

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI

TOIMETISED

УЧЕННЫЕ ЗАПИСКИ

ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS

409

ИОНИЗАЦИЯ, АЭРОЗОЛИ,
ЭЛЕКТРОМЕТРИЯ

VIII

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS
ALUSTATUD 1893.a. VIHK 409 ВЫПУСК ОСНОВАНЫ В 1893.г.

ИОНИЗАЦИЯ, АЭРОЗОЛИ,
ЭЛЕКТРОМЕТРИЯ

VIII

ТАРТУ 1977

Редколлегия: К. Куху, Я. Рейнет, О. Сахс
Ответственный редактор: М. Лаан

ИЗУЧЕНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА НА ФАКЕЛЬНОЙ ЧАСТОТЕ

Х.Й. Корге, М.Р. Лаан

Введение. В воздухе на частотах выше 1 МГц в неоднородных промежутках типа острье-плоскость возможно формирование ВЧ разряда при напряжениях, значительно меньших порогового напряжения короны постоянного тока [1], но в то же время ВЧ разряд начинается импульсами, которые подобны стримеру или импульсу Тричела [2]. По статическим фотографиям выяснено, что в диапазоне 3-20 МГц независимо от частоты формы разрядных импульсов в начальной стадии сходны [3]. Различия, связанные с частотой, появляются лишь на более поздних этапах.

В случае стримерного пробоя следующие друг за другом стримеры развиваются по одному и тому же пути уже при сравнительно низких частотах повторения [4]. В работе [5] было выдвинуто предположение, что ВЧ разряд при факельных частотах также развивается по следу первого импульса.

Целью данной работы было исследование механизма развития ВЧ разряда в начальные периоды и выяснение в какой мере первые импульсы подобны импульсам постоянной короны.

Общие условия. Скелетная схема установки эксперимента приведена на рис. 1. Разрядный промежуток состоит из латунного диска диаметром 150 мм и остря из платиновой проволоки диаметром 1 мм с полусферически обработанным концом. Расстояние между электродами 40 мм. Диск был заземлен и ВЧ напряжение подводилось на острье от генератора радиоимпульсов ГРИ, описанного в [6]. Рабочая частота генератора - 7,6 МГц, рабочее напряжение - 6,9 кВ.

Амплитуда ВЧ напряжения и форма импульса измерялись осциллографом ДЭСО-1, который был прокалиброван электростатическим вольтметром С-96 в режиме непрерывной генерации.

Так как эксперименты проводились в лабораторном воздухе

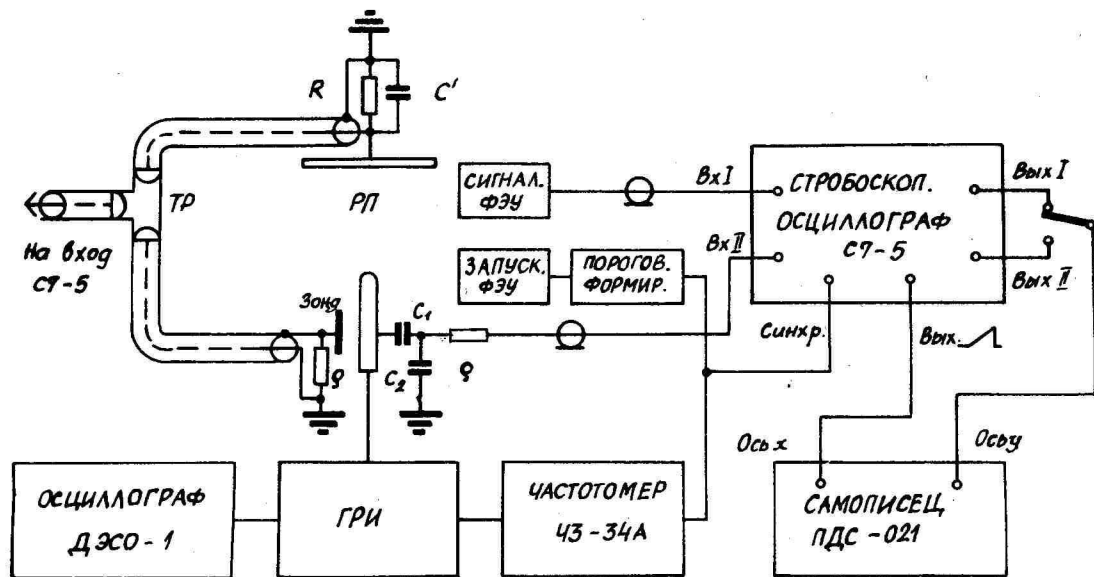


Рис. 1. Скелетная схема экспериментальной установки.

(температура $(28 \pm 2)^\circ\text{C}$, относительная влажность $(26 \pm 3)\%$), а напряжение возникновения ВЧ разряда при прочих постоянных условиях зависит от давления, то критерием постоянства Е/р служило постоянство среднего времени запаздывания (время между включением ВЧ напряжения и возникновением разряда). При таких условиях повторяемость результатов была хорошая — разброс измеряемых величин в разные дни не превосходил 5–10%.

Фотографические исследования. Целью фотографических исследований было выяснение двух вопросов: 1) распространяются ли импульсы разряда на разных полупериодах (III) по одному пути или нет; 2) какие закономерности характерны внешнему виду разряда.

ВЧ разряды фотографировались фотоаппаратом "Практика-Л" с объективом "Гиттер-3" на пленку Т-24.

Одиночные предначальные стримеры постоянной короны невозможно фотографировать из-за недостаточной чувствительности. Первые же импульсы ВЧ разряда гораздо слабее импульсов постоянной короны и если бы в начальные периоды ВЧ разряда импульсы на каждом III распространялись по независимым путям, то мы не смогли бы их фотографировать.

Статические фотографии (рис. 2) разрядных импульсов длительностью 1 мкс (соответствует приблизительно длительности 7 первых периодов разряда), 2 мкс и т.д., показали, что уже с самого начала разряд распространяется по одному и тому же пути.

Всем этапам разряда характерно существование электродного пятна; видны также разветвление центрального канала и боковые каналы. На основе большого числа (около двухсот) фотографий одиночных импульсов можно утверждать, что точки разветвления сосредоточены в определенном месте разрядного промежутка. Внешний вид импульсов ВЧ разряда довольно сильно зависит от ВЧ напряжения — с увеличением последнего в среднем увеличивается угол между боковыми каналами и осью разрядного промежутка. Характер разветвления ВЧ разряда и стримеров постоянной короны сходен [7, 8].

На статическом фото большого числа ВЧ разрядов (рис. 3) можно выделить два перевернутых конуса с вершинами вблизи острия. Центральный канал образует более высокий внутренний конус, а боковые каналы — внешний конус.

Следовательно, в общем, области распространения каналов

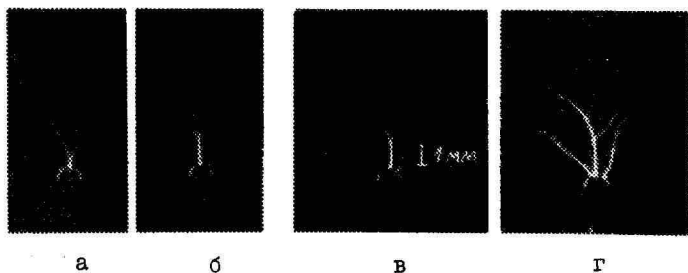


Рис. 2. Статические фотографии ВЧ разряда длительностью 1 мкс (а, б) и 2 мкс (в, г).

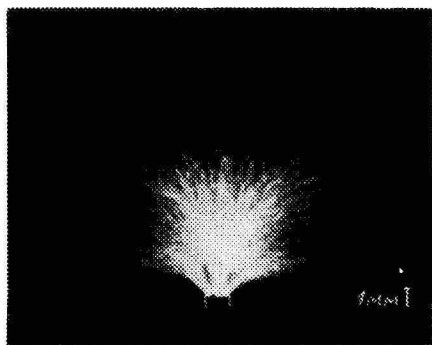


Рис. 3. Статическая фотография большого числа (приблизительно 900) ВЧ разрядов. Относительное отверстие объектива фотоаппарата 1:22.

четко ограничены.

Время запаздывания и статистика начального полупериода.

Время запаздывания измерялось как время между началом радиоимпульса и первым разрядным импульсом, регистрируемым фотомножителем. Измерения проводились частотомером ЧЗ-34А.

В случае необлучаемого промежутка и при частоте повторения радиоимпульса 15 Гц, на поверхности острия остаются ионы от предыдущего разряда [9, 10], которые обуславливают возникновение начальных электронов.

При пороговом напряжении время запаздывания в среднем находилось в пределах 8-13 мкс.

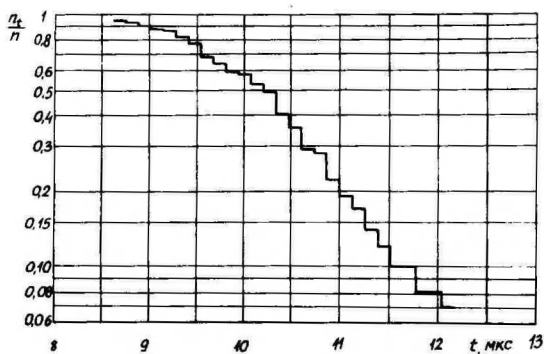


Рис. 4. Распределение времени запаздывания.

На рис. 4 представлено распределение времени запаздывания (кривые Лауэ) в виде $\ln(n_t/n) = f(t)$, где t — время запаздывания, n — общее число измерений, n_t — число разрядов, для которых время запаздывания превышает t .

В случае переменного напряжения время запаздывания t в принципе дискретная величина. На распределение времени запаздывания при фиксированном напряжении влияют также факторы как предварительная тренировка острия разрядом, неровности на поверхности острия (в общем, состояние поверхности острия), влажность атмосферы.

В общем случае ВЧ разряд может возникнуть либо в положительный, либо в отрицательный III ВЧ напряжения [11, 12], но в наших условиях он преимущественно (в 90-95% случаях) возникал в положительный III.

Ток разряда. Падение напряжения на резисторе R (рис.1), включенного последовательно с разрядным промежутком, пропорционально току разряда. Регистрируемый таким образом ток импульсов разряда постоянного напряжения i состоит из трех компонент [13]: 1) тока смещения $i_{см}$, обусловленного продвижением объемного заряда в разрядном промежутке; 2) дрейфового тока электронов $i_э$; 3) дрейфового тока ионов i_n . В суммарном токе $i = i_{см} + i_э + i_n$ последним членом можно пренебречь из-за малой подвижности ионов.

В случае ВЧ напряжения к вышеуказанным компонентам добавляется ток смещения через межэлектродную емкость, который назовем просто емкостным током. Емкостный ток в наших условиях более чем в 40 раз превышает ток разряда первого импульса и для его вычитания из общего тока использовался фазоинвертор на коаксиальном кабеле [14, 15].

Сигнал с резистора R поступал через 50-омный кабель на один вход коаксиального тройника (рис. 1), а на его второй вход через фазоинвертор поступал сигнал от зонда, помещенного вблизи острия. Для компенсации сдвига фазы сигнала, возникающего из-за межвитковой емкости фазоинвертора, использовалась подстроечная емкость C' . Таким образом удалось подавить емкостный ВЧ ток на выходе тройника до уровня остаточных помех измерительной системы и чистый сигнал разрядного тока с выхода тройника подавался на вход стробоскопического осциллографа С7-5.

Для охарактеризованной полосы пропускания можно сказать, что через фазоинвертор передавался без заметных искажений передний фронт тока тричелевского импульса (фронт по уровням от 0,1 до 0,9 около 2,5 нс), а также не наблюдалось уменьшения амплитуды. При длительностях видеопульса до 5 мкс дифференцирующее действие фазоинвертора не выявилось.

На рис. 5 представлены осциллограммы токов. Характеристики (параметры) импульсов тока постоянной короны в общем согласуются с литературными данными.

Импульсы тока ВЧ разряда имеют значительные отличия по сравнению с импульсами тока постоянной короны и с импульсами низкочастотного разряда [16].

По сравнению с импульсом стримера постоянного напряжения первый импульс ВЧ разряда на положительном III имеет значительно меньшую амплитуду. Амплитуда импульсов ВЧ тока становится сравнимой с амплитудой стримера лишь в течение 5-10 мкс

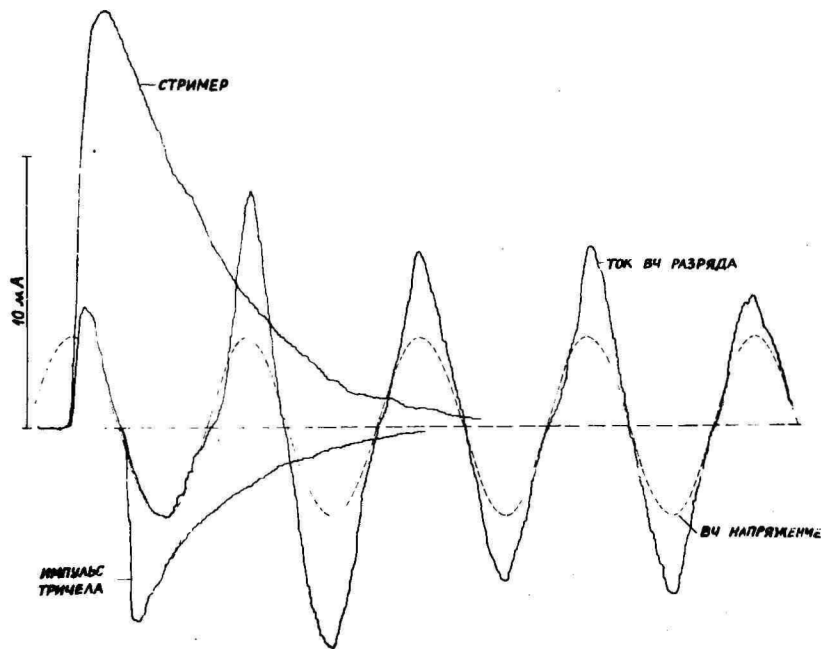


Рис. 5. Осциллограммы токовых импульсов ВЧ разряда и разрядов постоянного напряжения - стримера и импульса Тричела.

после начала разряда.

В отличие от импульса Тричела и низкочастотного разряда импульсы тока в отрицательные ПШ имеют очень пологие фронты.

Отличительным от низких частот является и непрерывный переход импульса тока одного ПШ в импульс другого ПШ, причем амплитуды импульсов тока в отрицательные ПШ находятся в фазе с напряжением и превышают амплитуды импульсов положительного ПШ. Последним характерен экспоненциальный рост.

Фотоэлектрические измерения. Для исследования пространственно-временного распределения свечения в начальные этапы ВЧ разряда промежуток проецировался с увеличением один на один при помощи кварцевой линзы (фокусное расстояние - 150 мм, ахромат) на катод сигнального фотумножителя ФЭУ-36 и интересующий участок разряда вырезали горизонтальной щель УФ-ГЗ (0+4 мм) и заменяемыми вертикальными диафрагмами различной ширины (рис. 6). Фотумножитель, линза и щели закреплены на подставке, которую можно перемещать в вертикальном направлении с точностью 0,05 мм.

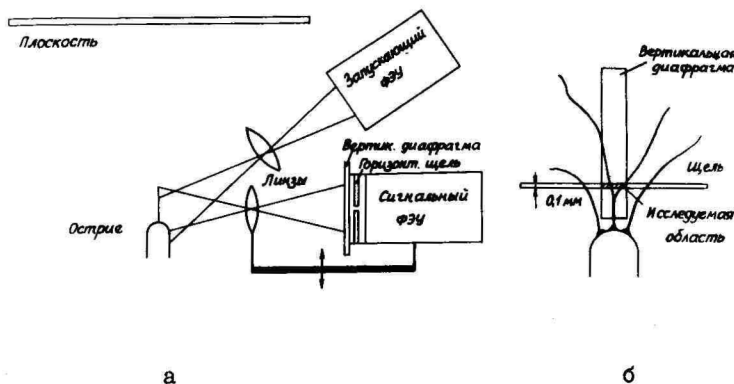


Рис. 6. а - разрядный промежуток и расположение сигнального и запускающего ФЭУ; б - рисунок, поясняющий выделение центрального канала при сканировании.

Для того, чтобы полностью использовать возможности ФЭУ-36 как для достижения наибольшего усиления, так и для улучшения временного разрешения, вместо постоянных резисторов в делителе напряжения применялись переменные резисторы СП-0,4, величина которых регулировалась по методике, описанной в статье [17], при помощи генератора коротких световых импульсов [18] и стробоскопического осциллографа.

С выхода ФЭУ сигнал (в дальнейшем фотоимпульс) поступал по согласованному с обоих концов 50-омному кабелю на стробоскопический осциллограф С7-5. Осциллограф запускался от другого фотоумножителя ФЭУ-36, на выходе которого был пороговый формирователь на лавинном транзисторе. Чувствительность запускающей системы была выбрана такой, что имелась возможность запускать систему от всплывающих импульсов положительной короны постоянного напряжения.

Для того, чтобы регистрировать изменения свечения синхронно с ВЧ напряжением, на другой вход осциллографа через емкостный делитель и согласованный 50-омный кабель подавалось напряжение с острья (рис. 1). Длина кабеля выбиралась больше длины сигнального кабеля, чтобы скомпенсировать время пролета электронов в ФЭУ (в использованном режиме время пролета равнялось 55 нс).

Для грубой оценки основной спектральной области излучения ВЧ разряда использовались светофильтры УФС-I, ЖС-II и др. Исследования показали, что, как и в случае стримера постоянной короны [19], основная часть излучения сконцентрирована в области 300-400 нм. На рис. 7 приведены фотоимпульсы для семи первых III приоткрываемой области шириной в 4 мм без фильтра (кривая а) и с фильтром ЖС-II (кривая б).

Стробоскопическим осциллографом можно регистрировать повторяющиеся во времени процессы, но поскольку отдельные импульсы ВЧ разряда сильно варьируются, то мы получаем на бумаге самописца размазанный сигнал (рис. 8а и 8в). Флуктуации возрастают по мере увеличения расстояния от острья.

Стробоскопический осциллограф обеспечивает возможность исследования сигналов при наличии значительных флуктуаций путем усреднения сигнала [20]. Сигналы с флуктуирующей амплитудой поступают на вход первого канала, а вход второго канала через интегрирующую цепь подключен к выходу аналогового сигнала первого канала (рис. 9). Так как частота следования разрядов была 15 Гц, то для удовлетворительного

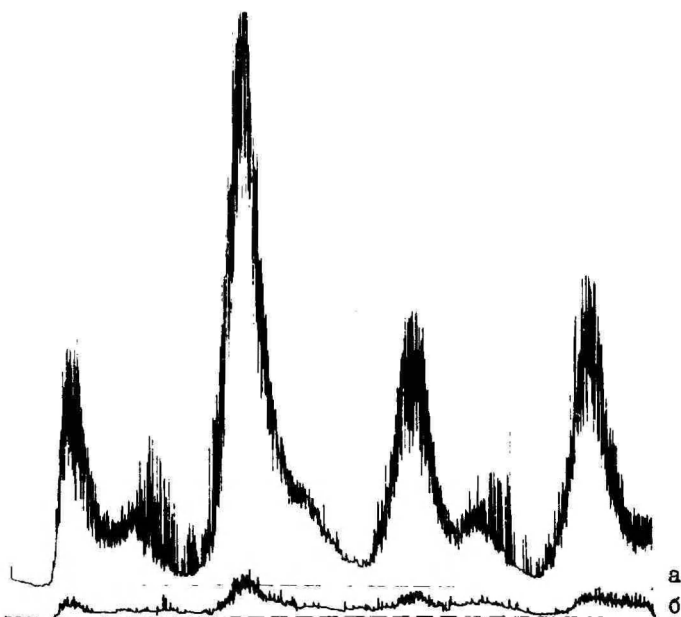


Рис. 7. Фотоимпульсы разряда в широкой (4 мм) приоткрытой области без светофильтра (а) и с фильтром ЕС-II (б).

усреднения постоянная времени интегрирующей ЕС-цепи была равной 10 с. Для согласования входного и выходного сопротивлений служил повторитель на полевых транзисторах с коэффициентом передачи 0,9.

Осциллограф работал в режиме ручной развертки. Потенциометр развертки плавно поворачивался мотором так, что полная развертка осуществлялась за 40 мин.

Усредненные сигналы фототока представлены на рис. 8б, 8г.

Систематически исследовалось пространственно-временное распределение излучения первых десяти периодов ВЧ разряда путем сканирования с шагом 0,1 мм (ширина горизонтальной щели $\Delta = 0,1$ мм). В некоторых случаях исследовались и более поздние этапы разряда.

В дальнейшем при описании фотоимпульсов: полупериоды разряда обозначены римскими цифрами, начиная с первого. Импульсам положительных $\Pi\Pi$ соответствуют нечетные числа (I, III и т.д.), а импульсам отрицательных $\Pi\Pi$ - четные числа (II,

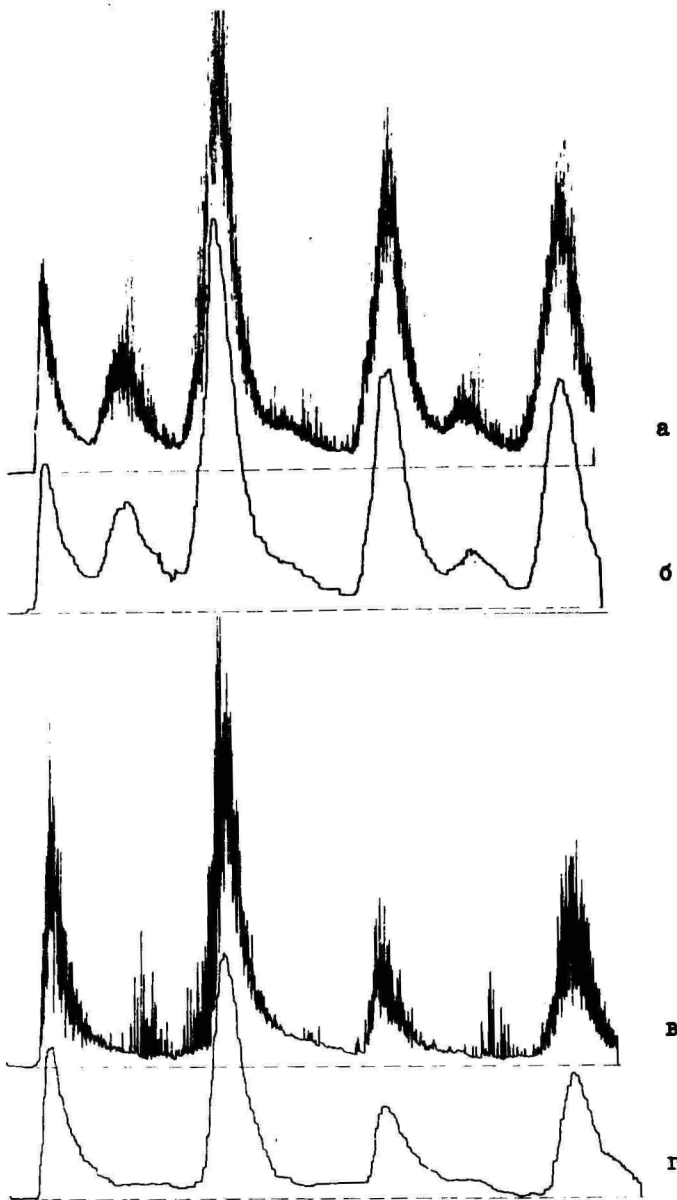


Рис. 8. Неусредненные (а, в) и усредненные (б, г) осциллограммы фотоимпульсов на расстоянии 0,5 мм (а, б) и 2 мм (в, г) от остря.

IV и т.д.).

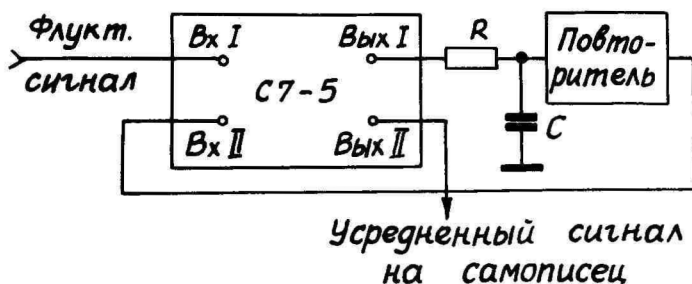


Рис. 9. Схема усреднения сигнала на стробоскопическом осциллографе.

По осциллограммам фотоимпульсов можно определить пространственно-временное распределение излучения разряда, изменение амплитуды излучения в зависимости от расстояния до острия, а также фазовые соотношения на каждом III ВЧ разряда.

Рассмотрим теперь характерные особенности осциллограмм фотоимпульсов (рис. 10). По осциллограмме рис. 10б, полученной на расстоянии 0,7 мм от острия, видно, что разряд возникает около максимума положительного III ВЧ напряжения и имеет резкий подъем, как и стример. Все последующие импульсы начинаются раньше максимума ВЧ напряжения. В отличие от импульсов тока (рис. 5), фотоимпульсы, соответствующие положительным III, значительно превосходят импульсы отрицательных III. Из всей последовательности импульсов своей величиной выделяется третий импульс, и, как показало более детальное исследование [21], это связано с образованием боковых каналов. Начиная с третьего импульса каждый фотоимпульс представляет суперпозицию излучения центрального и боковых каналов.

В связи с наложением излучения нескольких каналов, которые могут находиться на разных стадиях развития, возникают большие осложнения при интерпретации полученных осциллограмм. Если же учесть геометрию распространения центральных и боковых каналов (см. пункт "фотографические исследования"), то можно с вертикальной диафрагмой подходящей ширины перед ФЭУ значительно подавить влияние боковых каналов.

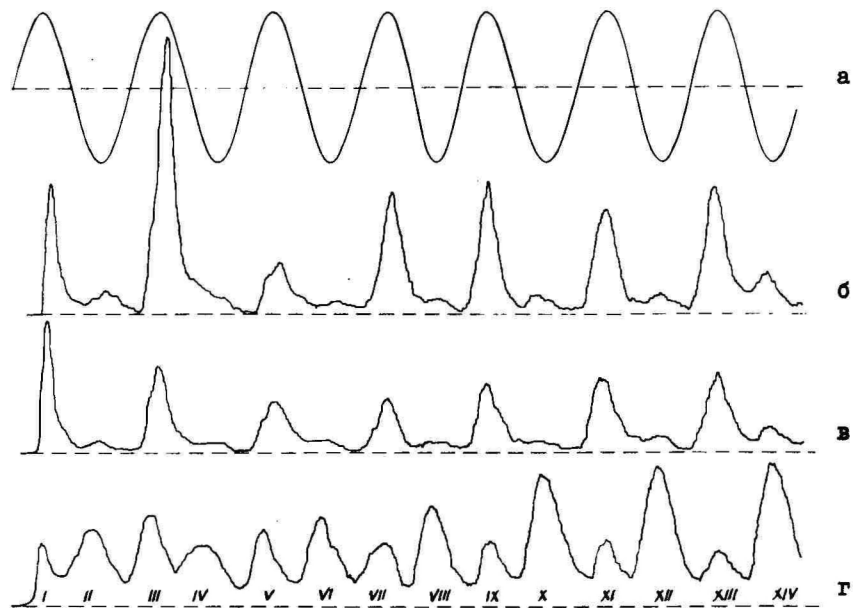


Рис. 10. Осциллограммы фотоимпульсов: а - ВЧ напряженке; б и в - фотоимпульсы на расстоянии 0,7 мм от острья без вертикальной диафрагмы (б) и с диафрагмой (ширина 0,6 мм, в); г - фотоимпульсы у вершины острья (вертикальная диафрагма 0,4 мм). Ширина горизонтальной щели везде 0,1 мм.

Поскольку в начальной стадии центральный канал распространяется по следу первого импульса, то факт неограничения диафрагмой амплитуды усредненного сигнала первого импульса служил критерием для выбора минимальной ширины диафрагмы и правильности ее установки перед ФЭУ. В настоящих исследованиях ширина диафрагмы менялась от 0,4 мм у поверхности острья до 1,5 мм на расстоянии 2 мм от острья. На рис. 10в приведена осциллограмма, полученная в тех же условиях, что и предыдущая (рис. 10б), но с использованием подходящей диафрагмы. Осциллограммы на рис. 10б и в представляют типичную последовательность фотоимпульсов при сканировании с узкой щелью ($\Delta = 0,1$ мм) вдоль разрядного промежутка.

Совершенно иной вид имеет последовательность фотоимпульсов в непосредственной близости острья (расстояние от острья $x < 0,1$ мм), характеризующих процессы в электродном пятне. В этой области импульсы отрицательных III преобладают над импульсами положительных III.

Амплитудное распределение свечения вдоль разрядного промежутка приведено на рис. 11 и 12. На рис. 11 представлены распределение свечения стримера и импульса Тричела постоянной короны и для сравнения то же для I и II импульсов ВЧ

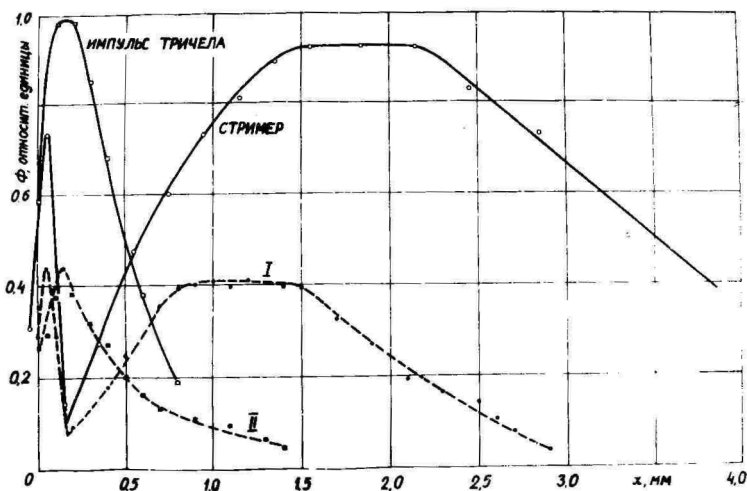


Рис. 11. Распределение свечения Φ стримера и импульса Тричела и I и II импульсов ВЧ разряда в зависимости от расстояния до острья x .

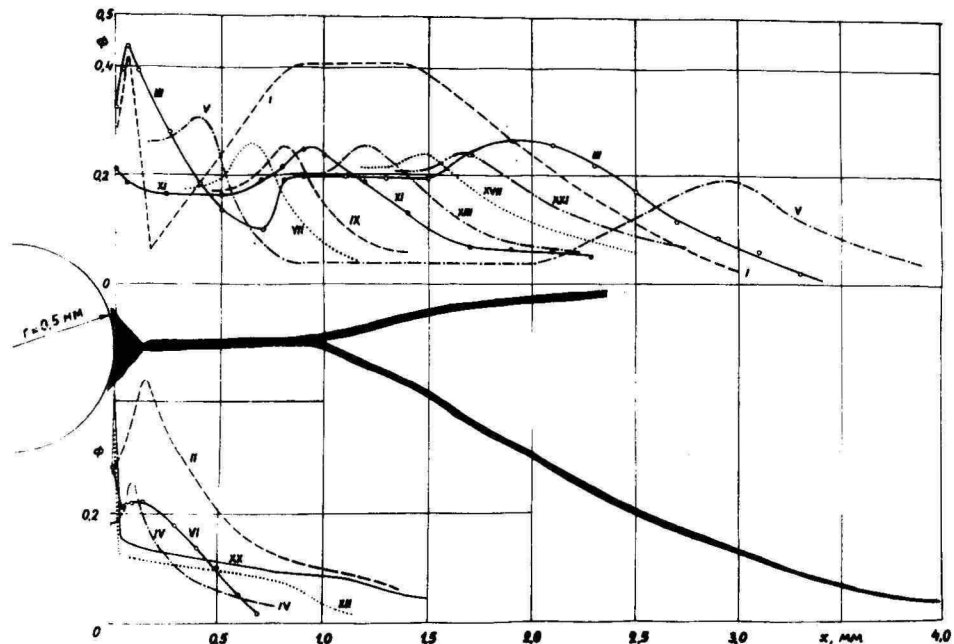


Рис. 12. Распределение свечения центрального канала ВЧ разряда Φ (в относительных единицах) на положительных (I, III, V, VII, IX, XI, XIII, XVII, XXI) и отрицательных (II, IV, VI, XII, XX) полупериодах в зависимости от расстояния до острья x .

разряда. На рис. 12 дано распределение максимального излучения центрального канала ВЧ разряда раздельно для положительных и отрицательных III, а также в качестве примера типовой центральный канал.

В распределении свечения стримера можно выделить четыре области. В интенсивной приэлектродной области (первая область) толщиной порядка 0,1 мм свечение длится все время существования стримера (длительность свечения около 200 нс). За приэлектродной областью интенсивность стримера очень слаба, однако по мере удаления от острия растет экспоненциально (вторая область). Длительность фотоимпульса на полувысоте 20-30 нс.

На расстоянии 1-1,5 мм от острия область быстрого роста излучения переходит в плато, где излучение стримера почти постоянно (третья область), а затем следует область медленного спада излучения (четвертая область).

Импульс Тричела характеризуется короткой пространственной протяженностью. Вблизи острия выделяется узкая область (меньше 0,1 мм), где фотоимпульс имеет продолжительный хвост (более 200 нс), в то время как длительность свечения импульса Тричела в общем коротка (на полувысоте менее 20 нс).

В случае ВЧ разряда первый импульс имеет те же характерные области что и стример постоянного напряжения, лишь максимальные интенсивности и пространственная протяженность значительно уступают стримеру.

Следующему импульсу положительного III, т.е. третьему импульсу, свойственна сильная зависимость от параметров атмосферы, особенно от влажности. Характерно усиление интенсивности после точки разветвления и в области спада излучения стримера.

Начиная с пятого импульса на положительных III наблюдается систематическое распротранение довольно интенсивного излучения из приостриевого пространства вглубь разрядного промежутка. За каждый положительный III зона интенсивного излучения продвигается на определенное расстояние, образуя четко выраженную систему фронтов, которым характерны небольшой подъем перед спадом. Из-за увеличения флуктуаций при удалении от острия эти фронты растягиваются, становятся более пологими.

Для того, чтобы не загромождать рисунок, полностью показан ход лишь нескольких импульсов, а у остальных вырисована

только фронтальная часть.

Второй импульс, образовавшийся в отрицательный III, локализован у острия, его интенсивность быстро убывает при продвижении в промежутке. Дальнейшим импульсам отрицательных III характерно существование резко ограниченной области яркого свечения у острия и слабого, монотонно убывающего излучения в промежутке.

Обсуждение. На основе литературных и вышеизложенных данных предлагается модель начальных этапов ВЧ разряда, которая рассматривается в настоящем пункте.

На частоте 7,6 МГц начальное напряжение разряда на киловольт ниже порога постоянной короны. Для того, чтобы при таких условиях мог возникнуть разрядный импульс, подобный импульсам короны постоянного напряжения, должно произойти предварительное накопление объемного заряда вблизи острия. В момент, когда суммарное поле объемного заряда и ВЧ напряжения станет равным пороговому напряжению постоянной короны, возникает разряд.

В общем случае время запаздывания складывается из статистического времени запаздывания, связанного с появлением эффективного электрона, и времени формирования.

При частоте повторения ВЧ разряда 15 Гц на поверхности острия остаются ионы от предыдущего разряда [9], которые и обуславливают возникновение эффективных электронов в момент включения напряжения. Следовательно, в нашем случае время запаздывания равно времени формирования разряда и варьирование времени запаздывания определяется статистикой накопления объемного заряда.

Эффективные электроны дают начало лавинам, которые со временем переходят в лавинные серии, являющиеся в случае положительных III вспышечными импульсами (лавинные серии, в которых вторичным механизмом является фотоионизация).

Аналогично тому, как и в однородном поле постоянного напряжения, возникновение стримера является вероятностным событием при данной величине поля [22], при ВЧ напряжении может возникнуть либо большой вспышечный импульс, либо стример (сравни с одновременным существованием вспышечных импульсов и предначальных стримеров постоянной короны).

Если возникает стример, то система регистрации запускается, но от вспышечных импульсов, уровень свечения которых

в несколько порядков ниже [12], она запускается неуверенно. В этих случаях она запускается в следующий, отрицательный III, когда под влиянием объемного заряда вспыхивающего импульса образуется разряд, подобный тричелевскому импульсу. Этим объясняется наличие статистики начального III и расхождения в данных различных авторов [II, I2, 2I]. В настоящей работе ограничимся рассмотрением только стримероподобного начала ВЧ разряда.

Развивающемуся в положительном III первому стримеру характерны те же области изменения свечения, что и стримеру постоянного напряжения, но так как его развитие происходит всего в течение 30 нс (длительность четверти периода ВЧ напряжения) в быстро уменьшающемся во времени поле, то развиваются только приосевые ветви, скорость которых наибольшая [23].

Первая, приэлектродная область соответствует формированию стримера (переход вспыхивающего импульса в стример) — аналогичного по механизму перехода лавины в стример в постоянном однородном поле [22].

Свойственный второй области экспоненциальный рост свечения на основе снимков ВЧ разряда можно отождествить с увеличением свечения в неразветвленном канале. Считая в грубом приближении свечение пропорциональным процессам ионизации, а поле объемного заряда в головке стримера однородным [24], можно оценить из экспоненциального роста свечения величину первого коэффициента Таунсенда $\alpha \approx 30 \text{ см}^{-1}$, а также величину поля в головке стримера $E = 50\text{--}55 \text{ кВ/см}$ [22].

С другой стороны, используя эмпирические формулы для скорости стримера в зависимости от соотношения E/p [25]:

$$v = 4 \cdot 10^5 E/p, \text{ при } E/p < 77 \text{ В/см.мм рт.ст.}$$

на основе измеренной нами $v = 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ получим для этой области $E = 50 \text{ кВ/см}$.

Сделать подобные оценки на основе наших измерений для стримера постоянной короны невозможно из-за незнания количества ветвей, а для третьей области (плато) первого импульса потому, что неизвестна доля свечения в каждой ветви.

Существование вполне определенной средней точки разветвления стримера не позволяет считать разветвление чисто случайным событием, но процессом, связанным с достижением критического уровня неустойчивости в стримере [24].

Судя по виду импульса тока (непрерывный переход из поло-

жительного на отрицательный III, рис. 5) и исходя из условия перехода лавины в стример [24], можно сказать, что дебаевский радиус много меньше радиуса канала и, следовательно, вслед за головкой стримера во второй, третьей и частично в четвертой области остается плазменный канал, где диффузия является амбиполярной [26].

Так как скорость амбиполярной диффузии медленная и за период ВЧ напряжения потерями электронов за счет диффузии можно пренебречь, то убывание электронов в канале определяется прилипанием.

Иная ситуация наблюдается в четвертой области первого импульса, где дебаевский радиус становится сравнимым с размерами канала. В этой области, по-видимому, амбиполярная диффузия заменяется переходной, а затем свободной диффузией — значит электроны за период ВЧ напряжения успеют покинуть канал разряда.

Судя по распределению свечения к началу второго (отрицательного) III вблизи острия остается сильный объемный заряд, который обеспечивает возникновение ионизации уже при нулевом ВЧ напряжении. Ионизация происходит не только у вершины острия, но и распространяется по поверхности в боковые области (как и в случае импульса Тричела [27]).

Распространение разряда в промежуток быстро прекращается из-за экранирующего действия оставленного им положительного объемного заряда.

Во время третьего импульса возникают и боковые каналы разряда в виде стримеров в тех частях острия, где достигнута необходимая величина поля. Так как в общих чертах поведение боковых каналов сходно с центральным каналом, то ограничимся рассмотрением последнего.

Проводимость канала первого импульса не достаточно высока, в противном случае мы имели бы дело с продолжением острия в разрядный промежуток, с конца которого мог бы развиваться новый стример, но во время третьего импульса не наблюдается существенного, сравнимого с длиной первого импульса, развития разряда в промежуток.

Ионизация и сопутствующее ей свечение плазменного канала возможны в тех частях, где существует необходимый для этого градиент потенциала. Если канал светится равномерно, то можно сказать, что это отражает процессы ионизации в погранич-

ном слое плазменного канала, как и в случае лидерного канала длинной искры [28]. Изменения интенсивности свечения означают существование градиентов вдоль канала.

Характерное третьему импульсу резкое повышение излучения у точки разветвления объясняется удвоением площади пограничного плазменного слоя после разветвления.

В области спада первого импульса ионизационные процессы (свечение) усиливаются из-за наличия градиента потенциала (рис. 12). В какой мере в этой области распространение III импульса происходит по следу I импульса - сказать трудно. Возможно, что в этой области существует хаотически распределенная корона. Аналогичный процесс наблюдается еще и на конце пятого и последующих импульсов.

В начале пятого III градиент в центральном плазменном канале и в его ветвях мал и распределен почти равномерно. Повышение потенциала острия нарушает равновесие в приэлектродной части и вызывает ионизационную волну, распространяющуюся вдоль канала.

Распределению свечения волны ионизации на пятом и следующих положительных III характерно существование основных областей, свойственных тлеющему разряду. Катодом является предварительно ионизированный канал, видна область отрицательного свечения и положительный столб. Распределение волны связано с увеличением проводимости канала. Эти процессы сходны с процессами в тлеющем разряде низкого давления, где быстрое увеличение потенциала электрода вызывает переход разряда в более сильноточный режим [30].

Распределение свечения на всех отрицательных III, начиная с четвертого импульса, почти одинаковое - резкие изменения свечения сосредоточены в узкой области (меньше 0,1 мм) у острия и со временем происходит лишь увеличение его амплитудного значения. Те же изменения можно заметить и на фотоснимках разряда - происходит расширение электродного пятна. Процессы в электродном пятне на начальных этапах аналогичны процессам в пятне установившегося факела и, как вычислено в работе [29], расположение положительного объемного заряда даже на расстоянии 1 мм может вызвать холодную эмиссию электронов с поверхности острия. Ускоренные полем электроны путем ионизации компенсируют потери электронов в канале и усиливают объемный заряд (из-за электростатического

расталкивания последнего происходит расширение пятна).

Дальнейшее распространение разряда в промежутки оказывается возможным тогда, когда в какой-либо одной ветви в определенный момент будет достигнута достаточная проводимость. Этот момент изменчив, так как он сильно зависит от начальных проводимостей ветвей, статистического характера распространения ионизационных фронтов в отдельных разрядах и пр., поэтому методом усреднения его установить невозможно. В связи с тем, что, как видно из рис. 12, на таком расстоянии от острия из-за флуктуирования разряда фронты становятся пологими и даже сливаются, одиночные сильные сигналы, отмечающие дальнейшее развитие, затушевываются.

Можно отметить, что при исследовании скоростным осциллографом сигналов отдельных разрядов в конце области спада первого импульса и далее, наблюдаются выбросы в сигнале начиная с XI импульса, которым следуют импульсы, аналогичные импульсам приостриевой области и этот момент можно отождествить со следующим этапом развития разряда в промежутке.

На основе данной модели можно объяснить механизм образования и увеличения проводимости первой стадии ВЧ разряда, а также сделать предположения насчет его дальнейшего развития:

1. Центральный канал разряда развивается по следу первого стримера.
2. Увеличение проводимости в канале разряда происходит путем продвижения ионизирующих фронтов.
3. Дальнейшее развитие разряда в промежутке возможно тогда, когда ионизирующий фронт достигает конца плазмы какой-либо ветви канала.

Авторы выражают благодарность научному руководителю лаборатории газового разряда доценту К.Ф. Куду за постановку задачи исследования и за постоянный интерес к работе, а также другим сотрудникам лаборатории за полезные и плодотворные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. К.Ф. Куду. О начальных стадиях разряда с острия в воздухе. Тарту, 1960.
2. А.В. Бердышев, А.М. Прокофьев. Фотоэлектрические исследования развития ВЧ коронного и факельного разрядов.

- Уч.зап. Ленинградского гос.пед.ин-та им. Герцена, Л., 1968, т. 384, вып. 2, с. 129-134.
3. В.А. Веймер, К.Ф. Куду. Изучение фаз развития униполярного ВЧ разряда в диапазоне 3-20 МГц. Уч.зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 283, Тарту, 1971, с. 49-61.
 4. F.E. Asker, G.W. Penney. Influence of previous positive streamers on streamer propagation and breakdown in a positive point-to-plane gap. - "J. Appl. Phys.", 1968, vol. 39, No.5, p.2363-2369.
 5. M.Laan, K.Kudu. Distribution of luminosity at the onset of a HF corona. Proc. 12th Int.Conf.Phys. Ionized Gases, part.1, Eindhoven, 1975, p.172.
 6. М.Р. Лаан. Высоковольтный генератор прямоугольных радиопульсов /Наст. сб./.
 7. E.Nasser. Spark breakdown in air at a positive point. - "IEEE Spectrum", 1968, Vol.5, No.11, p.127-134.
 8. E.Nasser, L.B. Loeb. Impulse streamer branching from Lichtenberg figure studies. - "J. Appl. Phys.", 1963, Vol.34, No.11, p.3340-3348.
 9. В.А. Авруцкий. Время запаздывания при импульсном пробое слабооблучаемых промежутков. - "И. техн. физ.", 1975, т.45, вып.10, с. 2194-2202.
 10. К. Кивас. Определение времен запаздывания высокочастотного разряда. Дипл. работа. Тартуский гос. ун-т, Тарту, 1976 /на эст. яз./.
 11. А.В. Бердышев. Фотоэлектрические исследования формирования высокочастотных разрядов с острия в воздухе. Дисс. канд. физ.-мат.н., Л.1971.
 12. V.Veimer. Photoelectric investigation of the initial stages of a unipolar HF discharge. 2nd Int. Conf. Gas Discharges, London, 1972, p.257-259.
 13. T.Suzuki. Transition from the primary streamer to the arc in positive point-to-plane gap. - "J. Appl. Phys.", 1971, Vol.42, No.10, p.3766-3777.
 14. И. Льюис, Ф. Уэлс. Миллимикросекундная импульсная техника. Пер. с англ. М., 1956.

15. О.С. Колотов, Ю.Н. Лобанов, З. Шильберский. Генератор наносекундных импульсов с плавной регулировкой длительности. - "ПТЭ", 1961, № 3, с.87-89.
16. М.А. Аронов, Е.С. Колечицкий, В.П. Ларионов, В.Ф. Минейн, Ю.Г. Сергеев. Электрические разряды в воздухе при напряжении высокой частоты. М., 1969.
17. Ю.Д. Клебанов, Л.А. Лозина. Некоторые возможности использования ФЭУ-36 в управляемом режиме. - "ПТЭ", 1967, № 2, с. 127-129.
18. А.П. Онучин. Генератор наносекундных импульсов света с внешней синхронизацией. - "ПТЭ", 1966, № 4, с.97-101.
19. G.Hartmann. Spectres émis par des phénomènes prédisruptifs dans l'air à la pression atmosphérique. - "C.R. Acad. Sc. Paris", 1970, t. 270B, p.309-312.
20. Ю.А. Рябинин. Стробоскопическое осциллографирование. М., 1972.
21. M.H. Aints, A.J. Haljaste, H.J. Korge, M.R. Laan, K.F. Kudu. Formation of the HF point-discharge. 4th Int. Conf. Gas Discharges, Swansea, 1976, p.220-224.
22. Г.Петер. Электронные лавины и пробой в газах. Пер. с англ. М., 1968.
23. E.Nasser. Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics. N.-Y. - L. - Sydney - Toronto, s.d.
24. Э.Д. Лозанский, О.Б. Фирсов. Теория искры. М., 1975.
25. E.G. Marode. La formation de l'arc entre une pointe positive et un plan. Propositions données. Thèses, Université de Paris-Sud, 1972.
26. И. Мак-Даниель. Процессы столкновений в ионизованных газах. Пер. с англ. М., 1967.
27. C.Bugge, R.S. Sigmond. The Townsend and Trichel pulse stages of the low pressure negative glow in dry air. 11th Intern. Conf. Phen. Ionized Gases, Contr. Papers. Bucharest, 1969, p.289.
28. Г.Н. Александров. О механизме перехода коронного разряда в искровой в длинных воздушных промежутках. - "Ж.

ТЕХН. Физ.", 1965, т.35, вып.7, с.1225-1229.

29. V.Truneček. Feldemission an den Elektroden der Fokelentladung. - "Folia Fac. Sc. Natur. Univers. Purkynianae Brunensis", 1971, t.XII, S.111-120.
30. L.Loeb. Ionizing waves of potential gradient. - "Science" 1965, Vol.148, No.3676, p.1417-1426.

KÕRGSAGEDUSLAHENDUSE ESIALGSE ARENGU UURIMINE FAAKELSAGEDUSTEL

H.Korge, M.Laan

Resümee

Käesolevas artiklis vaadeldakse KS-lahenduse (sagedus 7,6 MHz) formeerumist ja juhtivuse suurenemise mehhanismi õhus esimese kümne perioodi jooksul. Kasutati kolme erinevat mõõtmismetoodikat: lahenduse fotografeerimist, vooluimpulsi mõõtmist ja helenduse jaotuse uurimist lahendusvahemikus KS-pinge igal poolperioodil. Nii voolu kui ka helenduse registreerimiseks kasutati stroboskoopilist ostsillograafi. Vooluimpulss eraldati kõrgsagedusvoolu mahtvuslikust komponendist koaksiaalse faasiinventori abil, mis tagas signaali moonutusteta ülekandmise.

Tingituna ionisatsiooniprotsesside statistilisest iseloomust võivad registreeritavad signaalid erineda üksteisest tunduvalt. Kasutades signaalide keskmistamist stroboskoopilise ostsillograafi abil registreeriti uuritavate signaalide keskvärtused. Helenduse jaotus KS-pinge igal poolperioodil registreeriti fotokordistiga, skaneerides piki lahendusvahemiku telge. Saadud tulemused võimaldasid püstitada lahenduse mudeli, mis seletab lahenduse käitumist esialgsetel etappidel.

Järeldused:

1. Kõrgsageduslahenduse tsentraalse kanali levik toimub piki esimese striimeri jälge.
2. Kanali juhtivuse suurenemist põhjustavad ionisatsioonilained.

3. Lahenduse edasiareng on võimalik siis, kui ionisatsioonifront jõuab ühe kanaliharu plasmaosa lõppu.

INVESTIGATION OF THE INITIAL STAGES OF THE HF DISCHARGES AT TORCH FREQUENCIES

H.Korge and M.Laan

Summary

This paper deals with the problem of the formation of the HF discharge at a frequency of 7.6 MHz and with the mechanism of the growth of the discharge channel conductivity during the first ten HF cycles. Three different methods of investigation were used: static photography of the discharge, measurement of the discharge current pulses and of the luminosity distribution in the discharge gap in each half-cycle of the HF voltage. The discharge current and the luminosity were measured with a sampling oscilloscope.

To suppress the displacement current of the HF voltage, a coaxial phase inverter was used; the latter made it possible to record the discharge current without any noticeable distortions. Since ionization processes are statistical ones, the differences between separate discharge pulses are considerable, but it is possible to average the varying signals by means of a sampling oscilloscope. The luminosity distribution in each half-cycle of the HF voltage was measured by a photomultiplier, scanning along the gap axis.

The results of the investigation made it possible to present a model of the discharge explaining the development of the discharge in its initial stages.

Conclusions:

1. Development of the central channel of the discharge takes place along the traces of the first streamer.
2. An increase in conductivity of channels is caused by ionizing waves.
3. Further development of the discharge into the gap is possible when the ionizing wave reaches the tip of the plasma channel.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАЗВИТИЕ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ВЧ РАЗРЯДА

М.Х. Айтс, К.Ф. Куду, А.Я. Хальясте

Из фотовольтрических исследований одноэлектродного ВЧ разряда с помощью фотовольтрических умножителей (ФЭУ) и скоростных осциллографов известно, что на частотах до 20 МГц первый разрядный импульс по своим амплитудно-временным параметрам [1, 2] и распределению интенсивности свечения вдоль оси разрядного промежутка [3, 4] сходен либо со стримером, либо с импульсом Тричела на постоянном напряжении, хотя пороговое напряжение на ВЧ значительно ниже порога стримеров и импульсов Тричела короны постоянного напряжения. Что касается последующих полупериодов (III), то для них общепринятой детальной модели развития ВЧ разряда не существует. Все авторы соглашались лишь в одном - дальнейшее развитие одноэлектродного ВЧ разряда происходит вследствие лавинно-стримерных процессов. Осмысление последней фразы требует информации, которая в принципе может быть получена методами скоростной фотографии.

Выделить фотографически особенности структуры разряда отдельно для положительных и отрицательных III приложенного ВЧ напряжения попытались авторы работ [5, 6]. Так И. Асами использовал ячейку Керра в качестве электро-оптического затвора для получения интегральных фотографий разряда отдельно для положительных и отрицательных III ВЧ напряжения в трехсантиметровом разрядном промежутке острой плоскостью на частоте 500 кГц. Было найдено, что по сравнению с отрицательными III в положительных III разряд простирается на значительно большие расстояния от острья. Более того, разряд в положительных III и общий вид разряда оказались весьма подобными.

Для исследования структуры установившейся ВЧ кистевой короны на проводе с острым выступом авторами работы [6]

была осуществлена фоторазвертка разряда на движущуюся фото-пленку. Недостаточная яркость объекта не позволила увеличить скорость движения пленки свыше 10 м/с. При частоте 33 кГц обнаружены на фоторазвертке чередующиеся светящиеся точки и тонкие каналы большой длины. Авторы заключили, что в отрицательный III напряжения корона развивается в узкой зоне вблизи электрода, а в положительный имеет вид каналов - положительных стримеров.

Ясно, что малая интенсивность свечения разряда, особенно в начальных стадиях развития, затрудняет применение таких приборов скоростной фотографии, как ячейка Керра или скоростные фоторегистраторы типа СФР. В таких условиях особенно перспективным является применение регистрирующей аппаратуры на базе электронно-оптических преобразователей (ЭОП) с усилением света. Ниже мы приводим результаты исследования начальных стадий одноэлектродного ВЧ разряда на частотах $f = 3,333$ МГц и $f = 10$ МГц с помощью многокаскадного ЭОП, работающего в режимах покадровой съемки и фоторегистрации. Из выбранных частот первая находится у нижней границы области перехода от ВЧ коронного разряда к ВЧ факельному разряду, а вторая является факельной [7].

Экспериментальная установка. Блок-схема экспериментального устройства показана на рис. 1. Использовался четырехсантиметровый промежуток острие-плоскость. Острия из платиновой проволоки с полусферически обработанным концом имели диаметры $d = 1$ мм и $d = 3$ мм. В качестве плоскости использовался отшлифованный диск из нержавеющей стали диаметром 16 см. Разрядный промежуток находился в металлической камере диаметром 30 см. Рабочий газ - лабораторный воздух при атмосферных условиях. Пороговые напряжения разных видов разряда в примененных промежутках приведены в табл. 1. Данные о ВЧ разряде имеют точность не выше 5%.

Таблица 1.

d	Корона пост. напряжения		ВЧ разряд	
	отример	импульс Тричела	$f = 3,333$ МГц	$f = 10$ МГц
1 мм	7,7 кВ	-7,8 кВ	7,0 кВ	6,2 кВ
3 мм	13,6 кВ	-14,0 кВ	12,5 кВ	10,6 кВ

В качестве генератора ВЧ напряжения использовалась радиостанция с пятикаскадным усилителем мощности, которая

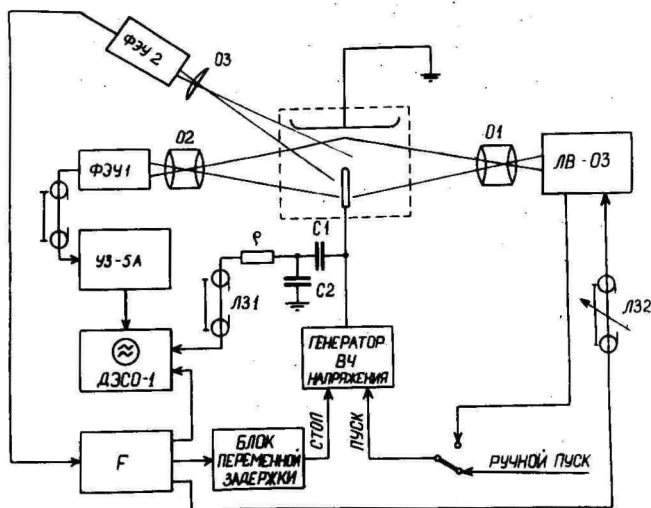


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

работала в режиме коротких импульсов. Модуляция (ПУСК - СТОП) осуществлялась в третьем каскаде по экранной сетке. Выход генератора был индуктивно связан с разрядным контуром. Длительность фронта радиоимпульса была ~ 20 мкс.

Скоростное фотографирование разряда было осуществлено электронно-оптической лупой времени типа ЛВ-03 [8]. Использовался ЭОП типа УМИ-93. Исследуемый разряд проектировался объективом О1 типа Р02-2М (фокусное расстояние 75 мм, светосила 1:2) на фотокатод ЭОП. Расстояние между объектом и объективом - 30 см.

С экрана ЭОП изображение разряда фотографировалось объективом "Р-Гелиос 100" (фокусное расстояние 100 мм, светосила 1:2,5) на пленку "Изопанхром Т-24", которую проявляли 6 мин в проявителе АСП-3М при температуре 20°C .

В работах [1, 9] для исследования одноэлектродного ВЧ разряда применялись лишь ФЭУ. Для привязки результатов в нашей работе также регистрировался интегральный фототок разряда с помощью ФЭУ типа ФЭУ-36. Использовалась стеклянная оптика О2. Усиленный широкополосным усилителем УЗ-5А сигнал ФЭУ подавался на одну пару сигнальных плас-

тин двухлучевого осциллографа ДЭСО-1. Через емкостный делитель С1-С2 и согласованный спиральный кабель задержки ЛЗ1 на другую пару сигнальных пластин осциллографа снималось ВЧ напряжение с острья. Этот сигнал использовался для определения ВЧ потенциала на острье, а также для определения фазовых соотношений между фототоком и ВЧ напряжением.

Запуск измерительной аппаратуры и выключение ВЧ генератора осуществлялись импульсами от блока формирователей F, который запускался сигналом от ФФУ2 (также типа ФФУ-36). Вместо стеклянной оптики использовалась изготовленная из оргстекла светособирающая линза ОЗ (фокусное расстояние 125 мм, светосила 1:1,5), которая находилась на расстоянии 19 см от острья. Достигнутый за счет этого выигрыш в чувствительности позволил запускать измерительную аппаратуру от т.н. "предразрядных импульсов" до появления первого мощного разрядного импульса. Предразрядные импульсы в фототоке впервые были описаны Веймером [1]. Они вызваны слабыми световыми импульсами, сопровождающими лавинную стадию одноэлектродного ВЧ разряда до возникновения первого импульса типа стримера или импульса Тричела. Типичная осциллограмма предразрядного фототока представлена на рис. 2 ($f = 3,333$ МГц, $d = 3$ мм). Метки над приведенными в статье осциллограммами соответствуют моментам достижения приложенным ВЧ напряжением амплитудного значения в отрицательных III. В подписях к остальным осциллограммам указано ослабление сигнала К в дБ по отношению к предразрядному фототоку на рис. 2. Из рис. 2 видно, что импульсы возникают как в отрицательных, так и в положительных III около амплитудного значения ВЧ напряжения. Рост амплитуд импульсов совершается возникновением импульса Тричела. Как фотоимпульс Тричела, так и последующие фотоимпульсы на рис. 2 ограничены по амплитуде вследствие насыщения усилителя. Отметим, что амплитуда фотоимпульса стримера короны постоянного напряжения превышает амплитуду предразрядного фотоимпульса ВЧ разряда более чем 60 дБ.

Для проверки точности синхронизации между импульсами экспозиции на затворе ЭОП в кадровом режиме и фотоимпульсами разряда в отдельных полупериодах ВЧ напряжения и те и другие подавались на разные лучи осциллографа ДЭСО-1 через эквивалентные цепи задержки. Регулированием плавнопеременной линии задержки ЛЗ2 в цепи запуска лупы времени совместили

во времени фотоимпульсы разряда и импульсы экспозиции.

Результаты эксперимента. Как было отмечено выше, первый мощный импульс ВЧ разряда подобен либо стримеру, либо импульсу Тричела. Чтобы дать возможность их непосредственного сравнения, на рис. 3-6 представлены статические снимки одиночного преднаачального стримера и импульса Тричела короны постоянного напряжения при $d = 3$ мм (рис. 3 и 4) и при $d = 1$ мм (рис. 5 и 6). Снимки сделаны с экрана ЭОП. Масштаб, указанный на рис. 3, остается неизменным для всех последующих снимков. Количество ветвей преднаачальных стримеров, аксиальная длина стримеров и импульсов Тричела в исследованном интервале напряжений приведены в табл. 2.

Таблица 2

d мм	Преднаачальные стримеры		Импульсы	Тричела
	количество ветвей	аксиальная длина, мм	аксиальная длина, мм	перенапряжение, %
1	4 + 9	8 + 13	1,5 + 3	< 35
3	15 + 25	20 + 30	3 + 4	< 7

В структуре стримера можно выделить ярко светящийся околоостреговой отрезок небольшой длины - ствол. Затем следует шейка, где интенсивность светопускания проходит через глубокий минимум. За шейкой стример начинает разветвляться. В этой области след стримера можно аппроксимировать ломаными линиями, где в точках излома происходит разветвление.

Покрывающее полусферический кончик острия свечение, которое особенно выделяется на рис. 3, обусловлено вспышечными импульсами. Отметим, что чувствительность аппаратуры была достаточна для регистрации одиночного вспышечного импульса.

Выделить на снимках отдельные элементы внутренней структуры импульса Тричела трудно; лишь изредка встречались зачатки слабовыраженных каналов.

$f = 3,333$ МГц; $d = 3$ мм. На рис. 7а представлена трехрядная фоторазвертка и на рис. 7б соответствующая осциллограмма интегрального фототока ВЧ разряда, развивающегося при перенапряжении $\sim 5\%$. Световые явления в разряде имеют дискретный характер, т.е. свечение разряда зажигается и гаснет в каждом III ВЧ напряжении. Поэтому скорость развертки можно легко определить по рисункам, учитывая, что длительность периода ВЧ напряжения составляет 0,3 мкс. Развертка

идет слева направо. При переходе на новую строку пропущен один III.

Как видно, в данном случае ВЧ разряд начинается типичным импульсом Тричела в отрицательном III (см. также рис. 7б и 4), но во время предшествующего ему положительного III зарегистрирован также предразрядный импульс. За импульсом Тричела всегда следует мощный стример (ср. с рис. 3). Одновременно происходит заметное распространение свечения по поверхности острья вниз.

Фоторазвертка разряда, начинающегося со стримера, приведена на рис. 8а. Скорость развертки вдвое больше, чем на рис. 7а, а прочие условия те же.

Фоторазвертки и осциллограммы фототока показали, что возбуждающий ВЧ разряд импульс Тричела способствует пространственному развитию последующего стримера, увеличивая количество и длину его ветвей. Длительное свечение существует лишь в околоостриеом участке стримера — в стволе.

По фоторазверткам можно сказать, что дальнейшее развитие разряда связано с наличием каналов двух типов. Существование каналов первого типа характерно только положительным III. Оставленные ими следы на фоторазвертках внешне напоминают треки от первого стримера. Длительность послесвечения в каналах меньше 10 нс.

Каналы второго типа излучают свет в обоих разнополярных III. Их свечение в любой точке канала длительное, как и в стволе стримера. При этом длительность свечения увеличивается в течение нескольких первых периодов, достигая примерно $2/3$ длительности III (на уровне данной чувствительности регистрирующего ЭОП), а затем немного уменьшается. Поведение интенсивности свечения во времени в течение положительных и отрицательных III имеет некоторые различия. В отрицательных III первым начинает светиться электродное пятно, затем начинается движение слабого фронта свечения от острья в канал (см. напр. рис. 8а, пятая фигура). Интенсивность излучения в каком-либо сечении канала растет, проходит через максимум и плавно убывает. Долгие всего светится электродное пятно.

В положительных III след, соответствующий возобновлению процессов возбуждения и ионизации в канале, имеет отрицательный наклон относительно временной оси на большинстве фоторазвертках. Это означает, что свечение возникает сперва у вершины канала, а затем распространяется в сторону острья.

Однако свой вклад в образование следа с отрицательным наклоном могут внести еще следующие факторы. Во-первых, образование более или менее радиальных ветвей канала на расстоянии 1+2 мм от острья. Во-вторых, возможная неперпендикулярность временной оси развертки и оси разрядного промежутка. В-третьих, отклонение разрядного канала от оси промежутка. Так как скорость распространения фронта свечения большая, то при наших скоростях развертки вышеуказанные факторы могут играть определяющую роль при формировании на фоторазвертках следа с отрицательным наклоном. Поэтому в рамках данной работы вопрос о направлении распространения фронта свечения в положительных III остается открытым.

В отличие от отрицательных III в положительных III после возобновления свечения в канале плавное изменение его интенсивности во времени нарушается прохождением интенсивных фронтов свечения. Определение направления движения этих фронтов связано также с вышеуказанными трудностями. Все же кажется весьма вероятным, что они рождаются у вершины канала при формировании там стримера и распространяются в сторону острья (см. напр. шестую фигуру на рис. 8а). Иногда наблюдается прохождение нескольких фронтов в течение одного III, что происходит при одновременном возникновении нескольких стримеров. Чем слабее стример, тем слабее выражено существование подобных фронтов.

Зародышем канала второго типа является ствол первого стримера. Следующий световой импульс уже не похож на импульс Тричела и проявляет признаки существования канальной формы. В течение некоторого времени максимальная интенсивность в канале (за исключением, возможно, вышеуказанных быстрых световых фронтов) меньше интенсивности ствола первого стримера, но затем следует медленный рост. Однако распределение интенсивности свечения по длине канала неравномерное. Часто в верхней части канала наблюдается область с повышенной яркостью. Существует она как в положительных, так и в отрицательных III, и, если репродукции позволяют, то она видна на рис. 7а и 8а. Кажется, что формирование каналов первого типа в положительных III происходит именно в этой области, так как наблюдаются все структурные элементы, свойственные каналу стримера в его начальной части.

По линейной фоторазвертке невозможно определить, в какой степени созданная канальная структура повторяется от III к III.

Этот вопрос решается только на основе кадровых снимков. В данной работе лупа времени использовалась в I6-кадровом режиме (четыре ряда по четыре кадра). На рисунках кадры следуют слева направо, ряды сверху вниз.

Рис. 9а представляет кадровые снимки В4 разряда при перенапряжении в 5%. Время экспозиции каждого кадра 0,05 мкс. Цифры около кадров указывают порядковый номер соответствующего III начиная с момента возникновения мощного В4 разряда. Знаки "+" и "-" обозначают полярность III.

Рис. 9а еще раз подчеркивает различия во внешнем виде разряда во время разноименных III: при положительных III существует множество простирающихся в глубь промежутка тонких нитевидных каналов, не заметных при отрицательном потенциале на острие. В отрицательных III видны лишь интенсивные каналы второго типа, которые заканчиваются диффузным свечением на обращенной к плоскости стороне. Эти каналы В4 разряда повторяются от III к III, определяют его окончательную структуру, и вследствие более длительного свечения дают размазанные изображения на фоторазвертках. Учитывая, что каналы второго типа играют, по-видимому, значительную роль в формировании стримерной зоны, т.е. зоны с каналами первого типа, в дальнейшем мы называем каналы второго типа основными каналами В4 разряда.

50-наносекундная экспозиция явно недостаточна для охватывания во время положительных III всего светового импульса, длительность которого порядка 100 нс. Этим объясняется наличие темных участков в структуре тонких каналов, соответствующих положительным III на рис. 9а. Участок канала, который светится только до начала или после окончания экспозиционного импульса, остается на рисунке темным. Действительно, изменением задержки запуска лупы времени с помощью ЛЗ2 (рис. 1) можно было следить за перемещением темных пространств вдоль разрядных каналов. При этом в основных каналах темные пространства не наблюдались, поскольку длительность свечения в любом их участке превышает длительность экспозиционного импульса.

Далее мы применяли экспозиции в 0,1 мкс и более. На рис. 10а представлен внешний вид разряда во время положительных III. Время экспозиции 0,1 мкс при межкадровом интервале 0,2 мкс. Перенапряжение в 5%. По интенсивности свечения каналы вышеописанных двух типов хорошо различимы. Если срав-

нывать изображения первого стримера в первом кадре и основных каналов в последнем кадре, то следует, что развитие ВЧ разряда не редуцируется на простую переработку каналов первого стримера с сохранением первичной структуры. С самого начала свой вклад в формирование окончательной структуры вносят также стримеры, образовавшиеся вслед за первым. В кадрах второй серии существует уже множество стримерных каналов. В связи с этим возникает вопрос, в какой степени каналы первого и последующих стримеров повторяются от III к III, какими общими закономерностям подчиняется возникновение новых каналов и в какой мере созданная стримерами структура переходит в структуру основных каналов. Решение этих вопросов затрудняют следующие обстоятельства. Во-первых, многие стримерные каналы имеют в переходной стадии при повторном возбуждении околопороговую для регистрации с экрана ЭОП яркость. Во-вторых, достигнутое нами пространственное разрешение во многом еще не удовлетворяет требованиям, которые диктуются поставленной задачей. В-третьих, трехмерное сложное явление приходится описывать на основе двумерных изображений. Поэтому результаты, изложенные ниже, требуют дальнейшей проверки.

При обсуждении поднятых вопросов мы ограничимся небольшими перенапряжениями (порядка 5%), а счет III ведем с первого стримера. Как правило, во время третьего III частично повторяются мощные ветви первого стримера, но возможно также существенное удлинение некоторых его малоразвитых ветвей. Регистрируемые каналы светятся слабо, за исключением приостриевой области. Ствол и шейка первого стримера превращаются в основной канал уже за два-три периода ВЧ напряжения. Новые мощные, разветвленные стримеры вырастают из области, непосредственно следующей за шейкой. Рождение таких мощных стримеров может продолжаться в течение нескольких положительных III, но начинается этот процесс обычно с пятого III. Даже в том случае, если разветвление первого стримера начинается относительно далеко за шейкой, исходная точка новых стримеров находится в непосредственной близости к шейке первого стримера. Именно эти стримеры определяют часто околостриевое разветвление основного канала. Сказанное отражено также на рис. Юа, где левонаправленный стример в третьем кадре расположен ниже левой ветви первого стримера и является основоположником нижней левой ветви основного канала.

Таким образом за относительно короткое время создается протяженная зона, заполненная стримерными каналами. Внимательное рассмотрение стримерных следов на кадровых снимках ВЧ разряда показывает, что не в каждой точке излома следа происходит немедленное образование новых ветвей. Выясняется, что ветви, которые сразу не наблюдаются, возникают с некоторой задержкой в последующих положительных III. В таком случае светится новорожденная ветвь и та часть ранее прошедшего стримера, которая остается между точкой разветвления и основным каналом. В остальных частях канал ранее прошедшего стримера остается темным. Если точка разветвления находится недалеко от кончика основного канала, то возможно распространение свечения по старому каналу дальше от точки разветвления. Аналогичное распределение свечения по каналу ранее прошедшего стримера наблюдается при заметном удлинении какой-либо его ветви во время очередного положительного III. Время от времени встречаются новые стримеры, которые исходят из вершины основного канала и не следуют по старым следам. Они возникают чаще всего тогда, когда вершина основного канала достигает точки разветвления стримера. Образования нерывных стримеров из других частей основного канала в исследованном промежутке времени мы не наблюдали.

По мере проникновения основных каналов в глубину разрядного промежутка уменьшается образование новых стримеров. Все чаще наблюдается простое повторное зажигание свечения в имеющихся стримерных каналах, которому не сопутствует ни удлинение канала, ни рождение новых ветвей. Такая картина может наблюдаться в нескольких положительных III подряд, после чего происходит либо удлинение старого канала, либо возникновение новой ветви.

Если повторному зажиганию стримерных каналов свойственна нерегулярность, то основные каналы повторяются регулярно из кадра в кадр. В околоострие области основной канал следует по следам первого стримера. Возникновение дополнительных ветвей основного канала вызвано рождением новых стримеров. В дальней зоне созданная первым стримером структура также постоянно дополняется новыми стримерными каналами, но переход всех стримерных каналов в основные каналы в обязательном порядке не наблюдается.

На осциллограммах фототока наблюдаются две типичные последовательности импульсов. Первая соответствует вышеприве-

денным снимкам. Импульс, соответствующий первому стримеру, имеет большую амплитуду. Его амплитуда имеет прямую корреляцию с пространственной протяженностью стримера. Во время третьего III амплитуда фотоимпульса значительно меньше. Возникновение новых мощных стримеров во время пятого полупериода отражается также в пятом фотоимпульсе, амплитуда которого всегда превышает амплитуду третьего фотоимпульса.

Последовательность второго типа характеризуется тем, что третий фотоимпульс больше пятого и часто больше даже первого. Снимки показали, что в таком случае во время третьего III с периферийных точек поверхности острья развиваются дополнительные мощные стримеры. В рассматриваемом диапазоне перенапряжений периферийные стримеры наблюдаются только тогда, когда первому стримеру предшествует импульс Тричела. Тогда происходит особо интенсивное распространение разряда по поверхности острья, что сопровождается появлением ярко светящихся точек на поверхности острья в последующем первом стримеру отрицательном III. В этом III иногда наблюдаются даже типичные импульсы Тричела. Из этих периферийных точек поверхности острья берут начало стримеры во время третьего III. Их возникновением начинается развитие боковых основных каналов. Теперь из центрального канала не развиваются столь мощные стримеры, как это имело место во время пятого III при отсутствии боковых каналов. По мере развития разрядных каналов свечение на поверхности острья вне электродных пятен исчезает.

Первый стример или импульс Тричела возникает всегда во времени амплитудного значения ВЧ напряжения (см. осциллограммы), но в ходе дальнейшего развития разряда происходит смещение начала импульсов в сторону опережения максимума напряжения.

$f = 3,333 \text{ МГц}$; $d = 1 \text{ мм}$. На рис. 11а приведена линейная фоторазвертка при перенапряжении в 5%. Разряд начинается импульсом Тричела, за которым следует стример. Во время последующих положительных III существуют четко различимые стримерные каналы. Рассмотрение развертки указывает на возможность повторного зажигания стримерных каналов. Основной канал проникает в пространство значительно медленнее, чем в случае острья $d = 3 \text{ мм}$.

Кадровый снимок разряда при том же перенапряжении представлен на рис. 12а. Время экспозиции 0,2 мкс, т.е. экспо-

эция охватывает кроме положительного III, также часть отрицательного III. Межкадровый промежуток времени 0,1 мкс. При переходе на новый ряд дополнительно теряется один период. Осциллограмма (рис. 12б) показывает, что разряд начинается импульсом Тричела. В первом кадре на рис. 12а зарегистрирован последующий стример.

Сравнение внешнего вида разряда при $d = 3$ мм и $d = 1$ мм показывает, что в случае $d = 1$ мм при малых перенапряжениях мощных разветвленных стримеров за первым стримером не следует. Новые одиночные стримерные ветви рождаются за большие, чем один период, промежутки времени. В стримерной зоне каналов мало. Значительный вес имеет циклическое повторение отдельных стримерных каналов, что комбинируется с их удлинением и рождением новых ветвей. Такой ход событий напоминает скорее всего то, что мы наблюдали в глубине разрядного промежутка при $d = 3$ мм. Повышение напряжения, приложенного к острию, вызывает рождение новых стримерных ветвей в большем количестве и большей длины.

$f = 10$ МГц; $d = 3$ мм. На частоте 10 МГц в большинстве случаев длительность предразрядных процессов была недостаточна для компенсации начальной задержки цепи запуска лучи времени. Поэтому удобнее было работать на больших перенапряжениях и запускать генератор ВЧ напряжения опережающими синхросигналами лучи времени. В то же время двухлучевым осциллографом регистрировались одновременно интегральный фототок разряда и дифференцированные экспозиционные импульсы лучи времени.

Линейные фоторазвертки разряда представлены на рис. 13 и 14, при этом скорость развертки на рис. 14 вдвое больше. Перенапряжение в 20%.

Исходя из внешнего вида разрядной картины можно условно выделить по меньшей мере три стадии в развитии разряда. В первой стадии происходит формирование первого, центрального стримера вблизи амплитудного значения приложенного ВЧ напряжения, последующее латеральное распространение разряда по поверхности острия и возникновение новых стримеров с периферийных участков поверхности острия. В зависимости от перенапряжения эти боковые стримеры возникают либо во время третьего-пятого III (рис. 14), либо во время пятого III. При больших перенапряжениях встречались случаи одно-

временного развития двух стримеров во время первого положительного III. Уменьшение перенапряжения вызывает уменьшение длины стримеров. Максимальная аксиальная длина первого стримера при перенапряжениях до 20% составляет 8 мм. Первый стример либо неразветвленный, либо имеет всего две-три ветви. Возможно начало разряда импульсом типа импульса Трчела.

Если в первой стадии обычно наблюдается рост амплитуды фотоимпульсов, то во второй стадии происходит ее временное убывание. На рис. 13 в этой стадии видны слабые каналы. Кадровые снимки показали, что наблюдаемые в этой стадии слабосветящиеся каналы являются результатом повторного возбуждения свечения в ранее созданных стримерных каналах. В начале стадии обычно светится только некоторая часть первичного канала, тогда как в конце стадии возможно также его удлинение. Уменьшение перенапряжения вызывает увеличение длительности второй стадии и уменьшение яркости каналов. При перенапряжении в несколько процентов видимые каналы могут даже отсутствовать в течение некоторого времени. Сопроводяемые испусканием света разрядные явления сконцентрированы в это время в основном вблизи поверхности острия, охватывая также ее периферийные области. Длительность этого периода в развитии разряда зависит от перенапряжения и имеет значительный разброс. Слабосветящийся центральный канал появляется снова непосредственно до начала третьей стадии, и только во время положительных III. При достаточном перенапряжении вторая стадия практически не наблюдается.

Образованием новых мощных стримеров во время положительных III начинается третья стадия, которой дополнительно характерно относительно быстрое распространение светящейся зоны в глубину разрядного промежутка также в отрицательных III (рис. 13). Последний процесс развивается по ранее созданным каналам, как следовало из кадровых снимков. Таким образом, третья стадия разряда отличается наличием основного канала, который светится как в положительных, так и в отрицательных III. Именно в этой стадии развитие одноэлектродного ВЧ разряда внешне сильно напоминает пробой в длинных промежутках при импульсном напряжении [10], причем в роли лидера выступает основной канал. Такая же ситуация, хотя слабее выраженная, наблюдалась на частоте 3,333 МГц.

Часть изложенных выше заключений базируется на обработке кадровых снимков. Для иллюстрации сказанного приведем

рис. 15 и 16. В первом случае перенапряжение меньше 5%, время экспозиции каждого кадра 0,05 мкс. Во втором случае время экспозиции 0,2 мкс при межкадровом временном интервале 0,1 мкс внутри рядов и 0,15 мкс при переходе на новый ряд. Перенапряжение в 20%.

Кадры второго ряда на рис. 15 соответствуют второй стадии в развитии разряда. В последующих кадрах видны как основной канал и новые стримерные каналы, так и повторение ранее образованных стримерных каналов в 37-ом и 43-ем III положительной полярности.

На рис. 16 первая экспозиция охватывает только первый положительный III, т.е. в кадре первый стример, в то время как остальные экспозиции соответствуют двум периодам. Если на частоте 3,333 МГц часть дальних ветвей первого стримера не переросла в основные каналы, то на частоте 10 МГц первый стример полностью перерабатывается в плазменный канал ВЧ разряда благодаря значительно меньшей пространственной протяженности стримера.

Второе изображение разряда на рис. 16 показывает наличие множества каналов, формируемых в первой стадии развития разряда с разных точек поверхности острья. В зависимости от конкретных условий часть из них вымирает, часть инициирует боковые основные каналы.

Из рис. 16 также следует, что количество стримерных каналов впереди основного канала значительно превышает количество ветвей последнего в той же области в более поздних стадиях. Это означает, что дальнейшее развитие некоторых стримерных каналов по крайней мере временно затормаживается.

Как на частоте 3,333 МГц, так и на частоте 10 МГц продвижение основного канала в разрядный промежуток сопровождается сужением стримерной зоны и появлением регулярности в повторном зажигании свечения стримерных каналов во время положительных III.

$f = 10 \text{ МГц}$; $d = 1 \text{ мм}$. На рис. 17а приведена линейная фоторазвертка разряда. Перенапряжение в 10%. Между строками пропущено два периода.

Линейные фоторазвертки показали, что разряд начинается обычно со стримера, но не исключено начало с импульса Тричела. Первый стример неразветвленный или имеет чаще всего две ветви. Боковые стримеры с периферийных точек поверхности

ти остряя возникает всегда во время третьего III. По амплитуде соответствующий импульс на осциллограммах фототока существенно превосходит фотоимпульс первого стримера (рис. 176).

На рис. 18а представлен кадровый снимок разряда (перенапряжение в 10%), а на рис. 18б осциллограммы фототока разряда (нижний луч) и дифференцированных импульсов экспозиции дуги времени (верхний луч). Отрицательный выброс верхнего луча соответствует началу экспозиции, положительный выброс — концу. Длительность импульса экспозиции 0,2 мкс. Межкадровый интервал 0,1 мкс, к которому добавляется при переходе на новую строку еще 0,05 мкс. По осциллограмме можно определить, что первая разрядная фигура на рис. 18а соответствует только первому периоду, так как начало третьего импульса экспозиции опережает начало разряда примерно на 0,1 мкс. Возникновение боковых стримеров происходит во время третьего III в интервале между кадрами. По сравнению с ранее рассмотренными случаями, стримерных каналов меньше, но зато они повторяются лучше. Их разветвление происходит в ходе удлинения. Длина новых ветвей обычно не превышает нескольких миллиметров.

Заключение. Главным результатом настоящей работы являются снимки, полученные с помощью дуги времени, которые показывают развитие световых явлений по полупериодам приложенного ВЧ напряжения с самого начала возникновения разряда.

По полученным снимкам можно уверенно сказать, что одноэлектродный ВЧ разряд начинается либо со стримера, либо с импульса Тричала, что более косвенными методами показано рядом авторов. У стримера на ВЧ напряжении сохраняются все структурные элементы, которые свойственны предначальному стримеру короны постоянного напряжения. Главное отличие проявляется в том, что по своей пространственной протяженности стример на ВЧ напряжении меньше предначального стримера, и тем более, чем выше частота. Это объясняется главным образом тем, что время развития первого стримера лимитировано длительностью четвертьпериода приложенного ВЧ напряжения, которая на исследованных частотах становится сравнимой со временем распространения стримера на постоянном напряжении.

Работами многих авторов доказано [II], что стример можно рассматривать как некоторую малую область возбуждения и ионизации, движущуюся от острья. Заметное свечение имеет лишь головка стримера, трек позади головки остается обычно темным. Треки, зарегистрированные во время положительных III на наших фоторазвертках, — очевидный результат быстрого движения подобных областей возбуждения и ионизации. Их быструю движущуюся объясняется также появление темных участков в разрядных каналах на рис. 9а. Поэтому представляется весьма оправданным использование и в данном случае термина "стример" для обозначения процесса перемещения светящейся зоны весьма малых размеров, оставляющей на фоторазвертках след в виде трека. При этом не учитываются возможные изменения в весах тех или иных элементарных процессов при повторном распространении светящейся зоны по одному и тому же каналу. По оценкам скорость распространения первичного стримера составляет $\sim 10^7$ см/с. Для стримеров, распространяющихся по старым трекам, она несколько ниже ($\sim 4 \cdot 10^6$ см/с).

Из стримерных каналов постепенно формируется ветвистый основной канал ВЧ разряда, который отличается от первых тем, что он светится более продолжительно во время обоих III. С вершины этого канала в положительных III распространяются очередные стримеры. Обычно они идут по следам, оставленным предыдущими стримерами, но могут прокладывать и новые пути. Характерно, что именно более мощные стримеры чаще выбирают новый путь, а слабые редко отклоняются от прежних треков. Основной канал распространяется по этим трекам, но не обязательно по всем.

В положительных III свечение основного канала зажигается по всей длине канала за относительно короткий интервал времени. Во время возникновения стримера основной канал светится ярче. В отрицательных III первым начинает светиться электродное пятно, затем следует распространение свечения от острья в канал.

Как во время отрицательных, так и положительных III наблюдается при $d = 3$ мм в вершине основного канала область с более интенсивным свечением. Это говорит о возможном существовании в этой области значительных градиентов потенциала. В противном случае было бы трудно объяснить возникновение с вершины основного канала мощных стримеров.

Уменьшение диаметра острия приводит к уменьшению скорости распространения основного канала и количества его ветвей. Видимая структура стримерной зоны повторяется от III к III в большей степени в случае $d = 1$ мм.

Изменение частоты питающего напряжения влияет при прочих равных условиях прежде всего на длину стримерных каналов, которая на более высокой частоте меньше. На более высокой частоте и в случае более толстого острия задерживается и появление основного канала при околопороговом напряжении.

В ранних работах уделено значительное внимание скорости распространения разряда [9, 12]. Анализ показывает, что в этих работах была измерена не скорость распространения внешней границы стримерной зоны, а, вероятнее всего, осенаправленный компонент скорости развития основного канала ВЧ разряда. Хотя подробных измерений для острия $d = 1$ мм мы не проводили, оценка скорости распространения основного канала согласуется с результатами работ [9, 12]. В случае острия $d = 3$ мм осенаправленный компонент скорости маловетвистых и относительно прямолинейно распространяющихся основных каналов на частоте 10 МГц и при перенапряжении в 5% составляет $\sim 8 \cdot 10^5$ см/с после возникновения канала и затем в течение 2 мкс снижается до $2 \cdot 10^5$ см/с. Снижение напряжения на острие за это время составляло 3%. На частоте 3,333 МГц при перенапряжении 8% осенаправленный компонент скорости уменьшается в течение первых 5 мкс с $2,5 \cdot 10^5$ см/с до $0,6 \cdot 10^5$ см/с и далее в течение 30 мкс остается неизменным.

Авторы выражают признательность сотрудникам лаборатории газового разряда ТГУ за полезные дискуссии при обсуждении полученных результатов.

Л и т е р а т у р а

1. V.A. Veimer. Photoelectric investigation of the initial stages of a unipolar HF discharge. Proc. 2nd Int. Conf. on Gas Discharges, London, Sept. 1972, p.257-259.
2. А.В. Бердышев, А.М. Прокофьев. Фотоэлектрические исследования развития ВЧ коронного и факельного разрядов. Уч. зап. Ленинградского гос. пед. ин-та им. Герцена, Л., 1968, т.384, вып.2, с. 229-234.

3. М.Р. Лаан. Распределение свечения вдоль оси разрядного промежутка и фазовые соотношения в начальных стадиях одноэлектродного ВЧ разряда в воздухе. Доклад на научной конференции МЭИ, посвященной 70-летию института. Москва, декабрь 1975.
4. M.R. Laan, K.F. Kudu. Distribution of luminosity at the onset of a HF corona. Proc. 12th Int. Conf. on Phen. in Ion. Gases, Eindhoven, 1975, p.172.
5. Y. Asami. High frequency discharges through gases. - Rep. Radio Res. Jap., 1940, Vol.10, p.1-10.
6. Е.С. Колечицкий. Исследование коронного разряда на частотах выше 10 кГц. - Электричество, 1967, № 7, с. 59-63.
7. А.А. Кузовников. Исследование высокочастотного разряда в диапазоне от 1,5 до 15 МГц. I. Научные докл. высшей школы, ф.-м., 1958, № 4, с. 191-197.
8. П.П. Барзилович. А.С. Бриханов. Промышленные электронно-оптические лупы времени типа ЛВ-01 - ЛВ-04. Научные тр. ВНИИОФИ, 1972, сер. В, вып. I, с. 115-124.
9. А.В. Бердышев. Фотоэлектрические исследования формирования высокочастотных разрядов с острия в воздухе. Дисс., ЛПИ им. А.И. Герцена, Л., 1971.
10. Е.Н. Александров. О механизме перехода коронного разряда в искровой в длинных воздушных промежутках. - ИТФ, 1965, т.35, вып.7, с. 1225-1229.
11. L.V. Loeb. Electrical coronas. Berkeley and Los Angeles, 1965.
12. В.А. Веймер, К.Ф. Куду. Изучение фаз развития униполярного ВЧ разряда в диапазоне 3-20 МГц. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 283, Тарту, 1971, с. 49-61.

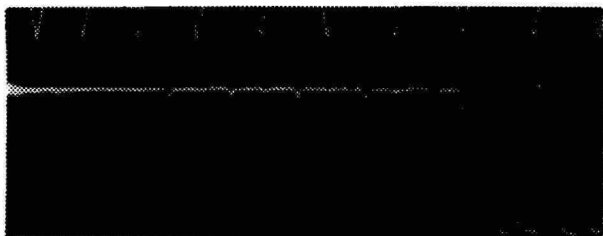


Рис.2. Осциллограмма фототока предначального импульсов ВЧ разряда. $f = 3,333$ МГц; $d = 3$ мм.



Рис.3. Предначальный стример короны постоянного напряжения. $d = 3$ мм; $U = 13,9$ кВ.

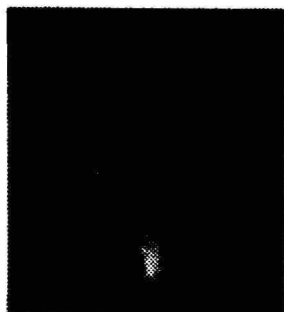


Рис.4. Импульс Тричела короны постоянного напряжения. $d = 3$ мм; $U = -15,0$ кВ.

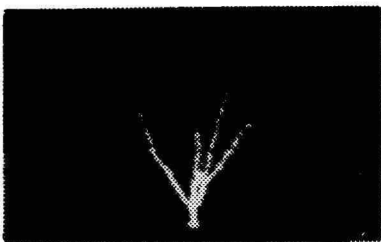


Рис.5. Предначальный стример короны постоянного напряжения. $d = 1$ мм; $U = 7,72$ кВ.



Рис.6. Импульс Тричела короны постоянного напряжения. $d = 1$ мм; $U = -10,5$ кВ.

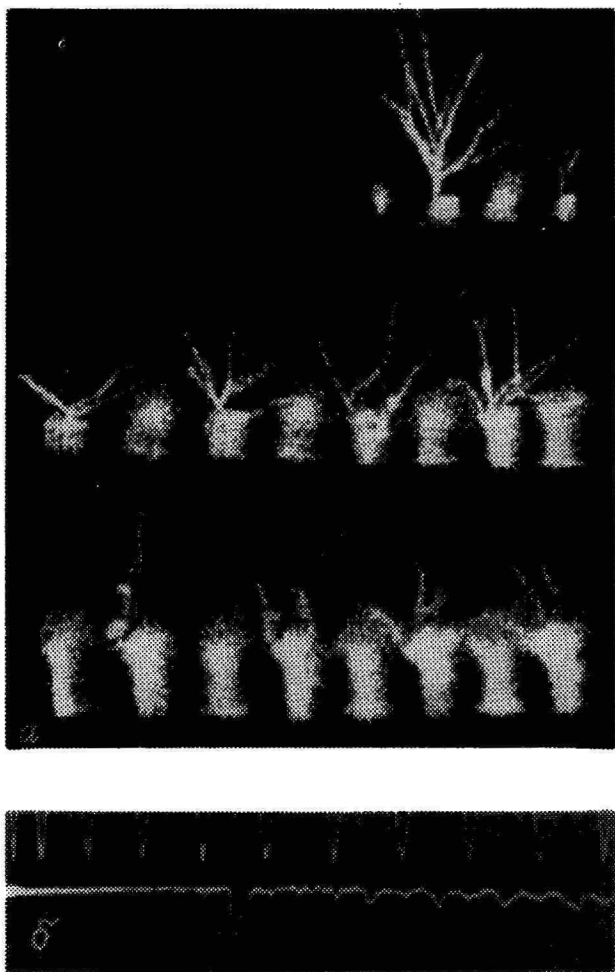


Рис.7. а) Фоторазвёртка разряда. $f = 3,333$ МГц; $d = 3$ мм;
перенапряжение в 5%.
б) Осциллограмма интегрального фототока разряда;
 $K = 55$ дБ.

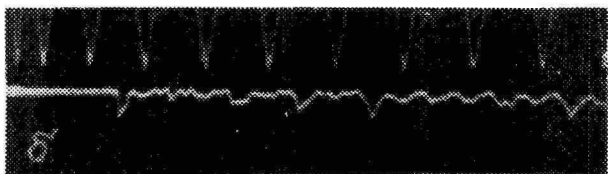
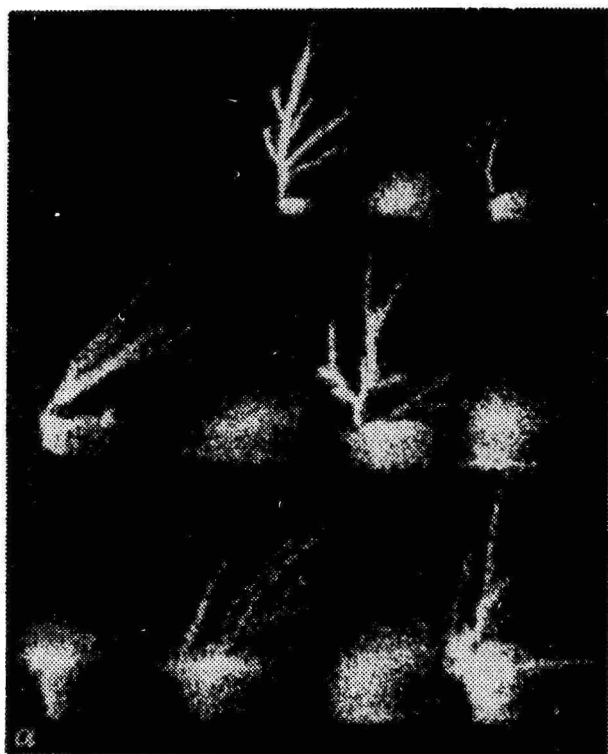


Рис.8. а) Фоторазвертка разряда. $f = 3,333$ МГц; $d = 3$ мм; перенапряжение в 5%.
б) Осциллограмма интегрального фототока разряда; $K = 55$ дБ.

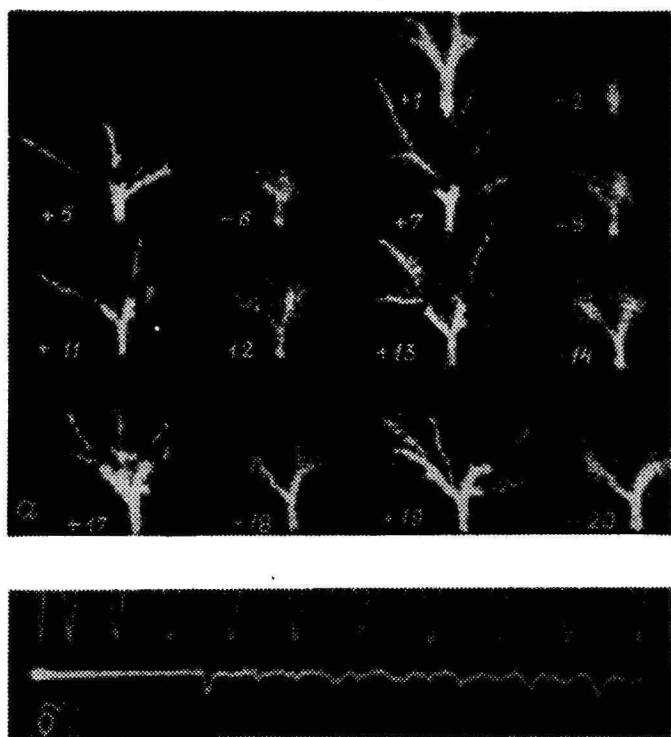


Рис.9. а) Кадровый снимок разряда. $f = 3,333$ МГц; $d = 3$ мм; перенапряжение в 5%.

б) Осциллограмма интегрального фототока разряда; $K = 55$ дБ.

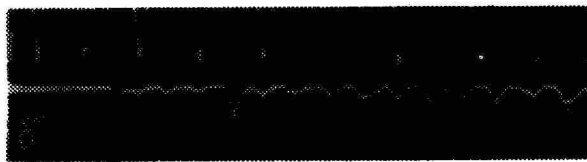
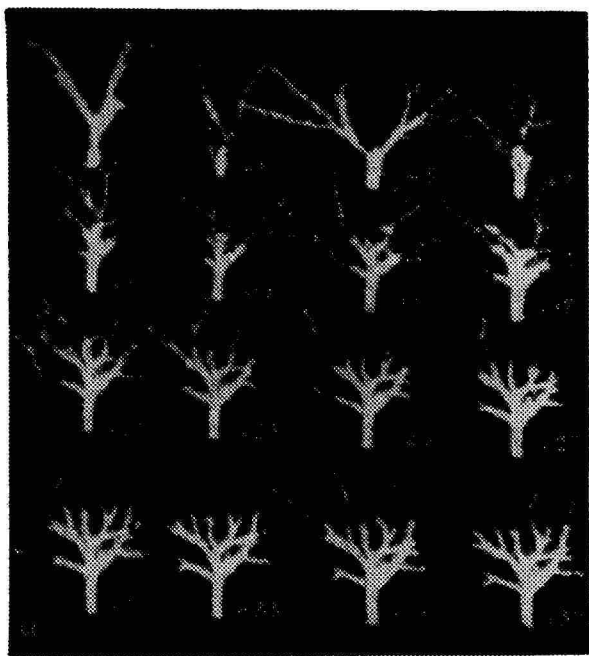


Рис. 19. а) Кадровый снимок разряда. $f = 3,333$ МГц; $d = 3$ мм; перенапряжение в 5%.
б) Осциллограмма интегрального фототока разряда; $K = 55$ дБ.

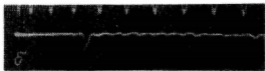
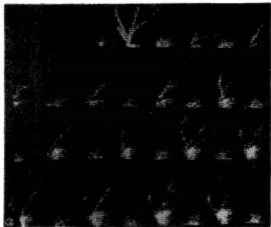


Рис. II. а) Фотоизмерения разряда. $f = 3,333$ МГц;
 $d = 1$ мм; перенапряжение в 3%.
 б) Осциллограмма интегрального фототока разряда;
 $K = 45$ дБ.

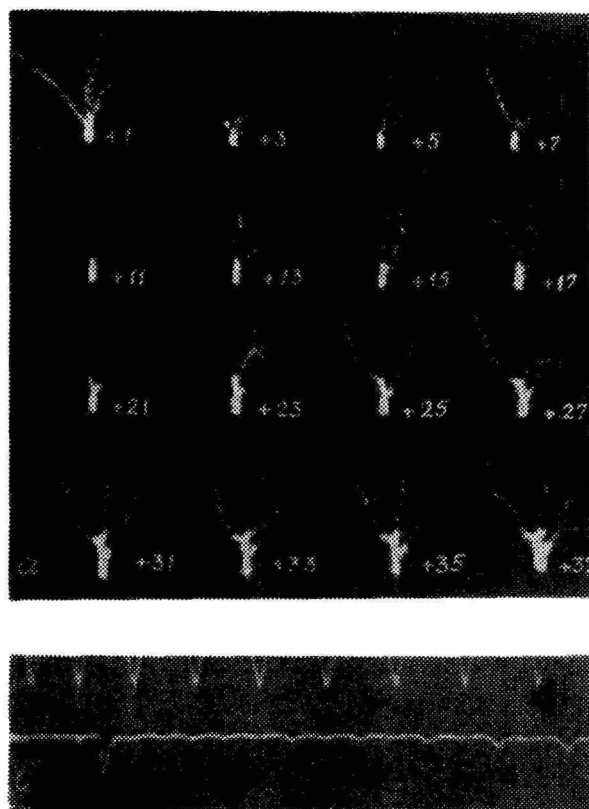


Рис. 12. а) Кадровый снимок разряда. $f = 3,333$ МГц;
 $d = 1$ мм; перенапряжение в 5%.
 б) Осциллограмма интегрального фототока разряда.
 $K = 45$ дБ.



Рис. 13. Фоторазвёртка разряда. $f = 10$ МГц; $d = 3$ мм;
перенапряжение в 20%.

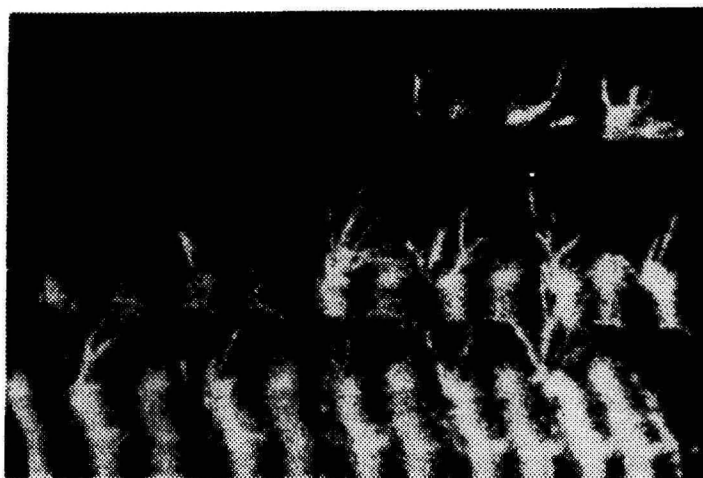


Рис. 14. Фоторазвёртка разряда. $f = 10$ МГц; $d = 3$ мм;
перенапряжение в 20%.



Рис.15. Кадрный снимок разряда. $f = 10$ МГц; $d = 3$ мм; перенапряжение в 5%.

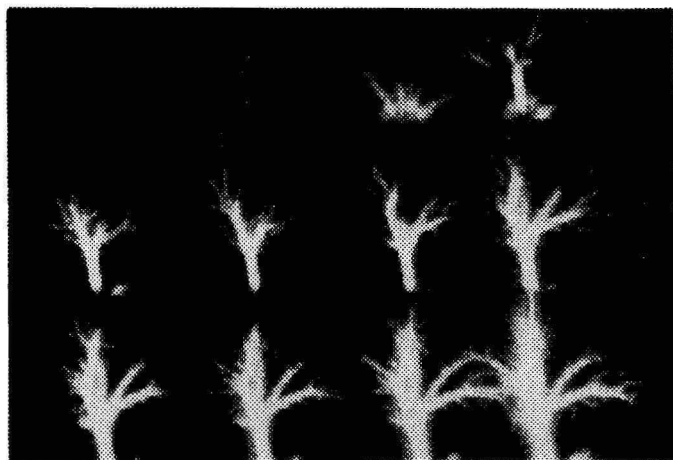


Рис.16. Кадрный снимок разряда. $f = 10$ МГц; $d = 3$ мм; перенапряжение в 20%.

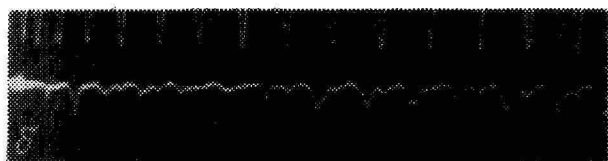
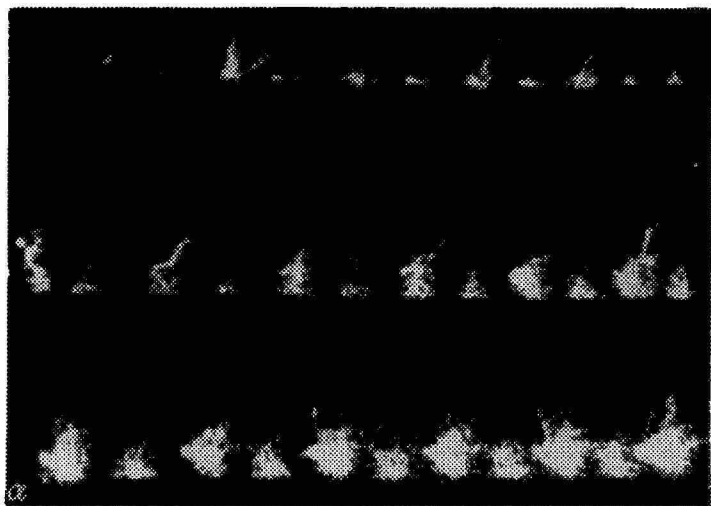


Рис. 17. а) Фоторазвёртка разряда. $f = 10$ МГц; $d = 1$ мм;
перенапряжение в 10%.
б) Осциллограмма интегрального фототока разряда;
 $K = 45$ дБ.

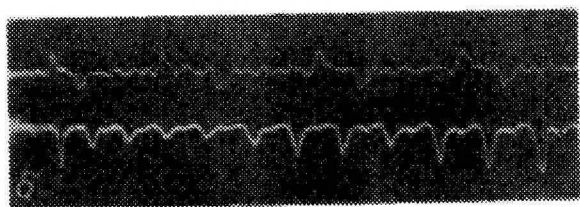
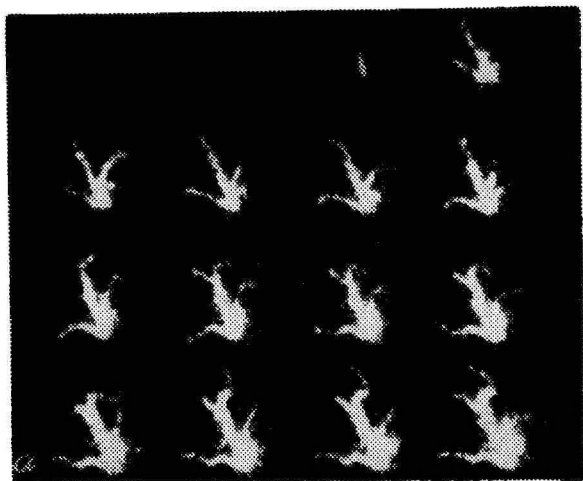


Рис. 18. а) Кадровый снимок разряда. $f = 10$ МГц; $d = 1$ мм; перенапряжение в 10%.
 б) Осциллограмма интегрального фототока разряда (нижний луч; $K = 45$ дБ) и дифференцированных импульсов экспозиции (верхний луч).

ÜHEELEKTROODSE KÕRGSAGEDUSLAHENDUSE RUUMILIS-
AJALINE ARENG

M.Aints, K.Kudu, A.Haljaste

Resüme

Eksperimentaalselt uuriti üheelektroodse kõrgsageduslahenduse tekkimist ja edasist arengut atmosfääriõhus 4-sentimeetrises teravik-plaat lahendusvahemikus sagedustel 3,333 MHz ja 10 MHz. Lahendus tekitati 1 mm või 3 mm läbimõõduga teravikelektroodil. Lahendusega kaasnevate valgusnähtuste registreerimiseks kasutati valgusvõimendiga elektrooptilist muundit, mille abil saadud kaederülesvõtted ning ajas laotatud lahenduskujutiste fotod esitatakse artiklis. On näidatud, et intensiivne kõrgsageduslahendus algab striimeriga, millele võib eelneeda ka Tricheli impulss. Kõrgsageduspinge järgmiste poolperioodide ajal toimuvate intensiivsete ionisatsiooniprotsesside tulemusena kujuneb esimese striimeri tüve piirkonnas välja tugevasti ioniseeritud plasmakanal, mida artiklis nimetatakse kõrgsageduslahenduse põhikanaliks. Kõrgsageduslahenduse põhikanali iseloomulikuks jooneks on striimeri harukanalitega võrreldes iga tema löigu palju kestvam helendumine pinge mõlemamargilistel poolperioodidel. Striimertsoon, s.t. piirkond, kus on jälgitavad vaid striimeri tüüpi kanalid pinge positiivsetel poolperioodidel, nihkub põhikanali arenedes üha kaugemale lahendusvahemikku. Striimertsooni levikut ning striimerkanalite üleminekut kõrgsageduslahenduse põhikanaliks käsitletakse lähitules saadud fotodest.

THE SPACE-TIME DEVELOPMENT OF THE HF POINT-DISCHARGE

M.Aints, K.Kudu, A.Haljaste

Summary

The rise and further propagation of the HF point-discharge in a 4-cm point-to-plane gap were studied experimentally in atmospheric air at frequencies of 3.333 MHz and 10 MHz. The discharge was produced on a point electrode with a diameter of 1 mm or 3 mm. An image converter-intensifier camera (ICIC) was used to record the light phenomena accompanied by the discharge. Several ICIC shot photos and streak

photos of the discharge are presented. It is shown that an intensive point-discharge starts with a streamer, which can also precede a Trichel-type pulse. Due to intensive ionization during the following half-cycles in the region of the stem of the first streamer there is formed a strongly ionized plasma channel, in the article called the main channel of the HF point-discharge. Compared with the branches of the streamer, the main channel is characterized by a more lasting luminosity in every cross-section of the channel in both the negative and positive half-cycles of the HF voltage. The streamer-zone (i.e. the zone in which one can observe the formation of the streamer-type channels during the positive half-cycles) is more and more shifted further into the interelectrode space as the main channel develops. The propagation of the streamer-zone and the transition of the streamer into the main channel of the HF point-discharge is discussed on the basis of the ICIC photos.

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ ГЕНЕРАТОР ПРЯМОУГОЛЬНЫХ РАДИОИМПУЛЬСОВ

М.Р. Лаан

Для изучения процессов накопления объемного заряда и возникновения ВЧ факельного разряда необходимо иметь ВЧ генератор по возможности с крутым (порядка 2-3 периодов ВЧ колебаний) передним фронтом и равным потолком огибающей. Амплитудная величина ВЧ колебаний должна быть около 10 кВ, а длительность радиоимпульсов 100 мкс и более.

Генерирование высоковольтных затухающих радиоимпульсов при помощи тиратрона описано в [1], а в [2] тиратрон используется для формирования прямоугольных радиоимпульсов сравнительно небольшой длительности. Формирование более длительных радиоимпульсов таким способом нецелесообразно в связи с техническими трудностями.

Рассмотрим принцип работы ВЧ генератора (рис. 1), позволяющий получать на выходе высоковольтные прямоугольные радиоимпульсы любой длительности.

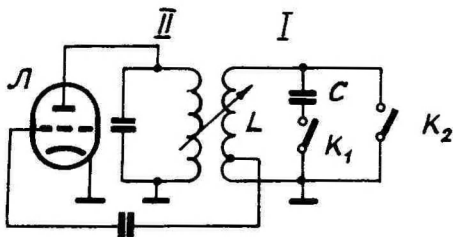


Рис. 1. Формирование радиоимпульсов.

Основными элементами генератора являются связанные контуры (I и II). В начальный момент ключи K_1 и K_2 открыты, генераторная лампа L заперта, а емкость C заряжена. При

замыкании ключа K_1 емкость C разряжается через индуктивность L и в контурах возникают колебания [3]. В тот же момент через цепь обратной связи отщипывается и генераторная лампа, которая компенсирует затухание в контурах.

Таким образом в контуре I мы получаем незатухающие колебания с крутым фронтом. В момент замыкания ключа K_2 колебания в контурах обрываются. В действительности характеристики такого генератора определяются параметрами ключей K_1 и K_2 . Рассмотрим практическое решение ВЧ генератора (рис. 2).

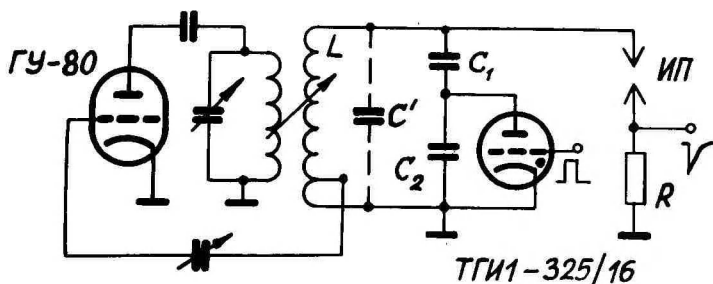


Рис. 2. Принципиальная схема генератора радиоимпульсов.

Роль ключа K_1 выполняет водородный тиратрон ТГИ-325/16. При включении тиратрона происходит перезарядка конденсатора C_2 (время перезарядки C_2 должно быть по возможности коротче), а конденсатор C_1 разряжается через индуктивность L_1 , в результате чего возникают затухающие колебания. С контуром I индуктивно связан автоколебательный генератор на лампе ГУ-80, который работает в режиме жесткого возбуждения. При возникновении колебаний в контуре I они передаются на сетку лампы и при верно выбранной связи между контурами можно скомпенсировать затухание ВЧ колебаний. Параллельно с выходным контуром включен управляемый разрядник для срыва колебаний. В положительный полупериод высокой частоты на резистор R подавался отрицательный импульс с анода тират-

рона типа ТГИ2-400/16, вследствие чего резистор подключается через искру к выходному контуру и колебания быстро затухали. Длительность радиоимпульса определялась задержкой между выходными импульсами генератора сдвинутых видеоимпульсов Г5-4Б. Усилители-формирователи выходных импульсов Г5-4Б были идентичны и собраны по схемам, аналогичным описанным в [4]. Импульс от генератора поступал на вход формирователя на лампе 6В2П, на выходе которого был двухкаскадный нелинейный усилитель. Первый каскад усилителя был собран на лампе 6В2П, а второй - на двух параллельно включенных лампах ГИ-30. Нагрузкой последнего каскада являлся коаксиальный фазоинвертор.

Таким образом, на управляющие сетки обоих тиратронов поступали видеоимпульсы амплитудой около 1 кВ, длительностью 300 нс и передним фронтом меньше 10 нс.

Данные выходного радиоимпульса: амплитуда 4+11 кВ до частот 10 МГц. Максимальная частота повторения 50 Гц (рис. 3).

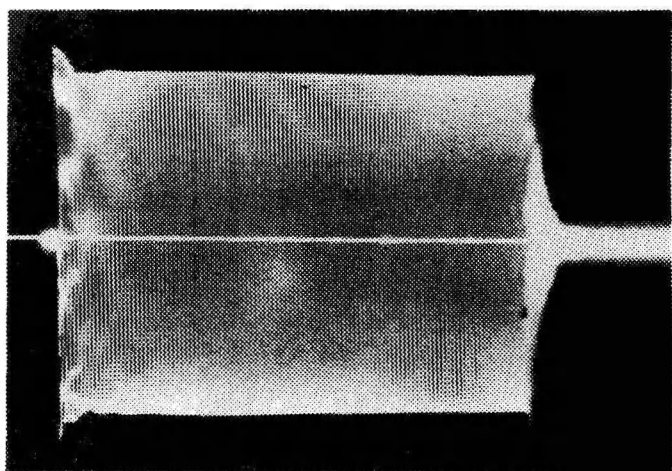


Рис. 3. Радиоимпульс; несущая частота 7,6 МГц, амплитуда 7 кВ, длительность 15 мкс.

Ключи на тиратронах имеют некоторые недостатки. Для предотвращения повторного зажигания тиратрона соотношение C_2/C_1 должно быть достаточно большим, однако емкость C_1 должна быть больше паразитной емкости C' . Увеличение емкости конденсатора C_2 связано с увеличением времени его перезарядки,

происходит, следовательно, уменьшение амплитуды выходного импульса. Кроме того, тиратроны имеют значительную проходную емкость, что в свою очередь определяет наибольшую частоту генерирования. (При данной схеме на частоте 10 МГц наибольшая амплитуда выходного напряжения была 10 кВ.)

При использовании искровых разрядников подходящей конструкции можно получить, по-видимому, при той же величине питающего напряжения более высоковольтные радиоимпульсы, так как уменьшается время перезарядки конденсатора C_2 , а также удовлетворительную работу на частотах выше 10 МГц.

Автор глубоко благодарен аспиранту кафедры общей физики Х.И. Корге за участие в конструировании и настройке генератора.

Л и т е р а т у р а

1. А.Д. Артым, А.В. Донской. Генерирование затухающих колебаний высокой частоты с помощью управляемых ионных разрядников. - Электричество, 1960, № 1, с. 60-63.
2. Ю.А. Петров. Метод построения пассивной цепи, формирующей радиоимпульс с прямоугольной огибающей. Изв. вузов, Радиоэлектроника, т.Х, № 3, 1967, с. 264-270.
3. Б.П. Асеев. Колебательные цепи. М., 1955, ч. 3.
4. О.С. Колотов, В.А. Погожев, Р.В. Телеснин. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. М., Изд. МГУ, 1970.

KÕRGEPIINGELISTE TÄISNURKSETE RAADIOIMPULSSIDE
GENERAATOR

M.R.Laan

Resümees

Töös on esitatud kõrgsagedusgeneraatori skeem ja tööpõhimõte. Generaatori väljundkontuuris ergastatakse türatroni abil võnkumised, sumbumatute võnkumiste saamiseks on kontuuriga sidestatud omaergutusgeneraator, mis töötab jäigas režiimis. Raadioimpulsi põhiparameetrid: amplituud $4 + 12$ kV, raadioimpulsi tõusuajag $2 + 3$ KS pingeperioodi, kandevsagedus kuni 10 MHz.

A HIGH-VOLTAGE SQUARE-WAVE PULSE RADIO-FREQUENCY
GENERATOR

M.R. Laan

Summary

The paper presents the description of a square-wave pulse RF generator. Oscillations in the vibrational contour are excited by means of a thyatron. To obtain continuous oscillations, the contour is coupled with a self-sustained generator operating under a rigid regime. The basic parameters of a radio-pulse are amplitude $4 + 12$ kV, rise-time $2 + 3$ periods of the HF voltage, the maximum carrier frequency is 10 MHz.

СТАБИЛИЗАЦИЯ БОЛЬШИХ ВЧ НАПРЯЖЕНИЙ

А.А. Жуков, А.И. Бесхлебный, С.И. Бесхлебный

Введение. При изучении несамостоятельного ВЧ разряда большое значение имеет стабильность напряжения приложенного к электродам разрядного промежутка. Во-первых, от этого зависит точность определения напряжения зажигания самостоятельного разряда (U_s). Во-вторых, при исследовании вольтамперной характеристики промежутка до начала самостоятельного разряда [3, 4] в значительной степени точность определения тока несамостоятельного разряда. Действительно, известно [1, 2, 3, 4], что величина тока несамостоятельного разряда зависит от величины приложенного к электродам напряжения примерно по экспоненциальному закону. Таким образом даже небольшие относительные изменения величины напряжения на электродах разрядного промежутка будут порождать существенные отклонения в величине тока несамостоятельного разряда. Особенно справедливо это замечание при напряжении на электродах незначительно отличающихся от напряжения зажигания самостоятельного разряда (U_s). Тем более, что и сами флуктуации ВЧ напряжения возрастают резко с увеличением его амплитуды.

Опыты, проводимые с имеющимся генератором ВЧ, показывают, что при изменении напряжения питающей сети на $\pm 0,5\%$ относительно номинального значения 220 В, амплитуда ВЧ напряжения изменяется на ± 7 В, если ее начальная величина 1000 В, и на ± 40 В для 7000 В.

Далее, очевидно, что величина ВЧ напряжения также зависит не только от напряжения питания, но и от множества других факторов: изменения параметров схемы за счет прогрева элементов установки с течением времени, механических вибраций контурных катушек и пр.

Таким образом, несмотря на то, что все питающие напряже-

ния стабилизируются феррорезонансными стабилизаторами, возникает необходимость в создании дополнительной стабилизации высокочастотного напряжения.

Блок-схема и принцип работы стабилизатора. Блок-схема стабилизатора приведена на рис. 1. Принцип работы схемы заключается в следующем. С помощью компенсационного метода [5]

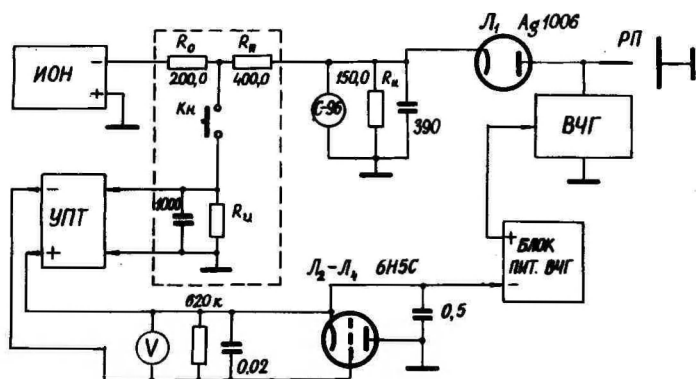


Рис. 1. Блок-схема стабилизатора ВЧ напряжения.

сравниваются амплитуда ВЧ напряжения генератора и напряжение опорного источника. Для получения амплитудного значения ВЧ напряжения и его грубой оценки используется пиковый вольтметр, собранный на лампе L_1 и киловольтметре С-96. В качестве опорного источника применяется источник постоянного тока типа Б5-24 (диапазон регулировки выходного напряжения от 600 до 4000 В; мгновенная нестабильность напряжения после одного часа прогрева а) при изменении напряжения питающей сети на $\pm 10\%$ от номинального значения 220 В не более $\pm 0,01\%$; б) при изменении тока нагрузки от 0 до 4 мА не более $\pm 0,02\%$; нестабильность выходного напряжения в течение 8 часов непрерывной работы (после часового прогрева) не более 0,05%; напряжение пульсаций на выходе не более 5 мВ.

Делитель напряжения, собранный на резисторах R_0 и R_n подобран так, что если амплитуда ВЧ напряжения равна удвоенному значению напряжения опорного источника, то источники полностью скомпенсированы и при нажатой кнопке "Кн" (рис.1) ток по $R_ц$ не протекает, т.е. отсутствует и какая-либо раз-

ность потенциалов на входе УПТ (усилителя постоянного тока). Режим работы УПТ подобран таким образом, что при этом на его выходе устанавливается некоторое начальное напряжение (≈ 50 В), которое одновременно является начальным напряжением смещения на реостатных лампах Л₂-Л₄ (три лампы типа 6Н5С, соединенные параллельно).

Если при нажатой кнопке "Кн" произойдет некоторая разбалансировка схемы, допустим амплитуда ВЧ напряжения на выходе генератора несколько возрастет, то это приведет к тому, что на резисторе R_ц, т.е. на входе УПТ появится положительная разность потенциалов (относительно общего в схеме провода). Появление на входе УПТ положительного потенциала вызывает увеличение напряжения на его выходе или уменьшение напряжения смещения на реостатных лампах. Следовательно, возрастет и внутреннее сопротивление реостатных ламп. Это, в свою очередь, приведет к перераспределению напряжения источника питания между нагрузкой (выходные лампы генератора ГИ-7Б) и реостатными лампами. Очевидно, что в данном случае падение напряжения на реостатных лампах увеличится, а напряжение на анодах ламп генератора наоборот уменьшится, что повлечет соответствующее уменьшение ВЧ напряжения на электродах разрядного промежутка.

Таким образом амплитуда ВЧ напряжения будет доведена почти до первоначального значения. Изменение амплитуды ВЧ напряжения будет определяться коэффициентом стабилизации всей схемы, который в свою очередь зависит от коэффициента усиления по напряжению УПТ (К), коэффициента усиления реостатных ламп (μ), доли напряжения декомпенсации, выделяющегося на R_ц, т.е. коэффициента передачи цепи обратной связи (β), а также от соотношения между напряжением ВЧ на электродах и величиной напряжения на анодах выходных ламп генератора.

Если амплитуда ВЧ напряжения на электродах зависит от напряжения на анодах ламп генератора по линейному закону, как в нашем случае: $U_{вч} = k \cdot U_{а}$ - где k - примерно постоянный коэффициент; то коэффициент стабилизации всей схемы можно вычислить по следующей формуле $K_{ст} = 1 + k \mu K \beta$. Он оказывается равным примерно 180. Таким образом первоначальное изменение амплитуды ВЧ напряжения будет уменьшено в K = 180 раз.

Аналогично, если предположить, что ВЧ напряжение несколько уменьшится (по отношению к напряжению опорного источника), то это приведет к появлению отрицательной разности потенциалов на входе УПТ и соответственно к уменьшению его выходного напряжения, т.е. к увеличению напряжения смещения на реостатных лампах и т.д., в результате чего амплитуда ВЧ напряжения увеличится почти до прежнего значения.

Нами используется последовательная схема компенсации ЭДС двух источников [5], т.е. источники включены навстречу друг к другу (рис. 2). Эта схема выбрана по следующим соображениям. Во-первых, в ней источник опорного напряжения

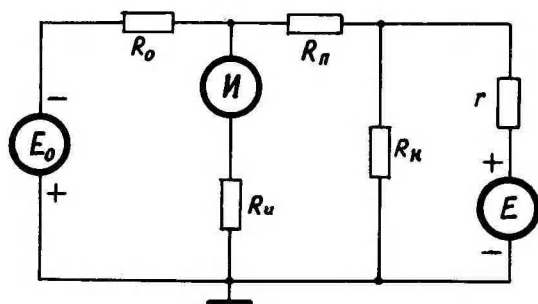


Рис. 2. Последовательная схема компенсации ЭДС двух источников.

(ИОН), генератор ВЧ и вход УПТ имеют соединение с общей (заземленной) шиной, а это упрощает монтаж схемы (ниже требования к некоторым изоляторам, большая помехозащищенность, что очень важно при работе с высокой частотой). Во-вторых, в этой схеме можно сравнивать (а значит и стабилизировать) источники при любом соотношении напряжений генератора и опорного источника, конечно, подобрав соответствующим образом плечи делителя (R_n и R_o).

Основным недостатком данной схемы является то, что на резисторе R_u выделяется меньшая доля напряжения декомпенсации, чем в параллельной схеме при прочих равных условиях. Так если сопротивление индикатора R_u (входное сопротивление УПТ) много больше сопротивлений делителя R_n и R_o , то в параллельной схеме (при отношении компенсирующих ЭДС равном 2) на нем выделится 1/2 часть от общего напряжения декомпенсации, тогда как в последовательной схеме только 1/3.

Это, очевидно, приводит к уменьшению коэффициента стабилизации всей схемы. К тому же сделать сопротивление R_u много больше чем R_n и R_o затруднительно, т.к., во-первых, при увеличении R_u повышается чувствительность схемы к разного рода помехам и, во-вторых, возрастает постоянная времени на входе УПТ. Но если R_u сравнимо с R_n и R_o , то на нем будет выделяться еще меньшая доля напряжения декомпенсации. В нашем случае $R_n = 400 \text{ МОм}$, $R_o = 200 \text{ МОм}$ и $R_u = 470 \text{ МОм}$. Из анализа схемы (рис. 2) следует, что только 1/3,83 доля от напряжения декомпенсации выделится при этом на сопротивлении R_u .

Для надежной работы всей схемы компенсации была применена тщательная экранировка элементов схемы, сочленение блоков произведено экранированными проводами и т.д.

Усилитель постоянного тока собран по типовой схеме [6]. Для увеличения его входного сопротивления первый каскад собран на электрометрической лампе типа ЭМ-6 и выполнен в виде отдельного выносного блока. Выход усилителя (как видно из рис. 1) должен быть независимым, т.е. не иметь соединения с общим в схеме проводом. Для этого на выходе усилителя собран генератор ВЧ. С контуром генератора индуктивно связана выходная катушка. Регулируя напряжение на экранной сетке лампы генератора, мы тем самым изменяем и амплитуду переменного напряжения генерируемого лампой и, соответственно, амплитуду выходного напряжения. Далее это напряжение выпрямляется и в соответствующей полярности прикладывается к промежуток сетка-катод реостатных ламп.

Для того, чтобы реостатные лампы не находились под высоким напряжением, они включены в разрыв низкопотенциального провода. В этом случае максимальное напряжение, под которым оказываются лампы и выход УПТ относительно заземленного провода, будет определяться падением напряжения на самих реостатных лампах (и не будет превышать 250 В).

Результаты экспериментальной проверки работы стабилизатора. Как известно [6], качество стабилизации оценивается коэффициентом стабилизации $K_{ст}$, определяемым при неизменном токе нагрузки I_n из соотношения

$$K_{ст} = \left(\frac{\Delta U_{вх}}{\Delta U_{вых}} \right) \text{ при } I_n = const,$$

где

$\Delta U_{вх}$ - изменение напряжения на входе стабилизатора;

$\Delta U_{вых}$ - изменение напряжения на его выходе.

Для экспериментального определения коэффициента стабилизации были сняты следующие зависимости: а) $U_{вч} = f(U_{сету})$ при изменении напряжения сети относительно его номинального значения (220 В) на $\pm 10\%$ для различных значений начального напряжения на электродах (1000 В, 3000 В, 6000 В) при отключенной цепи обратной связи; б) $U_{вч} = f(U_{сету})$ при тех же изменениях сетевого напряжения и для тех же значений начального напряжения на электродах при включенной цепи обратной связи. Данные этих опытов помещены в таблицах I и 2 соответственно. Изменения ВЧ напряжения на электродах при отсутствии обратной связи измерялись компенсационным методом [5]. При включенной цепи обратной связи изменения ВЧ напряжения измерялись с помощью УПТ (предварительно он был проградуирован, т.е. снята зависимость $U_{вых} = f(U_{вх})$ для него).

Для расчета коэффициента стабилизации (согласно приведенной формуле) мы приняли за $\Delta U_{вх}$ - изменение напряжения на электродах разрядного промежутка относительно его начального значения при отсутствии обратной связи и указанных изменениях напряжения сети. За $\Delta U_{вых}$ - изменение напряжения на электродах при включенной обратной связи для тех же самых изменений напряжения сети. Значения полученных коэффициентов стабилизации для каждого случая приведены в таблице 3.

Видно, что экспериментальные значения коэффициента стабилизации оказываются несколько меньше, чем его значение, полученное из расчетной формулы. Далее, коэффициент стабилизации зависит от величины начального значения напряжения на электродах. Это связано с тем, что коэффициент k , описывающий зависимость амплитуды ВЧ напряжения от напряжения на анодах ламп генератора, вообще-то не является постоянным, а определяется величиной начального напряжения на электродах. Чем больше амплитуда ВЧ напряжения, тем больше и коэффициент k , а следовательно и коэффициент стабилизации $K_{ст}$. Кроме того, коэффициент стабилизации зависит от величины изменения напряжения питающей сети. Чем меньше изменение напряжения сети, тем больше коэффициент стабилизации. Это связано с тем, что коэффициент усиления УПТ не является по-

Таблица 1

$\Delta U_{\text{сети}} (b)$	± 2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
$\Delta U_{b41} (b)$ $U_{\text{обч}} = 1000 \text{ В}$	15	38	51	68	85	103	120	137	154	170
$\Delta U_{b42} (b)$ $U_{\text{обч}} = 3000 \text{ В}$	36	66	99	129	158	189	220	252	278	306
$\Delta U_{b43} (b)$ $U_{\text{обч}} = 6000 \text{ В}$	60	120	186	248	315	390	458	520	585	645

Таблица 2

$\Delta U_{\text{сети}} (b)$	± 2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
$\Delta U'_{b41} (b)$ $U_{\text{обч}} = 1000 \text{ В}$	0,27	0,63	0,92	1,22	1,55	1,84	2,16	2,46	2,80	3,24
$\Delta U'_{b42} (b)$ $U_{\text{обч}} = 3000 \text{ В}$	0,59	1,12	1,75	2,20	2,87	3,30	4,10	5,05		
$\Delta U'_{b43} (b)$ $U_{\text{обч}} = 6000 \text{ В}$	0,82	1,66	2,60	3,60	5,00					

Таблица 3

$\Delta U_{\text{сети}} (b)$	± 2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
$K_{\text{ст}} = \frac{\Delta U_{b41}}{\Delta U'_{b41}}$ $U_{\text{обч}} = 1000 \text{ В}$	56	59	55	55	55	56	55	55	55	52
$K_{\text{ст}} = \frac{\Delta U_{b42}}{\Delta U'_{b42}}$ $U_{\text{обч}} = 3000 \text{ В}$	61	59	57	58	55	57	54	50		
$K_{\text{ст}} = \frac{\Delta U_{b43}}{\Delta U'_{b43}}$ $U_{\text{обч}} = 6000 \text{ В}$	73	72	72	69	63					

стоянной величиной, а зависит от величины напряжения на его входе. Чем меньше напряжение на его входе, тем больше коэффициент усиления, и наоборот. При небольших значениях напряжения на входе УПТ (когда рабочая точка на статической характеристике входной лампы не выходит за пределы линейного участка) можно считать, что коэффициент усиления будет

величиной постоянной, однако в этом случае для ограничения изменения сетевого напряжения необходимо применять предварительную стабилизацию. Тогда коэффициент стабилизации можно полагать равным $50 + 70$.

Выводы. 1. Работу стабилизатора можно признать вполне удовлетворительной. Используя предварительную стабилизацию напряжения сети, можно получить коэффициент стабилизации равным 70 для начального напряжения на электродах в 6000 В. В этом случае нестабильность ВЧ напряжения не будет превышать 0,015%, что сравнимо с нестабильностью напряжения опорожного источника. 2. При тех параметрах, которые обеспечивает данная схема стабилизации, появляется возможность измерять предпробойные токи несамостоятельного разряда при напряжениях на электродах, достаточно близких к напряжению зажигания самостоятельного разряда, что само по себе представляет большой интерес. 3. Одновременно с этим возможно более точное определение напряжения зажигания самостоятельного разряда, что также играет существенную роль при изучении разряда в газах.

Л и т е р а т у р а

1. Л. Леб. Основные процессы электрического разряда в газах. М., 1950.
2. Дж.Мик и Дж.Крэгс. Электрический пробой в газах. М., 1960.
3. А.А. Жуков. Некоторые измерения положительного объемного заряда, создаваемого лавинным несамостоятельным разрядом на переменном напряжении 2,5-40 МГц в воздухе. Тр. науч. об-ва физ.-мат. фак. пед. ин-тов Дальнего Востока, 1962, 2, с. 23-28.
4. А.А. Жуков. Формирование положительного объемного заряда в электрическом поле высокой частоты в воздухе. Тр. науч. об-ва физ.-мат. фак. пед. ин-тов Дальнего Востока, 1964, 4, с. 79-93.
5. Б.Л. Рудницкий. Измерение нестабильности электрических напряжений. М., 1969.
6. И.Л. Каганов. Промышленная электроника. М., 1968.

SUURTE KÕRGSAGEDUSPINGETE STABILISEERIMINE

A.A.Žukov, A.I.Beshlebnõi, S.I.Beshlebnõi

Resüme

Kirjeldatakse autorite poolt välja töötatud kompensatsioonitüüpi kõrgsageduspinge stabilisaatori skeemi, mis töötab järgmiselt: Detekteeritud kõrgsageduspinget võrreldakse tugi- pingega. Pinge vahe võimendatakse, pärast mida ta juhib kõrgsagedusgeneraatori lõppkaaskaadi toiteahelasse lülitatud reostaatlampe. Tuuakse katsetuste tulemused: Stabiliseerimiskoeffitsient $K_{ST} = 50$ võrgupinge muutustel $\pm 10\%$, väljund- pinge 1000 + 6000 V.

STABILISATION OF HIGH HF VOLTAGES

A.A.Zhukov, A.I.Beskhlebny, S.I.Beskhlebny

Summary

A scheme of the compensation type HF voltage stabiliser is described. The scheme operates as follows: The detected HF voltage and the reference voltage are compared. The amplified out-of-balance voltage governs the rheostatic vacuum tubes inserted in the lead of the output cascade of a HF generator. The experimental results are the following: The coefficient of stabilisation $K_{ST} = 50$ when the grid voltage changes within the range of 10 per cent, the output voltage can be varied within 1000 + 6000 V.

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ПРИМЕНЕНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНОГО
СЧЕТЧИКА ИОНОВ ДЛЯ ИНДИКАЦИИ МАЛЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ
ПРИМЕСЕЙ ГАЛОГЕНОВ В ВОЗДУХЕ

И.П. Роос, А.О. Хиллус

В работе [1] предложен стримерный счетчик ионов на смешанном напряжении, то есть в режиме, в котором коронирующий электрод питается одновременно постоянным напряжением и переменным напряжением частоты в 50 Гц. В этой же работе показана возможность использования этого счетчика для обнаружения малых концентраций примесей галогенов в атмосферном воздухе. Идея использования стримерного счетчика в качестве высокочувствительного индикатора галогенов основана на свойстве атомов этих элементов образовывать отрицательные ионы с большим электронным сродством. Подобные ионы на расстояниях от поверхности острия, где ионы кислорода уже распадаются и отдают начальные электроны для образования электронных лавин, будут еще вполне устойчивыми. Их присутствие в объеме счетчика равноценно уменьшению начальной ионизации в разрядном промежутке, что ведет к увеличению числа стримеров в единицу времени.

Счетные характеристики стримеров положительной короны на смешанном напряжении имеют участок, на котором частота возникновения стримеров мало зависит от величины питающего разрядный промежуток постоянного напряжения [1]. Это означает, что счетные характеристики стримеров имеют плато. Ширина плато определяется величиной амплитуды переменного напряжения. При этом можно подбирать условия, при которых наклон плато практически равен нулю и его высота мало зависит от величины переменной составляющей напряжения.

На ионный состав воздуха и вместе с тем на частоту возникновения стримеров влияют не только примеси галогенов, но и изменения параметров окружающей среды. Для получения достоверных сведений о присутствии в воздухе галогенных примесей необходимо установить характер зависимости частот возни-

кновения стримеров и формы счетных характеристик от таких параметров как температура, давление и влажность воздуха, а также от скорости потока воздуха в разрядном промежутке и от степени искусственной ионизации.

Целью настоящей работы явилось выяснение влияния этих факторов на частоту возникновения стримеров и форму счетных характеристик. Авторы попытались найти такой режим работы стримерного счетчика, в котором счетные характеристики стримеров имели бы широкое горизонтальное плато, мало зависящее от изменения вышеуказанных параметров окружающей среды, а также определить предельные значения этих параметров, в пределах которых их измерения существенно не влияли бы на работу счетчика при обнаружении примесей галоидов в воздухе.

Блок-схема установки приведена на рис. 1. Исследования проводились в коаксиально-цилиндрическом разрядном промежутке, где коронирующим электродом являлась платиновая проволока (1) с полусферически обработанным концом. Диаметр проволоки и диаметр кривизны ее вершины имели величину в 1 мм. Проволока находилась на оси внешнего алюминиевого цилиндра (2) длиной 450 мм и диаметром 75 мм.

Коронирующее острие внутреннего электрода находилось на расстоянии порядка 150 мм от открытого конца внешнего цилиндра. Платиновая проволока находилась внутри насаженного на нее полого шара (3) диаметром 8 мм, который был неподвижно прикреплен к изолятору (5) при помощи медной трубки (4). Расстояние острия от поверхности шара было 20 мм. В изоляторе (5) имелись каналы, через которые из разрядного промежутка отсасывался воздух с продуктами разряда. Скорость потока воздуха в разрядном промежутке можно было изменять в пределах от 0,01 до 0,15 м/сек.

Разрядный промежуток питался постоянным напряжением от высоковольтного стабилизатора постоянного напряжения, выходное напряжение которого можно было регулировать в пределах от 1 до 14 кВ, и переменным напряжением с частотой 50 Гц через высоковольтный трансформатор. Переменное напряжение можно было регулировать в пределах от 0 до 5 кВ.

Увлажнение лабораторного воздуха осуществлялось методом взбрызгивания дистиллированной воды в камере увлажнения. В качестве осушителя в камере осушения был использован силикагель.

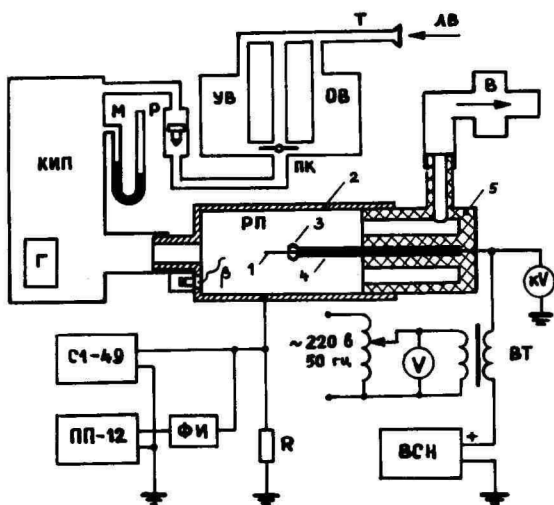


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

РП-разрядный промежуток, В-вентилятор, Т-труба для подачи в систему лабораторного воздуха ЛВ, УВ-увлажнитель воздуха, ОВ-осушитель воздуха, ПК-переключающий кран, Р-ротаметр, КИП-камера для сглаживания и измерения параметров воздуха, М-манометр, Г-волосной гигрометр, β -радиоактивный препарат, С1-49 - осциллоскоп для наблюдения формы импульсов тока снимаемых с сопротивления R, ПП-12 - пересчетное устройство, ФН-формирователь импульса для запуска ПП-12, ВСН-высоковольтный стабилизатор постоянного напряжения, ВТ-высоковольтный трансформатор.

Расход воздуха измерялся ротаметром. В камере сглаживания и измерения параметров воздуха находились дифференциальный ртутный манометр для измерения разности между атмосферным давлением и давлением в системе и волосной гигрометр для определения относительной влажности воздуха в разрядном промежутке. Показания волосного гигрометра периодически проверялись аспирационным психрометром. Температура и атмосферное давление в помещении лаборатории измерялись при помощи термометра и anerоидного барометра.

Начальную ионизацию изменяли β -активным препаратом, а степень ионизации - при помощи алюминиевых пластинок разной толщины.

Стримеры подсчитывались счетчиком Ш-12. Импульсы тока снимались с резистора R с сопротивлением в 1 МОм, который был подключен между внешним цилиндром и "землей". Для формирования подходящего импульса для устойчивого запуска Ш-12 от импульса стримера использовался транзистор П416Б в лавинном режиме. С сопротивления R снимался также импульс тока на вход осциллооскопа С1-49.

В работе были определены зависимости числа стримеров в единицу времени и формы счетных характеристик от величины постоянного и переменного напряжений между электродами. Результаты приведены на рис. 2.

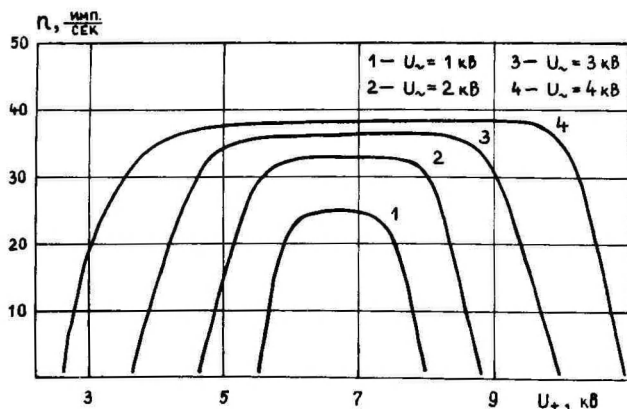


Рис. 2. Зависимость счетных характеристик стримеров от питающего разрядный промежуток напряжения (использован β -активный препарат в качестве источника дополнительной ионизации в разрядном промежутке).

Видно, что частота возникновения стримеров мало зависит от амплитуды переменного напряжения, а ширина плато тем больше, чем больше переменное напряжение. На рис. 2-9 для переменной составляющей смешанного напряжения указаны амплитудные значения.

При уменьшении начальной ионизации зависимость числа стримеров в единицу времени от амплитуды переменного напряжения уменьшается.

Изменение давления воздуха от 680 до 760 мм рт.ст. существенно не повлияло на частоту возникновения стримеров, а счетные характеристики сдвинулись в сторону более высоких

напряжений (рис. 3), то есть, изменилось пороговое напряжение возникновения стримера при постоянном напряжении.

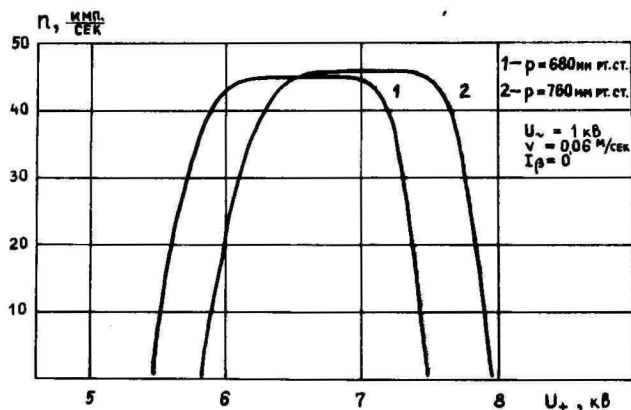


Рис. 3. Зависимость счетных характеристик стримеров от давления воздуха в разрядном промежутке. (Характеристики сняты без источника дополнительной ионизации; $I_\beta = 0$.)

При помощи увлажнителя и осушителя воздуха относительная влажность воздуха изменялась в пределах от 0 до 90%. Зависимость числа стримеров в единицу времени от относительной влажности воздуха в разрядном промежутке показана на рис. 4. Результаты согласуются с данными, полученными в работе [2].

При нормальных условиях окружающей среды (лабораторный воздух) режим работы стримерного счетчика близок к состоянию насыщения, то есть к случаю, в котором во время каждого положительного полупериода переменного напряжения развивается стример. Такой режим счетчика не пригоден для обнаружения примесей галоидов в воздухе из-за малой чувствительности. С целью уменьшения числа стримеров в единицу времени необходима повышенная начальная ионизация в разрядном промежутке. Увеличение начальной ионизации было достигнуто применением β -активного препарата в качестве источника искусственной ионизации.

Зависимость частоты возникновения стримеров от интенсивности β -излучения в относительных единицах показана на рис. 5.

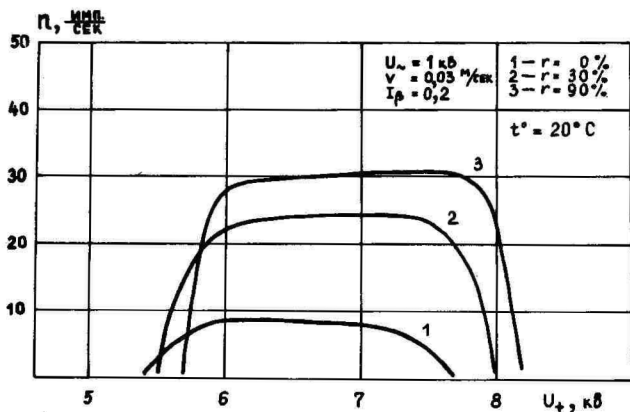


Рис. 4. Зависимость счетных характеристик стримеров от относительной влажности воздуха в разрядной промежутке при комнатной температуре. (Дополнительная ионизация создана β -активным препаратом. Интенсивность β -источника 0,2 относительных единиц).

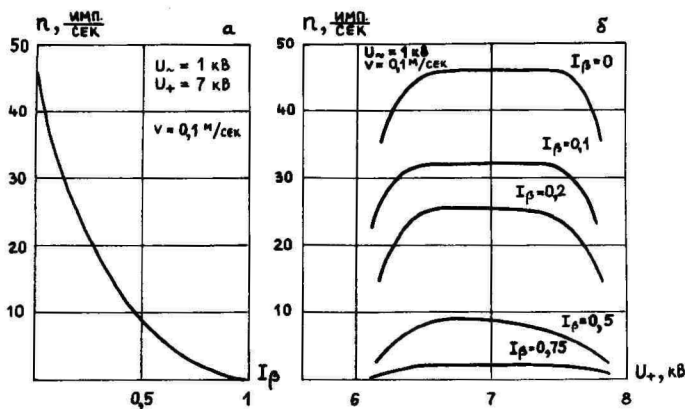


Рис. 5. Зависимость частоты возникновения стримеров от интенсивности β -излучения I_β в относительных единицах.

При более высоких амплитудных значениях переменной составляющей наложенного на разрядный промежуток напряжения ($U_{\sim} > 2$ кВ) стало заметным влияние степени начальной ионизации на наклон плато счетных характеристик стримеров (рис. 6). При этом зависимость наклона плато от степени начальной

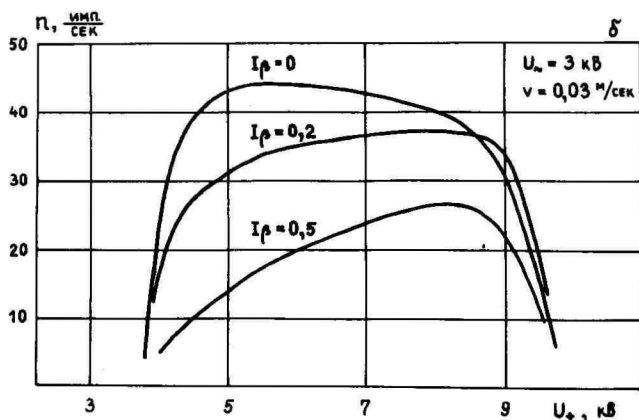
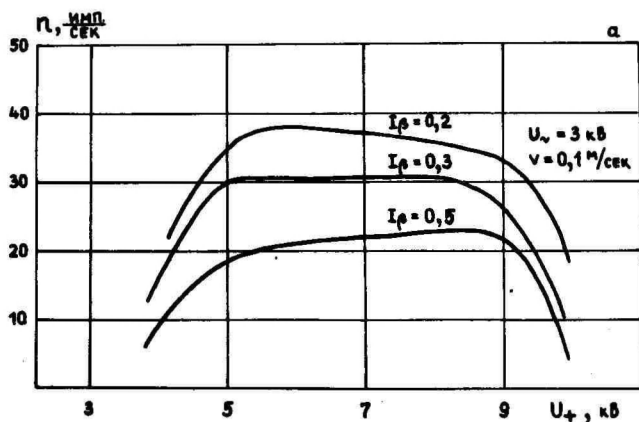


Рис. 6. Зависимость формы счетных характеристик стримеров от степени начальной ионизации в разрядном промежутке: а) при $v = 0,1$ м/сек; б) при $v = 0,03$ м/сек.

ионизации тем больше, чем меньше скорость потока воздуха в разрядном промежутке (рис. 6, б).

Использовать скорости потока воздуха больше 0,15 м/сек в данной установке не позволяло появление больших флуктуаций частот возникновения стримеров, вызванных, вероятно, появлением турбулентного потока воздуха в разрядном промежутке.

Зависимость формы счетных характеристик стримеров от скорости потока воздуха в разрядном промежутке представлена на рис. 7.

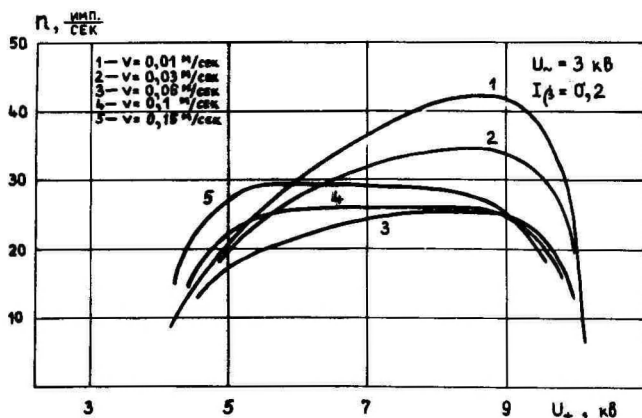


Рис. 7. Зависимость формы счетных характеристик стримеров от скорости потока воздуха в разрядном промежутке.

Таким образом измерения показали, что при любой степени начальной ионизации в разрядном промежутке можно достичь существования практически горизонтального плато счетных характеристик, соответственно выбрав для каждого случая подходящую скорость потока воздуха.

Работу стримерного счетчика в качестве индикатора галодов характеризует рис. 8.

Наиболее удобно генерируемой сильно электроотрицательной примесью является йод. Кристалл йода в лабораторном воздухе испаряется при комнатной температуре. Расход йода проверялся взвешиванием. На сколько увеличивается частота возникновения стримеров при достижении концентрации йода в лабораторном воздухе 10 мкг/м^3 , видно по рис. 8.

С целью выяснения влияния параметров окружающей среды на частоту возникновения стримеров за более длительный пе-

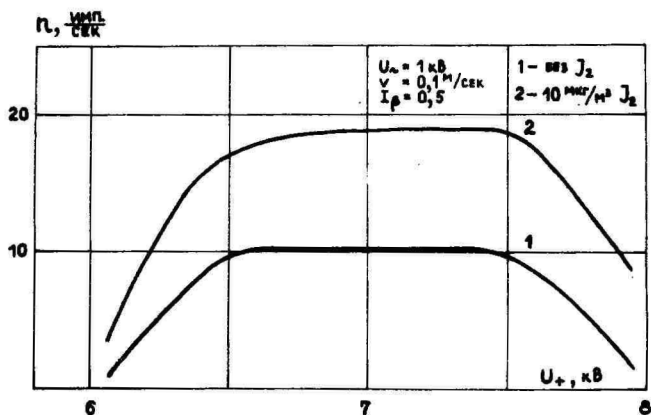


Рис. 8. Влияние примесей йода в лабораторном воздухе на число стримеров в единицу времени.

рждо времени в лабораторном помещении проводились в течение одного месяца измерения частоты возникновения стримеров, температуры, относительной влажности и давления воздуха. Ход этих кривых представлен на рис. 9.

Видно, что кривые, представляющие ход влажности воздуха и ход частоты возникновения стримеров за один месяц, почти повторяют друг друга, то есть основное влияние из параметров окружающей среды на число стримеров в единицу времени имеет влажность воздуха.

Исходя из представленного выше материала, можно сделать вывод, что галогенные примеси в воздухе с относительной концентрацией от 10 мкг/м^3 и больше при нормальных условиях окружающей среды уверенно регистрируются при помощи стримерного счетчика в режиме смешанного напряжения. Этот результат хорошо согласуется с выводами работы [1].

Нашей дальнейшей задачей является более подробное исследование чувствительности и физической стороны работы счетчика.

Настоящая работа было выполнена в секторе газового разряда проблемной лаборатории аэроионизации и электроаэрозолей ТГУ под руководством доц. К.Ф. Куду, кому авторы глубоко благодарны за постоянную помощь.

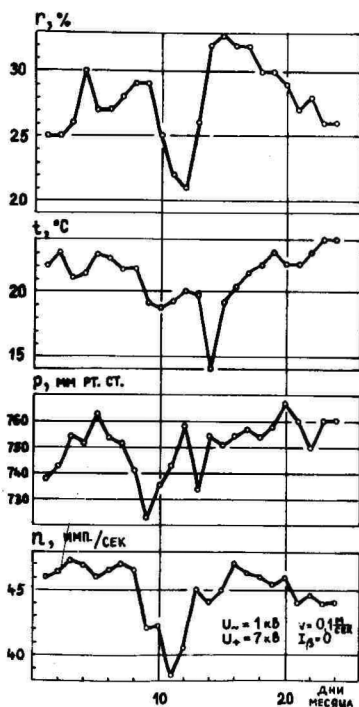


Рис. 9. Ход числа стримеров в единицу времени, температуры, относительной влажности и давления воздуха за один месяц.

Л и т е р а т у р а

1. Куду К.Ф. О начальных стадиях разряда с острия в воздухе. Тарту, 1960.
2. Старков В.В. Влияние влажности на счетные характеристики счетчика на преимущественно положительных импульсах высокой частоты. Тр. научн. объединения преподавателей физ.-мат. фак. пед. ин-тов Дальнего Востока, т.2, Хабаровск, 1962, с. 46-57.

IOONIDE GAASLAHENDUSLOENDURI KASUTAMISE VÕIMALUSTEST
HALOGEENIDE VÄIKESTE KOGUSTE AVASTAMISEKS ÕHUS

H.Roos, A.Hilpus

Resüme

Uuriti segapingel töötava striimerite loenduri sobivust halogeenide väikeste koguste avastamiseks atmosfääris. Samuti oli töö eesmärgiks leida, kuidas mõjutavad loendus-
karakteristikute kuju ja striimerite kordussagedust ümbritseva õhu temperatuur, niiskus ja rõhk, õhuvoolu kiirus ja kunstlik ionisatsioon. Püüti leida töörežiimi, kus loendus-
karakteristikutel oleks lai horisontaalne platoo, samuti määrata need parameetrite muutumise piirid, kus loendur edukalt registreeriks halogeenlisandeid õhus.

Leiti, et normaaltingimustel saab loenduriga registreerida halogeenlisandeid õhus alates suhtelistest kontsentratsioonidest $10 \mu\text{g}/\text{m}^3$.

ON THE POSSIBILITY OF USING A GAS DISCHARGE COUNTER OF
IONS FOR THE DETECTION OF SMALL HALOGEN CONCENTRATIONS
IN THE AIR

H.Roos and A.Hilpus

Summary

This paper is concerned with the study of the suitability of a counter of streamers operating at a mixed voltage for the detection of small halogen concentrations in the atmosphere. The aim of the present investigation has also been to find how the shape of the counting characteristics and the repetition frequency of streamers are affected by the temperature, pressure and humidity of the ambient air, the velocity of the air flow and artificial ionization.

The authors have tried to establish the operating conditions under which the counting characteristics would have a wide horizontal plateau as well as to determine the boundaries of parametric changes when the counter would successfully record halogen impurities in the air.

It has been found that under normal conditions the counter is able to record halogen impurities in the air with initial relative concentrations of $10 \mu\text{g}/\text{m}^3$.

СПЕКТРОМЕТР АЭРОИОНОВ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ПРИМЕСЕЙ ВОЗДУХА

Х.Ф. Таммет, А.О. Хилшус, Я.И. Салым, Э.Ю.Отс

Действие примеси хлора на отрицательные аэроионы обнаружено Ковалевой и Куду при изучении начальных стадий коронного разряда [1]. Теоретические соображения позволяют ожидать зависимость состава легких отрицательных аэроионов от примесей галогенов, циана, фреона, паров некоторых кислот, ангидридов и других сильных электроно-акцепторов. Чувствительность процесса образования отрицательных аэроионов к примесям четыреххлористого углерода имеет известное приложение в газовой хроматографии [2].

Таммет экспериментально доказал, что добавление к воздуху некоторых примесей в концентрации от нескольких единиц до нескольких сотен мкг/м³ оказывает специфическое воздействие на спектр подвижности легких отрицательных аэроионов [3].

Целью настоящей работы было создание спектрометра аэроионов, специально предназначенного для исследования вышеупомянутого влияния примесей на спектр подвижности аэроионов.

В результате работы и был изготовлен спектрометр аэроионов типа УТ-7509. Внешний вид его со снятым кожухом показан на рис. 1.

Основные технические данные спектрометра следующие:

1. Диапазон подвижностей от 0,6 до 2,4 см²/(В·с).
2. Чувствительность электрометра $1,5 \cdot 10^{-11}$ А.
3. Постоянная времени электрометра 0,7 с.
4. Продолжительность полного цикла снятия одного спектра 75 с.
5. Питание от сети 220 В, 50 Гц.
6. Потребляемая мощность не более 60 Вт.
7. Габариты 780x230x450 мм.
8. Масса не более 28 кг.

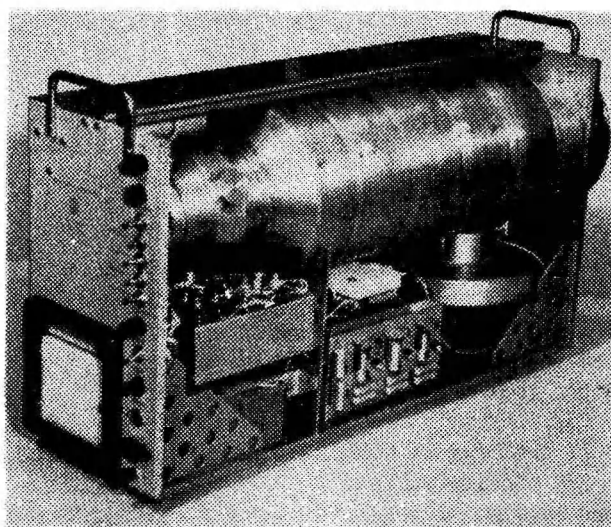


Рис. 1. Спектрометр аэроионов УТ-7509 со снятым кожухом.

Принцип работы спектрометра поясняет рис. 2.

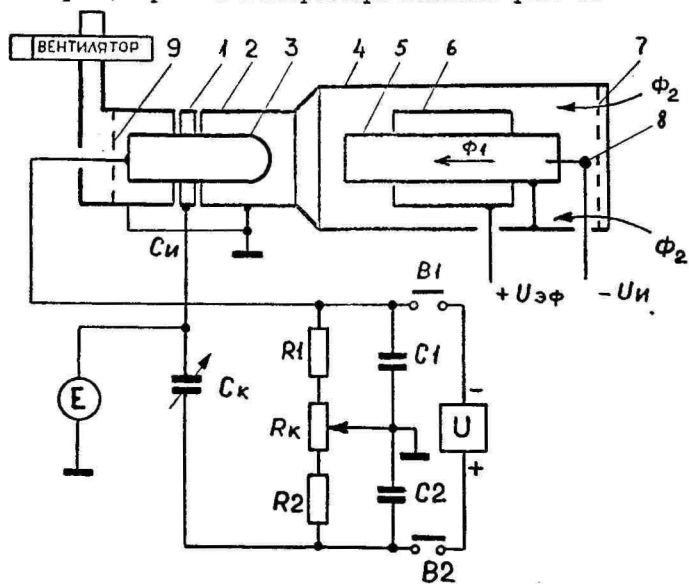


Рис. 2. Функциональная блок-схема спектрометра аэроионов.

В данном спектрометре применен дифференциальный метод второго порядка, являющийся вариантом аспирационного метода измерения спектра аэроионов [4].

Основной поток воздуха Φ_1 , ионизированный при помощи коронного ионизатора напряжением $U_n = -1800$ В, поступает в измерительный конденсатор C_H через коаксиальную трубу 5. Дополнительный поток воздуха Φ_2 , необходимый для осуществления дифференциального метода второго порядка, демонстрируется при помощи электрофильтра, образованного из труб 4, 5 и 6, причем последняя из них находится под потенциалом $+150$ В. Прохождение аэроионами трубы 5 обеспечивает также необходимое старение аэроионов в течение I с.

Внутренняя обкладка 3 измерительного конденсатора C_H находится под отрицательным напряжением, внешняя обкладка заземлена. В качестве собирающей обкладки I используется секция внешней обкладки 2.

Исследуемый воздух протягивается через конденсатор при помощи вентилятора. Диафрагма 9 служит для регулирования и равномерного распределения расхода воздуха. Для подавления действия внешней турбулентности на входе конденсатора установлена сетка 7.

Измерительный конденсатор питается изменяющимся напряжением. В течение 60 с напряжение экспоненциально уменьшается с 390 В до 97,5 В, что обеспечивает логарифмическую шкалу подвижности на спектрограмме. Для компенсации наведенного тока при изменении напряжения используется мостовая схема: электрометр E включен в диагональ моста, содержащего емкость собирающей секции измерительного конденсатора и дополнительный компенсационный конденсатор C_K . Другая ветвь, состоящая из резисторов R_1 и R_2 вместе с конденсаторами C_1 и C_2 , вырабатывает также вышеупомянутое уменьшающееся напряжение после размыкания контактов B_1 и B_2 .

Электрометр спектрометра работает на основе принципа компенсации измеряемого тока с помощью обратной связи. Чувствительным входным элементом является емкостный вибропреобразователь. Чувствительность электрометра по току может быть переключена на $1,5 \cdot 10^{-11}$ А или на $3 \cdot 10^{-11}$ А. Выходной сигнал электрометра записывается самопишущим прибором типа Н349.

Работа спектрометра автоматизирована. Цикл работы следующий. После нажатия кнопки "ПУСК" (или после поступления запускающего импульса) проходит 7,5 с на установление режима.

Затем в течение 60 с регистрируется спектрограмма. Через 7,5 с после регистрации прибор выключается или начинается новый цикл.

В качестве примера на рис. 3 приведена одна спектрограмма, снятая в обычных комнатных условиях.

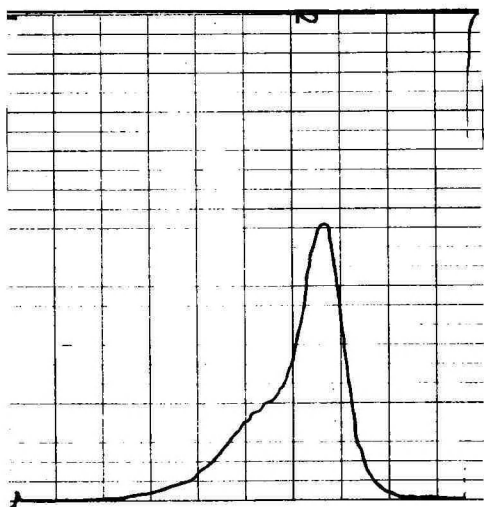


Рис. 3. Запись спектрометра (пример).

Л и т е р а т у р а

1. Куду К.Ф. О начальных стадиях разряда с острия в воздухе. Тарту, 1960.
2. Ротин В.А. Радиоизотопное детектирование в газовой хроматографии. М., 1974.
3. Таммет Х.Ф. Зависимость спектра подвижностей легких аэроионов от микропримесей воздуха. Уч.зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 348, Тарту, 1975, с. 3-15.
4. Таммет Х.Ф. Аспирационный метод измерения спектра аэроионов. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып. 195, Тарту, 1967, с. 1-124.

AEROIOONIDE SPEKTROMEETER MÕNINGATE ÕHU LISANDITE
AVASTAMISEKS

H.Tammet, A.Hilpus, J.Salm, E.Üts

Resümee

Mõningate õhu lisandite (halogeenid jt.) mõju aeroioonide spektrile on juba varem kirjanduses käsitletud. Käesoleva töö eesmärgiks oli projekteerida ja ehitada spetsiaalne aeroioonide spektromeeter, milline võimaldaks muhavalv uurida õhu lisandite mõju aeroioonide spektrile. Ehitatud spektromeeter UT-7509 kirjutab automaatselt üles negatiivsete kergete ionide spektri liikuvuste intervallis 0,6 kuni 2,4 $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$. Ühe spektri registreerimiseks koos lülitustega kulub 75 s. Uuritav õhk ioniseeritakse eelnevalt piiratud vooluga negatiivse korona abil ja vananeb umbes 1 s enne mõõtekondensaatorisse jõudmist.

AN AIR ION SPECTROMETER FOR THE DETECTION OF SOME
AIR IMPURITIES

H.Tammet, A.Hilpus, J.Salm and E.Üts

Summary

The influence of some air impurities (halogens, etc.) on the spectrum of air ions has already been dealt with in the literature. The aim of the present investigation was to design and construct a special air-ion spectrometer which will make it possible to study the effect of air impurities on the air-ion spectrum. The constructed spectrometer UT-7509 automatically records the spectrum of negative small ions in the mobility range of 0.6 to 2.4 $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$. The recording of one spectrum together with the performance of the necessary connections takes 75 seconds. The air to be studied is previously ionized by means of a negative corona generated by a limited current. The age of the ions is 1 second before they enter the measuring capacitor.

К ТЕОРИИ АСПИРАЦИОННОГО МЕТОДА СПЕКТРОМЕТРИИ ПОДВИЖНОСТЕЙ АЭРОИОНОВ

· Х.Ф. Таммет

Настоящая статья содержит некоторые дополнения к теории аспирационного метода, изложенной автором ранее в работе (Таммет, 1967). Предполагается, что читатель знаком с упомянутой работой.

Рассмотрим дифференциальный измерительный конденсатор второго порядка. Обозначим полную действующую емкость измерительного конденсатора через C , а действующую емкость задней собирающей обкладки через $\delta_c C$. Обозначим полный расход воздуха через измерительный конденсатор через Φ , а расход изучаемого воздуха через $\delta_\phi \Phi$ (остальной поток воздуха деионизирован). Определим явно только одну предельную подвижность

$$k_0 = \frac{\epsilon \Phi}{c U}, \quad (1)$$

где ϵ абсолютная диэлектрическая проницаемость воздуха ($\epsilon = 8,854$ пФ/м, формула написана в системе СИ) и U напряжение измерительного конденсатора. По результатам измерения силы тока через заднюю собирающую обкладку I_2 вычисляется условная плотность заряда $P = I_2/\Phi$. Функция $P = P(k_0)$ рассматривается как запись спектрометра и уравнение спектрометра представляется в виде

$$P(k_0) = \int_0^\infty G(k_0, k) \rho(k) \cdot dk, \quad (2)$$

где $G(k_0, k)$ аппаратная функция и $\rho(k)$ спектральная функция плотности заряда. Разъяснения к понятиям записи спектрометра и аппаратной функции можно найти в работе (Таммет, 1975). В приближении динамики идеальных аэроионов аппаратная функция аспирационного спектрометра имеет следующее выражение

$$G(k_0, k) = \begin{cases} 0 & \text{при} & \frac{k}{k_0} \leq 1 - \delta_\varphi \\ \frac{k}{k_0} - (1 - \delta_\varphi) & \text{при} & 1 - \delta_\varphi \leq \frac{k}{k_0} \leq \min\left(1, \frac{1 - \delta_\varphi}{1 - \delta_c}\right) \\ \delta_\varphi & \text{при} & 1 \leq \frac{k}{k_0} \leq \frac{1 - \delta_\varphi}{1 - \delta_c} \\ \frac{k}{k_0} \delta_c & \text{при} & \frac{1 - \delta_\varphi}{1 - \delta_c} \leq \frac{k}{k_0} \leq 1 \\ 1 - \frac{k}{k_0} (1 - \delta_c) & \text{при} & \max\left(1, \frac{1 - \delta_\varphi}{1 - \delta_c}\right) \leq \frac{k}{k_0} \leq \frac{1}{1 - \delta_c} \\ 0 & \text{при} & \frac{1}{1 - \delta_c} \leq \frac{k}{k_0} \end{cases} \quad (3)$$

Это выражение получено путем простого преобразования формул, выведенных в работе (Таммет, 1967).

Математическая модель, определенная уравнениями (1...3), является общей в том смысле, что она описывает также дифференциальные измерительные конденсаторы первого порядка и интегральный измерительный конденсатор как разновидности, отличающиеся свойством $\delta_\varphi = 1$, $\delta_c = 1$ или $\delta_\varphi = \delta_c = 1$.

Уравнение (2) может быть приведено в разностный вид. Для этого необходимо фиксировать единицы измерения и ввести новые переменные:

$$\begin{aligned} l &= lnk \\ l_0 &= lnk_0. \end{aligned} \quad (4)$$

В формулах (4) k и k_0 обозначают численные значения подвижности и предельной подвижности по отношению к выбранной единице измерения. Если обозначить функцию $P(k_0)$ при $k_0 = \exp l_0$ через $P'(l_0)$ и функцию $\lambda(k) = k\varphi(k)$ при $k = \exp l$ через $\lambda'(l)$, то

$$P'(l_0) = \int_{-\infty}^{\infty} g(l_0 - l) \lambda'(l) dl \quad (5)$$

Разностная аппаратная функция имеет вид

$$g(x) = \begin{cases} 0 & \text{при} & x \leq -a \\ 1 - (1 - \delta_c) e^{-x} & \text{при} & -a \leq x \leq \min(0, b-a) \\ \delta_c e^{-x} & \text{при} & 0 \leq x \leq b-a \\ \delta_\varphi & \text{при} & b-a \leq x \leq 0 \\ e^{-x} - (1 - \delta_\varphi) & \text{при} & \max(0, b-a) \leq x \leq b \\ 0 & \text{при} & b \leq x \end{cases} \quad (6)$$

Для сокращения записи использованы обозначения

$$\begin{aligned} x &= l_0 - l, \\ a &= l_n \frac{1}{1 - \delta_c}, \\ b &= l_n \frac{1}{1 - \delta_\phi}. \end{aligned} \quad (7)$$

Дополнительное логарифмически-нормальное сглаживание записи спектрометра по причине малых отклонений от идеальной модели можно описать посредством функции искажения

$$W(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \quad (8)$$

В эту функцию могут быть сведены последствия технического несовершенства измерительного конденсатора, турбулентной диффузии, а локально — также тепловой диффузии аэрозонов. Соответственно уточненная аппаратная функция определяется как интегральная свертка функций (6) и (8).

Уравнение (5) посредством бесконечномерного преобразования Фурье приводится в алгебраический вид

$$\tilde{P}'(\omega) = \tilde{q}(\omega) \tilde{\lambda}'(\omega). \quad (9)$$

Тильда служит признаком Фурье-образа. Фурье-образ аппаратной функции $\tilde{q}(\omega)$ интерпретируется как коэффициент передачи логарифмически-гармонической составляющей спектра $\tilde{\lambda}'(l) = e^{i\omega l}$.

Фурье-образ свертки функций (6) и (8) имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{q}(\omega) &= \frac{\exp(-\sigma^2 \omega^2 / 2)}{1 + \omega^2} \left\{ 1 + \frac{\sin \omega a}{\omega} - \cos \omega a + \right. \\ &+ (1 - \delta_\phi) \left(\frac{\sin \omega(b-a)}{\omega} + \cos \omega(b-a) - \frac{\sin \omega b}{\omega} - \cos \omega b \right) + \\ &+ \left[\frac{1}{\omega} - \frac{\cos \omega a}{\omega} - \sin \omega a + (1 - \delta_\phi) \times \right. \\ &\left. \left. \times \left(\frac{\cos \omega(b-a)}{\omega} - \sin \omega(b-a) - \frac{\cos \omega b}{\omega} + \sin \omega b \right) \right] i \right\} \quad (10) \end{aligned}$$

При $\omega = 0$ получим $\tilde{q}(0) = a \delta_\phi$. Функция $\tilde{q}(\omega)$ имеет нули при $\omega = n \frac{2\pi}{a}$, где n — натуральное число.

Графики модуля этой функции позволяют оценить возможность разрешения в спектре деталей разного масштаба спектрометрами разной системы. Рассмотрим логарифмически-гармоническую составляющую спектра с частотой ω и интенсивностью λ_ω .

Коэффициент отражения этой составляющей в записи спектрометра $|\tilde{q}(\omega)|$ уменьшается в среднем с повышением частоты. Если $|\tilde{q}(\omega)| \lambda_\omega$ достаточно превышает интенсивность аппаратного шума в записи на частоте ω , то рассматриваемая составляющая измерима и соответствующие детали спектра различимы, в противном случае детали неразрешимы.

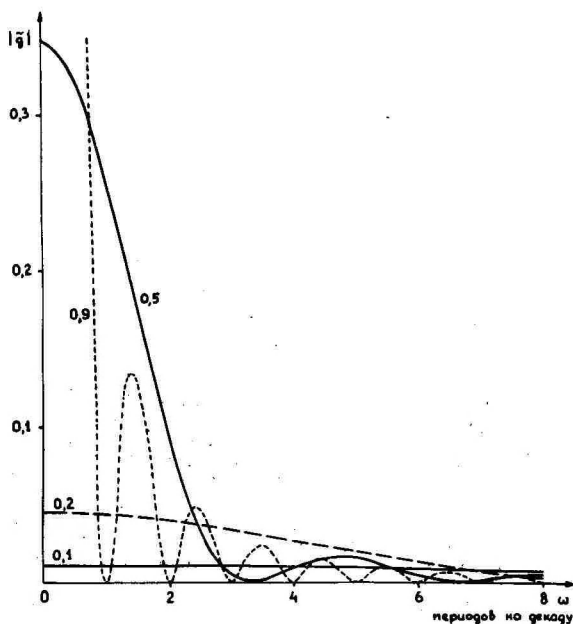


Рис. 1. Частотные характеристики аспирационных спектрометров при $\delta_\phi = \delta_c$ и $\sigma = 0$. Значения δ_ϕ и δ_c указаны на рисунке.

Некоторые кривые передаточной функции показаны на рис. 1. В случае сильного шума высокочастотные составляющие спектра пропадают во всех рассматриваемых спектрометрах. В том регионе, где сигнал еще выделяется от шума, предпочтительны повышенные значения отношений δ . Спектрометр с $\delta_\phi = \delta_c = 0,1$ вообще не дает полезной информации. При умеренном шуме в наиболее широкой области выше уровня шума лежит кривая $\delta_\phi = \delta_c = 0,2$. Лишь в случае особенно малого шума наибольшей разрешающей способностью будет обладать спектро-

метр с $\delta_\phi = \delta_c = 0,1$.

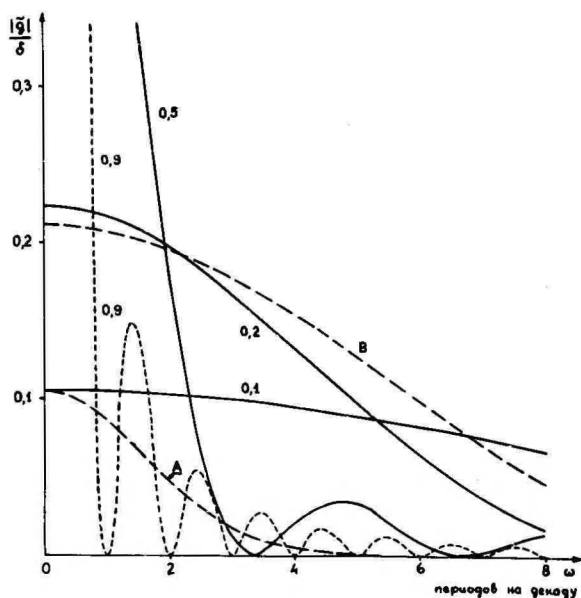


Рис. 2. Приведенные частотные характеристики аспирационных спектрометров. Кривая А соответствует параметрам $\delta_\phi = \delta_c = 0,1$ и $\sigma = 0,1$ декада, кривая В параметрам $\delta_\phi = 0,2$, $\delta_c = 0,1$ и $\sigma = 0$. Остальные кривые соответствуют указанным на рисунке значениям $\delta_\phi = \delta_c$ и $\sigma = 0$.

Выводы, изложенные при анализе первого рисунка, действительны лишь тогда, когда шум является аддитивным фоном и не зависит от сигнала. Такое допущение согласуется с реальностью только в области малых значений δ_ϕ и δ_c . В спектрометрах с большим сигналом шум почти пропорционален сигналу. Для сравнения спектрометров в условиях мультипликативного шума полезно изучить приведенную передаточную функцию $\hat{q}(\omega)/\bar{P}$, где \bar{P} — некоторый средний сигнал. Сигнал сложным образом зависит как от параметров спектрометра, так и от конкретного спектра. Если спектр является одиночной дискретной линией, то максимальное значение записи спектрометра при $\sigma = 0$ пропорционально $\delta = \min(\delta_\phi, \delta_c)$. Выберем простейший способ приведения частотной характеристики и рассмотрим

кривые отношения $|\tilde{q}(\omega)|/\delta$, изображенные на рис. 2. По сравнению с анализом, проведенным по рис. 1, оптимальные значения отношений δ_ϕ и δ_c будут ниже. На рис. 2 дополнительно приведена кривая В для несимметричного режима. Такая же кривая для обратного несимметричного режима $\delta_\phi = 0,1$, $\delta_c = 0,2$ в пределах рисунка везде лежала бы примерно на 5% выше кривой В. На том же рисунке показана кривая А, отличающаяся от кривой $\delta_\phi = \delta_c = 0,1$ лишь добавлением сглаживания записи спектрометра согласно (8) с параметром $\sigma = 0,1$ декады. Такое сглаживание подавляет составляющие спектра с частотой выше четырех периодов на декаду настолько, что они утопают в шумах при любой системе спектрометра. Тогда спектрометры с малыми значениями δ_ϕ и δ_c , которые предпочтительны только в области высоких частот, везде теряют свое преимущество.

Спектрометры с интегральной емкостью не могут быть строго описаны при помощи выражения (10). В процессе $\delta_c \rightarrow 1$ график передаточной функции будет осциллировать все быстрее. При этом к определенному пределу приближается только локальная амплитуда кривой. На практике рассмотрение предельной ситуации можно обойти, ограничившись достаточно малыми, но отличными от нуля значениями разности $1 - \delta_c$.

Частотные характеристики спектрометров с малым значением $1 - \delta_\phi$ более равномерны. На рис. 3 изображены некоторые частотные характеристики спектрометров с большим значением одного из отношений δ_ϕ или δ_c . Если кривую, соответствующую параметрам $\delta_c \approx 1$, $\delta_\phi = \alpha$, несколько сгладить, то результат будет близким к кривой, соответствующей "обратной" комбинации параметров $\delta_\phi \approx 1$, $\delta_c = \alpha$.

Кроме теоретического анализа зависимости свойств аспирационного спектрометра от его основных параметров уравнение (5) и выражение фурье-образа аппаратной функции (10) могут быть полезны в практике обработки наблюдений. При этом необходимо иметь предварительную информацию о спектре или пользоваться методами стабилизации спектра, описанными, например, в работе (Таммет, 1975). Использование преобразования Фурье позволяет сократить объем вычислений при обработке наблюдений в десятки и сотни раз.

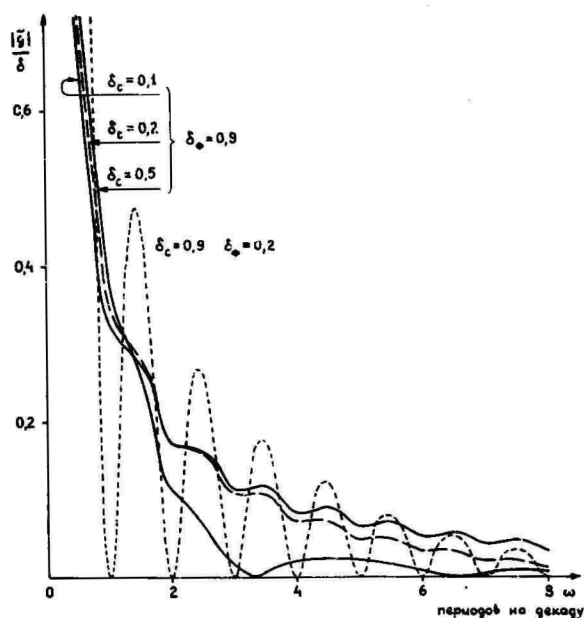


Рис. 3. Приведенные частотные характеристики аспирационных спектрометров при $\zeta = 0$.

Л и т е р а т у р а

1. Таммет Х.Ф. Аспирационный метод измерения спектра аэроионов. Уч.зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 195, Тарту, 1967.
2. Таммет Х.Ф. Введение в линейную конечномерную теорию спектрометрии. Таллин, 1975.

AEROIOONIDE LIIKUVUSSPEKTROMEETRIA TEOORIAST

H. Tammet

Resümee

Töö on esitatud aspiratsioon-spektromeetri üldine võrrand

ja aparaadifunktsiooni üldavaldis. Logaritmisendusega viiakse see võrrand kujusse, kus aparaadifunktsioon sõltub vaid argumentide vahest. Tuuakse sisse aspiratsioonkondensatori mitteideaalsust, ioonide turbulentset difusiooni ja osaliselt ka soojuslikku difusiooni arvestav moonutusfunktsioon, täpsustatud aparaadifunktsioon avaldub esialgse aparaadifunktsiooni ja moonutusfunktsiooni konvulatsioonina. On leitud täpsustatud aparaadifunktsiooni Fourier' teisendus. See võimaldab analüüsida aerioonide spektri mitmesuguste detailide lahutamise võimalusi erinevat tüüpi aspiratsioon-spektromeetritega. Fourier' teisendus võimaldab ka oluliselt vähendada arvutuste mahtu aspiratsioon-spektromeetria andmete töötlemisel.

ON THE THEORY OF AIR ION MOBILITY SPECTROMETRY

H. Tammet

Summary

This paper is concerned with the general equation of the aspiration spectrometer and the general expression of the apparatus function. A logarithmic transform serves to give this equation a shape in which the apparatus function depends on the difference between the arguments. The distortion function has been introduced to account for the non-ideal characteristics of the aspiration condenser as well as the turbulent and partially thermal diffusion of air ions. The specified apparatus function reveals itself as convolution of the initial apparatus function and the distortion function. A Fourier transform of the specified apparatus function has been computed. This enables one to analyse the possibilities of separating the various details of the air-ion spectrum with the aspiration spectrometers of different types. The Fourier transform makes it also possible to markedly reduce the volume of computations in the processing of data on aspiration spectrometry.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНОГОПРЕДЕЛЬНЫХ ТРАЕКТОРНЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ

М.М. Флшер

1. Пределы регистрации. Всякую аэрозольную систему можно в трехмерном пространстве ($f_{r,q}$, r , q) описать в виде поверхности, форма которой зависит от распределения частиц по размерам и зарядам. Областью определения этой поверхности является некоторое точечное множество A на rq -поверхности, каждой точке которой соответствуют частицы определенного размера и заряда. Определение размера и заряда отдельных аэрозольных частиц эквивалентно определению координат частиц на rq -поверхности.

В большинстве встречающихся на практике случаев аэрозоль полидисперсен, причем отношение верхней и нижней границ интервала размеров r_{max} / r_{min} может достигать величины 10^2 и более. В то же время частицы могут нести электрические заряды, относящиеся к очень широкому интервалу зарядов $[q_{min}, q_{max}]$. Величина отношения q_{max} / q_{min} зависит от ширины интервала размеров $[r_{min}, r_{max}]$, условий и механизма зарядки, вещества дисперсной фазы и т.д.

Вполне понятно, что в одинаковых условиях регистрации т. е. при определенной частоте и напряженности электрического поля, интенсивности световых импульсов, высоте поля зрения фотографирующей системы и т.д., невозможно получить фотографии траектории частиц с таким качеством, чтобы координаты всех точек множества A могли быть определены с требуемой точностью.

Определенными условиями регистрации охватывается только некоторое подмножество B множества A (рис. 1). Изменением режима регистрации можно добиться качественных снимков в пределах подмножества C и т.д. Пределом регистрации, соответствующим данному режиму регистрации, назовем такое множество, координаты всех элементов которого при данном

режиме можно определить с требуемой точностью.

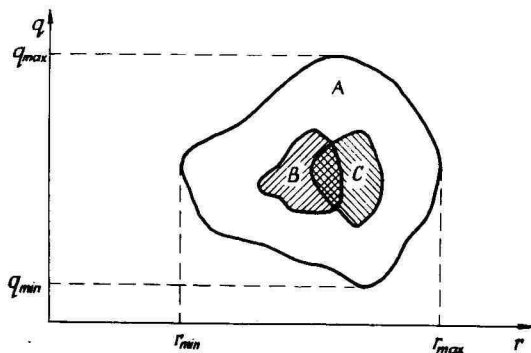


Рис. 1. Область определения аэрозольной системы и пределы регистрации.

Конструкция регистрирующего устройства должна обеспечить возможность получения качественных снимков траекторий частиц в пределах всей области A , которая определяется техническими требованиями к границам применения устройства. Необходимо подчеркнуть, что в большинстве случаев определение размера и заряда отдельных частиц не является самостоятельной целью исследований, а подчиняется необходимости определения распределения частиц аэрозоля по размерам и зарядам.

При применении траекторного метода в этих целях возникает целый ряд трудностей. Во-первых, не разработана методика обобщения результатов измерения, полученных в различных пределах регистрации. Во-вторых, оказывается, что при использовании только одного режима регистрации вероятность получения одинакового числа качественных снимков траекторий частиц с разными r и q различна даже при равномерном распределении числа частиц по размерам и зарядам и при равных остальных условиях. Именно поэтому необходимо точно установить, в какой области частиц при данном режиме регистрации r, q -координаты определены с достаточной точностью, каким статистическим весом представлены в результатах измерения различные участки данного предела регистрации и какой статистический вес имеют результаты, полученные в различных областях регистрации.

Здесь мы прежде всего выясним, каким основным качественным требованиям должны отвечать зарегистрированные на фотопленку траектории частиц, а затем покажем, как на основании этих требований определить необходимые режимы регистрации и соответствующие им пределы регистрации. Решение этой задачи позволяет разработать теоретически обоснованную методику расчета параметров основных узлов регистрирующего устройства, а также методику регистрации траекторий частиц и статистической обработки полученных данных.

2. Основы выбора режимов регистрации. В случае осцилляционного [1, 2] метода число полных колебаний, совершаемых частицей за время пребывания в поле зрения фотографирующей системы,

$$n = \frac{fh}{v_y - u},$$

где f - частота электрического поля, h - высота поля зрения, v_y - скорость оседания частиц в покоящейся среде, u - скорость ламинарного воздушного потока, направленного против силы тяжести (метод Боржова [3]). Для обеспечения возможности измерения с пленки значения двойной амплитуды колебаний частиц необходимо применить такой режим регистрации, при котором $n_{\min} \gg 1$. Чувствительность регистрирующего устройства по заряду тем больше, чем меньше n , поэтому желательно при всех частицах применять режим, при котором $n = 1$. Однако в случае полидисперсного аэрозоля это приводит к бесконечно большому числу различных режимов регистрации.

Для уменьшения различных режимов основную часть частиц необходимо регистрировать в условиях, при которых $n > 1$, а уменьшение чувствительности установки компенсировать соответствующим увеличением напряженности электрического поля. Максимально возможное число полных колебаний n_{\max} сверху ограничено разрешающей способностью фотографирующей системы. Пусть Δ будет минимальное расстояние на пленке, которое еще измеримо с достаточной точностью, а H - высота фотокадра, тогда необходимо обеспечить соблюдение условия

$$n_{\max} \leq \frac{H}{\Delta}, \quad (I)$$

иначе более мелкие частицы могут иметь в плоскости изображения столь малую скорость оседания, что следы, соответствующие соседним периодам колебаний, сольются, а зарегистри-

рованные траектории будут иметь форму полосы шириной, пропорциональной двойной амплитуде \mathcal{D} . Это не даст возможности определить скорость оседания.

Таким образом, задача определения необходимого режима регистрации частиц с различными размерами состоит прежде всего в следующем. Необходимо уточнить возможность создания такого режима, при котором для всех частиц в интервале размеров $[r_{\min}, r_{\max}]$ условие

$$n_{\min} \leq n \leq n_{\max} \quad (2)$$

выполнено. Если такая возможность отсутствует или она приводит к непреодолимым техническим трудностям, то необходимо интервал размеров изменением параметров (h, f, u) разбить на i промежутков регистрации $[r_{k-1}, r_k]$ так, чтобы при каждом режиме (h_k, f_k, u_k) условие (2) выполнялось в пределах промежутка $[r_{k-1}, r_k]$, т.е. чтобы частицы размером r_k совершали во время пролета поля зрения n_{\min} , а размером r_{k-1} — соответственно n_{\max} полных колебаний.

В случае метода Хоппера-Лэби [4] характер задачи не изменяется. Только здесь n_{\min} и n_{\max} равны минимальному и максимальному числу световых импульсов (световых меток), необходимых для обрисовки траектории и определения скорости частиц, а f — частота световых импульсов (меток).

Для обеспечения возможности определения заряда частицы по значению двойной амплитуды колебаний последняя должна оставаться в определенных пределах между \mathcal{D}_{\min} и \mathcal{D}_{\max} . Минимальное значение двойной амплитуды зависит от величины Δ и от увеличения фотографирующей системы Γ , а максимальное значение — от ширины фотокадра L :

$$\begin{cases} \mathcal{D}_{\min} \geq \frac{\Delta}{\Gamma} \\ \mathcal{D}_{\max} \leq \frac{L}{\Gamma} \end{cases} \quad (3)$$

При определенном режиме регистрации с достаточной точностью можно определить координаты только тех элементов множества A , которые удовлетворяют условию (2) и условию

$$\mathcal{D}_{\min} \leq \mathcal{D} \leq \mathcal{D}_{\max} \quad (4)$$

Режимы регистрации необходимо выбрать так, чтобы любой элемент множества A являлся элементом хотя бы одного предела регистрации. Для уменьшения общего числа необходимых пре-

делов регистрации и облегчения дальнейшей статистической обработки полученной информации необходимо выбрать такой набор режимов регистрации, при котором пределы регистрации не пересекаются. Частный случай ($h = \text{const}$, $u \equiv 0$) этой задачи рассмотрен ранее в работе [5].

3. Интервалы размеров частиц. Рассмотрим здесь возможности удовлетворения условия (2) как более простого условия к параметрам траектории частиц. При постоянных значениях параметров регистрации (h_k , f_k , u_k) число полных колебаний (световых меток) является функцией одного переменного v_y - скорости оседания в покоящейся среде

$$n_k = \frac{f_k \cdot h_k}{v_y - u_k}. \quad (5)$$

Допустим, что при скорости $v_y = v_{k-1}$ число $n_k = n_{\max}$, а с увеличением скорости, при $v_y = v_k$, соответственно $n_k = n_{\min}$ (рис. 2). При фиксированных значениях параметров условие (2) выполняется лишь для тех частиц $[r_{k-1}, r_k]$, скорость оседания которых лежит в интервале $[v_{k-1}, v_k]$. В общем случае $[r_{k-1}, r_k]$ уже интервала $[r_{\min}, r_{\max}]$ и для удовлетворения условия (2) в пределах всего интервала размеров необходимо варьированием значения параметров (h , f , u) построить семейство кривых (5) так, чтобы интервалы $[v_{k-1}, v_k]$, лежащие между проекциями на ось v_y точек пересечения этих кривых с прямыми $n = n_{\min}$ и $n = n_{\max}$, покрывали весь интервал $[v_{\min}, v_{\max}]$. Полученные таким образом интервалы размеров $[r_{k-1}, r_k]$ следует считать оптимальными, если необходимое число этих интервалов минимально. Для этого соседние интервалы не должны пересекаться, но между ними и не должно оставаться пробелов (рис. 2). Принимая во внимание сказанное, условие (2) и формулу (5), составим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} n_{\max} = \frac{f_k h_k}{v_{k-1} - u_k}, \\ n_{\min} = \frac{f_k h_k}{v_k - u_k}, \\ n_{\max} = \frac{f_{k+1} h_{k+1}}{v_k - u_{k+1}}. \end{cases} \quad (6)$$

Решение этой системы дает рекуррентные соотношения:

$$\begin{cases} v_k - u_k = (v_{k-1} - u_k) p, \\ f_{k+1} h_{k+1} = f_k h_k p \frac{v_k - u_{k+1}}{v_k - u_k}, \end{cases} \quad (7)$$

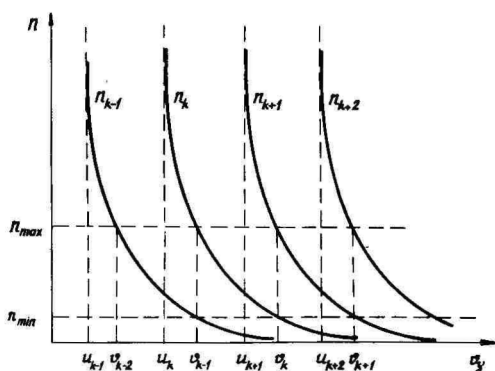


Рис. 2. Зависимость числа полных колебаний от скорости частиц при различных режимах регистрации.

где $p = n_{max}/n_{min}$. Эти соотношения определяют оптимальные граничные значения интервалов $[r_{k-1}, r_k]$, в пределах которых условие (2) выполнено при параметрах (h_k, f_k, u_k) , и позволяют определить возможности выбора этих режимных параметров.

Рассмотрим сначала вариант, когда $u = 0$, а необходимые режимы регистрации получены варьированием значения параметров h и f . Тогда по формулам (7) получим соотношения:

$$\begin{cases} v_k = p v_{k-1} \\ f_{k+1} h_{k+1} = p f_k h_k \end{cases} \quad (8)$$

В пределах сохранения закона Стокса, где $v_y \sim r^2$, получим при помощи (8) и граничного условия (здесь i - максимальное значение индекса k)

$$n_{min} = \frac{f_i h_i}{v_i}$$

рекуррентные соотношения:

$$r_k = r_i p^{\frac{k-i}{2}}, \quad (9)$$

$$f_k h_k = h_i f_i p^{k-i}, \quad (10)$$

где

$$h_i f_i = n_{min} a r_i^2, \quad (11)$$

и

$$\alpha = \frac{2g(\kappa - \kappa')}{9\eta}$$

Как мы видим, в пределах сохранения закона Стокса, в случае $U \neq 0$, граничные значения интервалов $r_0, r_1, \dots, r_k, \dots, r_i$ составляют геометрическую прогрессию со знаменателем $p^{1/2}$, а произведение необходимых параметров $f_k h_k$ составляет геометрическую прогрессию со знаменателем p . Необходимые высоты поля зрения и частоты электрического поля могут принимать любые значения в пределах соотношений (I0) и (II). Если $f = \text{const}$, тогда h_k должен принимать значения

$$h_k = h_i p^{\kappa-i},$$

в противоположном случае ($h = \text{const}$)

$$f_k = f_i p^{\kappa-i}.$$

Если $r_i = r_{\max}$ и $r_0 \leq r_{\min}$, то по формуле (9) можно вычислить число интервалов регистрации:

$$i \geq \frac{2 \lg \frac{r_{\max}}{r_{\min}}}{\lg p}. \quad (I2)$$

Если

$$p \geq \left(\frac{r_{\max}}{r_{\min}} \right)^2,$$

то число пределов $i = I$. В этом случае по (I) получим

$$\frac{H}{\Delta} \geq \left(\frac{r_{\max}}{r_{\min}} \right)^2.$$

Пусть $\Delta \approx 1$ мм, а $r_{\max} = 15$ мкм и $r_{\min} = 1$ мкм. Тогда получим $H \geq 22,5$ см; при $r_{\max} = 50$ мкм и $r_{\min} = 0,5$ мкм соответственно $H \geq 10$ м. Значит одним режимом регистрации можно пренебречь лишь в редких случаях исследования монодисперсного аэрозоля. Число необходимых режимов тем меньше, чем больше $p = \frac{n_{\max}}{n_{\min}}$. При $p = I$, $i = \infty$.

В тех областях частиц, где закон Стокса не сохраняется с достаточной точностью, граничные значения интервалов необходимо с учетом действительного сопротивления среды вычислить по первой формуле (8). Например, в области сохранения закона Каннингема вместо формулы (9) получим соотношение

$$r_k = \left[\left(\frac{A\ell}{2} \right)^2 + b p^{\kappa-i} \right]^{1/2} - \frac{A\ell}{2}, \quad (I3)$$

где

$$b = r_i^2 + A\ell r_i.$$

Рассмотрим теперь противоположный вариант, когда $hf = \text{const}$, а условие (2) выполняется варьированием скорости ламинарного потока, направленного против силы тяжести. В этом случае при помощи граничного условия

$$n_{\max} = \frac{hf}{v_0 - u_1},$$

и системы (6) получим рекуррентные соотношения

$$\begin{aligned} v_k &= v_0 + kb, \\ u_k &= u_1 + (k-1)b. \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$u_1 = v_0 - \frac{hf}{n_{\max}}, \quad (15)$$

и

$$b = hf \left(\frac{1}{n_{\min}} - \frac{1}{n_{\max}} \right). \quad (16)$$

В пределах сохранения закона Стокса получим по (14) для вычисления граничных значений r_k формулу

$$r_k^2 = r_0^2 + \frac{kb}{a}. \quad (17)$$

Как видим, необходимые скорости воздушного потока — u_k и квадраты граничных значений интервалов $[r_{k-1}, r_k]$ составляют арифметические прогрессии с разностями b и b/a . По формуле (17) число интервалов будет

$$i \geq \frac{a(r_{\max}^2 - r_{\min}^2)}{b}. \quad (18)$$

По формулам (18), (16) и (5) i можно представить в виде

$$i \geq \frac{a(r_{\max}^2 - r_{\min}^2)}{(v_0 - u_1)(1 - 1/p)}.$$

С уменьшением разницы $(v_0 - u_1)$ увеличивается чувствительность метода по заряду, но увеличивается и число пределов регистрации.

Скорость потока не должна превышать скорости оседания наименьших в данном интервале частиц. Выбрав, например, $u_1 = v_0/2$, получим по (15) для вычисления значения произведения hf формулу

$$hf = \frac{v_0 n_{\max}}{2},$$

а для вычисления числа промежутков по (16) и (18) формулу

$$i \geq \frac{2[(r_{\max}/r_{\min})^2 - 1]}{p - 1}.$$

Пусть у нас $r_{\min} = 1$ мкм, $r_{\max} = 15$ мкм и $p = 2$. Тогда значения числа необходимых интервалов, вычисленных по (12) и по последней формуле, соответственно $i = 8$ и $i = 448$, а при $p = 10$ $i = 3$ и $i = 50$. Как мы видим, последний вариант самостоятельного значения не имеет, так как число i слишком велико. Однако начиная с некоторого r_k , при котором отношение r_{\max}^2 / r_k^2 уже намного меньше отношения r_{\max}^2 / r_{\min}^2 , с целью увеличения чувствительности установки по заряду, переход на вариант Борисова несомненно технически легче осуществим, чем чрезмерное увеличение размеров фотокadra.

4. Пределы регистрации при осцилляционном методе. Удовлетворение условия (2) привело к интервалам размеров с граничными значениями r_k , т.е. к разделению на q -плоскостности области А линиями $r = r_k$ на i полос (рис. 3).

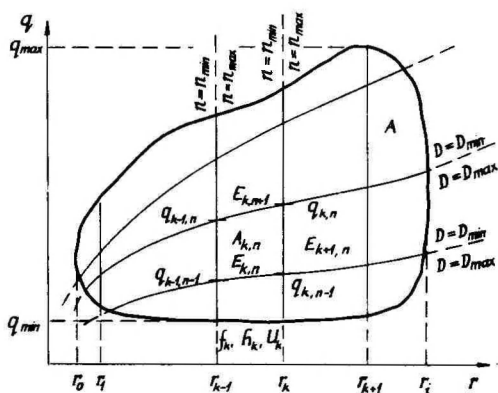


Рис. 3. Разделение области определения на пределы регистрации.

При определенных значениях параметров (h_k, f_k, n_k) условие (2) выполнено лишь в пределах полосы $[r_{k-1}, r_k, q]$.

Удовлетворение условия (4) и условия (2) должно привести к разделению множества А на определенное число подмножеств так, чтобы в пределах каждого подмножества выполнялись оба условия.

В случае переменного электрического поля прямоугольной

симметричной формы двойная амплитуда колебаний частиц в направлении электрического поля выражается формулой [2]

$$\mathcal{D} = 2q E B \tau \ln \operatorname{ch} (T/4\tau),$$

где B - подвижность и τ - время релаксации частиц, E - амплитуда напряженности и T - период используемого электрического поля.

Для решения поставленной задачи сделаем в первом приближении следующие упрощения. Во-первых, распространим закон Стокса на всю область $[r_{\min}, r_{\max}, q]$, тогда все значения r_k выразятся формулой (9) или (I7). Во-вторых, заменим функцию $\ln \operatorname{ch} T/4\tau$ ее аргументом $T/4\tau$, т.е. предположим колебания квазистационарными. При таких упрощениях

$$\mathcal{D} = \frac{qE}{12\pi\eta r f} = \frac{qE}{a, r f}.$$

Обозначим расстояние, соответствующее двойной амплитуде на фотопленке, через G . Тогда

$$G = r\mathcal{D} = \frac{r q E}{a, r f},$$

где увеличение фотографирующей системы:

$$\Gamma_k = \frac{H}{h_k} = \frac{H}{h_i} p^{i-k}.$$

Если \mathcal{D}_{\min} и \mathcal{D}_{\max} зависят от увеличения (см. условия (3)), G_{\min} и G_{\max} - постоянные величины. Поэтому рассмотрим возможности удовлетворения условия

$$G_{\min} \leq G \leq G_{\max}, \quad (I9)$$

которое тождественно условию (4).

Двойная амплитуда G является функцией двух переменных - размера и заряда частиц, а параметром режима является, кроме высоты поля зрения и частоты, напряженность электрического поля. Условие (I9) выполнено при фиксированных значениях параметров в пределах этой области на $r q$ -плоскости, над которой поверхность G лежит между параллельными плоскостями G_{\min} и G_{\max} . При фиксированных параметрах (h_k, f_k, u_k) условие (2) выполнено в полосе $[r_{k-1}, r_k, q]$, значит оба условия выполнены в пределах некоторого множества точек A_{kR} , граничными линиями которого с двух сторон являются прямые $r = r_{k-1}$ и $r = r_k$, а с остальных двух

сторон проекции на rq -плоскость - линии пересечения поверхности

$$G_{kn} = \frac{q E_{kn} H}{a_i r_k f_k h_k} \quad (20)$$

с плоскостями $G = G_{\min}$ и $G = G_{\max}$ (рис. 3). Для удовлетворения одновременно условий (19) и (2) в пределах всей области A необходимо, в зависимости от размера, заряда и значения параметров h_k, f_k , варьированием значения параметра E_{kn} построить семейство поверхностей G_{kn} так, чтобы множество A разделилось на вышерассмотренные непересекающиеся подмножества A_{kn} . Все элементы множества A являются элементами хотя бы одного предела регистрации A_{kn} при совпадении граничных линий соседних подмножеств.

При определенных значениях параметров (h_k, f_k, E_{kn}) линии $G = \text{const}$ на rq -плоскости

$$q = \frac{G a_i r_k f_k h_k}{H E_{kn}}$$

непрерывны. Потребуем непрерывности этих линий в пределах всего множества A , тогда с учетом условия (19) и формулы (20) для точек пересечения граничных линий множества A_{kn} запишем следующую систему уравнений (см. рис. 3):

$$G_{\min} = \frac{q_{k-1} n-1 \cdot E_{kn} H}{a_i r_{k-1} f_k h_k},$$

$$G_{\min} = \frac{q_{kn-1} \cdot E_{kn} H}{a_i r_k f_k h_k},$$

$$G_{\min} = \frac{q_{kn-1} E_{k+1} n H}{a_i r_k f_{k+1} h_{k+1}},$$

$$G_{\max} = \frac{q_{kn} E_{kn} H}{a_i r_k f_k h_k},$$

$$G_{\min} = \frac{q_{kn} E_{kn+1} H}{a_i r_k f_k h_k}.$$

Решение этой системы дает рекуррентные соотношения между q -координатами точек пересечения граничных линий множества A_{kn} и соотношения между $E_{kn}, E_{k+1n}, E_{kn+1}$:

$$\begin{aligned}
 q_{kn-1} &= q_{k-1n-1} \cdot \frac{r_k}{r_{k-1}}, \\
 q_{kn} &= q_{kn-1} \cdot \frac{G_{\max}}{G_{\min}} = q_{kn-1} \cdot d, \\
 E_{k+1n} &= E_{kn} \cdot \frac{f_{k+1} \cdot h_{k+1}}{f_k \cdot h_k}, \\
 E_{k+1n} &= E_{kn} \cdot \frac{G_{\min}}{G_{\max}} = E_{kn} \cdot d^{-1}.
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

Известно, что минимальный заряд аэрозольных частиц, независимо от размера частиц, может равняться одному элементарному заряду. Поэтому область А обычно располагается между прямыми $q = e$, $r = r_{\min}$, $r = r_{\max}$ и некоторой кривой, форма которой зависит от многих факторов (рис. 4). Пусть

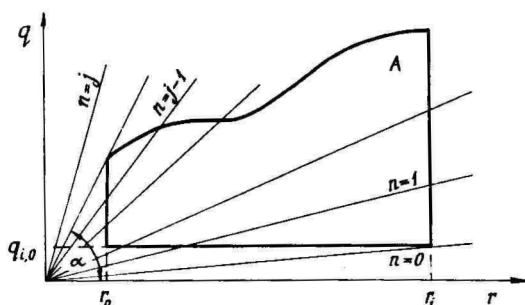


Рис. 4. Расположение граничных линий $\Phi = \text{const}$.

q_{i0} будет минимальный заряд максимальных частиц размером r_i , тогда по граничному условию

$$G_{\min} = \frac{q_{i0} \cdot E_{i1} \cdot H}{a_1 \cdot r_i \cdot f_i \cdot h_i}$$

можно вычислить величину необходимой в пределах A_{i1} напряженности электрического поля

$$E_{i1} = \frac{G_{\min} \cdot a_1 \cdot r_i \cdot f_i \cdot h_i}{q_{i0} \cdot H}. \tag{22}$$

Рекуррентные соотношения (21) через E_{i1} и q_{i0} можно представить в виде

$$q_{kn} = q_{i0} \cdot d^n \cdot \prod_{m=k+1}^i \frac{r_{m-1}}{r_m} = q_{i0} \cdot d^n \cdot \frac{r_k}{r_i}, \tag{23}$$

$$E_{kn} = E_{i1} \cdot d^{1-n} \cdot \prod_{m=k}^{i-1} \frac{f_m \cdot h_m}{f_{m+1} \cdot h_{m+1}} = E_{i1} \cdot d^{1-n} \frac{f_k \cdot h_k}{f_i \cdot h_i}. \quad (24)$$

Граничные линии $r = r_k$ подмножества A_{kn} параллельны оси q , а остальные граничные линии образуют семейство прямых, исходящих из начала rq -координат (рис. 4)

где крутизна

$$q_n = \kappa_n \cdot r, \quad (25)$$

При конструировании регистрирующего устройства форма области A задана техническими требованиями. По форме области A можно определить значение максимально необходимой крутизны $\kappa_{max} = \tan \alpha$, т.е. крутизну прямой, исходящей из начала rq -координат и проходящей точку области A , у которой отношение q/r максимальное (рис. 4). По формуле (25) можно затем определить j - максимально необходимое значение индекса n :

$$j \geq \lg \frac{r_i \tan \alpha}{q_{i0}} / \lg d.$$

Рассмотрим случай $u \neq 0$, тогда из формул (9) и (23) получим

$$q_{kn} = q_{i0} \cdot d^n \cdot p^{\frac{k-i}{2}}, \quad (26)$$

а из формул (10) и (24) - соотношение

$$E_{kn} = E_{i1} \cdot d^{1-n} \cdot p^{\frac{k-1}{2}}. \quad (27)$$

Полученные в этом случае пределы регистрации в логарифмических координатах приведены на рис. 5. По формуле (9)

$$\lg r_k = \frac{k-i}{2} \cdot \lg p + \lg r_i,$$

значит граничные линии $\lg r = \lg r_k$ расположены с равномерным шагом $\Delta \lg r = 0,5 \lg p$. По формуле (23)

$$\lg q_n = n \lg d + \lg \frac{q_{i0}}{r_i} + \lg r,$$

значит эти линии имеют крутизну I , а расстояние между точками пересечения соседних линий с осью $\lg q$ или линиями $\lg r_k$ равняется на $\lg d$.

Если $hf = \text{const}$, то значения r_k вычисляются по формуле (17). Расстояние между граничными линиями $\lg r_k$ и $\lg r_{k+1}$ по этой формуле:

$$\Delta \lg r_k = \frac{1}{2} \lg \frac{a_0 + (k+1)b}{a_0 + kb}.$$

Расстояние между линиями с увеличением k уменьшается. Остальные граничные линии расположены так, как это показано на рис. 5.

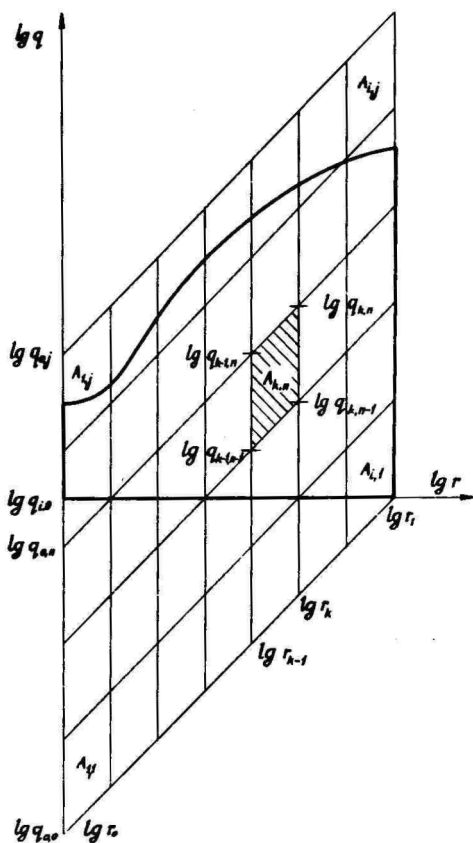


Рис. 5. Пределы регистрации.

Из формулы (24) для вычисления необходимых напряженностей получим соотношение

$$E_{kn} = E_{i,i} \cdot d^{i-n}. \quad (28)$$

Все E_{kn} с одним и тем же вторым индексом одинаковы.

При получении рекуррентных соотношений (9), (13) и (17) методической погрешности нет. Действительно, формула (17) справедлива только в области сохранения закона Стокса, однако в более мелкодисперсной области применять вариант Борисова нет никакой необходимости, так как обычно в этой области чувствительность по заряду достаточная. Значит указанные формулы определяют действительное расположение граничных линий $r = r_k$ пределов регистрации A_{en} .

При определении расположения остальных граничных линий в первом приближении было сделано два упрощения. Во-первых, мы использовали закон Стокса и в более мелкодисперсной области. В действительности подвижность частиц, а значит и амплитуда колебаний, в зависимости от отношения Al/r , в данном случае — больше расчетных. Во-вторых, в более грубодисперсной области отношение $T/4\tau$ уменьшается и замена $\ln \operatorname{ch} T/4\tau \rightarrow T/4\tau$ уже не оправдана. В этой области амплитуда колебаний частиц, в зависимости от отношения $T/4\tau$, уменьшается за счет инерции частиц.

Из соображений, связанных с упрощением конструкции делителя измерительных напряжений для вычисления необходимых напряженностей электрического поля, желательно оставаться при полученных выше рекуррентных соотношениях (27) и (28), а расположение граничных линий $\mathcal{D} = \text{const}$ вычислять по точной формуле. Это приводит к введению поправки в соотношении (23):

$$q'_{kn} = a_k \cdot q_{io} \cdot d^n \frac{r_k}{r_i} \quad (29)$$

Поправочный коэффициент a_k выражается в виде

$$a_k = \frac{1/4 f_k \cdot \tau_k}{(1 + Al/r_k) \ln \operatorname{ch} 1/4 \tau_k f_k}$$

где τ_k — время релаксации частиц размером r_k :

$$\tau_k = \left(1 + \frac{Al}{r_k}\right) \frac{2r_k^2 (\gamma - \gamma') q}{9\eta}$$

В области более мелких частиц основную роль в поправочном коэффициенте играет член $(1 + Al/r_k)$. В этой области граничные линии q_n , по сравнению с приведенными на рис. 5, искривляются вниз. В более грубодисперсной области $1/4 f_k \tau_k > \ln \operatorname{ch} 1/4 \tau_k f_k$, значит $a_k > 1$ и граничные линии искривляются вверх.

Из формулы (29) видно, что элемент (r_i, q_{i0}) множества A , в связи с искривлением граничных линий, остается вне предела регистрации $A_{i,i}$. Если E_{ii} вычислить по точной формуле

$$E_{ii} = \frac{G_{\min} \cdot h_i}{2 N q_{i0} \cdot b_i \cdot \tau_i \ln ch \sqrt{4 f_i \tau_i}},$$

то элемент (r_i, q_{i0}) оказывается расположенным на границе предела регистрации, а рекуррентное соотношение (29) приобретает вид

$$q_{k,n} = b_k q_{i0} \cdot d^n \frac{r_k}{r_i},$$

где поправочный коэффициент

$$b_k = \frac{a_k}{a_i} = \frac{f_i (r_i + Al)^2 \ln ch \sqrt{4 f_i \tau_i}}{f_k (r_k + Al)^2 \ln ch \sqrt{4 f_k \tau_k}}.$$

5. Пределы и режимы регистрации в случае метода Хоппера-Дэви. Размер и заряд частиц при малых значениях числа Re , в покоящейся среде и постоянном электрическом поле выражаются через установившиеся скорость v и угол наклона траекторий частиц β известными формулами:

$$r = \left[\left(\frac{Al}{2} \right)^2 + \frac{q\eta}{2q(\gamma - \gamma')} v \cdot \cos \beta \right]^{1/2} - \frac{Al}{2}, \quad (30)$$

$$q = \frac{m q}{E} \cdot \operatorname{tg} \beta. \quad (31)$$

Пусть в покоящейся координатной системе I , u и β будут соответственно установившимися скоростью частиц, скоростью ламинарного воздушного потока и углом наклона траекторий частиц, тогда установившаяся скорость частиц относительно среды — v , компоненты этой скорости и γ' — угол наклона траекторий частиц в координатной системе, где $u = 0$, примут вид (см. рис. 6):

$$\begin{aligned} v_x &= I \cdot \sin \beta; \\ v_y &= I \cdot \cos \beta + u; \\ v &= (I^2 + u^2 + 2 I u \cos \beta)^{1/2}; \\ \operatorname{tg} \gamma' &= \operatorname{tg} \beta \frac{v_y - u}{v_x} = \operatorname{tg} \beta \frac{I \cdot \cos \beta}{I \cdot \cos \beta + u}. \end{aligned} \quad (32)$$

На основании формул (30), (31) и соотношений (32) при малых значениях числа Рейнольдса, в случае применения во-

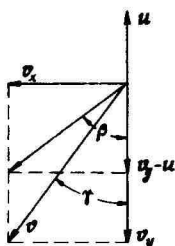


Рис. 6. Сложение скоростей.

здушного потока, направленного против силы тяжести, для вычисления размера и заряда частиц получим формулы:

$$r = \left[\left(\frac{Ae}{2} \right)^2 + \frac{9\eta}{2g(\gamma - \gamma')} \cdot (I \cos \beta + u) \right]^{1/2} \cdot \frac{Ae}{2};$$

$$q = \frac{mg \operatorname{tg} \beta}{E} \cdot \frac{v_y - u}{v_y} = \frac{mg \operatorname{tg} \beta}{E} \cdot \frac{I \cos \beta}{I \cos \beta + u} \quad (33)$$

При больших значениях числа R_e введем коэффициент лобового сопротивления ψ можно применить описанную в [6] методику вычисления. При $u \neq 0$ отношение ψ / R_e имеет вид

$$\frac{\psi}{R_e} = \frac{4g\eta(\gamma - \gamma')}{3\gamma'^2(I \cos \beta + u)(I^2 + u^2 + 2Iu \cos \beta)}$$

а размер частиц вычисляется по формуле

$$r = \frac{R_e \eta}{2\gamma'(I^2 + u^2 + 2Iu \cos \beta)^{1/2}}$$

Заряд частиц по-прежнему вычисляется по измеренным с пленки I и β при помощи формулы (33).

На основании формулы (33) и условия

$$\operatorname{tg} \beta_{\min} \leq \operatorname{tg} \beta \leq \operatorname{tg} \beta_{\max}$$

можно вывести рекуррентные соотношения для определения пределов регистрации и вычисления необходимых напряженностей электрического поля. Применение описанной в предыдущем па-

параграфе методики приводит к системе уравнений

$$\operatorname{tg} \beta_{\min} = \frac{q_{k-1} \cdot n \cdot E_{kn} \cdot v_{k-1}}{a_2 \cdot r_{k-1}^3 (v_{k-1} - u_k)};$$

$$\operatorname{tg} \beta_{\min} = \frac{q_{k-1} \cdot E_{kn} \cdot v_k}{a_2 \cdot r_k^3 (v_k - u_k)};$$

$$\operatorname{tg} \beta_{\min} = \frac{q_{k-1} \cdot E_{k+1} \cdot v_k}{a_2 \cdot r_k^3 (v_k - u_{k+1})};$$

$$\operatorname{tg} \beta_{\min} = \frac{q_{kn} \cdot E_{k+1} \cdot v_k}{a_2 \cdot r_k^3 (v_k - u_k)};$$

$$\operatorname{tg} \beta_{\max} = \frac{q_{kn} \cdot E_{kn} \cdot v_k}{a_2 \cdot r_k^3 (v_k - u_k)},$$

где

$$a_2 = \frac{4\pi g (\gamma - \gamma')}{3}$$

и v_k — установившаяся скорость оседания частиц размером r_k в покоящейся среде. Решением последней системы получим рекуррентные соотношения:

$$q_{kn} = q_{k,n-1} \frac{\operatorname{tg} \beta_{\max}}{\operatorname{tg} \beta_{\min}} = q_{k,n-1} \cdot d; \quad (34)$$

$$q_{k,n-1} = q_{k-1,n-1} \left(\frac{r_k}{r_{k-1}} \right)^3 \frac{v_{k-1} (v_k - u_k)}{v_k (v_{k-1} - u_k)};$$

$$E_{k,n+1} = E_{kn} \cdot d^{-1}$$

$$E_{k+1} = E_{kn} \frac{v_k - u_{k+1}}{v_k - u_k}.$$

Если $u \equiv 0$, т.е. регистрация производится в покоящейся среде, то при помощи граничного условия

$$\operatorname{tg} \beta_{\min} = \frac{E_{i,1} \cdot q_{i0} \cdot v_i}{a_2 \cdot r_i^3 (v_i - u_i)} \quad (35)$$

соотношения (34) можно представить в виде

$$q_{kn} = q_{i0} \cdot d^n \left(\frac{r_k}{r_i} \right)^3; \quad (36)$$

$$E_{kn} = E_{i,1} \cdot d^{1-n},$$

где

$$E_{i1} = \frac{4\pi \cdot r_i^3 \cdot q(\chi - \chi') \operatorname{tg} \beta_{\min}}{3 q_{i0}} \quad (37)$$

и q_{i0} - минимальный заряд максимальных частиц. В пределах сохранения закона Стокса r_k выразятся формулой (9), значит в этой области (36) можно представить в виде

$$q_{kn} = q_{i0} \cdot d^n \cdot p^{3(k-i)/2}.$$

В логарифмической координатной системе область А разделяется в пределы регистрации A_{kn} параллельными прямыми $\lg r_k$

$$\lg q_n = n \cdot \lg d + \lg \frac{q_{i0}}{r_i} + 3 \lg r.$$

Линии $\lg q_n$ имеют крутизну 3 и шаг $\lg d$.

Если $hf = \text{const}$, то по формуле (5) получим:

$$u_{k-1} - u_k = u_k - u_{k+1} = \frac{hf}{n_{\max}},$$

$$u_k - u_k = \frac{hf}{n_{\min}}.$$

Отсюда при помощи соотношений (34) и граничного условия (35) получим рекуррентные соотношения:

$$q_{kn} = q_{i0} \cdot d^n \cdot p^{k-i} \left(\frac{r_k}{r_i} \right)^3 \frac{u_i}{u_k}, \quad (38)$$

$$E_{kn} = E_{i1} \cdot d^{1-n} \cdot p^{i-k},$$

где

$$E_{i1} = \frac{m_i \cdot q_{i0} \operatorname{tg} \beta_{\min}}{q_{i0} \cdot n_{\min} \cdot u_i}.$$

В пределах сохранения закона Стокса, где $u_i \sim r^2$, для вычисления q -координат точек пересечения граничных линий пределов регистрации получим соотношение

$$q_{kn} = q_{i0} \cdot d^n \cdot p^{k-i} \frac{r_k}{r_i},$$

а для вычисления напряженности E_{i1} формулу

$$E_{i1} = \frac{6\pi n_i \cdot r_i \cdot hf \cdot \operatorname{tg} \beta_{\min}}{q_{i0} \cdot n_{\min}}.$$

Полученные здесь и в предыдущем параграфе рекуррентные соотношения позволяют вычислить значения параметров такого набора режимов регистрации, при котором соседние пределы регистрации не пересекаются, точка пересечения граничных линий q_0 и r_i находится в точке с координатами (r_{\max} ,

q_{min}) и граничные линии q_n пределов регистрации непрерывны в пределах всего множества A .

Необходимо отметить, что требование непрерывности граничных линий $Q = const$ введено с целью облегчения решения поставленной задачи и не является обязательным. Пример отклонения от него можно найти в работе [5].

В зависимости от используемых граничных условий можно определить огромное число возможных наборов режимов регистрации, дающих непересекающиеся пределы регистрации. Из них можно выделить оптимальный набор на основе технических требований относительно пределов применимости регистрирующего устройства, реальных технических возможностей и некоторых добавочных условий. Например, можно определить набор режимов, при котором конструкция устройства регистрации наиболее проста и дешева или, в зависимости от формы области A , найти такой набор, при котором число пределов регистрации минимально, и т.д.

Рассмотреть здесь задачу отыскания оптимальных режимов регистрации у нас нет возможности. Некоторые аспекты этой задачи рассмотрены в работе [5] и в рукописи [7].

6. Статистический вес получаемой информации. До сих пор неразрешенным остается вопрос, как вывести функцию распределения частиц из данных, полученных в различных условиях регистрации. Здесь мы попытаемся уточнить, какой статистический вес должны иметь результаты измерений, полученные в разных пределах регистрации, а также в разных областях одного предела регистрации. Рассмотрим вопрос на примере осцилляционного метода. В случае метода Хошпера-Лэби следует учитывать соображения, аналогичные приведенным ниже.

При определенном режиме регистрации условия для всех частиц данного предела неодинаковы. По фотокадру можно определить двойную амплитуду и скорость оседания тех частиц, у которых $1 \leq n \leq N/\Delta$ и $\Delta \leq G \leq L$. Но частицы, у которых $n = 1$ и $G = L$, оставляют на пленке след одного полного периода колебаний только в том редком случае, когда ось симметрии траектории делит фотокадр вертикально пополам, а в начальный момент (момент открывания затвора фотоаппарата) частица находится в верхнем краю поля зрения или выше. В то же время частицы, у которых $n = N/\Delta$ и $G = \Delta$, оставляют на кадре след не менее одного полного колебания в случае, если начало следа находится на рассто-

янии Δ или выше от нижнего края кадра, а ось симметрии траектории лежит не ближе, чем $G_{min}/2$ к левому или правому краю фотокадра.

Обозначим глубину резкости фотографирующей системы через S , а расстояние от верхнего края аэрозольной пробы в кювете до нижнего края поля зрения через B . Пусть режим регистрации выбран на основании предельных величин $n_{min} = 1$, $n_{max} = H/\Delta$, $G_{min} = \Delta$ и $G_{max} = L$. Легко заметить, что в таких условиях счетный объем для частиц (r_{k-1} ; $q_{k-1, n-1}$) предела A_{kn} имеет величину

$$N_k = \frac{L - G_{min}}{\Gamma_k} \cdot S_k (B_k - \Delta/\Gamma_k).$$

Для частиц (r_k , q_{kn}) этого же предела счетный объем возникает в плоскости шириной S_k и высотой $B_k - H/\Gamma_k$. Значит, если при статистической обработке данных учесть без поправки все частицы, размер и заряд которых можно вычислить по данному фотокадру, то это приведет к сильным искажениям формы распределения.

Для получения неискаженного представления о функции распределения имеется две возможности. Первая возможность связана с огромным объемом вычислений и состоит в предварительном вычислении статистического веса всех элементов предела регистрации. Полученные с пленки результаты измерений следует обрабатывать с учетом соответствующих весов. Вторая возможность связана с преднамеренным уменьшением объема получаемой с пленки информации, т.е. учитываются частицы, относящиеся к одинаковому счетному объему. Тогда все результаты можно обрабатывать с одинаковым статистическим весом. Рассмотрим вторую возможность более подробно.

Чтобы создать условия обработки данных измерения с одинаковым статистическим весом, в каждом пределе регистрации необходимо выбрать режимы регистрации на основании $G_{max} < L$ и $n_{min} > 1$. Пусть линия AA расположена на расстоянии H_1 от нижнего края фотокадра, причем H_1 соответствует пути, пройденному частицами размером r_k в направлении силы тяжести в течение одного периода электрического поля:

$$H_1 = \Gamma_k \frac{N_k}{f_k} = \frac{H}{n_{min}},$$

а линии BB и ББ расположены на расстоянии $G_{max}/2$ от левого и правого краев фотокадра.

Скорость оседания максимальных частиц в каждом пределе регистрации можно определить в том случае, если начало их траекторий на фотопленке лежит на линии АА или выше. Траектории частиц с амплитудой $\mathcal{D}_{max} = G_{max} / \Gamma_k$ регистрируются на пленку без срезания вершин зигзагов, если на фотокadre ось симметрии траекторий лежит в полосе между линиями ББ и ВВ. Все частицы, у которых $G_{min} \leq G \leq G_{max}$, $n_{min} \leq n \leq n_{max}$ и следы траекторий которых начинаются выше H_I от нижнего края фотокadre, а оси симметрии траекторий находятся в симметричной относительно фотокadre полосе шириной $L - G_{max}$ относятся к одному пределу регистрации и имеют одинаковый счетный объем.

Так как $G_{max} < L$ и $n_{min} > 1$, то по фотопленке можно измерить скорость оседания и амплитуду колебания и тех частиц, у которых $n < n_{min}$ и $G > G_{max}$. Но если эти частицы, как и частицы, у которых ось симметрии траектории лежит ближе чем $G_{max}/2$ к краю фотокadre, не учитывать, то все остальные частицы можно применять с одинаковым статистическим весом. Рассмотренный способ выравнивания статистического веса между отдельными участками каждого предела регистрации связан с потерей некоторого объема зарегистрированной информации и с увеличением числа пределов регистрации ($G_{max} < L$ и $n_{min} > 1$).

Необходимо отметить, что для предотвращения сдвига центра распределения при фотографировании следует соблюдать некоторые простые правила. Известно, что средний размер полидисперсного аэрозоля в изолированном объеме постепенно уменьшается из-за более быстрого оседания больших частиц. Поэтому средний размер снятых с одной пробы на фотопленку частиц зависит от момента начала и длительности экспозиции. Средний размер снятых частиц соответствует действительному, если начало экспозиции совпадает с моментом запыряния кюветы, а длительность достаточна для того, чтобы все частицы над полем зрения успели пролететь это поле.

Однако известно, что после запыряния кюветы требуется некоторое время для успокоения среды, поэтому вести съемку в это время нежелательно. Проще всего снимать с каждой пробы один кадр. Экспозиция должна начинаться не сразу после запыряния кюветы, но обязательно до пролетания верхнего края поля зрения последними частицами размером Γ_k . При обработке следует учитывать только те частицы, начало тра-

екторий которых лежит на кадре, и когда выполнены все остальные вышеприведенные требования. Достаточной является экспозиция в течение полутора периодов электрического поля.

В полосе (r_{k-1}, r_k, q) в этом случае счетный объем для частиц, которые учитываются при статистической обработке, равняется

$$n_k = \frac{S_k (L - G_{max})(H - H/n_{min})}{r_k^2},$$

где S_k - глубина резкости фотографирующей системы при увеличении Γ_k .

Из последней формулы видно, что во всех пределах регистрации с одним и тем же h_k счетный объем одинаков. Если статистический вес частиц первой полосы (r_0, r_1, q) принять за $K_1 = 1$, то статистический вес частиц всех остальных полос необходимо считать равным

$$K_k \left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_1} \right)^2 \frac{S_1}{S_k}.$$

Из вышеизложенного материала следует примечательная возможность определения статистической оценки p_{kn} для вероятности события, заключающаяся в том, что регистрируемая частица относится к определенной области A_{kn} , без измерения параметров трека и вычисления размера и заряда частицы.

Действительно, нам точно известны форма и расположение всех множеств A_{kn} на rq -плоскости, соответствующие разным режимам регистрации траекторий частиц. Также известно, каким путем из всех зафиксированных при данном режиме траекторий определить те, которые при обработке информации следует учитывать как относящиеся к данному пределу регистрации.

Для получения оценки p_{kn} надо лишь сосчитать на пленке число траекторий n_{kn} , удовлетворяющих вышеприведенным требованиям, т.е. относящихся к данному пределу. Оценку p_{kn} следует затем вычислить по формуле

$$p_{kn} = \frac{n_{kn} K_n}{N},$$

где N - число сосчитанных во всех пределах регистрации частиц.

По оценкам этих вероятностей можно получить конечномерную оценку плотности двумерного распределения f_{kn} числа частиц по размерам и зарядам:

$$f_{kn} = \frac{p_{kn}}{W_{kn}},$$

где W_{kn} - площадь области A_{kn} на rq -плоскости.

Недостатком такого "счетного" метода является то, что при всей дальнейшей статистической обработке информации мы связаны с этими, соответствующими пределам регистрации классами выборок, форма которых не совсем удачна для статистической обработки. Площадь всех пределов регистрации различна и граничные линии $G = \text{const}$ пределов не параллельны оси r . Поэтому, например, невозможно обоснованно вычислить регрессию r по q .

Если же измерять с пленки параметры траекторий, вычислить размеры и заряды частиц, то после учета соответствующего статистического веса K_k мы можем перегруппировать данные по усмотрению. При использовании "счетного" метода статистической обработки форма распределения в пределах каждого множества A_{kn} остается неизвестной. Для более детального изучения можно выбрать более малые значения отношений $p = n_{\max}/n_{\min}$ и $d = G_{\max}/G_{\min}$, что увеличит число пределов A_{kn} . Объем работы при регистрации траекторий частиц действительно увеличивается, что, однако, компенсируется отсутствием трудоемкого измерения параметров траекторий и вычисления размеров и зарядов всех частиц. Особенно перспективен "счетный" способ в условиях, когда отсутствует возможность использования ЭМ и специальных устройств ввода графической информации.

Приведенные в этом параграфе материалы освещают и принципы выбора значений p и d , являющиеся наряду с формой области A , основными начальными данными при расчете необходимых режимов регистрации. При конструировании регистрирующего устройства не лишне также помнить, что всегда возможен переход от режимов регистрации, соответствующих выбранным значениям p и d , к режимам, соответствующим значениям p^m и d^n , без изменения конструкции устройства. Для получения режимов, соответствующих, например, значениям p^2 и d , необходимо при регистрации просто пропустить режимы с $f_0 h_0, f_2 h_2, f_4 h_4$ и т.д., благодаря чему увеличатся интервалы размеров. Новые граничные значения будут r_0, r_2, r_4, r_6 и т.д. При обработке пленок следует помнить, что в таком случае $n_{\max} = p^2 n_{\min}$.

Необходимо отметить еще, что для частиц различной плотности форма и расположение каждой области $A_{кп}$ на rg -плоскости различны (при режиме f_i, h_i, u_i значения r_i и q_i зависят от плотности частиц). Но в логарифмической координатной системе при $U \neq 0$ от плотности частиц зависит только расположение области $A_{кп}$, а все площади $W_{кп}$ (рис. 5) в пределах допущений, сделанных в п.4, одинаковы

$$W_{кп} = \frac{1}{2} lq p \cdot lq d.$$

Результаты данной работы были использованы при разработке широкополосного многопредельного регистрирующего устройства, описание которого приведено в [9].

Л и т е р а т у р а

1. Фукс Н.А., Петрянов И.В. Определение размера и заряда частиц в туманах. ЖФХ, т. IV, вып. 5, с. 567-572.
2. Фишер М.М. Об определении заряда частиц аэрозолей осцилляционным методом. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып.240, Тарту, 1970, с.290-296.
3. Борисов Ю.Г. Поточный метод определения размеров и зарядов капель атмосферных туманов. Труды Моск. автомоб.-дор ин-та, вып. 16, 1955, с. 162-167.
4. Horner, V.D., Laby, T.H. The electronic charge. Proc. Roy. Soc. London, 178, No. 974, 243-272.
5. Фишер М.М., Мирме А.А. О выборе оптимальных параметров электрического поля, используемого в осцилляционном измерителе размеров и зарядов аэрозольных частиц. Уч.зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 283, Тарту, 1971, с.206-219.
6. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. М., 1955, с. 41-45.
7. Фишер М.М. О траекторном методе определения размеров и зарядов аэрозольных частиц. Диссерт. на соиск.уч.степени к.ф.-м.н., Тарту, 1975, с. 96-101.
8. Фишер М.М., Таммет Х.Ф., Тамм Э.И. Полуавтоматическая проекционно-измерительная установка. Уч.зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 129-138.
9. Фишер М.М., Тамм Э.И. Отчеты договорных научных исследований А-1081, 1973; А-2082, 1974.

MITMEPIIRKONNALISTE TRAJEKTOORSPEKTROMEETRITE
TEORIA PÕHIALUSED

M. Fischer

Resüme

Trajektoride meetodi erinevate variantide (Millikani meetod, ostillatsioonimeetod, Hopper-Laby meetod) kasutamine individuaalsete aerosooliosakeste suuruse ja laengu määramiseks on ammu tuntud ning laialdaselt levinud. Tuleb rõhutada, et enamikel juhtudel on üksikute osakeste suuruse ja laengu määramine allutatud vajadusele uurida aerosooliosakeste jaotuvust suuruste ja laengute järgi. Trajektoorida meetodi kasutamisel selleks eesmärgiks tekib rida raskusi, eriti siis, kui on vaja uurida laias raadiuste ja laengute vahemikus määratud aerosooli.

Käesolevas artiklis toodud trajektoorspektromeetrite teooria esitab erinevates registreerimispiirkondades saadud tulemuste statistilise töötlemise ning mitmepiirkonnaliste trajektoorspektromeetrite konstrueerimise teaduslikult põhjendatud alused.

FUNDAMENTALS OF THE THEORY OF THE AEROSOL PARTICLE
MULTIRANGE TRAJECTORY SPECTROMETER

M. Fischer

Summary

Different versions of the trajectory method (uniting the Millikan, Hopper-Laby and oscillation methods) have found wide application in the determination of sizes and charges of individual aerosol particles. Nevertheless, in the majority of cases it is not the study of individual particles that is the aim, but the investigation of the distribution of aerosol particles according to their size and charge. The application of this method in spectrometry may call forth several difficulties, particularly if particle size and charge vary over wide ranges.

The present paper deals with the problems of trajectory spectrometry and consists of the following sections:

§ 1. Recording ranges (introduction). § 2. Basic principles of the choice of recording ranges. Here are discussed the conditions that the parameters of the trajectories of photographically recorded particles must fulfil so as to make the determination of particle sizes and charges possible (conditions (2) and (4) in the case of the oscillation method). § 3 is concerned with the determination of the ranges of particle sizes. In case particle sizes vary on a wide scale, several recording ranges have to be used to obtain such films of particle trajectories which have the quality required for the conduction of measurements. Recurrence formulae are given for the determination of the boundary values of optimum particle size ranges as well as for the ascertainment of the values of the parameters of the corresponding recording regime (general formulae (8); formulae (9) and (10) for the Stokes law region; formulae (13) for the Cunningham law region; formulae (14) - (17) to be used in the case of the Borisov method [3] with the aim of raising the charge sensitivity of the recording devices). § 4 discusses the recording ranges when the oscillation method is employed. Here are presented the boundaries of the charge determination ranges and the values of the required electric field strength (general formulae (23) and (24); Fig. 5 shows the shape of the recording ranges). § 5 deals with the recording ranges and regimes when the Hopper-Laby method is applied (general formulae (34)). § 6 is concerned with the statistical weight of the information obtained. Here is shown how to combine the data obtained for different parts of one and the same recording range and the data obtained for different recording ranges so as to achieve an undisturbed general distribution function. A simple method for the determination of the particle distribution function is presented which renders the measurement of the parameters unnecessary.

The trajectory method has a number of well-known disadvantages which are connected with excessive time and labour consumption due to the measurement of films. Nevertheless, if a simultaneous detailed study of two parameters - the size and charge distribution of aerosol particles - of an aerodisperse system is needed, no better method can be recommended. The above-mentioned disadvantages can be eliminated by the use of the semiautomatic devices recently developed for

graphical data processing (see, for instance, [8]).

Explanations of some of the symbols used

r , q , ζ and B designate particle radius, charge, relaxation time and mobility ($\zeta = mB$), respectively; n is the number of oscillations performed by a particle during fall in the field of sight of a photographic system; D is the value of an aerosol particle deflection towards the electric field during one oscillation; n_{\max} , n_{\min} , D_{\max} and D_{\min} represent maximum and minimum permissible values of n and D ; $p = n_{\max}/n_{\min}$; $d = D_{\max}/D_{\min}$; v_y and v' signify the steady fall velocity of particles; R_0 is Reynold's number, ψ is the dimensionless coefficient of air resistance; E , f and T denote electric field strength, frequency and time period, respectively; u is the velocity of laminar airflow; h and Γ are the height of the field of sight and the magnifying power of the photographic system; H and L are the height and width of a photographing frame; Δ denotes accuracy of measuring the film; k is the index of the size range; n is the index of the charge range; i and j are maximum values of these indices; ν denotes air viscosity; ρ_p and ρ_a signify particle and air density, g designates gravity; f_{rq} indicates the differential distribution function of particles according to their size and charge; p_{kn} is the probability of finding particle within the recording range A_{kn} whose area in the rq plane is W_{kn} ; S_k is the depth of definition of the photographing system in case $h = h_k$; K_k denotes the statistical weight of the data obtained in the k^{th} region of the aerosol particle radii.

КИНЕТИКА КОАГУЛЯЦИИ В АЭРОЗОЛЬНОЙ СИСТЕМЕ ПРИ
ПОСТОЯННОМ ПРИТОКЕ И СТОКЕ ЧАСТИЦ

Э.В. Сула

В реальных аэрозольных системах обычно происходит "старение" аэрозоля вместе с притоком "свежего" аэрозоля и его стоком [1].

Рассмотрим аэрозольную систему, где "старение" происходит за счет Броуновской коагуляции. В системе имеется постоянный источник аэрозоля с постоянным распределением частиц аэрозоля. В нем происходит также сток постоянной объемной скорости, и сток за счет гравитационного осаждения частиц. Такая задача часто возникает в практике. Например при обработке помещений аэрозолями, при групповой аэрозольной терапии или вакцинации и т.д.

Кинетика коагуляции в такой системе описывается следующим интегро-дифференциальным уравнением [2, 3]:

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} = \frac{K_0}{2} \left[\int_0^{2r} \Phi(R,R') n(R,t) n(R',t) \frac{r^2}{R^2} dR - n(r,t) \int_0^\infty \Phi(r,R) n(R,t) dR \right] - n(r,t) \left(\frac{\omega}{v} + \frac{\mu(r)}{h} \right) + \frac{G(r)}{V}, \quad (1)$$

где $\Phi(R, R')$ - функция Броуновской коагуляции, выражаемая формулой:

$$\Phi(R, R') = \left\{ \frac{1}{R} \left(1 + \frac{A\lambda}{R} \right) + \frac{1}{R'} \left(1 + \frac{A\lambda}{R'} \right) \right\} (R + R'). \quad (2)$$

Большой интерес представляет стационарное решение уравнения.

$$(1) \quad \frac{\partial n(r,t)}{\partial t} = 0.$$

Для исследования стационарной коагуляции был проведен эксперимент, блок-схема которого изображена на рис. 1.

Генератором аэрозоля Г является генератор монодисперсного аэрозоля Раппопорт-Лассена с тиндаллометрическим из-

мерителем среднего размера частиц ("Сова"), осуществляющим непрерывный контроль за режимом работы генератора [4]. В качестве рабочей жидкости в Γ использовался дибутилфталат с примесью антрацена (концентрация $5 \cdot 10^{-4}$). Средний радиус частиц регулировался в пределах 0,2 - 0,8 мкм.

В тесткамере происходит смешивание аэрозоля. Максимальная линейная скорость крыльев вентилятора 0,3 м/с.

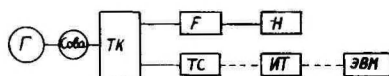


Рис. 1. Блок-схема эксперимента. Γ - генератор аэрозолей, "Сова" - тиндаллоскоп, ТК - тесткамера, ТС - траекторный спектрометр, ИТ - измеритель траекторий, Ф - фильтр, Н - насос.

Через пробоотборник небольшая часть аэрозоля идет в траекторный спектрометр ТС [5]. Треки, получаемые на фотопленке, обрабатываются на полуавтоматическом измерителе треков ИТ [6]. Полученная информация обрабатывается на ЭВМ, которая выдает распределение частиц по размерам в виде гистограмм, взвешенные средние распределения \bar{r} , $\bar{\sigma}$, а также высшие моменты распределения.

Тотальная массовая концентрация измерялась методом взвешивания или спектрофотометрического измерения осадка на фильтре [7]. Массовая концентрация определяется формулой:

$$c(t) = \frac{1}{u} \cdot \frac{dM(t)}{dt}.$$

Первичный спектр частиц на выходе генератора аппроксимировался лог-нормальным распределением (рис. 5)

$$G(r) = \frac{G_0}{\bar{m} r \ln G_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\ln^2 \frac{r}{\bar{r}_0}}{2 \ln^2 G_0}\right) dr_0 \quad (3)$$

где $\bar{m} = \frac{4}{3} \pi \rho [\exp(\ln r_0 + 3,5 \ln^2 G_0)]^3$.

Уравнение (1), не имеющее аналитического решения, решалось методом Эйлера при $n(0, r) = 0$ на ЭВМ "Минск-32". Программа составлена в системе "Малгол". Интересующий участок спектра разбивался на интервалы длиной 0,02 мкм. Интегрирование через спектр производилось методом прямоугольника [8]. Временной шаг изменялся в пределах от 10 до 60 с. На рис. 6 приведены гистограммы стационарного спектра аэрозоля в ТК, полученные экспериментально и численным

решением уравнения (I).

На ЭВМ вычислялись $\bar{r}(t)$, $\bar{\sigma}(t)$, $M(t)$ и $N(t)$, где

$$N(t) = \sum_r n(r, t),$$

$$\bar{r}(t) = \frac{\sum_r r n(r, t)}{N},$$

$$\bar{\sigma}(t) = \frac{\sqrt{\sum_r (r - \bar{r})^2 n(r, t)}}{N},$$

$$M(t) = \frac{4}{3} \pi \rho \sum_r r^3 n(r, t).$$

Результаты вычислений $\bar{\sigma}(t)$ и $\bar{r}(t)$ приведены на рис. 2 и 3.

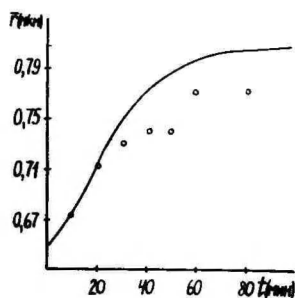


Рис. 2. Зависимость $\bar{r} = f(t)$.

($r_g = 0,65$ мкм, $\sigma_g = 1,1$,
 $G_0 = 0,32$ мг/с).

— теор. о — эксп.

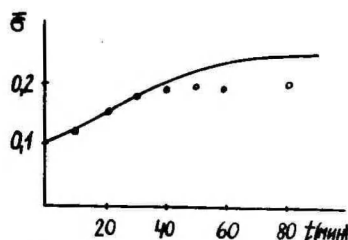


Рис. 3. Зависимость $\bar{\sigma} = f(t)$.

($r_g = 0,65$ мкм, $\sigma_g = 1,1$,
 $G_0 = 0,32$ мг/с).

— теор. о — эксп.

Измерения массы осадка M на фильтре в конкретном случае проводились методом взвешивания осадка. Через каждые 10 мин фильтр заменялся и масса осадка измерялась микровесами. График на рис. 4 получен сложением этих масс. Сравнительные опыты, сделанные методом взвешивания и спектрофотометрическим измерением осадка, показывают, что систематическая ошибка, обусловленная гигроскопичностью фильтров типа "Filtrak" уменьшает результат не более чем на 1 мг. В связи с тем, что случайные ошибки при взятии пробы больше, вместо более трудоемкого спектрофотометрического измерения можно использовать взвешивание. При увеличении t , на $M(t)$ накладываются ошибки предыдущих измерений. Однако даже с учетом этого во всех опытах спустя 30 мин после начала эксперимента от-

мечалось увеличение расхождений между экспериментальными и теоретическими данными. Это наблюдалось и в измерениях спектра частиц и средних величин \bar{C} и \bar{r} (рис. 2 и 3), не зависящих от измерений массы аэрозоля $M(t)$.

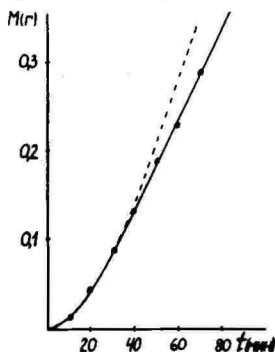


Рис. 4. Зависимость $M = f(t)$.
 ---- теор., ———— экспер.
 ($r_g = 0,65$, $G_g = 1,1$,
 $G_s = 0,32$ мг/с, $U = 18$ см³/с).

В ТК были проведены измерения для оценки осаждения аэрозоля на стенках камеры. Поскольку потери на стенках были меньше потерь, обусловленных стоком аэрозоля, в теоретической модели эти потери не учитывались.

Оценка для потерь на стенках за 60 мин 100 ± 50 мг. Вероятно, они влияют преимущественно на крупнокапельную часть спектра частиц и объясняются инерционным осаждением в результате смешивания в камере. Измерения показывают, что частиц крупной фракции в распределении меньше, чем следует из уравнений (1).

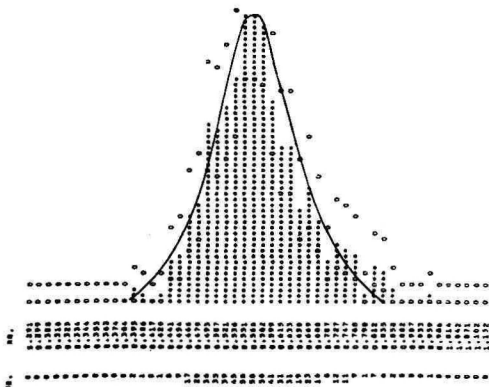


Рис. 5. Гистограмма первичного распределения частиц
 ($r_g = 0,57$ мкм, $G_g = 1,15$). — по формуле (3).

Остановимся коротко на использовании ТС в измерениях кинетики спектра. Для получения необходимой статистики (600–700 частиц, около 20 кадров) требуется время около 5 мин. Если в кадре меньше 25–30 частиц, то статистика остается

бедной и погрешность увеличивается. В пользу ТС говорит простота калибровки прибора. Измерения в стационарных условиях не представляет трудностей.

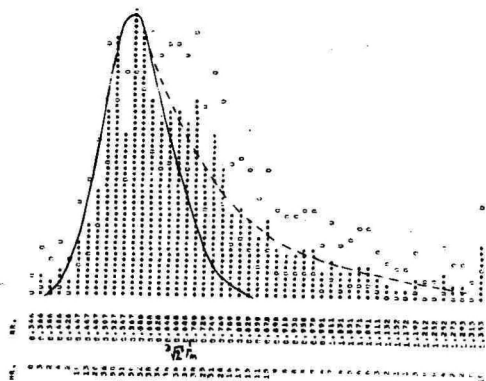


Рис. 6. Гистограмма стационарного распределения. $\bar{r} = 0,70$, $\sigma = 0,21$, $r_{теор} = 0,73$, $\sigma_{теор} = 0,26$. — по формуле (3). - - - стационарный спектр из уравнения (1).

Из вышеприведенного следует, что уравнение (1) удовлетворительно характеризует кинетику процесса в первые 30 мин. Пренебрежение инерциальных потерь на стенках, действующие преимущественно в крупнокапельную часть спектра частиц, увеличивает расхождение экспериментальных и теоретических результатов. Реально стационарность поступает быстрее. Расчетного. Решение уравнения (1) при $\sigma_0 > 1,12$, не дает второго максимума при $r = \sqrt[3]{2} r_m$, где r_m медианный радиус начального спектра, существующий в реальном спектре.

Список обозначений и их величины (в скобках) в опыте:

- r, R, R - радиус частиц
- ρ - плотность частиц (1,047 г/см³)
- V - объем тесткамеры (81400 см³)
- h - высота тесткамеры (67 см)
- ω - объемная скорость истечения (35 см³/с)
- G_0 - расход жидкости истечения (0,32 мг/с)
- t - время
- K_0 - постоянная коагуляции ($2,96 \cdot 10^{-10}$ см³/с)
- A - числовой коэффициент (0,86)
- λ - средняя длина пробега молекул газа (0,942 · 10 см)

- g - ускорение силы тяжести (980 см/с^2)
 $n(r,t)dr$ - число частиц в единице объема в интервале ($r, r+dr$) в момент времени t .
 $c(t)$ - тотальная массовая концентрация в момент времени t .
 u - объемная скорость просасывания через фильтр ($18 \text{ см}^3/\text{с}$)
 $v(r)$ - скорость Стокса частиц
 $G(r)$ - число частиц в единицу времени в интервале ($r, r+dr$)
 \bar{m} - средняя масса
 N - тотальная концентрация
 \bar{r} - средний радиус
 $\bar{\sigma}$ - среднее квадратическое отклонение
 r_g - среднегеометрический радиус
 G_g - геометрическое среднее квадратическое отклонение

Л и т е р а т у р а

1. Лушников А.А., Смирнов В.И. Стационарная коагуляция и распределение частиц атмосферных аэрозолей по размерам. - Изв. АН СССР, физ. атмосферы и океана. т. II, № 2, 1975, с. 139-151.
2. Zebel, G. Zur Theorie der Koagulation elektrisch ungeladener Aerosole. - Kolloid-Zeitschrift, b.156, Nr. 2, 1958, S. 102-107.
3. Moscos, L.F. Quon, J.E., Hjelmfelt, A.T. Coagulation of a Continuously Reinforced Aerosol. - J. Coll. Int. Sci., No. 23, 1967, 90-98.
4. Тамм Э.И. Экспериментальная система для генерирования и определения параметров монодисперсного аэрозоля. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 139-162.
5. Тамм Э.И., Фишер М.М. Определение размеров и зарядов аэрозольных частиц в пределах радиусов от 0,35 до 1,2 мкм ультрамикроскопическим (траекторным) методом. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 109-128.
6. Фишер М.М., Таммет Х.Ф., Тамм Э.И. Полуавтоматическая проекционно-измерительная установка. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 129-138.

7. Сула Э.В., Тамме В.Б. Об определении массовой концентрации аэрозоля измерением перепада давления на фильтре. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 348, Тарту, 1975, с.131-143.
8. Таммет Х.Ф. Введение в линейную конечномерную теорию спектрометрии. Таллин, "Валгус", 1975, 32.

PIDEVA JUURDE- JA ÄRAVOOLUGA AEROSOOISÜSTEEMI
KOAGULATSIOONI KINEETIKA

E. Sula

Resümee

Artiklis on vaadeldud aerosoolosakeste jaotusfunktsiooni ja masskontsentratsiooni kineetikat testkambris arvestades aerosooli pidevat juurde- ja äravoolu.

Võrreldakse eksperimentaalseid andmeid teoreetilistega, mis on saadud Smoluchowski võrrandi numbrilisel lahendamisel. Vaadeldakse raadiuste vahemikku 0,3 - 0,8 μm .

COAGULATION KINETICS OF AN AEROSOL SYSTEM WITH A
CONTINUOUS AFFLUX AND DEFLUX

E. Sula

Summary

The present paper deals with the distribution function and the mass concentration of aerosol particles in a test chamber under conditions of a continuous afflux and deflux.

Experimental data are compared with theoretical values obtained from a numerical solution of the Smoluchowsky equation. The primary distribution function of aerosols is discussed within the radial range of 0.3 - 0.8 μm .

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТИЦДАЛЛОСКОП

М.У. Арольд, А.А. Мирме

Введение. Исходя из теории Ми интенсивность света, рассеиваемого шарообразной частицей, выражается формулой:

$$I_{\theta} = \frac{\lambda^2}{8\pi R^2} (i_1 + i_2), \quad (I)$$

где I_{θ} - интенсивность света, рассеянного под углом θ в отношении направления падающего света,

λ - длина волны,

R - расстояние от частицы до места наблюдения,

i_1, i_2 - компоненты рассеяного света, поляризованные в перпендикулярных плоскостях.

Причем $i = i(\alpha, m, \theta)$, (2)

где m - коэффициент преломления света веществом частицы, и

$$\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda}, \quad (3)$$

где r - радиус частицы.

Функция, выраженная формулой (2), очень сложна (выражается только в табулированном или графическом виде), поэтому для монодисперсного аэрозоля вместо формулы (I) применяется выражение

$$I_{\theta} = k r^p n, \quad (4)$$

где k - коэффициент пропорциональности,

n - численная концентрация аэрозольных частиц,

p - показатель степени.

Причем $p = p(\lambda, r, \theta)$.

Если в соотношениях (2) и (3) фиксировать m , r и λ , то остается только зависимость от угла θ , т.е. получим индикатрису рассеивания частицы, форма которой сильно зависит от параметра r . Еще сильнее зависит от r отношение двух индикатрисс, полученных при разных λ , и его мо-

жно применять для определения размера частиц монодисперсного аэрозоля.

По этому принципу работает общеизвестный прибор "Сова", где функцией угла рассеивания визуально определяется максимум отношения интенсивностей красного и зеленого световых потоков в световом потоке, рассеянном монодисперсным аэрозолем. На этот максимум отношений глаз человека реагирует как на максимум красного света. Зависимость расположения этих максимумов от размера частиц монодисперсного аэрозоля представлена на рис. 1 [1].

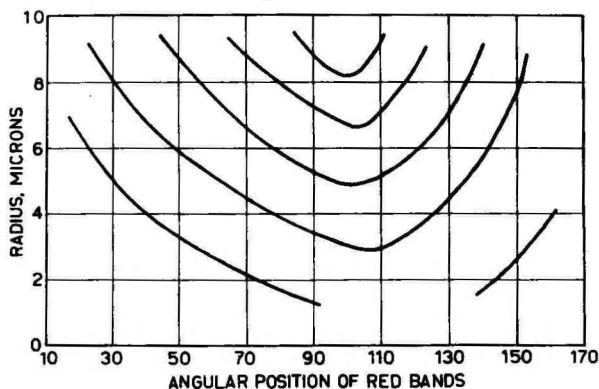


Рис. 1.

Из рисунка видно, что применение данного метода ограничивает совпадение максимумов при больших размерах частиц. Нижний предел размеров измеряемых частиц определяет переход от Ми-рассеивания к рассеиванию Рейли.

Авторам удалось модернизировать "Сову" на основе нефелометра КОД-45.

Описание оптико-механической части прибора. Рабочие принципы оптико-механической части прибора представлены на рис. 2.

Аэрозольная струя, текущая в темной камере А, окружена ламинарным потоком воздуха и освещается галогенной лампой Л (12 В, 100 Вт) через конденсатор К. Ламинарный поток воздуха образуется при подаче воздуха в камеру А из камеры Б сквозь тонкую металлическую сетку, расположенную между камерами А и Б.

Эту систему можно целиком поворачивать вокруг оси аэро-

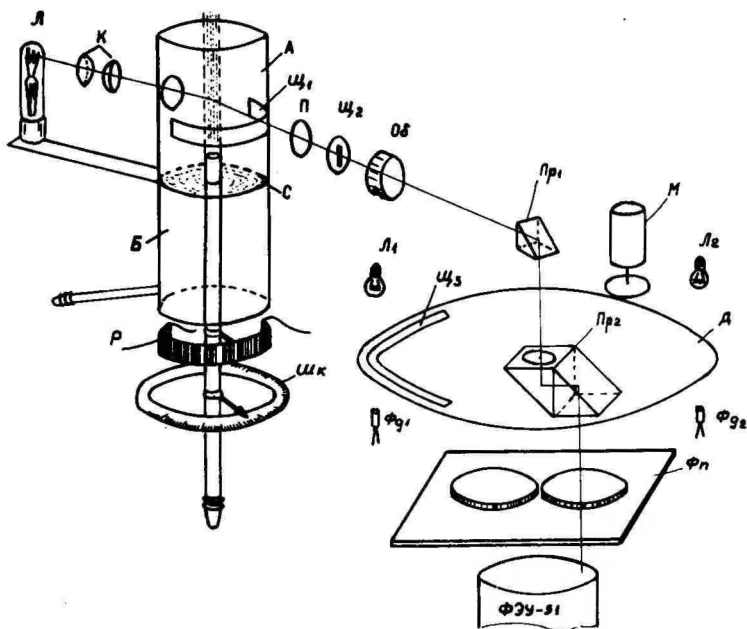


Рис. 2

зольной струи от $\theta = 0^\circ$ до $\theta = 135^\circ$. Величину θ получим на шкале Шк, причем пропорциональное ей напряжение подается на вход x двухкоординатного самописца (Endim, 2200/1, ГДР). На вход y подается сигнал от выхода фотометрической системы. После прохождения поляроида Π и щелей $\text{Щ}_1, \text{Щ}_2$ рассеянный свет проходит через объектив Об и в дальнейшем сходится на фотокатоде ФЭУ-51 . После объектива Об световой поток преломляется в призме Пр_1 на 90° и падает вдоль оси вращающего диска через отверстие в центре диска на двойную призму Пр_2 , где в результате двух преломлений в 90° совершает параллельное смещение. Призма Пр_2 прикреплена неподвижно к диску Д , при вращении которого с помощью мотора М световой поток, подверженный в призме параллельному смещению, рисовал бы на фотокатоде ФЭУ-51 непрерывную круговую линию, если бы непосредственно перед фотокатодом не была помещена металлическая пластинка Фп с

зеленым ($\lambda = 524$ нм) и красным ($\lambda = 629$ нм) металлентерференциальными. Таким образом, вращающийся световой поток проходит то красный, то зеленый фильтр или же задерживается металлической пластинкой.

Описание электронной части прибора. Измерение отношения красного и зеленого потоков света основывается на зависимости чувствительности фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) от питающего напряжения и линейности по отношению к световому потоку при постоянном напряжении.

Блок-схема электронной части прибора приведена на рис. 3.

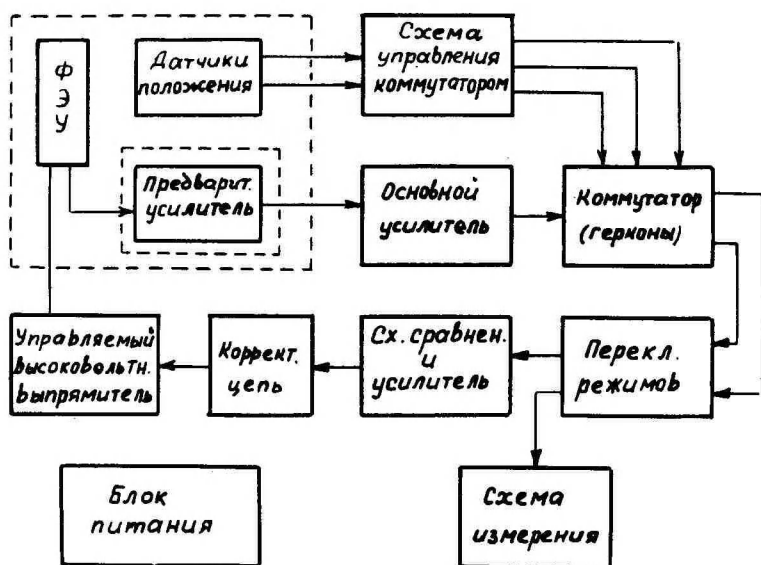


Рис. 3

С выхода ФЭУ снимаются импульсы тока, амплитуды которых попеременно пропорциональны световым потокам через один и второй светофильтр. Импульсы проходят через предварительный, расположенный непосредственно у ФЭУ, и основной усилители переменного тока и поступают на коммутатор. Коммутатор по преобразованным сигналам с датчиков положения (лампочки L_1 , L_2 , фотодиоды $\Phi_{Д1}$, $\Phi_{Д2}$ и щель Ψ_3) осуществляет распределение импульсов по соответствующим каналам, а также жесткую

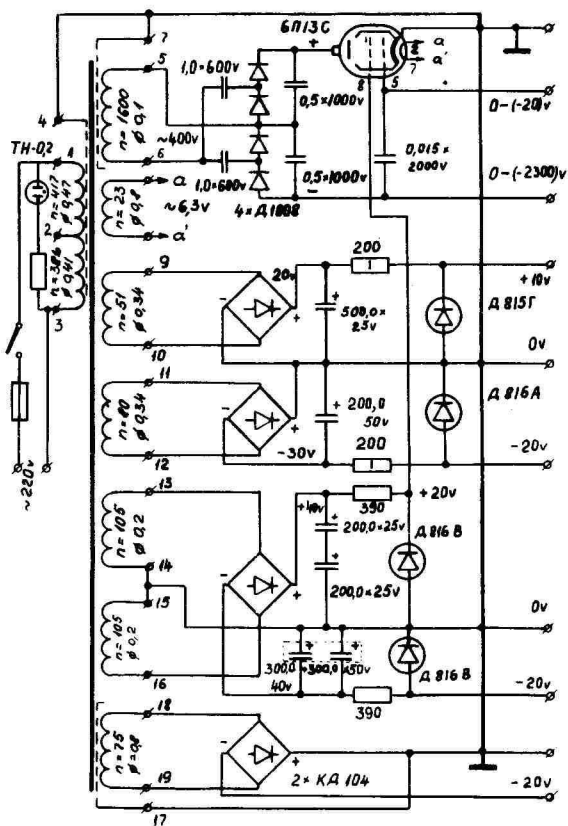


Рис. 5

привязку нулевого уровня.

Сигнал из одного из каналов с помощью переключателя режимов подается на вход схемы сравнения, где сравнивается со стабильным постоянным напряжением. Усиленная разность этих напряжений через корректирующую цепь управляет высоковольтным выпрямителем питающего ФЭУ, изменяя напряжение на ФЭУ таким образом, чтобы эта разность приближалась к нулю.

Таким образом, схема поддерживает выходное напряжение одного канала на постоянном уровне. Приняв этот уровень за единицу (устанавливается в режиме "калибровка"), соответственно определяется отношение световых потоков.

Принципиальные схемы прибора и блока питания изображены на рис. 4 и 5.

Заключение. При помощи фотоэлектрического тиндалоскопа можно получить кривую отношения двух индикатрисс ($\lambda = 524 \text{ нм}$) и ($\lambda = 629 \text{ нм}$) от угла рассеяния. По расположению максимумов на этой кривой можно определить размеры аэрозольных частиц. Вместо графика расположения визуальных максимумов необходимо составить график действительных максимумов.

После соответствующей калибровки прибор можно применять и для измерений полидисперсного аэрозоля. Без калибровки прибор можно применять при полидисперсных аэрозолях только для наблюдения стабильности работы генератора.

В электрической части прибора гарантирована одинаковая чувствительность к обоим световым потокам, ибо сигналы проходят одни и те же цепи и разделяются только непосредственно перед измерением.

Благодаря автоматическому поддержанию постоянного уровня сигнала одного канала, специальных мер по расширению динамического диапазона усилителей не требуется.

Недостатком является незначительное снижение быстродействия прибора на время, необходимое для выравнивания сигнала одного из каналов с опорным напряжением.

Л и т е р а т у р а

1. Sinclair, D. and La Mer, V.K. Light scattering as a measure of particle size in aerosols. Chem. Rev., 1949, 44, No 2, 245-267.

FOTOELEKTRILINE TINDALOSKOOP

M. Arold, A. Mirme

Resüme

On konstrueeritud ja valmistatud fotoelektriline tindalloskoop monodispersse aerosooli jaotusfunktsiooni laiuse ja osakeste keskmiste mõõtmete määramiseks piirkonnas $\mu = 0,2 + 1,2 \mu\text{m}$.

Seadme töö põhineb Tyndalli spektrite kõrgemate järkude kasutamisel. Kahekoordinaadilise isekirjutaja abil saadakse hajunud valguse indikatrisside ($\zeta_1 = 524 \text{ nm}$ ja $\zeta_2 = 629 \text{ nm}$) suhe, millest määratakse eelpoolmainitud parameetrid.

THE FOTOELECTRIC TYNDAL METER

M. Arold and A. Mirme

Summary

A photoelectric Tyndal meter has been designed and constructed for the determination of the width of the distribution function of monodisperse aerosols as well as for the establishment of the mean sizes of aerosol particles within the range of $\mu = 0.2 + 1.2 \mu\text{m}$.

The operation of the device is based on the utilization of the higher orders of the Tyndal spectra. The ratio of the indicatrices ($\zeta_1 = 524 \text{ nm}$ and $\zeta_2 = 629 \text{ nm}$) of scattered light is obtained with an xy self-recorder. All the above-mentioned parameters are derived from this ratio.

РАСПЫЛИТЕЛЬ С СОПЛАМИ БЕРГСОНА И ИНДУЦИРУЮЩИМ ЭЛЕКТРОДОМ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ИНГАЛЯЦИОННЫХ ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЕЙ

И.Д. Висмануу

Распылитель с соплами Бергсона [1], как один из простейших пневматических распылителей, используется в нескольких типах ингаляторов [2, 3]. В данной работе рассматриваются основные характеристики этого распылителя, снабженного изолированным от сопел индуцирующим электродом, при сепарации крупных капель распыла.

Схема взаимного расположения сопел распылителя и индуцирующего электрода представлена на рис. 1.

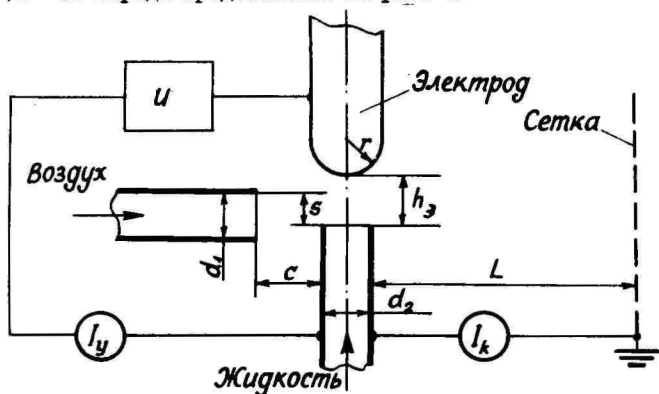
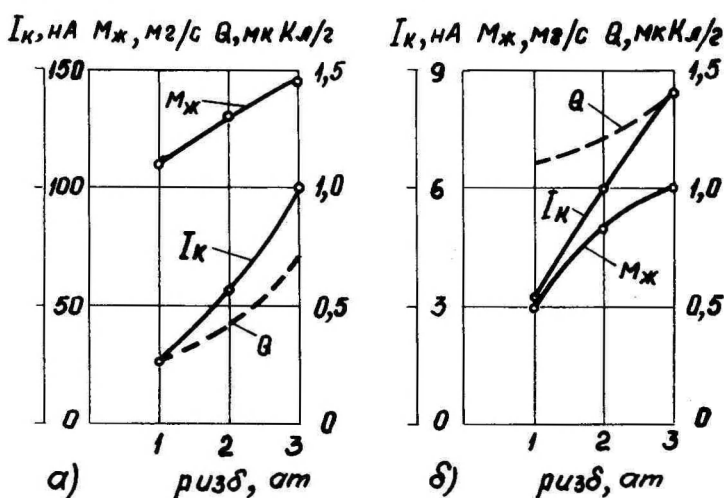


Рис. 1. Принципиальная схема распылителя с соплами Бергсона и индуцирующим электродом.

Если пневматический распылитель помещен в камеру, предотвращающую прямой выход капель распыла, то крупные капли задерживаются этой камерой, а мелкие уносятся и выносятся потоком воздуха, выходящим из нее. В случае камеры с одним отверстием в свободную атмосферу количество вытекающе-

го из камеры газа (отток) равно количеству втекающего через сопло газа (приток). При двух или большем числе отверстий в стенках камеры отток газа может превысить приток через газовое сопло, так как в области некоторых отверстий за счет движения газа в камере может возникнуть разрежение и через эти отверстия в камеру будет притекать внешний воздух. Циркуляция внешнего воздуха через распылительную камеру увеличивает вынос (расход) распыленной жидкости.

На рис. 2 сопоставлены основные характеристики распылителя с открытым выходом и того же распылителя, помещенного



$d_1 = 0,8 \text{ мм}$; $d_2 = 0,6 \text{ мм}$; $s/d_1 = 0,4$; $h_0 = 3 \text{ мм}$; $U = 500 \text{ В}$

Рис. 2. Зависимости тока конвекции, расхода жидкости и удельного заряда капель от избыточного давления сжатого воздуха для распылителя с открытым выходом (а) и с сепаратором (б).

в камеру объемом 0,2 л. Камера имеет одно выходное отверстие диаметром 20 мм. Между этим отверстием и распылителем установлена преграда в виде пластины. Осуществляемая таким образом сепарация крупных капель уменьшает расход жидкости (воды) в 25...40 раз, причем тем больше, чем меньше давление сжатого воздуха. Это объясняется тем, что при меньшем давлении воздуха относительная доля мелких капель, выносимых потоком, и скорость потока меньше, чем при более высо-

ком давлении. Ток конвекции уменьшается по сравнению с расходом жидкости в меньшей мере, в 9...12 раз, и поэтому удельный заряд капель при сепарации увеличивается, в 2...4 раза, причем более значительно при низком давлении. Абсолютные значения удельного заряда в обоих случаях с увеличением давления растут. Все это указывает на то, что мелкие капли имеют больший удельный заряд, чем крупные.

В распылителе с сепаратором подача напряжения на индуцирующий электрод уменьшает расход жидкости на 10...20%, что обусловлено осаждением части заряженных капель на стенки камеры. Основной причиной является здесь электростатическое рассеяние.

Зависимость расхода жидкости (воды) от объемного расхода Φ_B добавочного воздуха, проходящего через распылительную камеру, определяли на распылителе [3], у которого $d_1 = 0,3$ мм, $d_2 = 0,5$ мм, объем камеры 0,3 л, $p_{изб} = 1,5$ ат. Эта зависимость выражается эмпирической формулой

$$M_x (\text{г/мин}) = 0,1 + 0,04 [\Phi_B (\text{л/мин})]^{0,7}, \quad (I)$$

где $\Phi_B = 0...80$ л/мин. Повышение производительности генератора с увеличением расхода добавочного воздуха объясняется не только ростом интенсивности выноса капель из камеры, но и уменьшением коагуляции капель распыла из-за уменьшения концентрации и времени пребывания их в камере, а также из-за испарения капель, препятствующего коагуляции [4].

На рис. 3 показаны графики изменения полярных плотностей заряда и коэффициента униполярности в зависимости от напряжения индуцирующего электрода. Измерения проведены счетчиком аэроионов [5] в режиме насыщения при объемной скорости забора электроаэрозоля, равной 6 л/мин. Вход счетчика аэроионов отстоял от выходного отверстия электроаэрозольного ингалятора АКМ-2 [2] на 5 см. В случае избыточного давления сжатого воздуха 1,5 ат производительность этого генератора по аэрозолю составляет 12 л/мин при расходе жидкости 0,3 г/мин. Сепаратором крупных капель служит камера с одним отверстием. Как видно, плотность индуцируемого заряда имеет максимум при 1 кВ, а плотность заряда противоположного знака ϕ с увеличением индуцирующего напряжения монотонно растет. Коэффициент униполярности имеет максимум при 0,5 кВ. Такой характер изменения плотностей заряда выходящего из генератора электроаэрозоля объясняется тем, что с

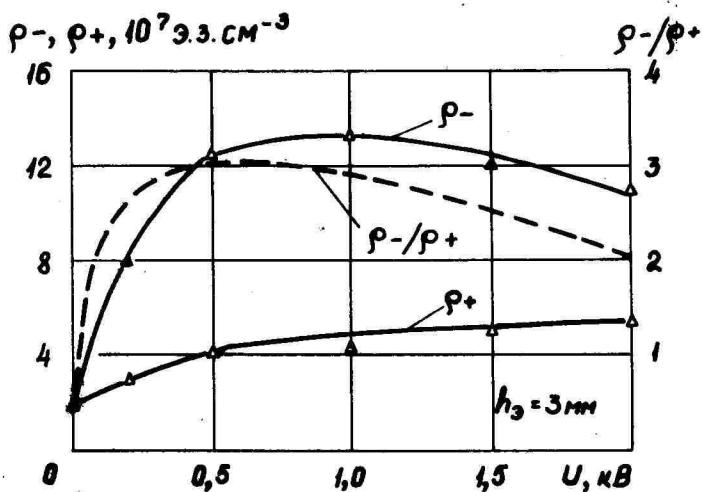


Рис. 3. Зависимости полярных плотностей заряда и коэффициента униполярности от индуцирующего напряжения.

увеличением напряжения индуцирующего электрода количество создаваемых зарядов растет, но при этом индуцирующий электрод притягивает к себе в возрастающем количестве капли распыла, заряженные противоположно по сравнению со своим зарядом. Начиная с некоторого напряжения фильтрующее действие электрода превышает его индуцирующее действие, что и приводит к уменьшению плотности заряда. Отсюда следует, что существует оптимальное значение индуцирующего напряжения, которое в данном случае около 0,5 кВ. С увеличением расстояния между входом счетчика аэроионов и выходом генератора электроаэрозоля заметно уменьшение плотности заряда и увеличение коэффициента униполярности. Так, например, при увеличении указанного расстояния в 2 раза плотность заряда уменьшается в 2 раза, а коэффициент униполярности увеличивается в 1,3 раза. Уменьшение плотности заряда обусловлено примешиванием к струе аэрозоля внешнего воздуха, а увеличение коэффициента униполярности возможно из-за рекомбинации противоположно заряженных частиц. Приведенные данные показывают, что результат измерения плотности заряда электроаэрозоля вблизи выхода генератора довольно сильно зависит от места забора пробы. В связи с этим плотность

заряда, а также коэффициент униполярности целесообразно использовать для характеристики генераторов. Желательно вместо них применять ток конвекции и удельный заряд выходящих из распылителя частиц.

В таблице I представлены результаты измерения частных плотностей заряда в струе ингалятора АКИ-2.

Как видно, при зарядке распыляемой жидкости наибольший суммарный заряд образуют легкие и средние по подвижности частицы распыла. Коэффициенты униполярности для разных групп частиц по подвижностям весьма различны: при отрицательном заряде плотность заряда положительных легких частиц настолько мала, что счетчик не регистрирует ее, а плотность заряда средних составляет примерно 1/7 и тяжелых 1/2 часть от плотности заряда соответствующих отрицательных

Таблица I.

Частные плотности заряда в струе аэрозоля, создаваемого ингалятором АКИ-2, на расстоянии 0,1 м от ее начального сечения (избыточное давление сжатого воздуха, питающего ингалятор, 1,5 ат; распыляемая жидкость - водопроводная вода; объемная скорость забора исследуемого аэрозоля 9 л/мин).

Промежутки подвижностей частиц аэрозоля, $\text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$	Частная плотность заряда ρ , 10^6э.з. см^{-3}			
	Отрицательное заряде ($U = 500 \text{ В}$)		Без заряде ($U = 0$)	
	ρ^-	ρ^+	ρ^-	ρ^+
(0,05; ∞)	11	0	0	0
(0,005; 0,05)	14	2	4	4
(0,0005; 0,005)	15	8	3	3

частиц. Без заряде легкие частицы обеих полярностей практически отсутствуют, а полярные плотности заряда как средних, так и тяжелых частиц по абсолютной величине равны. Последние в 4...5 раз меньше, чем соответствующие плотности заряда преобладающего знака при заряде.

Выводы. Сепарация крупных капель распыла, осуществляемая введением распылителя с электродом в камеру, уменьшает расход жидкости в большей мере, чем соответствующий ток

конвекции. Благодаря этому удельный заряд выходящих из камеры капель в несколько раз больше, чем первоначальных капель.

Увеличение расхода воздуха через распылительную камеру увеличивает, а повышение напряжения индуцирующего электрода уменьшает расход жидкости.

Коэффициенты униполярности получаемого аэрозоля весьма различны для разных групп частиц по электрическим подвижностям. В режиме зарядки отношение плотности преобладающего заряда к плотности противоположного заряда тем больше, чем больше соответствующая предельная подвижность.

Л и т е р а т у р а

1. Виснапуу Л.Ю. Распылитель с соплами Бергсона, снабженный стержневым индуцирующим электродом. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та, вып. 348, Тарту, 1975, с. 92-103.
2. Виснапуу Л.Ю., Йентс А.К. Физические характеристики различных электроаэрозольных аппаратов, применяемых в медицинской практике. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып. 163, Тарту, 1964, с. 404-412.
3. Якобсон А.Ф., Тамм Э.И., Рейнет Я.Ю. Генераторы электроаэрозолей к аппаратам искусственного дыхания. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 239, Тарту, 1969, с. 122-130.
4. Дунский В.Ф. Коагуляция при механическом распылении жидкостей. Сб. "Аэрозоли в сельском хозяйстве". М., 1956, Сельхозгиз, с. 64-76.
5. Таммет Х.Ф. Счетчик аэроионов САИ-ТИУ-66. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та, вып. 240, Тарту, 1970, с. 157-163.

INDUTSEERIVA ELEKTROODIGA BERGSONI PIHUSTI ELEKTRO-
AEROSOOLIDE TEKITAMISEKS INHALATSIOONIKS

L.Visnapuu

Resümee

Ekspérimentaalselt uuritakse indutseeriva elektroodiga Bergsoni pihusti põhilisi karakteristikuid pihu suuremate tilkade separeerimisel. Neid võrreldakse lahtise väljundiga pihusti karakteristikutega. Näidatakse pihustatava vedeliku kulu sõltuvust separeerimiskambrit läbiva lisaõhu kulust. Esitatakse kambriast väljuva aerosooli polaarsete laengutiheduste väärtused sõltuvalt indutseeriva elektroodi pingest ning samuti laengutiheduste väärtused etteantud elektriliste liikuvuste vahemikes. Leitakse, et suurte tilkade separeerimine suurendab saadava aerosooli osakeste summaarset erilaengut. Pihu laadimise režiimis on suuremate liikuvustega osakestel unipolaarsuse aste suurem kui väiksemate liikuvustega osakestel.

INDUCING ELECTRODE BERGSON SPRAYER DESIGNED FOR THE
PRODUCTION OF ELECTROAEROSOLS TO BE INHALED

L.Visnapuu

Summary

The paper deals with the experimental study of the basic characteristics of the Bergson sprayer with an inducing electrode in separating large droplets. These are compared with the characteristics of a sprayer without separation. It is shown that the consumption of the liquid to be sprayed depends on the consumption of the additional air passing through the separation chamber. The values of the polar charge densities of the aerosols emerging from the chamber are presented in dependence on the voltage of the inducing electrode. The values of the charge densities are also presented with the range of electrical mobilities. It has been established that the separation of large droplets increases the total specific change of the aerosol droplets to be obtained. Under the conditions of charging the spray the degree of unipolarity of the particles having larger mobilities is larger than that of the particles with smaller mobilities.

ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ГРУППОВОЙ ВАКЦИНАЦИИ ПРОТИВ ГРИППА

Л.Ю. Виснапуу, Л.Е. Гриншпун, Б.Ф. Норик,
Л.С. Преймаги, Я.Ю. Рейнет, К.Х. Суби

Применение вакцин в виде аэрозолей для иммунизации обладает целым рядом преимуществ по сравнению с другими способами. Однако широкое практическое осуществление его затруднено из-за отсутствия совершенной аппаратуры [1]. В случае применения известных устройств для проведения групповых аэрозольных ингаляций диспергированные препараты направляются в камеру или помещение, в котором находятся люди. Недостатком таких устройств является большой расход вакцин, так как значительная доля препарата рассеивается и осаждается на стены камеры или помещения и лишь малая доля попадает в дыхательные органы вакцинируемых.

В данной работе описано устройство для групповой аэрогенной вакцинации, позволяющее уменьшить лишние затраты вакцины, и приведены результаты изучения эффективности его применения.

На рисунке изображена принципиальная схема электроаэрозольного устройства для вакцинации.

Устройство содержит пневматический генератор I электрически заряженных аэрозолей типа, описанного в работе [2], и распылительную камеру 2, имеющую входное отверстие 3 и выходные отверстия 4. К последним присоединены восемь ингаляционных трубок 5, снабженных масками 6. Последние имеют впускные и выпускные клапаны, открывающиеся соответственно при вдохе и выдохе. Вместо масок к трубкам 5 могут быть присоединены противогазы. К генератору I подключены источник 7 сжатого воздуха и источник 8 индуцирующего напряжения. Жидкостный шланг 9 генератора I опущен на дно камеры 2, куда налита распыливаемая вакцина 10.

При работе в генератор I от источника 7 подается сжатый воздух, который при истечении создает разрежение в жидкост-

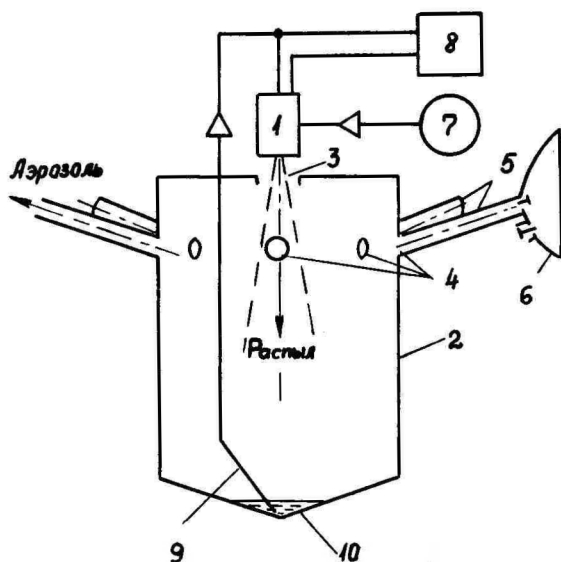


Рис. Принципиальная схема электроаэрозольного устройства для вакцинации.

ном шланге 9. В результате по этому шлангу подсасывается вакцина 10 и при встрече со струей воздуха в электрическом поле диспергируется и электризуется. Электрические заряды, сообщенные частицам аэрозоля, способствуют большему осаждению в органах дыхания. Струя распыла направлена на дно камеры 2. Благодаря тому, что распыляющее сопло генератора I установлено перед входным отверстием 3 камеры 2, через это отверстие струей распыла, вытекающей из генератора I, образуется добавочный поток воздуха, также направляющийся в камеру 2. При этом крупные капли распыла осаждаются инерциально на дно камеры, соединяясь с исходной жидкостью 10, а мелкие капли выносятся потоком воздуха через отверстия 4 и трубки 5 к пациентам. Те трубки, у которых пациентов нет, могут быть закрыты заглушками, что предотвращает напрасные потери вакцины. Частичное закрывание трубок 5 увеличивает гидравлическое сопротивление камеры 2 и добавочный поток воздуха в камеру соответственно

уменьшается. Таким образом, автоматически регулируется производительность устройства по аэрозолю. Вдох осуществляется через верхние клапаны, расположенные между трубками 5 и масками 6 и открывающиеся при разрежении, а выдох - через нижние клапаны, открывающиеся в окружающую среду при избыточном давлении под масками 6. При этом сохраняется стерильность вакцины в камере 2, поскольку выдох делается за ее пределы.

Для изучения эффективности применения описанного электроаэрозольного устройства для вакцинации была отобрана группа лиц мужского пола в возрасте от 18 до 20 лет, находящихся в сходных условиях труда и быта. Опыт 1973-1974 г. показал, что использование данного электроаэрозольного устройства для вакцинации лиц, имеющих высокий начальный уровень гуморального иммунитета к гриппу, дает сравнительно небольшие иммунологические сдвиги [3]. Поэтому в данном исследовании предварительно, до начала вакцинации, была отобрана группа лиц с низким уровнем антител к гриппу (1:20 и ниже) - 76 человек из обследованных 202. Состояние гуморального иммунитета к вирусу гриппа типов А2 и В исследовали у этой группы лиц до и через 30 дней после вакцинации, а титры интерферона - на 3-й и 10-й день после нее.

Нарастание титров антител определяли в реакциях связывания комплемента (РСК) и задержки гематглотинации (РЗГА), в которых антигенами служили вирусы А2/Виктория/1/72 и В/СССР/69.

Титрование интерферона в сыворотках крови производили по методу задержки цитопатического эффекта, вызываемого 100 ТЦД₅₀ вируса везикулярного стоматита в культуре ткани фибробластов эмбриона человека.

Для распыления использовалась гриппозная интраназальная вакцина А2 и В производства Ленинградского НИИ вакцин и сывороток. Инфекционный титр вакцины типа А2, серии 653 (контрольный № 2044) был равен $10^{6,5}$ ЭИД₅₀, а вакцины типа В, серии 148 (контрольный № 945) - $10^{5,5}$ ЭИД₅₀.

Каждый вакцинируемый получал однократно в течение 2 мин по 0,2 мл вакцины в виде отрицательно заряженного аэрозоля. Во время вдоха аэрозоль из распылительной камеры поступал в дыхательные пути через трубку, соединенную с противогазом, с выдыханием через рот.

Результаты исследований показали, что из 57 парных сывороток "нулевиков" нарастание титра антител в 4 и более раз суммарно по двум реакциям отмечалось в 26 случаях (45,6%), при этом к вирусу А2 в И1 (19,3%), к вирусу В в И2 (21,1%), а к вирусам А2 и В одновременно в 3 (5,3%) случаях.

Средняя геометрическая величина титров антител в РЗГА до вакцинации к вирусу А2 была равна 1:8,6, через 30 дней после нее - 1:14,9, а в РСК - соответственно 1:2 и 1:3,2 ($P < 0,05$). К вирусу гриппа В до вакцинации в РЗГА титры были равны 1:45, а после нее - 1:56, в РСК соответственно 1:3,2 и 1:5,3 ($P < 0,05$).

Таким образом, вакцинация у обследованных лиц вызвала статистически достоверный прирост титров антител к гриппу, несмотря на снижение дозы вакцины - с 0,5 мл, применяемой при интраназальном способе введения, до 0,2 мл.

Кроме того, отмечалось и появление в сыворотке крови интерферона - на 3-й день средняя геометрическая величина титра была равна 1:28,0 (у 17 человек) и на 10-й день - 1:7,3 (у 20 человек).

Изучение эпидемиологической эффективности профилактики гриппа с помощью аэрозольного введения вакцины проводилось в условиях начинающейся эпидемии гриппа 1975 г. Вакцинация проходила 17-18 декабря 1974 г., двукратный прирост заболеваемости гриппом и ОРЗ начался с 6 января, а пика эпидемия в Таллине достигла в III декаде января, когда превышение заболеваемости по сравнению с периодом осеннего сезонного подъема составило около 10 раз, в феврале заболеваемость резко пошла на убыль.

По сообщению Всесоюзного центра по гриппу, эпидемия в стране была вызвана вирусом гриппа А/Порт Чалмерз/1/73, родственным как по структуре гемагглютинина, так и по структуре нейраминидазы штаммам, циркулировавшим в предыдущую эпидемию (1972 г.) - А/Виктория/32/72 и А/Ленинград/72-73. Учитывая это сходство антигенной характеристики штаммов, можно было ожидать, что профилактика гриппозной интраназальной вакциной, включавшей эти варианты, должна была дать эпидемиологический эффект. Его изучение проводилось в двух равнозначных коллективах среди лиц мужского пола 18-20 лет, находящихся в сходных условиях труда и быта. Число получивших вакцину указанным электроаэрозольным устройством составило 2300 человек, контрольный коллектив, не получавший

вакцину, - 2195 человек. За декаду до вакцинации заболеваемость в первом из них составила 0,5%, во втором - 1,1%. При анализе учитывалось суммарное число заболевших гриппом и ОРЗ, начиная со следующего дня после вакцинации (с 18 - 19 декабря 1974 г.) и до 25 февраля 1975 г. (7 декад наблюдения).

Результаты проверки показали, что за указанный период число заболевших среди привитых составило 316 человек, т.е. $13,7 \pm 0,7\%$, а среди непривитых - 577 человек, т.е. $26,3 \pm 0,9\%$. Индекс эффективности - 1,9, коэффициент эффективности - 47,9%. Снижение заболеваемости в опытной группе по сравнению с контрольной - высоко достоверно ($P < 0,01$).

Таким образом, настоящее исследование показало, что аэрозольное введение вакцины с помощью описанного аппарата в условиях уменьшения дозы вакцины дает достоверные сдвиги в уровнях гуморального иммунитета и интерферона и, как следствие, достоверное снижение заболеваемости среди привитых в течение всего периода эпидемии гриппа.

Л и т е р а т у р а

1. Терских И.И., Данилов А.И. Вопросы иммунизации аэрозолями жидких вакцин. Вестник АМН СССР, 1967, вып. 10, с. 80.
2. Виснапуу Л.Ю. Пневматический распылитель с индуцирующим электродом. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 209-216.
3. Приймаги Л.С., Гриншун Л.Е., Рейнет Я.Ю., Глазунов В.А., Суби К.Х., Вахер Ю.И. Использование аэрозольного метода для вакцинации против гриппа. Сб. тезисов докладов 8-ой республиканской научной конференции. Таллин, 1974, с. 117-120.

**ELEKTROAEROSOLISEADELDIS GRUPIVIISILISEKS GRIPPI-
VASTASEKS VAKTSINEERIMISEKS**

L.Visnapuu, L.Grinšpun, B.Norik, L.Primägi,
J.Reinet, K.Subi

Resümee

Kirjeldatakse grupiviisilise aerogeense vaksineerimise seadeldist, mis koosneb indutseeriva elektroodiga pneaatilisest pihustist ja separatsioonikambrist, mis on varustatud inhalatsioonitorudega. Seadeldise kasutamise efektiivsust uuriti noortel inimestel, kes viibisid ühesugustes töö- ja olmetingimustes ja omasid madalat gripivastaste kaitsekehade tiitrit. Iga vaksineeritav sai ühekordselt 2 minuti jooksul 0,2 ml vaktsiini negatiivselt laetud aerosoolina (0,5 ml vaktsiini kahe- või kolmekordselt kasutamise asemel intranasaalselt manustatuna). Vaksineerimine põhjustas statistiliselt usaldusväärse gripivastaste antikehade tiitri tõusu. Vereseerumis sedastati interferooni. Märkiti haigestumise langust grippi ja ägedatesse respiratoorsetesse infektsioonidesse 1,9 korda vaksineeritute hulgas võrreldes mittevaksineeritutega 1974 - 1975.aasta epideemia perioodil.

**AN ELECTROAEROSOL DEVICE FOR GROUP VACCINATION AGAINST
INFLUENZA**

L.Visnapuu, L.Grinshpun, B.Norik, L.Primägi,
J.Reinet and K.Subi

Summary

This paper contains the description of a device for group aerogenic vaccination. The device is composed of a pneumatic sprayer with an inducing electrode and a separating chamber provided with inhalation pipes.

The efficiency of the application of the device has been studied on young subjects working and living under similar conditions and having a low level of antibodies to influenza or gripe. Every person to be vaccinated received 0.2 ml of vaccine for 2 min in the form of negatively

charged aerosols (instead of a twofold or threefold application of 0.5 litres of aerosols by intranasal introduction). Vaccination induced a statistically significant increase in the titres of antibodies to influenza. There appeared interferon in the blood serum. During the period of the influenza epidemic of 1974/75 a reduction of 1.9 times in the morbidity rate and in the rate of acute respiratory diseases was observed among those vaccinated compared with those not vaccinated.

ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ СЧЕТЧИКА АЭРОИОНОВ И ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЕЙ

А.А. Антоновский, В.Н. Блинов

При исследовании электрических параметров аэроионов и электроаэрозолей аспирационным методом возникает необходимость в измерении токов до 10^{-15} А. Малые постоянные токи такой величины измеряются только косвенными методами. Наиболее распространенным методом косвенного измерения малых токов является метод измерения напряжения на известном резисторе.

Измерительные резисторы ($R_{\text{изм.}}$), применяемые в электрометрах, построенных по указанному методу, имеют сопротивление порядка 10^{12} Ом. Входные устройства, применяемые в электрометрах, должны удовлетворять условию $R_{\text{вх.}} \gg R_{\text{изм.}}$. В качестве устройств, которые могут обеспечить чувствительность $\sim 10^{-15}$ А и столь высокое входное сопротивление, могут использоваться [1-5]: емкостный преобразователь; преобразователь на полевых транзисторах; электрометрическая лампа; полевой транзистор.

Первые два типа входных устройств являются модуляторами в усилителях постоянного тока с модуляцией-демодуляцией. Два вторых типа устройств используются в усилителях с непосредственными связями. Усилитель, построенный по методу мо-

дуляции-демоуляции, имеет преимущества перед усилителем с непосредственными связями, заключающиеся в меньшей величине дрейфа нулевого уровня, возможности применить входные каскады с меньшим уровнем шума, и, как следствие этого, возможности получения лучшей чувствительности по току. Однако реализация метода модуляции-демоуляции влечет за собой значительное усложнение электрической схемы, а также использование динамического конденсатора, имеющего значительные, по сравнению с современными радиоэлементами, габариты. Поэтому при чувствительности по току $\sim 10^{-15}$ А во многих случаях целесообразно отказаться от построения электрометрических усилителей по методу модуляции-демоуляции. Применение в качестве входного устройства полевых транзисторов позволяет получить указанную чувствительность, удовлетворительный временной и температурный дрейф нулевого уровня, повысить быстродействие усилителя за счет уменьшения паразитных емкостей вследствие упрощения входного устройства [3].

В ряде работ описываются схемы электрометров на МОП транзисторах, обеспечивающие удовлетворительную величину дрейфа нулевого уровня и чувствительность по току $\sim 10^{-15}$ А [6 - 11].

В работе [8] показано, что токи утечки при применении транзисторов КП305 могут быть менее $3 \cdot 10^{-16}$ А. Кроме этого типа транзисторов в ряде работ описывается применение транзисторов КП304 [8-10]. Они имеют, по сравнению с КП305, несколько лучшие шумовые характеристики, но, в то же время, обладают повышенными токами утечки (до $2 \cdot 10^{-15}$ А) [8]. Это делает их применение в электрометрах средней чувствительности менее предпочтительным. Хотя полевые транзисторы с изолированным затвором имеют паспортное значение тока затвора $4 \cdot 10^{-12}$ А, при использовании их в специальном режиме (нулевой ток затвора), а также при применении специальных методов очистки изоляторов можно получить паразитные токи на уровне $10^{-16} + 10^{-17}$ А [3, 4, 12, 13].

Описываемый электрометрический усилитель является усилителем тока, поэтому входное сопротивление его должно быть как можно меньше. Для этого он охватывается глубокой параллельной по входу и выходу отрицательной обратной связью че-

рез измерительный резистор. Этим обеспечивается снижение потенциала на входе усилителя, положительно влияющее как на утечки тока по входу усилителя, так и на неизменность напряжения на измерительном конденсаторе, присоединенном ко входу усилителя. Схема электрометрического усилителя приведена на рис. 1.

Структурно электрометрический усилитель состоит из высококачественного операционного усилителя и входных истоковых повторителей. Операционный усилитель должен иметь большое усиление по напряжению, малый дрейф нулевого уровня, малые низкочастотные шумы, относительно высокое входное сопротивление. Этим требованиям удовлетворяет усилитель, выполненный нами на основе интегрального ОУ типа К1УТ531А и входного каскада на интегральных парах биполярных транзисторов типа К1НТ591Б, включенных в режиме микротоков ($\sim 100 \text{ мкА}$) [14-16]. Разработанный операционный усилитель имеет следующие характеристики:

коэффициент усиления (по напряжению)	$> 10^6$
шум, приведенный ко входу (по напряжению)	$< 1 \text{ мкВ}$
временной дрейф (8 часов)	$< 20 \text{ мкВ}$
температурный дрейф	$< 2 \text{ мкВ}/^\circ\text{C}$
скорость отклика при замкнутой петле ООС	$\sim 0,3 \text{ В/мкс}$

На входах операционного усилителя стоят истоковые повторители на полевых транзисторах типа КП305Д. Защитные резисторы R 1 и R 4 (см. рис. 1) вместе с емкостью монтажа и входными емкостями полевых транзисторов T_1, T_2 образуют интегрирующую цепь, предназначенную для задержки входного сигнала на время срабатывания защитного реле, замыкающего измерительный резистор при перегрузках. Ток стока транзисторов выбран достаточно малым ($\sim 250 \text{ мкА}$) с целью снижения дрейфа нулевого уровня и шумов.

Паразитные токи по входу электрометрического усилителя имеют величину $\sim 2 \cdot 10^{-16} \text{ А}$. Их исследование проводилось путем измерения изменения напряжения на предварительно заряженном накопительном конденсаторе типа НК-1 емкостью 100 пФ. Предварительная очистка транзисторов при этом не производилась. Так как истоковые повторители, коммутирующие элементы и измерительные резисторы чувствительны к различного рода помехам и наводкам, они конструктивно расположены в специальном электрометрическом блоке, защищающем их от внешних воздействий.

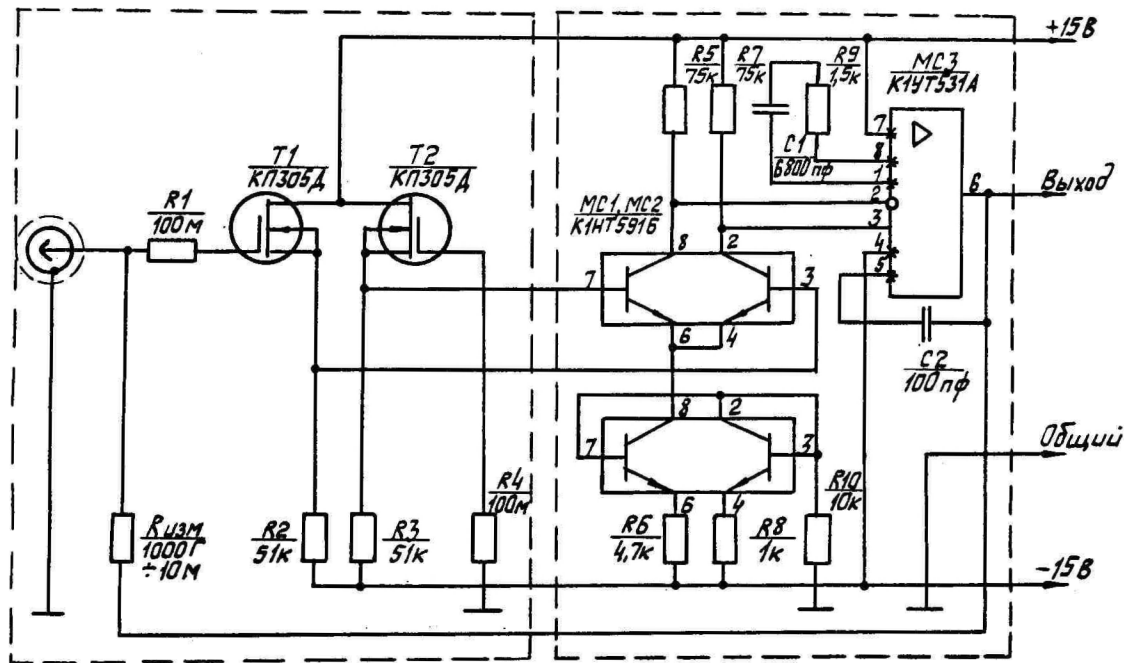


Рис. I. Схема электрическая принципиальная электрометрического усилителя.

Было испытано несколько электрометрических усилителей, собранных по описанной схеме. Предварительный отбор входных транзисторов во всех случаях не производился. Два электрометрических усилителя исследовались во ВНИИФТРИ на образцовой мере малых токов, имеющей погрешность (1%) 0,5 в диапазоне (10^{-15}) 10^{-14} + 10^{-8} А. Исследования показали, что усилители обеспечивают измерение тока в диапазоне 10^{-15} + 10^{-8} А в нормальных условиях с погрешностью 3%. Погрешность усилителя определяется в основном стабильностью измерительных резисторов. Стабильность резисторов КВМ 1000 Ом, по данным работы [2], не хуже $\pm 5\%$ за 2 года. При межтестационном интервале в 1 год нельзя гарантировать погрешность электрометра с таким измерительным резистором лучше 3%. Следует отметить, что наибольшее изменение сопротивления измерительного резистора наблюдается в первые несколько лет после его изготовления, поэтому реальную погрешность можно несколько уменьшить, применив резисторы изготовления прошлых лет [2].

Удвоенное амплитудное значение собственных шумов электрометрического усилителя имеет величину $\sim 3 \cdot 10^{-16}$ А. Запись шумов и дрейфа электрометрического усилителя с измерительным резистором 10^{12} Ом приведена на рис. 2. Собственные шумы и быстродействие усилителя при других величинах измерительных резисторов $R_{изм.}$ приведены в таблице (измерения проводились при отключенных защитных резисторах R_1 и R_4):

Таблица

Собственные шумы усилителя

Величина измерительного резистора $R_{изм.}$ (Ом)	Время установления $\tau_{уст.}$ по уровню 0,9	Удвоенное амплитудное значение собственных шумов усилителя	
		по току $2I_{ш}$ (А)	по напряжению $2U_{ш}$ (мВ)
10^{12}	2 с	$3 \cdot 10^{-16}$	3
10^{11}	200 мс	$2,0 \cdot 10^{-15}$	0,2
10^{10}	15 мс	10^{-14}	0,1
10^9	1 мс	10^{-13}	0,1
10^8	400 мкс	10^{-12}	0,1
10^7	100 мкс	10^{-11}	0,1

При подсоединении ко входу усилителя измерительного конденсатора емкостью 50 пФ уровень шумов усилителя увеличивается

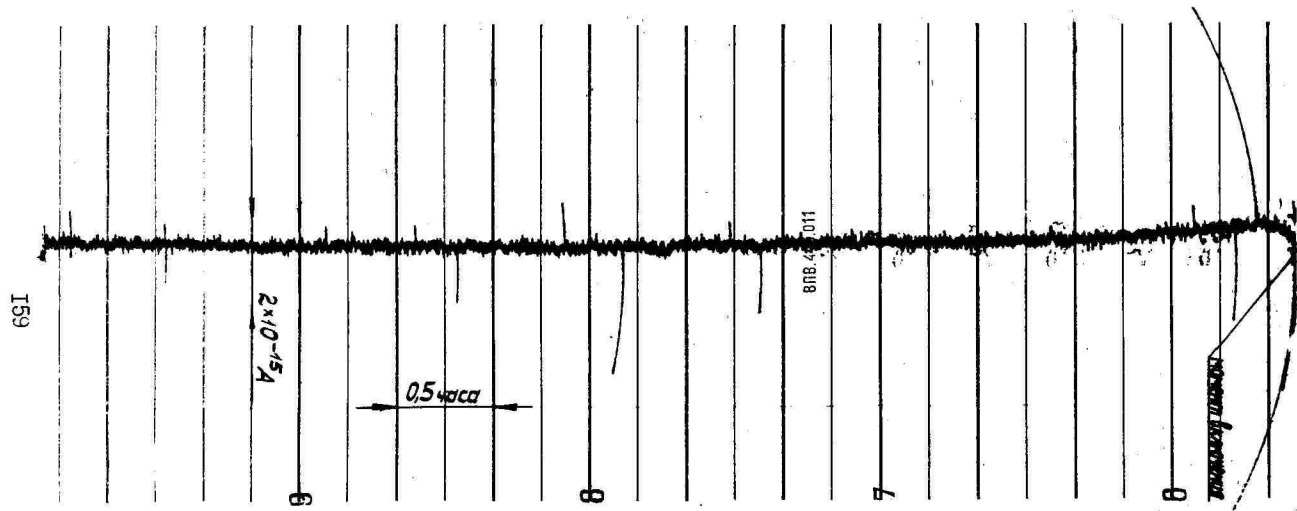


Рис. 2. Запись шумов и дрейфа электрометрического предусилителя.

ся на чувствительном диапазоне в 1,5 раза. Быстродействие электрометрического усилителя в этом случае по уровню 0,9 составляет около 2 с. Быстродействие усилителя связано обратной зависимостью с шумами, приведенными ко входу. Например, при быстродействии в 2 с наблюдается шум $3 \cdot 10^{-16}$ А, однако, если ввести частотно-зависимую обратную связь, то можно получить быстродействие 0,5 с при шумах $3 \cdot 10^{-15}$ А и, наоборот, при быстродействии в 20 с шумы уменьшаются до $1 \cdot 10^{-16}$ А.

Временной дрейф усилителя не превышает $2 \cdot 10^{-15}$ А по току и 2 мВ по напряжению за 8 часов, причем основной уход нулевого уровня происходит в первые 30 мин работы.

Интересные результаты по улучшению температурной стабильности электрометров на полевых транзисторах типа КП305 приведены в работе [11]. В описываемом усилителе специальных мер по улучшению температурной стабильности не принималось, так как данный электрометрический усилитель является составной частью дифференциального цифрового электрометра, в котором дрейф нулевого уровня корректируется автоматически.

Усилители, разработанные по описанной схеме, были применены в дифференциальном электрометре, входящем в счетчик аэроионов и электроаэрозольей, в котором используется измерительный конденсатор типа Имманитова.

Л и т е р а т у р а

1. А.М. Илюкович. Техника электрометрии. М., 1976.
2. Т.Б. Рождественская, Д.И. Антонова, В.А. Жутовский. Аппаратура для точного измерения больших сопротивлений, малых постоянных токов и методы ее проверки. М., 1973.
3. В.С. Александров, В.А. Прянишников. Электронные гальванометры постоянного тока. Л., 1974.
4. Р. Кобболд. Теория и применение полевых транзисторов. Пер. с англ., Л., 1975.
5. Д.М. Лисенков, О.Ф. Чуевский. Преобразователи малых токов на МДП-структурах. Тезисы докладов научно-техн. конф. "Электрометрические измерители микротока и напряжения". 27-28 февраля, 1973, г. Минск, с. 15-17.

6. А.В. Паршин. Широкополосный полупроводниковый электрометрический усилитель. - "Приборы и техника эксперимента", 1969, № 6, с. 107-110.
7. Вейнбергер. Расчет и конструирование специальных электрометрических схем. - "Электроника". Пер. с англ., 1971, № 18, с. 40-46.
8. Л.Н. Озеров, М.А. Пушкина, М.Е. Слущкий. Чувствительный электрометрический усилитель на МОП транзисторах. - "Приборы и техника эксперимента", 1975, № 1, с. 140-141.
9. Л.Ф. Берзин. Электрометрический усилитель с большим динамическим диапазоном. - "Приборы и техника эксперимента", 1975, № 4, с. 111-112.
10. Л.Ф. Берзин. Электрометрический усилитель на полевом транзисторе и интегральной микросхеме. - "Приборы и техника эксперимента", 1973, № 5, с. 150-151.
11. О.Т. Гриценко, Н.Я. Левенталь, Р.А. Арсланов. Электрометрический усилитель с непосредственными связями на МОП транзисторе. - "Приборы и техника эксперимента", 1975, № 2, с. 140-141.
12. Негро. Нулевой ток утечки затвора при работе полевого транзистора в режиме обогащения. Тр. ин-та инженеров по электронике и радиоэлектронике. Пер. с англ., 1968, т. 56, № 2, с. 73-74.
13. Негро, Панноне. Самопрогрев и ток утечки затвора в защищенных полевых МОП транзисторах. Тр. ин-та инженеров по электронике и радиоэлектронике. Пер. с англ., 1972, т. 60, № 3, с. 124-125.
14. Ж. Марше. Операционные усилители и их применение. Пер. с франц., М., 1974.
15. В.Л. Шило. Линейные интегральные схемы в радиоэлектронной аппаратуре. М., 1974.
16. Проектирование и применение операционных усилителей. Под ред. Дж.Грама, Дж.Тоби, Л.Хьюлсмана. Пер. с англ., М., 1974.

AEROIOONIDE JA ELEKTROAEROSOLIDE LOENDURI
ELEKTROMEETRILINE VÖIMENDI

A. Antonovski ja V. Blinov

Resüme

On kirjeldatud otsesidestusega elektromeetrist vöimendit, mida kasutatakse aeroioonide ja elektroaerosoolide loenduri diferentsiaalses arvnaiduga elektromeetris. Loenduris kasutatakse Imjanitovi tüüpi mõõtekondensaatorit. On kirjeldatud vöimendi elektrilist skeemi, mille tundlikkus voolu järgi on $3 \cdot 10^{-16}$ A reaktsioonijaga 2 s (tasemel 0,9) ja mille nullnäidu triiv ei ületa $2 \cdot 10^{-15}$ A 8 tunni jooksul. Vöimendi vöimaldab voolu mõõtmist normaalingimustes piirkonnas $10^{-15} + 10^{-8}$ A veega mitte üle 3%.

AN ELECTROMETRIC AMPLIFIER OF AN AIR ION AND ELECTRO-
AEROSOL COUNTER

A. Antonovski and V. Blinov

Summary

The paper presents the description of a direct coupling electrometric amplifier used in a differential electrometer of an air-ion and electroaerosol counter having a digital indicator. A measuring condenser of the imyanitov type has been used in the counter. The electrical scheme of the amplifier has been described the sensitivity of which to the current is $3 \cdot 10^{-16}$ A, the response time is 2 seconds (on a 0.9 level) and the drift of the zero reading of which within 8 hours does not exceed $2 \cdot 10^{-15}$ A. The amplifier makes it possible to measure electrical current under normal conditions within the range of $10^{-15} - 10^{-8}$ A, with the measuring error not exceeding 3 per cent.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКАЖЕНИЙ, ВВОДИМЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫМИ НАПРЯЖЕННОСТИ В ИЗМЕРЯЕМОЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

А.Г. Мошков, Л.Г. Гросс

Большинство современных приборов, предназначенных для измерения параметров электростатических полей, основано на использовании эффекта электростатической индукции. Вследствие электростатической индукции на поверхности измерительного прибора, как и на любом другом теле, возникают заряды, поле которых налагается на измеряемое поле и искажает его. Поэтому измерительный преобразователь любого прибора, предназначенного для измерения параметров электростатического поля, независимо от используемого принципа преобразования преобразует величину искаженного поля.

Наиболее часто градуировку измерителей напряженности электростатического поля производят в поле плоского конденсатора [1]. Однако в реальных условиях имеется необходимость в измерении параметров и неоднородных полей. Для этого случая в [2] предложен метод градуировки в поле шара. Последний метод является, по-видимому, предпочтительным для переносных измерителей параметров электростатического поля, для которых применение охраняющих колец нецелесообразно. Неоднородное поле, измеряемое таким измерителем, всегда искажено. В связи с этим, с целью учета указанного искажения, возникает необходимость в исследовании влияния различных факторов на величину коэффициента искажения поля.

Обозначим величину коэффициента искажения напряженности электростатического поля

$$K_E = \frac{E_2}{E_1} \quad (I)$$

где E_2 - средняя напряженность искаженного поля на поверхности измерительного электрода преобразователя прибора,

E_1 — напряженность в той же области поля в отсутствии прибора. Ввиду того, что определение величины K_E расчетным путем представляет исключительные математические трудности и может быть выполнено лишь для тел простейшей формы, например шара и эллипсоида, целесообразно исследование K_E проводить экспериментально с помощью переносных измерителей параметров электростатического поля, в частности, описанных в [3] и [4]. Показания этих приборов пропорциональны величине E_2 на поверхности их измерительных электродов [1].

$$\alpha = m E_2, \quad (2)$$

где m — коэффициент передачи прибора.

Тогда

$$K_E = \frac{\alpha}{m E_1}. \quad (3)$$

На рис. 1, 2 и 4 изображены зависимости коэффициентов

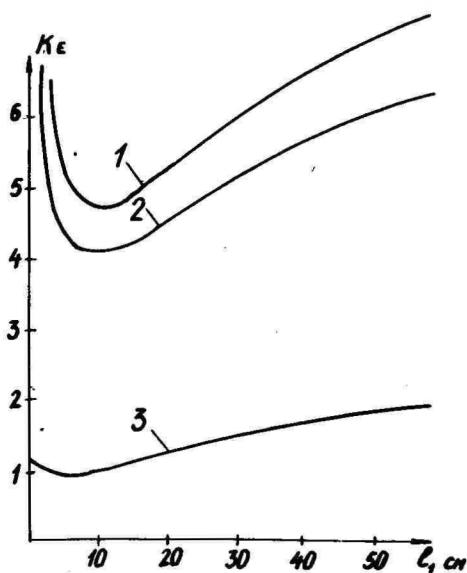


Рис. 1.

искажения поля от расстояния l между источником и измерителем, сняты экспериментально в полях различной конфигурации и интенсивности для измерителя типа ИЭЗ-ПВ1 [4] с ви-

брашонным преобразователем, а на рис. 3 для сравнения

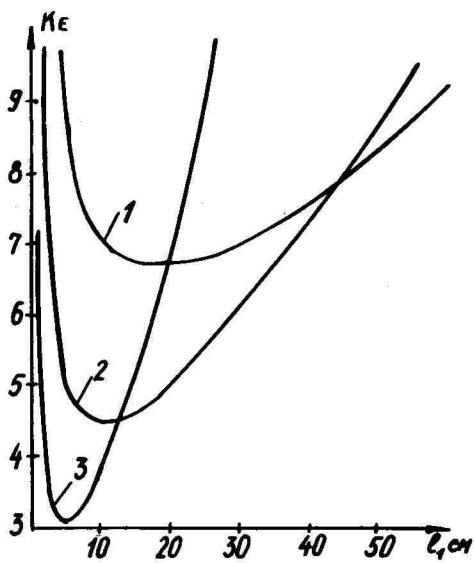


Рис. 2.

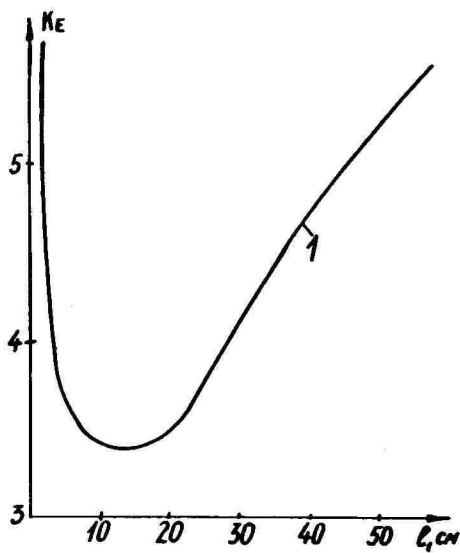


Рис. 3.

представлена подобная зависимость для измерителя типа ИЭЗ-П5 [3], имеющего модулятор с вращающимся электродом. Зависимости 1, 2, 3 рис. 1 получены в полях проводящих шаров диаметрами соответственно 22,6, 19,4 и 7,4 см при потенциале 8 кВ. На рис. 2 представлены аналогичные зависимости 1, 2 и 3, измеренные в полях проводящих дисков, расположенных в вырезах заземленной плоскости [5] при потенциале диска 4 кВ и диаметрах 66,8, 40,0 и 20,0 см соответственно. Из сравнения кривых рис. 1 и 2 видно, что величина коэффициента искажения K_E определяется как формой источника поля, так и его размерами. С уменьшением размера источника поля величина K_E убывает. Зависимость, показанная на рис. 3, получена для прибора [3] в поле проводящего шара диаметром 22,6 см при потенциале 8 кВ. Сравнение этих данных с представленными на рис. 1 показывает, что в целом характер изменения K_E одинаков для различных типов измерителей с динамическим принципом преобразования.

Видно также, что во всех случаях K_E изменяется с расстоянием немонотонно и имеет минимум на расстоянии l_M , равном приблизительно 0,5 поперечника источника поля. Вне этого минимума величина K_E может быть весьма значительной. При расстояниях, меньших l_M , происходит быстрое увеличение K_E , что объясняется резким увеличением емкости системы источник поля - измеритель и соответственно увеличением напряженности искаженного поля на поверхности измерительного электрода прибора [5]. Для выяснения причин увеличения K_E при расстояниях, больших l_M , обратимся к данным, представленным на рис. 4, на котором показаны зависимости K_E , снятые в поле проводящего шара диаметром 19,4 см при его потенциале 8 кВ, когда измеритель заземлен - кривая 1 и изолирован - кривая 2. Для изолированного измерителя K_E при расстояниях, больших l_M , практически сохраняет постоянное значение. Небольшое увеличение K_E в конце кривой 2 объясняется искажающим влиянием стен помещения, в котором проводился эксперимент. Увеличение K_E с увеличением l при заземлении прибора объясняется эффектом электростатической индукции заземленного прибора.

Для пояснения этого явления рассмотрим решение классической задачи о проводящем шаре, находящемся в поле точечного заряда Q . Напряженность искаженного поля на поверхности шара в точке A , расположенной на прямой, соединяющей центр

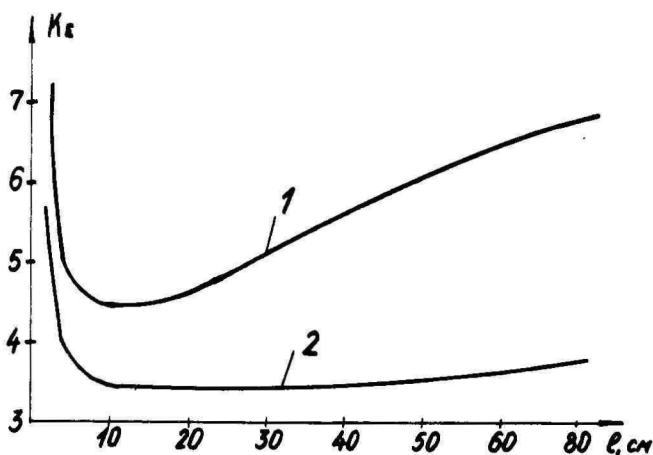


Рис. 4.

шара с зарядом Q , в случае изолированного шара будет:

$$E_A = E_0 \left(3 - \frac{R}{H} \right), \quad (4)$$

где

$$E_0 = \frac{Q}{4\pi\epsilon_a (H-R)^2} \quad (5)$$

- напряженность поля заряда в точке A в отсутствии шара, H - расстояние между центром шара и зарядом, R - радиус шара.

Для заземленного шара

$$E_A = E_0 \left(1 + \frac{H}{R} \right). \quad (6)$$

Путем подстановки (4), (5) и (6) в (I) получаем для изолированного шара

$$K_E = 3 - \frac{R}{H}, \quad (7)$$

а для заземленного шара

$$K_E = 1 + \frac{H}{R}. \quad (8)$$

Из (7) и (8) в согласии с данными рис. 4 видно, что при увеличении H , коэффициент K_E заземленного шара, начиная с двух, неограниченно возрастает, в то время как для незаземленного шара K_E стремится к постоянному значению.

Уместно заметить, что для идеального прибора зависимость

K_E во всех случаях должна выражаться прямой линией, параллельной оси абсцисс.

Таким образом, как видно из изложенного, имеется ряд факторов, определяющих величину искажения поля реальными измерителями. В некоторых случаях их влияние весьма значительно и поэтому должно учитываться при измерениях. Кроме того, так же очевидна актуальность задачи создания прибора, коэффициент искажения которого был бы постоянным при измерении расстояния l для полей любой конфигурации.

Л и т е р а т у р а

1. И.М. Имянитов. Приборы и методы для изучения электричества атмосферн. М., 1957.
2. Б.Г. Попов, В.Н. Веревкин, В.А. Бондарь, В.И. Горшков. Статическое электричество в химической промышленности. М., 1971.
3. Л.Г. Гросс. - ТК и Т, 1968, № 9, 23; Л.Г. Гросс, Ю.А. Петров. - ПТЭ, 1969, № 1.
4. Л.Г. Гросс, В.Л. Тиховидов, А.Г. Момков, В.Д. Возжаев. Тезисы докл. Всесоюзн. конферен. "Защита от вредного влияния статич. электр. в нар. хоз." Северодонецк, НИИТЭХИМ, 1973; Защита от вредного воздействия статич. электричества, НИИТЭХИМ, 1975, стр. 71.
5. Н.Н. Миролюбов, М.В. Костенко, М.Л. Левинштейн, Н.Н. Тиходеев. Методы расчета электростатических полей. М., 1963.

STAATILISE ELEKTRIVÄLJA TUGEVUSE MÕÖTESEADMETE
POOLT TEKITATUD VÄLJAMOONUTUSTE UURIMINE

A.G. Moškov, L.G. Gross

Resüme

Töös on uuritud dünaamiliste mõõteseadmete poolt põhjustatavaid mõõdetava elektrostaatilise välja moonutusi. On välja selgitatud, kuidas moonutusteguri suurus sõltub välja tekitava allika ja mõõteriista vahelisest kaugusest erineva suuruse ja kujuga allikate korral. On näidatud, et mõõtmiste käigus tuleb arvestada moonutusteguri muutumise iseloomu sõltuvust sellest, kas mõõteriist on isoleeritud või maandatud.

THE STUDY OF FIELD DISTORTIONS DUE TO THE INSTRUMENTS MEASURING THE STRENGTH OF AN ELECTROSTATIC FIELD

A. Moshkov and L. Gross

Summary

The paper deals with the distortions of the strength of an electrostatic field produced by dynamic measuring instruments. It has been established how the value of the distortion factor depends on the distance between the sources of an electric field of various size and shape and the measuring instrument. It has been shown that during the carrying out of measurements it is necessary to take into account the dependence of the character of changes in the distortion factor on whether the measuring instrument has been insulated or grounded.

СОДЕРЖАНИЕ

Х.И. КОРТЕ, М.Р. ЛААН. Изучение формирования высоко- частотного разряда на факельной частоте	3
М.Х. АЙНТС, К.Ф. КУДУ, А.Я. ХАЛБЯСТЕ. Пространственно- временное развитие одноэлектродного ВЧ разряда ..	28
М.Р. ЛААН. Высоковольтный генератор прямоугольных радиоимпульсов	59
А.А. ЖУКОВ, А.И. БЕСХЛЕБНЫЙ, С.И. БЕСХЛЕБНЫЙ. Стаби- лизация больших ВЧ напряжений	64
Х.П. РООС, А.О. ХИЛПУС. О возможностях применения га- зоразрядного счетчика ионов для индикации малых концентраций примесей галоидов в воздухе	73
Х.Ф. ТАММЕТ, А.О. ХИЛПУС, Я.И. САЛЫМ, Э.Ю. ЮТС. Спек- трометр аэроионов для обнаружения некоторых приме- сей воздуха	84
Х.Ф. ТАММЕТ. К теории аспирационного метода спектро- метрии подвижностей аэроионов	89
М.М. ФИШЕР. Теоретические основы многопредельных траекторных спектрометров	97
Э.В. СУЛА. Кинетика коагуляции в аэрозольной системе при постоянном притоке и стоке частиц	125
М.У. АРОЛЬД, А.А. МИРМЕ. Фотоэлектрический тиндал- лоскоп	132
Л.Ю. ВИСНАПУУ. Распылитель с соплами Бергсона и инду- цирующим электродом для создания ингаляционных электроаэрозолей	140
Л.Ю. ВИСНАПУУ, А.Е. ГРИНШПУН, Б.Ф. НОРИК, Л.С. ПРИЙ- МЯГИ, Я.Ю. РЕЙНЕТ, К.Х. СУБИ. Электроаэрозольное устройство для групповой вакцинации против гриппа	147
А.А. АНТОНОВСКИЙ, В.Н. БЛИНОВ. Электрометрический усилитель счетчика аэроионов и электроаэрозолей ..	154
А.Г. МОШКОВ, Д.Г. ГРОСС. Исследование искажений, вводимых измерителями напряженности в измеряемое электростатическое поле	163

SISUKORD

H.KORGE, M.LAAN. Kõrgsageduslahenduse esialgse arengu uurimine faakelsagedustel	3
M.AINTS, K.KUDU, A.HALJASTE. Üheelektroodse kõrgsageduslahenduse ruumilis-ajaline areng	28
M.LAAN. Kõrgepingeliste täisnurksete raadioimpulsside generaator	59
A.A.ŽUKOV, A.I.BESHLEBŌI, S.I.BESHLEBŌI. Suurte kõrgsageduspingete stabiliseerimine	64
H.ROOS, A.HILPUS. Gaaslahendusloenduri kasutamise võimalustest halogeenide väikeste koguste avastamiseks õhus	73
H.TAMMST, A.HILPUS, J.SALM, E.ÜTS. Aeroioonide spektromeeter mõningate õhu lisandite avastamiseks....	84
H.TAMMST. Aeroioonide liikuvusspektrometria teooriast	89
M.FISCHER. Mitmepiirkonnaliste trajektoorspektrometrite teooria põhialused	97
E.SULA. Pideva juurde- ja äravooluga aerosoolsüsteemi koagulatsiooni kineetika	125
M.AROLD, A.MIRME. Fotoelektriline tindalloskoop	132
L.VISNAPUU. Indutseeriva elektroodiga Bergsoni pihusti elektroaerosoolide tekitamiseks inhalatsiooniks	140
L.VISNAPUU, L.GRINŠPUN, B.WORIK, L.PRIIMÄGI, J.REINET K.SUBI. Aerosooliseadeldis grupiviisiliseks gripivastaseks vaksineerimiseks	147
A.ANTONOVSKI, V.BLIŌOV. Aeroioonide ja elektroaerosoolide loenduri elektrometriline võimendi	154
A.G.MOŠKOV, L.G.GROSS. Staatilise elektrivälja tugevuse mõõteseadmete poolt tekitatud väljamoonususte uurimine	163

CONTENTS

H.KORGE and M.LAAN. Investigation of the initial stages of the HF discharge at torch frequencies	3
M.AINTS, K.KUDU, A.HALJASTE. The space-time development of the HF point-discharge.....	28
M.LAAN. A high-voltage square-wave pulse radio-frequency generator	59
A.A.ZHUKOV, A.I.BESKHLEBNY, S.I.BESKHLEBNY. Stabilisation of high HF voltages	64
H.ROOS and A.HILPUS. On the possibility of using a gas discharge counter of ions for the detection of small halogen concentrations in the air	73
H.TAMMET, A.HILPUS, J.SALM and E.ÜTS. An air ion spectrometer for the detection of some air impurities	84
H.TAMMET. On the theory of air ion mobility spectrometry	89
M.FISCHER. Fundamentals of the theory of the aerosol particle multirange trajectory spectrometer	97
E.SULIA. Coagulation kinetics of an aerosol system with a continuous afflux and deflux	125
M.AROLD and A.MIRME. The fotoelectric Tyndal meter	132
L.VISNAPUU. Inducing electrode Bergson Sprayer designed for the production of electroaerosols to be inhaled	140
L.VISNAPUU, L.GRINSHPUN, B.NORIK, L.PRIIMÄGI, J.REINET and K.SUBI. An electroaerosol device for group vaccination against influenza	147
A.ANTONOVSKI and V.BLINOV. An electrometric amplifier of an air ion and electroaerosol counter	154
A.G.MOSHKOV, L.G.GROSS. The study of field distortions due to the instruments measuring the strength of an electrostatic field	163

УДК 537.523.2

ИЗУЧЕНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА НА ФАКЕЛЬНОЙ ЧАСТОТЕ. Корге Х. Й., Лаан М. Р. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 3 - 27.

Описаны результаты изучения начального этапа ВЧ разряда на частоте 7,6 МГц путем фотографирования и измерения токовых импульсов разряда и пространственно-временного распределения излучения. Распределение излучения изучалось сканированием разрядного промежутка с ФЭУ и усреднением сигналов фотоимпульсов со стробоскопическим осциллографом. Выдвинута модель, объясняющая механизм образования и роста проводимости ВЧ разряда на начальных этапах.

Илл. 12. Библ. 32. Рез. эст., англ.

УДК 537.523.2

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАЗВИТИЕ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ВЧ РАЗРЯДА. Айнтс М. Х., Куду К. Ф., Хальясте А. Я. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 28 - 58.

Экспериментально исследовалось возникновение и дальнейшее развитие одноэлектродного ВЧ разряда в атмосферном воздухе в 4-сантиметровом промежутке острже-плоскость на частотах 3,333 МГц и 10 МГц. Разряд возбуждался на острже диаметром 1 мм или 3 мм. В статье представлены кадровые снимки и линейные фоторазвертки свечения разряда, полученные с помощью ЭОП с усилением света. Показано, что интенсивный ВЧ разряд начинается стримером, которому может предшествовать также импульс Тричела. Вследствие интенсивных ионизационных процессов в последующих полупериодах ВЧ напряжения образуется в области ствола первого стримера высокоионизированный плазменный канал, названный в статье основным каналом ВЧ разряда. Характерной чертой основного канала, по сравнению со стримерным каналом, является значительно более длительное свечение каждого его участка в обоих разноименных полупериодах ВЧ напряжения. Стримерная зона, т.е. область, где во время положительных полупериодов наблюдается возникновение каналов типа стримера, смещается с развитием основного канала все глубже в разрядный промежуток. На основе фотографий обсуждается распространение стримерной зоны и процесс перехода стримерных каналов в основные каналы ВЧ разряда.

Илл. 18. Табл. 2. Библ. 12. Рез. эст., англ.

УДК 621.373.421.

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ ГЕНЕРАТОР ПРЯМОУГОЛЬНЫХ РАДИОИМПУЛЬСОВ.

Л а а н М. Р. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 59 - 63 .

Рассматривается формирование высоковольтных прямоугольных радиоимпульсов. Описанная схема позволяет получать радиоимпульсы амплитудой до 10 кВ, с передним фронтом 2-3 периодов ВЧ колебаний, несущая частота до 10 МГц.

Илл. 3. Библ. 4. Рез. вст., англ.

УДК 621.373.4.027.5 - 503.51

621.311.62.027.5

СТАБИЛИЗАЦИЯ БОЛЬШИХ ВЧ НАПРЯЖЕНИЙ. А. А. К у к о в ,

А. И. Б е с х л е б н и й, С. М. Б е с х л е б н и й. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 64-72.

Описывается схема разработанного авторами компенсационного стабилизатора высокочастотного напряжения. Схема работает следующим образом: детектированное ВЧ напряжение сравнивается с напряжением опорного источника. Усиленное напряжение разбаланса управляет реостатными лампами, включенными в цепь питания выходного каскада ВЧ генератора. Приводятся результаты экспериментальной проверки: коэффициент стабилизации $K_{ст.} = 50$ при выходном напряжении 1000 + 6000 В при изменении напряжения сети до $\pm 10\%$.

Илл. 2. Библ. 6. Рез. вст., англ.

УДК 537.523.3

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ПРИМЕНЕНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНОГО СЧЕТЧИКА ИОНОВ ДЛЯ ИНДИКАЦИИ МАЛЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ ПРИМЕСЕЙ ГАЛОИДОВ В ВОЗДУХЕ. Р о о с Х . П . , Х и л п у с А . О . Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 73 - 83.

Исследован стримерный счетчик ионов на смешанном напряжении в качестве индикатора малых концентраций галоидов в воздухе. Авторы стремились найти такой режим работы стримерного счетчика, в котором счетные характеристики стримеров имели бы широкое горизонтальное плато, мало зависящее от изменения параметров окружающей среды, а также определить предельные значения этих параметров, в пределах которых их изменения существенно не влияли бы на работу счетчика при обнаружении примесей галоидов в воздухе.

Выяснено, что при помощи стримерного счетчика в нормальных условиях окружающей среды уверенно регистрируются галоидные примеси в воздухе с относительной концентрацией от 10 мкг/м^3 и больше.

Илл. 9. Библ. 2. Рез. эст., англ.

УДК 551.508.941

СПЕКТРОМЕТР АЭРОИОНОВ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ПРИМЕСЕЙ ВОЗДУХА. Там мет Х.Ф., Хилпус А.О., Сальмди. Э т с Э.Ю. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 84 - 88.

Описан специально созданный спектрометр аэроионов для обнаружения действия некоторых примесей воздуха на спектр подвижности аэроионов. Спектрометр регистрирует спектр подвижности легких отрицательных аэроионов. Работа спектрометра автоматизирована.

Илл. 3. Библ. 4. Рез. эст., англ.

УДК 551.508.941.3
621.317.792

К ТЕОРИИ АСПИРАЦИОННОГО МЕТОДА СПЕКТРОМЕТРИИ ПОДВИЖНОСТЕЙ АЭРОИОНОВ. Т а м м е т Х. Ф. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 89 - 96.

Представлено общее уравнение и выражение аппаратной функции аспирационного спектрометра. Логарифмическим преобразованием это уравнение приводится в разностный вид. Получено выражение фурье-образа аппаратной функции. Анализируется возможность разрешения в спектре деталей разного масштаба аспирационными спектрометрами разной системы.

Илл. 3. Библ. 2. Рез. эст., англ.

УДК 541.182.213.
525.23.
53.088.4

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНОГОПРЕДЕЛЬНЫХ ТРАЕКТОРНЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ. Ф и ш е р М. М. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 97-124.

Применение разных вариантов траекторного метода (метода Милликена, осцилляционного метода, метода Хоппера-Лэби) для определения размера и заряда одиночных аэрозольных частиц давно известно и широко распространено. Следует подчеркнуть, что в большинстве случаев определение размера и заряда отдельных аэрозольных частиц подчиняется необходимости исследовать распределения частиц по размерам и зарядам. При применении траекторного метода в этих целях возникает ряд трудностей, особенно в том случае, когда исследуемый аэрозоль определен в широких пределах размеров и зарядов частиц.

Приведенная в настоящей статье теория траекторных спектрометров представляет научно обоснованную методику статистической обработки данных, полученных в различных пределах регистрации, а также основы конструктивного расчета главных узлов траекторных спектрометров.

Илл. 6. Библ. 9. Рез. эст., англ.

УДК 541.182.2/3

КИНЕТИКА КОАГУЛЯЦИИ В АЭРОЗОЛЬНОЙ СИСТЕМЕ ПРИ ПОСТОЯННОМ ПРИТОКЕ И СТОКЕ ЧАСТИЦ. Сула Э. В. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 125-131.

Приведены гистограммы стационарного спектра частиц, полученные экспериментально, а также теоретически машинным расчетом из уравнения Смолуковского с учетом притока и стока частиц. Получены данные о кинетике среднего радиуса и стандартного отклонения.

Илл. 6. Библ. 8. Рез. зст., англ.

УДК 621.319.7.001

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТИНДАЛЛОСКОП. Арольд М. У., Мирме А. А. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 132-139.

Сконструирован и изготовлен фотоэлектрический тиндаллоскоп для определения среднего размера и ширины функции распределения в области $\mu = 0,2 + 1,2$ мкм.

Принцип работы прибора основан на использовании спектров Тиндаля высших порядков. С помощью двухкоординатного самописца получают отношение индикатрисс рассеянного света ($\tau_1 = 524$ нм и $\tau_2 = 629$ нм), откуда определяют вышеотмеченные параметры.

Илл. 5. Библ. 1. Рез. зст., англ.

УДК 614.48
541.18.053

РАСПЫЛИТЕЛЬ С СОСЛАМИ БЕРГСОНА И ИНДУЦИРУЮЩИМ ЭЛЕКТРОДОМ ДЛ Я СОЗДАНИЯ ИНГАЛЯЦИОННЫХ ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЕЙ. В и с н а - п у у Л. Ю. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 140-146.

Экспериментально исследованы основные характеристики распылителя с сослами Бергсона, снабженного изолированным от сосла индуцирующим электродом, при сепарации крупных капель распыла. Эти характеристики сопоставлены с соответствующими характеристиками того же распылителя без сепарации крупных капель. Рассмотрены зависимости расхода жидкости, тока конвекции от давления сжатого воздуха, питающего распылитель, и от расхода добавочного воздуха, проходящего через сепарационную камеру. Приведены графики изменения полярных объемных плотностей заряда получаемых аэрозолей в зависимости от напряжения индуцирующего электрода, а также результаты измерения частных плотностей заряда частиц по отдельным промежуткам подвижностей.

Илл. 3. Табл. 1. Библ. 5. Рез. эст., англ.

УДК 616.921.5-022.6 : 576.3
667.644.3

ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО ДЛ Я ГРУППОВОЙ ВАКЦИНАЦИИ ПРОТИВ ГРИППА. В и с н а п у у Л. Ю., Г р и н ш п у н д. Е., Н о р и к Б. Ф., П р и й м я г и Л. С., Р е й н е т Я. Ю., С у б и К. Х. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 147-153.

Описано устройство для групповой аэрогенной вакцинации, состоящее из пневматического распылителя с индуцирующим электродом и сепарационной камеры, снабженной 8-ю ингаляционными трубками. Эффективность применения устройства изучена на молодых людях, находившихся в сходных условиях труда и быта и имевших низкий уровень антител к гриппу. Каждый вакцинируемый получал однократно в течение 2 мин по 0,2 мл вакцины в виде отрицательно заряженного аэрозоля. Вакцинация вызвала статистически достоверный прирост титров антител к гриппу и появление интерферона в сыворотке крови. Отмечено снижение заболеваемости гриппом и острыми респираторными инфекциями в период эпидемии 1974-1975 г. в 1,9 раза среди привитых по сравнению с непривитыми.

Илл. 1. Библ. 3. Рез. эст., англ.

УДК 621.717.715
621.382

ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ СЧЕТЧИКА АЭРОИОНОВ И ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЕЙ. Антоновский А. А., Блинов В. Н. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 154-161.

Описан электрометрический усилитель с непосредственными связями, применяемый в дифференциальном цифровом электрометре счетчика аэроионов и электроаэрозолей, в котором используется измерительный конденсатор типа Ниянитова. Приведена электрическая схема описанного усилителя, имеющего чувствительность по току $3 \cdot 10^{-16}$ А при быстродействии порядка 2 с на уровне $0,9$ и временной дрейф нулевого уровня по току не более $2 \cdot 10^{-15}$ А за 8 час. Усилитель обеспечивает в нормальных условиях измерение тока в диапазоне $10^{-15} + 10^{-8}$ А с погрешностью, не превышающей 3%.

Илл. 2. Библ. 16. Рез. зст., англ.

УДК 537.212
53.08

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКАЖЕНИЙ, ВВОДИМЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫМИ НАПРЯЖЕННОСТИ В ИЗМЕРЯЕМОЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ. Мошков А. Г., Гросс Д. Г. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 409, Тарту, 1977, с. 163-169

В работе исследовано искажающее действие динамических измерителей напряженности электростатического поля на измеряемое поле. Выявлена зависимость величины коэффициента искажения от расстояния между источником и измерительным прибором при различных формах и размерах источника поля. Показано, что при измерениях необходимо учитывать различный характер измерения коэффициента искажения для изолированного и заземленного прибора.

Илл. 4. Библ. 5. Рез. зст., англ.

Ученые записки Тартуского государственного университета. Выпуск 409. ИОНИЗАЦИЯ, АЭРОЗОЛИ, ЭЛЕКТРОМЕТРИЯ УЩ. На русском языке. Резюме на английском и эстонском языках. Тартуский государственный университет. ЭССР, г. Тарту, ул. Кликсооли, 18. Ответственный редактор М. Лаан. Корректор Л. Аболдуева. Сдано в печать 22/ХП 1976. Бумага печатная 30x45 1/4. Печ. листов 11,75. Учетно-изд. листов 10,0. Тираж 500. МВ 07709. Типография ТГУ, ЭССР, г.Тарту, ул.Пялсона, 14. Зак. № 1471. Цена 1 руб.