфотографирован при помощи электронно-оптического преобразователя (эоп) в покадровом режиме с временем экспозиции одного кадра в 2 мкс. Разряд проектировался на входное окно эоп из увиолевого стекла при помощи вогнутого зеркала с фокусным расстоянием 27 см. Для получения кривой почернения пленки с учетом передающих свойств эоп на ту же пленку сняли разряд в одних и тех же условиях, но через разные диафрагмы, коэффициент ослабления которых был известен. Затем при помощи этой кривой по почернению пленки рассчитали интенсивность на фотокатоде эоп (в относительных единицах). Кривые распределения интенсивности освещенности по радиусу канала перерабатывались по известному преобразованию Абеля [5].

На рис. 5 показано радиальное распределение интенсивности A излучения плазмы в канале разряда. Здесь предполагали, что плазма в канале оптически прозрачная. В действительности это может быть не совсем так. По данным [6], в канале подоб-

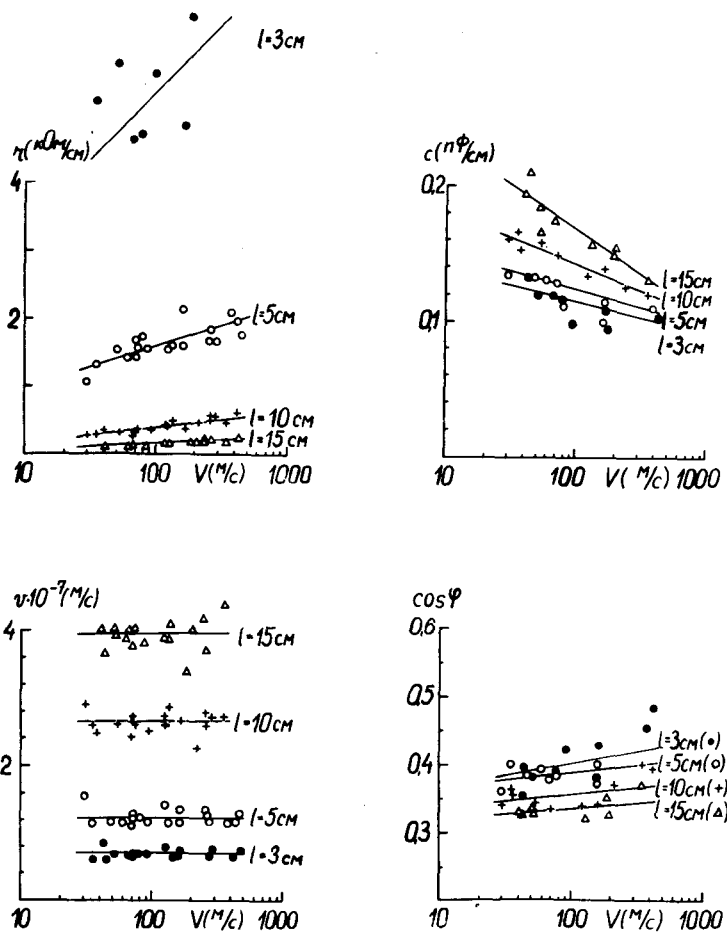


Рис. 4. Зависимость характеристик разряда от скорости распространения.

ного разряда в течение первых 150 мкс после его образования поглощается значительная часть собственного излучения некоторых спектральных линий. (Например, 50% колебательного перехода $0 - 0$ второй положительной системы азота. Для других переходов поглощение значительно меньше). Это приведет к

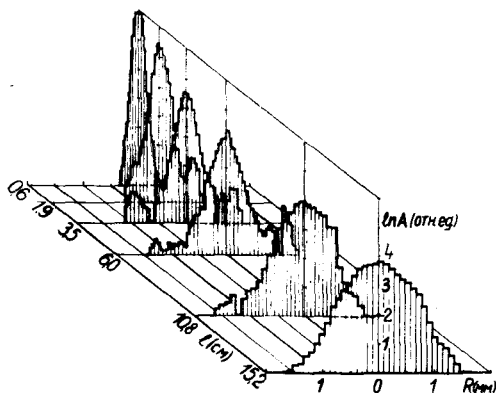


Рис. 5. Распределение интенсивности излучения A в канале разряда.

неучитываемой погрешности, особенно для верхнего участка канала (длиной 10 мм для случая на рисунках 5, 6, где $V = 64$ м/с). Учет поглощения привел бы к увеличению интенсивности в приосевых областях верхнего участка канала. На рисунке 5 видим, что максимум интенсивности находится в центре канала. С ростом радиуса логарифм интенсивности падает монотонно. Интенсивность максимальная в вершине канала, где напряженность поля наибольшая.

Диаметр плазменного канала оценивали также по погонной емкости по формуле

$$d_c = D \exp\left(-\frac{2\pi\epsilon_0\epsilon\Delta l}{c}\right)$$

(где $D = 400$ мм – средний диаметр разрядной камеры) полученной от формулы для емкости цилиндрического конденсатора. Значение d_c в пределах погрешностей совпадает с диаметром оболочки d_0 (рис. 6).

Для оценки проводимости плазмы и концентрации там электронов мы выбрали диаметром канала значение d , на котором интенсивность падает в $e = 2,72$ раза по отношению к максимуму в данном сечении. Зависимости d и d_0 от длины канала показаны на рисунке 6. Там же показана средняя проводимость плазмы $\bar{\sigma} = \frac{4}{\pi d^2 n}$. С ростом длины канала $\bar{\sigma}$ растет монотонно и находится в пределах от 0,07 I/Ом·см при $l = 1$ см до

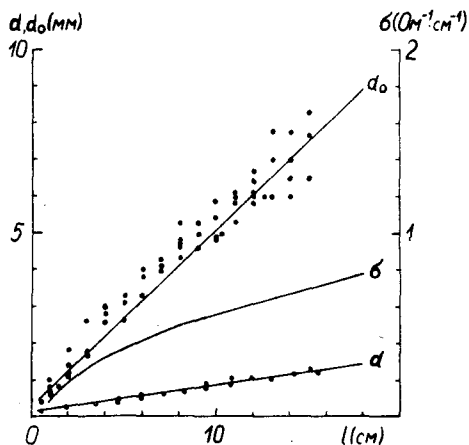


Рис. 6. Зависимость диаметра канала d и оболочки d_0 от длины канала. \bar{b} — средняя проводимость.
 $V = 64$ м/с.

0,8 I/Ом·см при $l = 18$ см. В литературе [7] для факельных разрядов в воздухе дано $\bar{b} = 10^{-3} + 1$ I/Ом·см. По данным [8, 9, 10], для стационарного факельного разряда частота столкновения электронов с молекулами газа ν лежит в пределах $5 \cdot 10^{10} + 2 \cdot 10^{11}$ I/с. Если принять $\nu = 10^{11}$ I/с, то по формуле $n_e = \frac{\bar{b} m (\omega^2 + \nu^2)}{e^2 \nu}$ [8], где m и e масса и заряд электрона, $\omega = 2\pi f$, получим $n_e \cdot 10^{13} + 10^{14}$ I/см³ (минимальное значение в вершине канала).

Заключение

По полученным данным электрические параметры канала разряда слабо зависят от скорости его распространения. Из этого можно сделать практический вывод: при экспериментальном определении погонных характеристик разряда вышеупомянутым способом изменения скорости распространения в ходе измерений не приведут к дополнительной ошибке, если эти изменения одного порядка с относительной погрешностью измерений. Концентрация электронов в стационарном факельном разряде при частоте питания 30 МГц по данным [9, 10] лежит в пределах $10^{11} + 10^{12}$ I/см³. Если в нашем случае при расчете \bar{b} и n_e в качестве диаметра канала пользоваться диаметром оболочки d_0 , то приведенные раньше значения уменьшаются в ~ 30 раз и получа-

ются в пределах $\zeta = 0,004 + 0,02 \text{ I/Ом.см}$, $n_e = 1,4 \cdot 10^{12} + 7 \cdot 10^{12} \text{ I/см}^3$. По порядку величины последние цифры согласуются с данными работ [9, 10, 11].

Литература

1. Айтс М.Х., Куду К.Ф., Хальясте А.Я. Определение макропараметров высокочастотных разрядных вспышек. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1982, вып. 631, с. 3.
2. Aints M., Kudu K., Haljaste A. Electrical parameters of a single-channel high-frequency discharge bursts. - XVI ICRIG. Düsseldorf, 1983, p. 534.
3. Айтс М., Куду К., Хальясте А. Распределение фазы тока в канале одноэлектродного высокочастотного разряда. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1983, вып. 648, с. 12-16.
4. Айтс М.Х., Куду К.Ф., Хальясте А.Я. Определение макропараметров одноэлектродного ВЧ разряда при его распространении в атмосферном воздухе. - Тезисы докладов VI всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983, № 2, с. 138.
5. Пирс. Расчет распределения по радиусу фотонных излучателей в симметричных источниках. - В кн.: Получение и исследование высокотемпературной плазмы. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
6. Лаан М., Сузи Я. Определение относительной заселенности колебательных уровней молекул азота в состоянии $S^3\Pi$ в развивающемся высокочастотном разряде. - Настоящий сборник, с. 13-20.
7. Качанов А.В. Теоретическое и экспериментальное исследование высокочастотного факельного разряда в молекулярных газах при атмосферном давлении. Дис. канд. ф.-м.н. М., 1969.
8. Райзер Д.Р. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980, с. 20, 331.
9. Тихомиров И.А., Тихомиров В.В., Марусин В.В. СВЧ зондирование высокочастотного факельного разряда. - В сб.: Вопросы физики низкотемпературной плазмы. Минск, 1970, с. 189-191.

- Ю. Тихомиров И.А., Тихомиров В.В., Федянин Ф.Я. Определе-
ние некоторых параметров высокочастотного факельного
разряда. - Изв. Томского политехн. ин-та, 1972, т.225,
с. 186-187.
- ИИ. Герасимов М.М., Качанов А.В., Луковников А.И. Структура
и электродинамические параметры плазменной струи
проточного высокочастотного факельного разряда в
воздухе при атмосферном давлении. - В сб.: Вопр. фи-
зики низкотемпературной плазмы. Минск, 1970, с. 355-
-358.

CHARACTERISTICS OF A POINT-ELECTRODE
HF-PULSE DISCHARGE IN AIR
AT A FREQUENCY OF 20 MHz

M. Aints, K. Kudu, H. Roos and A. Tensing

S u m m a r y

The discharge was produced on the point electrode in atmospheric air. Single radiopulses with carrier frequency of 20 MHz were applied to the point electrode in addition to the DC potential of +20 kV. The power absorbed by the discharge, discharge current and voltage were determined by the method of an impedance bridge. The linear resistance and capacitance of the discharge channel and the electric field strength in it were calculated on the basis of measurements. The shape of the radiopulse was varied during the experiments in consequence of which the propagation velocity of the discharge changed within the 30-500 m/s. Graphs are presented describing the dependence of the measured and calculated values on the propagation velocity of the discharge. The distribution of the discharge plasma luminosity was determined by photos of the discharge. On the basis of luminosity distribution and measured electrical parameters of the discharge, the conductivity of the discharge plasma and electron concentration were estimated. The conductivity was within the 0.07-0.8 $1/\Omega \cdot \text{cm}$ and electron concentration 10^{13} - 10^{14} $1/\text{cm}^3$.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТИ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ
УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ АЗОТА В СОСТОЯНИИ S^3P_u В
РАЗВИВАЮЩЕМСЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ

М. Лаан, Я. Сузи

В газоразрядных процессах в молекулярных газах важную роль играют колебательные степени свободы молекул. Они могут вмещать значительную часть энергии электронов в разряде. Во многих работах изучается заселенность колебательных уровней молекул азота в разных электронных состояниях и в условиях разных видов газового разряда [1, 2]. В неравновесных условиях эти распределения не являются бoльцмановскими даже в случае стационарных разрядов [3]. В спектре высокочастотного (ВЧ) разряда в воздухе при атмосферном давлении и близкой ультрафиолетовой и видимой части спектра азота преобладает излучение второй положительной системы азота ($S^3P_u \rightarrow V^3P_g$). Колебательные температуры таких разрядов определены в основном в случае стационарного разряда [4, 5].

Целью настоящей работы являлось изучение динамики относительной заселенности колебательных уровней молекул азота в состоянии S^3P_u в канале нестационарного (развивающегося) ВЧ разряда в воздухе. Изучался ВЧ разряд с несущей частотой 20 МГц с остриевого электрода. Генератор ВЧ напряжения был собран по трехточечной схеме и ВЧ напряжение на электроде модулировалось синусоидально с частотой 50 Гц. Развитие разряда характеризуется двумя этапами: в момент зажигания разряда (рис. 1-а, штриховая линия) возникает ВЧ корона, а примерно через 1,5 мс (рис. 1-а, сплошная линия) начинается развитие основного присоевского разрядного канала.

Разрядный канал проектировался с уменьшением $I/4,8$ на щель монохроматора МДР-23 с линейной дисперсией 1,3 нм/мм. При помощи подвижной диафрагмы, установленной перед щелью монохроматора, из разрядного канала были выделены разные отрезки канала, соответствующие разным расстояниям X от остррия. Для регистрации интенсивностей полос второй положительной системы азота использовали фотоумножитель ФЭУ-140 и ос-

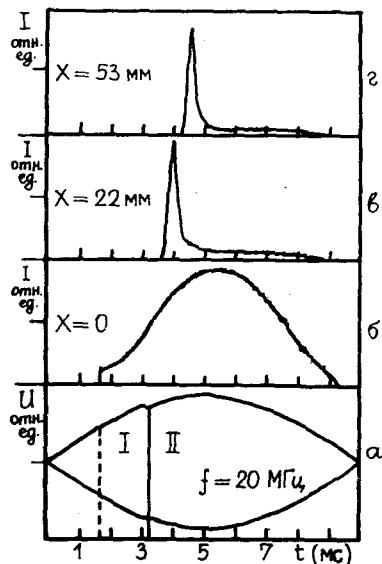


Рис. 1. а - отгибающая радиоимпульса с обозначениями этапов разряда. Штриховая линия - начало разряда, сплошная линия - начало развития канала; б - временная зависимость интенсивности полосы $0 \rightarrow 0$ в электродном пятне, в, г - то же в канале разряда.

циллограф С8-13. Временное разрешение системы составляло 50 мкс. Для относительной калибровки спектральной системы применялась галогенная лампа, калиброванная при помощи спектрофотометра "Уитачи". Поправки для спектральной ширины щели монохроматора и вращательных температур, необходимые для сравнения интенсивностей полос, были взяты из работы [6]. При расчетах использованы вероятности переходов для второй положительной системы, полученные в работе [7]. Вращательные температуры такого же разряда измерены в работе [8].

На рис. 1 представлены отгибающая радиоимпульса с обозначением характерных этапов разряда, а также временные зависимости интенсивности полосы $0 \rightarrow 0$ на разных расстояниях X от острия. В настоящей работе изучался только канал разряда (рис. 1-в, г).

Интенсивность колебательного перехода можно записать в

виде

$$J_{\nu\nu'} = \text{const} \cdot \nu^4 A(\nu\nu') n_{\nu\nu'}, \quad (I)$$

где ν - частота кванта, $A(\nu\nu')$ - вероятность перехода и $n_{\nu\nu'}$ - заселенность верхнего уровня.

Таким образом, в случае оптически тонкой плазмы отношение интенсивностей полос, верхний уровень которых одинаков, должно быть постоянным и определяться отношением вероятностей переходов. Однако на основе результатов настоящего эксперимента наблюдается сильная временная зависимость отношений интенсивностей таких полос. На рис. 2 представлены временные зависимости отношений интенсивности полос $0 \rightarrow 0$, $0 \rightarrow I$ и $0 \rightarrow 2$ к интенсивности полосы $0 \rightarrow 4$. Отсюда видно, что только за время около 600 мкс с момента начала регистрации свечения на данном расстоянии X отношения интенсивностей достигают уровня, определяемого формулой (I). В принципе подобные результаты получены и в работе [9], но только для первого этапа разряда (рис. I-I). В настоящей работе такой эффект обнаружен и в начале второго этапа разряда (рис. I-II). Автор работы [9] делает вывод, что для определения колебательной температуры в случае импульсного ВЧ разряда не применимы методы, использованные в случае стационарных разрядов.

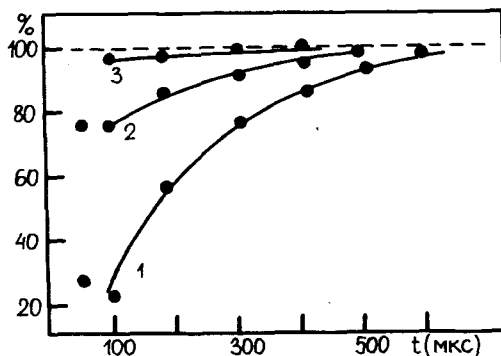


Рис. 2. Временная зависимость отношения интенсивностей полос $0 \rightarrow 0(I)$, $0 \rightarrow I(2)$ и $0 \rightarrow 2(3)$ к интенсивности полосы $0 \rightarrow 4$. За 100% считается отношение, рассчитанное без учета поглощения.

На наш взгляд, рассмотренное поведение отношений интенсивностей полос (рис. 2) можно объяснить поглощением излучения в канале разряда, т.е. плазма не является оптически тонкой.

Число фотонов, поглощенных в 1 см^3 , можно выразить в следующем виде

$$S_{v'v''} = B(v'v'') n_{v'} g_{v'} \quad (2)$$

где $B(v'v'')$ - коэффициент Эйнштейна, $n_{v'}$ - заселенность нижнего уровня и $g_{v'}$ - спектральная плотность излучения. Если учитывать, что в данном случае

$$B(v'v'') = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} A(v'v''),$$

а также

$$g_{v'} \sim A(v'v'') n_{v''}, \quad (3)$$

то разделив число фотонов, поглощенных в объеме 1 см^3 , на число фотонов, испущенных в таком же объеме, имеем

$$\frac{S_{v'v'}}{J_{v'v''}} \sim \lambda^3 A(v'v'') n_{v''}. \quad (4)$$

По формуле (4) получаем, что относительное поглощение полосы $0 \rightarrow 0$ более чем в 20 раз превышает относительное поглощение полосы $0 \rightarrow 4$ при естественном допущении, что заселенность колебательного уровня $v'' = 4$ в состоянии B^3Pa не превосходит заселенность уровня $v'' = 0$. Пренебрегая поглощением полосы $0 \rightarrow 4$, получаем, что максимальное поглощение полосы $0 \rightarrow 0$ составляет примерно 80% (рис. 2, $t = 100 \text{ мкс}$). Для определения действительной интенсивности полосы измеряемую интенсивность следует умножить на коэффициент, характеризующий поглощение. По существу подобная методика совпадает с введением понятия эффективной вероятности перехода соответственно I_0 в виде

$$A^*(v'v'') = \theta(r) A(v'v''), \quad (5)$$

где параметр $\theta(r)$ описывает поглощение в плазменном столбе ($0 < \theta(r) < 1$). Параметр r обозначает расстояние от оси столба. Условия данного эксперимента не позволяют сделать выводов о зависимости $\theta = \theta(r)$ и поэтому оценка поглощения приближительна.

Как видно из рис. 2, поглощение существенно уменьшается

через 600 микросекунд с момента регистрации свечения. Это связано с уменьшением заселенности состояния $B^3\Pi_g$. По данным авторов [I, II], увеличение заселенности состояния $B^3\Pi_g$ определяется главным образом радиационным распадом состояния $C^3\Pi_u$ (вторая положительная система), столкновением двух молекул в состоянии $A^3\Sigma_u^+$ и прямым электронным ударом с основного состояния. Согласно работе [12] при развитии ВЧ разряда на данном расстоянии X от острья уменьшается напряженность электрического поля и, следовательно, уменьшается также заселенность состояния $C^3\Pi_u$. В то же время происходит активное тушение электронных состояний $A^3\Sigma_u^+$ и $B^3\Pi_g$ молекулами азота и кислорода. В результате этих процессов главным образом и происходит уменьшение заселенности состояния $B^3\Pi_g$ в течение 600 микросекунд.

После внесения соответствующих поправок в интенсивность полос азота были получены относительные заселенности колебательных уровней в состоянии $C^3\Pi_u$ для разных моментов времени от начала регистрации свечения (рис. 3). Представленные результаты не зависят от расстояния X в разрядном канале.

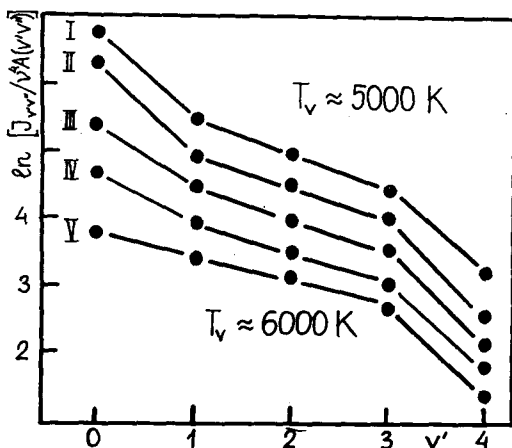


Рис. 3. Относительные заселенности колебательных уровней в состоянии $C^3\Pi_u$ на разных моментах времени. I - $t = 50$ мкс, $T_v = 5000$ K; II - $t = 100$ мкс; III - $t = 200$ мкс; IV - $t = 300$ мкс; V - $t = 500$ мкс; $T_v = 6000$ K. Отношение заселенности между разными кривыми не сохранено.

Из рисунка видно, что распределение не является бoльцмановским, и только по уровням $v' = 1, 2$ и 3 можно определить колебательную температуру. Заметна также недоселенность уровня $v' = 4$, причиной которой может служить колебательная диссоциация с уровня $v' = 4$, и переселенность уровня $v' = 0$, которая исчезает также через 600 мкс. Исследование заселенностей на более поздних этапах разряда ($t > 600$ мкс) оказалось невозможным из-за сильного спада интенсивностей переходов (см. рис. 1 в, г) и увеличения интенсивности полос соединений, образовавшихся в канале разряда. Из рис. 3 видно также, что колебательная температура около 5000 К устанавливается менее, чем через 50 мкс. Известно, что время установления колебательной температуры T_v зависит от концентрации электронов n_e . Так, например, по результатам [13], T_v в воздухе при атмосферном давлении устанавливается через 50 нс при $n_e = 10^{16}$ I/см³ и через 500 нс при $n_e = 10^{15}$ I/см³. По оценкам работы [14] n_e в начале ВЧ разрядного канала — порядка 10^{13} I/см³, что указывает на то, что установление в данном случае может произойти через десятки микросекунд. За это время произойдет активный переход энергии электронов в колебательные степени свободы.

Настоящий эксперимент был проведен также в случае ВЧ разряда при наличии постоянного напряжения на электроде и форме радиопульса, обеспечивающей прямолинейное развитие разрядного канала, соответственно работе [12]. Результаты совпадают в пределах точности измерения и свидетельствуют о подобии механизмов развития этих двух видов ВЧ разряда.

Для дальнейшего выяснения динамики передачи энергии в колебательные степени свободы в случае ВЧ разряда следует провести измерения на более ранних стадиях развития разряда ($t < 50$ мкс), а также провести прямые измерения поглощения.

Авторы признательны доктору Я. Янча (Брно, ЧССР) за полезные дискуссии.

Литература

1. Ferreira C.M., Touzeau M., Hochard L., Gernogora G. Vibrational population of N_2 ($B^3\Pi_g$) in a pure nitrogen glow discharge. - J. Phys. B: At. and Mol. Phys. (In. print.)
2. Ferreira C.M., Touzeau M., Hochard L., Gernogora G. Vibrational population of N_2 ($C^3\Pi_u$) in a nitrogen glow discharge. - XVI ICPIG. Düsseldorf, 1983, vol. 4, p. 450-451.

3. Гордиенц Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М., 1980, гл. 4.
4. Janča J. Spectral diagnostic of the torch discharge. - Folia Fac. Sci. Natur. Univ. Purkynianae Brunensis VIII, 1967, p. 37-46.
5. Janča J. Spectral diagnostics of non-isothermic plasma excited in N_2 and in Ar + N_2 mixtures. - Folia Fac. Sci. Natur. Univ. Purkynianae Brunensis VI, 1974, p. 21 - 47.
6. Hartmann G. Spectroscopie de la décharge couronne: études des mécanismes de collisions dans le dard (streamer). - Thèse doct. sci. Orsay, 1977.
7. Shemansky D.E., Broadfoot A.L. Excitation of N_2 and N_2^+ systems by electrons. Absolute transition probabilities.- J.Q.S.R.T, vol. 11, p. 1385-1400.
8. Сузи Я.А., Дван М.Р. Изменение вращательной температуры во время импульсного ВЧ разряда. - Учен. зап./ Тартуский гос. ун-т, 1982, вып. 63I, с. 13-18.
9. Janča J. Vibrational temperatures of pulse-excited torch discharge. - Czechoslovak Journal of Phys., 1965, vol. B. 15, p. 662-666.
10. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982, с. 80-84.
11. Polak L. Theoretical and applied plasma chemistry. A state-of-the-art review and tendencies of progress. - XIII ICPIG, Inv, Lectures. Berlin, 1977, p.211-250.
12. Айтс М.Х., Куду К.Ф., Хальясте А.Я. Определение макропараметров высокочастотных разрядных вспышек. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1982, вып.63I, с. 3-12.
13. Ali A.W., Slinker S. Vibrational relaxation and dissociation in air. - XVI ICPIG. Düsseldorf, 1983, vol. 4, p. 596-597.
14. Айтс М.Х., Куду К.Ф., Роос Х.П., Тенсинг А.Р., Характеристика одноэлектродного импульсного ВЧ разряда в воздухе на частоте 20 МГц. - Настоящий сб., с. 3-12.

DETERMINATION OF RELATIVE POPULATIONS
OF $N_2(C^3\Pi_u)$ VIBRATIONAL LEVELS IN
A PROPAGATING HF DISCHARGE

M. Laan and J. Susi

S u m m a r y

In this paper the time-dependence of the relative population of $N_2(C^3\Pi_u)$ vibrational levels are determined from the second positive system ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) intensity measurements. The measurements were taken in the case of a pulse-excited 20 MHz HF discharge from the point electrode in atmospheric air. It was found, that during the first 600 μ s at any distance X from the point electrode the discharge plasma cannot be considered to be optically thin. A considerable absorption of the second positive system radiation was found in the discharge channel exceeding 80 per cent for the $0 \rightarrow 0$ band. A correlation between the absorption and the electric field strength in the discharge channel for $t > 100 \mu$ s was found. Graphs are presented illustrating the time-dependence of absorption of the bands $0 \rightarrow 0$, $0 \rightarrow 1$ and $0 \rightarrow 2$ and the relative populations of $C^3\Pi_u$ vibrational levels for $t = 50, 200, 300, 500 \mu$ s. The vibrational temperature of about 5000 K determined from the populations of the levels $V' = 1, 2$ and 3 in the $C^3\Pi_u$ state establishes faster than 50μ s.

ВКЛАД СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ВОЗДУХА

Я.И. Сальм

В первичном акте ионизации возникают положительный первичный ион и свободный электрон, а последний лишь через некоторое время прилипает к нейтральной молекуле. Поэтому в каждый момент времени существует какое-то число свободных электронов, и представляет интерес, какой вклад эти электроны вносят в электропроводность воздуха. Непосредственные данные по этому вопросу в литературе не известны, поэтому попытаемся получить ответ на основе данных по газовой электронике. В литературе по газовой электронике также не имеется таких данных, которые можно было бы просто преобразовать в электронную проводимость воздуха в нормальных условиях. Дополнительные затруднения связаны с тем, что разные исследователи изучали разные частные проблемы и использовали при этом разные характеризующие физические величины [1].

Рассмотрим поток электронов, дрейфующих в газе под влиянием однородного электрического поля определенной напряженности. Наиболее подходящими исходными величинами для нашей проблемы кажутся d_α - вероятность (коэффициент) прилипания дрейфующего электрона к молекулам газа при прохождении им единичного расстояния в направлении приложенного электрического поля и V - скорость дрейфа электронов под действием этого же поля. С помощью этих двух величин можно определить частоту прилипания дрейфующего электрона

$$\nu_\alpha = V d_\alpha . \quad (I)$$

Обратная величина частоты прилипания выражает среднее время жизни свободного электрона.

Можно показать, что основным процессом потерь электронов в нормальных условиях является их прилипание к молекулам. Предполагая, что электроны возникают в процессе ионизации с интенсивностью q электронов в единицу времени и объема, можно выразить скорость изменения концентрации свободных

электронов в виде следующего дифференциального уравнения

$$\frac{dn_e}{dt} = Q - \nu_\alpha n_e \quad (2)$$

Если Q постоянная, то стационарная концентрация свободных электронов

$$n_{e,\infty} = \frac{Q}{\nu_\alpha} \quad (3)$$

а удельная электронная проводимость

$$\sigma_e = n_{e,\infty} \cdot e \cdot v/E = \frac{e Q}{\nu_\alpha E} \quad (4)$$

где e - заряд электрона,

E - напряженность электрического поля.

Наиболее подходящие современные данные о прилипании электронов к молекулам в воздухе приведены в работе [2]. В этой работе измерена вероятность прилипания α_α в зависимости от парциального давления кислорода p_{O_2} и от отношения E/p , где p - полное давление воздуха. Согласно традициям используем единицы измерения для E - В/см, для p - мм рт. ст. Измерения при $p = 100$ мм рт. ст. ($p_{O_2} = 21$ мм рт. ст.) и при $p = 200$ мм рт. ст. ($p_{O_2} = 42$ мм рт. ст.) показывают, что ниже значения $E/p = 10$ В/(см.мм рт.ст.), где прилипание происходит в процессе тройного столкновения, соблюдается пропорциональность $\alpha_\alpha \sim p_{O_2}$. В дальнейшем эта пропорциональность экспериментально утверждена для широкого диапазона p_{O_2} , но для более узкого диапазона E/p .

Зависимость α_α от E/p в диапазоне от 0,1 до 10 В/(см.мм рт.ст.) в грубом приближении обратно пропорциональна. Для нормального давления воздуха можно написать приблизительную практическую формулу

$$\alpha_\alpha / \text{см}^{-1} \approx \frac{2,3 \cdot 10^4}{E / \text{В} \cdot \text{см}^{-1}} \quad (5)$$

Следовательно, удельная электронная проводимость в этом диапазоне приблизительно независима от напряженности поля, являясь прямо пропорционально зависимой от интенсивности ионизации

$$\sigma_e / \frac{\text{См}}{\text{М}} \approx 7 \cdot 10^{-22} Q / \text{см}^{-3} \text{с}^{-1} \quad (6)$$

Итак, в естественных условиях в приземном слое воздуха ($Q \approx 10 \text{ см}^{-3} \text{с}^{-1}$) электронная проводимость должна иметь по-

рядок величины 10^{-20} см/м, что на 6 порядков меньше экспериментально измеренных значений отрицательной полярной проводимости.

Рассмотрим, каков будет относительный вклад электронной проводимости при повышенной интенсивности ионизации. Проводимость за счет отрицательных ионов

$$\sigma^- = n^- e k^-, \quad (7)$$

где n^- и k^- — концентрация и подвижность отрицательных ионов.

Стационарную концентрацию отрицательных ионов можно выразить через интенсивность ионизации q и коэффициент рекомбинации α .

$$n_{\infty}^- = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}. \quad (8)$$

По данным литературы $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-6}$ см⁻³/с, $k^- = 1,9$ см²/(В .с) [3].

Итак, можно написать практическую формулу

$$\sigma^- / \frac{\text{см}}{\text{м}} = 2,4 \cdot 10^{-14} \sqrt{q / \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}} \quad (9)$$

Отношение проводимостей, на основании формул (6) и (9)

$$\frac{\sigma_e}{\sigma^-} \approx 3 \cdot 10^{-8} \sqrt{q / \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}} \quad (10)$$

Приняв для числового примера относительно большую интенсивность ионизации, $100 \text{ P/ч} = 5,8 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3} \text{с}^{-1}$, получим, что электронная проводимость все же составляет лишь 0,02% от ионной полярной проводимости, 0,01% от ионной полной проводимости.

В заключение можно сделать вывод, что в естественных условиях приземного слоя воздуха, а также при повышенной интенсивности ионизации свободные электроны в электропроводности воздуха существенной роли не играют. Положение изменяется в высоких слоях атмосферы, поскольку вероятность прилипания электрона приблизительно пропорциональна кубу давления воздуха.

Литература

1. Мессин Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 754 с.
2. Grünberg R. Anlagerung von Elektronen in Luft und in Gemischen aus O_2 mit He, Na_2 und CO_2 . - Z.Naturforschung, 1978, Bd. 33a, S. 1346-1360.
3. Israëli H. Atmospheric Electricity. Jerusalem, 1970, vol.I. 317 p.

CONTRIBUTION OF FREE ELECTRONS TO ELECTRIC CONDUCTIVITY OF THE AIR

J. Salm

S u m m a r y

In the primary act of ionization there come into being a positive initial ion and a free electron. In the course of a very short time the electron combines with a neutral molecule, but in principle at any time moment there exist a certain number of free electrons in ionizable gas which participate in the electric conductivity of gas. In the present paper the contribution of free electrons to the electric conductivity of the air has been quantitatively assessed, proceeding from the data provided by gas electronics. The contribution of free electrons to the electric conductivity of the air increases along with an increase in the intensity of ionization but under normal conditions it still remains vanishingly small, being for instance 0.02 % of the conductivity of negative small ions at a dose rate of 100R/h.

О ЗАРЯДКЕ И РАЗРЯДКЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

М.Г. Ношпель

Проблеме зарядки аэрозольных частиц в электрическом поле легкими аэроионами посвящены работы Мирзабекяна [1, 2] и Лио и Кападиа [3]. В обеих работах численными методами решается общее дифференциальное уравнение зарядки, учитывающее одновременно диффузию ионов и направленное движение их в суммарном электрическом поле, созданном внешними поверхностными зарядами и самой заряженной и поляризованной частицы.

В работах Мирзабекяна [1, 2] вычисленные зависимости среднего заряда частиц от времени представлены в виде графиков и показано, что в широком диапазоне размеров частиц сумма зарядов, вычисленных для ударного механизма зарядки формулой Потенье и для диффузионного механизма зарядки по теории Арендта-Каллмана-Фукса, отличается от значения заряда, получаемого при интегрировании точного дифференциального уравнения не более чем на 20%.

В работе Лио и Кападиа [3] вышеуказанные зависимости представлены в виде таблиц.

Составление теоретической модели аппаратной матрицы электрического анализатора аэрозолей [4, 5] требует знания распределения аэрозольных частиц по зарядам.

Определение этих распределений предполагает знания потоков ионов на частицы [6, 7, 8]. Работы Мирзабекяна и Лио и Кападиа не являются источниками информации о потоках аэроионов на частицы. Чтобы найти потоки ионов на частицы, надо решить общее дифференциальное уравнение.

Методом численного решения уравнения выбран предложенный Мирзабекяном [2] метод матричной прогонки. Этот метод связан с обращением матриц. Число обращений зависит от числа шагов по переменной ϱ - полярного радиуса сферических координат, начало которых в центре частицы. Порядок обрабатываемых матриц зависит от числа шагов по $\cos \theta$, где θ полярный угол. Изу-

чение матриц показало, что они сводимы к симметричным матрицам путем умножения и деления некоторых элементов на постоянное число $\sqrt{2}$. Теперь можно обращаться симметричные матрицы, а потом восстанавливать несимметричный вид конечной матрицы. Для обращения симметричных матриц методом квадратных корней были использованы подпрограммы DSINV и DMFSD [9].

При величинах шагов по φ и $\cos \theta$ необходимых для достижения нужной точности ($\approx 0,5\%$), вычислительная погрешность одинарной точности ЭМ оказалась неприемлемо большой. Поэтому вычисления были проведены с удвоенной точностью, что позволяло при значении безразмерной напряженности электрического поля $\omega = 1,3$,

$$\text{где } \omega = \frac{e E_0 \alpha}{kT}, \quad (I)$$

e - элементарный заряд,

E_0 - напряженность внешнего электрического поля,

α - радиус аэрозольной частицы,

k - постоянная Больцмана,

T - абсолютная температура,

следить за уменьшением погрешности, вызванный аппроксимацией дифференциального уравнения с разностными уравнениями при уменьшении шагов переменных.

При порядке матриц, равного 13, для выполнения многократно повторяющейся в методе матричной прогонки операции образования новой матрицы, сложения ее на матрицу, вытекающую из предшествующих вычислений, и обращения этой суммы потребовалось, примерно, 0,5 секунды на ЭМ ЕС-1022. Увеличение порядка матрицы с 13 до 25, при $\omega = 2,4$, вызывает увеличение вычислительного времени вышеуказанной операции примерно в 5,5 раза, а увеличение с 25 до 49 примерно в 6,5 раза. При $\omega = 130$ увеличение соответственно приблизительно в 11 и 16 раз.

С увеличением значения заряда частицы и напряженности поля для оценки и получения требуемой точности приходится уменьшать величины шагов. Соответственно увеличивается и время определения значения потока аэроионов на частицу. При использованных значениях заряда и напряженности поля время счета одного варианта изменялось от 2-3 минут до 8 часов. Время вычислений заставляет определить значения потоков возможно при меньших числах значений зарядов на частице. Значения зарядов, при которых проводились вычисления значений по-

тока, были определены следующим образом.

Считая, что зависимость потока ионов от заряда частицы приблизительно такая же как у потока ионов в теории Потенье, обратное значение потока Потенье в пределах заряда от 0 до $0,8 \tau_n$ (τ_n - предельный заряд) методом наименьших квадратов приближали полиномом. Степень полинома, равная 10, выбрана таким образом, что полином с точностью 0,05% приближал обратное значение потока Потенье. Затем определяли точки пересечения полинома с обратным значением потока Потенье. При значениях времени, соответствующих точкам пересечения, были определены диффузионные заряды. Значения заряда, равного сумме заряда Потенье и диффузионного заряда в точках пересечения и некоторых промежуточных точках, рассматривались как узлы сетки, в которых был вычислен поток ионов. Добавочные точки позволяют судить о точности приближения полиномом вычисленных значений потоков. Для уменьшения числа параметров, определяющих поток ионов, искали приближающие функции. Параметры этих функций определяли стандартной процедурой MINSQ [10] на ЭВМ "Наири-3-2" или же решением соответствующей системы линейных нормальных уравнений на ЭВМ "Электроника" ДЗ-28.

Ниже представлены результаты для проводящих частиц. На основе 13 значений ω в пределах

$$1 < \omega < 7 \quad (2)$$

$$0 < \tau < 2,4 \omega + 3,87$$

где $\tau = \frac{q \cdot e^2}{4 \pi \epsilon_0 k T a}$ - безразмерный заряд [3],
 q - число элементарных зарядов на частице,
 ϵ_0 - абсолютная электрическая проницаемость,

была найдена следующая формула

$$\frac{d\tau}{d\omega} = \exp \left[\sum_{j=0}^3 \alpha_{0j} (\ln \omega)^j + \sum_{j=0}^3 \alpha_{1j} (\ln \omega)^j \tau + \right. \\ \left. + \sum_{j=0}^3 \alpha_{2j} (\ln \omega)^j \tau^2 + \sum_{j=0}^3 \alpha_{3j} (\ln \omega)^j \tau^3 \right] \quad (3)$$

Здесь $\tau = \frac{ken_0 t}{4 \epsilon_0}$ - безразмерное время [3],

где k - подвижность ионов,

n_0 - концентрация ионов в бесконечности,

t - время.

Коэффициенты α_{ij} представлены в таблице I. Ошибка формулы (3) при использовании приведенных коэффициентов не превышает 2%.

Таблица I

Коэффициенты формулы (3)

	$j = 0$	$j = 1$	$j = 2$	$j = 3$
α_{0j}	1,842	0,3886	0,1849	-0,01824
α_{1j}	-0,3142	0,1366	0,005328	-0,008569
α_{2j}	-0,02024	0,01322	0,0009517	-0,001287
α_{3j}	$9,339 \cdot 10^{-5}$	-0,0007939	$5,236 \cdot 10^{-4}$	$-8,921 \cdot 10^{-5}$

на основе 8 значений w в пределах

$$\begin{aligned} 7 &\leq w \leq 130 \\ 0 &\leq \sigma \leq 2,4w + 3,87 \end{aligned} \quad (4)$$

была найдена формула

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\tau} = & 3w \left(1 - \frac{\sigma}{3w} \right)^2 + \\ & + \exp \left[-4,567 \left\{ \sqrt{\left(1 - \frac{\sigma}{3w} \right)^2 + 0,01159 \operatorname{Eri}(3w) + 0,02906} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(\frac{\sigma}{3w} - 1 \right) \right\} - 0,04162 \operatorname{Eri}(3w) + 1,198 \right], \end{aligned} \quad (5)$$

так как увеличение времени вычисления препятствовало уменьшению шагов по σ и $\cos \theta$ необходимую для корректной оценки ошибки вычисленных значений потоков, точность вышележащей формулы останется открытой. Для отрицательных значений, т.е. для разряжения частицы была найдена следующая формула.

$$\min \left(-6 \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \alpha k T}}; -3w \right) \leq \sigma \leq 0,$$

$$1 \leq w \leq 130$$

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = 3w + 2,1 + \frac{1}{0,5614 + 0,2988w} -$$

$$- \left(2 + \frac{1}{18,84w - 11,33} \right) \sigma +$$

$$+ \frac{\sigma^2}{3w + 1,757 + \frac{1}{1,321w - 0,7718}}$$

Точность этой формулы с увеличением w увеличивается. При $w = 1$ ошибка формулы не превышает 2%.

Литература

1. Мирзабемян Г.З. Зарядка аэрозолей в поле коронного разряда. - В сб.: Сильные электрические поля в технологических процессах. М., 1969, с. 20-39.
2. Мирзабемян Г.З. Некоторые вопросы теории зарядки аэрозоля в поле коронного разряда. Дис. канд., М., 1966.
3. Liu B.Y.H., Karadia A. Combined field and diffusion charging of aerosol particles in the continuum regime. - J. Aerosol Sci., 1978, vol. 9, N 3, p. 227-242.
4. Таммет Х.Ф. Об электрической гранулометрии аэрозолей. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1975, вып. 348, с. 30-40.
5. Таммет Х.Ф. Кусочно-линейная модель спектра в аэрозольных измерениях. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1980, вып. 534, с. 45-53.
6. Boisdron T., Brock J.R. On the stochastic nature of the acquisition of electric charge and radioactivity by aerosol particles. - Atmos. Environ., 1970, vol 4, p. 35-50.
7. Сальм Я. Об униполярной зарядке первоначального заряженного аэрозоля. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1977, вып. 443, с. 57-61.
8. Ношпель М.Г. О распределении зарядов на аэрозольных частицах при униполярной зарядке их легкими аэроионами. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1983, вып. 648, с. 32-40.

9. Сборник научных программ на фортране. М., 1974, вып. 2, с. 74, 158.
10. Таммет Х.Ф. Справочные материалы для пользования системой-73. Таллин, 1973, с. 36-37.

ON CHARGING AND DISCHARGING AEROSOL PARTICLES
IN STRONG ELECTRIC FIELDS

M. Noppel

S u m m a r y

The computational properties of the numerical method for the solution of the general differential equation for charging aerosol particles in an electric field have been described. Approximation formulae for computing air-ion flow rates of aerosol particles have been given.

К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ АЭРОЗОЛЯ

Х.Ф. Таммет

Определение электрической плотности аэрозоля

Термин "электрическая плотность аэрозоля" предложен в работе [1] для обозначения коэффициента g уравнения баланса легких аэроионов

$$\frac{dn}{dt} = g - \alpha n^2 - gn, \quad (I)$$

где n - концентрация легких аэроионов,
 g - интенсивность ионообразования и
 α - коэффициент рекомбинации легких аэроионов.

Уравнение (I) записано в предположении зарядовой симметрии $n_+ = n_- = n$.

Единица измерения электрической плотности аэрозоля - s^{-1} . Типичные для приземного атмосферного воздуха значения $g = 0,01-0,1 s^{-1}$. При табулировании наблюдений выгодна единица измерения ks^{-1} , тогда типичные числовые значения будут 10-100 и могут быть записаны целыми числами.

Интерпретация электрической плотности аэрозоля с точки зрения атмосферного электричества и изучения электрических процессов в воздухе дана непосредственно определением этой величины. Электрическая плотность аэрозоля является мерой поглощения легких аэроионов аэрозолем. Для интерпретации электрической плотности аэрозоля с точки зрения других возможных приложений этого понятия необходимо выявить весовую функцию $w_g(r)$, которая позволила бы определить электрическую плотность аэрозоля как частный случай обобщенной плотности аэрозоля:

$$g = \int w_g(r) f(r) dr, \quad (2)$$

где $f(r)$ - нормированная к численной концентрации аэрозоль-

ных частиц $N = \int f(r) dr$ функция распределения частиц по размерам

Уравнение весовой функции электрической плотности аэрозоля

Для вычисления функции $w_g(r)$ следует слагаемую $g n$ в уравнении (1) выразить через коэффициенты прилипания легких аэроионов к частицам с определенным размером и определенным предварительным зарядом.

Обозначим частный коэффициент прилипания положительного легкого аэроиона к частице с радиусом r и зарядом γe , где e — элементарный заряд, через $\beta_{\gamma}(r)$. В предположении зарядовой симметрии коэффициент прилипания отрицательного легкого аэроиона к положительно заряженной частице и коэффициент прилипания положительного легкого аэроиона к отрицательно заряженной частице $\beta_{-\gamma}(r)$ равны. Коэффициенты прилипания определяются так, чтобы поток положительных легких аэроионов к частице с зарядом γe будет $\beta_{\gamma} n$.

Обозначим вероятность заряда γe на частице с радиусом r через $p_{\gamma}(r)$.

Концентрация частиц с зарядом γe и радиусом $r - r + dr$ будет $p_{\gamma}(r) f(r) dr$. Интенсивность поглощения легких аэроионов этими частицами равна $n \beta_{\gamma}(r) p_{\gamma}(r) f(r) dr$. Для нахождения полного поглощения $g n$ следует полученное выражение просуммировать по всем зарядам и проинтегрировать по всем размерам: $g n = \int \sum n \beta_{\gamma}(r) p_{\gamma}(r) f(r) dr$. Сокращая n , получим уравнение для вычисления g . Сравнивая это уравнение с определением обобщенной плотности аэрозоля (2), заметим, что

$$w_g(r) = \sum_{\gamma} \beta_{\gamma}(r) p_{\gamma}(r) \quad (3)$$

Аппроксимация функции $\beta_{\gamma}(r)$

В области малых чисел Кнудсена ($r > 100 \text{ nm}$) как теоретически, так и экспериментально хорошо обоснована первая формула Фукса [2]

$$\left. \begin{aligned} \beta_{\gamma}(r) &= 4\pi r D \frac{\alpha}{e^{\alpha} - 1}, \\ \alpha &= \gamma \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r K T}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где

K - постоянная Больцмана и T - температура.

Коэффициент диффузии легких аэроионов вычисляется по формуле Эйнштейна

$$D = \frac{KTk}{e}, \quad (5)$$

где k - подвижность аэроионов. При $T = 290$ К и

$$k = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с} \text{ имеем } \alpha = \gamma (57,6 \text{ нм}/r).$$

Несовершенство формулы (4) в области больших чисел Кнудсена демонстрируется тем, что она дает вместо экспериментально подтвержденного предельного значения $\beta_1(0) = \alpha = 1,4 - 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}$ завышенное предельное значение $\beta_1(0) = 2,2 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}$. Упрощенная молекулярно-кинетическая теория Уайта [3] также дает неправильный предел $\beta_1(0) = 0$. Известная полуэмпирическая формула Пуй [4] сводится при $r \rightarrow 0$ к формуле Уайта и дает тот же результат.

Корректную молекулярно-кинетическую теорию прилипания построил Натансон [5]. К сожалению, Натансон не указал способа вычисления некоторых величин, значения которых необходимы при конкретных вычислениях. Этот пробел в теории Натансона заполнил Хоппель [6], который выполнил также конкретные численные расчеты. По причине объемистости вычислительных работ результаты ограничиваются таблицей четырех коэффициентов $\beta_1, \beta_0, \beta_1, \beta_2$ для некоторого набора размеров. На другой основе уточнил теорию прилипания Фукс, который в работе [7] предложил вторую формулу, имеющую довольно сложную структуру. Коджима [8] показал, что расхождение результатов Хоппеля и второй формулы Фукса не превышает ошибок эксперимента и что эксперимент совпадает с обоими теоретическими результатами. Он предложил также упрощенную эмпирическую формулу, которая достаточно хорошо аппроксимирует экспериментальные данные по измерению $\rho_1(r)$, однако, не является удовлетворительной для аппроксимации функции $\beta_1(r)$ во всей области определения. В частности, поправка Коджimy не ослабляет, а даже усиливает конфликт формулы (4) с экспериментом при определении $\beta_1(0)$.

Методом поиска на ЭВМ удалось найти простую эмпирическую формулу, которая при $r < 100 \text{ нм}$ удовлетворительно аппроксимирует таблицу Хоппеля и при $r > 100 \text{ нм}$ быстро сходится к первой формуле Фукса:

$$\beta_r(r) = 4\pi r D \frac{x}{e^{x-1}} \left(1 - \frac{7}{7 + 10x^2 + r \cdot nm} \right). \quad (6)$$

Здесь x определена по формуле (4) и $r \cdot nm$ обозначает численное значение радиуса по нанометрам.

Вычисление весовой функции электрической плотности аэрозоля

Если функция $\beta_r(r)$ известна, то функция $\rho_r(r)$ для равновесного распределения может быть вычислена по известной схеме. Обозначим частные концентрации частиц с зарядом γe и радиусом $r - r + \Delta r$ через N_r . Сумма потоков, истекающих из одной фракции в результате прилипания аэроионов, равна сумме потоков, втекающих в эту же фракцию. Баланс нулевой фракции дает $\beta_0 N_0 = \beta_1 N_1$ и позволяет выразить N_1 через N_0 . Баланс i -той фракции позволяет выразить N_{i+1} через N_i . В случае практического расчета следует выбрать произвольное значение N_0 , вычислить рекуррентно все существенные

$$N_r = \frac{\beta_{r-1}}{\beta_r} N_{r-1} \quad (6)$$

и затем

$$\rho_r(r) = N_r / \left(N_0 + 2 \sum_{r=1}^{\infty} N_r \right). \quad (7)$$

Результаты конкретного расчета изображены выделенными точками на рисунке. Функция $w_g(r)$ в области больших значений радиуса приближается к прямой $w_g(r) = (r/27 \text{ nm}) \cdot 10^{-12} \text{ m}^3/\text{s}$. Это объясняется тем, что все существенные коэффициенты β_r при этом приближаются к диффузионному пределу $\beta = 4\pi r D$, который не зависит от γ , а значение w_g согласно формуле (3) рассматривается как взвешенное среднее значение β_r по γ . В области $r < 10 \text{ nm}$ w_g приблизительно пропорционально к $r^{1,15}$. Если частицы с $r < 5 \text{ nm}$ несущественны, то функция $w_g(r)$ аппроксимируется предельным выражением

$$w_g(r) \approx \frac{r}{27 \text{ nm}} 10^{-12} \text{ m}^3/\text{s} \quad (8)$$

где значение коэффициента 27 соответствует предположению $k = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{в} \cdot \text{с}$.

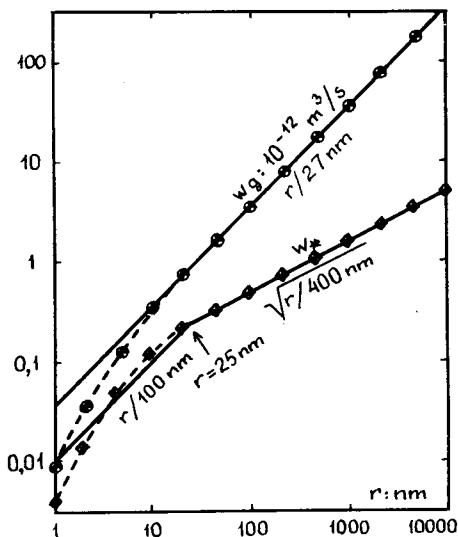


Рис. Аппроксимация функций $w_g(r)$ и $w_*(r)$.

Сравнительная интерпретация
концентрации тяжелых аэроионов

Эффективную концентрацию тяжелых аэроионов N_* , где каждая частица учитывается γ -кратно, можно также представить, как некоторую обобщенную плотность аэрозоля:

$$N_* = \int w_*(r) f(r) dr. \quad (9)$$

Поскольку $N_* = \int \sum \gamma P_\gamma(r) f(r) dr$, то

$$w_*(r) = \sum_{\gamma=1}^{\infty} \gamma P_\gamma(r). \quad (10)$$

Результаты вычислений, выполненных по формуле (10), представлены также на рисунке. Эта функция не допускает столь простой аппроксимации, как функция w_g . Простейшая аппроксимация следующая

$$w_{\kappa}(r) = \begin{cases} \frac{r}{100 \text{ nm}} & \text{при } r \leq 25 \text{ nm} \\ \sqrt{\frac{r}{400 \text{ nm}}} & \text{при } r \geq 25 \text{ nm} \end{cases} \quad (\text{II})$$

Эта аппроксимация не обеспечит простой механической интерпретации концентрации тяжелых аэроионов как интегральной характеристики аэрозоля.

Механическая интерпретация электрической плотности аэрозоля

В приближении (8) электрическая плотность аэрозоля пропорциональна концентрации диаметра частиц аэрозоля. Концентрация диаметра ν_d определяется как обобщенная плотность аэрозоля при весовой функции $w = 2r$. Она имеет наглядную механическую интерпретацию — значение ν_d указывает длину цепи, составленной из всех частиц, находящихся в единице объема. В приближении (8) получим пересчетные формулы

$$\left. \begin{aligned} g &\approx \left(0,0185 \frac{\text{m}^2}{\text{ks}}\right) \nu_d \\ \nu_d &\approx \left(54 \frac{\text{ks}}{\text{m}^2}\right) g \end{aligned} \right\} \quad (\text{I2})$$

Типичным для приземного атмосферного воздуха значениями $g = 10-100 \text{ ks}^{-1}$ соответствуют значения $\nu_d = 540-5400 \text{ m}^{-2}$. $\nu_d = 1000 \text{ m}^{-2}$ означает, что длина цепи, составленной из содержащихся в 1 m^3 частиц, будет 1 км.

Понятие концентрации диаметра частиц, а вместе с тем и понятие электрической плотности аэрозоля полезны повсюду, где действие аэрозольных частиц приблизительно пропорционально их размеру.

Литература

1. Таммет Х.Ф. Электрические параметры загрязненности воздуха. — Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1977, вып.443, с. 48-51.

2. Фукс Н.А. О величине зарядов на частицах атмосферных аэроколлоидов. - Изв. АН СССР. Сер. георг. и геофиз., 1947, т. II, № 4, с. 341-348.
3. White J.H.J. Particle charging in electrostatic precipitation. - AIEE Trans., 1951, vol. 70, p. 1186-1191.
4. Pui D.Y.H. Experimental study of diffusion charging of aerosols. - University of Minnesota Particle Technology Laboratory Publication N 289. Minneapolis, 1976, 213 p.
5. Натансон Г.Л. К теории зарядки амикроскопических аэрозольных частиц в результате захвата газовых ионов. - Ж. техн. физ., 1960, т. 30, № 5, с. 573-588.
6. Hoppel W.A. Ion-aerosol attachment coefficients and diffusional charging of aerosols. - In: Electrical Processes in Atmospheres. Darmstadt, Steinkopff, 1977, p. 60-69.
7. Fuchs N.A. On the stationary charge distribution on aerosol particles in a bipolar ionic atmosphere. - Geofis. Pura e Appl., 1963, vol. 56, N 3, p. 185-193.
8. Kojima H. Measurements of equilibrium charge distribution on aerosols in bipolar ionic atmosphere. - Atmospheric Environment, 1978, vol. 12, p. 2363-2368.

INTERPRETATION OF AEROSOL ELECTRIC DENSITY

H. Tammet

S u m m a r y

Aerosol electric density is determined as the coefficient g from the equation of the air ionization balance (1). It might be treated as a special kind of aerosol generalized density (2). The interpretation of aerosol density depends on the weight function w in Formula (2). The aerosol electric density weight function might be calculated from Equation (3). Here $\beta_p(r)$ denotes the attachment coefficient for a positive ion and the particle with the charge ye and the radius r . $p_p(r)$ denotes the probability of carrying the charge ye for the particle with the radius r . The values of $\beta_p(r)$ were calculated according to the approximate expression (6). This expression is a good approximation to Hoppel's data [6] in the region of $r < 100$ nm and converges rapidly to the Fuchs formula (4) if $r > 100$ nm. The results are presented in the Figure. If $r > 10$ nm, the linear approximation (8) is good and aerosol electric density is proportional to the particle diameter concentration (12). Aerosol electric density is a useful quantity in any case if the effect of a particle is proportional to its size.

ДРЕЙФ ЗАРЯЖЕННЫХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПОД
ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Г.И. Суровцова, В.И. Турубаров

Измерение дисперсного состава аэрозоля зарядоиндукционным или контактным методом основано на предварительном разделении заряженных частиц по размерам. Такое разделение осуществляется чаще всего путем воздействия на заряженные частицы постоянным по времени электростатическим полем.

Как показано в [1, 2, 3], при определенных условиях под действием переменного электрического поля без постоянной составляющей, заряженные частицы в поле плоского и цилиндрического конденсатора совершают однонаправленное движение. Величина и направление скорости этого движения зависит от размера частиц, напряженности, частоты колебания поля и его формы на периоде колебания.

Исследуем движение заряженных аэрозольных частиц под действием периодического во времени электрического поля для произвольного пространственного распределения напряженности поля.

Будем считать, что напряженность электрического поля в точке с координатами (x, y, z) может быть записана в виде

$$\vec{E}_1(t, x, y, z) = F(t) \vec{E}(x, y, z),$$

где $\vec{E}(x, y, z)$ - вектор амплитуды колебания поля в точке (x, y, z) ,

$F(t)$ - безразмерная периодическая функция, определяющая зависимость поля от времени

$$\text{Причем, } |F(t)| < 1; \int_t^{t+T} F(t) dt = 0,$$

где T - период изменения поля.

Уравнения движения заряженных сферических частиц в приближении Осеена имеют вид

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{d\vec{r}}{dt} + A \left| \frac{d\vec{r}}{dt} \right| \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{B} F(t), \quad (1)$$

где \vec{r} - радиус-вектор частицы с координатами (x, y, z) ,
 $\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$ - скорость частицы;

α, α - плотность и радиус частицы;

$$\tau = \frac{2}{9} \frac{\alpha \alpha^2}{\eta} ; A = \frac{27g}{16\alpha\alpha} ; \bar{B} = \frac{q\bar{E}}{m} = \frac{3}{4} \frac{q\bar{E}}{\pi\alpha\alpha^3} ,$$

η, g - динамическая вязкость и плотность среды;

q - заряд частицы.

Решая уравнение (I) методом последовательных приближений и учитывая периодичность функции $F(t)$ и условие отсутствия постоянной составляющей для $t \gg \tau$, получим в первом приближении

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \bar{B} \tau U\left(\frac{t}{\tau}\right)$$

$$\vec{r}_1(t) = \vec{r}_1(0) + \bar{B} \tau^2 \int_0^{\left\{\frac{t}{\tau}\right\}} U(\theta) d\theta , \quad (2)$$

где

$$U(\theta) = e^{-\{\theta\}_h} \frac{\int_0^h e^y F(y) dy}{e^h - 1} + e^{-\{\theta\}_h} \int_0^{\{\theta\}_h} e^y F(y) dy ;$$

$$h = \frac{T}{\tau} ; \{\theta\}_h = \theta - h \text{ entier} \left(\frac{\theta}{h} \right) .$$

Под действием периодического поля частицы совершают периодические колебания, их амплитуда пропорциональна амплитуде напряженности электрического поля. Коэффициент пропорциональности зависит от формы поля и размера частиц.

Подставляя (2) в (I), получим во втором приближении для вектора средней скорости дрейфового движения

$$\frac{\vec{r}_2(t+T) - \vec{r}_2(t)}{T} = \bar{w}_1 + \bar{w}_2 ,$$

где

$$\bar{w}_1 = - \frac{A q^2 \tau^3}{m^2} |\bar{E}| \bar{E} \frac{\int_0^h |u(\theta)| u(\theta) d\theta}{h} \quad (3)$$

$$\bar{w}_2 = - \frac{1}{2} \frac{q^2 \tau^3}{m^2} \frac{\int_0^h u^2(\theta) d\theta}{h} \cdot \text{grad } E^2 .$$

Видно, что заряженные частицы под действием переменного электрического поля без постоянной составляющей, совершая колебательные движения, смещаются направленно (дрейфуют). Вектор средней скорости дрейфового движения вблизи точки \vec{r} можно представить в виде суммы двух слагаемых.

Первое слагаемое (v_1) – скорость дрейфа, обусловленная асимметрией силы сопротивления колебательного движения частицы в разные полупериоды действия поля.

Второе слагаемое (v_2) – скорость дрейфа, обусловленная неоднородностью электрического поля. Она всегда направлена вдоль $\text{grad } E^2$ в сторону его уменьшения.

При определенных условиях, когда направление $\text{grad } E^2$ совпадает с направлением силовых линий и

$$\int_0^{\pi} |U(\theta)| U(\theta) d\theta < 0$$

возможно существование точек равновесия, где скорость дрейфового движения равна 0.

При выводе уравнений второго приближения предполагалось, что нелинейный член силы сопротивления значительно меньше силы Стокса и амплитуда колебаний частицы в первом приближении невелика по сравнению с характерной длиной изменения поля. Кроме того, в различных частных случаях обоснованность применения уравнений (3) можно проверить, сравнивая решение по уравнению (3) с решением, полученным интегрированием дифференциального уравнения (1).

Полученные в [1, 2] уравнения для скорости дрейфа являются частным случаем формулы (3) настоящей статьи.

В работе [4] описывается опыт по стабилизации заряженных жидких частиц в переменном электрическом поле проводящего кольца, заключенного между заземленными параллельными пластинами. Уравнения (3) позволяют объяснить это явление. Из выражений (3) следует, что для гармонического закона колебания поля частицы движутся в сторону – $\text{grad } E^2$.

Пусть ϱ – расстояние до оси кольца;

z – расстояние до плоскости кольца.

В этом случае – $\text{grad } E^2(\varrho, z)$ при достаточно малых ($\varrho, |z|$) направлен в сторону начала координат. При увеличении ϱ $z \frac{\partial E^2}{\partial z} < 0$ и – $\text{grad } E^2$ становится направлен в сторону увеличения $|z|$.

Отсюда следует, что если в начальный момент времени частица находилась вблизи центра кольца, то в дальнейшем она движется к центру кольца. Скорость дрейфового движения час-

тиц в центре кольца становится равной нулю (т.к. $\text{grad } E^{\sim} = 0$). Достигнув центра кольца, частицы совершают только колебательные движения. Если в начальный момент времени частица удалена на значительное расстояние или если в результате колебательных движений частица значительно удалилась от центра кольца, тогда она удаляется от него все дальше и дальше.

ВЫВОДЫ

1. Получены разностные уравнения, описывающие дрейфовое движение частиц под действием периодического электрического поля без постоянной составляющей для произвольного пространственного распределения напряженности поля.

Они могут быть эффективно использованы для решения различных технических задач.

2. Скорость дрейфового движения частицы пропорциональна квадрату амплитуды колебания поля, зависит от формы поля, частоты и размера частиц.

3. Скорость дрейфа представляет собой геометрическую сумму двух слагаемых.

Первое слагаемое обусловлено асимметрией силы сопротивления в разные полупериоды колебания заряженной частицы под действием периодического поля.

Второе слагаемое обусловлено неоднородностью поля. Соответствующая скорость пропорциональна градиенту от квадрата напряженности поля и направлена в сторону, противоположную $\text{grad } E^2$.

Литература

1. Суровцова Г.И., Турубаров В.И. Дрейф заряженных аэрозольных частиц в поле плоского конденсатора. - В кн.: Биомедицинские технические системы: Межвузовский сборник. Л.: ЛИАП, 1983, вып. 162, с.104-110.
2. Суровцова Г.И., Турубаров В.И. Дрейф аэрозольной частицы в поле плоского конденсатора под действием переменного электрического поля, искаженного наличием второй гармоники. - В кн.: Методы и приборы биоинформации и контроля параметров окружающей среды. Л.: ЛЭТИ, 1981, вып. 150, с. 3-8.

3. А.с. 545902 (СССР). Способ измерения дисперсного состава аэрозолей./Б.Ю. Кольцов, А.А. Подольский, В.И.Турубаров - заявл. 20.10.75 № 2182205/25. Оpubл. в Б.И., 1977, № 5.
4. Straubel H. Die Stabilisierung elektrisch geladener Teilchen. - Freiburger Forschungsh., 1956, BC, H 29, S. 26-32.

CHARGED AEROSOL PARTICLES DRIFT DUE TO
ELECTRIC FIELD PERIODIC IN TIME

G. Surovtzova and V. Turubarov

S u m m a r y

Equations describing charged aerosol particles drift due to periodic in time electric field without a constant component are given. The field space distribution is arbitrary. The drift results from resistive force asymmetry for different semiperiods and field nonuniformity. Difference equations are available for solving some technical problems.

О ПОЛУЧЕНИИ МОНОДИСПЕРСНОГО АЭРОЗОЛЯ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СЕПАРИРОВАНИЯ

И. А. Пейль, Э. И. Тамм

Электрическую сепарацию для генерирования монодисперсного аэрозоля впервые применили Лиу и Пуй [3], сейчас метод в области субмикронных размеров частиц получил широкое применение [4, 5]. Теория метода описана в литературе, например, в статье [1]. При обычно применяемом отношении расходов аэрозоля и чистого воздуха 1:10 теория дает для относительной полуширины функции распределения числа частиц выходного аэрозоля по размерам значение 4-5%. Наши электронно-микроскопические измерения, а также данные статьи [6] дают значения 15-20%. Среди возможных причин такого расширения спектра основными кажутся турбулентность потоков в измерительном конденсаторе сепаратора, тепловая диффузия частиц и неправильный выбор режима работы (предельных подвижностей) измерительного конденсатора. За счет последней причины на выход сепаратора попадают не только основные однократно заряженные частицы, но и многократно заряженные частицы большего размера.

Действие тепловой диффузии сравнительно просто поддается теоретической оценке. Сравнение среднеквадратического броуновского перемещения частиц за время пребывания их в измерительном конденсаторе, с расстоянием между обкладками конденсатора для описанных в литературе и для разработанных нами сепараторов показывает, что более или менее заметное расширение спектра выходного аэрозоля за счет тепловой диффузии может возникать только в случае самых малых поддающихся электрическому сепарированию частиц (диаметр порядка 10 нм).

Принципы выбора режима сепаратора и требования к входному (сепарируемому) аэрозолю подробно рассмотрены в статье [1]. Правильный выбор режима работы сепаратора требует знания свойств (среднего размера и ширины спектра) входного аэрозоля, определение которых для субмикронного аэрозоля — весьма сложная задача. Кроме того, эту задачу необходимо ре-

шить быстро, прямо перед сепарированием, т.к. применяемые генераторы аэрозоля редко обеспечивают требуемую стабильность и воспроизводимость спектра частиц. Монодисперсный аэрозоль из сепаратора применяется в основном для градуировки спектрометров аэрозоля. Поэтому для нашей задачи необходим абсолютный, не требующий экспериментальной градуировки метод. Таким методом может служить электрическая спектрометрия с биполярной равновесной зарядкой частиц [7, 8, 9]. Анализатором подвижности при этом служит сам сепаратор. Так как спектр размеров частиц применяемого обычно для сепарирования аэрозоля из конденсационных генераторов хорошо аппроксимируется лог-нормальной функцией, определяемой двумя параметрами (геометрическими средним радиусом r_g и стандартным отклонением σ_g), то для решения обратной задачи спектрометра здесь наиболее подходящим оказывается метод варьирования параметров. При этом вычисленная теоретически выходная характеристика анализатора подвижностей (зависимость выходного тока I от напряжения U на конденсаторе) сравнивается с полученной экспериментально; варьируя значения параметров спектра входного аэрозоля при расчете, добиваются наилучшего, в смысле наименьших квадратов, совпадения расчетной кривой с экспериментальной.

Выходной ток при заданных значениях предельных подвижностей сепаратора определяется:

$$I(U) = e \sum_{i=1}^{\infty} i \int_{k_3}^{k_2} H(k, U) p(i, r) f(r) dk. \quad (1)$$

Здесь i - число элементарных зарядов e на частице, r и k - радиус и электрическая подвижность частицы, $f(r)$ - функция распределения числа частиц входного аэрозоля по радиусу, $H(k, U)$ - аппаратная функция сепаратора, $p(i, r)$ - вероятность i -кратного заряда на частице радиуса r , задаваемая распределением Больцмана для $r \geq 30$ нм, и распределением Фукса [2] для $r \leq 30$ нм, k_2 и k_3 - предельные подвижности сепаратора [1]. Спектральный аргумент r и переменная интегрирования k связаны формулой:

$$k = i e B(r), \quad (2)$$

где $B(r)$ - механическая подвижность частицы, выражаемая известной формулой Милликаена.

Зависимость (1) при $r_g \leq 30$ нм, а также при $r_g \geq 200$ нм и $\delta_g \geq 1,15$ представляется одномодальной кривой; при $\delta_g \leq 1,15$ и $r_g \geq 30$ нм у кривой несколько мод, соответствующих однократно, двукратно и т.д. заряженным частицам. Оказывается, что напряжение U_0 , соответствующее абсолютному максимуму кривой, зависит в основном от r_g , в меньшей мере — от δ_g (рис. 1). Относительная полуширина кривой на уровне 50% от максимума, $\delta_{50\%}$, определяемая как отношение абсолютной полуширины на этом уровне, $\Delta_{50\%}$, к напряжению U_0 зависит как от r_g , так и от δ_g (рис. 2).

На рис. 1 и 2 сплошные линии отражают результаты расчетов для случая, когда распределение частиц входного аэрозоля по заряду аппроксимировалось распределением Больцмана, а пунктирные линии — по теории Фукса.

Пользуясь кривыми на рисунках 1 и 2, можно определить параметры r_g и δ_g с достаточной для наших целей точностью: тем самым отпадает необходимость решения описанной выше задачи оптимизации на ЭВМ. Выбор рабочего напряжения сепаратора осуществляется следующим образом: измеряется выходная характеристика сепаратора, по кривым рисунков 1 и 2 определяются r_g и δ_g входного аэрозоля, по рисунку 1 определяется напряжение U_1 , соответствующее максимуму тока однократно заряженных частиц на выходе; по методике, приведенной в статье [1], определяют сдвиг рабочего напряжения от U_1 , необходимый для предотвращения попадания двукратно заряженных частиц на выход.

Кривые на рисунках 1 и 2 рассчитаны для разработанного нами сепаратора с рабочим диапазоном по радиусу частиц 5–1000 нм, для расходов аэрозоля $\Phi_2 = 28 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ и чистого воздуха $\Phi_1 = 280 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Второго порядка дифференциальный цилиндрический аспирационный конденсатор имеет емкость $(451 \pm 5) \text{ пФ}$ (диаметры обкладок $(100,0 \pm 0,1) \text{ мм}$ и $(84,4 \pm 0,1) \text{ мм}$, рабочая длина $(1200 \pm 2) \text{ мм}$); для подавления внешней турбулентности ввод аэрозоля и чистого воздуха осуществляется через входные устройства со сужающимися коническими полостями. Размеры конденсатора поразительно совпадают с размерами конденсатора Хоппеля 10, хотя наш конденсатор разработан за год до появления статьи Хоппеля.

Расчеты по формуле (1) проверялись экспериментально при помощи дибутилфталатового аэрозоля с $r_g = 0,6 \text{ мкм}$ и $\delta_g = 1,15$, полученного в генераторе типа Рапайорта-Вайнштока и пропущенного через биполярный зарядник. Оценка параметров

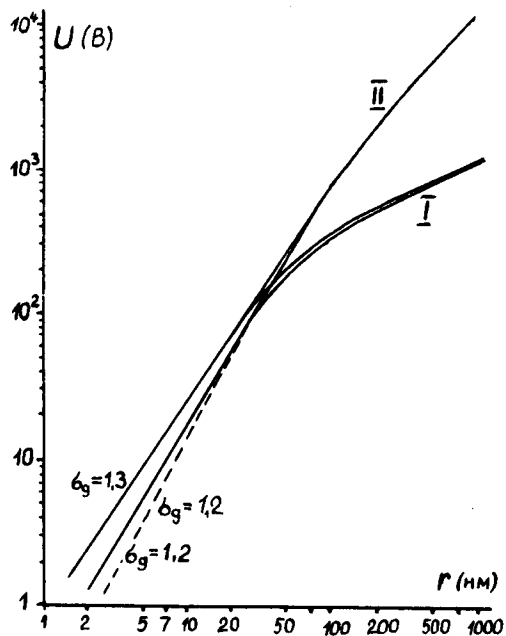


Рис. 1. Зависимость U_0 от параметров спектра сепарируемого аэрозоля.

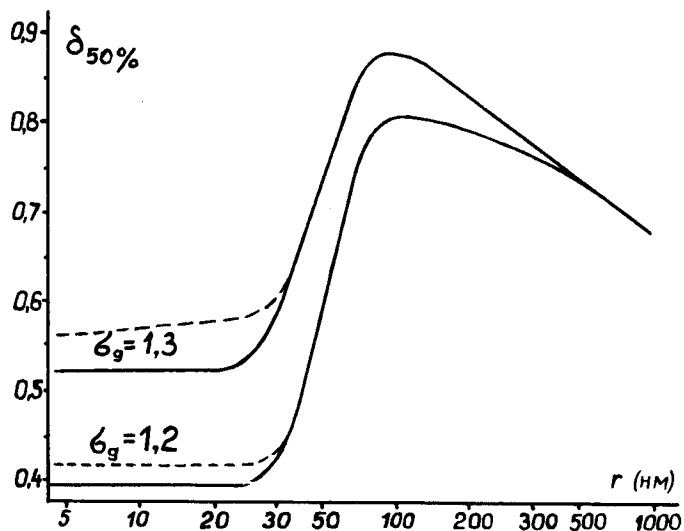


Рис. 2. Зависимость $\delta_{50\%}$ от параметров спектра сепарируемого аэрозоля.

спектра была получена оптическим прибором типа "Сова" Ла Мера. Выходной ток сепаратора (ток, переносимый частицами, выходящими из сепаратора) измерялся при помощи экранированного волоконнооптического фильтра и электрометра. Нормированные до единицы по максимуму расчетная и экспериментальная кривые $I(U)$ приведены на рисунке 3. Малое расхождение кривых вызвано, по-видимому, неточностью определения параметров аэрозоля на эксперименте.

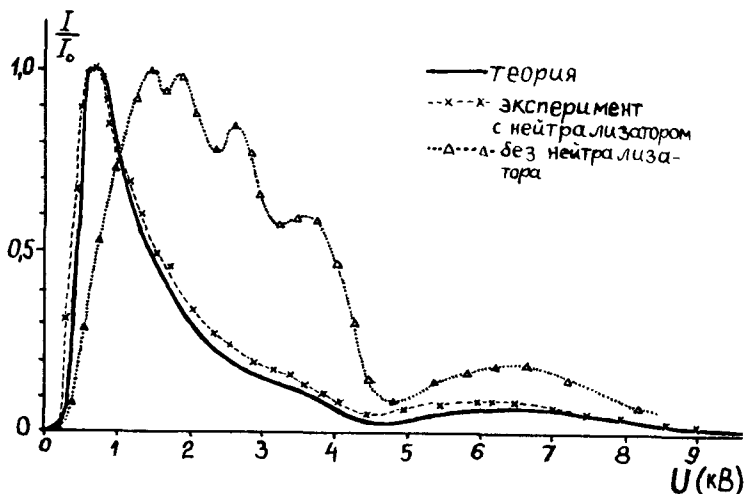


Рис. 3. Теоретическая и экспериментальные выходные характеристики сепаратора.

Аэрозоль из названного генератора имеет симметричное распределение частиц по заряду, более узкое, чем равновесное. На рисунке 3 приведена еще выходная характеристика сепаратора для аэрозоля с теми же параметрами, но без пропуска через биполярный зарядник. Видимо, что узкое распределение зарядов имеет явное преимущество с точки зрения концентрации выходного аэрозоля.

В описанном выше сепараторе имеется возможность визуального контроля пространственного распределения частиц грубодисперсного аэрозоля ($r_g \geq 0,1$ мкм) между обкладками конденсатора после входной и перед выходной щелями. Визуальный контроль при отсутствии электрического поля в конденсаторе показал, что внешняя турбулентность начинает проникать в

конденсатор, когда полный расход $\Phi_1 + \Phi_2 \geq 600 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Выходные характеристики сепаратора, полученные при различных абсолютных значениях потоков Φ_1 и Φ_2 , при соблюдении их отношения 10:1, показывают, что при общем расходе, меньшем $200 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, начинает проявляться некоторое ухудшение разрешающей способности сепаратора, по-видимому, за счет тепловой диффузии.

При включенном электрическом поле перед выходной щелью в случае малой концентрации частиц видны слои нейтральных, одно-, дву- и трехкратно заряженных частиц (рис. 4а). При большой концентрации возникает электрический ветер, слои смешиваются (рис. 4б). При промежуточных концентрациях слои хотя и не смешиваются, но их границы расплываются, появляются нестационарные пульсации (в некоторой мере это замечается и на рис. 4а). Это явление сильно влияет на разрешающую способность сепаратора, причиняя расширение спектра частиц выходного аэрозоля. Действие электрического ветра в некоторой мере показывает выходные характеристики сепаратора, снятые при различных концентрациях частиц (рис. 5). Видно, что разрешающая способность сепаратора ухудшается с ростом концентрации частиц.



а

б

Рис. 4. Сечение потока аэрозоля в сепараторе перед выходной щелью.

Замеченное здесь явление может причинять сильные искажения результатов измерения и в электрических спектрометрах аэрозолей при измерении плотного искусственного аэрозоля.

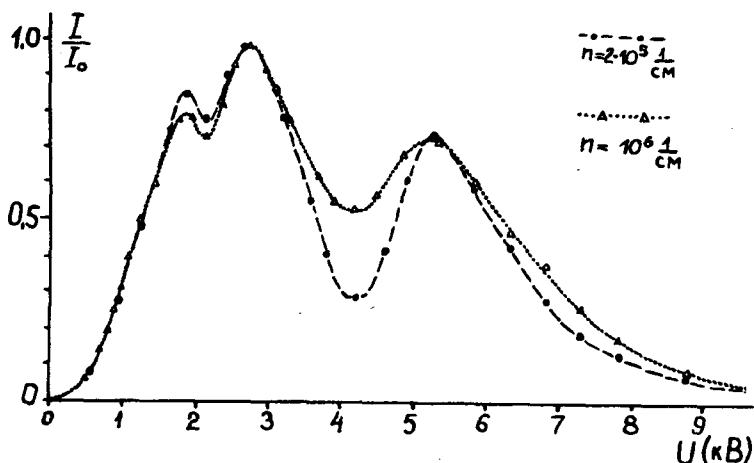


Рис. 5. Влияние концентрации частиц на вид выходной характеристики сепаратора

Выводы и рекомендации

1. Разработана методика правильного выбора режима работы электросепаратора аэрозольных частиц на основе оценки параметров спектра входного аэрозоля, получаемого при помощи самого сепаратора.

2. Для сепарирования частиц в аэрозоле полезно создать распределение частиц по заряду, более узкое, чем равновесное распределение.

3. Электрический ветер в сепараторе ограничивает сверху допустимую концентрацию частиц входного аэрозоля.

4. В дальнейшем следует провести экспериментальное исследование условий возникновения электрического ветра в сепараторе. Оптимизировать на основе полученных результатов конструкцию сепаратора и определить предельно допустимые концентрации входного аэрозоля в зависимости от размера частиц. Следует также изучить возможности создания в аэрозоле распределения частиц по заряду, более узкого, чем равновесное.

Авторы выражают глубокую благодарность коллективу аэроэлектrolаборатории ТГУ за всемерную помощь в нашей работе.

Литература

1. Кикас Ю.Э., Сузи Р.Э., Тамм Э.И. К теории метода электростатического сепарирования аэрозольных частиц. - Учен. зап./ Тартуский гос. ун-т, 1982, вып. 63I. с. 76-84.
2. Фукс Н.А. О стационарном распределении зарядов аэрозольных частиц в биполярно ионизированной атмосфере. - Изв. АН СССР. Сер. геофизическая, 1964, № 4, с. 579-586.
3. Liu B.Y.H., Pui D.Y.H. A submicron aerosol standard and the primary, absolute calibration of the condensation nuclei counter. - J. Coll. Interf. Sci., 1974, vol. 47, N 1, p. 155-171.
4. Reischl G.P., Scheibel H.G., Porstendörfer J. The bipolar charging of aerosols: experimental results in the size range below 20-nm particle diameter. - J. Coll. Interf. Sci., 1983, vol. 91, N 1, p. 272-275.
5. Agarwal J.K., Sem G.J. Continuous flow, singleparticle-counting condensation nucleus counter. - J. Aerosol Sci., 1950, vol. 11, p. 343-357.
6. Scheibel H.G., Porstendörfer J. Generation of monodisperse Ag- and NaCl-aerosols with particle diameters between 2 and 300 nm. - J. Aerosol Sci., 1983, vol. 14, N 2, p. 113-126.
7. Knutson E.O., Whitby K.T. Aerosol classification by electric mobility: apparatus, theory and applications. - J. Aerosol Sci., vol. 6, p. 443-451.
8. Hoppel W.A. Determination of the aerosol size distribution of the charged fraction of aerosols. - J. Aerosol Sci., 1978, vol. 9, p. 41-69.
9. Haaf W. Accurate measurements of aerosol size distribution I. Theory of a plate condenser for bipolar mobility analysis. - J. Aerosol Sci., 1980, vol. 11, N 2, p. 189-200.
10. Hoppel W.A. Measurement of the aerosol size distribution with NRL's mobility analyser. - J. Rech. Atmos., 1981, vol. 15, N 3-4, p. 313-319.

GENERATION OF MONODISPERSE AEROSOLS BY THE ELECTROSTATIC
SEPARATION METHOD

I. Peil and E. Tamm

S u m m a r y

Electrostatic separation (classification) as a well-known method for the generation of monodisperse calibration aerosols is widely used in the submicron range of particle size. Theoretically, this method must produce aerosols with a relative standard deviation of 4-5 %, but experimentally such a high resolution has not been achieved [4]. The present paper discusses the possible reasons for this phenomenon: thermal diffusion, flow turbulence and incorrect selection of the operating conditions of the separator.

The disturbing influence of the thermal diffusion and the flow turbulence on the particle separation process in the separator has been found to be small. By means of a special optical system the electric wind in the separator was discovered in the case of high particle number concentrations.

The principles of the selection of the operating conditions have been discussed by us previously [1]. The present paper deals with the use of the same separator for the determination of the parameters of the input aerosol spectrum, which are necessary for the solution of the problem mentioned above.

К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ПРОЦЕССЕ ФИЛЬТРАЦИИ АЭРОЗОЛЕЙ ВОЛОКНИСТЫМИ ФИЛЬТРАМИ

В.Б. Тамме

I. Введение

В настоящее время во всем мире возрастает интерес к использованию электростатических эффектов в процессе фильтрации газов волокнистыми фильтрами [1-4,8]. Однако авторы этих работ используют фильтры разных типов с различной степенью начальной запыленности (в основном неиспользованные), так что их результаты трудно сопоставлять между собой.

В данной работе исследованию подвергается один образец нового и один образец отработавшего свой срок фильтра из ткани типа ФШ-15-1,5, с целью выяснения возможностей использования электрических методов для повышения эффективности и пылеемкости, особенно в случае сильно заполненного пылью фильтра.

2. Описание опытной установки и методика эксперимента

Для проведения опытов с волокнистыми фильтрами собран соответствующий стенд, изображенный на рисунке 1. Счетная концентрация аэрозоля (до и после фильтрации для частиц диаметром $d \geq 0,5$ мкм) определяется при помощи фотоэлектрического счетчика АЗ-5, а полярные плотности заряда аэрозоля до и после фильтрации - при помощи счетчика аэроионов САИ ТТУ-66М [7].

Основной частью стенда является тест-камера для моделирования различных схем фильтрации. Она изображена на рисунке 2.

Камера состоит из зоны разбавления и перемешивания, зоны зарядки аэрозоля и зоны фильтрации аэрозоля. В зону зарядки вставляются поочередно диффузионный и ударный зарядники для обеспечения зарядки соответственно субмикронных ($d \leq 0,5$ мкм) и крупных ($d \geq 0,5$ мкм) частиц аэрозоля. В зарядниках под-

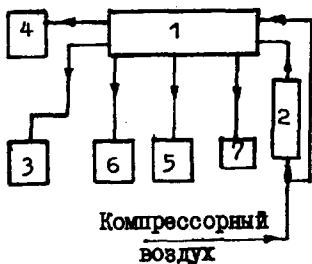


Рис. 1. Стенд для исследования волокнистых фильтров.

1 - тест-камера, 2 - барботажный генератор, 3 - фотоэлектрический счетчик аэрозоля АЗ-5, 4 - счетчик аэроионов САИ-ТГУ-66М, 5 - высоковольтный источник питания, 6 - усилитель электрометрический ВК-2-16, 7 - электростатический вольтметр С50.

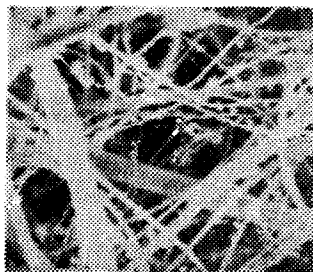


Рис. 3. Обработанный фильтр, фронтальная сторона, увеличение 1000х.

держивается параметр зарядки $n \cdot t$ [6] в пределах $10^5 - 10^9$ с/см³, что должно давать частицам с $d = 0,14 - 0,17$ мкм (т.е. частицам, имеющим наибольший проскок через фильтр ФПП - 15-1,5) электрические подвижности порядка 10^{-3} см²/В.с. Для создания высоковольтного электростатического поля в месте расположения фильтра в зону фильтрации вставляют ячейку с фильтром на изоляторе и с электродными сетками.

3. Электронно-микроскопическое исследование обработанного фильтра

Были сделаны снимки фронтальной и тыльной сторон фильтра, который служил в кондиционере воздуха № 8 на заводе им. Х. Пегельмана в городе Таллине с декабря 1980 г. по декабрь 1981 г. Эти снимки приведены на рисунках 3 и 4. По фотографии тыльной стороны фильтра определяли размер наиболее проскакивающих частиц - 0,14-0,17 мкм по диаметру в предположении, что на тыльной стороне фильтра могут осесть только те частицы, которые проскочили через фильтр. Электронные микро-

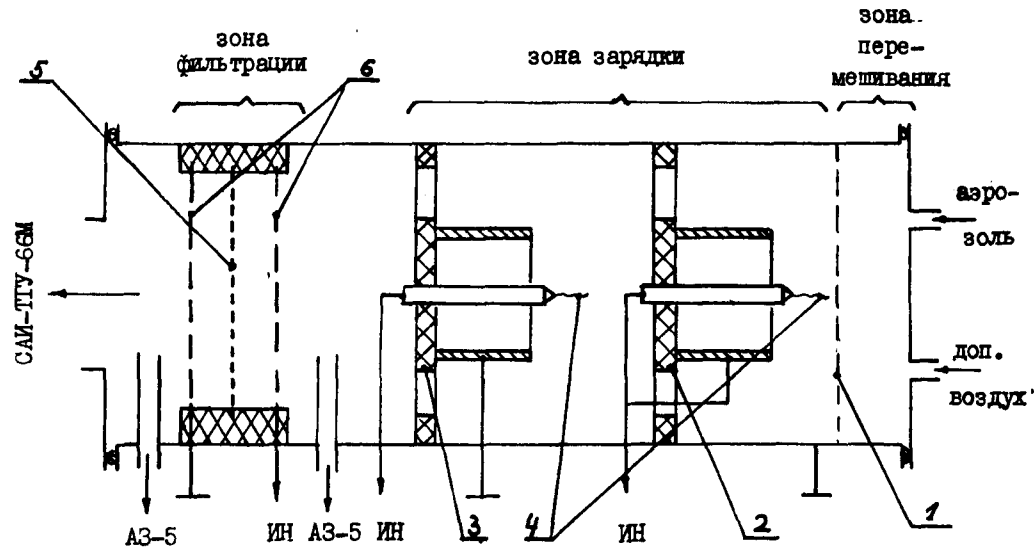


Рис. 2. Тест-камера. 1 - разделительная сетка, 2 - диффузионный зарядник аэрозоля, 3 - ударный зарядник аэрозоля, 4 - коронирующее острие, 5 - фильтр ФШ 15-1,5, 6 - электродные сетки для подавания высоковольтного напряжения, ИН - источник напряжения.

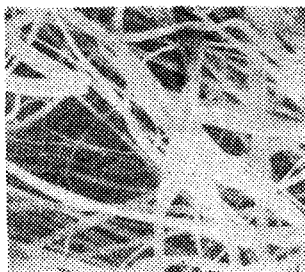


Рис. 4. Отработавший фильтр, тыльная сторона, увеличение 1000х.

фотографии получены при помощи электронно-зондового микроанализатора типа ЖХА-50А фирмы "Джеол" (Япония).

4. Измерение поверхностной плотности заряда на новом и старом фильтре ФШ-15-1,5

Исследования проводились при помощи электрометра типа ВК-2-16 по методу контейнера Фарадея. Оказалось, что фильтрующий материал ФШ-15-1,5 довольно сильно положительно заряжен, и поверхностная плотность заряда для нового фильтра составляет $\sigma_n \approx 10^8$ эл.зар./см², а для старого (отработавшего) фильтра - $\sigma_{ст} \approx 10^7$ эл.зар./см². Для сравнения заметим, что сильно натертый эбонит получит поверхностную плотность отрицательного заряда $\sigma \approx 10^{10}$ эл.зар./см².

5. Характеристика аэрозолей, используемых в экспериментах

Используемый в опытах барботажный генератор аэрозоля описан в работе [5]. При барботировании сжатого воздуха через насыщенный раствор NaCl образуются сухие частицы со средним диаметром $d_g = 0,14$ мкм и геометрическим среднеквадратным отклонением $\sigma_g = 1,74$. Это соответствует очень широкому диапазону распределения по размерам, так что заметное число частиц попадает и в область, где возможно их детектирование фотоэлектрическим счетчиком АЗ-5 ($d \geq 0,5$ мкм).

В качестве источника аэрозоля использовали при помощи циклона частично очищенный компрессорный воздух. Гистограмма распределения частиц по размерам в этом воздухе (при ва-

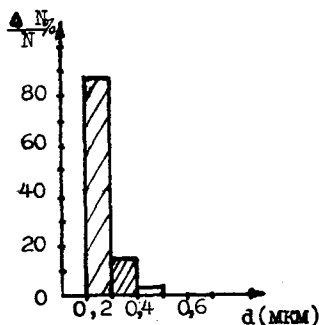


Рис. 5. Гистограмма распределения частиц по размерам в частично очищенном компрессором воздухе.

ботающем компрессоре) приведена на рисунке 5. Распределение частиц по размерам определяли при помощи фотоэлектрического аэрозольного спектрометра П КОГ-0,2-001. При помощи счетчика аэроионов определяли и полярные плотности заряда для обеих аэрозолей. При предельной подвижности для барботажного генератора $\kappa_0 = 1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В.с.}$ $\rho^{(+)} = 0,8 \cdot 10^3 \text{ эл.зар./см}^3$, а для компрессорного воздуха $\rho^{(+)} = 1,5 \cdot 10^3 \text{ эл.зар./см}^3$.

6. Фильтрация аэрозолей

6.1. Фильтрация естественно заряженного аэрозоля при помощи естественно заряженного фильтра (ФП-15-1,5).

6.1.1. Фильтрация частично очищенного компрессорного воздуха (при работающем компрессоре).

Условия опыта: Линейная скорость фильтрации $\vec{V} = 4,4 \text{ см/с.}$ Относительная влажность 51%; расход воздуха счетчика аэроионов $\Phi = 450 \text{ см}^3/\text{с}$ и предельная подвижность $\kappa_0 = 1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В.с.}$

Обозначения: N_0 - концентрация аэрозоля до фильтрации ($d \geq 0,5 \text{ мкм}$) частиц на 1 литр воздуха, N_1 - концентрация аэрозоля после фильтрации ($d \geq 0,5 \text{ мкм}$) частиц на 1 литр воздуха, $\rho^{(+)}$, $\rho^{(-)}$ - полярные плотности заряда в элементарных зарядах на см^3 (после фильтрации).

Результаты эксперимента приведены в таблице 6.1.1.

Таблица 6.1.1.

Новый фильтр				Старый фильтр			
N_0	N_1	$p^{(+)}$	$p^{(-)}$	N_0	N_1	$p^{(+)}$	$p^{(-)}$
1090	45	$1,5 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$	25000	477	$1,8 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$

6.1.2. Фильтрация аэрозоля из барботажного генератора

Опыты совершены при тех же условиях, как в предыдущей главе (6.1.1.). Результаты эксперимента приведены в таблице 6.1.2.

Таблица 6.1.2.

Новый фильтр				Старый фильтр			
N_0	N_1	$p^{(+)}$	$p^{(-)}$	N_0	N_1	$p^{(+)}$	$p^{(-)}$
> 300000	1255	$0,8 \cdot 10^3$	$0,8 \cdot 10^3$	>300000	>300000	$4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$

Выводы:

1) При возрастании счетной концентрации аэрозоля до фильтрации увеличивается и проскок.

2) Наблюдается селективная фильтрация биполярно заряженного аэрозоля (после фильтрации преобладает положительная ионизация). Объясняется это тем, что фильтр ФШ сам сильно положительного заряжен и коэффициент фильтрации для положительно заряженных аэрозольных частиц меньше.

3) Отработавший фильтр становится при фильтрации сверхвысоких концентраций аэрозоля практически "прозрачным".

6.2. Фильтрация естественно заряженного компрессорного воздуха при помощи фильтра, поляризованного внешним электрическим полем.

Условия опыта: а) как в п. 6.1.1.; б) направление напряженности электрического поля совпадает с направлением скорости течения воздуха через фильтр ($\vec{E} \parallel \vec{V}$); в) расстояние между электродными сетками - 1 см.

Обозначения: а) как в 6.1.1.; б) U - поляризующее напряжение в киловольтах (кВ).

Таблица 6.2

Новый фильтр					:	Старый фильтр				
U	N ₀	N ₁	p ⁽⁺⁾	p ⁽⁻⁾	U	N ₀	N ₁	p ⁽⁺⁾	p ⁽⁻⁾	
0	500	50	-	-	0	-	-	-	-	
1	800	30	0,8 · 10 ³	1,7 · 10 ³	1	25000	230	1,2 · 10 ³	1,3 · 10 ³	
2	400	8	2 · 10 ³	0,5 · 10 ³	2	25000	390	1,5 · 10 ³	0,5 · 10 ³	
3	480	9	0,7 · 10 ³	2,3 · 10 ³	3	25000	480	1 · 10 ³	1,5 · 10 ³	
4	400	5	6 · 10 ³	0,5 · 10 ³	4	25000	680	1,9 · 10 ³	0,2 · 10 ³	
5	800	4	1,6 · 10 ³	2,5 · 10 ³	5	25000	1000	2 · 10 ³	1,5 · 10 ³	
6	1000	1	4 · 10 ³	0,5 · 10 ³	6	25000				
7	1100	2	0,8 · 10 ³	4,5 · 10 ³	7					

Таблица 6.3.

Новый фильтр					Старый фильтр				
U	N_0	N_1	$p^{(+)}$	$p^{(-)}$	U	N_0	N_1	$p^{(+)}$	$p^{(-)}$
1	> 300000	61	-	-	1	> 300000	50000	$0,7 \cdot 10^4$	$0,2 \cdot 10^4$
2	300000	51	$0,2 \cdot 10^3$	$0,2 \cdot 10^3$	2	300000	70000	$0,5 \cdot 10^4$	$0,2 \cdot 10^4$
3	300000	42	$0,5 \cdot 10^4$	$0,6 \cdot 10^4$	3	300000	60000	$0,5 \cdot 10^4$	$0,2 \cdot 10^4$
4	300000	40	$0,6 \cdot 10^4$	$0,3 \cdot 10^4$	4	300000	60000	$0,4 \cdot 10^4$	$0,2 \cdot 10^4$
5	300000	52	$0,1 \cdot 10^4$	$0,6 \cdot 10^4$	5	300000	70000	$0,3 \cdot 10^4$	$0,2 \cdot 10^4$
6	300000	50	$0,6 \cdot 10^4$	$0,1 \cdot 10^3$	6	300000	60000	$0,3 \cdot 10^4$	$0,2 \cdot 10^4$
7	300000	47	$0,62 \cdot 10^4$	$0,1 \cdot 10^3$	7	300000	60000	$0,3 \cdot 10^4$	$0,2 \cdot 10^4$

Выводы:

1) Наблюдается переменное преобладание то положительной, то отрицательной ионизации после фильтрации, в зависимости от напряженности поля. Никакого удовлетворительного пояснения этому интересному явлению мы пока не можем дать.

2) Поляризующее фильтр внешнее электрическое поле повышает эффективность фильтрации.

3) Повышение эффективности фильтраций при отработавшем фильтре намного меньше, чем при новом.

6.3. Фильтрация аэрозоля, полученного из барботажного генератора, при зарядке аэрозоля и при помощи фильтра, поляризованного внешним электрическим полем.

Условия опыта: а), б), в) - как в 6.2., г) зарядка аэрозоля производится при напряжении на коронирующем острие + 7 кВ, чем поддерживается в зоне зарядки параметр зарядки $n_0 t = 10^{8...} 10^9 \text{ с/см}^3$.

Обозначения: а), б) - как в 6.2.

Выводы:

1) Поляризующее фильтр внешнее электрическое поле вместе с зарядкой аэрозоля заметно повышает эффективность фильтрации (особенно при использовании нового фильтра).

2) Отработавший фильтр хуже выдерживает сверхвысокие начальные концентрации аэрозоля даже при использовании поляризующего фильтр электрического поля и при зарядке аэрозоля, по сравнению с новым фильтром.

Закключение. Описанные в данной статье результаты по использованию электрических эффектов в процессе фильтрации могут служить основой для разработки систем очистки воздуха на базе фильтрующего материала ФПП-15-1,5 в самых различных отраслях народного хозяйства. Например, при тонкой очистке компрессорного воздуха, упаковке консервов и медикаментов, в микроэлектронной промышленности и т.п.

Литература

1. Davies C.N. Air filtration. - London: Academic Press, 1973, p. 84.
2. Lundgren D.A., Whitby K.T. Effect of particle electrostatic charge on filtration by fibrous filters. - Ind. Eng. Chem. Des., 1965, N 1, p. 345.
3. Kirsch A.A. The influence of an external electric field on the deposition of aerosols in fibrous filters. - J. Aerosol Sci., 1972, vol. 3, p. 25.
4. Chudleigh P.W., Bainbridge N.W. Electrostatic effects in fabric filters during build-up of the dust cake. - Filtration Separation, 1980, vol. 6, p. 309.
5. Сула Э.В. Исследование эволюции спектра частиц в постоянно укрупняющем аэрозоле. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1979, вып. 479, с. 140.
6. Таммет Х.Ф. К технике электрической гранулометрии аэрозолей. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1980, вып. 534, с. 55.
7. Таммет Х.Ф. Счетчик аэроионов САИ-ТТУ-66. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1970, вып. 240, с. 157.
8. Тезисы докладов IV всесоюзной конференции по аэрозолям. Ереван, 1982, с. 137.

ON THE USE OF ELECTROSTATIC EFFECTS IN THE FILTRATION OF AEROSOLS BY MEANS OF FABRIC FILTERS

V. Tamme

S u m m a r y

The paper discusses the study of an unused sample of the Petryanoff filter and that of a dust-filled filter used for a year in air-cleaning equipment. It has been found that the electric field which polarizes the filter and whose direction coincides with the direction of moving air during filtration, enhances the efficiency of the filter. The greatest efficiency is achieved when in addition to the polarizing electric field corona-charged dust is used. Thus the efficiency of the filter which has been operating for a year can be raised to the level of a new filter.

К ВОПРОСУ НАДЕЖНОСТИ АЭРОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

Р.Л. Матизен

Надежность и работоспособность аэроэлектрической аппаратуры, используемой для измерения параметров атмосферного электричества, а также искусственно ионизированной или деионизированной воздушной среды зависит от внешних воздействующих факторов окружающей среды и условий эксплуатации, транспортировки и хранения. По отношению к внешним факторам аэроэлектрическую аппаратуру (АЭА) можно поставить в один ряд с гидрометеороаппаратурой (ГМА). АЭА, также как и ГМА в процессе эксплуатации, хранения и транспортировки, подвержена воздействию температуры окружающего воздуха, влажности, солнечной радиации, давления и других факторов. Эти факторы влияют на метеорологические и эксплуатационные характеристики АЭА и могут исказить показания приборов.

В ГМА влияющие факторы часто являются и измеряемыми параметрами (температура, влажность, скорость ветра и т.д.). АЭА непосредственно не измеряет ни один из перечисленных параметров, тем не менее к конструкции и средствам защиты АЭА следует предъявлять не менее жесткие требования, чем к конструкции и защите ГМА [1].

Неучет климатических факторов, хотя они и не являются информативными для АЭА, может в значительной степени сказываться на результатах измерений параметров атмосферного электричества.

При разработке АЭА необходимо использовать технические средства, обеспечивающие там, где это возможно, полную или частичную защиту аппаратуры или ее узлов от воздействия внешних факторов.

Если в первых приборах, предназначенных для аэроэлектрических измерений, роль элементов радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) была мала, то расширение области применения АЭА, а также развитие элементной базы РЭА привели к тому, что элементы РЭА стали неотделимой частью АЭА.

Способы защиты РЭА хорошо разработаны и широко используются. Так, в целях обеспечения влагоустойчивости аппарату-

ры применяются:

- малогигроскопические и коррозионностойкие материалы, антикоррозийные покрытия;
- пропитка материала малогигроскопическими составами;
- заливка влагостойкими компаундами;
- опрессовка пресс-материалами;
- герметизация узлов и блоков приборов;
- осушение внутренней полости приборов;
- вентиляция прибора воздухом влажностью до 75% и т.д. [2].

Хорошо разработаны методы защиты РЭА от воздействия температуры, давления, динамических перегрузок и других факторов. Повышение надежности радиоэлектронной составляющей АЭА можно обеспечить соответствующим выбором комплектующих элементов и коэффициентов их нагрузок, а также выбором целесообразных схемных решений. (Схема должна быть устойчивой к изменению внешних условий эксплуатации и дрейфу параметров элементов.)

И, наконец, на надежности аппаратуры сказывается удобство обращения с ней, удобство профилактических осмотров и проверок, защищенность от возможности ее повреждения при таких проверках, обеспечение таких условий для управления аппаратурой, при которых вероятность ошибочных действий оператора будет минимальной [3].

Исходя из вышесказанного и накопленного опыта разработки и эксплуатации счетчиков аэроионов была сделана попытка создать более надежную конструкцию, позволяющую использовать прибор в полевых условиях. Для этого была применена частичная герметизация узлов и блоков прибора, а также подогрев его внутреннего объема на несколько градусов выше температуры окружающей среды. Повышение температуры внутри корпуса прибора на 5°C позволяет снизить влажность на 20% [4]. Для уменьшения дрейфа нуля электрометра применена термокомпенсация.

Кроме того, в корпусе прибора поддерживается небольшое избыточное давление, предотвращающее попадание влажного воздуха внутрь прибора через возможные неплотности. Воздух для поддержания повышенного давления засасывается через фильтр, представляющий собой металлический цилиндр, в котором между двумя слоями ткани Петрянова находится силикагель. При этом воздух осушается и очищается от пыли. Впервые такая защита применялась в счетчиках аэроионов ИТ - 8914 и ИТ - 7406 [5].

Использование этих мер позволяет поддерживать внутри корпуса прибора оптимальные условия для надежной работы радиоэлектронной составляющей.

Ориентировочно можно оценить надежность радиоэлектронной составляющей счетчика аэроионов. Сопоставление характеристики надежности, полученных расчетным путем, с экспериментальными данными, позволит принять решение о схемных или конструктивных изменениях, если они необходимы для повышения надежности. Для приближенного расчета исходными данными являются средние значения интенсивностей отказов λ_i типовых элементов и число N_i элементов определенного типа в каждой группе, имеющих близкие значения интенсивностей отказов. Для определения вероятности безотказной работы системы необходимо знать вероятности исправной работы всех входящих в нее элементов, которые рассчитываются с помощью экспоненциального закона надежности по известным значениям опасностей отказов [6]:

Пусть система включает в себя элементы m типов в количестве $n_1, n_2 \dots n_m$ с опасностью отказов $\lambda_1, \lambda_2 \dots \lambda_m$. Вероятность безотказной работы такой системы

$$P(t) = P_1^{n_1}(t) \cdot P_2^{n_2}(t) \dots P_m^{n_m}(t) = \exp(-n_1 \lambda_1 t) \cdot \exp(-n_2 \lambda_2 t) \dots \exp(-n_m \lambda_m t) = \exp(-\sum_i n_i \lambda_i t),$$

при этом предполагается, что интенсивности отказов элементов и системы постоянны во времени.

Расчет надежности радиоэлектронной составляющей для счетчика аэроионов в нормальных климатических условиях дает значение $P(t) = 0,99992$.

Нормальными климатическими условиями принято считать окружающий воздух, не загрязненный химическими или механическими примесями, при температуре 288–303 К (15–30°C), давлении (8,36+10,6), 10^4 Па и относительной влажности 45–80% при температуре 303 К [2]. С увеличением эксплуатационных нагрузок надежность элементов РЭА может существенно снижаться. Полный расчет надежности счетчика аэроионов может быть выполнен при наличии данных об интенсивности отказов радиоэлектронной составляющей λ_{p2} и измерительного конденсатора $\lambda_{ик}$ в реальных условиях эксплуатации. В лабораторных испытаниях на предельных режимах интенсивность отказов измерительного конденсатора (ИК) без учета отказов изоляторов ИК дос-

тигает $0,05 \text{ I/час}$ и $P(t) = 0,95$. Таким образом, расчетная надежность радиоэлектронной составляющей значительно превышает надежность измерительного конденсатора, и надежность счетчика аэроионов в целом определяется надежностью ИК. Для обеспечения защиты изоляторов ИК в счетчике аэроионов используются лабиринт и вспомогательный поток осущенного воздуха, обтекающий изолятор и поступающий к нему через небольшие отверстия в экране из внутреннего объема прибора.

Данные о том, насколько эффективны предпринятые меры по повышению надежности счетчика аэроионов и насколько близко реальная надежность к расчетной, должны дать испытания в климатической камере и в полевых условиях.

Литература

1. Шендерович И.М., Непомнящий С.И., Клебан Л.С. Защита гидрометеорологической аппаратуры от воздействия окружающей среды. Л., 1981. - 216 с.
2. Поляков К.П. Конструирование приборов и устройств радиоэлектронной аппаратуры. М., 1982. - 240 с.
3. Венда В.Ф. Инженерная психология и синтез систем отображения информации. М., 1975.
4. Астафьев А.В. Окружающая среда и надежность радиотехнической аппаратуры. М.-Л., 1965. - 360 с.
5. Матисен Р.Л., Юс Э.Ю. Счетчики аэроионов ЦТ - 6914 и ЦТ - 7406. - Учен. зап./Тартуск. гос. ун-т, 1975, вып. 348, с. 24-29.
6. Гнеденко Б.В., Беляев Ю.К., Соловьев А.Д. Математические методы в теории надежности. М., 1965. - 529 с.

ON THE RELIABILITY OF AEROELECTRIC EQUIPMENT

R. Matisen

S u m m a r y

This paper presents a short review of various protection methods of radioelectronic and hydrometeorological equipment depending on various climatological factors and possibilities of applying these methods in ion counters. Data concerning the ion counter reliability calculation are also presented.

НОВАЯ КОНСТРУКЦИЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КОНДЕНСАТОРА В ИЗМЕРИТЕЛЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ВОЗДУХА

Ф.Г. Миллер, Я.Р. Зэвель

При измерениях ионизации воздуха, в особенности при непрерывной регистрации, часто приходится сталкиваться с различными неблагоприятными условиями, например, высокая относительная влажность или запыленность воздуха, которые приводят к возрастанию паразитного тока электрометрических изоляторов и увеличению погрешности измерений.

В счетчиках аэроионов, разработанных ранее [1, 2], были использованы измерительные конденсаторы, имеющие крупногабаритные кольцевидные фторопластовые изоляторы собирающей обкладки. Из-за значительного объема и поверхности этих изоляторов они очень чувствительны к осаждению влаги и пыли. Кроме того, из-за особенности конструкции крепления изолятора он подвержен механическим нагрузкам (трению при монтаже, давлению). Все это является причиной возникновения паразитных токов, величина которых иногда достигает 20% шкалы на чувствительном диапазоне (300 эл. зар./см³) измерения. Дополнительное ограничение чувствительности связано с наличием во входной электрометрической цепи нескольких изоляторов (входной изолятор электрометра, изоляторы переключения измерительных резисторов и др.), а также с тем, что собирающая обкладка соединяется со входом электрометра при помощи гибкого провода, что приводит к возникновению вибромодуляционных помех.

С целью исключения или уменьшения указанных недостатков было разработано новое решение построения измерительного конденсатора и входной цепи электрометра. Указанная цель достигается тем, что электрометрический изолятор (3) (рис.1) собирающей обкладки (2) измерительного конденсатора совмещен со входным изолятором электрометра (3), причем к нему прикреплена собирающая (внутренняя) обкладка измерительного конденсатора, внутри которой расположен электрометр (4). Поскольку электрометр расположен внутри собирающей обкладки,

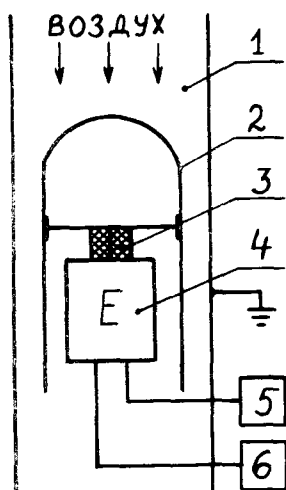


Рис. 1. Блок схема устройства

- 1 - внешняя обкладка
- 2 - внутренняя обкладка
- 3 - электрометрический изолятор
- 4 - электрометр
- 5 - выходное устройство
- 6 - блок питания

в системе необходим лишь один высокоомный изолятор, который может быть сделан оптимальным с точки зрения электрометрии. Изолятор малогабаритный, его можно выполнить из наиболее качественного материала, например, из сапфира.

Малогабаритный электрометр, применяемый в устройстве, может быть построен на полевых транзисторах [3] или на динамическом преобразователе, если измеряемые токи ниже 10^{-15} - $5 \cdot 10^{-16}$ А.

Описываемая конструкция измерительного конденсатора была использована в двухканальном измерителе электропроводности воздуха (рис. 2).

Конструктивно прибор состоит из измерительного и вентиляторного блоков. Отдельное расположение вентилятора и измерительного блока исключает влияние на измерительный конденсатор и электрометр вибрации, создаваемой вентилятором. Блок вентилятора соединяется с измерительным блоком через гибкий шланг. Общий расход воздуха, равный 9,0 л/с, разделяется в измерительном блоке поровну на два канала.

Измерительный блок содержит два измерительных конденсатора вышеописанной конструкции и блок питания. На передней панели расположены стрелочные приборы, подключенные к выходам электрометров, органы управления и элементы индикации.

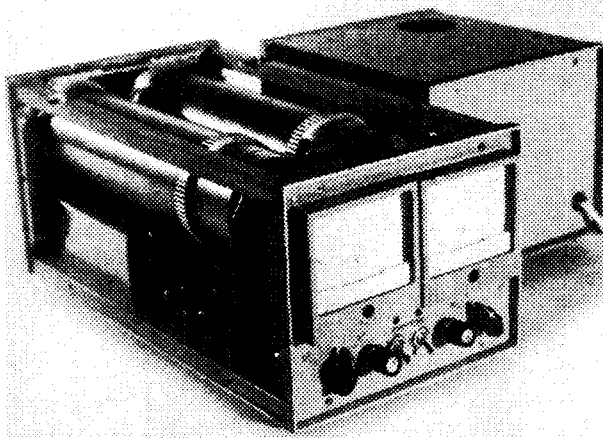


Рис. 2. Общий вид измерителя электропроводности воздуха

Электрометры построены на полевых транзисторах КП 305 [3] по усовершенствованной схеме. Введены элементы для изменения чувствительности и постоянной времени, а также термокомпенсирующие цепи на кремниевых диодах. Особенность электрометра состоит в том, что в нем применяется только один (входной, совмещенный с изолятором собирающей обкладки) электрометрический изолятор, выполненный из янтаря. Для этого, например, в качестве изоляторов переключателя измерительных резисторов используются стеклянные корпуса самих резисторов (КВМ).

В результате подбора используемых деталей и тщательной наладки схемы реальный паразитный ток входных цепей устройства был порядка $(1...5) \cdot 10^{-16}$ А. Дрейф нулевого уровня не превышал 10^{-15} А за 10 час. в лабораторных условиях.

Приведем основные технические характеристики прибора:

1. Предельная подвижность $8 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
2. Измерение концентрации возможно в пределах от 10 до 10^4 эл.зар./ см^3
3. Ориентировочная суммарная погрешность 10%
4. Диапазон рабочих температур $-10^\circ\text{C} \dots +40^\circ\text{C}$

5. Питание 220 В, 50 Гц, 5 Вт (измерительный блок) и 35 Вт (блок вентилятора)
6. Габаритные размеры 180x150x340 мм (измерительный блок) и 150x180x200 мм (вентиляторный блок)
7. Масса 4,9 кг (измерительный блок) и 4,0 кг (вентиляторный блок).

Литература

1. Матизен Р.Л., Ютс Э.Ю. Счетчики аэроионов ИТ-6914 и ИТ-7406. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1975, вып. 348, с. 24-29.
2. Матизен Р.Л., Эвель Я.Р., Ютс Э.Ю., Якобсон А.Ф. Счетчики аэроионов с цифровой индикацией. ИТ-7714. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1977, вып. 443, с. 52-56.
3. Миллер Ф.Г. К разработке электрометров прямого усиления для многоканальных спектрометров аэроионов. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1981, вып. 588, с. 124-132.

DESIGN OF A NOVEL MEASURING CONDENSER IN THE METER
OF ELECTRIC CONDUCTIVITY OF THE AIR

F. Miller and J. Öövel

S u m m a r y

The paper describes the measuring condenser of a novel design intended for use in the measuring equipment of air ionization.

The electrometer has been immediately inserted into the inner cover of the measuring condenser. This has made it possible to use the input insulator of the electrometer simultaneously as an insulator of the inner cover of the measuring condenser. Consequently, it reduces the number of the insulators in the electrometer and at the same time decreases the amount of the parasitic current of the input circuit. It also improves the sensitivity of the measuring instrument.

The paper also describes the application of the novel measuring condenser in the double-channelled measuring instrument of the conductivity of the air. The authors have reduced the amount of the parasitic current up to $(1...5) \cdot 10^{-16}$.

О ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРОВ АСПИРАЦИОННОГО СЧЕТЧИКА ИОНОВ С МОДУЛИРУЮЩИМ КОНДЕНСАТОРОМ

В.Н. Блинов, А.В. Шолух

Одной из особенностей построения приборов с модулирующим аспирационным конденсатором [1, 2] является измерение электрометрическим усилителем (ЭМУ) сигнала с электрода измерительного конденсатора, находящегося на потенциале относительно общей точки прибора. Выбор схемы включения ЭМУ в этом случае существенно влияет на измерительные характеристики прибора в целом.

Рассмотрим схему включения ЭМУ при использовании модулирующего аспирационного конденсатора с двумя измерительными электродами. Конструкция конденсатора приведена на рисунке 1. Конденсатор состоит из собственно аспирационного измерительного конденсатора (АИК) (поз. 1, 2 рис. 1) и аспирационного предварительного конденсатора (АПК) (поз. 3, 4 рис. 1) и разработан нами при создании счетчика легких ионов АСИ-2.

Особенностью этого прибора является возможность одновременного раздельного измерения содержания легких ионов каждого знака. На рисунке 2 показана схема включения ЭМУ и способ подачи на обкладки АИК (C_3) измерительного напряжения $U_{и}$. На рисунке 3 представлена эквивалентная схема включения ЭМУ с учетом паразитных токов, напряжений, емкостей и сопротивлений, появляющихся за счет включения аспирационного конденсатора разработанной конструкции. Здесь емкость C_1 образована электродом АИК (рис. 1, поз. 1), заземленным корпусом конденсатора (рис. 1, поз. 3) и внутренним экранирующим электродом (рис. 1, поз. 6). C_2 - это емкость между электродом АИК (рис. 1, поз. 2) и опорной трубой (поз. 5), внутренним экранирующим электродом (поз. 6) и корпусом (поз. 3). C_3 - емкость АИК, образованная его электродами (поз. 1, 2). C_4 - паразитная емкость между электродом АИК (поз. 1) и модулирующим электродом АПК (поз. 4). C_5 - паразитная емкость между электродом АИК (поз. 2) и модулирующим электродом АПК (поз. 4). U_M - однополярное модулирующее напряжение прямо-

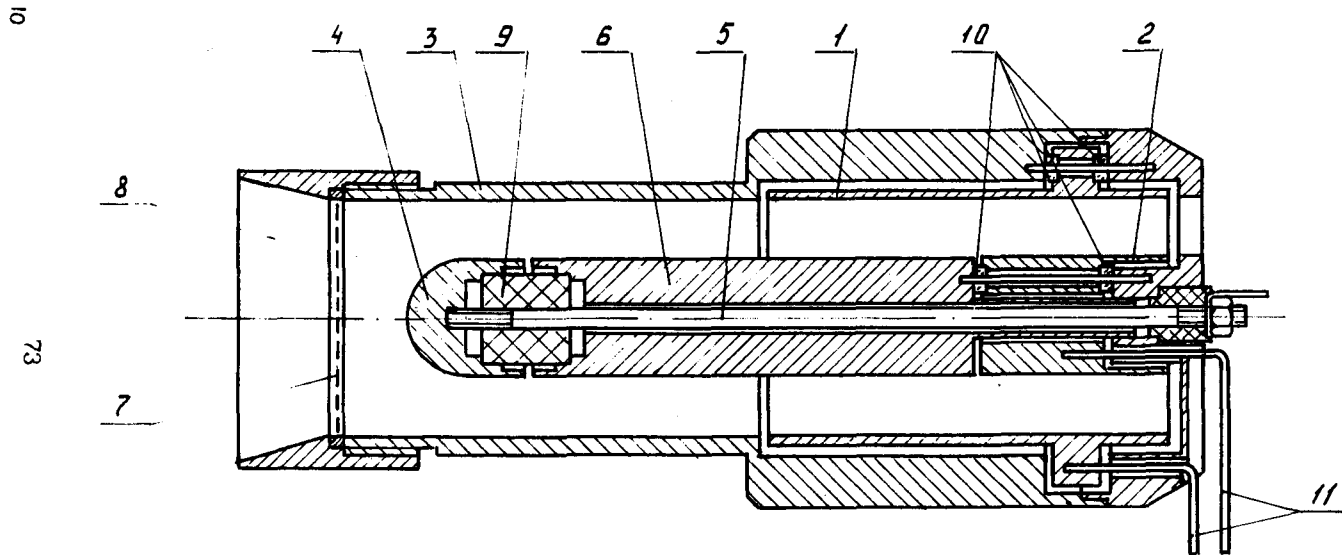


Рис. 1. Аспирационный конденсатор: 1 - внешний измерительный электрод, 2 - внутренний измерительный электрод, 3 - корпус, 4 - модулирующий электрод, 5 - опорная труба, 6 - экранирующий электрод, 7 - сетка, 8 - входная трубка, 9 - изолятор модулирующего электрода, 10 - изоляторы измерительных электродов, 11 - выводы измерительных электродов.

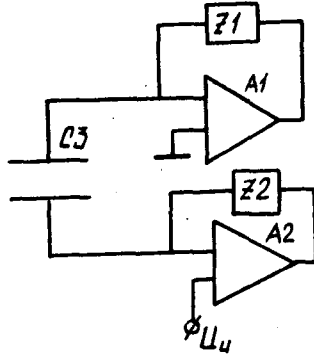


Рис. 2. Схема включения аспириционного измерительного аспириционного конденсатора (C_3) и ЭМУ (A_1 и A_2).

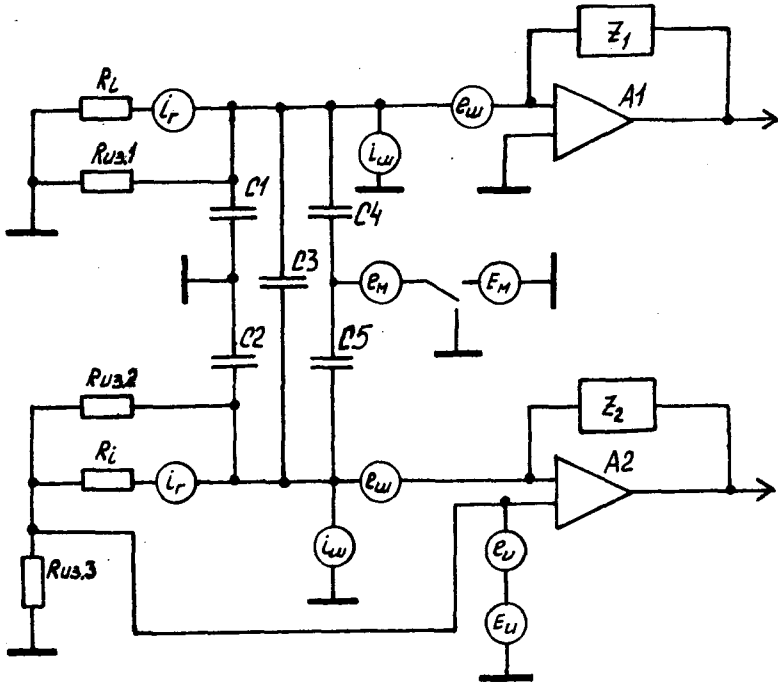


Рис. 3. Эквивалентная схема включения аспириционного конденсатора и ЭМУ.

угольной формы с частотой $f = 1$ Гц и скважностью $Q = 2$, подаваемое на АПК. U_M - измерительное напряжение постоянного тока той же полярности, подаваемое на АИК. E_M и E_M - постоянные составляющие модулирующего и измерительного напряжений. R из. 1, R из. 2 - сопротивления изоляции электродов АИК относительно корпуса; i_T - генерационные токи изоляторов АИК; $i_{ш}$ - паразитный ток усилителей A_1 и A_2 ; $e_{ш}$ - шумы по входу усилителей A_1 и A_2 ; e_M и e_M - шумы источников модулирующего и измерительного напряжений соответственно; Z_1 и Z_2 - измерительные элементы ЭМУ₁ и ЭМУ₂ соответственно.

Оценим влияние паразитных токов на выходные сигналы ЭМУ. В рассматриваемом случае паразитные токи определяются материалом изоляторов АИК и типом входного элемента ЭМУ. При применении лейкосапфирных колец в качестве изоляторов и транзистора 2П305Б на входе ЭМУ постоянная составляющая паразитного тока не превышает 10^{-14} А. Очевидно, применение метода модуляции [3] позволяет исключить влияние этой составляющей паразитного тока. В рабочем диапазоне частот усилителей A_1 и A_2 (от 0 до 10 Гц) их входное сопротивление значительно меньше сопротивления, образованного емкостью АИК C_3 , что исключает возможность перекрестного влияния паразитных источников тока. Поэтому для каждого ЭМУ зависимость части выходного напряжения усилителя, обусловленной паразитными токами, можно записать в виде:

$$U_{i_1} = U_{i_2} = \sqrt{i_T^2 + i_{ш}^2} \cdot Z, \quad (1)$$

где $Z = Z_1 = Z_2$ - измерительный элемент ЭМУ₁, ЭМУ₂.

Определим минимальные значения сопротивлений изоляции R из. 1 и R из. 2, при которых составляющие выходных напряжений усилителей A_1 и A_2 не превышают уровня собственных шумов ЭМУ.

С целью снижения требований к сопротивлению изоляции R из. 2, к которому приложено измерительное напряжение постоянного тока U_M , усилитель A_2 включен по схеме с охраняемым кольцом [3]. Сопротивление R из. 3 при этом может быть достаточно низким, порядка 1-100 МОм. При таком включении A_2 требования к R из. 2 совпадают с требованиями к сопротивлению изоляции R из. 1. Тогда составляющие выходного напряжения усилителей изоляции электродов АИК, R из. 1, можно записать в виде:

$$U_{Ri} = \frac{\sqrt{e_{ш}^2}}{R_{us.i}} \cdot Z_i, \quad (2)$$

где $\sqrt{e_{ш}^2}$ — среднеквадратическое значение собственных шумов ЭМУ по напряжению,

$i = 1, 2$ — номер ЭМУ.

Во избежание превышения значения напряжений U_{Ri} уровня собственных шумов ЭМУ необходимо, чтобы R из $i \gg Z_i$. В рассматриваемом случае в рабочей полосе частот ЭМУ при единичном коэффициенте усиления значение сопротивления элемента обратной связи составляет $Z_i = 10^{11}$ Ом. Примененные в АИК изоляторы из лейкосапфира имеют в нормальных условиях значения сопротивления R из $\gg 10^{16}$ Ом. Поэтому влиянием составляющих выходного напряжения усилителей, обусловленных конечностью значений R из i , в дальнейшем можно пренебречь.

Значительный вклад в шумы усилителей A_1 и A_2 по выходу вносят источники напряжений $e_{ш}$, e_n , e_m . С учетом паразитных емкостных связей для усилителя A_1 средний квадрат шумов по напряжению на выходе усилителя A_1 можно записать в виде:

$$\overline{U_{ш1}^2} = \frac{Z_1^2}{t_g^2} [C_4^2(e_{ш}^2 + e_m^2) + C_3^2(2e_{ш}^2 + e_n^2) + C_1^2 e_{ш}^2] \quad (3)$$

Для усилителя A_2 соответственно:

$$\overline{U_{ш2}^2} = \frac{Z_2^2}{t_g^2} [C_5^2(e_{ш}^2 + e_m^2 + e_n^2) + C_3^2(2e_{ш}^2 + e_n^2) + C_2^2(e_{ш}^2 + e_n^2)] \quad (4)$$

Проанализируем выражение (3) и (4) с целью определения требований к параметрам источников напряжений, подаваемых на АИК и АПК. При реальной полосе пропускания ЭМУ с $f_{гр} = 10$ Гц (интервал дифференцирования $t_g = 0,1$ с) экспериментальное значение $\sqrt{e_{ш}^2}$ не превышает 50 мкВ. При оценке шумов источников напряжений будем исходить из того, что их уровень не должен превышать уровня собственных шумов ЭМУ. Из выражения (3) можно получить выражение для оценки нестабильности напряжения U_m :

$$\sqrt{e_m^2} \leq \frac{\sqrt{e_{ш}^2} \cdot t_g}{Z_1 \cdot C_4} \quad (5)$$

При $Z_1 = R = 10^{11}$ Ом, $C_4 \approx 0,14$ пФ и определенных ранее значений t_g и $\sqrt{e_{ш}^2}$ получим, что для того, чтобы нестабиль-

ность напряжения АПК, $\sqrt{e_{\xi}^2}$, не вызвала погрешности выходного напряжения ЭМУ_I, превышающую уровень собственных шумов усилителя, нужно, чтобы $\sqrt{e_{\xi}^2}$ не превышала 0,36 мВ. Для источника постоянного тока такое требование не является жестким. Однако напряжение U_M — это напряжение переменного тока прямоугольной формы частотой 1 Гц. В моменты переключений напряжения U_M на выходе ЭМУ_I возникает импульс тока. Амплитуда этих импульсов на выходе усилителя может превышать границу его динамического диапазона $U_g = 10$ В. Во избежание этого необходимо, чтобы длительность фронта импульса напряжения U_M при $U_M \approx 100$ В и единичном коэффициенте усиления ЭМУ удовлетворяла в рассмотренном случае условию:

$$\tau \geq \frac{C_4 U_M Z_1}{U_g} \approx 14 \text{ мс} \quad (6)$$

Очевидно, что влияние параметров источника напряжения на ЭМУ₂ будет отличаться от полученных в (5) и (6) для ЭМУ_I в $Z_1 C_4 / Z_2 C_5$ и $Z_2 C_5 / Z_1 C_4$ раз соответственно.

Используя ранее принятые допущения, влияние источника подаваемого на АПК напряжения U_{Π} на параметры ЭМУ_I и ЭМУ₂ можно из (3) для ЭМУ_I представить в виде:

$$\sqrt{e_{\eta_1}^2} \leq \frac{\sqrt{e_{u_{\Pi}}^2} \cdot t_g}{Z_1 \cdot C_3} \quad (7)$$

из (4) — для ЭМУ₂:

$$\sqrt{e_{\eta_2}^2} \leq \frac{\sqrt{e_{u_{\Pi}}^2} \cdot t_g}{Z_2 \sqrt{C_2^2 + C_3^2 + C_5^2}} \quad (8)$$

В разработанной конструкции аспирационного конденсатора (рис. 1) $C_3 = 3$ пф, $C_2 = 30$ пф и $C_5 = 100$ пф. При $\sqrt{e_{u_{\Pi}}^2} = 50$ мкВ, $t_g = 0,1$ с, $Z_1 = 10^{11}$ Ом, $i = 1,2$ среднеквадратические значения шумов источника напряжения U_{Π} не должны превышать (при постоянной составляющей $U_{\Pi} \sim 100$ В) для ЭМУ_I — 17 мкВ, для ЭМУ₂ — 0,5 мкВ. Таким образом, в данном случае скорость нарастания шумов источника напряжения U_{Π} не должна превышать 0,5 мкВ за 0,1 с. Это уже достаточно жесткие требования к параметрам источника напряжения постоянного тока U_{Π} . Снизить эти требования можно за счет конструктивного уменьшения паразитных емкостей C_2 и C_5 .

Таким образом, на основе анализа эквивалентной схемы соединения аспирационного конденсатора с ЭМУ показана воз-

возможность выбора параметров узлов и блоков аспирационного счетчика ионов с модулирующим предварительным конденсатором.

Литература

1. Таммет Х.Ф., Лепшик К.П., Опытный счетчик аэроионов с модулирующим измерительным конденсатором. - Учен. зап. Тартуский гос. ун-т, 1973, вып. 320, с. 20-25.
2. Лепшик К.П., Таммет Х.Ф., Миллер Ф.Г., Сальм Я.Й. Полевой измеритель проводимости воздуха с модулирующим конденсатором. - Учен. зап. / Тартуский гос. ун-т, 1980, вып. 534, с. 80-83.
3. Илюкович А.М. Техника электрометрии. М.: Энергия, 1976. 400 с. с илл.

ON THE CHOICE OF PARAMETERS OF THE ASPIRATION COUNTER OF IONS WITH MODULAR CONDENSER

V. Elinov and A. Sholukh

S u m m a r y

The paper is based on the analyses of the proposed equivalent switch-on scheme of electrometric amplifiers and aspiration condenser with the modular preliminary condenser. The necessity of taking into consideration the influence of sufficiently complex construction of aspiration condenser on the choice of the parameters of nodes and blocks of the aspiration counter of ions with modular condenser is shown.

ИССЛЕДОВАНИЕ ШУМА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СПЕКТРОМЕТРА АЭРОЗОЛЕЙ

А.А. Мирме

Чувствительность электрического спектрометра аэрозоля [1] в первую очередь определяется уровнем собственных шумов. Оптимизация процессов измерения и обработки результатов может дать дополнительный выигрыш, но и она определяется характерным шумом [2]. В последней статье было выдвинуто предположение, что шум на входе спектрометра носит белый характер. Но какой он на самом деле?

Соответствующие исследования шума были проведены со спектрометром на линии с ЭВМ [3]. При этом спектрометр устанавливается в режим отсутствия аэрозоля (режим отрицательной зарядки и без протяжки воздуха).

Нас интересует шум в обычном смысле этого слова, т.е. как стационарный случайный процесс с нулевым средним значением. Измерения проводились дискретно через период T_u , причем $T_u \gg 50$ мсек. Основной характеристикой шума является его автокорреляционная (автоковариационная) функция

$$R(n) = \frac{1}{(N-n)} \sum_{i=n+1}^N U(i) \cdot U(i-n), \quad n = 0, 1, \dots$$

В общем случае измеренные значения $U(i)$ - сигнала, представляющего шум - между собой коррелированы. Время, в течение которого связь наблюдается, равняется примерно $\tau \approx T_u \cdot n_0$, где n_0 - верхнее значение n , до которого $R(n)$, заметно отличается от нуля.

Так как в действительности среднее значение $U(i)$ не равно нулю, то несколько более удобной является структурная функция [4]

$$B(n) = \frac{1}{(N-n)} \sum_{i=n+1}^N [U(i) - U(i-n)]^2,$$

в которой среднее значение роли не играет. Ее легко интерпре-

тировать аналогично функции $R(n)$, имея в виду, что

$$B(n) = 2 [R_0 - R(n)],$$

где $R_0 = D$ - дисперсия шума.

Уже предварительные оценки показали, что дискретность измерения (величина младшего разряда АЦП), равная 1 мВ, вызывает заметный вклад шума дискретизации в общий шум [2]. Она была уменьшена до 0,1 мВ (в пересчете на выход электрометра) путем включения в схему дополнительного усилителя. В дальнейшем величину 0,1 мВ примем в расчетах за единицу.

Эквивалентная схема одного канала спектрометра приведена на рисунке 1.

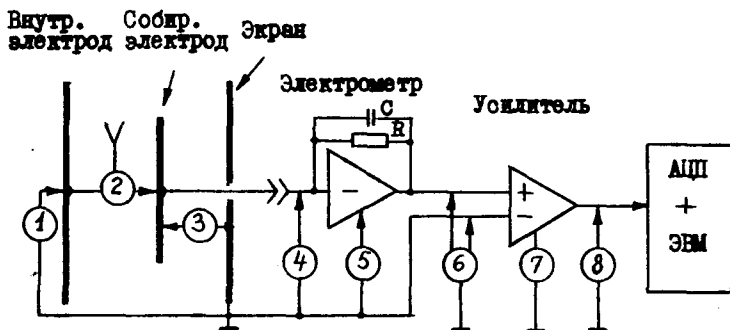


Рис. 1. Схема одного канала спектрометра для измерения шума.

Источники шума обозначены цифрами:

- 1 - ускоряющее напряжение (800 В),
- 2 - ионы в промежутке между внутренним и собирающим электродами (из-за коронного разряда или другие),
- 3 - изолятор собирающего электрода,
- 4 - входной изолятор электрометра,
- 5 - элементы электрометрической схемы,
- 6 - наводки в соединительном кабеле,
- 7 - элементы усилителя,
- 8 - дискретизация сигнала.

Хотя источники 2, 3, 4 и 5 и имеют одинаковую природу, но они разные для разных каналов. Источник 6 практически исключается благодаря введению компенсирующего сигнала на вычитающий вход усилителя.

Оценка шума отдельных источников проводилась путем отключения их от схемы. При этом, если верно предположение о статистической независимости отключенных источников от остальных, общий шум должен уменьшаться на величину шума этих источников.

Первые измерения общего шума показали его явно выраженный белый характер, со временем корреляции порядка всего 0,1 сек (рис. 2), что не согласуется с ранее сделанным предположением [2]. Такому белому шуму с $B \approx 50$ соответствует корреляционная функция, в которой

$$R(0) = D \approx 25$$

что с учетом принятых в работе единиц 0,1 мВ дает средне-квадратичное отклонение шума

$$\sigma = \sqrt{D} = 0,5 \text{ мВ}$$

При заземлении внутреннего электрода (отключаются источники 1 и 2) общий шум уменьшился более чем на порядок (кри-

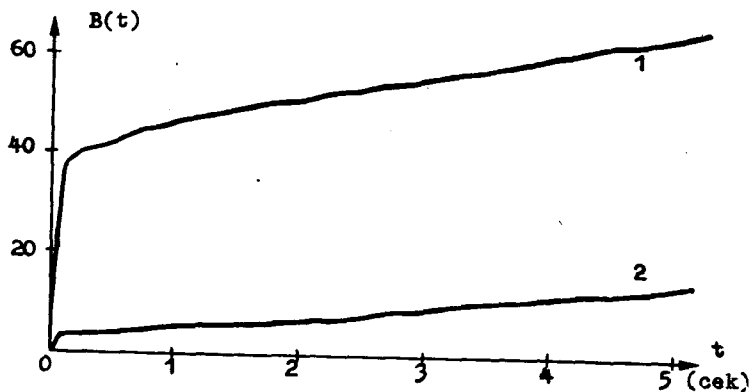


Рис. 2. Структурные функции шума спектрометра в области малых времен.

вая 1 на рис. 3). При отсоединении входа электрометра от собирающего электрода (нет источников 1, 2 и 3) шум становился еще меньше (кривая 2 на рис. 3).

Ясно, что основной шум связан с источником ускоряющего напряжения, а для измерения остального шума и дискретности 0,1 мВ недостаточно.

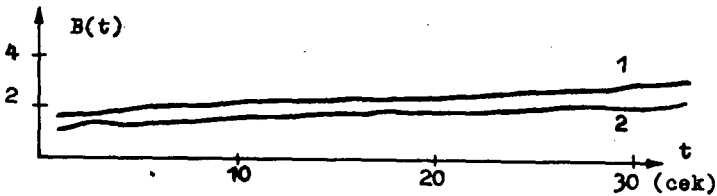


Рис. 3. Структурные функции шума спектрометра с заземленным внутренним электродом (кривая 1) и с отсоединенным собирающим электродом (кривая 2).

Продолжая анализ, отметим, что отделить источники 1 и 2 друг от друга так просто не удастся. Возможность раздельной оценки существует на основе еще одной корреляционной функции, т.н. взаимной корреляционной функции между каналами, так как источник 1 действительно один и тот же для всех каналов и его шум совпадает во всех каналах на 100%. В действительности такая связь обнаруживается только частично, так как не удастся одновременно промерить все каналы, а за доступный нам промежуток времени 50 мсек на один канал уже и шум только что промеренного канала станет наполовину некоррелированным.

В пользу источника 1 говорит соображение, что собственный шум источника 2, который по природе похож на известный дробовой шум электронов, должен сам быть белым. А после электрометра он должен преобразоваться в шум с временем корреляции порядка постоянной времени электрометра ($R \cdot C \approx \approx 50$ сек). В то же время из вида коэффициента передачи шума от источника 1:

$$K = \frac{C_{\text{экв}}}{C} \cdot \frac{j\omega}{\left(j\omega + \frac{1}{R \cdot C}\right)}$$

где $\omega = 2\pi f$ - круговая частота,

$C_{\text{экв}}$ - электрическая емкость между внутренним и собирающим электродами, согласно эквивалентной схеме (рис. 4) вытекает, что в области малых времен и больших частот

$$\left(\omega \gg \frac{1}{R \cdot C}\right)$$

$$K = \frac{C_{\text{экв}}}{C}, \text{ т.е. постоянная.}$$

Следовательно, белому шуму на выходе электрометра соответствует такой же шум источника I, только с увеличенной в

$$\frac{C}{C_{\text{экв}}} = \frac{51 \text{ pF}}{22 \text{ pF}} = 2,3 \text{ раза амплитудой.}$$

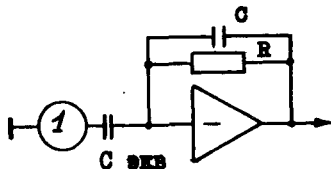


Рис. 4. Схема действия источника I.

После тщательного подбора стабилизирующей схемы и уменьшения выходного сопротивления источника ускоряющего напряжения структурная функция общего шума приобрела вид кривой 2 (рис. 2). Белый шум почти пропал, но теперь вид функции указывает на гораздо более продолжительную, чем ожидаемые 50 с, коррелированность (рис. 5).

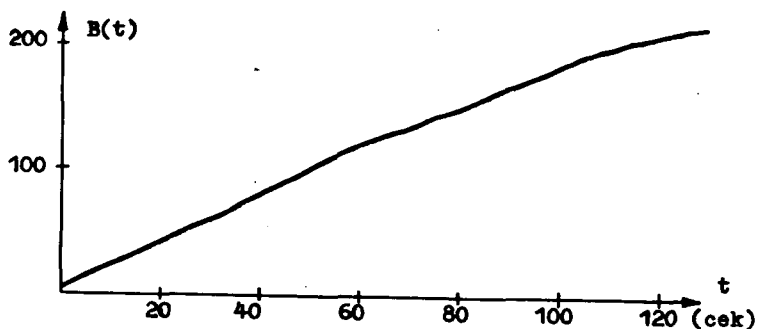


Рис. 5. Структурная функция шума спектрометра в области больших времен.

Причины такого поведения еще расследуются. Вероятно, это не шум, а какой-то медленный дрейф среднего уровня во времени.

Таким образом, исследование структурной функции шума позволяет легко выявить основные источники шума.

Основной составляющей шума в электрическом спектрометре

аэрозоля является шум ускоряющего напряжения. Его улучшение следует продолжить.

Влияние дрейфа на оценку шума необходимо исключить; на точности измерения аэрозоля дрейф может не сказаться.

Время от времени наблюдаются "скачки" и другие разного рода импульсные помехи, которые сильно "портят" оценки шума и которые могут повлиять на точность измерения полезного сигнала.

По известному характеру шума можно прогнозировать чувствительность спектрометра, достигаемую разными алгоритмами измерения, и тем самым проверить оптимальность обработки.

Литература

1. Мирме А.А., Тамм Э.И., Таммет Х.Ф. Электрогранулометр аэрозольных частиц с широким пределом измерения. — Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1981, вып. 588, с. 84-91.
2. Мирме А.А. Об оптимизации измерений электрическим спектрометром аэрозолей. — Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1983, вып. 648, с. 59-72.
3. Мирме А.А. Гранулометр аэрозоля на линии с мини-ЭВМ "Электроника ДЗ-28". — Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1982, вып. 631, с. III-II8.
4. Казакевич Д.И. Основы теории случайных функций и ее применение в гидрометеорологии. Л.: Гидрометеоздат, 1971.

AN EXPERIMENTAL STUDY OF THE NOISE OF AN ELECTRICAL AEROSOL ANALYZER

A. Mirme

S u m m a r y

The paper deals with the measurements of the noise of an electrical aerosol analyzer. The noisiest parts of the analyzer have been determined and measures have been taken to reduce their noise. The results of the measurements carried out before and after the reduction have been presented.

О ФЛИККЕР-ШУМАХ АДсорбционных ПРОЦЕССОВ НА ПОВЕРХНОСТИ

Ю. А. Хямалов

Фликкер-шумами обычно называют флуктуационные явления, спектральная плотность мощности которых описывается выражением вида $1/f^\alpha$ где $\alpha \approx 1$, хотя возможны отклонения α как в ту, так и в другую сторону [1].

Среди работ, связанных с изучением вопросов предельной чувствительности электрометрических усилителей, сложилась ситуация, при которой флуктуационные помехи и помехи интегрального характера – такие как паразитный ток изоляторов и дрейф контактной разности потенциалов, рассматриваются раздельно. Не углубляясь в данной работе в рассмотрение этого вопроса, можно сказать, что такое разделение оправдывается лишь с методической точки зрения.

Источниками флуктуационных помех, ограничивающими чувствительность измерительных усилителей, обычно принимают тепловой шум резисторов, тепловой, дробовой и фликкер-шумы активных элементов [2, 3]. К сожалению, в этих и в других работах, касающихся флуктуационных помех электрометрических усилителей, нет экспериментальных данных об измерениях спектрального состава флуктуационных помех. Кроме того, нигде не указывается на возможность флуктуационных помех адсорбционно-десорбционных процессов на поверхности входных деталей измерительных устройств, а особенно на поверхностях воздушных конденсаторов, в том числе динамического конденсатора.

Есть по крайней мере два экспериментальных факта, указывающих на возможность существования таких помех. Во-первых, в отчете об исследовании вакуумированного входного устройства динамического электрометра [4] помимо основной цели работы – исследования влияния ионизационного излучения на уровень токовых помех – обнаружено сильное увеличение (до десяти раз) флуктуационных помех на записи дрейфа нуля сразу после впуска воздуха во входное устройство по сравнению с уровнем помех до вакуумирования. Уже в работе [4] было выдвинуто предположение о связи увеличения флуктуационных

помех с адсорбционными явлениями на поверхностях динамического конденсатора.

Во-вторых, при записи флуктуационных помех динамических электрометров, в частности в измерительном устройстве, описанного в работе [5], при сужении полосы пропускания амплитуда флуктуационных помех не уменьшается пропорционально с \sqrt{f} , как ожидалось бы для белого шума, а начиная с некоторой полосы пропускания, вообще изменяется незначительно. Анализ входных цепей измерительного устройства показывает, что это не может быть связано с фликкер-шумами входного транзистора.

Различают физическую и химическую адсорбцию, хотя четкой границы между ними поставить невозможно [6]. Принято считать, что при физической адсорбции молекулы газа связываются с поверхностью ван-дер-ваальсовыми силами: ориентационными или поляризационными или дисперсионными [7]. В любом из этих случаев взаимодействие адсорбата с поверхностью является результатом диполь-дипольного взаимодействия. При этом работа выхода за счет адсорбции на единичной поверхности изменяется на величину [8]:

$$\Delta\varphi = 4\pi N_0 \mu, \quad (1)$$

где N_0 — среднее число адатомов или молекул на единице поверхности;

μ — дипольный момент.

Естественно, если число адатомов или молекул флуктуирует вокруг своего равновесного значения N_0 , то флуктуирует и работа выхода $\Delta\varphi$ что в высокочувствительных усилителях может дать свою долю в общий спектр шумов.

Если пренебречь взаимодействием адсорбированных частиц между собой, то адсорбция и десорбция частиц газа происходит независимо друг от друга в случайные моменты времени, являясь таким образом пуассоновским процессом [9]. Рассматривая спонтанные флуктуации скорости адсорбции $a(t)$, т.е. числа частиц адсорбированных в единицу времени на единицу поверхности, можно использовать теорему Карсона [9]. По этой теореме спектральная плотность скорости адсорбции $S_a(f)$ получается равной

$$S_a(f) = 2\bar{a} = 2a_0, \quad (2)$$

где $\bar{a} = a_0$ - среднее значение флуктуации скорости адсорбции. Таким же образом для десорбции можно написать

$$S_d(f) = 2\bar{d} = 2d_0, \quad (3)$$

где $S_d(f)$ - спектральная плотность скорости десорбции;
 $\bar{d} = d_0$ - среднее значение флуктуации скорости десорбции.

В условиях равновесия $a_0 = d_0$.

Рассмотрим в последующем частотную зависимость спектральной плотности флуктуации адсорбированных частиц. Для этого рассмотрим какую-нибудь энергетическую однородную поверхность твердого тела. Пусть на единичной площади этой поверхности адсорбировано N_0 молекул с одинаковым для всех временем жизни τ . Тогда вероятность десорбции N молекул за время dt равно Ndt/τ . Возьмем какой-нибудь отрезок времени t . Пусть $N(t)$ - число молекул, которые не десорбированы за время t и $N(t+dt)$ за время $t+dt$. В таком случае получим следующее равенство

$$N(t+dt) = N(t) - N(t) \frac{dt}{\tau},$$

которое можно привести к виду

$$\frac{dN(t)}{dt} + \frac{N(t)}{\tau} = 0. \quad (4)$$

В уравнении (4) $N(t)/\tau$ выражает разницу скоростей адсорбции и десорбции, т.е.

$$\frac{N(t)}{\tau} = d(t) - a(t).$$

Решением дифференциального уравнения (4) является

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

и функция автокорреляции [9] для $N(t)$ имеет вид

$$\overline{N(t)N(t+s)} = N_0 e^{-\frac{s}{\tau}}$$

Для описания флуктуаций, сопровождавших адсорбционно-десорбционные явления на поверхности, может быть применен ме-

тод Ланжевена [9], заключающийся в том, что записывается макроскопическое дифференциальное уравнение рассматриваемой системы (например, уравнение (4)), и в правую часть его вводится случайная возмущающая функция $H(t)$, описывающая флуктуации в системе.

Пусть эта возмущающая функция $H(t)$ вызывает флуктуацию молекул ΔN , таким образом, $N = N_0 + \Delta N$ и уравнение (4) принимает вид

$$\frac{d\Delta N}{dt} + \frac{\Delta N}{\tau} = H(t), \quad (5)$$

так как

$$\frac{N_0}{\tau} = \alpha_0 - \alpha_0 = 0$$

Функция $H(t)$ по существу является возмущением скоростей адсорбции и десорбции, т.е. $H(t) = \Delta d(t) - \Delta a(t)$. Таким образом, спектральная плотность возмущения $S_H(t)$ является суммой

$$S_H(f) = S_a(f) + S_d(f). \quad (6)$$

Автокорреляционная функция для $\Delta N(t)$ имеет вид

$$\overline{\Delta N(t)\Delta N(t+s)} = \overline{\Delta N^2} e^{-\frac{s}{\tau}}, \quad (7)$$

где $\overline{\Delta N^2}$ - среднее квадратическое значение флуктуации.

Согласно теореме Винера-Хинчина [9] спектральная плотность $S_N(f)$ флуктуации выражается следующим образом:

$$S_N(f) = 4 \int_0^{\infty} \overline{\Delta N(t)\Delta N(t+s)} \omega \cos \omega s ds = 4 \int_0^{\infty} \overline{\Delta N^2} e^{-\frac{s}{\tau}} \cos \omega s ds = 4 \overline{\Delta N^2} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (8)$$

Для выявления сущности $\overline{\Delta N^2}$ нужно ΔN и $H(t)$ разложить в ряд Фурье на отрезке $0 \leq t \leq T$. Подставляя эти ряды в уравнение (5) и учитывая, что $j\omega = d/dt$, получим следующее равенство между коэффициентами Фурье α_n и β_n рядов ΔN и $H(t)$:

$$\alpha_n = \frac{\tau}{1 + j\omega_n \tau} \beta_n, \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

Спектральную плотность $S_N(f)$ находят из следующего выражения [9]:

$$S_n(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} 2T \overline{\alpha_n \alpha_n^*} = \lim_{T \rightarrow \infty} 2T \frac{\tau}{1+j\omega_n \tau} \beta_n \frac{\tau}{1+j\omega_n \tau} \beta_n^* = S_n(f) \frac{\tau^2}{1+\omega^2 \tau^2}, \quad (9)$$

где α_n^* и β_n^* являются комплексно-сопряженными величинами коэффициентов α_n и β_n , а также принято, что $S_n(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} 2T \overline{\beta_n \beta_n^*}$.

Сравнивая выражения (8) и (9), находим, что спектральная плотность возмущения $S_n(f)$ выражается следующим образом:

$$S_n(f) = \frac{4 \overline{\Delta N^2}}{\tau}. \quad (10)$$

Подставляя выражения (2), (3) и (10) в (6), получим

$$\overline{\Delta N} = a_0 \tau = d_0 \tau, \quad (11)$$

где согласно распределению Пуассона $\overline{\Delta N^2}$ заменено средним значением флуктуации, т.е. $\overline{\Delta N^2} = \Delta N$.

Таким образом, спектральную плотность $S_N(f)$ можно представить с помощью выражения (11) в виде:

$$S_N(f) = 4a_0 \frac{\tau^2}{1+\omega^2 \tau^2}. \quad (12)$$

Выражение (12) показывает, что спектральная плотность $S_N(f)$ зависит обратно пропорционально от квадрата частоты. При этом под τ подразумевалось одинаковое время жизни всех молекул на поверхности. Для разных времен жизни τ_i спектральную плотность нужно было бы найти суммированием типа

$$S_N(f) = 4 \overline{\Delta N^2} \sum_i \frac{\tau_i}{1+\omega^2 \tau_i^2}.$$

Аналогичная ситуация возникала при исследованиях спектральной плотности генерационно-рекомбинационного шума полупроводников [10]. Исследования полупроводников по данным книги [10] показали, что в низкочастотной области спектральная плотность меняется не по закону $1/f^2$, а по закону $1/f^\alpha$, где $\alpha \approx 1$. Для преодоления этой трудности Ван дер Зил предложил рассматривать τ в виде экспоненциальной функции [10],

где параметром является энергия.

В исследованиях адсорбционных явлений часто, например в [II], приводится формула Френкеля, характеризующая время жизни адсорбированной молекулы следующим образом:

$$\tau = \tau_0 e^{Q/RT}$$

где τ_0 - период колебания адсорбированной молекулы в направлении перпендикулярно к поверхности;

Q - удельная теплота адсорбции;

R - универсальная газовая постоянная.

τ_0 непосредственно связано с периодом колебаний молекул или атомов поверхности адсорбента, и имеет тот же порядок величины, а именно 10^{-12} - 10^{-14} с [II].

Пусть $g(\tau)d\tau$ является вероятностью того, что время жизни находится в пределах от τ до $\tau+d\tau$ и функция $g(\tau)$ является нормированной. Тогда согласно теореме Карсона спектральная плотность $S_N(f)$ может быть выражена следующим образом [IO]:

$$S_N(f) = \int_0^{\infty} \frac{4\Delta N \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} g(\tau) d\tau \quad (13)$$

Предположим, что все теплоты адсорбции между Q_1 и Q_2 равновероятны, причем Q_1 соответствует время жизни τ_1 и Q_2 - τ_2 . и принимая, что

$$Q = RT \ln \frac{\tau}{\tau_0}, \quad dQ = RT \frac{d\tau}{\tau},$$

получим для функции вероятности

$$\begin{cases} g(\tau)d\tau = \frac{dQ}{Q_1 - Q_2} = \frac{d\tau}{\tau \ln \frac{\tau_2}{\tau_1}}, & \tau_1 < \tau < \tau_2 \\ g(\tau)d\tau = 0, & \tau < \tau_1 \text{ и } \tau > \tau_2 \end{cases}$$

Тогда выполняя интегрирование в выражении (13) с пределами от τ_1 до τ_2 , получим

$$S_N(f) = \frac{4\Delta N}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{d\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} = \frac{4\Delta N}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} \frac{\arctg \omega \tau_2 - \arctg \omega \tau_1}{\omega} \quad (14)$$

Какие значения могут иметь постоянные времени τ_1 и τ_2 ? Разумно было бы выбрать $\tau_1 = \tau_0$, что соответствует соударению без обмена энергией. Относительно выбора τ_2 прямые экспериментальные данные отсутствуют.

Выражение (I4) можно рассматривать в нескольких областях значения $\omega\tau$.

Если $\tau_2 \gg \tau_0$ и $\omega\tau_2 \ll 1$, то

$$S_N(f) = \frac{4\overline{\Delta N}\tau_2}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_0}}, \quad (I5)$$

т.е. спектральная плотность при частотах вблизи нуля имеет постоянное значение. Это вполне обоснованный результат, т.к. при достаточно малом τ_2 автокорреляционная функция (7) быстро убывает.

Если $\omega\tau_0 \ll 1 \ll \omega\tau_2$, то

$$S_N(f) = \frac{2\overline{\Delta N}\tau}{\omega \ln \frac{\tau_2}{\tau_0}} = \frac{\overline{\Delta N}}{f \ln \frac{\tau_2}{\tau_0}}, \quad (I6)$$

т.е. в этой области спектральная плотность $S_N(f)$ изменяется согласно закону $1/f$.

Во всех выражениях (I4) - (I6) $\overline{\Delta N} = a_0\overline{\tau}$, т.е. где $\overline{\tau}$ - среднее время жизни.

В приведенном рассмотрении была предложена энергетическая однородность поверхности, что не совсем хорошо соответствует реально существующей картине. Хорошо известна [I2] довольно сильная энергетическая неоднородность поверхностей. В таком случае приведенное рассмотрение спектральной плотности $S_N(f)$ можно сузить на однородный участок поверхности и принять, что число m выражает количество неоднородных участков поверхности. В таком случае спектральную плотность $S_N(f)$ находят суммированием спектральных плотностей отдельных участков

$$S_N(f) = \sum_{i=1}^m S_{N,i}(f)$$

Во всех рассмотренных выше случаях спектральную плотность флуктуации работы выхода единичной поверхности можно найти при помощи соотношения (I) следующим образом:

$$S_{\Delta\varphi}(f) = 16\pi^2\mu^2 S_N(f)$$

Из вышеизложенного можно заключить, что флуктуации работы выхода поверхностей, являясь причиной флуктуации контактных разностей потенциала между разными поверхностями входных деталей, могут являться источниками низкочастотных помех в чувствительных усилителях.

Литература

1. Нарышкин А.К., Врачев А.С. Теория низкочастотных шумов. М., 1972. - 152 с.
2. Van Nie A.G. Measuring currents down to 10^{-17} A with a low noise level by means of a dynamic capacitor electrometer. - IEEE International Convention Record, 1967, vol. 15, part 8, p. 59 - 65.
3. Родионов Ю.Н. Анализ шумов электрометрических усилителей с динамическим конденсатором. - Измерительная техника, 1970, № II, с. 70-72.
4. Разработка и исследование вакуумированного входного устройства динамического электрометра. Депонированный отчет № Б515485, Тарту, 1976. - 37 с.
5. Хяммалов Ю.А. Некоторые результаты исследования зависимости токовых помех от температуры в динамическом электрометре. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1982, вып. 631, с. 125-132.
6. Хобсон Дж. П. Физическая адсорбция. - В кн.: Новое в исследовании поверхности твердого тела. М., 1977, - вып. I, с. 152-188.
7. Киселев В.Ф. Поверхностные явления в полупроводниках и диэлектриках. М., 1970. 400 с.
8. Калвер Р., Томпкинс Ф. Поверхностные потенциалы и процесс адсорбции на металлах. - В кн.: Катализ: Вопросы избирательности и стереоспецифичности катализаторов. М., 1963, с. 79-151.
9. Ван дер Зил А. Шумы при измерениях. М., 1979. 296 с.
10. Ван дер Зил А. Флуктуационные явления в полупроводниках. М., 1961. 232 с.

11. Де Бур Я. Динамический характер адсорбции. М., 1962. 292 с.
12. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М., 1966. 564 с.

ABOUT THE FLICKER-NOISE OF ADSORPTION PROCESSES
ON SURFACES

J. Hämmälöv

S u m m a r y

Adsorption of gases on surfaces changes their work function. It has been shown mathematically in this paper that fluctuations in the speed of adsorption call forth fluctuations in the work function of surfaces. The spectral density of fluctuations is typical of flicker-noise. These fluctuations in the work function can limit the sensitivity of an electrometric measuring amplifier, in particular in the low-frequency region.

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ

М.Э. Роос, В.Г. Шор

Электрометрический усилитель (ЭМУ) предназначен для измерения малых токов от 10^{-15} до 10^{-9} А при температуре окружающей среды от -20°C до $+50^{\circ}\text{C}$. В приборе предусмотрен полуавтоматическая корректировка нулевого уровня и автоматический выбор пределов измерения.

ЭМУ построен по МДМ-схеме. Измерение тока проводится по падению напряжения на резисторе в цепи параллельной отрицательной обратной связи (ООС). Весь диапазон измерения разбит на 4 поддиапазона с одинаковым перекрытием на стыках.

Функциональная схема прибора приведена на рисунке 1. Входной сигнал поступает на модулятор М, выполненный на электростатическом динамическом конденсаторе ДК-79 [1, 2]. Преобразованный в переменное напряжение с частотой 5,5 кГц сигнал усиливается усилителем переменного напряжения У. Далее происходит выпрямление сигнала синхронным детектором СД и усиление его усилителем постоянного тока УПТ. Последний построен по схеме интегрирующего усилителя и выполняет также роль фильтра синхронного детектора. К выходу УПТ подключен делитель обратной связи β . Прибор охвачен параллельной отрицательной обратной связью по напряжению. Измерительные резисторы R1 и R2 включены между входом прибора и делителем обратной связи. После УПТ вне петли общей ООС включен активный фильтр нижних частот второго порядка ФНЧ, который формирует амплитудно-частотную характеристику ЭМУ на каждом пределе так, чтобы соотношение сигнал-шум оставалось постоянным. После ФНЧ сигнал поступает на преобразователь полярности ПП, который предназначен для преобразования двухполярного выходного сигнала усилителя в однополярный, положительный. Кроме того, он выполняет роль индикатора полярности ИП измеряемого тока. Выход преобразователя полярности является и выходом собственно ЭМУ.

Выходной сигнал ЭМУ используется для управления блоком автоматического выбора пределов, который состоит из компара-

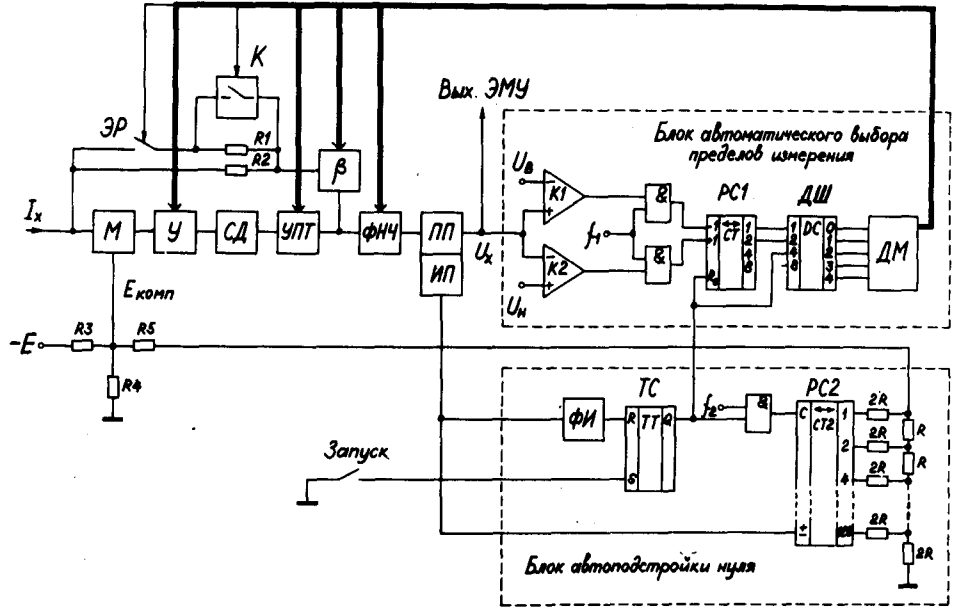


Рис. 1. Функциональная схема ЭМУ.

торов верхней $K1$ и нижней $K2$ границ поддиапазонов, генератора тактовой частоты f_1 (2 Гц), реверсивного счетчика РС1, дешифратора ДШ и диодной матрицы ДМ. Устройство работает следующим образом: если выходной сигнал ЭМУ U_x удовлетворяет условию $U_B > U_x > U_H$, где U_B и U_H — напряжения, определяющие верхнюю и нижнюю границы поддиапазонов, то импульсы тактовой частоты f_1 не проходят на реверсивный счетчик РС1, в котором хранится информация о выбранном поддиапазоне, и он, а также все устройство остаются на выбранном пределе измерения. Если $U_x < U_H$, происходит сложение импульсов в счетчике РС1. Чувствительность прибора при этом повышается. При $U_x > U_B$ импульсы тактовой частоты вычитаются и прибор переключается на более грубые пределы. Состояния счетчика дешифруются дешифратором ДШ. Четырем пределам измерения соответствуют выходы 0, 1, 2 и 3. Выход 4 предназначен для перевода усилителя в режим установки нуля. Сигналы с выхода дешифратора поступают на диодную матрицу ДМ, которая формирует группы сигналов, необходимых для управления работой ЭМУ. В зависимости от выбранного предела в ЭМУ переключаются коэффициент усиления усилителя переменного напряжения U , постоянная времени фильтра синхронного детектора в УПТ, коэффициент отрицательной обратной связи β и частота среза ФНЧ. Кроме того, происходит выбор измерительного резистора ($R2$ или $R2$ и $R1$ параллельно). В режиме установки нуля измерительные резисторы закорачиваются. Все переключения в ЭМУ осуществляются с помощью электронных МОП-ключей (2П301Б, К190КТ2). Исключение составляет лишь электрометрическое реле ЭР, служащее для коммутации высокоомных резисторов.

Для компенсации контактной разности потенциалов (КРП) динамического конденсатора (установки нуля) применяется цифро-аналоговый преобразователь ЦАП, т.к. он значительно превосходит систему с запоминающим конденсатором по стабильности напряжения компенсации $E_{\text{комп}}$. ЦАП построен на реверсивном счетчике РС2 (2х564ИЕ11) и резистивной матрице $R-2R$, которая подключена непосредственно к выходам РС2. Число разрядов счетчика равно 8, т.е. ЦАП позволяет формировать на своем выходе 256 ступенек напряжения от 0 до $U_{\text{пит}}$ (+12,6 В). Выходное напряжение ЦАП делится до необходимой величины $E_{\text{комп}}$ с помощью резисторов $R4$ и $R5$. Резистор $R3$, подключенный к источнику напряжения отрицательной полярности, смещает выходное напряжение ЦАП на половину шкалы. При этом из одно-

полярного формируется биполярный сигнал $E_{\text{комп}}$ (по 128 ступенек каждой полярности).

Для установки ЭМУ на нуль замыкаются контакты "запуск". При этом триггер состояния ТС устанавливается в единичное состояние. Это приводит к появлению на выходе 4 ДИИ сигнала, который осуществляет в ЭМУ переключения, необходимые для его работы в режиме установки нуля. Импульсы тактовой частоты f_2 (20 Гц) начинают поступать на счетный вход реверсивного счетчика РС2. Сигнал индикатора полярности устанавливает РС2 либо в режим сложения, либо в режим вычитания таким образом, что напряжение на выходе ЭМУ начинает ступенчато уменьшаться по абсолютной величине. В момент компенсации КРП меняется сигнал на выходе индикатора полярности. При его любом изменении формирователь импульсов ФИ формирует короткий импульс, устанавливающий ТС в нулевое состояние. Импульсы тактовой частоты перестают поступать в реверсивный счетчик, а ЭМУ устанавливается на самый грубый предел, после чего устройство автоматического выбора пределов измерения адаптирует чувствительность ЭМУ в соответствии с величиной измеряемого тока.

Основные параметры усилителя приведены в таблице I.

Таблица I

Предел измерения по току, А		Полоса пропускания, Гц	Уровень шумов от пика до пика, приведенный ко входу, А
$I_{\text{нач}}$	$I_{\text{кон}}$		
$1 \cdot 10^{-15}$	$6 \cdot 10^{-14}$	0,1	$5 \cdot 10^{-16}$
$2,5 \cdot 10^{-14}$	$1,5 \cdot 10^{-12}$	1	$5 \cdot 10^{-15}$
$6,6 \cdot 10^{-13}$	$4 \cdot 10^{-11}$	10	$2 \cdot 10^{-13}$
$1,6 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-9}$	100	$1 \cdot 10^{-11}$

Необходимо отметить, что общий недостаток всех последовательных систем автоматического выбора пределов измерения, а именно значительное время, затрачиваемое на выбор предела [3], особенно ярко проявляется в электрометрических устройствах, где время установления может достигать десятков секунд. В рассматриваемом ЭМУ грубые пределы имеют большую полосу пропускания, чем чувствительные, однако при измерении импульсных сигналов быстродействие ЭМУ определяется в лучшем случае быстродействием самого чувствительного преде-

ла, т.к. именно на него устанавливается ЭМУ при отсутствии входного сигнала (в промежутках между импульсами). Расширить же полосу пропускания невозможно, т.к. уровень шумов ($5 \cdot 10^{-16} \text{ А}$) на самом чувствительном поддиапазоне уже вплотную приближается к теоретическому пределу (тепловые шумы измерительного резистора 10^{12} Ом в полосе частот $0,1 \text{ Гц}$ составляют от пика до пика 200 мкВ или $2 \cdot 10^{-16} \text{ А}$).

С учетом вышесказанного был разработан второй вариант ЭМУ, рассчитанный на измерение токов в диапазоне от 10^{-15} до $1,5 \cdot 10^{-13} \text{ А}$. ЭМУ представляет собой широкополосный электрометрический повторитель, к выходу которого подключено два устройства, работающих параллельно. Они состоят из масштабных усилителей и фильтров нижних частот. Одно из выходных устройств предназначено для работы в диапазоне входных токов $10^{-15} - 6 \cdot 10^{-14} \text{ А}$ и имеет полосу пропускания $0,1 \text{ Гц}$. Второе - для входных токов $2,5 \cdot 10^{-14} - 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ А}$. Его полоса пропускания 1 Гц . Такое построение усилителя требует двух регистрирующих устройств, однако позволяет реализовать максимальное быстродействие любого из поддиапазонов.

Литература

1. Сакс О.В., Хяммалов Ю.А., Шор В.Г. Динамический конденсатор с электростатическим возбуждением ДК-79. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1980, вып. 534, с. 37-44.
2. А.с. 892493 (СССР). Динамический конденсатор/Сакс О.В., Хяммалов Ю.А. Опубл. в Б.И., 1981. № 47.
3. Прияишников В.А. Интегрирующие цифровые вольтметры постоянного тока. Л., 1976. 224 с.

AN AUTOMATIC ELECTROMETRIC AMPLIFIER

M. Roos and V. Shor

S u m m a r y

The paper presents a description of an electrometric amplifier for measuring direct and slow-changing currents within the range of 10^{-15} to 10^{-9} А . The amplifier is furnished with an automatic selecting system of the measuring ranges and an automanual zero adjusting system. The zero adjusting system acquires its balancing voltage form a digital-analog converter.

ЭЛЕКТРОННАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ВЕЛИЧИНЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО НАПРЯЖЕНИЯ

С.И. Бесхлебный, А.А. Жуков

При исследовании газоразрядных процессов на переменном напряжении высокой частоты большое значение имеет обеспечение постоянства величины напряжения, приложенного к газоразрядному промежутку. Это обусловлено сильной, часто экспоненциальной, зависимостью предразрядного тока от величины напряжения [1-7]. При этом важно не только сохранение среднего значения величины напряжения, но и устранение возможной небольшой модуляции, так как даже кратковременное увеличение или уменьшение напряжения, приложенного к промежутку, может существенно изменить исследуемое газоразрядное явление.

В то же время нестабильность выходного напряжения генератора может быть обусловлена многочисленными причинами: нестабильностью напряжения сети, модуляцией напряжений, питающих отдельные цепи генератора, изменением параметров колебательного контура при изменении температуры и при механических вибрациях, изменением нагрузки выходного контура при исследовании газоразрядного процесса и т.п.

Целесообразно осуществить электронную стабилизацию высокочастотного напряжения по величине напряжения на выходе генератора. Такая стабилизация средней величины напряжения была осуществлена авторами ранее [8]. При хорошем коэффициенте стабилизации эта схема не могла обеспечить устранение модуляции высокочастотного напряжения из-за применения весьма большой постоянной времени (порядка секунды).

В настоящей работе описывается схема для значительно менее инерционной стабилизации величины высокочастотного напряжения генератора.

На рисунке 1 показана блок-схема установки, иллюстрирующая принцип ее работы. Сигнал с выхода генератора (это напряжение снималось с небольшой части катушки выходного контура генератора) поступал на детектор (Д), где преобразовывался в пульсирующее с частотой модуляции напряжение. Для

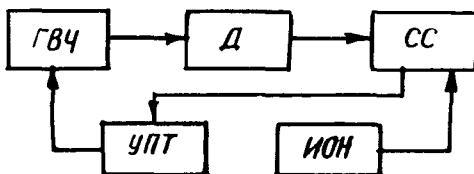


Рис. 1. Блок-схема установки для электронной стабилизации напряжения.

ГВЧ - генератор высокой частоты

Д - детектор

СС - схема сравнения

ИОН - источник опорного напряжения

УПТ - усилитель постоянного тока.

обеспечения правильного соотношения фаз постоянная времени цепи детектора была выбрана достаточно малой для частоты модуляции и достаточно большой, чтобы не пропустить несущую частоту генератора (10^{-4} с.).

Принципиальная схема детектора показана на рисунке 2. В схеме применен контур LC, настроенный на несущую частоту генератора для уменьшения прохождения ВЧ составляющей на выход детектора при относительно малых значениях RC. Этот контур включен как "фильтр-пробка".

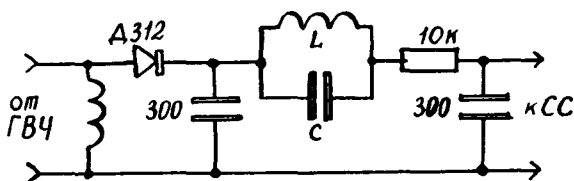


Рис. 2. Блок детектора.

Блок сравнения собран по последовательной схеме компенсации [9]. Сопротивления плеч были выбраны по 100 килоом. В качестве источника опорного напряжения (ИОН) использовалось отрицательное напряжение стабилизированного источника питания УИП-2. На выходе схемы сравнения получался сигнал, повторяющий модуляцию напряжения высокой частоты. Этот сигнал

поступал на вход усилителя постоянного тока (УПТ), состоящего из двух блоков: предварительного усилителя на транзисторах, схема которого приведена на рисунке 3, и усилителя мощности на лампе 6П3С, показанного на рисунке 4. Параметры

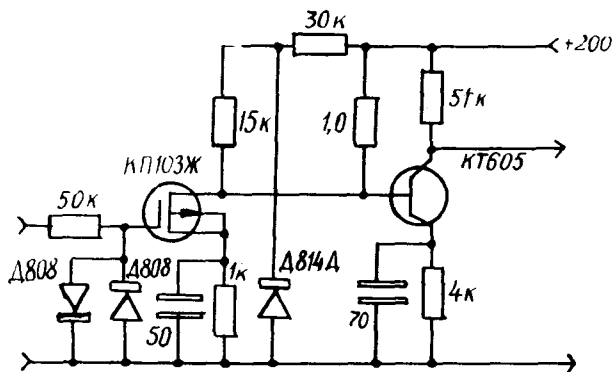


Рис. 3. Предварительный усилитель постоянного тока.

схемы были подобраны в соответствии с тем, чтобы УПТ не только усиливал без искажений достаточно широкую полосу частот, но и вносил бы минимальные фазовые искажения [10, 11]. Усиленный сигнал подавался в противофазе на экранную сетку лампы ГУ-13 оконечного каскада генератора высокой частоты (ГВЧ), как показано на рисунке 4. Таким образом, изменение величины выходного напряжения ГВЧ, вызванное любыми причинами, компенсировалось соответствующим изменением напряжения на экранной сетке ГУ-13.

Однако постоянная времени выходного контура ГВЧ, имеющего высокую добротность, оказалась достаточно большой (около 0,4 мс). Это было проверено при работе генератора в импульсном режиме [12]. Таким образом, полоса пропускания всей схемы в целом была порядка 1000 Гц.

Ниже описывается методика исследования параметров стабилизации, полученных при практическом исполнении данной установки, и приводятся полученные результаты. За коэффициент стабилизации по изменению данного параметра принято отношение изменения напряжения высокой частоты на выходе генератора при определенном изменении параметра без включения стабилизации к соответствующему изменению напряжения при включенной стабилизации. При определении изменений напряжения высокой частоты со стабилизацией использовался компенсационный

метод, схема которого показана на рисунках 4, 5. Результаты, полученные при изменении анодного напряжения выходной лампы ГВЧ, представлены в таблице I.

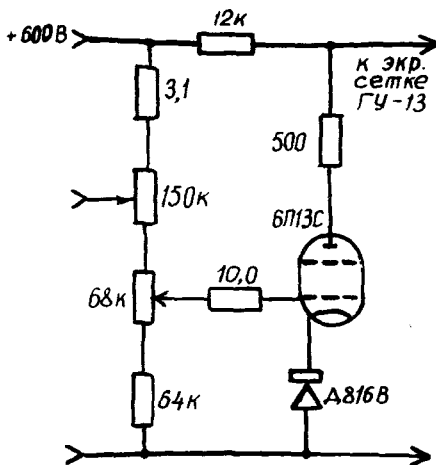


Рис. 4. Оконечный каскад усилителя постоянного тока.

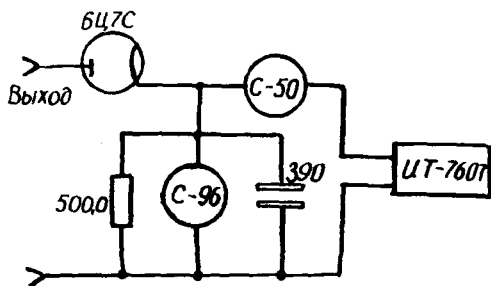


Рис. 5. Компенсационный метод измерения напряжения ВЧ.

Как видно из этой таблицы и как уже отмечалось ранее в работе [8], коэффициент стабилизации изменяется в зависимости от величины раскомпенсации в схеме сравнения и вследствие этого ухода рабочей точки на сеточной характеристике лампы 6П13С. Он достигает максимального значения (50) в середине стабилизируемого диапазона напряжений и уменьшается до 20 к краям этого диапазона.

Таблица 1

Напряжение анода ГУ-13 (В)	Напряжение ВЧ без стабилизации (В)	Напряжение ВЧ со стабилизацией (В)	Коэффициент стабилизации
1500	6150	6280	
1650	6650	6306	19
1800	7000	6315	30
1950	7300	6325	33
2100	7500	6331	31
2250	7750	6339	50
2400	7950	6343	36
2550	8100	6350	23
2700	8450	6365	

В таблице 2 приводятся результаты, полученные при изменении напряжения первичной обмотки трансформатора, питающего накал лампы ГУ-13.

Таблица 2

Напряжение первичной обмотки трансформатора накала ГУ-13 (В)	Напряжение ВЧ без стабилизации (В)	Напряжение ВЧ со стабилизацией (В)	Коэффициент стабилизации
190	5850	6228	
200	5770	6222	13
210	5700	6217	14
220	5600	6216	50
230	5500	6215	30
240	5400	6212	

В таблице 3 приводятся результаты, полученные при изменении напряжения смещения на управляющей сетке лампы ГВЧ.

В таблице 4 приводятся результаты, полученные при изменении сглаживания модуляций величины высокочастотного напряжения, когда включена описанная установка стабилизации.

Измерения проводились на экране осциллографа С1-17 при подаче на него напряжения с выхода схемы сравнения в случае выключения стабилизации и при включении стабилизации. Генератор высокой частоты модулировался по управляющей сетке ГУ-13. Частота модуляции задавалась от звукового генератора

Таблица 3

Напряжение смещения на управляющей сетке ГУ-13 (В)	Напряжение ВЧ без стабилизации (В)	Напряжение ВЧ со стабилизацией (В)	Коэффициент стабилизации
-140	8300	6300	16
-150	7000	6220	17
-160	5800	6290	12
-170	3400	6100	10
-180	1500	5900	

Таблица 4

Частота модуляции ГВЧ (Гц)	Амплитуда модуляции на выходе схемы сравнения без стабилизации (В)	Амплитуда модуляции на выходе схемы сравнения со стабилизацией (В)	Коэффициент уменьшения пульсаций
20	1,0	0,075	13,3
50	1,0	0,075	13,3
100	1,0	0,075	13,3
200	1,0	0,075	13,3
500	1,0	0,2	5
1000	1,0	0,4	2,5
2000	1,0	2,0	0,5
5000	0,3	0,3	1
10000	0,8	0,8	1

типа ЗГ-7А. Коэффициент модуляции на всех частотах был равен примерно 2% при выключенной установке стабилизации.

Как видно, описанная установка сглаживает пульсацию до частот модуляции примерно 200-500 Гц. На более высоких частотах сглаживания нет, а на частоте 2000 Гц модуляция при включении установки даже увеличивается. Так как практически при проведении экспериментов по электрическому разряду в газах мы имеем дело с частотами паразитной модуляции от 100 Гц и ниже, то данная установка вполне обеспечивает стабилизацию и отсутствие модуляции высокой частоты. Для иллюстрации эффекта сглаживания на рисунках 6 и 7 приведены фотографии осциллограмм, полученных с экрана осциллографа СИ-17, когда на его вход подана высокая частота с выхода генератора в

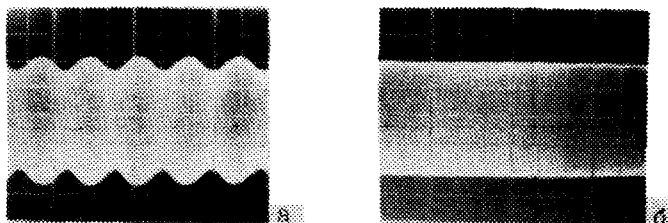


Рис. 6. Осциллограммы модулированного напряжения ВЧ. Частота модуляции 100 Гц. а) стабилизация выключена, б) стабилизация включена.

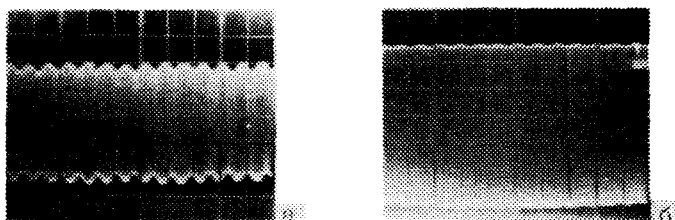


Рис. 7. Осциллограммы модулированного напряжения ВЧ. Частота модуляции 500 Гц. а) стабилизация выключена, б) стабилизация включена.

случае отсутствия и наличия стабилизации. Частота непрерывной развертки осциллографа на всех снимках была близкой к 50 Гц. Видно весьма хорошее сглаживание модуляции частотой 100 Гц (рис. 6) и худшее сглаживание модуляции частотой 500 Гц (рис. 7).

Как видно из описанного выше, при включении установки стабилизации величина выходного напряжения высокой частоты однозначно определяется величиной опорного напряжения, подаваемого на схему сравнения, и мало зависит от изменения любых других параметров. Этим можно воспользоваться для измерения напряжения высокой частоты по величине опорного напряжения. Точность таких измерений будет определяться стабильностью опорного напряжения. Этим же свойством можно воспользоваться для получения на выходе генератора трапецидаль-

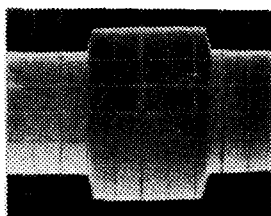


Рис. 8. Радиоимпульс, получаемый при модуляции опорного напряжения меандром частотой 20 Гц.

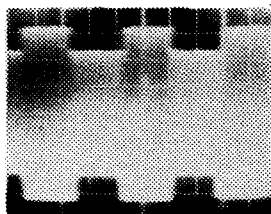


Рис. 9. Радиоимпульс, получаемый при модуляции опорного напряжения меандром частотой 50 Гц.

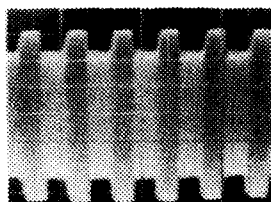


Рис. 10. Радиоимпульс, получаемый при модуляции опорного напряжения меандром частотой 200 Гц.

ных импульсов высокой частоты с плоской вершиной. Для осуществления этого опорное напряжение модулировалось меандром с амплитудой 10 В. На рисунках 8, 9 и 10 представлены фотографии осциллограмм, когда частота меандра была соответственно 20, 50 и 200 Гц. Видны вполне удовлетворительная форма

напряжения ВЧ при модуляции 20 и 50 Гц (рис. 8 и 9) и закругление переднего фронта импульса на частоте 200 Гц.

Выводы. Разработана установка, позволяющая не только удерживать среднюю величину напряжения на определенном уровне, но и сглаживать модуляцию до частот 200–500 Гц.

Показано также, что модуляцией источника опорного напряжения трапециидальными импульсами до частоты 50 Гц можно получить удовлетворительной формы радиоимпульсы с плоской вершиной, что важно для определения начала ВЧ пробоя и других опытов по исследованию газоразрядных процессов.

Данная работа была выполнена в лаборатории газового разряда кафедры общей физики ТГУ.

Авторы благодарят сотрудников этой лаборатории во главе с К.Ф. Куду за предоставление темы исследования и обсуждение результатов.

Литература

1. Леб Л. Основные процессы электрического разряда в газах. М., 1950.
2. Мик Дж и Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М., 1960.
3. Куду К.Ф. О начальных стадиях одноэлектродного ВЧ разряда в атмосферном воздухе. – Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1973, вып. 320, с. 287–307.
4. Корге Х.Й., Куду К.Ф. Напряжение возникновения ВЧ короны на частотах от 25 кГц до 1,4 МГц в промежутке острие–плоскость. – Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1973, вып. 320, с. 308–316.
5. Жуков А.А., Бесхлебный А.И., Бесхлебный С.И. Измерение токов самостоятельного лавинного разряда в промежутке острие–плоскость с платиновым и золотым острием. – В сб.: Вопросы радиофизики. Хабаровск, 1976.
6. Жуков А.А., Бесхлебный А.И., Бесхлебный С.И. Формирование объемного заряда в электрическом поле высокой частоты в разрядном промежутке острие–плоскость в воздухе. – В сб.: Вопросы радиофизики. Хабаровск, 1976.

7. Жуков А.А. Некоторые измерения положительного объемного заряда, создаваемого лавинным несамостоятельным разрядом на переменном напряжении 2,5-40 МГц в воздухе. - Труды научного объединения преподавателей физ.мат. факультетов Дальнего Востока. Хабаровск, 1962, т. 2.
8. Жуков А.А., Бесхлебный А.И., Бесхлебный С.И. Стабилизация больших ВЧ напряжений. - Учен. зап./Тартуск.гос. ун-т, 1977, вып. 409, с. 64-72.
9. Рудницкий Б.Л. Измерение нестабильности электрических напряжений. М., 1969.
10. Усилители с полевыми транзисторами /Под ред. Степаненко И.П. М.: Сов. радио, 1980.
11. Радиотехнические схемы на транзисторах и туннельных диодах. - М.: Связь, 1966.
12. Айтс М.Х., Бесхлебный С.И., Куду К.Ф. Наблюдения за возникновением и развитием световых и токовых импульсов ВЧ короны в диапазоне частот 0,15-1,5 МГц. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1977, вып. 443, с. 21-39.

ON STABILIZING THE HIGH-FREQUENCY VOLTAGE

S. Beskhlebny and A. Zhukov

S u m m a r y

In this paper the HF voltage stabilizing set having a stabilizing coefficient up to 50 is described. This stabilizer enables not only to stabilize HF voltage, but also to clamp modulation up to 500 Hz of frequencies. It is shown that when modulating the bearing voltage with trapezium-shape-voltage pulses one can get radio-pulses of the same shape.

О ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДВИЖНОСТИ ИОНОВ ВОЗДУХА НА ПОБЕРЕЖЬЯХ ВОДОЕМОВ

Л.В. Виснапуу, Р.Э. Приймак, В.И. Арабаджи

При механическом распылении жидкостей наблюдается два типа электризации аэрозольной среды: симметричный и несимметричный. При симметричной зарядке капли приобретают электрический заряд в результате флуктуаций ионов в элементарных объемах распыляемой жидкости. Суммарный электрический заряд аэрозольной среды при этом равен нулю [1]. При несимметричной зарядке аэрозольная среда приобретает заряд, знак которого определяется зарядом наиболее мелких капель [2]. Этот тип электризации известен под названием баллоэлектрического эффекта, проявляющегося в природе при прибое, водопадах [3].

Как показали многочисленные эксперименты [4], баллоэлектрический эффект наблюдается у полярных жидкостей. Интенсивность эффекта, а также полярность преобладающих по количеству зарядов в образующейся аэрозольной среде заметно зависят от примесей в жидкости.

Целью данной работы было оценить объемную плотность заряда и электрической подвижности ионов воздуха, формирующихся при распылении соленой и пресной воды в природных условиях, и их влияние на общий уровень атмосферной ионизации на побережьях водоемов.

Полярную плотность заряда ионов воздуха измеряли на побережьях моря и пресноводного озера с помощью счетчика ионов САИ-ТТУ-66 [5] в диапазоне подвижностей от 10^{-8} до 10^{-4} м² В⁻¹с⁻¹. Относительная погрешность измерений не превышала 20%.

Измерения в случае соленой воды проводили в сентябре 1980 г. на южном берегу Крыма, в поселке Качивели, вблизи уреза воды, при штиле и шторме на море. Температура воздуха во время измерений колебалась в пределах 22–26°C, значения атмосферного давления и относительной влажности воздуха находились в пределах 1006–1018 гПа и 50–80%. Счетчик ионов устанавливали на расстоянии от 5 до 25 м от уреза воды в сторону суши по горизонтали и над зоной прибоя на высоте от 1 до 4 м.

Для всех результатов измерений в Кацивели характерно преобладание положительного заряда над отрицательным с коэффициентом униполярности в пределах от 1,1 до 1,8 при шторме и от 1,1 до 1,2 при штиле. При скорости ветра 10 м/с и более по сравнению со штилевой погодой наблюдали заметный рост заряда ионов при предельной подвижности $10^{-8} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ (в среднем в 1,5 - 2 раза). Для подвижностей порядка $10^{-7} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ плотность заряда ионов при штиле порой превышала соответствующую плотность при шторме. По-видимому, это объясняется тем, что при повышенной турбулентности во время шторма происходит эффективное перемешивание приземного воздуха с мелкими капельками воды, что должно способствовать образованию более тяжелых ионов. На рисунке 1 представлены типичные примеры измеренных значений плотности заряда ионов при шторме и штиле для Кацивели.

Измерения плотности заряда ионов в случае пресной воды проводили в Эстонии на северном берегу озера Выртсъярв (площадь водного зеркала озера 270 км^2 , максимальная глубина 6 м) в июле 1981 г. В дни измерений температура воздуха изменялась в пределах $15-20^\circ \text{ С}$, значения атмосферного давления и относительной влажности находились в пределах 1007-1012 гПа и 70-83 %. При штилевой погоде здесь, как это типично и для воздуха над поверхностью суши, при всех подвижностях наблюдали преобладание положительного заряда ионов над отрицательным с коэффициентом униполярности от 1,7 до 2,0, но при скорости ветра 10 м/с и более положение резко менялось: заряды отрицательных ионов при всех предельных подвижностях приобретали перевес над положительными с коэффициентом униполярности порядка 0,8-0,9, что обусловлено проявлением баллоэлектрического эффекта.

На рисунке 2 представлены типичные примеры измерений плотности заряда ионов при шторме и штиле на берегу озера Выртсъярв. В противоположность результатам, полученным в Кацивели, на озере Выртсъярв, при предельной подвижности $10^{-8} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ плотности заряда положительных и отрицательных ионов при штиле были большими, чем при шторме. При предельной подвижности $10^{-7} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ наблюдали слабо выраженную обратную картину. Плотности заряда легких ионов (предельная подвижность $10^{-5} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$) при штиле и шторме на берегу моря и озера существенно не менялись.

Как видно из рисунков 1 и 2, на морском побережье заметно значительное возрастание плотности заряда ионов воздуха

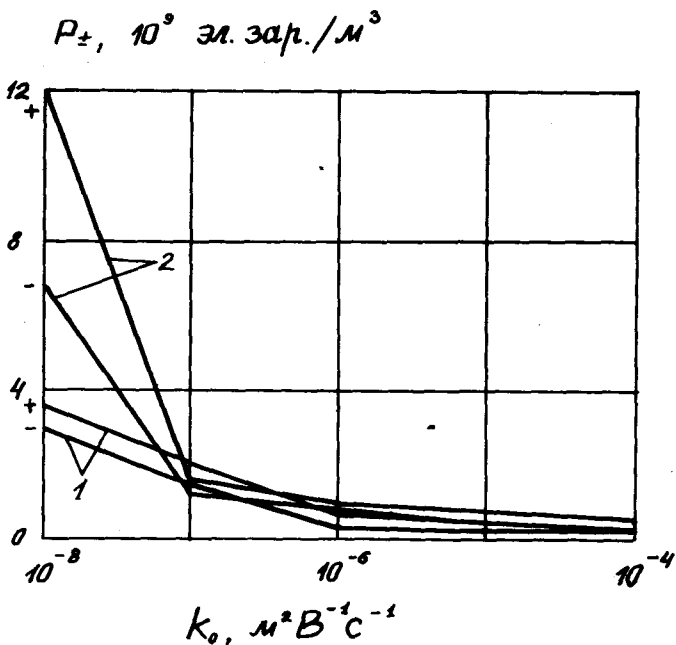


Рис. 1. Показания счетчика ионов (полярная плотность заряда P) при различных предельных подвижностях (K_0) на берегу Черного моря (Кацивели): 1 - при штиле (10 сент. 1980), 2 - при скорости ветра 10 м/с (9 сент. 1980).

при предельной подвижности $10^{-8} m^2 V^{-1} s^{-1}$. На побережье пресноводного озера такого возрастания не наблюдали, но вместе с тем превалирует плотность отрицательного заряда над положительным.

Изменение плотности заряда ионов воздуха при шторме скажется только в непосредственной близости к урезу воды. На

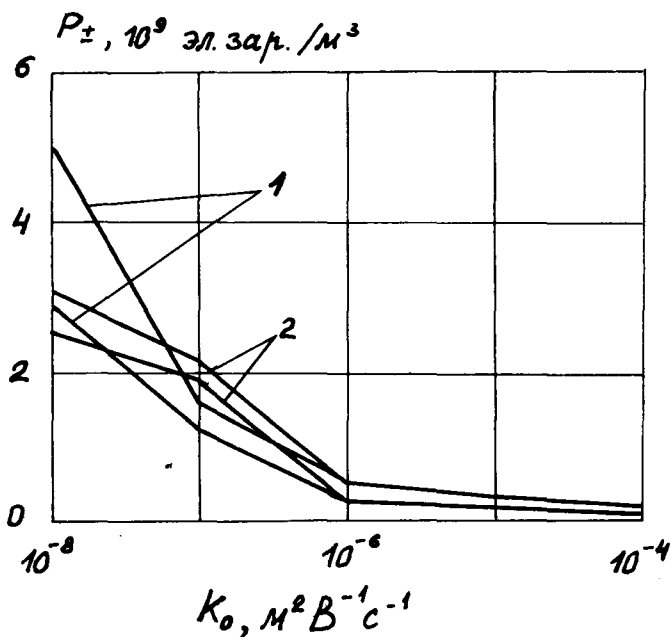


Рис. 2. Показания счетчика ионов (полярная плотность заряда P) при различных предельных подвижностях (K_0) на берегу Виртсъярв: 1 - при штиле (3 июля 1981), 2 - при скорости ветра 10 м/с (2 июля 1981).

расстоянии порядка 200-500 м от берега в сторону суши плотность заряда ионов практически остается неизменной как при штиле, так и при шторме [6-9].

В природе (например, над поверхностью морей и океанов) несимметричная электризация аэрозольной среды (баллоэлектрический эффект) имеет место при вспенивании воды [4, 10, 11]. Таким образом, несимметричная электризация аэрозольной среды

может быть частично объяснена выносом в газовую среду электрического заряда из области внутреннего двойного электрического слоя жидкости при разрушении тонких пленок ее пены. Разрушение тонких пленок пены представляет собой один из наиболее простых и рациональных механизмов, объясняющих явление. Если считать основой баллоэлектрического эффекта разрушение на микрофрагменты тонких пленок пены жидкости, образование маленьких капель из нитей жидкости, возникающих при разрушении пузырьков, то главную роль в электризации аэрозольной среды при распылении полярных жидкостей должны сыграть тяжелые ионы, что находится в согласии с результатами наших измерений.

Дальнейшее выяснение и уточнение параметров баллоэлектрического эффекта может быть полезным для более рационального использования явления в электроаэрозольной терапии. Ввиду того, что при скорости ветра более 8-10 м/с на значительной части поверхности морей и океанов [12] происходит обрушивание волн со вспениванием воды и выносом в приземную атмосферу электрического заряда, баллоэлектрический эффект может оказывать определенное влияние на электрическое состояние воздуха над морем и побережьем. Одна из задач дальнейших исследований - оценить масштабы этого влияния.

Литература

1. Натансон Г.Л. Симметричная электризация капель при механическом распылении жидкостей. - Журн. физ. хим., 1951, т. 25, с. 779-782.
2. Натансон Г.Л. К вопросу о механизме баллоэлектрического эффекта. - Докл. АН СССР, 1950, т. 73, с. 975-977.
3. Lenard P. Über die Elektrizität der Wasserfall. - Ann. d. Phys., 1892, Bd. 46, S. 584-596.
4. Арабаджи В.И. Электричество водопадов. - Природа, 1948, № 8, с. 9-10.
5. Таммет Х.Ф. Счетчик аэроионов САИ-ТТУ-66. - Учен. зап./Тартуский гос. ун-т, 1970, вып. 240, с. 157-163.
6. Темникова Н.С. Аэроионы на Рижском взморье. Л.: Гидрометеоиздат., 1968. 48 с.
7. Грачев В.И. Определение концентрации легких ионов у горных рек и водопадов в районе Эльбруса. - Тр. Инст. эксп. мед. АН Латв. ССР. Рига, 1959, вып. 20, с. 87-96.

8. Портнов Ф.Г., Ланцере А.П. Ионизация воздуха Рижского взморья и влияние воздушных ванн на уровень давления и сосудистый тонус больных гипертонической болезнью и гипотонией. - Тр. Инст. эксп. мед. АН Латв. ССР. Рига, 1959, вып. 20, с. 79-85.
9. Мерзвинская О.В. Характеристика электроаэрозолей, образуемых при баллоэлектрическом эффекте морской воды. - Материалы научно-техн. совещ. "Проблемы электроаэрозолей". Тарту, 1969, с. 43-44.
10. Blanchard D. Charge separation from saline drops on hot surfaces. - Nature, Lond., 1964, vol. 201, p.1164 - 1172.
11. Iribarne J.V., Mason B.J. Electrification accompanying the bursting of bubbles in water and dilute aqueous solutions. - Trans. Faraday Soc., 1957, vol. 63, N 537, p. 2234-2241.
12. Родль Г. Физика атмосферных процессов над морем. М.: Мир, 1968, с. 59-61.

ON CHARGE DENSITY AND AIR-ION MOBILITY
ON COASTS OF WATER BODIES

L. Visnapuu, R. Priiman and V. Arabadzhy

S u m m a r y

The polar charge density of air ions has been measured at limiting mobilities of 10^{-8} to $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ on the southern coast of the Crimea (at the settlement of Katsivelli) and on the coast of the sweetwater lake Võrtsjärv (Estonian SSR) in absence of wind and at a wind-speed of 10m/s and over. The values of the charge density in a storm and on the coasts of both of these bodies of water can be explained by the balloelectric effect at the atomization of water. The influence of the balloelectric effect on the charge density of air ions at distances of 0.2 km and over from the water boundary in the direction of land is insignificant.

О ПОНЯТИИ "СВЕЖЕСТЬ ВОЗДУХА"

Р.Э. Прийман

Понятие "свежесть воздуха" не имеет однозначного определения. Оно скорее всего выражает некое варьирующее в определенных пределах естественное динамическое состояние воздушной среды, обусловленное совокупностью ряда физических, химических и биологических факторов, к которому животный и растительный мир адаптировались в процессе эволюции. Обычно свежим воздухом называют атмосферный воздух, вдали от техногенных и природных источников загрязнения (извержение вулканов, пыльные бури и пр.), участвующий в общем круговороте веществ на Земле и подвергающийся всем природным преобразованиям, происходящим в атмосфере. В этот круговорот вовлечен, естественно, и загрязненный воздух, однако, разнообразные загрязнители, прежде чем быть обезвреженными в процессах самоочищения атмосферы (окисление, осаждение, различные химические превращения), в большей или меньшей мере обуславливают изменение локального физико-химического и/или биологического состояния атмосферы, лишая его природной свежести.

С гигиенического аспекта понятие "свежесть воздуха" характеризуется именно таким комплексным состоянием воздуха, создающим наиболее благоприятные условия для физического и умственного труда, а также для поддержания жизненно важных функций человека.

Свежесть воздуха, как определенное состояние воздушной среды, может быть охарактеризована варьированием в определенных пределах ряда параметров, из которых остановимся на некоторых более важных.

Основной химический состав природного незагрязненного воздуха представляет собой смесь азота, кислорода, водяного пара, аргона, диоксида углерода, неона, гелия, криптона, водорода, оксида азота, ксенона, озона, радона. В воздухе всегда присутствуют аэрозольные частицы природного и промышленного происхождения, а также аэрозольные частицы, образующиеся в результате химических реакций, происходящих в атмосфере.

В результате комплексных исследований физических свойств атмосферного воздуха вдали от промышленных источников загрязнения установлено, что средние интегральные характеристики аэрозольных частиц диаметром менее 0,2 мкм относительно устойчивы и при относительной влажности воздуха менее 90% составляют от общего объема частиц примерно 50% [1]. Следовательно, остальные 50% от всего объема аэрозольных частиц в атмосферном воздухе вдали от источников загрязнения воздуха, падают на частицы, диаметром более 0,2 мкм.

Этой газовой и аэрозольной смеси свойствен определенный уровень ионизации со своими временными и зональными вариациями. Концентрация отрицательных и положительных ионов в атмосферном воздухе (хотя в нижних слоях атмосферы их меньше, чем 10^{-16} долей от общего числа нейтральных молекул) и спектр их электрической подвижности являются одной из более чувствительных характеристик электрического состояния атмосферы.

Следовательно, свежий воздух — это практически незагрязненный вредными и токсичными примесями атмосферный воздух, содержащий некоторое количество аэрозольных частиц диаметром от сотых долей до нескольких сотен мкм, имеющих наличие положительных и отрицательных ионов. Средние концентрации легких положительных и отрицательных ионов над океанами равны примерно соответственно 600 и 500 ион/см³, а у поверхности земли — 480 и 425 ион/см³ [2]. Концентрации тяжелых ионов, в зависимости от концентраций аэрозольных частиц в воздухе, являются более изменчивыми показателями и составляют несколько тысяч ион/см³.

Многими исследованиями установлено, что концентрация аэроионов и спектр их электрической подвижности являются чувствительными индикаторами к изменениям аэрозольного и газового состава атмосферного воздуха [3-6]. Загрязнение воздуха различными химическими соединениями в газовых или аэрозольных фазах приводит, как правило, к увеличению концентрации тяжелых аэроионов и к уменьшению концентрации легких аэроионов.

Однако в данной работе остановимся на противоположном загрязнении воздуха случае. В настоящее время во многих административных, технологических и общественных зданиях применяется кондиционированный воздух. В некоторых технологических помещениях, требующих особой чистоты, воздух очищают дополнительно от аэрозольных частиц, имеющих диаметр более

0,2 мкм. В зависимости от нужд технологии иногда этой очисткой практически полностью удаляют отмеченные фракции аэрозольных частиц. При таких обработках воздуха меняется электрическое состояние и в большей или меньшей мере - содержание примесных ингредиентов воздуха. Воздух, проходя через кондиционер, может загрязняться продуктами химических реакций, происходящих в кондиционере. Так, в кондиционере могут окисляться пыль, образуя дополнительные количества оксида и диоксида углерода, различные газовые выделения из полимерных материалов, образуя формальдегид, фенол, аммиак и пр. В воздухе, проходящем через кондиционер, снижается концентрация положительных и отрицательных первичных легких аэроионов (в основном NO^+ и O_3^-) [7]. Проведенные Губерским и Кореневской исследования показали, что содержание NO^+ после прохождения воздуха через камеру орошения, по воздуховодам и соплам кондиционеров-доводчиков снижается в 6,3, а O_3^- - в 72 раза. В процессе кондиционирования существенно падает концентрация нейтрального озона в воздухе, по данным этих же авторов, в 30 раз [7]. По данным этих же авторов отмечается, что суммарная концентрация аэроионов в кондиционированном воздухе компенсируется за счет ионов паров воды и остается примерно на уровне концентрации ионов в наружном воздухе. Таким образом, в кондиционированном воздухе меняется химическая природа ионов. При дополнительной очистке воздуха на фильтрах оседают аэроионы всех электрических подвижностей, в результате чего воздух непосредственно после очистки практически полностью деионизируется.

В производственных помещениях, в которых технологией продиктована необходимость особой чистоты воздуха, созданы все условия, обеспечивающие необходимую чистоту воздуха, комфортный температурно-влажностный режим и скорость циркуляции воздуха.

Несмотря на сказанное, такая среда лишена в первом приближении четырех экологических факторов, действующих в природной воздушной среде: естественного уровня ионизации воздуха (в то время как в кондиционируемом воздухе частично изменена химическая природа аэроионов, то в кондиционируемом и очищенном воздухе естественная ионизация, как правило, пониженная), естественной концентрации аэрозольных частиц, естественного озонного фона и ультрафиолетового излучения. Кроме того, создается производственный шум от работающих кондиционеров и возможность попадания различных микропримесей в

воздушную среду помещения за счет возможных химических превращений в кондиционерах. Люди, работающие в этих помещениях, жалуются на усталость и плохое самочувствие. При медицинских осмотрах обнаруживаются функциональные сдвиги в ЛОР органах, сердечно-сосудистой и нервной системах. Необходимость комплексного учета влияния всех этих факторов входит в основу улучшения гигиенического состояния воздуха и имеет важное народно-хозяйственное значение.

Этим вопросом занимаются многие коллективы, однако, из работ, сделанных в этой области, явствует, что подробно исследуются только отдельные факторы этой проблемы, а комплексная целостность всей проблемы отодвигается на задний план.

Больше всего исследовано влияние ионной недостаточности на организм человека, хотя до сих пор этот вопрос еще не полностью выяснен. За последние 30 лет опубликовано множество работ по этому вопросу; укажем из них несколько [8-12].

Пионером создания гипотезы о физиологическом действии аэроионов стал Васильев. Он сам, подчеркивая неокончателность своей теории, пытался теоретически объяснить действие аэроионов наличием электрогуморального обмена. Он предполагал, что аэроионы попадают с воздухом в легкие и через мембраны проникают в кровь. Далее отрицательные ионы способствуют повышению заряда коллоидных и клеточных элементов крови и стимулируют биохимические реакции в организме. По мнению Васильева, влияние положительных ионов противоположное. Несколько десятков лет спустя Чернявский выдвинул другую гипотезу, объяснив действие аэроионов на организм изменением состояния основных газов воздушной среды, которые в ионизованном виде приобретают другие физико-химические свойства. Обе гипотезы несовершенны и в некоторой части дополняют друг друга.

Интересно отметить, что эксперименты, проведенные в экранированной камере, в которой уровень ионизации в три раза ниже естественной, при выполнении одинаковой физической работы показали, что в камере усталость наступает в 2-3 раза быстрее, чем в лабораторном помещении [9]. Исследованиями последних лет установлено, что в условиях частично деионизированного воздуха временные колебания относительной влажности и температуры проявляются более резко, чем в аналогичных условиях при естественной ионизации воздуха [13].

В работе Юринова с соавторами установлено, что концент-

рации различных микропримесей в воздухе чистых комнат остаются в среднем на порядок ниже ПДК [14]. Видимо, в этих условиях действие различных физических и химических факторов проявляется сильнее даже при их малой интенсивности. Пока окончательно не исследовано, как влияет на человека многокомпонентная система микропримесей в условиях пониженной ионизованности воздуха и отсутствии естественной концентрации аэрозольных частиц. Возможно, что в таких условиях имеет смысл ввести коррекции в установленные ПДК.

В гигиенических исследованиях обычно о химическом загрязнении судят по концентрации диоксида углерода в воздухе, объясняя динамику повышения концентрации диоксида углерода изменением химического состава, физическими свойствами и увеличением бактериальной загрязненности. В условиях кондиционирования и обезаэрозольвания воздуха при применении различных полимерных материалов этот показатель является недостаточным.

В последнее время исследования, проведенные у нас и за рубежом, показали, что основными носителями свежести атмосферного воздуха являются атмосферный озон на уровне его природного фонового содержания (10-30 мкг/м³) и легкие атмосферные ионы. При этом ряд исследователей считает, что главный акцент свежести атмосферного воздуха падает на наличие в нем микрограммовых количеств озона. Исследования Ю.Д. Губернского и М.Т. Дмитриева подтвердили, что озон в указанном количестве повышает функциональную активность жизнедеятельности животных и людей [15-17].

Хотя проведенные эксперименты не претендуют на завершенность этой проблемы, они свидетельствуют о важной роли ничтожных количеств озона в качестве стимулятора биохимических превращений. Логично, что высокие концентрации озона обуславливают чрезмерно высокую скорость химических превращений в организмах, что, как правило, является для них губительным.

Обобщая проблему о свежести воздуха и причины ее исчезновения, можно констатировать следующее:

1. Свежесть природного воздуха действует как экологический фактор на животный и растительный мир.
2. Факторы, обуславливающие свежесть воздуха, в основном изучены в отдельности или в некоторых сочетаниях друг с другом.

3. Неполностью исследовано физиологическое действие исчезновения этих факторов на организм как в отдельности, так и комплексно. В этом направлении в СССР ведутся серьезные исследования, заслуживающие должного внимания (Губернский, Дмитриев, Скоробогатова, Захарченко и др.).

4. Направление исследований по улучшению гигиенического состояния воздуха должно ориентироваться на компенсацию тех природных факторов в комплексном взаимодействии, которые объясняют такое простое понятие, как свежий воздух.

Литература

1. Смирнов В.В. Электрические факторы чистоты воздуха.—Труды ИЭМ, 1983, вып. 30 (104), с. 64-105.
2. Пшежецкий С.Я., Дмитриев М.Т. Радиационные физико-химические процессы в воздушной среде. М.: Атомиздат, 1978. 181 с.
3. Семенов Н.А. Связь элементов атмосферного электричества с загрязнением воздуха. — Труды I-го всесоюзного симпозиума по атмосферному электричеству. Л.: Гидрометеоздат, 1976. 336 с.
4. Phillips B. et al. An experimental analysis of the effect of air pollution on the conductivity and ion balance of the atmosphere. — J. Geoph. Res., 1955, vol. 60, N 3, p. 289-296.
5. Electrical processes in atmospheres. — Proc. 5-th Intern. Conf. on Atmospheric Electr. Darmstadt, 1977. 550 p.
6. Сальм Я.И., Ихер Х.Р. Исследования спектра подвижности легких аэроионов. — Труды ИЭМ, 1983, вып. 30 (104), с. 116-121.
7. Губернский Ю.Д., Корневская Е.И. Гигиенические основы кондиционирования микроклимата жилых и общественных зданий. М., 1978. 191 с.
8. Krueger A.P., Reed E.J. Biological impact of small air ions. — Science, 1976, vol. 193, №4259, p. 1209 - 1213.
9. Чижевский А.Л. Аэроионификация в народном хозяйстве. М., 1969. 185 с.

10. Вопросы гигиены труда в радиоэлектронной промышленности: [Сборник]. М., 1979. 93 с.
11. Скоробогатова А.М., Тарасова Г.М., Чумаков Г.Ф. Оценка функционального состояния сердечно-сосудистой системы у работающих в условиях различного режима аэроионизации. - Гиг. и сан., 1981, № II, с. 18-21.
12. Лакшин А.М., Оглезнев В.В. О статье А.М. Скоробогатовой, Г.М. Тарасовой, Г.Ф. Чумакова "Оценка функционального состояния сердечно-сосудистой системы у работающих в условиях различного режима аэроионизации". - Гиг. и сан., 1983, № 2, с. 61-63.
13. Чумаков Г.Ф., Зверева М.В. О возможных взаимоотношениях температурно-влажностного и электродинамического режимов в помещениях с кондиционированным воздухом. - В кн.: Медико-биологические проблемы условий труда и здоровья работающих в помещениях по изготовлению микросхем. Л., 1981, с. 18-21.
14. Бринов В.А., Сметанин Г.И., Крейденко А.А. К вопросу о составе атмосферы чистых комнат предприятий электронной промышленности. - В кн.: Медико-биологические проблемы условий труда и здоровья работающих в помещениях по изготовлению микросхем. Л., 1981, с. 21-25.
15. Губернский Ю.Д., Дмитриев М.Т. Атмосферный озон и ионы - основные компоненты свежести воздуха. - Природа, 1976, № 9, с. 26-31.
16. Губернский Ю.Д., Дмитриев М.Т., Исмаилова Д.И. Некоторые гигиенические критерии воздушного комфорта для закрытых помещений. - Гиг. и сан., 1976, № 5, с. 5-6.
17. Эглите М.Э. К вопросу о гигиенической оценке атмосферного озона. Автореф. дис. канд. М., 1967.

ON THE CONCEPT OF FRESH AIR

R. Priiman

S u m m a r y

The concept of "fresh air" has been determined in the paper from the physical and from the chemical aspect. An analysis of the reasons has been carried out why the air in enclosed conditioned rooms (where the air is to a larger or to a smaller extent cleaned from the substances in the disperse phase) loses its freshness.

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ ГЕТЕРОЦИКЛОВ, СОДЕРЖАЩИХ
АТОМЫ КИСЛОРОДА И СЕРЫ. II. ТРИМЕТИЛЕНСУЛЬФИТ

К.Т. Пихлая, Н.В. Виллем, Я.Я. Виллем

Молекула триметиленсульфита подробно изучена с точки зрения её конформации. В течение последних 10–15 лет опубликовано более 40 работ о пространственной структуре этого соединения [1]. Нами измерен ФЭ-спектр и сделана попытка объяснения орбитального строения триметиленсульфита (рис. 1).

Исследование электронного строения сульфоксидов методом ФЭ-спектроскопии проведено Боком и Солоуки [2]. Для молекулы диметилсульфоксида (ДМСО) $(\text{CH}_3)_2\text{SO}$ установлен следующий порядок первых трёх орбиталей: n_S , π_{SO} и n_O . Замена атома серы углеродом приводит к молекуле ацетона, для которой три верхних заполненных МО согласно их контурам [3] являются "декартовыми" р-орбиталями кислорода с небольшими вкладами от аналогичных р-орбиталей углерода. Благодаря высокой электроотрицательности (по Полингу 3,5) атом кислорода как будто "заполняет" свои неполные 2р-уровни, оттягивая от карбониль-

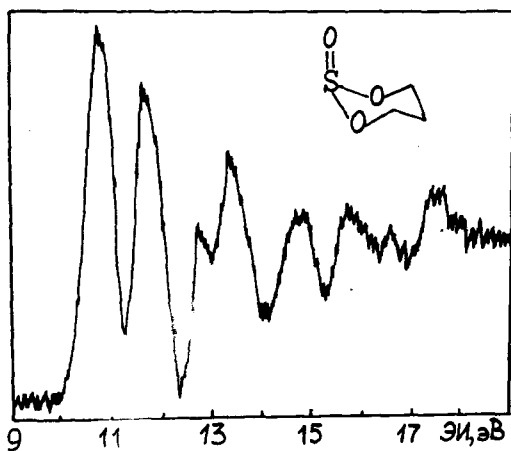


Рис. 1. ФЭ-спектр триметиленсульфита.

ного углерода его два $2p$ -электрона. Остальные 9 МО используются для σ -связывания, при этом C-C связи обеспечиваются $2s$ -электронами углерода, а C-O связь - глубоколежащей $2s$ -орбиталью атома кислорода.

В ФЭ-спектре ДМСО наблюдается две полосы при 9,01 эВ и 10,17 эВ вместо одной с энергией 9,72 эВ - n_0 в ацетоне. Следующие шесть полос для обеих молекул поразительно точно совпадают по энергиям. На первый взгляд кажется, что это можно объяснить тем, что атом серы имеет одинаковую с углеродом электроотрицательность (2,5), а по количеству электронов она вносит дополнительно два $3p$ -электрона, ионизации которых и соответствует полоса при 9,01 эВ. Однако, подобно большинству элементов третьего и следующих периодов, сера не склонна к образованию π -связей обычного типа. Стандартное объяснение для $S=0$ связи дается расширением валентной оболочки серы путем перехода н.э.п. кислорода на свободную d -орбиталь серы, т.н. $p_d - d_{\pi}$ -перекрывание. Этим объясняют и пирамидальное расположение связей у атома серы. Как показали исследования последних лет [4], вопрос об участии виртуальных d -орбиталей является прежде всего вычислительным и не имеет сильно выраженного физического характера.

Образование $S=0$ связи происходит путём реакции окисления сульфидов до соответствующих сульфоксидов. Поэтому проведём сравнение орбитальных структур Me_2S [5] и Me_2SO [2] (рис. 2). В Me_2SO σ -связь между атомами серы и кислорода образуется за счёт н.э.п. серы (в Me_2S это орбиталь $2b_1$ при $ЭИ_{\Gamma} = 8,65$ эВ) и незанятой $2p$ -орбитали атома кислорода. Возникшая дипольная σ -связь стабилизируется на 3,9 эВ относительно $2b_1$ в сульфиде и соответствующая полоса $7a'$ появляется при энергии 12,57 эВ. Образование σ_{SO} -связи с помощью $2b_1$ орбитали, которая перпендикулярна плоскости C-S-C, хорошо объясняет пирамидальную геометрию ДМСО. Диэдральный угол между $S=0$ связью и C-S-C 118° . Отклонение от прямого угла связано со стерическим отталкиванием метильных групп. "Собственные" четыре $2p$ -электрона кислорода остаются на двух орбиталях, перпендикулярных σ -связи. Они образуют несвязывающие и связывающие комбинации с сульфидными орбиталями симметрии $4a_{\Gamma}$ и $3b_2$. Последние имеют энергетический интервал 1,4 эВ, что сохраняется и при возникновении верхних орбиталей в ДМСО - $3a'$ и $5a''$. Эти орбитали образуют $\pi_{S=O}$ -связь в двух плоскостях, но локализованы в большей части на атоме кислорода. По рентгенокристаллографическим данным [6] $3a'$ имеет боль-

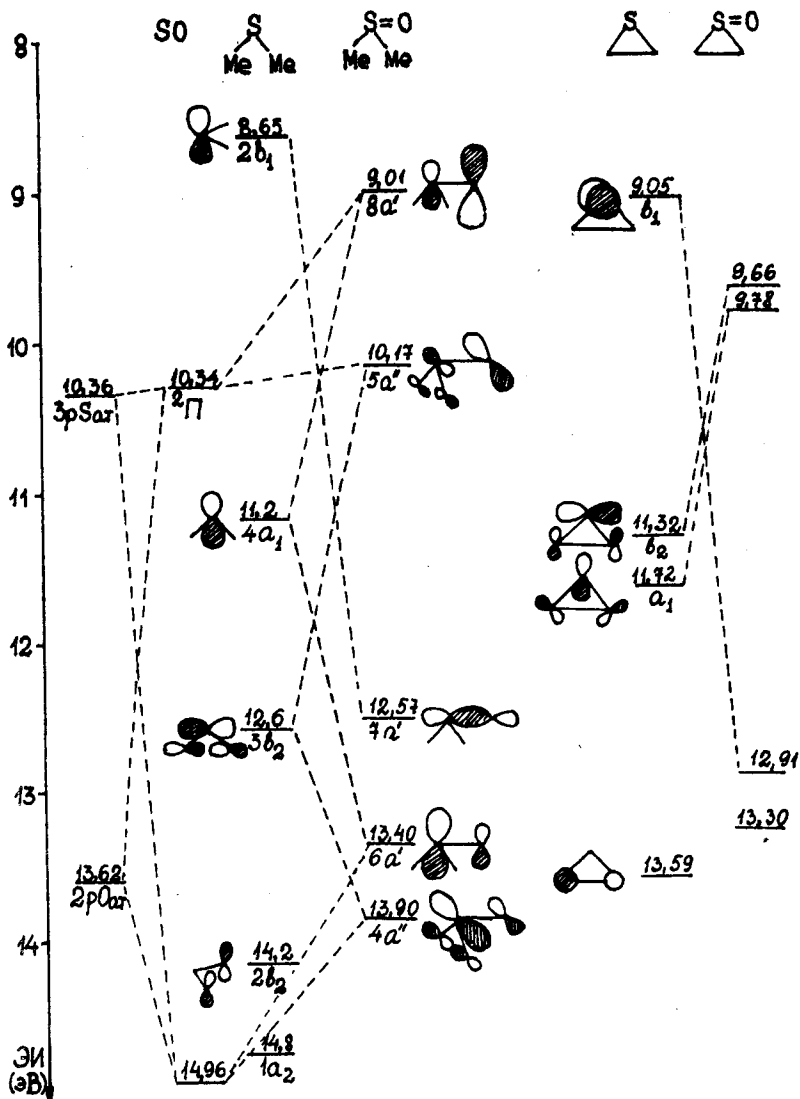


Рис. 2. Диаграмма образования МО в сульфоксидах.

ший вклад от орбитали серы типа a_1 . В свою очередь связывающие комбинации $6a'$ при 13,40 эВ и $4a''$ при 13,90 эВ в основном локализованы на атоме серы, при этом в $4a''$ имеется существенный вклад и от углеродов метильных групп.

Следует отметить, что в циклических сульфоксидах энергетический интервал между a' и a'' н.э.п. сульфоксидного кислорода такой же, как между a_1 и b_2 орбиталями серы в соответствующих сульфидах. В тиоуреке [7] он составляет 0,4 эВ, при переходе к этиленсульфоксиду [2] 0,12 эВ (рис. 2), в тетрагидротиофене [7] 0,96 эВ, а тетраметилсульфоксиде [2] 0,98 эВ.

Аналогично объясняется переход от фосфинов к фосфиноксидам, когда к т.н. н.э.п. фосфора присоединяется атом кислорода и энергия образующейся орбитали $\sigma_{P=O}$ -связи увеличивается на несколько эВ. Две кислородные н.э.п. образуют одну вырожденную орбиталь, которая при большинстве фосфиноксидов является ВЗМО. Этого не наблюдается в ДМСО, где орбитали $8a'$ и $5a''$ имеют разницу в энергии 1,16 эВ.

Рассматривая строение сульфоксидной группы, авторы работы [2] исходят из свойств симметрии и строят МО как линейные комбинации электронных пар, которые окружают атом серы. Приводится корреляционная диаграмма Уолла для орбитальных энергий ДМСО по данным расчёта методом ПДП/2 при изменении углов $\angle CSC$ и $\angle CSO$ в пределах от 90° до 120° . При плоской геометрии C_{2v} (углы 120°) два первых уровня сильно различаются по энергиям, уменьшение углов сопровождается их сближением и при углах 90° эти энергии становятся равными. Реально в ДМСО углы различные - $\angle CSC = 96,4^\circ$ и $\angle CSO = 106,7^\circ$, при этом орбитали удалены друг от друга и локализованы: n_S - дает несимметричную полосу с резким подъёмом, а n_O - с более широким симметричным контуром.

Заменяя в ДМСО метильные группы метоксигруппами, получим молекулу диметилсульфата $(MeO)_2SO$ [2]. Введение двух атомов кислорода приводит к стабилизации двух верхних уровней (первого на 1,24 эВ и второго на 0,78 эВ) (рис. 3). Метильные группы в этой молекуле расположены преимущественно в транс-транс-положениях [8]. Обусловленное ими возмущение, по-видимому, имеет различный вклад в две верхние орбитали, что может быть одной из причин расщепления последних на 0,7 эВ. Это составляет 60% от соответствующей величины в ДМСО.

Диметилкарбонат $(MeO)_2CO$ [9-II] является плоской молеку-

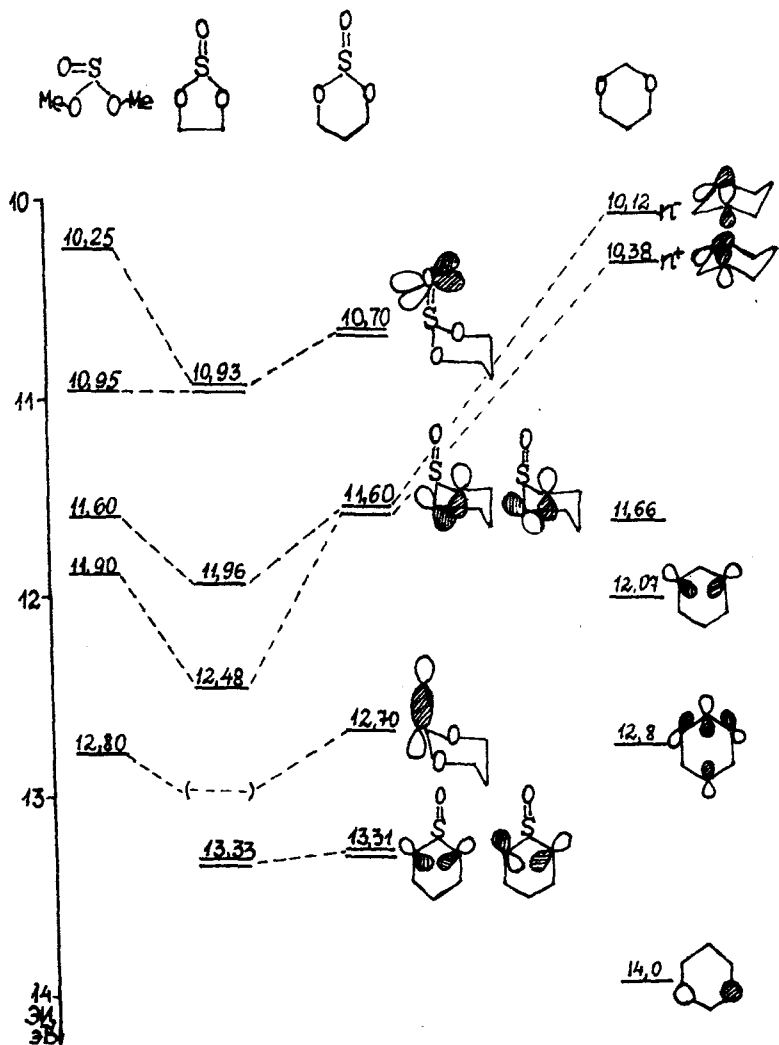


Рис. 3. Диаграмма энергетических уровней и вид МО в триметилсульфите.

лой. Геминальные кислороды образуют "-" и "+" комбинации с расщеплением на 0,45 эВ. Их электроноакцепторное действие увеличивает ЭИ n_0 относительно ацетона на 1,28 эВ. В то же время $\pi_{C=O}$ -орбиталь стабилизируется только на 0,3 эВ. Это может быть объяснено сопряжением с н.э.п. геминальных кислородов, которые параллельны $\pi_{C=O}$ -орбитали.

В диметилсульфите происходит стабилизация уровней геминальных кислородов относительно диметилкарбоната в среднем на 0,4 эВ, и одновременно сопровождается уменьшением их расщепления на треть. При пирамидальной геометрии молекулы изменяются взаимодействия геминальных кислородов как между собой, так и со сульфоксидным кислородом.

Прежде чем перейти к рассмотрению ФЭ-спектра триметиленсульфита, сравним спектры этиленкарбоната $\begin{matrix} \square \\ \text{O} \end{matrix} > C=O$ [9-12] и этиленсульфита $\begin{matrix} \square \\ \text{O} \end{matrix} > S=O$ [2]. В отличие от других рассмотренных соединений, спектр этиленкарбоната имеет широкую первую полосу с адиабатической ЭИ, равной 10,40 эВ и простирающуюся до 12,3 эВ. На начальном пологом подъеме видна колебательная структура. Ионизация приводит к сильным изменениям геометрии пятичленного напряженного цикла. Полоса соответствует ионизации н.э.п. всех трёх кислородов, которые образуют сопряжённую систему.

В этиленсульфите первые две орбитали настолько сблизились, что дают одну полосу в спектре при 10,93 эВ. Комбинации н.э.п. геминальных кислородов расщепились по энергии на 0,52 эВ, их энергии увеличились в среднем на 0,6 эВ относительно этиленкарбоната. Следует отметить, что в пятичленном цикле 1,3-диоксолана [13] энергетическое расщепление н.э.п. кислородов составляет 0,55 эВ.

Начальная часть измеренного нами спектра триметиленсульфита (рис. 1) содержит две интенсивные, симметричные полосы с полушириной 0,7 эВ. Первая из них при $ЭИ_I = 10,7$ эВ соответствует вырожденной орбитали обеих н.э.п. сульфоксидного кислорода. По данным ПМР спектроскопии конус экранирования $S = 0$ связи в триметиленсульфите такой же как у тройной связи $-C \equiv C-$ [14]. Это показывает, что электронные облака двух перпендикулярных p -орбиталей сливаются как и в молекуле этилена, образуя одно цилиндрическое электронное облако вокруг линии, соединяющей ядра s и O . Аксиальное направление $S = 0$ связи обуславливает удалённое расположение сульфоксидного кислорода от геминальных кислородов и уменьшает взаимодействие "через пространство". Относительно этиленсульфита

первая полоса дестабилизирована на 0,23 эВ. Вторая полоса при $ЭИ_2 = 11,6$ эВ обусловлена ионизацией н.э.п. обоих геминальных кислородов. Угол между соответствующими двумя $2p$ -орбиталями кислородов равен приблизительно 60° . В молекуле 1,3-диоксана [13] комбинации кислородных н.э.п. также образуют полосу с полушириной около 0,7 эВ, но при этом можно выделить два максимума с расщеплением на 0,25 эВ.

Уместно отметить, что в ациклической молекуле $(MeO)_2 \cdot MeP(O)$ расщепление между комбинациями н.э.п. метоксильных кислородов 0,62 эВ, а в шестичленном цикле $\langle \overset{O}{\text{C}} \rangle P(O)Me$ имеется только одна полоса, соответствующая вырожденным уровням н.э.п. геминальных кислородов.

Рентгеноэлектронное исследование $o1s$ -уровней в сульфитном эфире $O = S \langle \overset{O}{\text{C}} \rangle S = O$ [15] также подтверждает неэквивалентность кислородов и показывает, что кислород связи $S = O$ ($ЭИ(o1s) = 532,2$ эВ) является на 0,2 - 0,3 единицы заряда более отрицательным, чем кислород в $C-O-S$ ($ЭИ(o1s) = 533,6$ эВ).

Третья полоса при 12,70 эВ меньше по интенсивности и принадлежит орбитали $\sigma(S = O)$ связи. Она ортогональна орбиталям первой полосы. Её энергия мало зависит от расположения геминальных кислородов, поэтому при всех сульфоксидах она меняется в узком интервале. На третью полосу налагается четвёртая с максимумом при 13,31 эВ. Она образуется за счёт ионизации орбиталей геминальных кислородов с фрагментной симметрией a_1 и имеющих вклады от атома серы.

Полное число МО в валентной оболочке триметиленсульфита 21. Рассмотренные выше 7 МО состоят из $2pO$ и $3pS$ -электронов. Одна орбиталь из электронов сульфитного фрагмента делокализована по шестичленному кольцу. Следующие шесть МО локализованы преимущественно на пропильном фрагменте и образованы из $2pC$ и $1sH$ -электронов, обеспечивая преимущественно $C-H$ σ -связь. Верхняя из них, по-видимому, попадает в полосу между 13 и 14 эВ. Следующие сгруппированы в полосах с максимумами при энергиях 14,77; 15,68; 16,63 и 17,7 эВ. Глубоколежащие (ниже 30 эВ) три МО, составленные из $2sO$ -электронов, участвуют в σ -связывании скелета сульфитного фрагмента. Четыре орбитали из $2sC$ -электронов пропильного фрагмента с $3sS$ -электронами образуют полосы в области энергии 17-25 эВ.

Литература

1. Pihlaja K., Pasanen P. Oxathiacyclanes: preparation, structure and reactions. - The chemistry of functional groups, Suppl. E / Ed. Patai S., Wiley, 1981, ch. 18, p. 821-858.
2. Bock H., Solouki B. Photoelektronenspektren und Moleküleigenschaften. XXXV. Sulfoxide X_2SO - Beispiele für den Nutzen von Korrelationsdiagrammen bei der Diskussion von Substituenteneffekten und von geometrischen Störungen. - Chem. Ber., 1974, Bd. 107, N 7, S. 2299-2318.
3. Jorgensen W.L., Salem L. The Organic Chemist's Book of Orbitals. - N.Y: Academic, 1973.
4. Степанов Н.Ф. Квантовая химия и проблема строения простых молекул. - В кн.: Химия нашими глазами /Под. ред. Герасимова Я.И. - М.: Наука, 1981. - 528 с.
5. Mollere P., Bock H., Becker G., Fritz G. Photoelectron spectra and molecular properties. XXI. Dimethylsulfide, methyl silyl sulfide and disilylsulfide. - J. Organometall. Chem., 1973, vol. 61, p. 127-132.
6. Мазалов Л.Н., Кматов В.Д. и др. Рентгеновские спектры молекул. Новосибирск: Наука, 1977. - 331 с.
7. Brouant P., Llopiz P., Maire J.C. Interprétation CNDO des spectres photoélectroniques HeI d'hétérocycles soufrés saturés. - Spectra 2000, 1979, vol. 7, N 52, p. 44-47.
8. Ремизов А.Б., Бутенко Г.Г. Внутреннее вращение и конформации молекул сераорганических соединений. - В кн.: Конформационный анализ элементоорганических соединений. - М.: Наука, 1983, с. 228-261.
9. Meeks J.L. et al. Photoelectron spectroscopy of carbonyls. Ionization assignments. - Chem. Phys. Lett., 1975, vol. 30, N 2, p. 190-194.
10. Wittel K. et al. Photoelectron spectra and molecular properties. XLVIII. Carbonates and thiocarbonates. - Z. Naturforsch., 1975, Bd. 30b, S. 862-874.
11. Mc Glynn E.F., Meeks J.L. Photoelectron spectra of carbonyls, carbonates, oxalates and esterification effects. - J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom., 1976, vol. 8, p. 85-97.

12. Jinno M., Watanabe I. et al. HeI photoelectron spectra of ethylene carbonate and related compounds. - Bull. Chem. Soc. Japan, 1977, vol. 50. N 3, p. 597-603.
13. Sweigart D.A., Turner D.W. Lone pair orbitals and their interactions studied by photoelectron spectroscopy. II. Equivalent orbitals in saturated oxygen and sulfur heterocycles. - J. Amer. Chem. Soc., 1972, vol. 94, N 16, p. 5599-5603.
14. Virtanen T., Nikander H., Pihlaja K., Rahkamaa E. Conformational analysis - XXI. ^1H NMR conformational study of alkyl-substituted 2-oxo-1,3,2-dioxathianes. - Tetrahedron, 1982, vol. 38, N 18, p. 2821-2830.
15. Зигбан К. и др. Электронная спектроскопия. М.: Мир, 1971. 493 с.

PHOTOELECTRON SPECTRA OF HETEROCYCLIC COMPOUNDS WHICH
CONTAIN ATOMS O AND S. II. TRIMETHYLENE SULPHITE

K. Pihlaja, N. Villem and J. Villem





S u m m a r y

The electronic structure of trimethylene sulphite has been studied, using He I photoelectron spectroscopy. The peaks of spectrum are assigned on the basis of comparisons with parent compounds and qualitative MO models. Below 14eV spectrum exhibits four bands with IEs 10.70 eV, 11.60 eV, 12.70 eV and 13.31 eV. The 1st band corresponds to the ionization of lone pairs of sulfoxide oxygen atom. PE spectrum of trimethylene sulphite does not show splitting lone pairs of cyclic oxygens (2nd band). Two other overlapping bands are assigned to ionization $\sigma_{\text{S=O}}$ -bond and to orbitals, containing combinations of 2p₀ electrons of cyclic oxygens with local symmetry a_1 .

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ ЦИКЛИЧЕСКИХ ФОСФИНОВ

Н.В. Виллем, Я.Я. Виллем, О.В. Сакс

Межорбитальное отталкивание в ациклических молекулах определяет оптимальную геометрию с наименьшим перекрытием орбиталей. Замыкание двух алкильных заместителей с образованием цикла фиксирует геометрию молекулы более жёстко. Межатомные расстояния при этом могут измениться мало, происходит существенное изменение углов. Это отражается на энергетической структуре валентной оболочки. Особенный интерес представляют циклы, содержащие гетероатомы, где неподелённые электронные пары (н.э.п.) взаимодействуют "через пространство". Наиболее полную информацию о характере заполненных молекулярных орбиталей (МО) валентной оболочки даёт метод фотоэлектронной спектроскопии [1].

На рисунке I приведены ФЭ-спектры (He-I) триэтилфосфита $P(OEt)_3$ (I) и его циклических аналогов  (II),  (III), а также $(MeO)_2PCl$ (IV),  (V) и  (VI). Значения энергий ионизации (ЭИ) исследованных соединений представлены в таблице I.

Идентификация полос в спектре соединения I выполнена на основании данных для $P(OMe)_3$: 9,22 эВ- n_p , 10,54 эВ- n_0 (а), II, II+II,3 эВ- n_0 (е) в предположении C_3 симметрии [2]. Однако в последних работах Уорли с соавторами отдаётся предпочтение конформации данной молекулы при симметрии C_1 [3, 4]. В этом случае верхней занятой МО также является н.э.п. атома фосфора n_p , но ионизации шести кислородных н.э.п. (по две от каждого атома) соответствуют шесть перекрывающихся полос в области 10,5–13,0 эВ. Введение Et-группы вместо Me не приводит к изменению геометрии молекулы, а также ФЭ-спектра и лишь незначительно (0,2 эВ) уменьшает ЭИ. В свою очередь сходство спектров и близость значений ЭИ (табл. I) даёт основание сохранить указанное выше приписание полос в области 8–12 эВ и для цикла II. Таким образом, первый пик $ЭИ_I = 9,37$ эВ обусловлен ионизацией орбитали, основной вклад в которую даёт н.э.п. фосфора. Следующие полосы соответствуют ионизации н.э.п. атомов кислорода. При переходе к III спектр ста-

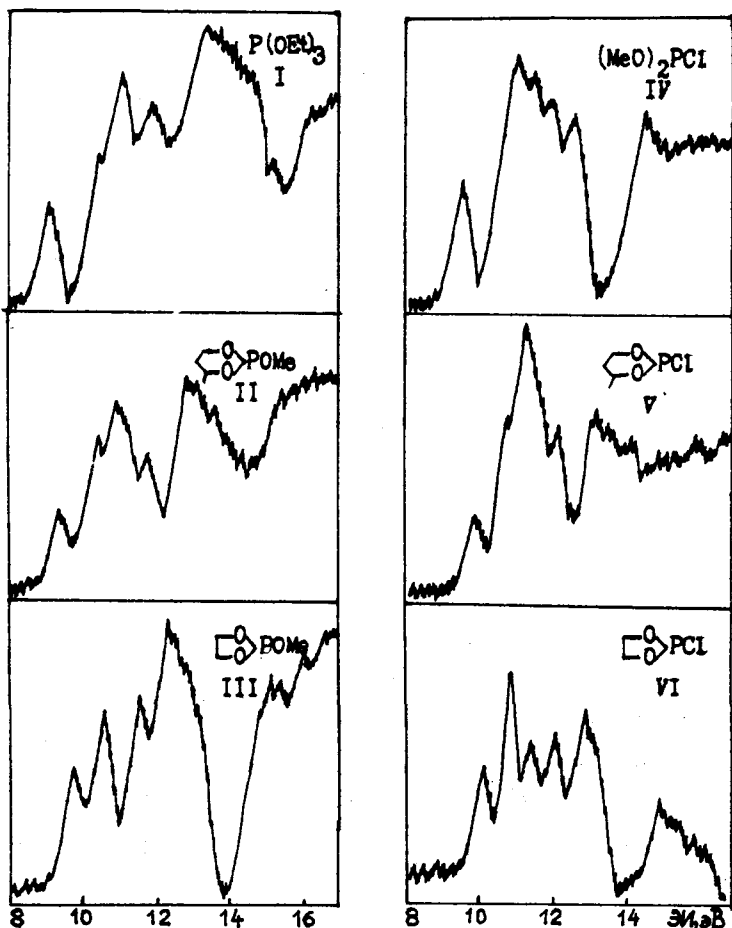










Рис. I. Фотоэлектронные спектры соединений I-VI.

новится более структурным. Н.э.п. кислородов в пятичленном цикле, дающие разрыхляющую n_0^- и связывающую n_0^+ комбинации, заметно расщепились по энергии ($\Delta = 0,93$ эВ). При этом энергия ионизации н.э.п. фосфора увеличилась на 0,43 эВ по сравнению с триметилфосфитом и на 0,28 эВ по сравнению с II. В II относительно I ЭИ_T увеличивается на 0,36 эВ. Такое увеличение ЭИ n_P при переходе от I к II и далее III следует объяснить прежде всего различием в пространственном строении

Таблица I

Значения вертикальных энергий ионизации

№	Соединение	Энергии ионизации эВ.
I	$P(OEt)_3$	9,01 10,32 10,86 11,71 13,18
II	 P-OMe	9,37 10,30 10,80 11,64 12,55 (12,75)
III	 P-OMe	9,65 10,44 11,37(12,20-12,44-12,86)
IV	$(MeO)_2 P-Cl$	9,76 11,17 11,72 12,20 12,76
V	 P-Cl	9,90 10,76 11,27 12,10 12,91 13,30
VI	 P-Cl	10,20 10,90 11,46 12,00 12,80 13,04
VII	 P-OMe	8,65 9,45 10,50 11,25 12,00
VIII	 P-Cl	9,20 9,87 10,79-11,27 11,96
IX	 P-OEt	8,03 -8,46 -8,87 10,28 11,15
X	 P-Cl	8,76 9,54 10,78 11,3 12,12

молекул. В соединении III с наиболее жёсткой структурой ионизация n_p затруднена относительно I и II.

Замена MeO-группы более электроотрицательным атомом хлора приводит к повышению ЭИ всех высших орбиталей. Верхним занятым уровнем в этих соединениях, как и в рассмотренных выше I-III, является n_p . На это указывает прежде всего наличие характерной, отстоящей от остальной части спектра, первой полосы, а для циклических соединений отсутствие таковой в спектрах 1,3-диоксана и 1,3-диоксолана [5], которые не содержат атом фосфора. Увеличение ЭИ_T на 0,4 эВ при циклизации (IV-V) и на 0,3 эВ при переходе от шестичленного цикла V к пятичленному VI объясняется аналогично соединениям I - III изменением валентных углов и направленностью связей. Присутствие атома хлора приводит к появлению дополнительных полос, связанных с двумя н.э.п., локализованными на этом атоме. В изолированном атоме н.э.п. имеют одинаковые энергии. Различие в механизмах взаимодействия с другими орбиталями приводит к расщеплению хлорных н.э.п. по энергии. Обычно ЭИ n_{Cl} попадают в область 10-13 эВ. В случае соединений IV-VI в

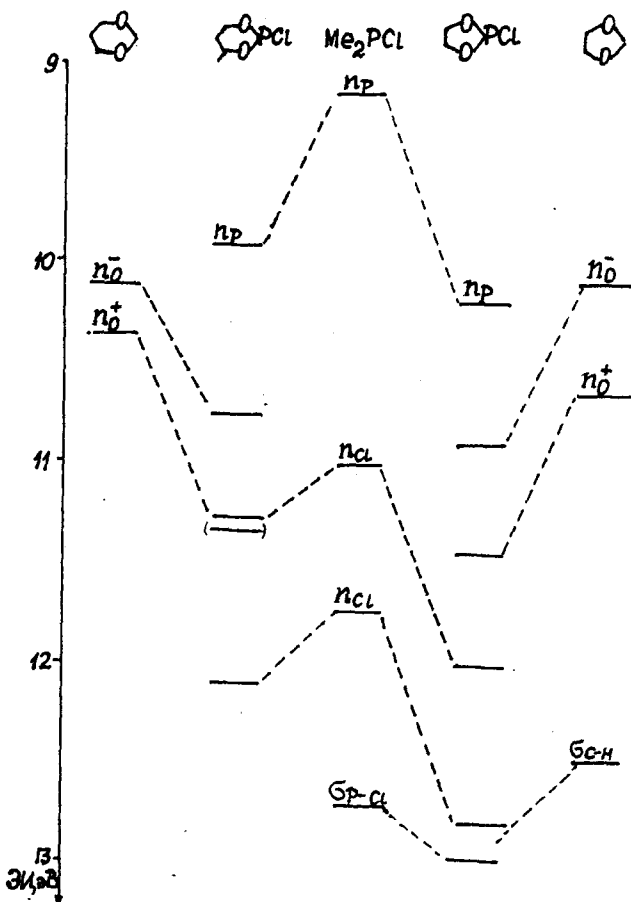


Рис. 2. Диаграмма верхних занятых уровней в соединениях V-VI.

эту же область попадают n_0 -орбитали, при этом по форме и интенсивностям кислородные и хлорные полосы имеют большое сходство. Все это осложняет однозначность идентификации полос в этих соединениях. В спектре $(\text{MeO})_2\text{PCl}$ полосы от n_0 и n_{cl} настолько сильно перекрываются, что трудно определить соответствующие значения ЭИ. Предполагаемое отнесение сле-

дующих полос в IV-VI показано на диаграмме (рис. 2), которая построена с учётом литературных данных для Me_2PCl [6] и 1,3-диоксана, 1,3-диоксолана [5]. При указанной последовательности ЗИ n_{P} и n_{Cl} орбиталей увеличились в соединениях V и VI на 0,5 эВ относительно данных для метоксианалогов II и III. Энергетическое расщепление хлорных н.э.п. в пяти- и шестичленном циклах одинаковое и равно 0,8 эВ, а для кислородных н.э.п. в тех же молекулах равно 0,5 эВ.

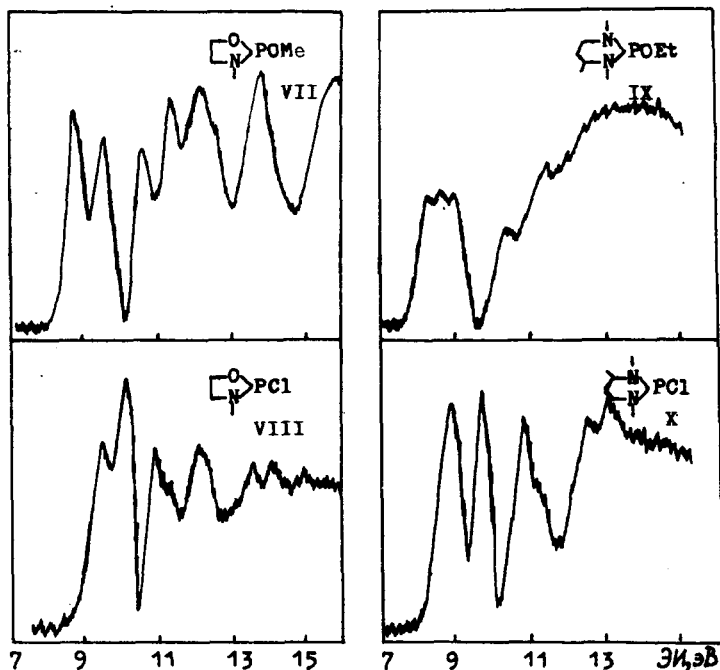


Рис. 3. Фотоэлектронные спектры азотсодержащих циклических фосфинов VII - X.

Замена одного из атомов кислорода в циклах III и V на meN -группу (рис. 3) приводит к значительному уменьшению ЭИ_I . Однако при этом ВЗМО, по-видимому, является не n_{P} а n_{N} . Как правило, ионизация н.э.п. азота происходит при меньшем значении ЭИ, чем н.э.п. фосфора, которая в данном случае бу-

дет второй сверху занятой МО. Такая последовательность двух верхних уровней подтверждается данными для молекулы $P(OMe)_2NMe_2$, которая подробно исследована в работах Уорли с соавторами [3, 4]. Сравнение спектров $P(OMe)_2NMe_2$ и $\square_N^O > POME$ показывает, что для циклического соединения начальная часть спектра лучше разрешена, а ЭИ_{п_р} больше на 0,52 эВ. Причём согласно расчётам, приведённым в работе [3], "фосфорная н.э.п." существенно смешана с орбиталями атомов кислорода. Ионизации кислородных н.э.п. р-типа приписана полоса с ЭИ₃ = 10,56 эВ, а следующая, четвёртая полоса при ЭИ₄ = 11,01 эВ кислородным "sp²" орбиталям n_o. В случае циклического соединения VII атомы кислорода находятся в разных положениях: один в цикле, другой вне цикла, поэтому соответствующие ЭИ будут различаться. Согласно данным для соединений типа $\square_N^O > PNR_2$ ЭИ н.э.п. атома азота в цикле меньше ЭИ n_N^{exo} - вне цикла [4]. В шестичленных циклах с MeO-экзоциклическим заместителем реализуется т.н. гош-конформация, при которой расталкивание между n_р и n_o^{exo} максимально [7], и ионизация n_o^{exo} происходит при большей энергии, чем н.э.п. циклического атома кислорода. Оба эти факта позволяют отнести полосу при ЭИ = 10,50 эВ в спектре соединения VII ионизации н.э.п. атома кислорода, находящегося в цикле. Следующая полоса с ЭИ = 11,25 эВ будет соответствовать n_o^{exo}.

При переходе к соединению VIII, у которого вне цикла находится атом хлора, наблюдается стабилизация двух верхних уровней на 0,55 эВ и 0,42 эВ соответственно. Следует ожидать увеличения ЭИ n_o и появления полосы от n_{Cl} вместо n_o^{exo}. Учитывая схожесть контура третьей полосы в $\square_N^O > P-Cl$ - VIII и $\square_N^N > PCl$ - X, для которого отнесение этой полосы к n_{Cl} довольно однозначно, принят следующий порядок орбиталей в соединении VIII: n_N, n_р, n_{Cl}, n_o (рис. 4).

В случае соединения X, когда в цикле находятся оба атома азота, отношение площадей двух первых полос 2 : 1 указывает на то, что ЭИ₁ соответствует ионизации из двух уровней. Для MeO-аналога IX вырисовываются максимумы всех трёх пиков. Данные для ациклического родственного соединения [3] также показывают наличие трех пиков в начальной области спектра от n_N, n_р и n_N орбиталей. Циклизация приводит к сближению азотных уровней и увеличению ЭИ n_р (рис. 4). Это указывает на связь между пространственным строением молекулы и её электронным строением.

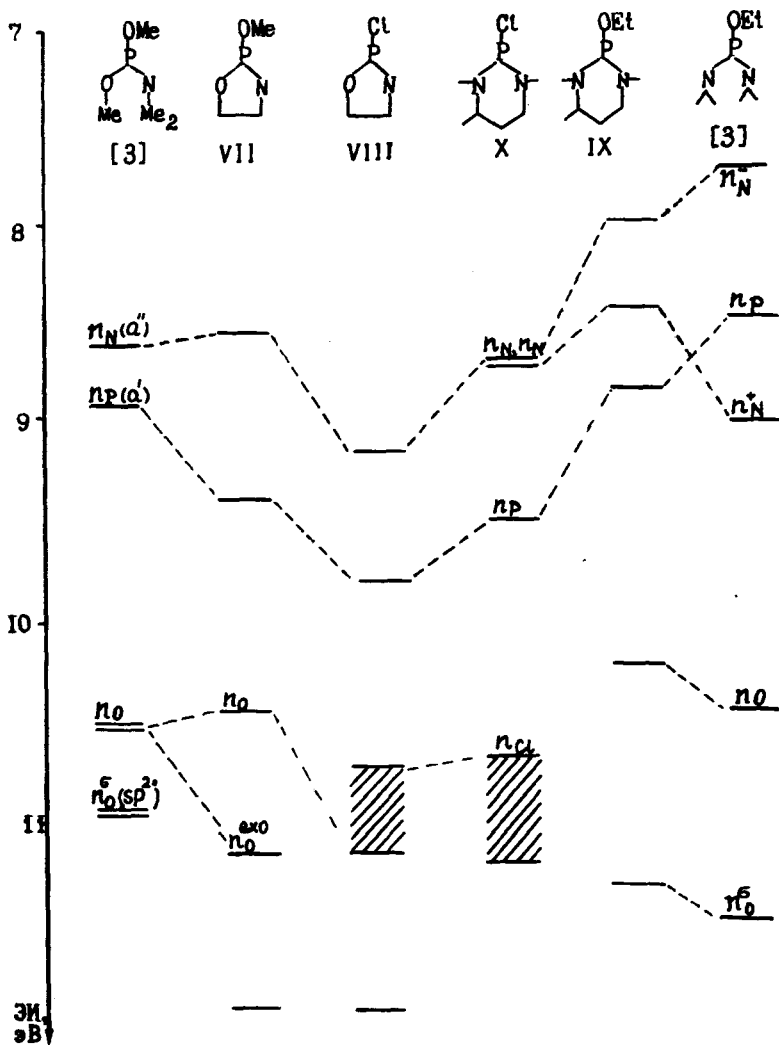


Рис. 4. Диаграмма энергетических уровней в соединениях VII-X.




Литература

1. Карлсон Т.А. Фотоэлектронная и Оже-спектроскопия. - Л.: Машиностроение, 1981. 431 с.
2. Cowley A.H., Lattman M., Montag R.A., Verkade J.C. The coordination behavior of acyclic phosphites; a UV photoelectron spectroscopic study. - *Inorg Chim. Acta*, 1977, vol. 25, p. L151-L152.
3. Worley S.D., Hargis J.H. et al. The electronic structures of some acyclic molecules containing phosphorus, nitrogen and oxygen. - *Chem. Phys. Lett.*, 1981, vol. 79, N 1, p. 149-153.
4. Worley S.D., Hargis J.H. et al. The UPS of some compounds, containing the heteroatoms phosphorus, nitrogen and oxygen. - *J. Electron Spectrosc.*, 1982, vol. 25, p. 137-147.
5. Sweigart D.A., Turner D.W. Lone pair orbitals and their interactions studied by photoelectron spectroscopy. II. Equivalent orbitals in saturated oxygen and sulfur heterocycles. - *J. Amer. Chem. Soc.*, 1972, vol. 94, N 16, p. 5599-5603.
6. Elbel S., tom Diek H. Photoelektronenspektren von Verbindungen der V Hauptgruppe. III. Methylhalogenverbindungen $MeEHal_2$ und Me_2EHal . - *Z. Naturforsch.*, 1976, Bd. 31b, S. 178-189.
7. Арбузов Б.А., Аршинова Р.П., Вульфсон С.Т., Мукменев Э.Т. Пространственная структура фосфорсодержащих гетероциклов. Сообщение 4. Аксиальное расположение алкокси-группы в 1, 3, 2-диоксафосфоринанах по данным метода дипольных моментов. - *Изв. АН СССР. Сер. хим.*, 1973, с. 2425-2431.

PHOTOELECTRON SPECTRA OF CYCLIC PHOSPHINES

N. Villem, J. Villem and O. Saks

S u m m a r y

He(I) photoelectron spectra of five- and six-membered cyclic compounds, containing phosphorus, nitrogen and oxygen PR, PR and PR (R = OMe, Cl) have been obtained. The spectra of two acyclic analogical molecules are also included. Spectral bands have been assigned on the basis of systematic comparisons throughout the investigated series and with spectra of related compounds. The first spectral band of oxygen compounds corresponds to the ionization of n_p -orbital. In the case of nitrogen cyclic phosphines HOMO is n_N . The effects of various substituents and of geometric perturbations on phosphorus lone-pair ionization energies are assessed.

Содержание

М.Х. Айнтс, К.Ф. Куду, Х.П. Роос, А.Р. Тенсинг. Характеристики одноэлектродного импульсного ВЧ разряда в воздухе на частоте 20 МГц	3
M. Aints, K. Kudu, H. Roos, A. Tensing. Characteristics of a Point-Electrode HF- Pulse Discharge in Air. S u m m a r y	12
М. Лаан, Я. Сузи. Определение относительной засе- ленности колебательных уровней молекул азота в состоянии $S^8\Pi_u$ в развивающемся высокочастот- ном разряде	13
M. Laan, J. Susi. Determination of Relative Popula- tions of $N_2(S^8\Pi_u)$ Vibrational Levels in a Propagating HF Discharge. S u m m a r y	20
Я.И. Сальм. Вклад свободных электронов в электро- проводность воздуха	21
J. Salm. Contribution of Free Electrons to Electric Conductivity of the Air. S u m m a r y	24
М.Г. Ноппель. О зарядке и разрядке аэрозольных частиц в сильных электрических полях	25
M. Noppel. On Charging and Discharging Aerosol Par- ticles in Strong Electric Fields. S u m m a r y .	30
У.Ф. Таммет. К интерпретации электрической плотности аэрозоля	31
H. Tammet. Interpretation of Aerosol Electric Density. S u m m a r y	38
Г.И. Суровцова, В.И. Турубаров. Дрейф заряженных аэрозольных частиц под действием периодического электрического поля	39
G. Surovtzova, V. Turubarov. Charged Aerosol Par- ticles Drift due to Electric Field Periodic in	

Time. S u m m a r y	43
И.А. Пейль, Э.И. Тамм. О получении монодисперсного аэрозоля методом электрического сепарирования ..	44
I. Peil, E. Tamme. Generation of Monodisperse Aerosols by the Electrostatic Separation Method. S u m - m a r y	52
В.Б. Тамме. К использованию электростатических эффектов в процессе фильтрации аэрозолей волок- нистыми фильтрами	53
V. Tamme. On the Use of Electrostatic Effects in the Filtration of Aerosols by Means of Fabric Fil- ters. S u m m a r y	62
Р.Л. Матизен. К вопросу надежности аэроэлектрической аппаратуры	63
R. Matisen. On the Reliability of Aeroelectric Equip- ment. S u m m a r y	66
Ф.Г. Миллер, Я.Р. Эвель. Новая конструкция измери- тельного конденсатора в измерителе электропро- водности воздуха	67
F. Miller, J. Öövel. Design of a Novel Measuring Con- denser in the Meter of Electric Conductivity of the Air. S u m m a r y	71
В.Н. Блинов, А.В. Шолух. О выборе параметров аспира- ционного счетчика ионов с модулирующим конден- сатором	72
V. Blinov, A. Sholukh. On the Choice of Parameters of the Aspiration Counter of Ions with Modular Condenser. S u m m a r y	78
А.А. Мирме. Исследование шума электрического спектро- метра аэрозолей	79
A. Mirme. An Experimental Study of the Noise of an Electrical Aerosol Analyzer. S u m m a r y	84
Ю.А. Хяммалов. О фликкер-шумах адсорбционных процес- сов на поверхности	85
J. Hämmalov. About the Flicker-Noise of Adsorption Processes on Surfaces. S u m m a r y	93

М.Э. Роос, В.Г. Шор. Автоматизированный электрометрический усилитель	94
M. Roos, V. Shor. An Automatic Electrometric Amplifier. Summary	98
С.И. Бесхлебный, А.А. Жуков. Электронная стабилизация величины высокочастотного напряжения	99
S. Beskhlebny, A. Zhukov. On Stabilizing the High-Frequency Voltage. Summary	108
Л.Ю. Виснапуу, Р.Э. Прийман, В.И. Арабаджи. О плотности заряда и электрической подвижности ионов воздуха на побережьях водоемов	109
L. Visnapuu, R. Priiman, V. Arabadzy. On Charge Density and Air-Ion Mobility on Coasts of Water Bodies. Summary	114
Р.Э. Прийман. О понятии "свежесть воздуха"	115
R. Priiman. On the Concept of Fresh Air. Summary	121
К.Т. Пихлая, Н.В. Виллем. Я.Я. Виллем. Фотоэлектронные спектры гетероциклов, содержащих атомы кислорода и серы. II. Триметиленсульфит	122
K. Pihlaja, N. Villem, J. Villem. Photoelectron Spectra of Heterocyclic Compounds Which Contain Atoms O and S. II. Trimethylene Sulphite. Summary	130
Н.В. Виллем, Я.Я. Виллем, О.В. Сакс. Фотоэлектронные спектры циклических фосфинов	131
N. Villem, J. Villem, O. Saks. Photoelectron Spectra of Cyclic Phosphines. Summary	139

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ИМПУЛЬСНОГО ВЧ
РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ НА ЧАСТОТЕ 20 МГц. Айнтс М.Х.,
Куду К.Ф., Роос Х.П., Тенсинг А.Р.—Учен. зап.
Тартуск. гос. ун-та. Тарту, 1984, вып. 669, с.3-
-12.

Разряд возбуждали на острioвом электроде в атмосферном воздухе при питании электрода одновременно постоянным напряжением +20 кВ и одиночными радиоимпульсами с несущей частотой 20 МГц. Методом моста переменного тока измерили поглощаемую разрядом мощность, ток и напряжение в зависимости от длины разрядного канала. Из этих данных вычислили погонные емкость и сопротивление канала и напряженность поля в канале. В ходе эксперимента варьировали форму радиоимпульса, вследствие чего скорость распространения разряда изменилась в пределах 30-500 м/с. Представлены зависимости измеренных и рассчитанных величин от скорости распространения разряда. По фотографиям определено распределение интенсивности свечения плазмы разряда. На основе последнего и измеренных электрических параметров оценена проводимость плазмы и концентрация электронов. Проводимость оказалась в пределах 0,07-0,8 I/Ом.см и концентрация электронов - 10^{13} - 10^{14} I/см³.

УДК 537.523.2:533.9.082.5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТИ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ АЗОТА В СОСТОЯНИИ $S^3\Pi$ В РАЗВИВАЮЩЕМСЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ. Лаан М.Р., Сузи Я.А.—Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та. Тарту, 1984, вып. 669, с. 13-20.

Изучается динамика относительной заселенности колебательных уровней молекул азота в состоянии $S^3\Pi$ в случае развивающегося ВЧ разряда частотой 20 МГц с остриевого электрода в атмосферном воздухе. Показано, что в течение первых 600 мкс развития разрядного канала плазма не является оптически тонкой. Наблюдается значительное поглощение излучения второй положительной системы азота ($S^3\Pi \rightarrow V^3\Pi_d$), достигающее 80% в случае колебательного перехода $0 \rightarrow 0$. По заселенностям колебательных уровней 1, 2 и 3 определена колебательная температура, которая достигает значения около 5000 К быстрее чем 50 мкс.

Илл. 3. Библ. 14. Рез. англ.

УДК 551 594

ВКЛАД СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ВОЗДУХА. Сальм Я.Й.—Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та. Тарту, 1984, вып. 669, с. 21-24.

Проведена количественная оценка вклада свободных электронов в электропроводность воздуха исходя из данных газовой электроники. Показано, что этот вклад в обычных условиях пренебрежимо мал.

Библ. 4. Рез. англ.

УДК 621.319.7.001

О ЗАРЯДКЕ И РАЗРЯДКЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ
В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ. Ноппель
М.Г.—Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та.
Тарту, 1984, вып. 669, с. 25–30.

Рассматриваются вычислительные свойства одного метода численного решения общего дифференциального уравнения, описывающего зарядку аэрозольной частицы в электрическом поле. Приведены приближающие формулы для вычисления потока ионов на частицу.

УДК 551.594

К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ АЭРОЗОЛЯ.
Таммет Х.Ф.—Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та. Тар-
ту, 1984, вып. 669, с. 31–38.

Электрическая плотность аэрозоля рассматривается как частный случай обобщенной интегральной плотности аэрозоля. Вычисляется определяющая весовая функция и показывается, что электрическая плотность аэрозоля приблизительно пропорциональна концентрации диаметра частиц.

Илл. 1. Библ. 8. Рез. англ.

УДК 621.319.

ДРЕЙФ ЗАРЯЖЕННЫХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ. Суровцева Г.И., Турубаров В.И.—Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та. Тарту, 1984, вып. 669, с. 39-43.

Получены разностные уравнения, описывающие дрейфовое движение заряженных аэрозольных частиц под действием периодического электрического поля без постоянной составляющей для произвольного пространственного распределения напряженности поля. Направленное смещение частицы на каждом периоде изменения поля вызвано асимметрией силы сопротивления в разные полупериоды его колебаний и его неоднородностью. Приведенные разностные уравнения могут быть использованы для эффективного решения различных технических задач.

УДК 621.319.7.001
551.508

О ПОЛУЧЕНИИ МОНОДИСПЕРСНОГО АЭРОЗОЛЯ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СЕПАРИРОВАНИЯ. Пейль И.А., — Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та. Тарту, 1984, вып. 669, с. 44-52.

Рассматриваются причины расширения спектра частиц калибровочных аэрозолей, получаемых методом электрической сепарации. Относительное стандартное отклонение функции распределения числовой концентрации, по литературным данным, оказывается равным 15-20% вместо 4-5%, предсказываемых теорией. Основными причинами такого расширения оказываются электрический ветер между обкладками аспирационного конденсатора и неправильный выбор параметров рабочего режима сепаратора. Предлагается простой метод определения параметров режима сепаратора.

УДК 66.067.3.322

К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ
В ПРОЦЕССЕ ФИЛЬТРАЦИИ АЭРОЗОЛЕЙ ВОЛОКНИСТЫ-
МИ ФИЛЬТРАМИ. Тамме В.Б.—Учен. зап. Тар-
туск. гос. ун-та. Тарту, 1984, вып. 669, с.
53-62.

Рассмотрен процесс фильтрации аэрозоля новыми и отрабо-
танными образцами фильтров из ткани ДПП-15-1,5. Установлено,
что в присутствии поляризующего электрического поля эффек-
тивность фильтрации повышается, при этом максимальная эффек-
тивность достигается, когда фильтруемый аэрозоль униполярно
заряжен.

УДК 551.508.941-192 621.3.019.3

К ВОПРОСУ НАДЕЖНОСТИ АЭРОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ
АППАРАТУРЫ. Матизен Р.Л.—Учен. зап. Тар-
туского гос. ун-та. Тарту, 1984, вып.
669, с. 63-66.

Рассматриваются некоторые методы защиты радиоэлектронной
и гидрометеорологической аппаратуры от климатических воздей-
ствий. На примере счетчика аэроионов рассмотрено применение
этих методов. Приведены данные по расчету надежности счетчи-
ка аэроионов.

Библ. 6. Рез. англ.

НОВАЯ КОНСТРУКЦИЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КОНДЕНСАТОРА
В ИЗМЕРИТЕЛЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ВОЗДУХА. Мил-
лер Ф.Г., Ээвель Я.Р.—Учен. зап. Тартуск. гос.
ун-та. Тарту, 1984, вып. 669, с. 67-71.

Описана новая конструкция измерительного конденсатора, в которой изолятор собирающей обкладки совмещен со входным изолятором электрометра, причем к нему прикреплена собирающая обкладка измерительного конденсатора, внутри которой расположен электрометр. Получено уменьшение паразитного тока входных цепей до $(1...5) \cdot 10^{-16}$ А.

Илл. 2, Библ. 3, Рез. англ.

О ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРОВ АСПИРАЦИОННОГО СЧЕТЧИКА
ИОНОВ С МОДУЛИРУЮЩИМ КОНДЕНСАТОРОМ. Блинов
В.Н., Шолух А.В.—Учен. зап. Тартуск. гос.
ун-та. Тарту, 1984, вып. 669, с. 72-78.

В статье на основе анализа предложенной эквивалентной схемы включения электрометрических усилителей и аспирационного конденсатора с модулирующим предварительным конденсатором показана необходимость учета взаимного влияния конструкции аспирационного конденсатора и параметров узлов и блоков аспирационного счетчика ионов с модулирующим конденсатором.

УДК 621.319,7.001

ИССЛЕДОВАНИЕ ШУМА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СПЕКТРОМЕТРА
АЭРОЗОЛЕЙ. Мирме А.А. Учен. зап. Тартуск. гос.
ун-та. Тарту, 1984, вып. 669, с. 79-84.

Описывается ход анализа шума в спектрометре аэрозоля. Приводятся экспериментально измеренные, структурные функции собственного шума спектрометра до и после устранения выявленных причин повышенного уровня шума.

Илл. 6, Библ. 4, Рез. англ.

УДК 539.211+621.391.822.3

О ФЛИККЕР-ШУМАХ АДСОРБЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ
НА ПОВЕРХНОСТИ. Хяммалов Ю.А. Учен. зап.
Тартуск. гос. ун-та. Тарту, 1984, вып.
669, с. 85-93.

Адсорбция частиц газа изменяет величину работы выхода поверхности. В данной работе математически показано, что флуктуации скорости адсорбции вызывают флуктуации работы выхода с характерной для фликкер-шума спектральной плотностью. Эти флуктуации работы выхода в измерительных электрометрических усилителях могут ограничивать чувствительность, особенно в низкочастотной области.

Библ. 12. Рез. англ.

УДК. 621.375:621.317+621.396.662.072

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ
Росс М.Э., Шор В.Г., Учен. зап. Тартуск. гос.
ун-та, Тарту, 1984, вып. 669, с. 94-98.

Описан электрометрический усилитель для измерения постоянных и медленно меняющихся токов в диапазоне от 10^{-15} до 10^{-9} А. В усилителе предусмотрен автоматический выбор пределов измерения и полуавтоматическая установка нуля, для которой в качестве источника компенсирующего напряжения используется цифро-аналоговый преобразователь.

Илл. 1. Библ. 3. Рез. англ.

УДК 537.52

ЭЛЕКТРОННАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ВЕЛИЧИНЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО НАПРЯЖЕНИЯ. Беслебный С.И., Жуков А.А. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, Тарту, 1984, вып. 669, с. 99-108.

В работе описывается установка для электронной стабилизации величины высокочастотного напряжения, имеющая улучшенные параметры (коэффициент стабилизации до 50) по сравнению с аналогичной установкой, описанной авторами ранее. Предлагаемая установка позволяет не только стабилизировать величину напряжения, но и сглаживать модуляцию до порядка 200-500 Гц. Показано, что, модулируя опорное напряжение трапецидальными импульсами частотой до 50 Гц, можно получать соответствующие радиоимпульсы с плоской вершиной.

УДК 551.594.12

О ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДВИЖНОСТИ ИОНОВ ВОЗДУХА НА ПОБЕРЕЖЬЯХ ВОДОЕМОВ. Виснапуу П.Ю., Прийман Р.Э., Арабаджи В.И. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, Тарту, 1984, вып. 669, с. 109-114.

Измерены полярные плотности заряда ионов воздуха при предельных подвижностях от 10^{-8} до $10^{-4} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ на южном берегу Крыма (в поселке Качивели) и на берегу пресноводного озера Виртсъярв (Эстонская ССР) при штиле и при скорости ветра 10 м/с и более. Измеренные значения плотности заряда ионов во время шторма на побережьях обоих водоемов объясняются баллоэлектрическим эффектом при распылении воды. Влияние баллоэлектрического эффекта на плотности заряда ионов воздуха на расстоянии 0,2 км и более от уреза воды в сторону суши практически не сказывается.

Илл. 2, Библ. 12. Рез. англ.

УДК 613.155

О ПОНЯТИИ "СВЕЖЕСТЬ ВОЗДУХА". Прийман Р.Э. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, Тарту, 1984, вып. 669, с. 115-121.

С физико-химического аспекта дано определение понятию "свежий воздух". Проанализированы причины исчезновения свежести воздуха с различной степенью его очистки от аэрозольных частиц в кондиционируемых помещениях.

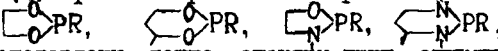
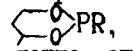
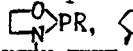
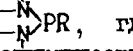
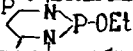
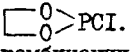
Библ. 17. Рез. англ.

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ ГЕТЕРОЦИКЛОВ, СОДЕРЖАЩИХ АТОМЫ КИСЛОРОДА И СЕРЫ. II. ТРИМЕТИЛЕНСУЛЬФИТ. Пыхлая К.Т., Виллем Н.В., Виллем Я.Я. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та. Тарту, 1984, вып. 669, с.122-130

Изучена электронная структура триметиленсульфита, используя метод HeI-фотоэлектронной спектроскопии. Пики в спектре интерпретированы на основании сравнения с родственными соединениями и качественной МО модели. Ниже 14 эВ имеется четыре полосы при ЭИ 10,70 эВ, 11,60 эВ, 12,70 эВ и 13,31 эВ. Первая полоса соответствует ионизации н.э.п. сульфоксидного атома кислорода. Для н.э.п. циклических атомов кислорода расщепление не наблюдается (вторая полоса). Две другие, перекрывающиеся полосы, связаны с ионизацией $\sigma_{S=O}$ -связи и орбиталями, составленными из комбинации $2p_0$ -электронов циклических кислородов с локальной симметрией a_1 -типа.

Илл. 3. Библ. 15. Рез. англ.

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ ЦИКЛИЧЕСКИХ ФОСФИНОВ. Виллем Н.В., Виллем Я.Я., Сакс О.В. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та. Тарту, 1984, вып. 669, с.131-139.

Получены He(I) фотоэлектронные спектры пяти- и шестичленных циклов PR, PR, PR, PR, где R = OMe, Cl. Представлены также спектры двух ациклических аналогов. Установлено, что для соединений, содержащих в цикле два атома кислорода, ВЗМО является p_p -орбиталью. Введение азота в цикл приводит к тому, что p_p становится второй сверху занятой МО, а ВЗМО - p_N . Наблюдается зависимость между ЭИ, видом ФЭ-спектра и пространственной структурой молекулы. Циклизация и переход от шестичленного цикла к пятичленному приводит к увеличению ЭИ p_p . Величина ЭИ p_p изменяется в интервале от 8,87 эВ в PR-OEt до 10,20 эВ в PCl. Энергетическое расщепление p_0 , образующих p_0^- и p_0^+ комбинации, в среднем равно 0,5 эВ.

Ученые записки Тартуского государственного университета.
Выпуск 669.
МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА И
АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ.
Ионизация, аэрозоль, электрометрия.
На русском языке.
Резюме на английском языке.
Тартуский государственный университет,
ЗССР, 202400, г.Тарту, ул.Дашкоולי, 18.
Ответственный редактор Х.Роос.
Корректоры И.Лауска, П.Раямяз.
Подписано к печати 4.07.1984.
МВ 08552
Формат 60x90/16.
Бумага писчая.
Машиннопись. Ротапринт.
Учетно-издательских листов 8,93.
Печатных листов 10,25.
Тираж 500.
Заказ № 768.
Цена 1 руб. 30 коп.
Типография ТГУ, ЗССР, 202400, г.Тарту, ул.Пяксона, 14.