

Per. A-1169
-443



TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI

TOIMETISED

УЧЕННЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS

443

ПРОЦЕССЫ И ПРИБОРЫ

ИОНИЗАЦИЯ, АЭРОЗОЛИ, ЭЛЕКТРОМЕТРИЯ

IX

Реч А-164
-443

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS
ALUSTATUD 1893.a. VIHİK 443 ВЫПУСК ОСНОВАНЫ В 1893.г.

ПРОЦЕССЫ И ПРИБОРЫ

ИОНИЗАЦИЯ, АЭРОЗОЛИ, ЭЛЕКТРОМЕТРИЯ

IX

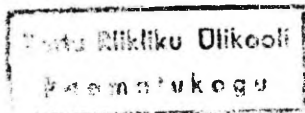
ТАРТУ 1977

Редколлегия: К. Куду, Я. Рейнет, О. Сакс

Ответственный редактор: А. Хальясте

Ученые записки Тартуского государственного университета.
Выпуск 443. ИОНИЗАЦИЯ, АЭРОЗОЛИ, ЭЛЕКТРОМЕТРИЯ IX. Про-
цессы и приборы. На русском языке. Резюме на английском
языке. Тартуский государственный университет. ЭССР, г.
Тарту, ул. Кликкооли, 18. Ответственный редактор А.Халья-
сте. Корректоры Л.Аболдуева, Л.Кивимяги. Сдано в печать
09.12.77. Бумага печатная 30x45 1/4. Печ. листов 11,0.
Учетно-изд. листов 9,0. Тираж 500. МВ 07360. Типография
ТГУ, ЭССР, г. Тарту, ул. Пялсони, 14. Зак. № 1554.
Цена 1 руб. 40 коп.

2 - 3



ИССЛЕДОВАНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПЕРВИЧНЫЙ - ВТОРИЧНЫЙ СТРИМЕР В ВОЗДУХЕ

М.Х. Айтс, К.Ф. Куду, А.Я. Хальясте

Известно, что в промежутке острие-плоскость при положительном потенциале на острие вслед за первичным стримером распространяется вторая светящаяся зона, исходящая от острия. Ее развитие в сантиметровых промежутках впервые было исследовано Хадсоном [1]. Это вторичное явление в случае коротких промежутков Хадсон и Леб [1, 2] называли "вторичным стримером" или "вторичной волной ионизации", а в случае умеренно длинных промежутков Крицингер [3] использовал термин "лидер", как и более ранние исследователи длинной искры. Даусон [4] утверждает, что вторичный стример Хадсона и лидер Крицингера, хотя и наблюдаемые при сильно различных экспериментальных условиях, - сходные явления.

Обычно возникновение вторичного стримера в коротких промежутках связывают с моментом прибытия первичного стримера на противоположный электрод [1, 2]. В длинных промежутках первые стримеры не способны пересечь весь промежуток. Полагают, что развитие лидера становится возможным тогда, когда прианодный участок стримерного канала разогрет током стримера до температур, достаточных для термоионизации [5]. Следовательно и в данном случае лидер появляется с некоторой задержкой.

В то же время имеются экспериментальные данные, которые противоречат изложенному. Даусон заметил, что если наблюдать достаточно близкое к аноду пространство, то всегда можно обнаружить полную последовательность первичного и вторичного стримера, независимо от длины промежутка и от того, достигает первичный стример катода или нет [4]. По его мнению, наличие вторичного стримера является неотъемлемым свойством каждого стримера, даже при отсутствии катодных эффектов.

Марод, детально исследовавший все стадии перехода первичного стримера в дугу в условиях следования всех стримеров по одному и тому же треку, говорит о появлении вторичного стримера в момент, когда первичный достигает катода [6]. Тем не менее, судя по некоторым фоторазверткам, представленным им в [7], рост вторичного стримера начинается раньше и лишь заметно ускоряется после преодоления промежутка первичным стримером.

Икута и др. [8] исследовали методом Хадсона распространение предпробойных стримеров в смеси азота и кислорода при разных соотношениях компонентов. Их результаты показывают, что вторичный стример появляется немедленно за первичным. Аналогичные результаты были получены также при регистрации излучения второй положительной системы молекулы N_2 и первой отрицательной системы иона N_2^+ в отдельности [9].

Богданова и Певчев исследовали развитие стримера приблизительно в том же режиме, что и Марод, но в более длинных промежутках (до 0,5 м). Было найдено, что первичный и вторичный стримеры возникают "почти одновременно" [10].

Песавенто, исследуя пробой промежутка длиной 1,5 м при форме импульса напряжения 8/2000 мкс и I20/2000 мкс, установил, что развитие лидера с анода начинается одновременно с возникновением первого стримера, что исключает роль термической ионизации [11].

Если учесть, что еще не существует удовлетворительной и общепризнанной модели возникновения и распространения вторичного стримера, а также лидера в его начальной фазе, то представляется полезным дальнейшее уточнение некоторых деталей этих процессов. Ниже будут представлены результаты, полученные при регистрации излучения стримера с помощью электронно-оптического преобразователя (ЭОП) и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) в сантиметровых промежутках. Отметим, что хотя термин "вторичный стример" не является удачным, мы придерживаемся его как уже установившегося понятия.

Описание эксперимента

Стримеры исследовались в разрядных промежутках (РП) острие-плоскость следующих модификаций:

РП1: Острие - вольфрамовая проволока диаметром 2 мм, вершина которой заточена конусообразно. Угол заточки 34° .

Длина промежутка I,9 см.

РП2: Шар диаметром 6 мм и высывающаяся из него на 0,4 мм платиновая проволока диаметром 1 мм с полусферически обработанным концом образуют острие. Длина промежутка 4 см.

РП3: Острие - платиновая проволока диаметром 3 мм с полусферически обработанным концом. Длина промежутка 4 см.

Плоскостный электрод во всех случаях один и тот же - диск из нержавеющей стали диаметром 16 см.

Во всех экспериментах постоянное положительное относительно земли напряжение от стабилизированного источника было подведено к острию. Подключением к острию накопительных конденсаторов обеспечивалось постоянство потенциала на острие во время развития разрядных импульсов. При работе с РП1 плоскость была заземлена. В случае РП2 и РП3 для обеспечения необходимой синхронизации измерительной аппаратуры с разрядными импульсами на плоскость подавалось отрицательное относительно земли импульсное напряжение вдобавок к положительному потенциалу на острие.

Время нарастания импульса ~ 50 нс, спад экспоненциальный с постоянной времени $\sim 10^{-3}$ с.

Эксперименты проводились в лабораторном воздухе при атмосферных условиях. Режимы по напряжению, в которых исследовался разряд, даны в табл. I.

Таблица I

Разрядный промежуток	Постоянное напряжение на острие U_0 , кВ	Импульсное напряжение на плоскости $U_{пл}$, кВ	Порог стримеров при постоянном напряжении на острие $U_{стр}$, кВ
РП1	16,0	-	4,1
РП2	17,0	8,0	17,7
РП3	11,0	5,0	13,6

Промежутки РП2 и РП3 облучались β -активным источником для стабилизации времени запаздывания разряда относительно момента приложения импульса напряжения.

Частота следования разрядных импульсов в РП1 определялась параметрами самого разрядного канала и составляла ~ 7 кГц. В случае РП2 и РП3 стримеры инициировались импуль-

сами напряжения частотой следования не более 1 Гц.

Фоторазвертка разряда осуществлялась с помощью ЭОП типа УМИ-93. Когда наблюдение велось по всей длине промежутка, использовался объектив P02-2M (фокусное расстояние 75 мм, светосила 1:2, расстояние до объекта 30 см). Для получения большего увеличения при исследовании прианодных процессов использовался проекционный объектив "Visionar" (фокусное расстояние 130 мм, светосила 1:1,9, расстояние от объекта до главной плоскости объектива 19 см). Изображение с экрана ЭОП регистрировалось на пленку "Изопанхром Т-24".

С помощью ФЭУ-36, оснащенного объективом "Visionar" и горизонтальной щелью, можно было регистрировать фотоимпульс, соответствующий световому излучению разряда в любом тонком слое, перпендикулярном оси промежутка. Выходной импульс ФЭУ усиливался широполосным усилителем УЗ-5А и подавался на сигнальные пластины осциллографа ДЭСО-1.

Результаты эксперимента

РП. В стационарном режиме первичные стримеры не разветвляются и распространяются по оси промежутка до катода (рис. 1). За первичным стримером распространяется вторичный, исходящий также с острия (рис. 2). Хотя первичный стример достигает катода, а вторичный проходит одну треть промежутка, однако пробоя не следует. Подобное поведение разряда наблюдалось ранее неоднократно [2] и объясняется быстрым прилипанием электронов в канале к молекулам кислорода [6, 7].

Рост вторичного стримера начинается одновременно с первичным и происходит сначала приблизительно с постоянной скоростью. Затем скорость резко увеличивается, достигая максимума примерно через 40 нс после начала развития стримера. При достижении вторичным стримером максимальной скорости распространения ЭОП регистрирует впереди его яркого фронта на протяжении примерно трех миллиметров очень слабое свечение. С появлением этого свечения начинается убывание скорости распространения яркого фронта, а сам фронт становится размазанным в пространстве.

Вымирание вторичного стримера не происходит равномерно на протяжении всей его длины. Дольше и интенсивнее светится фронтальный участок вторичного стримера.

После достижения первичным стримером плоскости, на ней формируется катодное пятно. На фоторазвертках яркость катодного пятна уступает яркости вторичного стримера и на уровне регистрации его свечение исчезает раньше чем свечение вторичного стримера.

На рис. 3 представлена более быстрая фоторазвертка при том же увеличении. Видно, что первичный стример преодолевает промежуток почти с неизменной скоростью за исключением, возможно, прианодной и прикатодной областей.

Рис. 4, полученный при той же скорости развертки, но с большим геометрическим увеличением, показывает, что при максимальной скорости распространения вторичного стримера максимальна и его яркость.

На рис. 3 и 4 экспозиция кончается раньше, чем завершается развитие вторичного стримера.

Рис. 2. В данном случае первичный стример сильно разветвлен, причем часть его ветвей достигает катода, образуя там яркие катодные пятна (рис. 5 и 6). Самые быстрые ветви затрачивают на пересечение промежутка примерно $110+120$ нс.

Развертка на рис. 7, полученная при большем увеличении, показывает развитие вторичного стримера, длительность которого ~ 400 нс. Видно, что яркость вдоль вторичного стримера неоднородна, особенно в финальной стадии его развития. В окрестности некоторых точек наблюдается более интенсивное свечение. При этом все такого рода зоны со временем удаляются от острия.

По более быстрой фоторазвертке (рис. 8) можно заключить, что рост вторичного стримера начинается одновременно с первичным. Так как свечения первичного и вторичного стримера в начальной фазе на фоторазвертках перекрываются, мы не можем четко описать развитие вторичного стримера в этой стадии.

Примечательно еще то, что примерно через $10+20$ нс после возникновения вторичного стримера около острия образуется участок с пониженной интенсивностью свечения, который имеет четкую границу с остальной частью вторичного стримера. Эта граница со временем удаляется от острия.

Рис. 3. И статический снимок (рис. 9), и медленная фоторазвертка (рис. 10) показывают, что стримеры не достигают катода. Развитие вторичного стримера (рис. 11 и 12) в общих



Рис. 1. Статический снимок стримера в РПИ.

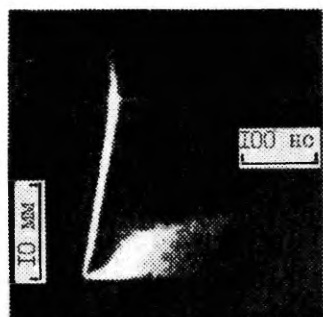


Рис. 2. Фоторазвертка стримера в РПИ.



Рис. 3. Фоторазвертка стримера в РПИ.



Рис. 4. Фоторазвертка прианодного участка стримера в РПИ.

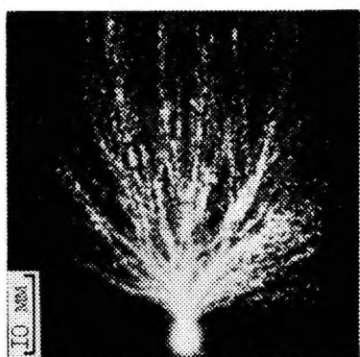


Рис. 5. Статический снимок стримера в РПЗ.

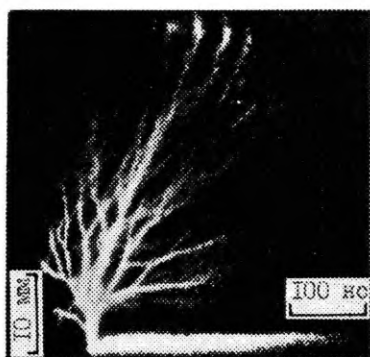


Рис. 6. Фоторазвертка стримера в РПЗ.



Рис. 7. Фоторазвертка прианодного участка стримера в РПЗ.

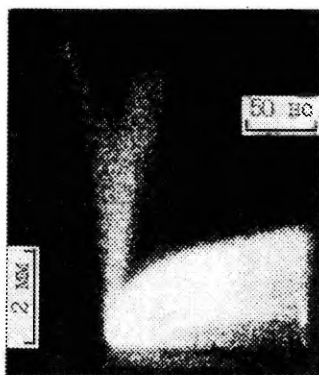


Рис. 8. Фоторазвертка прианодного участка стримера в РПЗ.

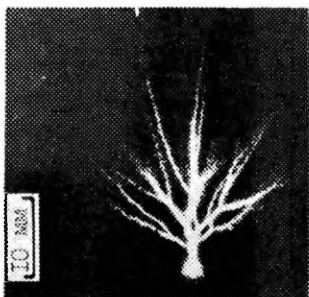


Рис. 9. Статический снимок стримера в РПЗ.

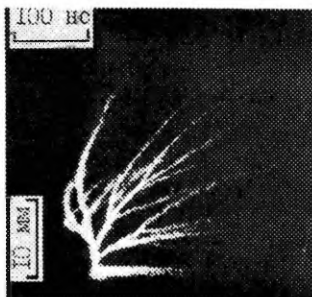


Рис. 10. Фоторазвертка стримера в РПЗ.

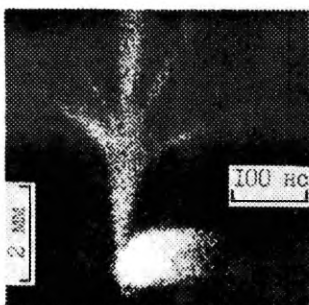


Рис. 11. Фоторазвертка прианодного участка стримера в РПЗ.

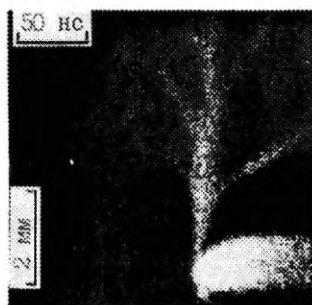


Рис. 12. Фоторазвертка прианодного участка стримера в РПЗ.



Рис. 13. Статический снимок прианодного участка канала предначального стримера в РПЗ. $U_m = 14,0$ кВ.

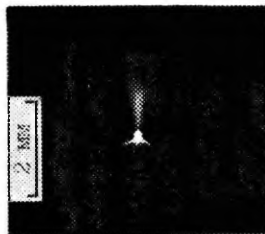


Рис. 14. Интегральный снимок предначальных стримеров, развивающихся в 4-х сантиметровой промежутке с острия диаметром 1 мм. $U_m = 7,6$ кВ. Наложено $6 \cdot 10^4$ изображений.

чертах такое же, как и в РП2.

Определить действительную скорость распространения ветвей первичного стримера по фоторазверткам, приведенным, например, на рис. 6 и 10, не представляется возможным, так как ветви стримера распространяются под разными углами относительно временной оси развертки. Поэтому подобные, но более быстрые фоторазвертки в случае РП2 и РП3 обрабатывались лишь для определения направленного по оси разрядного промежутка компонента скорости. При этом учитывалось то обстоятельство, что стримеры возникали в разные моменты времени относительно начала электронно-оптической развертки и их развитие не завершалось к концу экспозиции. По фоторазверткам были измерены: время t , в течение которого развивающийся стример экспонировался, и расстояние x от острия до точки проекции наиболее удаленной стримерной головки на ось промежутка. По этим данным были построены графики $x = x(t)$. Оснаправленный компонент скорости перемещения стримерной головки был определен графическим дифференцированием полученных кривых. Результаты представлены на рис. 15 в виде зависимости $v_n = v(x)$.

Скорость распространения первичного стримера в РП1 определялась непосредственно по углу наклона следа на фоторазвертках и оказалась равной $5,6 \cdot 10^7$ см/с (прямая 1). Кривые 2 и 3 соответствуют скоростям в РП2 и РП3. В РП2 в интервале $1 \text{ см} < x < 2 \text{ см}$ скорость стримера уменьшается почти линейно с ростом x . Далее темп уменьшения скорости замедляется, а вблизи плоскости скорость растет. Из-за отсутствия надежных данных при $x < 1 \text{ см}$ и $x > 3 \text{ см}$ значения скорости на этих участках не указаны. В РП3 скорость является линейно убывающей функцией от x , т.е. во времени происходит спад скорости экспоненциально с постоянной времени $\tau = 77 \text{ нс}$.

Скорость распространения вторичного стримера определялась по фоторазверткам путем графического дифференцирования. Полученные зависимости $v_s = v(x)$ приведены на рис. 16. При определении скорости в РП1 игнорировалось появление слабого свечения впереди яркого фронта и распространение вторичного стримера отождествлялось с распространением этого фронта.

Влияние катода на скорость распространения вторичного

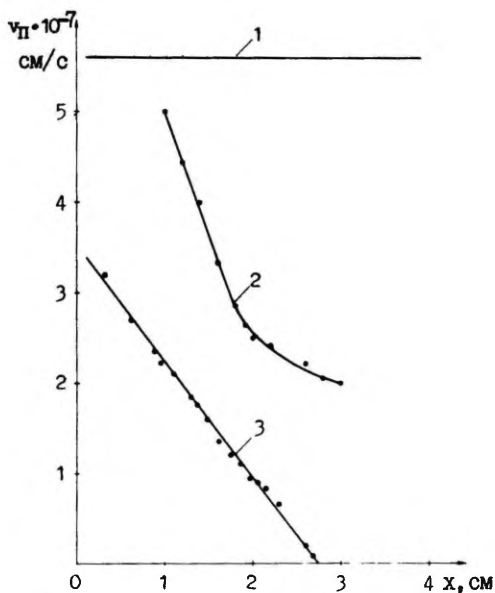


Рис. 15. Зависимость скорости распространения первичного стримера от расстояния, проходимого стримером по осевому направлению в различных промежутках. I - РП1; 2 - РП2; 3 - РП3.

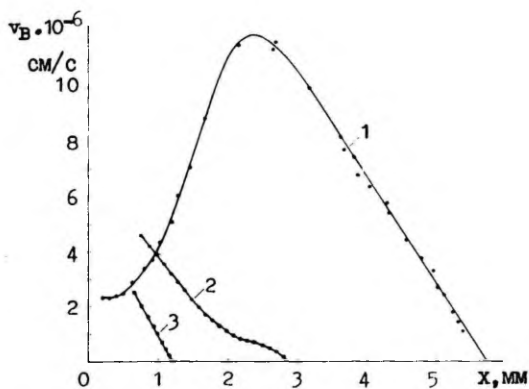


Рис. 16. Зависимость скорости распространения вторичного стримера от расстояния, проходимого им в различных промежутках. I - РП1; 2 - РП2; 3 - РП3.

стримера сильнее всего сказывается в случае РП1, где график имеет резко выраженный максимум (кривая 1). В РП2 катодные эффекты не так сильны, но, видимо, благодаря им замедляется убывание скорости вторичного стримера (кривая 2). В случае РП3 (кривая 3) катодные эффекты отсутствуют и измеренная скорость вторичного стримера уменьшается линейно с ростом x или, иначе выражаясь, экспоненциально во времени.

Вышеизложенные результаты получены либо при сильно перенапряженном промежутке (РП1), либо при комбинированных напряжениях (РП2, РП3). Возможности электронно-оптической регистрации с высоким временным разрешением развития предначальных стримеров при постоянном напряжении ограничены трудностями синхронизации. В этом отношении значительно проще осциллографировать фототок разряда при сканировании излучения стримера вдоль оси промежутка с помощью ФЭУ с горизонтальной щелью. На рис. 17 приведена серия осциллограмм, описывающая эволюцию фотоимпульса при перемещении щели от острия к плоскости в РП1. Ширина щели составляла 0,1 мм. Усиление регистрирующей аппаратуры одинаково для всех осциллограмм. Прочие условия эксперимента те же, что и в случае исследований с помощью ЭОП.

Рис. 17 показывает, как наблюдаемый непосредственно у вершины острия одиночный фотоимпульс при перемещении точки наблюдения в сторону катода раздваивается на два импульса, временной интервал между которыми постепенно увеличивается. Эти два импульса вызваны излучением первичного и вторичного стримеров и их легко привести в соответствие с картиной, наблюдаемой на электронно-оптических фоторазвертках (рис. 2+4). Амплитуда вторичного импульса растет примерно до расстояния $x = 1$ мм, затем начинает уменьшаться. При большем усилении вторичный импульс является регистрируемым еще на расстоянии $x = 6$ мм. В пределах произведенного сканирования амплитуда первичного импульса монотонно растет. Импульс при $x = 0$ можно отнести к вторичному импульсу как по длительности, так и по положению его начальной точки на развертке. Более того, при большем усилении на фронте часто наблюдается небольшая ступенька этого импульса. Зачатки ступеньки хотя и плохо, но все же различимы на рис. 17. Образование ступеньки можно рассматривать как следствие

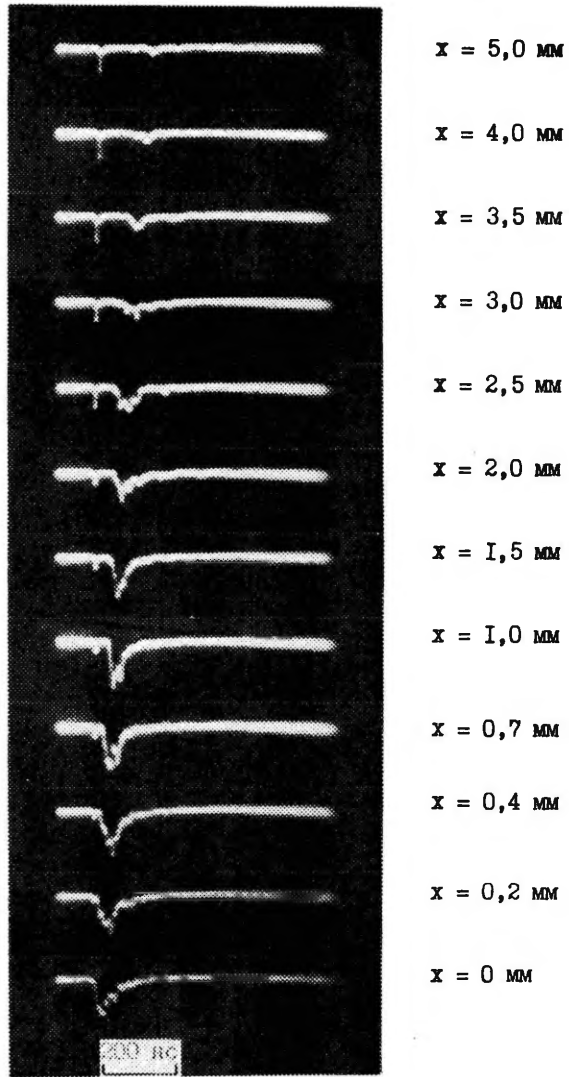


Рис. 17. Изменение формы фотоимпульса, наблюдаемое при сканировании излучения стримера в РПИ.
 $U_0 = 16,0$ кВ. Ширина щели 0,1 мм.

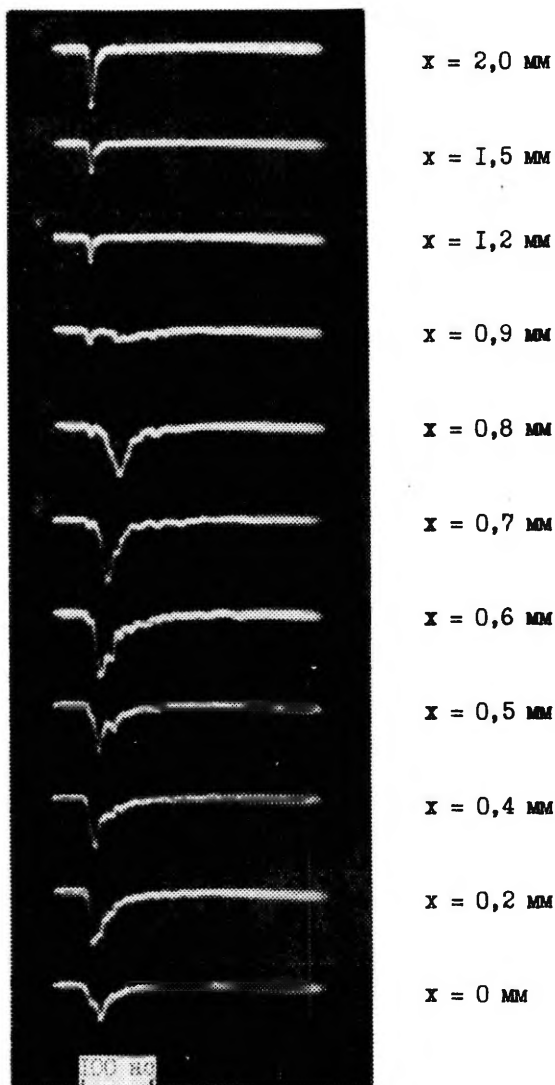


Рис. 18. Изменение формы фотоимпульса, регистрируемое при сканировании излучения предначального стримера в РПЗ. $U_0 = 14,0$ кВ. Ширина щели 0,1 мм. Осциллограммы при $x \leq 0,5$ мм получены на 5 дБ меньшем усилении, чем остальные.

быстрого перерастания первичного импульса во вторичный.

Перейдем теперь к исследованию предначального стримера в РПЗ. Приложенное к промежутку постоянное напряжение составляло 14,0 кВ. Результаты сканирования прианодной области стримера представлены на рис. 18. Ширина щели была 0,1 мм. Первые четыре осциллограммы при $x \leq 0,5$ мм получены при усилении на 5 дБ меньшем, чем все последующие.

Разделение фотопульса на первичный и вторичный начинается с расстояния $x = 0,5$ мм, где на переднем фронте образуется ступенька. Значительно лучше она вырисовывается на осциллограммах при $x = 0,6$ мм, и — начиная с $x = 0,7$ мм — наблюдаются уже два импульса. Затем амплитуда вторичного импульса быстро убывает до нуля, а амплитуда первичного импульса продолжает расти. Следовательно, можно утверждать, что вторичный стример является характерной составной частью также для предначального стримера короны постоянного тока. При этом на полученных осциллограммах вторичный стример не отличим от первичного вблизи острия, что имело место также на фоторазвертках в случае комбинированного напряжения.

Таким образом результаты сканирования еще раз подтверждают, что выделяющийся на статических снимках предпробойных стримеров в РП (рис. 1) и предначальных стримеров в РПЗ (рис. 13) более яркий прианодный участок канала является областью развития вторичного стримера.

Обсуждение

Основываясь на результатах данной работы и на результатах некоторых упомянутых во введении более ранних работ, можно сказать, что в промежутках острие-плоскость разной конфигурации вторичный стример следует за первичным даже при отсутствии катодных эффектов. Более того, рост вторичного стримера начинается одновременно с первичным, однако скорость его распространения, грубо говоря, на порядок величины меньше. От наличия и интенсивности катодных эффектов зависит лишь характер изменения скорости вторичного стримера во времени.

Наиболее основательные выводы о механизме распространения вторичного стримера получены из экспериментов с применением спектральной техники [6, 9]. Из этих работ следует,

что вторичный стример не является зоной интенсивной ионизации, как сначала предполагали Леб, Хадсон и др. Сам вторичный стример не создает сильного локального поля, как это имеет место в ходе развития первичного стримера. Его развитие поддерживается существующим полем и обильной подпиткой электронами из канала (каналов) первичного стримера. На существенную роль электронной подпитки указывают также эксперименты в смеси азота и кислорода при изменении доли кислорода в смеси [8]. Изменение пространственной структуры свечения вторичного стримера во времени, по нашему мнению, все же свидетельствует о том, что процессы ионизации, хотя и слабы, но зато локально более длительны, по сравнению с ними в первичном стримере. Они могут вызывать в итоге заметный прирост и перераспределение объемного заряда, а, следовательно, и поля в пределах вторичного стримера.

Дискуссионным можно считать вопрос о том, присущ ли вторичный стример каждому стримеру независимо от его мощности, что вытекает из утверждения Даусона [4]. В связи с этим полезно еще раз обратиться к статическим снимкам разряда в 4-х сантиметровых промежутках. Сравним прианодные участки разрядных каналов на рис. I3 и I4. Приведенный на рис. I4 снимок получен без усиления света наложением друг на друга примерно $6 \cdot 10^4$ изображений предначальных стримеров, развивающихся с острия диаметром 1 мм. Сразу бросается в глаза схожесть распределения интенсивности свечения в околоостриевой области на обоих снимках. Поскольку для стримера на рис. I3 было показано, что яркий прианодный участок на статическом снимке образуется благодаря распространению вторичного стримера, то можно ожидать такого же результата и в случае острия с одномиллиметровым диаметром. Тем не менее, по фоторазверткам и осциллограммам фотоимпульсов нам не удалось различить вторичный и первичный стример. Яркому прианодному участку на рис. I4 соответствовало характерное вторичному стримеру длительное свечение, но сколь-нибудь продолжительного продвижения этой зоны в пространство не наблюдалось. Это может быть обусловлено, во-первых, недостаточной пространственно-временной разрешающей способностью регистрирующей аппаратуры и, во-вторых, тем обстоятельством, что в начальной стадии развития свечения первичного и вто-

ричного стримера сливаются. Графики в работе [8] также показывают, что с уменьшением приложенного внешнего поля происходит плавное уменьшение интенсивности свечения и максимального расстояния распространения вторичного стримера.

Исходя из предположения, что продвижение вторичного стримера определено в первую очередь дрейфом электронов и вытекающим из этого перераспределением электрического поля в оставленном первичном стримером канале, на наш взгляд, нет основания полагать, что регистрируемый рост вторичного стримера во времени и в пространстве связан с развязыванием какого-то качественно нового процесса в разряде. Более естественно предположить, что с ростом мощности стримера происходит также плавный рост интенсивности ответственных за развитие вторичного стримера процессов до уровня, достаточного для четкой регистрации пространственно-временного развития вторичного стримера с помощью имеющейся аппаратуры.

Обратим еще внимание на конусообразный внешний вид ветвей первичного стримера на рис. 7, 8, II и I2. Особенно конусообразность выражена в области сильного внешнего поля на отрезке канала до первых разветвлений, но она заметна также у последующих ветвей. Причины расширения необходимо искать в закономерностях формирования зоны ионизации впереди головки стримера. Как известно, обычно стример рассматривается как последовательный ряд большого числа воспроизводимых путем фотоионизации электронных лавин, сдвинутых относительно друг друга в пространстве и времени. В этой формулировке имеется в виду сдвиг лавин вдоль оси канала. Из зарегистрированной в настоящей работе формы канала можно заключить, что существует также радиальный сдвиг лавин, который, наряду с диффузией электронов, приводит к расширению головки стримера в ходе ее перемещения. Головка стримера, видимо, не представляет собой положительно заряженную сферу, как предполагали Даусон и Винн [12], а скорее всего положительно заряженный осесимметричный поверхностный слой конечной толщины.

Что же касается длинных воздушных промежутков, то есть все основания полагать, что развитие лидера начинается со вторичного стримера, аналогичного наблюдаемому в коротких промежутках. отождествить же эти два понятия, как это иногда делалось раньше, по-видимому нельзя, если понятие

"лидер" присвоить лишь термоионизованному каналу.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.И. Жаворонкову за помощь при конструировании электронно-оптической фотоприставки к осциллографу.

Л и т е р а т у р а

1. Hudson, G.G., Loeb, L.B. Streamer mechanism and main stroke in the filamentary spark breakdown in air as revealed by photomultipliers and fast oscilloscopic techniques. - Phys. Rev., 1961, v. 123, N 1, p.29-43.
2. Loeb, L.B. Electrical coronas. Berkeley and Los Angeles, 1965.
3. Kritzinger, J.J. The relation between impulse corona and breakdown. - Proc. 6th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Paris, 1963, p.295-298.
4. Dawson, G.A. Temporal growth of suppressed corona streamers in atmospheric air. - J. Appl. Phys., 1965, v. 36, N 11, p.3391-3395.
5. Александров Г.Н. О механизме перехода коронного разряда в искровой в длинных воздушных промежутках. - Журн.техн. физ., 1965, т. 35, вып. 7, с. 1225-1229.
6. Marode, E. The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. I. Experimental: Nature of the streamer track. - J. Appl. Phys., 1975, v. 46, N 5, p. 2005-2015.
7. Marode, E. La formation de l'arc entre une pointe positive et un plan. Propositions données. Thèses. Université de Paris-Sud, 1972.
8. Ikuta, N., Ushita, T., Ishiguro, Y. Positive streamer corona and its propagation mechanism. - J. Inst. Elect. Eng. Jap., 1970, v.90, N 9, p.1816-1824.
9. Ikuta, N., Kondo, K. A spectroscopic study of positive and negative coronas in N_2-O_2 mixture. Proc. 4th Int. Conf. Gas Discharges, Swansea, 1976, p.227-230.
10. Богданова Н.Б., Певчев Б.Г. Электрофизические свойства факельного разряда при постоянном напряжении. - Журн. техн.физ., 1975, т.65, вып. 1, с. 97-104.

11. Pesavento, G. Corona development in low-divergency fields. - Proc. 4th Int. Conf. Gas Discharges, Swansea, 1976, p. 253-256.
12. Dawson, G.A., Winn, W.P. A model for streamer propagation. - Z. Phys., 1965, Bd 183, H. 2, S. 159-171.

INVESTIGATION OF THE PRIMARY-SECONDARY STREAMER SEQUENCE IN THE AIR

M. Aints, K. Kudu and A. Haljaste

Summary

The development of a streamer is investigated in short point-to-plane discharge gaps in three modifications. Particular attention is paid to the relation between two phases of streamer development, i.e. between a primary and a secondary streamer. The radiation of the streamer is recorded by means of an image converter-intensifier camera and a photomultiplier. It is shown that the rise of a primary and of a secondary streamer proceeds always simultaneously, irrespective of the presence or absence of cathode processes. The change in the propagation speed of the primary and the secondary streamer as they move away from the point is presented in graphic form for all the gaps studied. The shape of the primary discharge channel in the region of a strong external electric field and the propagation mechanism of the secondary streamer are briefly discussed.

НАБЛЮДЕНИЯ ЗА ВОЗНИКНОВЕНИЕМ И РАЗВИТИЕМ СВЕТОВЫХ
И ТОКОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ВЧ КОРОНЫ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ
0,15 - 1,5 МГц

М.Х. Айтс, С.И. Бесхлебный, К.Ф. Куду

Особый интерес при исследовании формирования одноэлектродного ВЧ разряда в коротких разрядных промежутках в воздухе представляет диапазон частот от нескольких мегагерц до нескольких десятков мегагерц [1-7]. Этот интерес вызван тем, что на этих частотах наблюдается сильное снижение напряжения возникновения разряда и его переход из одной установившейся формы в другую.

Одноэлектродный разряд на частотах несколько ниже указанного диапазона исследован в меньшей степени, хотя некоторые особенности выяснены [8-11], в том числе начало процесса понижения порогового напряжения ВЧ короны относительно порога короны постоянного напряжения [12]. Настоящее исследование является продолжением этих работ с целью выяснения особенностей возникновения одноэлектродного ВЧ разряда в лабораторном воздухе в диапазоне частот 0,15 - 1,5 МГц.

Экспериментальная установка и методика измерения

Установка состояла из разрядного промежутка ПП, генератора высокой частоты ГВЧ, источников питания и цепей управления, и также коммутации (рис. 1).

Использовался разрядный промежуток острие-плоскость. Острие представляло собой платиновую проволочку диаметром 1 мм с полусферически обработанным концом. Плоскостью служил латунный диск диаметром 150 мм, расположенный на расстоянии 40 мм от вершины острия. Пороговое напряжение для стримеров положительной короны лежало в интервале 7,8 - 8,1 кВ, для импульсов Тричела отрицательной короны 8,1 - 8,4 кВ.

ВЧ напряжение подавалось на острие от генератора ГВЧ, собранного на лампе ГУ-13 по схеме с внешним возбуждением [12].

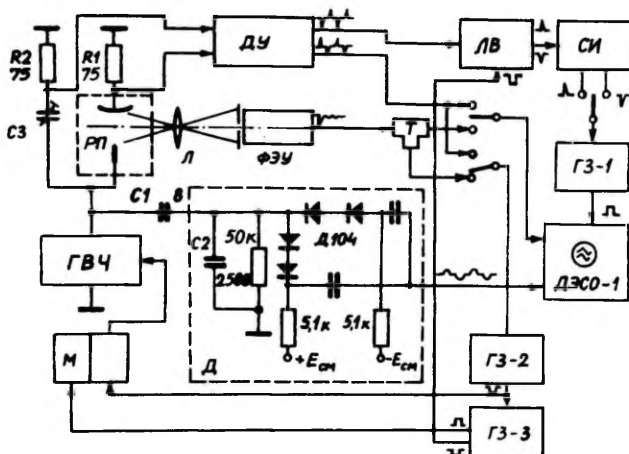


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

Генератор работал на фиксированных частотах 0,17; 0,74; 1,46 МГц. Импульсный модулятор М, для управления ВЧ напряжением генератора, был собран на лампах 6П3С и представлял собой триггер с двумя устойчивыми состояниями. Время нарастания импульса ВЧ напряжения на острие до уровня 0,9 от своего максимального значения равнялось примерно 400 мкс.

Световые вспышки разряда наблюдались с помощью фотоумножителя ФЭУ-30 через оптическую систему, которая состояла из двояковыпуклой стеклянной линзы Л с фокусным расстоянием 95 мм и относительным отверстием 1:2,1. На фотокатод проектировался участок разрядного промежутка в виде полукруга радиусом 7,5 мм с центром в вершине острия.

Сигнал в ФЭУ, через коаксиальный кабель с волновым сопротивлением 75 Ом, подавался с помощью разветвителя Т на вход двухлучевого осциллографа ДЭСО-1, с полосой пропускания 60 МГц, и в цепь управления модулятором М. Эта цепь состояла из двух генераторов задержки ГЗ-2 и ГЗ-3. Первый фотоимпульс ВЧ разряда запускал генератор задержки ГЗ-2, который, спустя заданный промежуток времени $\tau_{раз}$, возвращал триггер модулятора в начальное состояние, снимая этим напряжение с острия. Одновременно со снятием ВЧ напряжения запус-

кался генератор задержки ГЗ-3, который переключал триггер модулятора, снова подавая ВЧ напряжение на острие. Время задержки этого генератора определяло частоту следования ВЧ разряда и ступенчато регулировалось в пределах от 0,3 до 3 с.

На второй вход осциллографа ДЭСО-1, через емкостный делитель С1-С2 и диодный дискриминатор Д, подавалось напряжение высокой частоты с острья. Диоды дискриминатора запирались постоянным напряжением $E_{см}$ определенной величины. На вход осциллографа поступала только та часть синусоидального сигнала, которая по абсолютной величине превышала напряжение смещения соответствующей полярности. Напряжение на острие можно было вычислить, перемножив коэффициент деления емкостного делителя С1-С2 и сумму напряжения смещения, напряжения на входе осциллографа и напряжения на открытых диодах дискриминатора.

Такой способ подачи ВЧ напряжения на вход осциллографа позволил заметно повысить точность его измерения. Чувствительность к изменениям ВЧ напряжения на острие составляла 75 В/мм, а погрешность измерения абсолютных значений напряжения была ± 150 В, при его абсолютной величине 7,5 кВ, и определялась, главным образом, классом точности вольтметра С-96, при помощи которого была калибрована схема. Напряжение возникновения ВЧ разряда в нашем случае лежало в интервале 7,7 - 8,0 кВ на частотах 0,17 и 0,74 МГц и 7,3 - 7,6 кВ на частоте 1,46 МГц.

Импульсы тока ВЧ разряда снимались с резистора $R1=75$ Ом, через который заземлялась плоскость разрядного промежутка, и, далее, усиливались дифференциальным усилителем ДУ с полосой пропускания около 60 МГц, коэффициентом усиления порядка 3,5 и коэффициентом подавления синфазного сигнала не менее 10^3 на частотах до 5 МГц. С целью подавления тока смещения, вызванного изменением потенциала на острие, на второй вход ДУ подавался сигнал с $R2$. Для достижения симметрии конденсатор С3 был конструктивно оформлен подобно разрядному промежутку и помещен вблизи него.

Дифференциальный усилитель настраивался при ВЧ напряжении на острие, несколько меньшем порогового в отсутствие разряда. Изменением величины С3 и входного сопротивления усилителя на втором входе добивались нулевого сигнала на его выходах. С первого выхода ДУ импульсы тока разряда подава-

лись на вход осциллографа для их регистрации, со второго - в цепь управления ждущей разверткой осциллографа.

Цель управления состояла из линейной схемы пропускания (линейных ворот ЛВ), селектора импульсов СИ и генератора задержки ГЗ-Г. С помощью линейных ворот выделялся только первый импульс тока ВЧ разряда независимо от его полярности, после чего селектор импульсов разделял их, направляя положительный импульс в один канал, отрицательный в другой. Генератор задержки ГЗ-Г осуществлял задержку развертки осциллографа относительно начала разряда, что давало возможность наблюдать развитие импульсов тока и фототока разряда с любого момента времени относительно его начала.

Применение линейных ворот и селектора импульсов совместно со счетчиками импульсов позволило также провести предварительные измерения вероятности возникновения ВЧ разряда в тот или иной полупериод приложенного напряжения и ее зависимости от некоторых внешних условий, таких как частота ВЧ напряжения и его величина.

Оптическая система ФФУ с помощью механического устройства могла перемещаться в вертикальной плоскости. Дополнение оптической системы щелью К позволило, таким образом, осуществить сканирование фотоимпульсов ВЧ разряда, т.е. исследовать развитие свечения разряда вглубь разрядного промежутка. Ширина щели была 0,5 мм.

Все осциллограммы сняты в условиях, при которых напряжение на острие равнялось пороговому или отличалось от него не более чем на 3%. Время запаздывания возникновения разряда после включения напряжения в таких условиях составляло от долей секунды до нескольких десятков секунд, так что все процессы формирования разряда можно было считать происходящими при постоянной амплитуде ВЧ напряжения, а разряд можно было считать одиночным в том смысле, что предшествующие разряды на него влияния не оказывали.

Осциллограммы фотографировались аппаратом "Praktica L" с объективом "Юпитер-3" на пленку "изопанхром Т-24" чувствительностью 6000 ед. ГОСТа.

Результаты эксперимента

Целью работы явилось изучение начальных стадий развития разряда. Особое внимание было уделено первому импульсу раз-

ряда. Оказалось, что на всех исследованных частотах первый хорошо регистрируемый световой импульс ВЧ разряда при пороговых напряжениях возникает либо в отрицательный, либо в положительный полупериоды приложенного напряжения, что согласуется с наблюдениями авторов [3, 4, 7, 10, 11] на более высоких частотах. Появление начального импульса в тот или иной полупериод носит статистический характер. Вероятность возникновения разряда во время положительного или отрицательного полупериода ВЧ напряжения при фиксированной частоте зависит от ряда факторов, таких как интенсивность начальной ионизации, частота следования радиоимпульсов, знак и величина дополнительного постоянного потенциала на острие, величина перенапряжения.

Типичные осциллограммы импульсов тока и фототока ВЧ разряда представлены на рис. 2-4. Верхний луч управлялся ВЧ напряжением, средний - импульсами тока, нижний - импульсами фототока разряда. На рис. 2 показаны осциллограммы на частоте 0,17 МГц, на рис. 3 - на частоте 0,74 МГц и на рис. 4 - на частоте 1,46 МГц. Осциллограммы разряда, возникающего во время положительного полупериода напряжения на каждой частоте, представлены на рис. 2а, 3а и 4а соответственно. На рис. 2б, 3б и 4б показаны осциллограммы разряда, возникающего во время отрицательного полупериода ВЧ напряжения. На рис. 2в, 3в и 4в развертка осциллографа задержана по отношению к началу разряда примерно на 25 периодов на каждой частоте. На рис. 5 представлены осциллограммы тока и фототока предначального стримера постоянного напряжения и первых импульсов ВЧ разряда, возникающего во время положительного полупериода напряжения на частотах 0,17, 0,74 и 1,46 МГц, соответственно. Здесь верхний луч управлялся импульсами тока, нижний - фототока. Чувствительность системы регистрации такая же, как и на рис. 2-4, длительность развертки 1,2 мкс. На рис. 6 показаны осциллограммы тока и фототока импульсов Тричела отрицательной короны около его порога и первых импульсов ВЧ разряда, возникающего во время отрицательного полупериода напряжения на частотах 0,17, 0,74 и 1,46 МГц соответственно. Условия фотографирования те же, что и на рис. 5. Было также определено распределение интенсивности свечения вдоль оси разрядного промежутка для первых импульсов, инициирующих разряд. Подобное распределение было снято и для предначальных стримеров и импульсов Тричела ко-

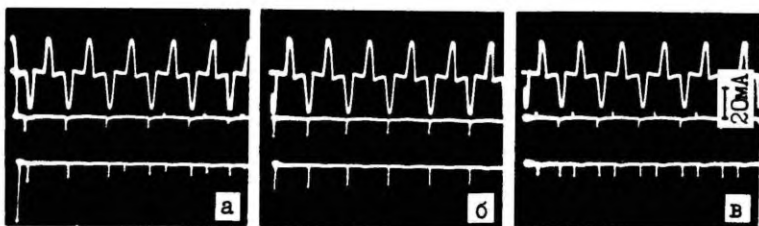


Рис. 2. Осциллограммы импульсов тока и фототока ВЧ разряда при пороговом значении напряжения на частоте 0,17 МГц. Для осциллограм (а) и (б) время задержки развертки осциллографа $t_z = 0$; для (в) $t_z = 25T = 165$ мкс.

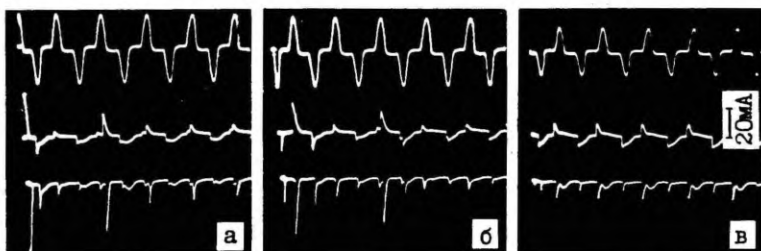


Рис. 3. Осциллограммы тока и фототока ВЧ разряда при пороговом значении напряжения на частоте 0,74 МГц. Для (а) и (б) $t_z = 0$; (в) $t_z = 25T = 37,5$ мкс.

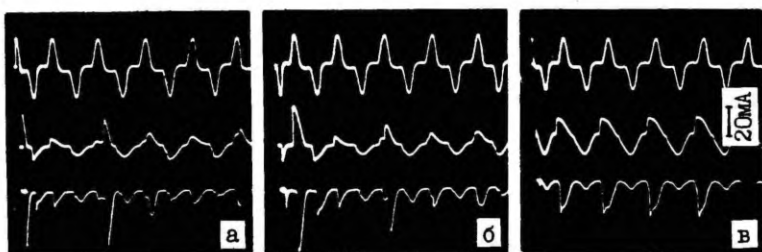


Рис. 4. Осциллограммы тока и фототока ВЧ разряда при пороговом значении напряжения на частоте 1,46 МГц. Для (а) $t_z = 0$; (б) $t_z = 0$; (в) $t_z = 25T = 17,5$ мкс.

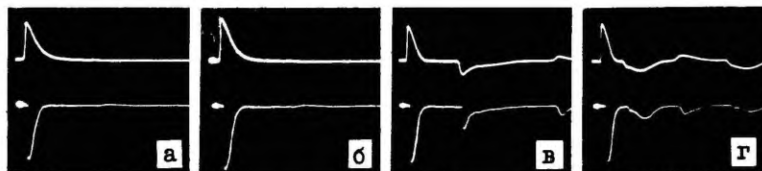


Рис. 5. Осциллограммы тока и фототока импульсов положительной короны постоянного напряжения и первых импульсов ВЧ разряда возникающего во время положительного полупериода приложенного напряжения. Чувствительность системы регистрации такая же как и на рис. 2-4, длительность развертки 0,8 мкс. (а) - предначальный стример при напряжении на острие +8,17 кВ; (б) - разряд на частоте 0,17 МГц; (в) - разряд на частоте 0,74 МГц; (г) - разряд на частоте 1,46 МГц.

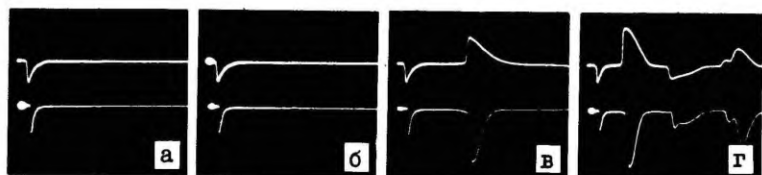


Рис. 6. Осциллограммы тока и фототока импульсов отрицательной короны постоянного напряжения и первых импульсов ВЧ разряда возникающего во время отрицательного полупериода приложенного напряжения. Условия фотографирования те же, что на рис. 5. (а) - импульсы Тричела при напряжении на острие -8,31 кВ; (б) - разряд на частоте 0,17 МГц; (в) - разряд на частоте 0,74 МГц; (г) - разряд на частоте 1,46 МГц.

роны постоянного напряжения. Эти измерения не следует рассматривать как количественные из-за слишком широкой щели и ее грубой установки по оси разрядного промежутка. На рис. 7а представлена указанная зависимость для стримеров и первого положительного импульса ВЧ разряда при его возникновении во время положительного полупериода приложенного напряжения. Амплитуда предначального стримера положительной короны принята за единицу, для остальных импульсов по оси ординат отложено отношение их амплитуды к амплитуде стримера. На рис. 7б приведено такое же распределение для импульсов Тричела и первого отрицательного импульса ВЧ разряда при его возникновении во время отрицательного полупериода. Амплитуда импульса Тричела постоянного напряжения также принята за единицу, для остальных импульсов взято отношение их амплитуды к амплитуде импульса Тричела. На рис. 7в показано распределение интенсивности свечения для второго положительного импульса ВЧ разряда при возникновении самого разряда во время отрицательного полупериода. Условия построения те же, что и на рис. 7а.

Из этих графиков, а также из осциллограмм (рис. 5, 6) видно, что и по своим пространственным характеристикам (глубина проникновения и распределение интенсивности свечения) и по амплитудно-временным характеристикам первые импульсы ВЧ разряда совпадают соответственно с предначальными стримерами или импульсами Тричела короны постоянного напряжения. При увеличении чувствительности фотоумножителя примерно в 20 раз на осциллограммах фототока наблюдались разрядные импульсы, опережающие на несколько периодов ВЧ напряжения стример или импульс Тричела. Амплитуда их была меньше амплитуды стримера в 40 раз и более, меньшей была и их длительность. Вглубь разрядного промежутка они не простирались. Такие импульсы на повышенных частотах наблюдал Веймер [4]. Нами за начальный импульс ВЧ разряда принят стример или импульс Тричела как четко определяемые.

На частотах 0,17 и 0,74 МГц и при амплитуде ВЧ напряжения, примерно равной пороговому значению, преобладает всроятность возникновения разряда во время отрицательного полупериода, принимая значение 90-99%. При увеличении амплитуды ВЧ напряжения относительно начального значения, вероятность возникновения разряда во время отрицательного полупериода начинает уменьшаться и при перенапряжении в 3-4% преобладающей стано-

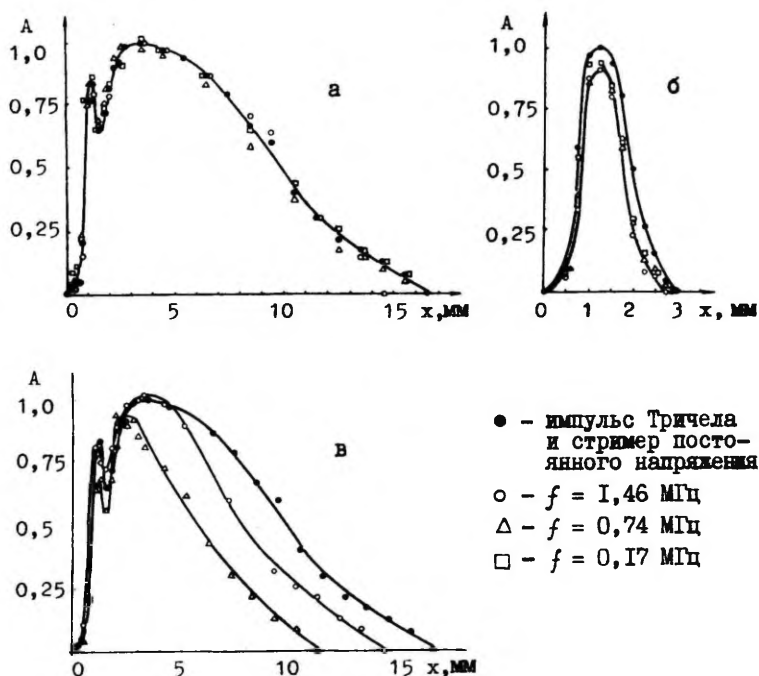


Рис. 7. Зависимость интенсивности свечения импульсов разряда от расстояния до вершины острья. (а) - для предначальных стримеров положительной короны и импульсов ВЧ разряда, инициирующих разряд во время положительного полупериода приложенного напряжения; (б) - для импульсов Тричела отрицательной короны и импульсов ВЧ разряда, инициирующих его во время отрицательного полупериода; (в) - для стримеров и первых положительных импульсов ВЧ разряда при его инициировании импульсами Тричела во время отрицательного полупериода приложенного напряжения.

вится вероятность возникновения разряда во время положительного полупериода приложенного напряжения, принимая значение 70–80%. При перенапряжении, равном 5%, она достигает величины 80–90%. На частоте 1,46 МГц и при амплитуде ВЧ напряжения, примерно равной пороговому значению, в отличие от рассмотренного случая, преобладает вероятность возникновения разряда во время положительного полупериода, имея величину 85–95%. С увеличением напряжения вероятность этого события начинает уменьшаться, достигая минимального значения 15–25% при перенапряжении в 3,5–4,5%. С дальнейшим увеличением напряжения вероятность возникновения разряда в положительный полупериод опять становится преобладающей, достигая 60–70% при перенапряжении в 6–7%, и продолжая далее увеличиваться с ростом величины перенапряжения. Вероятностный характер возникновения начального импульса ВЧ разряда в положительный или отрицательный полупериоды приложенного напряжения, при его значениях, близких к пороговому, в диапазоне частот, где пороговое напряжение ВЧ разряда близко пороговому напряжению разряда постоянного тока, можно было ожидать, поскольку пороговые напряжения возникновения стримеров и импульсов Тричела при постоянном напряжении близки друг другу в нашем разрядном промежутке. На повышенных частотах, где начинается снижение порогового напряжения ВЧ разряда, объясняемое накоплением преимущественно положительного объемного заряда в разрядном промежутке, статистический характер появления первого импульса разряда в положительный или отрицательный полупериод объяснить труднее. Сами значения вероятности возникновения разряда в полупериод определенного знака, а также ход этой вероятности в зависимости от перенапряжения, на наш взгляд, определены в основном предразрядным процессом, который требует более детального изучения.

Во всех случаях первый импульс, инициирующий разряд, возникает примерно в максимуме ВЧ напряжения соответствующего полупериода. Момент же возникновения последующих импульсов значительно опережает максимум напряжения. На рис. 8 графически представлена зависимость опережения импульсами тока максимумов ВЧ напряжения соответствующих полупериодов от номера периода, отдельно для случаев возникновения разряда в положительный (а) и в отрицательный полупериоды (б).

При инициировании разряда во время положительного полупериода на частоте 0,17 МГц за первым положительным импульсом

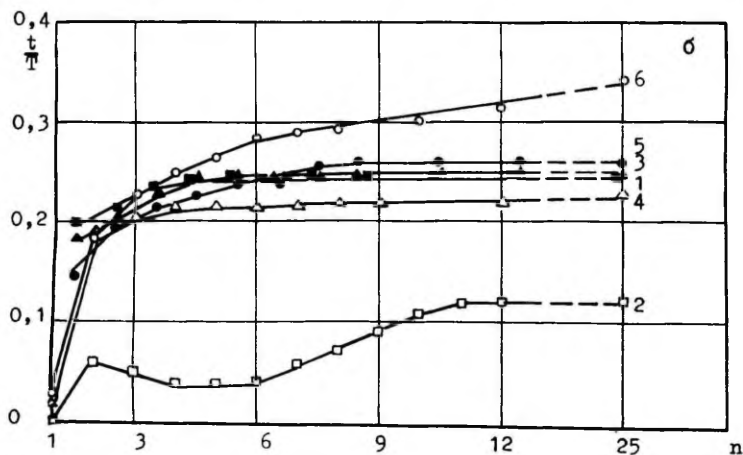
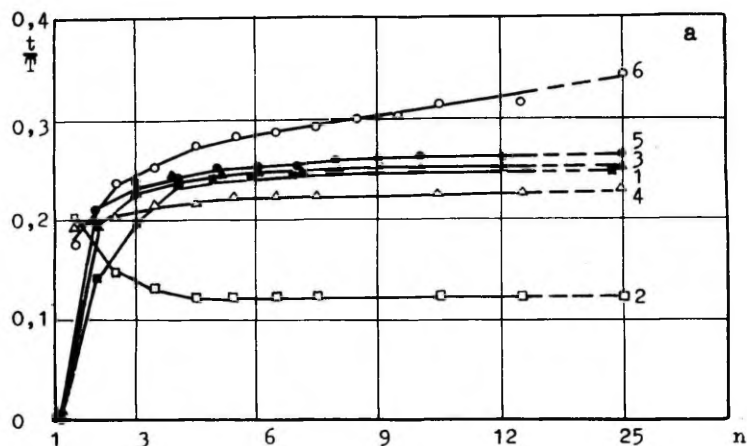


Рис. 8. Зависимость опережения импульсами тока разряда максимумов ВЧ напряжения соответствующего полупериода от номера периода. (1) - частота 0,17 МГц, импульсы положительного полупериода; (2) - частота 0,17 МГц, импульсы отрицательного полупериода; (3) - частота 0,74 МГц, импульсы положительного полупериода; (4) - частота 0,74 МГц, импульсы отрицательного полупериода; (5) - частота 1,46 МГц, импульсы положительного полупериода; (6) - частота 1,46 МГц, импульсы отрицательного полупериода. (а) - возникновение во время положительного полупериода; (б) - возникновение разряда во время отрицательного полупериода.

тока следует отрицательный, момент возникновения которого опережает максимум ВЧ напряжения данного полупериода уже на величину $0,2 T$ (здесь и далее T - период ВЧ напряжения). Амплитуда этого импульса составляет примерно $0,3-0,5$ амплитуды иницирующего импульса. На уровне $0,1$ своего максимального значения этот импульс продолжается до максимума напряжения соответствующего полупериода. Амплитуда следующих отрицательных импульсов тока медленно уменьшается в течение первых шести периодов и далее сохраняется практически на постоянном уровне. Момент их возникновения смещается в сторону максимумов соответствующих полупериодов напряжения, достигая к $6-8$ периоду установившегося значения, примерно равного $0,12 T$ (кривая 2, рис. 8а). При этом форма импульсов тока сохраняет свои особенности: резкий начальный выброс, подобный импульсу Тричела, и далее плато на уровне $0,1$ амплитуды выброса, продолжающееся вплоть до максимума ВЧ напряжения (рис. 2а и 2в). Общая длительность отрицательного импульса тока приблизительно равна $0,8-1,0$ мкс, что составляет $0,13-0,16$ длительности периода.

Импульсы тока во время $2-3$ положительных полупериодов практически отсутствуют, заметны лишь слабые "всплески" тока интенсивностью менее $0,05$ интенсивности иницирующего импульса и длительностью порядка 2 мкс. Только с $4-5$ периода появляются небольшие импульсы с амплитудой $0,1-0,2$ амплитуды начального импульса и длительностью порядка $0,2$ мкс, которые предшествуют слабым "всплескам" тока. Амплитуда этих импульсов тока медленно увеличивается, но даже на 30 -ом периоде остается меньше амплитуды отрицательных импульсов примерно в $1,5$ раза. Момент возникновения положительных импульсов тока вначале быстро смещается в сторону опережения соответствующих максимумов ВЧ напряжения. Опережение достигает наибольшего значения $0,25 T$ где-то к $6-8$ периоду, и далее сохраняет это значение, которое значительно превышает соответствующее опережение для отрицательных импульсов (кривая 1, рис. 8а). Общая длительность положительных импульсов тока приблизительно равна $2-2,2$ мкс и составляет $0,33-0,37$ периода.

При иницировании разряда во время отрицательного полупериода на частоте $0,17$ МГц первый отрицательный импульс тока также возникает в максимум ВЧ напряжения. Момент возникновения последующих отрицательных импульсов смещается в сто-

рону опережения, достигая во втором периоде значения, равного $0,05 T$, далее опережение несколько уменьшается до величины $0,04 T$ к 4-6 периоду, после чего вновь увеличивается, стремясь к установившемуся значению. На рис. 8б показана зависимость опережения импульсами тока разряда максимумов ВЧ напряжения соответствующих полупериодов в случае возникновения разряда во время отрицательного полупериода. Видно, что это установившееся значение опережения достигается теперь несколько позже (кривая 2, рис. 8б), однако по величине совпадает с соответствующим опережением в случае разряда, возникшего во время положительного полупериода.

Положительные импульсы тока, при иницировании разряда импульсами Тричела, практически отсутствуют до 9-10 периода. Как и при возникновении разряда во время положительного полупериода, здесь наблюдаются лишь аналогичные по амплитуде и длительности слабые "всплески" тока. Момент возникновения этих импульсов уже опережает соответствующие максимумы ВЧ напряжения на величину $0,2 T$. Далее это опережение несколько возрастает, достигая установившегося значения к 6-8 периоду. С 9-10 периода на осциллограммах тока появляются также короткие импульсы с заметной амплитудой во время положительного полупериода. Дальнейшее поведение и положительных, и отрицательных импульсов тока практически не отличается от поведения соответствующих импульсов разряда, возникшего во время положительного полупериода.

Интересно отметить, что при иницировании разряда импульсом Тричела импульсы тока во время отрицательного полупериода напряжения в течение 8-9 периодов отличаются по форме от аналогичных импульсов разряда, возникшего во время положительного полупериода (рис. 2а и 2б). На осциллограммах тока (рис. 2б) видны только резкие выбросы, подобные импульсам Тричела, и отсутствует пологий участок (ступенька), который начинает появляться только с 8-9 периода, т.е. тогда же, когда появляются выбросы на осциллограммах тока во время положительного полупериода напряжения. Примерно с этого же момента времени отмечается рост опережения отрицательными импульсами тока соответствующих максимумов ВЧ напряжения.

На более высоких частотах, в случае возникновения разряда во время положительного полупериода, последующий отрицательный импульс тока также заметно опережает во времени максимум ВЧ напряжения (рис. 8а, кривые 4 и 6), но по амплитуде

литуде и длительности уже отличается от импульса Тричела, особенно на частоте 1,46 МГц (рис. 5в и 5г). Далее амплитуда отрицательных импульсов тока уменьшается, достигая минимального значения, равного 0,3–0,6 своей первоначальной величины, на 3–6 периодах, после чего наблюдается ее постепенный рост. Более интенсивный рост наблюдается на частоте 1,46 МГц, где к 30-му периоду амплитуда отрицательных импульсов тока увеличивается до, примерно, своего первоначального значения, тогда как на частоте 0,74 МГц – лишь до 0,7 первоначальной величины. Момент возникновения отрицательных импульсов еще несколько смещается в сторону опережения максимумов ВЧ напряжения, достигая на частоте 0,74 МГц установившегося значения, равного 0,23 Т к 6–8 периоду. На частоте 1,46 МГц весьма медленный рост опережения наблюдается вплоть до 30-го периода. Величина опережения в этом случае достигает наибольшего в исследуемом диапазоне частот значения, равного 0,34–0,35 Т.

Длительность отрицательных импульсов тока в обоих случаях вначале несколько увеличивается, достигая к 4–6 периоду установившегося значения, равного 0,4–0,45 мкс и 0,3–0,35 мкс (или 0,3–0,35 Т и 0,45–0,5 Т) на частотах 0,74 и 1,46 МГц соответственно.

Положительные импульсы, следующие за стримером, инициировавшим разряд, также сначала уменьшаются по амплитуде, становясь даже меньше соответствующих отрицательных импульсов тока. Минимальное значение амплитуды примерно равно 0,1 – 0,15 амплитуды стримера и достигается во 2–5 периодах. Далее амплитуда импульсов тока возрастает, причем, как и для отрицательных импульсов, быстрее на частоте 1,46 МГц и к 30-му периоду в обоих случаях уже, в отличие от частоты 0,17 МГц, примерно совпадает с амплитудой отрицательных импульсов тока (рис. 3в и 4в). Поведение фазовых характеристик для положительных импульсов тока на этих частотах подобно аналогичной зависимости для частоты 0,17 МГц с той лишь разницей, что установившееся значение опережения несколько больше и равно 0,25–0,26 Т (кривые 3 и 5, рис. 8а).

Общая длительность положительных импульсов тока в обоих случаях вначале несколько увеличивается, достигая установившегося значения 0,6–0,65 и 0,2–0,25 мкс (или 0,45–0,5 и 0,3–0,35 Т) на частотах 0,74 и 1,46 МГц соответственно. Можно отметить, что на частоте 1,46 МГц длительность положительных

импульсов тока уже оказывается меньше длительности отрицательных импульсов в отличие от более низких частот 0,17 и 0,74 МГц.

При иницировании разряда импульсом Тричела, во время отрицательного полупериода ВЧ напряжения, на частотах 0,74 и 1,46 МГц этот первый импульс также возникает примерно в максимум ВЧ напряжения. Следующий за ним положительный импульс, как отмечалось выше, по своим параметрам подобен предначальному стримеру положительной короны. Момент возникновения этого стримероподобного импульса опережает в обоих случаях максимумы напряжения на величину 0,15–0,18 Т. Дальнейшее поведение фазовых и амплитудных характеристик как для положительных, так и для отрицательных импульсов тока на этих частотах совпадает с поведением аналогичных кривых для первого случая, т.е. при возникновении разряда во время положительного полупериода ВЧ напряжения. Некоторое различие в осциллограммах для обоих случаев наблюдается только в течение 1–3 периодов. Минимальное значение амплитуды положительных и отрицательных импульсов оказывается смещенным на 1–2 периода в сторону увеличения их порядкового номера, по отношению к первому случаю, а также несколько различаются величины опережения для соответствующих импульсов в течение первых 6–7 периодов. Различие в осциллограммах, во временных и амплитудных характеристиках для обоих случаев иницирования разряда практически исчезает к 6–8 периоду.

Таким образом можно полагать, что на частотах 0,74 и 1,46 МГц, в случае возникновения разряда во время отрицательного полупериода, вслед за первым импульсом Тричела появляется стримероподобный импульс, после которого развитие ВЧ разряда идет таким же путем, как если бы он возник во время положительного полупериода.

Сопоставление осциллограмм тока и фототока показало, что моменты возникновения фотоимпульсов и их длительность фактически совпадают на всех частотах с моментом возникновения и длительностью соответствующих импульсов тока разряда. Другими словами, характер поведения временных соотношений для фотоимпульсов аналогичен рассмотренным выше (рис. 8а и 8б) кривым для импульсов тока. Однако поведение амплитуды фотоимпульсов в зависимости от номера периода не во всех случаях соответствует зависимости для амплитуды импульсов тока.

Для импульсов фототока на положительных полупериодах ВЧ

напряжения на всех трех частотах поведение их амплитуды совпадает с амплитудной характеристикой импульсов тока. Для амплитуды импульсов фототока на отрицательных полупериодах и импульсов тока такой корреляции нет. Отчетливее это несоответствие в характере поведения импульсов фототока и тока проявляется на частотах 0,74 и 1,46 МГц (рис. 3 и 4). Минимальное значение амплитуды импульсов фототока оказывается несколько смещенным в сторону увеличения порядкового номера периода по сравнению с минимумом амплитуды импульсов тока. Далее амплитуда импульсов фототока почти не увеличивается к 30-му периоду, тогда как амплитуда импульсов тока возрастает к этому моменту времени в 1,5–2 раза по отношению к своему минимальному значению. Если взять отношение амплитуды импульсов фототока к амплитуде тока (соответствующего полупериода), то также будет видно, что это отношение для импульсов, возникающих на положительных полупериодах, фактически не зависит от частоты приложенного напряжения и примерно равно 1,5–2. Однако для импульсов на отрицательных полупериодах оно определяется частотой приложенного напряжения и примерно равно 1,3; 0,8 и 0,5 на частотах 0,17; 0,74 и 1,46 МГц соответственно.

Характерной особенностью импульсов тока и фототока на частотах 0,74 и 1,46 МГц является наличие второго выброса во время положительного полупериода (рис. 3а и 3б; 4а и 4б). Амплитуда этого выброса может достигать величины, сравнимой с амплитудой предначальных стримеров, а момент его возникновения смещен в сторону максимума ВЧ напряжения. На частоте 1,46 МГц такие выбросы чаще всего наблюдаются во 2–4 периодах при иницировании разряда импульсом Тричела. На частоте 0,74 МГц вероятность появления вторичных выбросов для обоих случаев иницирования разряда заметно больше, чем на частоте 1,46 МГц. Однако, по-прежнему, чаще всего они возникают в случае иницирования разряда импульсом Тричела. Кроме того, на этой частоте наблюдаются вторичные выбросы, как и на импульсах тока во время отрицательного полупериода ВЧ напряжения, но вероятность их возникновения меньше.

Наблюдения за развитием импульсов тока и фототока ВЧ разряда были ограничены во времени 30-ым периодом, поскольку вследствие перегрузки генератора ВЧ и расстройки его контура, в результате возникновения разряда, амплитуда напряжения на острие к этому моменту времени заметно уменьшалась. На час-

тоте 0,17 МГц это уменьшение составляло 2,5–3%, на частоте 0,74 МГц примерно 5% и на частоте 1,46 МГц около 6%.

Основные выводы

1. В исследуемом диапазоне частот одноэлектродный ВЧ разряд инициируется либо стримером при его возникновении во время положительного полупериода напряжения, либо импульсом Тричела при его возникновении во время отрицательного полупериода. На частотах 0,74 и 1,46 МГц при возникновении разряда во время отрицательного полупериода напряжения за импульсом Тричела, инициирующим разряд, в следующий положительный полупериод всегда возникает стримероподобный импульс, после чего дальнейшее развитие разряда аналогично развитию разряда, возникающего во время положительного полупериода.

2. Возникновение разряда в тот или иной полупериод ВЧ напряжения носит статистический характер. При напряжениях, равных пороговому напряжению ВЧ разряда, и прочих равных условиях на частотах 0,17 и 0,74 МГц преобладает вероятность возникновения разряда во время отрицательного полупериода. На частоте 1,46 МГц при этих условиях больше вероятность возникновения разряда во время положительного полупериода напряжения.

3. Независимо от полярности полупериода напряжения, во время которого возникает ВЧ разряд, амплитуда последующих как положительных, так и отрицательных импульсов тока вначале резко уменьшается, достигая минимального значения уже во 2–6 периоде, после чего относительно медленно увеличивается. Наиболее быстрый рост амплитуды импульсов наблюдается на верхней частоте исследуемого диапазона.

4. Характер поведения амплитуды импульсов фототока, возникающих во время положительного полупериода, совпадает с поведением амплитуды соответствующих импульсов тока. Амплитуда импульсов фототока, возникающих во время отрицательного полупериода, после достижения своего минимального значения, практически не увеличивается, в отличие от поведения амплитуды отрицательных импульсов тока. Более заметно это различие в характере поведения амплитуд импульсов тока и фототока на частоте 1,46 МГц.

5. Во всех случаях первый импульс, инициирующий разряд, возникает примерно в максимум ВЧ напряжения соответствующего

полупериода. Далее момент возникновения импульсов тока и фототока достаточно быстро смещается в сторону опережения соответствующих максимумов ВЧ напряжения, достигая примерно к 10 периоду установившегося значения. Это, по-видимому, свидетельствует об установившемся режиме колебаний и концентрации объемного заряда в приэлектродной области.

Для импульсов разряда, возникающих во время положительного полупериода, это установившееся значение практически не зависит от частоты приложенного к острию напряжения. Для импульсов, возникающих во время отрицательного полупериода, оно определяется частотой этого напряжения. Чем выше частота, тем больше величина установившегося опережения.

Л и т е р а т у р а

1. Прокофьев А.М., Кабардин О.Ф., Куду К.Ф. Исследование начальных стадий высокочастотного разряда с острия в воздухе при атмосферном давлении. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1959, т. 23, № 8, с. 1004-1006.
2. Куду К.Ф. О начальных стадиях разряда с острия в воздухе. Тарту, 1960.
3. Бердышев А.В. Фотоэлектрические исследования формирования высокочастотного разряда с острия в воздухе. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Л., 1971.
4. Veimer, V.A. Photoelectric investigation of the initial stages of a unipolar HF discharge. Proc. 2nd Int.Conf. Gas Discharges, London, 1972.
5. Куду К.Ф. О начальных стадиях одноэлектродного ВЧ разряда в атмосферном воздухе.-Уч. зап. Тартуского ун-та, 1973, вып. 320, с. 287-307.
6. Корге Х.Й., Лаан М.Р. Изучение формирования высокочастотного разряда на факельной частоте.-Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 409, с. 3-27.
7. Айтс М.Х., Куду К.Ф., Хальясте А.Я. Пространственно-временное развитие одноэлектродного ВЧ разряда. - Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 409, с. 28-58.

8. Корге Х. Исследование газового разряда в разрядном промежутке острие-плоскость в диапазоне частот 0,1+1 МГц. Дипломная работа. Тартуский ун-т, 1968. - Рукоп., на эст. яз.
9. Айтс М. Исследование одноэлектродного разряда в воздухе при пониженном давлении при частотах 0,4 и 0,9 МГц. Дипломная работа. Тартуский ун-т, 1970. - Рукоп., на эст. яз.
10. Рейнарт М. Исследование фотоимпульса ВЧ короны. Дипломная работа. Тартуский ун-т, 1975. - Рукоп., на эст. яз.
11. Айтс М.Х., Куду К.Ф., Рейнарт М.А. Наблюдение за возникновением световых импульсов ВЧ короны в диапазоне частот 0,2 - 1,6 МГц. - Докл. на научной конф. Моск. энергет. ин-та, посвящ. 70-летию ин-та, декабрь 1975.
12. Корге Х.И., Куду К.Ф. Напряжение возникновения ВЧ короны на частотах от 25 кГц до 1,46 МГц в промежутке острие-плоскость. - Уч. зап. Тартуского ун-та, 1973, вып. 320, с. 308-316.

OBSERVATIONS OF THE RISE AND DEVELOPMENT OF LIGHT
AND CURRENT PULSES OF THE HF CORONA IN THE FREQUENCY RANGE
OF 0.15 - 1.5 MHz

M. Aints, S. Beskhlebny and K. Kudu

Summary

The discharge was initiated on a point-electrode with a 1-mm diameter in a 4-cm point-to-plane gap in the atmospheric air at frequencies of 0.15, 0.74 and 1.5 MHz. The oscillograms of the light pulses of the HF corona as well as those of the gap voltage and of the discharge-gap current are presented. It was found that the HF discharge would be initiated by a streamer in the positive half-cycle of the applied voltage or by a Trichel pulse in a negative half-cycle. The rise of the initial pulse in a positive or in a negative half-cycle is of a statistic character. The change of the initial phase of discharge current pulses during the development of the discharge is given graphically.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ПРИМЕСЕЙ ВОЗДУХА НА СПЕКТР ПОДВИЖНОСТИ ЛЕГКИХ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ АЭРОИОНОВ

Я.И. Сальм, Р.Л. Матизен

Настоящая статья продолжает предыдущие работы по указанному в заглавии вопросу [1]. Исследования проводились специально сконструированным для этой цели спектрометром аэроионов типа ИТ-7509 [2]. Изучалось влияние ряда доступных газообразных и испаряющихся жидких веществ при комнатной температуре. В большинстве случаев концентрация и чистота испытанных веществ не определялись. Возраст аэроионов составляет около 1 с.

Перед входным отверстием спектрометра аэроионов была установлена труба из нержавеющей стали диаметром 200 мм и длиной 300 мм. Газы подавались либо из баллона, либо из кислородной подушки, либо получались с помощью подходящих реакций. Концентрация газов, по грубой оценке, была порядка 1 мг/м^3 и выше. Жидкости помещались на чашке Петри, располагавшейся в центре упомянутой трубы. Концентрация пара определялась по скорости испарения жидкости с площади примерно 5000 мм^2 при комнатной температуре, в потоке воздуха ориентировочно 1 л/с. Реакции для получения газов также проводились на чашке Петри.

Основной целью этой работы явилось определение сильнодействующих веществ, превращающих при малых концентрациях спектр легких отрицательных аэроионов в одну линию. Исходя из предыдущих работ Х.Ф. Таммета к таким веществам можно отнести фтор, хлор, бром, йод, водород хлористый [1]. Эти же вещества (за исключением фтора) были нами испытаны повторно. Группу сильнодействующих веществ, по нашим опытам, можно дополнить двуокисью азота и муравьиной кислотой. Двуокись азота имеет особое значение, поскольку она считается одним из основных загрязнителей атмосферы [3].

Таким образом, условно можно выделить следующую группу

сильнодействующих веществ (по алфавиту):

азота двуокись	муравьиная кислота
бром	фтор
водород хлористый	хлор.
йод	

Этим веществам характерно образование одной единственной линии в спектре подвижности при малых концентрациях (ориентировочно ниже 1 мг/м^3), а также последствие после удаления источника вещества (по-видимому, из-за адсорбции в спектрометре). Последствие длилось часами, а в случае двуокиси азота - днями. Двуокись азота производилась реакцией между свинцом и концентрированной азотной кислотой. Интересно отметить, что муравьиная кислота является почти единственным органическим веществом, не поддающимся регистрации пламенно-ионизационным газовым детектором [3].

Кроме сильнодействующих условно можно выделить группу слабодействующих веществ, которые хотя и изменяли заметно спектр подвижности, однако не превращали его в одну линию и не обладали последствием. Сюда относятся (по алфавиту):

азотная кислота	фреон - 12
аммиак	фреон - 22
серы двуокись	фреон - 142
фенол (водный раствор)	хлорофос.

Влияние веществ этой группы имело различный характер и разную интенсивность. Например, аммиак вызывал широкий симметричный спектр с относительно малой средней подвижностью; водный раствор фенола дал спектр того же вида (асимметричный), что и обыкновенный воздух лаборатории, но с уменьшенной средней подвижностью и т.д. Фреоны оказывали действие при относительно высоких концентрациях. В случае фреона-12 при концентрациях примерно до 20 г/м^3 влияние установлено не было, а при концентрациях свыше 500 г/м^3 зафиксировано сильное влияние: спектр вырождался в одну линию. Этот результат противоречит литературным данным о большом значении сродства к электрону фреонов.

Наконец, большинство испытанных веществ в условиях опыта не проявило заметного влияния на спектр подвижности. Эти вещества (по алфавиту):

азота закись	метилен бромистый
аллил бромистый	метиловый спирт
аллиловый спирт	пентин
анилин	пропан
ацетальдегид	пиридин
ацетилен	серная кислота
ацетофенон	сероводород
бензил хлористый	скипидар
бромоформ	углерод четыреххлористый
н-бутил бромистый	уксусная кислота
валериановые капли	уксусной кислоты ангидрид
железо хлорное (водный раствор)	хлороформ
метан (природный газ)	этил бромистый
метил бромистый	этиловый ацетат
	этиловый спирт.

Неожиданно попадание четыреххлористого углерода в последнюю группу, поскольку по другим методам известны его сильные электроноакцепторные свойства [4]. Теоретического объяснения полученных результатов пока нет. Не исключается, что при более высоких концентрациях некоторые вещества третьей группы все же влияют на спектр.

Для усовершенствования работ в этом направлении необходим новый спектрометр аэроионов с улучшенной разрешающей силой и более точной регистрирующей системой. Принципиальных препятствий перед повышением разрешающей силы не имеется: главным образом, необходимо увеличить расход воздуха, напряжение и размеры измерительного конденсатора.

Благодарим С. Сальм за предоставление многих химических препаратов.

Л и т е р а т у р а

1. Таммет Х.Ф. Зависимость спектра подвижностей легких аэроионов от микропримесей воздуха. — Уч. зап. Тартуского ун-та, 1975, вып. 348, с. 3-15.
2. Таммет Х.Ф., Хилпус А.О., Сальм Н.И., Ютс Э.Ю. Спектрометр аэроионов для обнаружения некоторых примесей воздуха. — Уч. зап. Тартуского ун-та, 1976, вып. 409, с. 84-88.
3. Smith, V.N., Merrit, E.J. Negative ion gas analyse technique. — Anal. Chem., 1962, v.34, N 11, p. 1476-1482.

4. Белугин А.Н. и др. Пламенно-ионизационный метод газового анализа и приборы, основанные на этом методе. - Тезисы докл. всесоюз. конф. "Состояние и перспективы развития аналитического приборостроения до 1985 года" (г. Тула, ноябрь 1975 г.), Секция "Приборы для анализа воздуха на токсичные и взрывоопасные газы", М., 1975, с. 38-56.

SOME EXPERIMENTAL RESULTS OF THE STUDY OF THE ACTION
OF AIR IMPURITIES ON THE MOBILITY SPECTRUM OF NEGATIVE AIR
IONS

J. Salm and R. Matisen

Summary

The action of over 40 air impurities on the mobility spectrum of negative small air ions was studied, using a special air ion spectrometer. According to the intensity of the action the substances have been conditionally divided into three groups: strongly active, weakly active and non-active. In addition to the already known strongly active substances (F_2 , Cl_2 , Br_2 , I_2 , HCl) the authors have found new substances of this group NO_2 and $HCOOH$.

ОБ АТМОСФЕРНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСТВЕ НА ПЛАНИРУЕМОЙ ФОНОВОЙ СТАНЦИИ БОРОВОЕ

М.У. Арольд, Р.Л. Матизен

В соответствии с международной программой исследования загрязненности окружающей среды "Мониторинг" создается всемирная система фоновых станций. Концентрация загрязняющих веществ на этих станциях должна зависеть не от локальных источников, но отражать их глобальную концентрацию, т.е. фон.

В предварительных исследованиях атмосферного электричества на фоновой станции принимали участие авторы настоящей статьи.

Местом расположения фоновой станции является заповедно-охотничье хозяйство Боровое в Кокчетавской области Казахской ССР. Высота фоновой станции составляет около 300 м над уровнем моря.

Атмосферно-электрические измерения проводились тремя счетчиками аэроионов типа УТ-7502. Одним прибором измерялся спектр аэроионов, двумя другими круглосуточно велись измерения полярной проводимости λ_{\pm} (при предельной подвижности $k_0 = \pm 2,0 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$). Результаты измерений регистрировались самописцами.

Градиент потенциала электрического поля атмосферы ($\frac{dV}{dh}$) измерялся статическим вольтметром С50, снабженным радиоактивным коллектором.

Измерения проводились в период с 16 по 31 августа 1976 года.

Поскольку Боровое расположено в слабозагрязненном районе субконтинента Евразии, то можно было ожидать высокой проводимости воздуха. Это предположение подтвердилось (табл. I).

Таблица I

Время (мест- ное)	Положительная проводимость			Отрицательная проводимость			Среднее значение градиен- та потен- циала, В/м
	число наблю- дений	сред- нее, дарт- фСм	стан- ное откло- нение	число наблю- дений	сред- нее, дарт- фСм	стан- ное откло- нение	
0-1	4	89	7	5	78	8	42
1-2	5	88	5	5	79	2	-
2-3	5	91	5	5	79	3	23
3-4	4	92	7	5	83	8	21
4-5	3	89	2	5	80	6	-
5-6	3	83	1	5	77	8	-
6-7	4	92	6	4	81	11	15
7-8	6	81	21	5	68	16	-
8-9	8	58	19	6	52	21	-
9-10	8	31	5	7	27	7	64
10-11	8	25	4	7	21	3	48
11-12	7	23	4	7	20	3	58
12-13	6	23	4	6	20	3	-
13-14	7	23	5	7	21	5	69
14-15	7	23	5	7	21	4	68
15-16	7	22	5	7	21	4	68
16-17	7	23	4	7	22	5	60
17-18	8	25	4	8	23	4	58
18-19	6	27	3	8	27	5	57
19-20	7	43	11	7	40	8	41
20-21	4	62	11	4	50	13	36
21-22	7	72	14	8	60	12	-
22-23	7	75	11	7	68	13	24
23-24	7	83	13	7	73	10	22
Всего:	145	51	29	149	46	26	46

Как видно из таблицы, суммарная электропроводимость воздуха приблизительно в 4 раза превышает среднюю для суши.

Соответственно высокой проводимости градиент потенциала оказался очень низким.

Напомним, что среднее значение $\frac{dv}{dh}$ над сушей принято

равным 130 В/м.

Материал, представленный в табл. I, получен путем статистической обработки среднечасовых результатов измерений, соответствующих хорошей погоде.

Особый интерес представляет обнаруженная положительная корреляция между концентрациями легких ($n_+ + n_-$) и тяжелых ($N_+ + N_-$) аэроионов. Предельная подвижность для легких ионов была $0,5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, для тяжелых - $0,001 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Величина коэффициента корреляции между этими концентрациями равна +42%. Критическое значение коэффициента корреляции для проверки гипотезы независимости против двухсторонней альтернативы на 95% уровне доверительности [1] равно 29%. Вычислялись также как коэффициенты корреляции концентрации аэроионов с давлением воздуха, относительной влажностью воздуха, температурой, солнечностью (в единицах 0 или 1) и градиентом поля, так и все взаимные корреляционные коэффициенты между перечисленными величинами. На основе этих данных была найдена частная корреляция ($n_+ + n_-$) и ($N_+ + N_-$), в которой исключено влияние других учтенных метеозаэлементов. В этом случае корреляция между концентрациями легких и тяжелых аэроионов, как и ожидалось, оказалась мала. Следовательно, эти величины не взаимосвязаны причинно, а обе одновременно зависят от метеозаэлементов. Возможным объяснением обнаруженного явления может быть гипотеза положительной корреляции между интенсивностью ионообразования и содержанием аэрозоля в воздухе.

Попытаемся объяснить эту гипотезу. Днем благодаря конвекции приземной слой воздуха, обладающий более высокой проводимостью, постоянно смешивается с верхними слоями меньшей проводимости. Если предположить, что в ночные часы в приземном слое существует инверсионное или близкое к нему распределение температур по высоте, то конвекция в таком случае либо совсем отсутствует, либо незначительна. Благодаря этому в соответствии с уже известным механизмом [2] повышалась как электропроводимость приземного слоя воздуха, так и концентрация в нем аэрозоля. Это вполне закономерно, однако во всех известных нам местах, кроме Борового, ионопоглощающее действие аэрозольных частиц преобладает над ростом электропроводимости воздуха.

Таким образом, Боровое, с точки зрения атмосферного электричества, является исключительным местом и как всякое исключение требует проведения детальных исследований по специальной программе.

Л и т е р а т у р а

1. Таммет Х.Ф. Статистические методы при пользовании ЭВМ НАИРИ-2. - Таллин, 1976. - На эст. яз.
2. Тверской П.Н. Атмосферное электричество. Л., 1949.

ON ATMOSPHERIC ELECTRICITY AT THE POTENTIAL BOROVOYE BACKGROUND MONITORING STATION

M. Arold and R. Matisen

Summary

This article presents the results of the preliminary processing of the initial studies of atmospheric electricity conducted at the probable background monitoring station of the U.S.S.R. at Borovoye.

The electrical conductivity of the atmosphere at Borovoye exceeds that of the Earth approximately four times while the strength of the electrical field of the air at Borovoye is three times lower than that of the Earth. There exists a positive correlation between the concentrations of small and large ions. Hence from the point of view of atmospheric electricity Borovoye has an exceptional position.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЗАГРЯЗНЕННОСТИ ВОЗДУХА

Х.Ф. Таммет

Электрические параметры воздуха

В теории электропроводности воздуха электрическое состояние воздуха описывается при помощи функции распределения или спектра плотности заряда по подвижности аэроионов. Функция распределения может быть полностью описана только посредством бесконечной таблицы значений. Полное измерение функции невозможно.

В практике аэроэлектрических измерений мы вынуждены удовлетворяться конечномерным описанием электрического состояния воздуха. Сложная аппаратура, используемая при лабораторных исследованиях, позволяет измерять частные плотности заряда примерно десяти фракций по подвижности. В стандартных условиях геофизических наблюдений можно измерить всего несколько интегральных параметров.

Встает проблема, какие именно интегральные аэроэлектрические параметры целесообразно измерять. В дальнейших рассуждениях принимается, что измеряемые параметры должны:

- 1) максимально представлять информацию, полезную в приложениях,
- 2) позволить производить измерения простыми и надежными приборами.

Факторы электрического состояния воздуха

Среднее время существования легкого аэроиона всего около одной минуты. Поэтому электрическое состояние воздуха находится в динамическом равновесии и зависит от некоторых первичных факторов. Основными факторами являются:

- 1) ионизирующие излучения,
- 2) аэрозольный состав воздуха.

Электрическое состояние воздуха зависит в малой степени и от химического состава его газовой фазы, однако это отражается лишь в тонких эффектах и ниже не рассматривается.

Первичные факторы электрического состояния воздуха непосредственно связаны с загрязненностью воздуха, а потому электрическое состояние может рассматриваться в качестве индикатора загрязненности воздуха. Это указывает на важное приложение аэроэлектрических измерений, что должно учитываться уже при определении основных интегральных электрических параметров воздуха.

Легкие аэроионы

Легкие аэроионы составляют в спектре подвижностей аэроионов изолированную группу. Благодаря высокой подвижности они определяют основную долю тока проводимости в воздухе. Измерение легких аэроионов существенно проще, чем измерение других фракций спектра подвижностей аэроионов.

Выше зоны приземного электродного эффекта концентрации отрицательных и положительных легких аэроионов почти равны. Легкие аэроионы имеют относительно стабильные средние подвижности и концентрации легких аэроионов связаны с полярными проводимостями воздуха почти функционально.

Допустим, что концентрация и отрицательных, и положительных легких аэроионов равна n . Тогда скорость потери легких аэроионов за счет взаимной рекомбинации равна αn^2 , где α — относительно стабильный коэффициент рекомбинации. Скорость потери легких аэроионов за счет столкновений с нейтральными и заряженными аэрозольными частицами равна γn , где коэффициент поглощения γ зависит лишь от аэрозольного состава воздуха. Как правило, γn существенно больше αn^2 . Если ионизирующие излучения образуют легкие аэроионы интенсивностью q , то

$$\frac{dn}{dt} = q(t) - \alpha n^2 - \gamma n. \quad (I)$$

Это дифференциальное уравнение определяет функцию $n(t)$. Решение уравнения зависит от функции $q(t)$ и от коэффициента γ . В частном случае постоянной интенсивности ионобразования, $q(t) \equiv q$, получается равновесие $q = \alpha n^2 + \gamma n$.

Интенсивность ионообразования

Интенсивность ионообразования определяется интенсивностью ионизирующих излучений. Некоторая часть аэроионов, обычно около 10–20%, создается космическими лучами, остальная часть – радиоактивными излучениями. Поскольку космические лучи являются стабильным фактором, то интенсивность ионообразования может быть рассмотрена как интегральная характеристика радиоактивности окружающей среды.

Традиционная единица измерения интенсивности ионообразования $I \mathcal{J}$ равна интенсивности, при которой в 1 см^3 в среднем создается одна пара элементарных зарядов в секунду. Единица измерения в СИ $1 \text{ А/м}^3 = 6,24 \cdot 10^{12} \mathcal{J}$. В качестве практической единицы измерения приемлема 1 пА/м^3 .

Интенсивность ионообразования является первым интегральным аэроэлектрическим параметром, который может быть рассмотрен как характеристика загрязненности атмосферы.

Электрическая плотность аэрозоля

Интегральная плотность аэрозоля определяется уравнением

$$\nu_p = \int p(r) f(r) dr, \quad (2)$$

где $f(r)dr$ – численная плотность или концентрация аэрозольных частиц радиусами от r до $r+dr$ и $p(r)$ – весовая функция. При $p(r) \equiv 1$ получим численную плотность, при $p(r) = r^2$ – поверхностную плотность, при $p(r) = r^3$ – объемную плотность аэрозоля. В случае некоторой специальной весовой функции уравнение (2) описывает оптическую плотность аэрозоля. Можно определить и такую специальную весовую функцию, чтобы $\nu_p = \mathcal{J}$. Поэтому коэффициент поглощения легких аэроионов \mathcal{J} может быть рассмотрен как электрическая плотность аэрозоля.

Электрическая плотность аэрозоля наиболее полно, по сравнению с другими интегральными параметрами, характеризует действие аэрозолей в электрических процессах. Электрическая плотность аэрозоля предположительно скоррелирована с активностью аэрозоля также в некоторых других процессах. Область возможных приложений понятия электрической плотности аэрозоля простирается за пределы специфических электрических явлений.

Единица измерения электрической плотности аэрозоля – с^{-1} .

Электрическая плотность аэрозоля является вторым интегральным аэроэлектрическим параметром, который может быть рассмотрен как характеристика загрязненности атмосферы.

Методы измерения

Классический метод измерения интенсивности ионообразования при помощи ионизационной камеры не позволяет создать надежной и простой в обращении измерительной аппаратуры. Очевидно, именно по этой причине интенсивность ионообразования рассматривалась в практике атмосферно-электрических исследований относительно редко.

Уравнение (I) указывает на возможность совместного измерения интенсивности ионообразования и электрической плотности аэрозоля при помощи простого прибора - счетчика легких аэроионов. Для этого счетчик следует дополнить генератором легких аэроионов, который обладал бы умеренной постоянной интенсивностью ионообразования.

Измерим концентрацию легких аэроионов n_1 при выключенном и n_2 при включенном генераторе аэроионов. Обе измеренные величины зависят от аргументов q и γ :

$$\begin{cases} n_1 = f_1(q, \gamma) \\ n_2 = f_2(q, \gamma) \end{cases} \quad (3)$$

Параметры генератора аэроионов учитываются в выражении функции f_2 . Система уравнений (3) решается относительно неизвестных q и γ . Функция f_2 зависит от аргумента q слабо, что обеспечивает хорошую обусловленность системы уравнений и быструю сходимость итерационного процесса ее решения.

ELECTRICAL PARAMETERS OF AIR POLLUTION

H. Tammet

Summary

The paper carries a suggestion to use two electrical parameters for the characterization of the pollution of the air, namely the intensity of the rise of ions and the electrical density of aerosols. A simple method is described which enables one to measure the two above-mentioned parameters simultaneously.

СЧЕТЧИК АЭРОИОНОВ С ЦИФРОВОЙ ИНДИКАЦИЕЙ УТ-7714

Р.Л. Матизен, Я.Р. Эзвель, Э.Ю. Ютс, А.Ф. Якобсон

Описываемый счетчик аэроионов УТ-7714 является усовершенствованной моделью из серии счетчиков типа УТ-6914 и УТ-7406 [1] и предназначен для измерения и непрерывной регистрации условной концентрации аэроионов, а также плотности заряда электроаэрозолей.

Разработка новой конструкции была вызвана тем, что при проведении длительных исследований атмосферной ионизации регистрация результатов измерений с помощью самописцев нецелесообразна, так как обработка записанных на ленту данных очень трудоемка и требует больших затрат времени. Значительно более удобной является запись результатов измерений в кодированном виде на перфоленту, которая пригодна для ввода в вычислительную машину.

Кроме того представление результатов измерений в цифровой форме уменьшает ошибки измерений.

Блок-схема прибора УТ-7714 приведена на рис. 1.

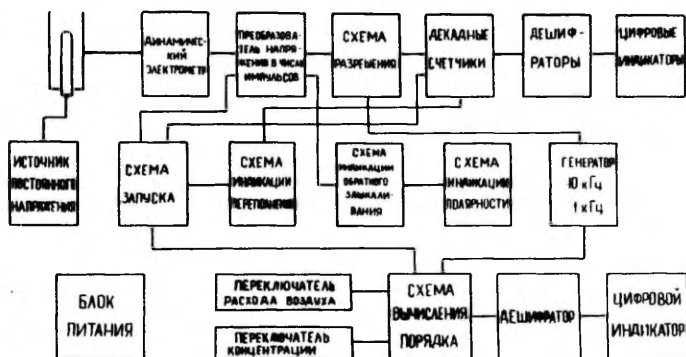


Рис. 1. Блок-схема счетчика аэроионов УТ-7714.

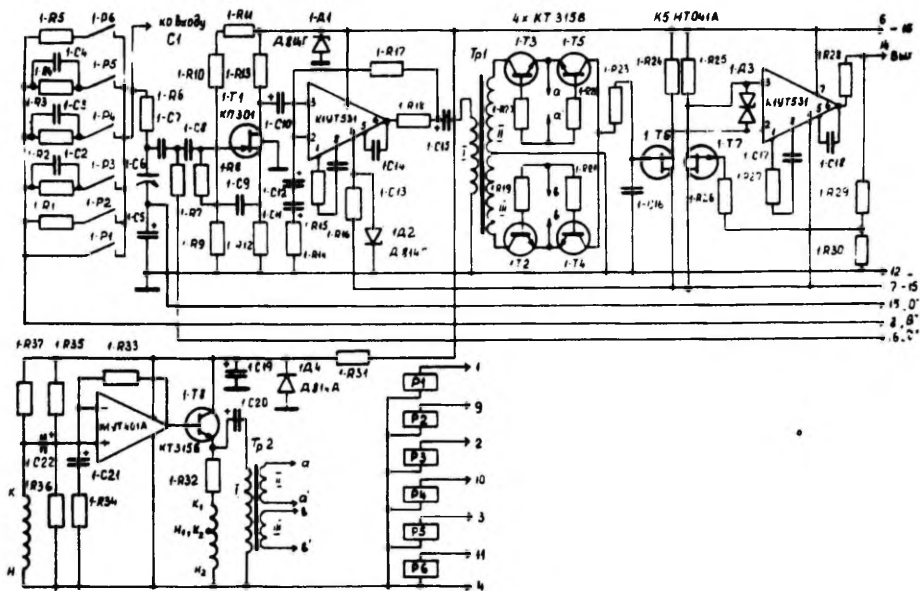


Рис. 2. Принципиальная схема электрометра.

Система протяжки воздуха изменений не претерпела и на схеме не приведена.

Сигнал с измерительного конденсатора поступает на вход динамического электрометра, схема которого подверглась значительным изменениям (рис. 2).

В электрометре применен серийный динамический конденсатор ДРК-3. Обмотки динамического конденсатора питаются от генератора, собранного на интегральной схеме К1УТ401А и транзисторе КТ315Б. Усилитель переменного тока собран на полевом транзисторе КП301 и интегральной схеме К1УТ531А. Усиленный сигнал детектируется синхронным детектором на транзисторах КТ315В, а затем усиливается усилителем постоянного тока, который собран на транзисторной сборке типа К5НТ041А и операционном усилителе К1УТ531А. Выходное напряжение подается на схему преобразователя напряжения в число импульсов, которая собрана на пяти интегральных схемах (рис. 3).

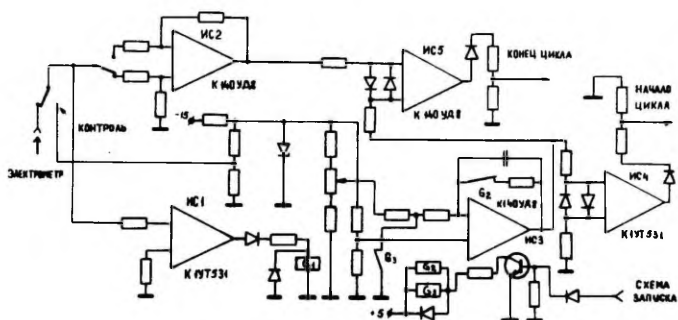


Рис. 3. Система преобразования напряжения в число импульсов.

При поступлении запускающего импульса от схемы запуска контакты герконов G_2 и G_3 размыкаются и конденсатор с интегратора, собранного на интегральной схеме ИС3, начинает заряжаться. Схема сравнения на ИС4 в момент прохождения напряжения интегратора через 0 вырабатывает импульсы начала цикла. Импульсы конца цикла вырабатываются схемой сравнения ИС5 при равенстве напряжений электрометра и интегратора. Схема ИС2 осуществляет или не осуществляет переворот фазы поступающего от электрометра напряжения в зависимости от его полярности. Максимальное значение напряжения интегра-

тора равно 10 В.

В период времени от начала до конца цикла импульсы генератора 10 кГц (1 кГц) через схему разрешения поступают на схему счета. В состав этой схемы входят декадные счетчики, дешифраторы и цифровые индикаторы, собранные на логических интегральных схемах.

Порядок измеряемой концентрации определяется в зависимости от положений переключателя расхода воздуха и переключателя предела концентрации. Индикация порядка, а также знака заряда измеряемых аэроионов осуществляется цифровыми индикаторами.

В целях исключения ошибок при измерении в схеме прибора предусмотрены индикаторы обратного зашкаливания и переполнения.

Предусмотрена возможность включения счетчика аэроионов в систему автоматического сбора информации. Для этого на выходные штепсельные разъемы выведены в двоично-десятичном коде условная концентрация аэроионов, а также порядок измеряемой величины. Поскольку некоторые системы автоматического сбора информации (например К 200) [2] требуют входной сигнал в аналоговой форме, то на выходной разъем счетчика выведен также выход электрометра. Для пуска внешних устройств служит сигнал КОНЕЦ ИЗМЕРЕНИЯ. Предусмотрена возможность внутреннего разового и периодического (60; 12; 6 изм./мин) запуска счетчика. Для внешнего запуска счетчика сигнал подводится к специальному разъему на передней панели. На выходе счетчика имеются также сигналы, определяющие полярность измеряемых аэроионов и зашкаливание (прямое и обратное) прибора.

Основные технические характеристики прибора ЦТ-7714:

1. Диапазон предельной подвижности 0,0001...8 см²/(В·с).
2. Измерение концентрации аэроионов возможно в пределах от 10 до 10¹⁰ эл.зар./см³.
3. Ориентировочная суммарная погрешность не превышает 10%.
4. Диапазон рабочих температур -30°С... +40°С.
5. Питание от сети или преобразователя 220 В, 50 Гц.
6. Потребляемая мощность около 25 Вт.
7. Габаритные размеры 160x350x516 мм.
8. Масса не более 15 кг.

Л и т е р а т у р а

1. Матисен Р.Л., Ютс Э.Ю. Счетчики аэроионов УТ-6914 и УТ-7406. - Уч. зап. Тартуского ун-та, 1975, вып. 348, с. 24-29.
2. Система информационная измерительная К200. Паспорт 3...489.006Пс. Омск: з-д "Электроточприбор", 1976.

DIGITAL AIR ION COUNTER UT-7714

R. Matisen, J. Öövel, E. Üts and A. Jakobson

Summary

The paper presents the description of an air-ion counter of the type UT-7714 with a digital readout and with output data in analog form and in the binary-decimal code. The latter permits one to switch the counter into automated systems of information collection. Considerable changes have been made in the scheme of the dynamic electrometer compared with the previous models.

ОБ УНИПОЛЯРНОЙ ЗАРЯДКЕ ПЕРВОНАЧАЛЬНО
ЗАРЯЖЕННОГО АЭРОЗОЛЯ

Я. И. Сальм

Общая схема униполярной зарядки довольно подробно была рассмотрена уже в работе [1]. Для первоначально нейтрального аэрозоля уравнения кинетики зарядки записаны в виде (с некоторыми изменениями обозначений):

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{dt} &= -I_0 N_0, \\ \frac{dN_1}{dt} &= I_0 N_0 - I_1 N_1, \\ \frac{dN_2}{dt} &= I_1 N_1 - I_2 N_2, \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{dN_q}{dt} &= I_{q-1} N_{q-1} - I_q N_q, \end{aligned}$$

где N_q - частная концентрация аэрозольных частиц данного радиуса и зарядного числа q ,
 I_q - поток аэроионов на частицу данного радиуса и данного зарядного числа.

Начальные условия для первоначально незаряженного аэрозоля

$$\begin{aligned} N_0(t=0) &= q_0, \\ N_q(t=0) &= 0, \quad q \geq 1. \end{aligned}$$

Эта система разностно-дифференциальных уравнений известна также как уравнения рождения. Между прочим, они применимы к описанию радиоактивного превращения элементов [2].

Решение этой системы записано в виде:

$$N_q(t) = a_0 \left(\prod_{k=0}^{q-1} I_k \right) \sum_{j=0}^q \frac{\exp(-I_j t)}{\prod_{\ell=0}^q (I_\ell - I_j)},$$

где 1) \prod^* - произведение с одним исключением: при равенстве индексов соответствующий множитель (член) всегда равен единице;

2) в случае $q = 0$ первый множитель $\prod_{k=0}^{q-1} I_k = 1$.

Итак,

$$N_0(t) = a_0 \exp(-I_0 t),$$

$$N_1(t) = a_0 I_0 \left[\frac{\exp(-I_0 t)}{I_1 - I_0} + \frac{\exp(-I_1 t)}{I_0 - I_1} \right],$$

$$N_2(t) = a_0 I_0 I_1 \left[\frac{\exp(-I_0 t)}{(I_0 - I_1)(I_2 - I_0)} + \frac{\exp(-I_1 t)}{(I_0 - I_1)(I_2 - I_1)} + \frac{\exp(-I_2 t)}{(I_0 - I_2)(I_1 - I_2)} \right],$$

.....

На деле же атмосферный аэрозоль никогда не бывает полностью нейтральным, поэтому правильнее допустить начальное распределение частных концентраций по зарядам. Предположим, что в начальный момент имеются как отрицательно, так и положительно заряженные аэрозольные частицы с концентрациями a_i , где i - зарядное число.

В обычных атмосферных условиях распределение зарядов, вероятно, близко к стационарному распределению, т.е. a_i отличны от нуля в некотором интервале $q_{min} \leq i \leq q_{max}$ симметрично относительно точки $i = 0$. Например, для самых мелких частиц в расчет идут только начальные концентрации a_{-1} , a_0 , a_1 . С увеличением радиуса появляются a_{-2} , a_2 и т.д. Во всяком случае, имеется некое минимальное зарядное число q_{min} , ниже которого можно считать $a_i = 0$.

В таком случае система уравнений кинетики зарядки выглядит так:

$$\frac{dN_{q_{\min}}}{dt} = - I_{q_{\min}} N_{q_{\min}},$$

$$\frac{dN_{q_{\min}+1}}{dt} = I_{q_{\min}} N_{q_{\min}} - I_{q_{\min}+1} N_{q_{\min}+1},$$

$$\frac{dN_{q_{\min}+2}}{dt} = I_{q_{\min}+1} N_{q_{\min}+1} - I_{q_{\min}+2} N_{q_{\min}+2},$$

.....,

$$\frac{dN_q}{dt} = I_{q-1} N_{q-1} - I_q N_q$$

с начальными условиями:

$$N_q(t=0) = a_q, \quad q_{\min} \leq q \leq q_{\max};$$

$$N_q(t=0) = 0, \quad q_{\min} > q > q_{\max}.$$

Эта система уравнений состоит из линейных дифференциальных уравнений относительно времени. Можно найти решения первых уравнений при указанных начальных условиях и попытаться записать решение в общем виде для произвольного уравнения.

1) $q = q_{\min}$

$$N_{q_{\min}} = a_{q_{\min}} \exp(-I_{q_{\min}} t).$$

2) $q = q_{\min} + 1$

$$N_{q_{\min}+1} = a_{q_{\min}+1} \exp(-I_{q_{\min}+1} t) + a_{q_{\min}} I_{q_{\min}} \sum_{j=q_{\min}}^{q_{\min}+1} \frac{\exp(-I_j t)}{\prod_{l=q_{\min}}^{q_{\min}+1} (I_l - I_j)}.$$

3) $q = q_{\min} + 2$

$$N_{q_{\min}+2} = a_{q_{\min}+2} \exp(-I_{q_{\min}+2} t) + a_{q_{\min}+1} I_{q_{\min}+1} \sum_{j=q_{\min}+1}^{q_{\min}+2} \frac{\exp(-I_j t)}{\prod_{l=q_{\min}+1}^{q_{\min}+2} (I_l - I_j)} +$$

$$+ a_{q_{\min}} I_{q_{\min}} I_{q_{\min}+1} \sum_{j=q_{\min}}^{q_{\min}+2} \frac{\exp(-I_j t)}{q_{\min}+2 \prod_{\ell=q_{\min}}^* (I_{\ell} - I_j)}$$

и т.д.

С помощью математической индукции можно написать решение для произвольной концентрации

$$N_q(t) = \sum_{i=q_{\min}}^q a_i \left(\prod_{k=i}^{q-1} I_k \right) \sum_{j=i}^q \frac{\exp(-I_j t)}{\prod_{\ell=i}^q (I_{\ell} - I_j)}.$$

Аналогично вышеизложенному: 1) \prod^* означает произведение, в котором сомножитель с равными индексами равен единице, 2) первое произведение $\prod_{k=i}^{q-1} I_k = 1$, если $q = q_{\min}$.

Таким образом, исходя из начального распределения a_i и потоков аэроионов I_j можно найти распределение частных концентраций в любой последующий момент времени $N_q(t)$. Точнее говоря, налицо двумерное распределение по зарядам и радиусам $N_{q,r}(t)$ исходя из начального распределения $a_{i,r}$ и потоков $I_{j,r}$. Радиус r входит во все выражения как дополнительный аргумент (параметр).

При сделанных выше допущениях для вычисления распределения зарядов частиц необходимо знать потоки аэроионов на частицы с разными зарядами и радиусами. В настоящее время и теория, и экспериментальные данные для расчета потоков оставляют желать лучшего.

Л и т е р а т у р а

1. Boisdron, T., Brock, J.R. On the stochastic nature of the acquisition of electric charge and radioactivity by aerosol particles. - Atmos. Environ., 1970, v. 4, p.35-50.
2. Гольданский В.И., Купченко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М., 1959.

ON UNIPOLAR CHARGING OF INITIALLY CHARGED AEROSOLS

J. Salm

Summary

The kinetics of unipolar charging of initially neutral aerosols has been adequately discussed in the literature. This study presents a formula for the later charge distribution on initially charged aerosols when charging is carried out in a unipolar atmosphere of air ions.

К РАСЧЕТУ ВРЕМЕНИ ЗАХВАТА ИОНА АЭРОЗОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЕЙ В УНИПОЛЯРНОМ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ЗАРЯДЕ

А. А. Подольский

Куйбышевский авиационный институт
им. академика С. П. Королева

Задача об электризации аэрозольных частиц в униполярном пространственном заряде при отсутствии внешнего поля имеет важное научное и прикладное значение и неоднократно привлекала внимание исследователей. Цель настоящей работы заключается в количественном сравнении результатов, полученных разными методами, и оценке приобретаемых субмикронными частицами зарядов. Такое сравнение уже проводилось [1, 2], но по ограниченному числу работ, не охватывающему все важные результаты. Рассмотрим основные методы расчета скорости электризации.

1. На некотором расстоянии r_0 от центра заряженной сферической частицы напряженности отталкивающего кулоновского поля и притягивающего поля зеркального отображения иона взаимно уравниваются. Скорость зарядки определяется числом ионов, обладающих достаточной энергией, чтобы преодолеть потенциальный барьер отталкивающего поля и достичь r_0 [3, 4]. Пренебрегается диффузией ионов к частице, влиянием поля на распределение концентрации ионов, искривлением траектории ионов вблизи частицы.

2: Скорость зарядки рассчитывается газокинетическими методами, без учета диффузии ионов к частице. Сначала определяется число ионов со скоростями $(c, c+dc)$, поступающих в единицу времени на площадку ds на поверхности частицы из бесконечно малого элемента пространства dv , где они имели последнее столкновение с молекулами. Затем производится интегрирование по скорости, объему пространства, из которого ионы могут попасть на элемент ds ,

поверхности частицы [5]. Аналогичным путем, но с учетом искривления траектории ионов, решалась задача в работе [1]. Выражение для скорости зарядки, полученное в этой работе, еще раньше из простых физических соображений вывел Уайт [6]. Во всех этих работах принимается, что распределение концентрации ионов после каждого акта захвата устанавливается мгновенно и совпадает с распределением Больцмана.

3. Принимается, что уравнение диффузии справедливо во всей окрестности частицы и скорость поступления ионов равна диффузионному потоку ионов к частице. Поскольку сила зеркального отталкивания предотвращает утечку ионов с поверхности частицы, последняя считается абсолютно поглощающей и уравнение диффузии решается при граничном условии $n = 0$ при $r = a$ (здесь n — концентрация ионов; r — радиальная координата, отсчитываемая от центра частицы; a — радиус частицы) [7].

4. Скорость поступления ионов на частицу принимается равной числу столкновений ее с ионами, проникающими в окружающий частицу сферический слой толщиной порядка длины свободного пробега иона λ . Уравнение диффузии справедливо за пределами этого слоя, внутри слоя ионы движутся без столкновений как в вакууме. Концентрация ионов на границе слоя находится с учетом диффузионного потока ионов к частице, равного скорости захвата их частицей. Таким методом, пренебрегая искривлением траектории ионов и находя число столкновений частицы с ионами усреднением их скоростей по всем направлениям, получено приближенное решение задачи о зарядке [8]. Строгое решение, с учетом силы зеркального отталкивания и искривления траектории ионов у поверхности частицы, при допущении, что все ионы обладают одинаковой энергией $1,5kT$ и испытывают последнее столкновение с молекулами воздуха на одинаковом расстоянии δ от центра частицы ($\delta = a + \lambda'$, где λ' — величина, зависящая от a и близкая к λ), получено в работе [9].

К этому направлению примыкает и исследование [10]. Здесь скорость зарядки принимается равной числу ионов, проникающих в единицу времени внутрь окружающей частицу сферы радиуса ρ , умноженному на вероятность того, что проникший в сферу ион столкнется с молекулой газа или непосредственно с поверхностью частицы, причем значение ρ опреде-

ляется выражением

$$\begin{aligned} \Psi(\rho) - \Psi(\rho) + \beta\lambda &\geq 3kT & \text{при } \rho + \beta\lambda \leq r_0, \\ \Psi(\rho) - \Psi(r_0) &= 3kT & \text{при } \rho + \beta\lambda > r_0. \end{aligned} \quad (\text{ж})$$

Здесь $\Psi(\rho)$ - потенциальная энергия иона на расстоянии ρ от центра частицы, β - множитель порядка единицы, r_0 - радиус сферы, разделяющей зоны притяжения и отталкивания.

Идея критерия захвата иона, по Г.Л. Натансону, заключается в том, что после столкновения иона с молекулой воздуха при $r < \rho$ его энергия, при выполнении условия (ж), оказывается меньше работы по удалению иона снова к черте $r = \rho + \beta\lambda$ и он неизбежно будет захвачен частицей. Расчетные формулы получены для асимптотических случаев $a \ll \lambda$ и $a \gg \lambda$.

5. Скорость поступления ионов на частицу определяется газокINETическим методом, в духе работы [5], но с учетом силы зеркального отображения, кривизны траекторий ионов, вероятностей индивидуальных длин свободного пробега; для нахождения распределения концентрации ионов решается диффузионное уравнение с учетом ненулевого потока ионов к частице, равного скорости захвата их частицей [11]. Метод наиболее строго и полно учитывает все влияющие факторы и поэтому обеспечивает наибольшую точность, однако получение количественных результатов сопряжено с весьма трудоемкими расчетами.

Процесс зарядки является дискретным, т.е. состоит из последовательности актов захвата ионов, с монотонно возрастающими интервалами времени между ними [12]. Назовем временной интервал между двумя очередными поступлениями ионов на частицу, представляющий собой величину, обратную потоку ионов к частице, временем захвата иона. Для первоначально незаряженной частицы время захвата определяется временем пребывания частицы в зоне униполярного пространственного заряда до поступления на нее первого иона. Для сравнения скорости зарядки по различным теориям известные выражения были преобразованы к виду, удобному для расчета среднего времени захвата иона. Это время нормировалось делением на постоянную времени $\tau = \frac{4\epsilon_0}{n_0 \bar{e} B} = \frac{4\epsilon_0 kT}{n_0 \bar{e}^2 D} = \frac{1}{\gamma \lambda a n_0 D}$ (здесь ϵ_0 - электрическая постоянная; n_0 - невозмущенная концентрация ионов; \bar{e} - элементарный заряд; B - электрическая подвижность

иона; D - коэффициент диффузии; k - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура; $\varphi = \frac{E^2}{4\pi\epsilon_0 kT}$ - потенциал сферы радиуса α , несущий один элементарный заряд, в безразмерной форме). Целесообразность нормировки обусловлена двумя факторами. Во-первых, постоянная τ легко определяется для любого зарядного устройства. Во-вторых, облегчается оценка роли диффузионной зарядки при наличии внешнего электрического поля, когда одновременно действуют диффузионный и ударный механизмы заряжения.

Расчетные формулы, с указанием источника, откуда были заимствованы исходные выражения, приведены в табл. I. В формулах использованы обозначения: c - среднеарифметическая скорость теплового движения ионов; $p = r_0/\alpha$, определяется из уравнения $\frac{2p^2-1}{p(p^2-1)^2} = N$; N - число элементарных зарядов по частице;

$i = \frac{1}{p} - \frac{1}{2Np^2(p^2-1)}$; $\psi(y) = N\gamma y \left[1 - \frac{y^3}{2N(1-y^2)} \right]$; $\psi_{\delta} = \psi\left(\frac{\alpha}{\delta}\right)$, $\Phi(N\gamma i)$ - интеграл вероятности; E_i - интегральная показательная функция; Γ - коэффициент, учитывающий изменение числа ионов, поступающих в единицу времени на частицу, вследствие искривления их траектории электрическим полем последней.

Определение коэффициента Γ производится следующим образом. Для иона, вылетающего с поверхности граничной сферы радиуса δ , связь между расстоянием наибольшего приближения к центру частицы r и прицельным расстоянием b (расстоянием от центра частицы до касательной к траектории в точке вылета иона) дается в работе [9] выражением

$$b^2 = r^2 \left\{ 1 + \frac{2}{3} \left[\psi\left(\frac{\alpha}{\delta}\right) - \psi\left(\frac{\alpha}{r}\right) \right] \right\}.$$

С увеличением заряда на частице минимум функции $b^2(r)$, достигаемый при $r = r_1$, постепенно смещается в область отрицательных значений. В зависимости от соотношения между r_1 и длиной δ начального радиус-вектора возможны три случая: 1) $\delta < r_1$; 2) $\delta > r_1$ и $\min b^2 > 0$; 3) $\delta > r_1$ и $\min b^2 < 0$. В первом случае траектория любого иона проходит через частицу, $r = (\delta/\alpha)^2$; во втором - через частицу проходят траектории лишь тех ионов, у которых $b \leq b(r_1)$, следовательно, $r = b^2(r_1)/\alpha^2$; в третьем случае $r = 0$.

Время захвата N ионов находится суммированием элементарных интервалов времени, рассчитываемых по формулам табл. I.

Таблица I.

Формулы для расчета нормированного среднего
времени захвата иона частицей с зарядом

№	Δt	Источник
1	$\frac{D\gamma}{ca}$, при $N=0$ $\frac{D\gamma}{ca} \left[2\sqrt{\frac{N\gamma i}{\pi}} \exp(-N\gamma i) + 1 - \Phi(\sqrt{N\gamma i}) \right]^{-1}$, при $N=1,2,3,\dots$	[4]
2	$\frac{D\gamma}{ca} \exp(N\gamma) \left\{ 1 + N\gamma \left[1 + \frac{a}{\lambda} \exp\left(\frac{a}{\lambda}\right) E_i\left(\frac{a}{\lambda}\right) \right] \right\}^{-1}$	[5]
3	$\frac{D\gamma}{ca} \exp N\gamma$	[1]
4	$\frac{1}{4} \gamma$, при $N=0$ $\frac{1}{4} (\exp N\gamma - 1)$, при $N=1,2,3,\dots$	[7]
5	$\frac{D\gamma}{ca} \left[1 + \frac{a^2 c}{4D(a+\lambda)} \right]$, при $N=0$ $\frac{1}{4N} \left[\left(1 + \frac{4\gamma ND}{ca} \right) \exp\left(N\gamma \frac{a}{a+\lambda}\right) - 1 \right]$, при $N=1,2,3,\dots$	[8]
6	$\frac{\gamma}{4} \left[\frac{4D}{acr} \exp \Psi_{\delta} + \int_0^{a/\delta} \exp \Psi(y) dy \right]$	[9]
7	$\frac{\gamma}{4} \int_0^1 \exp \Psi(y) dy$, при $a \gg \lambda$ $\frac{\gamma D}{ac} \left[1 + \sqrt{\frac{\pi \gamma}{2}} \right]^{-1}$, при $a = \rho \ll \lambda, N=0$ $\frac{\gamma D}{ac} \left[1 + \sqrt{\frac{\pi \gamma}{2}} + \frac{16 \rho}{3 \lambda} \left(\frac{\rho}{a} \right)^2 \right]^{-1}$, при $a \ll \rho = a \sqrt{\frac{\gamma}{6}} \ll \lambda, N=0$ $\frac{\gamma D}{\rho^2 ac} \exp(N\gamma i)$, при $a \ll \lambda, N=1,2,3,\dots$	[10]

Рассматривая процесс зарядки как непрерывный, можно из выражения (3) получить формулу для непосредственного определения времени захвата N ионов [6]:

$$t_N = \frac{D}{ac} (\exp Ny - 1). \quad (8)$$

Выражение (4) позволяет придти к интегральному соотношению, удобному для расчета динамики зарядки [10, 11]:

$$t_N = \frac{1}{4} [E_i(Ny) - E_n(Ny) - 0,5772]. \quad (9)$$

Расчеты по формулам (1)...(9) были проведены при следующих численных значениях параметров. Коэффициент диффузии ионов D был принят равным $5,52 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, что соответствует (см. соотношение $D\bar{e} = kTB$) подвижности отрицательных ионов кислорода $2,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [13]. Среднеарифметическая скорость ионов c была принята равной $4,4 \cdot 10^2 \text{ м/с}$ ($c = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}$ полагая $T = 291 \text{ К}$ и массу иона M равной массе молекулы кислорода, найдем приведенное выше значение для c). Длина свободного пробега ионов λ , вычисленная по газокинетической формуле Ланжевена [14], составляет $3 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ (это значение совпадает с использованным в работах [10, 15]). Результаты расчетов частично представлены в табл. 2 и на рис. 1. Они позволяют сделать следующие выводы:

1. Формулы (6) и (7), несмотря на различие использованных при их выводе критериев захвата иона, дают приблизительно одинаковые значения t_N . Расхождение может быть вызвано тем, что формулы Натансона справедливы в ограниченном интервале значений a ($a \ll \lambda$ и $a \gg \lambda$) при не слишком больших N . Заметим, что при $a \ll \lambda$, $N = 0$ для частиц радиусом $(0,3 + 1) \cdot 10^{-8} \text{ м}$ $a \approx \rho$ и для расчета времени захвата целесообразно использовать формулу $\Delta t = \frac{\gamma D}{ac} \left[1 + \left(\frac{\pi \gamma}{2} \right)^{1/2} \right]^{-1}$, совпадающую с формулой Кифа, Нолана и др. [16]. Для частиц радиусом $1 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ и менее $\rho > 1,7 a$, формулы Натансона при $a = \rho$ и $a < \rho$ дают примерно одинаковые результаты. Повидимому, формула Фукса (6), учитывающая наибольшее число влияющих факторов и выведенная без ограничения по размеру частиц, обеспечивает наибольшую точность.

2. Из сопоставления результатов расчетов по формулам (4) и (6) следует, что эффекты, обусловленные силой зеркального отражения, искривлением траектории ионов и скачком концентрации ионов у поверхности частицы, взаимно ком-

Таблица 2.

Значения нормированного времени захвата N ионов
первоначально незаряженной частицей

$\alpha \cdot 10^6, \text{ м}$	N	Расчетная формула								
		(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
$1 \cdot 10^{-3}$	1	720	720	720	14,3	720	74,3	63	-	-
$3 \cdot 10^{-3}$	1	72	72	72	4,8	72	13,7	12,3	-	-
$1 \cdot 10^{-2}$	1	7,2	7,2	7,2	1,4	7,5	2,3	1,8	390	17,5
	2	27	500	2230	76	385	129	49,5	-	1517
$3 \cdot 10^{-2}$	1	0,8	0,8	0,8	0,5	1,04	0,54	-	2,4	1,0
	2	2,15	3,8	6,2	1,9	3,5	2,0	-	18,7	3,8
	3	5,8	18,2	42,7	7,5	9,64	6,6	-	129	17,5
	4	18,1	92,6	289	32,3	25,1	24,1	-	-	84,5
$1 \cdot 10^{-1}$	1	0,07	0,07	0,07	0,14	0,18	0,14	0,12	0,10	0,17
	2	0,15	0,19	0,20	0,33	0,47	0,34	0,28	0,27	0,40
	3	0,25	0,37	0,43	0,60	0,82	0,60	0,48	0,57	0,72
	4	0,38	0,67	0,83	0,98	1,32	0,98	0,76	1,12	1,18
	5	0,57	1,16	1,54	1,53	2,04	1,51	1,15	2,08	1,85
	6	0,84	1,96	2,80	2,45	3,11	2,29	1,69	3,78	2,89
	7	1,23	3,30	5,04	3,70	4,66	3,45	2,46	6,81	4,45
	8	1,82	5,51	9,02	5,60	6,98	5,19	3,58	12,2	6,88
	9	2,71	9,2	16,1	8,68	10,5	7,85	5,23	21,7	11,8
	10	4,08	15,4	28,6	13,7	15,7	11,9	7,70	38,6	17,7

пенсируются при $a \geq 3 \cdot 10^{-8}$ м. Учет одного из факторов при пренебрежении остальными приводит к большой погрешности. Это подтверждается сравнением результатов расчетов по формулам (2) и (3), (5) и (6). Так, учет искривления траектории ионов вблизи заряженной частицы приводит к существенному увеличению времени t_N , рассчитанного по формуле (3), по сравнению с определенным по формуле (2). Однако обе формулы выведены без учета силы зеркального отображения и поэтому не могут дать достоверных результатов для частиц малых размеров ($a < 3 \cdot 10^{-8}$ м).

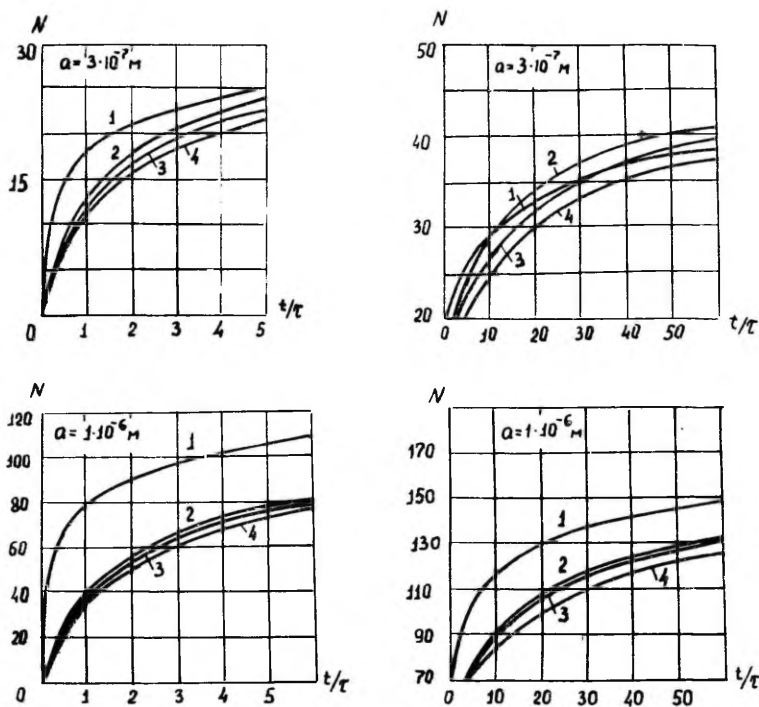


Рис. 1. Зависимость величины заряда от времени зарядки: кривая 1 - по формуле (3); кривая 2 - по формуле (7); кривая 3 - по формуле (6); кривая 4 - по формуле (9).

3. При $a \geq 1 \cdot 10^{-7}$ м все методы дают близкие результаты. Исключение составляет метод Дейтша-Капцова, завышающий скорость зарядки.

4. Зависимость величины заряда от радиуса частицы по диффузионной теории линейна практически при $a \geq 3 \cdot 10^{-8}$ м, по теории Лив-Уайта - при $a \geq 1 \cdot 10^{-7}$ м. Полагая $t_N = 5$ и используя формулу Фукса (6), для оценки зарядов частиц получаем простое соотношение $N = 75 a$ (заряд выражен в \bar{e} , радиус частицы a - в мкм).

Экспериментальные исследования [1, 8, 17] подтвердили линейную зависимость N от a . Выводы же, сделанные в работе [1] о целесообразности пренебрежения диффузией ионов, следует считать преждевременными.

В заключение остановимся на следующем вопросе. Конкретные значения постоянных c , B , D и λ не играют существенной роли при сравнении результатов различных вариантов теоретического анализа, но очень важны при сопоставлении результатов теории и эксперимента. Между тем, в зависимости от условий эксперимента они могут меняться в широких пределах [1, 16]. Представляет интерес оценить влияние фактора на скорость диффузионной зарядки частиц. В таблице 3 приведены результаты расчетов нормированного времени захвата, выполненных по формуле (6) при различных значениях постоянных ($\Delta t'$ - при значениях, указанных выше; $\Delta t''$ - при тех же значениях c , B и D и при $\lambda = 1,3 \cdot 10^{-8}$ м; $\Delta t'''$ - при $c = 4,62 \cdot 10^2$ м/с, $B = 1,4 \cdot 10^{-4}$ м²/В.с, $D = 3,52 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $\lambda = 1,3 \cdot 10^{-8}$ м [16]).

Из расчетов следует, что ошибка в определении λ , при неизменных значениях остальных коэффициентов, практически не влияет на точность результатов. Уменьшение коэффициента диффузии приводит к уменьшению нормированного времени захвата. Реальное время захвата первого иона, наоборот, возрастает, но незначительно (для частиц радиусом менее $1 \cdot 10^{-8}$ м при использованных значениях постоянных не более чем на 15...20%).

Автор выражает благодарность Я.И. Сальму за полезные замечания.

Таблица 3.

Время захвата N ионов первоначально незаряженной
частицей при различных значениях постоянных

$a \cdot 10^8, \text{м}$	N	$\Delta t'$	$\Delta t''$	$\Delta t'''$	$a \cdot 10^8, \text{м}$	N	$\Delta t'$	$\Delta t''$	$\Delta t'''$
0,1	0	74,3	74,8	45,7	2,0	I	4,7	5,6	4,1
0,2	0	25,5	25,9	16,1	2,5	0	0,68	0,69	0,57
0,3	0	13,6	14,0	8,9		I	2,9	3,2	2,5
0,4	0	8,8	9,1	5,9	3,0	0	0,55	0,55	0,46
0,5	0	6,3	6,5	4,3		I	2,0	2,2	1,7
0,6	0	4,8	5,0	3,3	3,5	0	0,45	0,45	0,39
0,7	0	3,8	4,0	2,7		I	1,5	1,6	1,3
0,8	0	3,1	3,3	2,3	4,0	0	0,39	0,38	0,33
0,9	0	2,6	2,8	1,9		I	1,2	1,2	1,0
1,0	0	2,3	2,4	1,7	4,5	0	0,34	0,33	0,29
	I	129	55	35		I	1,0	1,0	0,86
1,5	0	1,3	1,3	1,0	5,0	0	0,30	0,29	0,26
	I	10,5	12,9	8,8		I	0,85	0,84	0,73
2,0	0	0,9	0,9	0,7					

Л и т е р а т у р а

1. Liu, B.Y.H., Whitby, K.T. and Yu, H.H.S. Diffusion charging of aerosol particles at low pressures. - J. Appl. Phys., 1967, v. 38, № 4, p. 1592-1597.
2. Мирзабекян Г.З. Зарядка аэрозолей в поле коронного разряда. - В кн.: Сильные электрические поля в технологических процессах /Под ред. акад. В.И. Попкова. М., 1969, с. 20-39.
3. Deutsch, W. Bewegung und Ladung der Elektrizitätsträger im Zylinderkondensator. - Ann. Phys., 1922, Bd 68, H.12, S. 335-344.
4. Кашцов Н.А. Коронный разряд. М.; Л., 1947.
5. Murphy, A.T., Adler, F.J., Penney, G.W. A theoretical analysis of the effects of an electric field of the charging of fine particles. - Trans. AIEE, 1959, v. 78, p. 59-102.
6. White, H.J. Particle charging in electrostatic precipitation. - Trans. AIEE, 1951, v.70, p.1186-1191.
7. Фукс Н.А. О величине зарядов на частицах атмосферных аэроколлоидов. - Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., т.II, № 4, с. 341-348.
8. Arendt, P., Kallmann, H. Über den Mechanismus der Aufladung von Nebelteilchen. - Z. Phys., 1926, Bd 35, H.6, S. 421-441.
9. Фукс Н.А. О стационарном распределении зарядов аэрозольных частиц в биполярно ионизованной атмосфере. - Изв.АН СССР, сер. геофиз., 1964, № 4, с. 579-586.
10. Натансон Г.Л. К теории зарядки амикроскопических аэрозольных частиц в результате захвата газовых ионов. - Журн. техн. физ., 1960, т. 30, вып. 5, с. 573-588.
11. Мирзабекян Г.З. Зарядка проводящих сферических частиц с радиусом порядка длины свободного пробега ионов в воздухе. - Журн. техн. физ., 1966, т. 36, вып. 7, с. 1259-1268.

12. Gentry, J., Brock, J.R. Unipolar diffusion charging of small aerosol particles. - J. Chem. Phys., 1967, v. 47, N 1, p. 64-69.
13. Кэй Дж., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. М., 1962.
14. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.; Л., 1950.
15. Натансон Г.Л. К теории объемной рекомбинации ионов. - Журн. техн. физ., 1959, т. 29, вып. II, с. 1373-1380.
16. Фукс Н.А., Сутугин А.Г. Высокодисперсные аэрозоли. М., 1969.
17. Hewitt, G.W. The charging of small particles for electrostatic precipitation. - Trans. AIChE, 1957, v. 76, p. 300-307.

ON THE COMPUTATION OF THE TIME OF CAPTURING IONS
BY AEROSOL PARTICLES

A. Podolsky

Summary

The paper presents the results of a comparative evaluation of the charging rate of submicron aerosol particles computed by different methods.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ТРАЕКТОРНЫМ МЕТОДОМ

М.М. Фишер

Траекторный метод [1+5], исторически разработанный для определения размера и заряда отдельных аэрозольных частиц, в настоящее время весьма часто применяется и для исследования спектра частиц - распределения числа частиц по размерам (f_r), зарядам (f_q) или по обоим параметрам одновременно (f_{rq} - спектральная функция плотности распределения числа частиц по размерам и зарядам). Это и понятно, поскольку иной метод, могущий успешно конкурировать с траекторным в области размеров частиц от 0,3+0,4 мкм до 20+30 мкм, до сих пор отсутствует.

Созданные в спектроскопических целях, обычно многопредельные, приборы [6+9] позволяют регистрировать траектории частиц в весьма широких пределах размеров и зарядов частиц. Однако на трудности разработки такой методики регистрации и методики дальнейшей статистической обработки полученных данных, которые позволяют получить неискаженное представление о функции распределения частиц, указывается только в единичных работах. Внимание автора к этим проблемам обусловилось ознакомлением с отчетами договорных работ, выполненных в МЭИ (на кафедре ТВН), статьей [7], а также личными беседами с Э.И. Таммом и Н.А. Фуксом.

Типичной ошибкой при математической обработке данных регистрации траекторий частиц является обработка всех результатов с одинаковым статистическим весом. Подобная статистическая обработка оправдана лишь в редком случае одинаковых условий регистрации для всех исследуемых частиц. Перед обсуждением вопроса полезно уточнить некоторые понятия.

Всякую аэродисперсную систему удобно рассматривать как некоторую поверхность в трехмерном пространстве (r, q, f_{rq}). Форма этой поверхности определена распределением числа частиц по размерам (r - радиус частицы) и зарядам (q - заряд

частицы). Областью определения системы (поверхности) является некоторое точечное множество A на r_0 -плоскости, каждой точке которой соответствуют частицы определенного размера и заряда. Определение размера и заряда частицы эквивалентно определению ее координат на r_0 -плоскости, а определение вида f_{r_0} - исследованию формы названной поверхности.

Для определения r и q частицы регистрация ее траектории должна быть такого качества, чтобы параметры траектории могли быть измерены с определенной точностью. Область на r_0 -плоскости, соответствующая тем частицам, траектории которых регистрируются при данном режиме регистрации качественно, назовем пределом регистрации. Режим регистрации определяется теми параметрами (напряженность электрического поля E , частота поля f , увеличение фотографирующей системы Γ и т.д.) регистрирующего устройства, варьированием которых можно изменить расположение, форму или размеры предела регистрации на r_0 -плоскости.

Счетным объемом для частиц данных r и q назовем величину (объем) такой области обычного трехмерного пространства, из которой качественно регистрируются все частицы данных r и q . В случае однородного распределения ($f_{r_0} \equiv const$) и при равных остальных условиях вероятность качественного регистрирования определенных частиц пропорциональна счетному их объему.

Легко понять, что результаты, полученные в различных пределах регистрации, могут быть различного статистического веса, поскольку условия регистрации при различных режимах регистрации различны. Кроме того, при пересечении соседних пределов регистрации очевидно, что вероятность регистрирования частиц, общих обоим пределам, больше чем в каждом в отдельности. Если несмотря на сказанное, все зарегистрированные частицы считать имеющими одинаковый статистический вес, то это приведет к сильным искажениям полученного представления о форме f_{r_0} .

В работе [10] приводится методика выбора такого набора режимов регистрации, который обеспечивает непересекающиеся пределы регистрации, и даны указания к оценке статистических весов при различных режимах регистрации как для случая применения осцилляционного варианта траекторного метода,

так и для варианта Хоппера-Лэби (постоянное электрическое поле). Кроме того, в статье указывается на необходимость обработки данных, полученных в различных участках одного предела регистрации, с различными статистическими весами. Как выяснилось, это обстоятельство не считается очевидным. Поэтому рассмотрим вопрос подробнее. В целях конкретности остановимся на осцилляционном варианте траекторного метода и докажем, что счетный объем различных частиц одного предела регистрации в общем неодинаков. В данном случае счетный объем в некотором приближении можно рассматривать как объем прямоугольного параллелепипеда, определяемый его высотой, шириной и толщиной.

В регистрирующих устройствах толщина счетного объема обычно определяется глубиной регистрации (резкости) фотографической системы. При этом, в зависимости от условий освещения частиц, фотографирующая глубина регистрации может зависеть от размера частиц. Здесь возникают технические трудности, типичные для счетчиков аэрозольных частиц. В принципе, для всех частиц можно гарантировать одинаковую толщину счетного объема применением четко ограниченного светового потока, толщина которого меньше глубины резкости фотографической системы. Далее предположим, что для всех частиц данного предела регистрации технически гарантирована одинаковая толщина счетного объема (автором этот вопрос изучен очень мало, чтобы в противном случае представить формулу оценки действительной толщины).

Для оценки высоты счетного объема обозначим через V_g стационарную скорость оседания частиц, через T - период переменного электрического поля $E(t)$, через n_{min} - минимальное (еще позволяющее считать траекторию качественно зарегистрированной) число полных колебаний, совершенных частицей в пределах поля зрения фотографической системы и через h - высоту поля зрения. Тогда нижняя грань счетного объема находится на высоте $n_{min} T V_g$ от нижнего края поля зрения. Если частицы в начальный момент экспонирования фотокадра находятся на этой высоте, то они, оседая со скоростью V_g , за время $n_{min} T$ успевают совершить в пределах поля зрения n_{min} полных колебаний. Нетрудно видеть, что верхняя грань счетного объема должна находиться на высоте $V_g t - n_{min} T V_g$ от верхнего края поля зрения (t - время

экспонирования). Таким образом, высота счетного объема

$$H = \sqrt{g}t - \alpha_{\min}T\sqrt{g} + h - \alpha_{\min}T\sqrt{g} = \sqrt{g}(t - 2\alpha_{\min}T) + h. \quad (I)$$

Поскольку $\sqrt{g} = \sqrt{g}(r)$, то H одинакова для всех частиц только в том случае, если время экспонирования одного кадра $t = 2\alpha_{\min}T$.

Как известно, для изолирования исследуемой аэрозольной пробы от искажающих внешних воздействий траектории частиц обычно регистрируются в полости специальной кюветы. Возможные искажения получаемого представления о форме $f_{r,r}$, связанные с недостатками пробоотбора, в дальнейшем изложении опускаются. При регистрации можно различать два случая. В случае более крупных частиц кювета постоянно открыта сверху и частицы входят в нее под действием силы тяжести. В случае же более мелких частиц аэрозольная проба принудительно втягивается в кювету, которая во время экспонирования кадра герметически закрыта. В последнем случае формула (I) справедлива лишь тогда, когда для всех частиц путь $\sqrt{g}t - \alpha_{\min}T\sqrt{g}$ меньше H_1 - расстояния от верхнего края поля зрения до потолка полости кюветы. Если время экспонирования выбрать так, чтобы для всех частиц (данного предела) путь $\sqrt{g}(t - \alpha_{\min}T) > H_1$, то вместо (I) получим

$$H = H_1 + h - \alpha_{\min}T\sqrt{g}.$$

Если при статистической обработке данных учитывать только частицы, находящиеся в начальный момент экспонирования в пределах поля зрения, то

$$H = h - \alpha_{\min}T\sqrt{g}$$

Перейдем к рассмотрению ширины счетного объема. В случае осцилляционного метода (по-прежнему опустим при рассмотрении предложенную Борисовым модификацию [5]), для определения заряда частицы необходимо измерить с трека амплитуду колебаний частицы в направлении электрического поля. Для этого на фотокадре должны находиться изображения экстремальных точек колебательной траектории частицы. Таким образом, частицу можно считать качественно зарегистрированной (необходимое условие), если на кадре находится изображение участка α_{\min} полных колебаний траектории частицы. Обозначим через l ширину поля зрения и через \mathcal{D} двойную амплитуду ко-

лебаний частицы. Легко видеть, что ширина счетного объема

$$L = l - \mathcal{D}.$$

Действительно, если $\mathcal{D} = l$, то частица качественно зарегистрирована (экстремальные точки траектории лежат на фотокадре) только в том редком случае, когда ось симметрии траектории делит фотокадр пополам. Если $\mathcal{D} = 0$ (заряд частицы $q = 0$ или исследуется только f_r при выключенном электрическом поле), то ширина счетного объема всех частиц одинакова и статистический вес определяется одной высотой счетного объема. В общем случае амплитуда колебаний является функцией размера и заряда частиц.

В случае применения метода Хошпера-Лэби [4] определение величины счетного объема несколько сложнее - счетный объем не имеет больше формы прямоугольного параллелепипеда. Можно доказать, что в том случае, когда выполнены условия

$$\begin{aligned} V_y(t - n_{min}T) &< H_1 \\ V_E(t - n_{min}T) &< L_1, \end{aligned}$$

где T - период повторения и n_{min} - минимальное необходимое число световых меток, V_E - компонента стационарной скорости частицы в направлении электрического поля, L_1 - расстояние от края поля зрения до ближайшего электрода в кювете - величина счетного объема вычисляется по формуле

$$\mathcal{V}(r, q) = [V_y(t - 2n_{min}T) + h] \times [V_E(t - 2n_{min}T) + l] - V_E V_y(t - n_{min}T)^2$$

Если при статистической обработке учитывать только те частицы, которые в начальный момент экспонирования находятся в пределах поля зрения, то

$$\mathcal{V}(r, q) = (l - n_{min}T V_E) \times (h - n_{min}T V_y).$$

В итоге можно сказать, что величина счетного объема для различных частиц одного предела регистрации действительно различна и при статистической обработке данных определения r и q частиц необходимо ввести статистические веса

$$K(r, q) \sim 1/\mathcal{V}(r, q).$$

Например при определении среднего размера частиц вместо формулы

$$\bar{r} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n r_k$$

Таблицу на рисунке можно также рассматривать как представление f_{rg} , полученное без учета статистических весов при исследовании аэрозоля с равномерным распределением частиц по размерам и зарядам. Полученная функция нормирована так, что плотность распределения в точке (0,35; 1) принята равной $f_{rg} = 100$.

Приведенный пример наглядно демонстрирует опасность небрежной обработки данных. Численные значения, используемые в примере, соответствуют сконструированному нами устройству [II]. При выводе формул для оценки статистических весов в каждом конкретном случае необходимо учитывать некоторую избирательную потерю частиц во входных устройствах регистрирующих приборов и прочие искажающие факторы, анализ которых выходит за пределы данной статьи.

Л и т е р а т у р а

1. Millikan, R.A. Eine neue Modifikation der Wolkenmethode zur Messung der elektrischen Elementarladung und der wahrscheinlichste Wert dieser Ladung. - Phil. Mag., 1910, Bd 19, S. 209-228.
2. Wells, L., Gerke, W. An oscillation method for measuring the size of ultramicroscopic particles. - J. Am. Chem. Soc., 1919, v.4, N 3, p. 312-329.
3. Фукс Н., Петрянов И. Определение размера и заряда частиц в туманах. - Журн. физ. химии, 1933, т. 4, вып.5, с.567-572.
4. Nopper, V.D., Laby, T.H. The electronic charge. - Proc. Roy. Soc. (London), 1941, v. 178, N 971, p. 243-272.
5. Борисов Ю.Г. Поточный метод определения размеров и зарядов капель атмосферных туманов. - Труды Моск. автодорож. ин-та, 1955, вып. 16, с. 162-167.
6. Петрянов И.В., Лисовский П.В., Натансон Г.П. Прибор для измерения размера и заряда частиц в туманах фотографическим осцилляционным методом. - Зав. лаборатория, 1948, т. 14, N 10, с. 1219-1223.
7. Kunkel, N.B., Hansen, J.W. A dust electricity analyser. - Rev. Scient. Instrum., 1950, v. 21, N 4, p.308-314.

8. Соловьев В.А. Об одном методе измерений зарядов и размеров капель туманов. - Труды Гл. геофиз. обсерв., 1956, вып. 58, с. 31-41.
9. Губенский В.А., Фукс Н.А. Определение размеров и зарядов отдельных частиц при электростатическом распылении жидких систем. - В кн.: Окраска изделий в электрическом поле. М., 1966, с. 35-58.
10. Фишер М.М. Теоретические основы многопредельных траекторных спектрометров. - Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 409, с. 97-124.
11. Тамм Э.И., Фишер М.М. Определение размеров и зарядов аэрозольных частиц в пределах 0,35 до 1,2 мкм ультрамикроскопическим (траекторным) методом. - Уч. зап. Тартуского ун-та, 1973, вып. 320, с. 108-128.
12. Фишер М.М. Об определении заряда частиц аэрозолей осцилляционным методом. - Уч. зап. Тартуского ун-та, 1970, вып. 240, с. 290-296.

INVESTIGATION OF AEROSOL PARTICLE SPECTRA
BY THE TRAJECTORY METHOD

M. Fischer

Summary

Different versions of the trajectory method (uniting the Millikan, Hopper-Laby and oscillation methods) have found application in the investigation of the distribution of aerosol particles according to their size and charge. The application of this method (historically developed for the investigation of individual particles) in spectrometry may call forth several difficulties, particularly if particle size and charge vary over wide ranges.

If we use the multirange trajectory recorder the probability of recording trajectories of different particles has different values. So the results of recordings obtained in different ranges must be combined with different statistical weights. The present paper continues the treatment of the problems discussed in [10]. Here is shown

that different particles of one and the same recording range must also be combined with different weights. Formulas are presented for the calculation of these weights. A numerical example is given to illustrate the error which may be made in the opposite case. The Table shows how the uniform distribution of particles of one recording range will be disturbed if experimental data are carelessly processed.

ЛАЗЕРНЫЙ НЕФЕЛОМЕТР НА БАЗЕ ФЭН-58

М.У. Арольд, Т.П. Бернотас

Одним из основных недостатков нефелометра ФЭН-58 является использование полихроматического света. Во избежание ошибок измерений, вызываемых изменениями спектрального состава, используют стабилизацию сетевого напряжения [1]. Последнее, однако, не исключает изменений в спектральном составе света при старении лампочки накаливания или ее замене.

Использование интерференционных фильтров позволяет исключить ошибки, вызываемые изменениями спектрального состава света, однако малая интенсивность узкой спектральной полосы затрудняет измерение фотопотока. Применение в качестве источника света лазера позволяет избавиться и от этого недостатка. Для упрощения измерения фотопотока луч лазера целесообразно модулировать.

Создание лазерного нефелометра на базе ФЭН-58 - является сравнительно простой задачей.

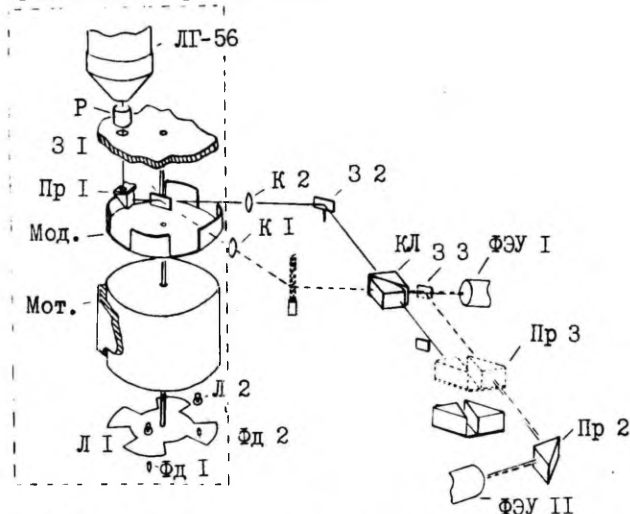


Рис. 1. Принципиальная схема усовершенствованного нефелометра.

Ограниченная на схеме (рис. 1) пунктирной линией часть представляет собой осветитель ФЭН-58 после переделки. При этом остальная оптическая часть ФЭН-58 осталась без изменений, за исключением использования фотоумножителя ФЭУ I вместо окуляра и замены ФЭУ-19А (ФЭУ 2) более чувствительным к лазерному лучу, например, ФЭУ-38.

Рассмотрим работу модернизированного нефелометра. Луч лазера ЛГ-56 ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) падает, после прохождения расширителя луча Р и последующего преломления на 90° в прямоугольной призме Пр I, на полупрозрачное зеркало З I. В качестве зеркала можно использовать плоскопараллельную неметаллическую стеклянную пластинку.

Часть светового потока, отраженная зеркалом З I, после прохождения конденсора К I падает на струю аэрозоля. Часть света, рассеянного струей в качестве измеряемого потока, попадает на куб Люмера КЛ. Конструкцией ФЭН-58 задан угол в 45° между рассеянной струей аэрозоля измеряемым потоком и падающим на струю световым потоком (лучом). Куба Люмера достигает в качестве потока сравнения та часть светового луча лазера, которая прошла через полупрозрачное зеркало З I, конденсор К2 и отразилась от З 2. Как измерительный, так и поток сравнения модулируются модулятором Мод, поочередно пропускающим в куб Люмера импульсы измерительного потока и потока сравнения.

Фотоэлектрическая система, установленная за кубом Люмера, коммутируется коммутатором (лампы Л I, Л2, фотодиоды Фд I, Фд2, диск Д с вырезами), установленным на оси мотора Мот модулятора.

На фотоумножитель, установленный вместо окуляра, теперь попеременно попадают импульсы измерительного потока и потока сравнения.

Блок-схема электронной части лазерного нефелометра (рис. 2) аналогична схеме фотоэлектрического гиндаллоскопа [2].

Таким путем можно изготовить достаточно хороший прибор для определения концентрации монодисперсного аэрозоля. В случае полидисперсного аэрозоля затруднения возникают из-за зависимости формы индикатрисы рассеяния от размера частиц.

Однако по сравнению с первоначальным ФЭН-58 благодаря

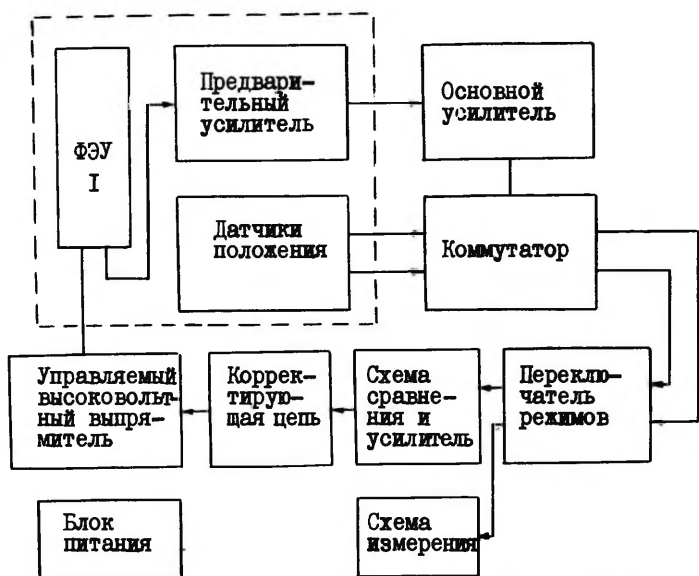


Рис. 2. Блок-схема электронной части лазерного нефелометра

монохроматическому освещению неопределенность значительно уменьшается.

Если применять для измерений ФЭУ 2, необходимо заменить усилитель постоянного тока усилителем переменного тока. Тогда при нижнем положении зеркала ЗЗ (рис. I) и при верхнем положении двойной призмы ПрЗ можно измерять поток сравнения, что необходимо для регулировки чувствительности измерительной системы. Однако при измерении с помощью ФЭУ 2 недостатком является отсутствие возможности автоматического регулирования чувствительности системы.

Для калибровки лазерного нефелометра можно использовать методику, описанную в [3]. При этом желательно вместо взвешивания фильтров для определения общей массы частиц аэрозоля, задержанных фильтром, использовать спектрометрический метод.

Л и т е р а т у р а

1. Sinclair, D., La Mer, V.K. Light scattering as a measure of particle size in aerosols. - Chem. Rev., 1949, v. 44, N 2, p.245-267.
2. Арольд М.У., Мирме А.А. Фотоэлектрический тиндаллоскоп. - Уч.зап. Тартуского ун-та, 1977, вып.409, с.132-139.
3. Тамм Э.И., Арольд М.У. Об определении концентрации аэрозоля нефелометрическим методом. - Уч.зап. Тартуского ун-та, 1969, вып. 239, с. 141-145.

A LASER NEPHELOMETER BASED ON FEN-58

M. Arold and T. Bernotas

Summary

Two versions of modernizing the nephelometer FEN-58 with the help of the laser LG-56 are presented.

The measuring and reference fluxes are modulated. One of the variants makes it possible to regulate the sensitivity of the system automatically; the other one does not enable one to control it, although its construction is somewhat simpler.

АВТОМАТИЧЕСКИЙ РЕГУЛЯТОР ТЕМПЕРАТУРЫ АЭРОЗОЛЯ

А.А. Мирме, Т.П. Бернотас

Регулятор позволяет вручную или автоматически управлять температурой поступающего в кювету аэрозоля по отношению к температуре кюветы в установке для измерения размеров, зарядов и подвижностей аэрозольных частиц [1].

В автоматическом режиме он поддерживает разность температур аэрозоля и кюветы равной нулю или другой заданной величине в пределах $\pm 0,01$ К с точностью не хуже 0,002 К.

Регулятор включен в тракт аэрозоля между разбавителем и кюветой (функциональная схема на рис. 1).

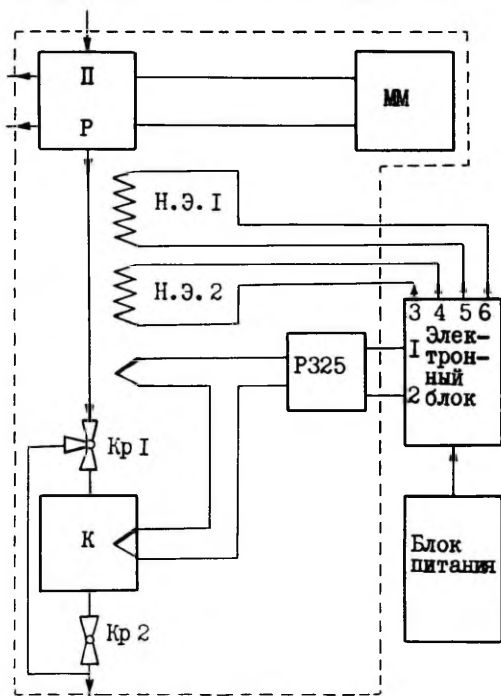


Рис. 1. Функциональная схема регулятора температуры.

Управление температурой осуществляется соответствующим нагреванием (Н.Э. 1 и Н.Э. 2) поступающего с разбавителя (Р) охлажденного аэрозоля. Датчиком служит хромель-алюмель термопара, один спай которой находится в тепловом контакте со стенками коветы (К), а второй помещен в тракт аэрозоля.

Действительная разность температур определяется по прибору, входящему в систему автокомпенсационного микровольт-наноамперметра Р325. Применение термопары и Р325 связано с необходимостью измерения исключительно малой разности температур. Необходимость в экспериментах при разных объемных скоростях аэрозоля (соответственно меняются постоянные времени термопары и нагревателя, а также коэффициент преобразования мощности нагревателя в температуру аэрозоля) вынудила построить регулятор с несколько заниженным быстродействием и с элементами предварительной ручной установки температуры.

На рис. 2 приведена принципиальная схема электронного блока регулятора.

Точная установка температуры позволяет управлять температурой вверх на $3+5$ К. При большей разности пользуются грубой установкой. В обеих схемах управления мощностью применен фазоимпульсный метод, более экономичный и имеющий более "удобную" зависимость мощности от входного напряжения по сравнению с аналогичными схемами.

Основное усиление происходит в микровольтметре. Интегратор на операционном усилителе УТ531 обеспечивает устойчивость контура автоматического регулирования.

Данная схема интегратора отличается тем, что позволяет достичь практически бесконечную постоянную времени при невысоких требованиях к конденсатору. Компенсация паразитных токов осуществляется подводом дополнительного тока. Подбором этого тока также выбирается величина и знак поддерживаемой регулятором разности температур.

Об эффективности регулятора свидетельствует следующее: если без регулятора один эксперимент занимал не менее одного часа времени, то с регулятором времени требуется всего $3+5$ минут.

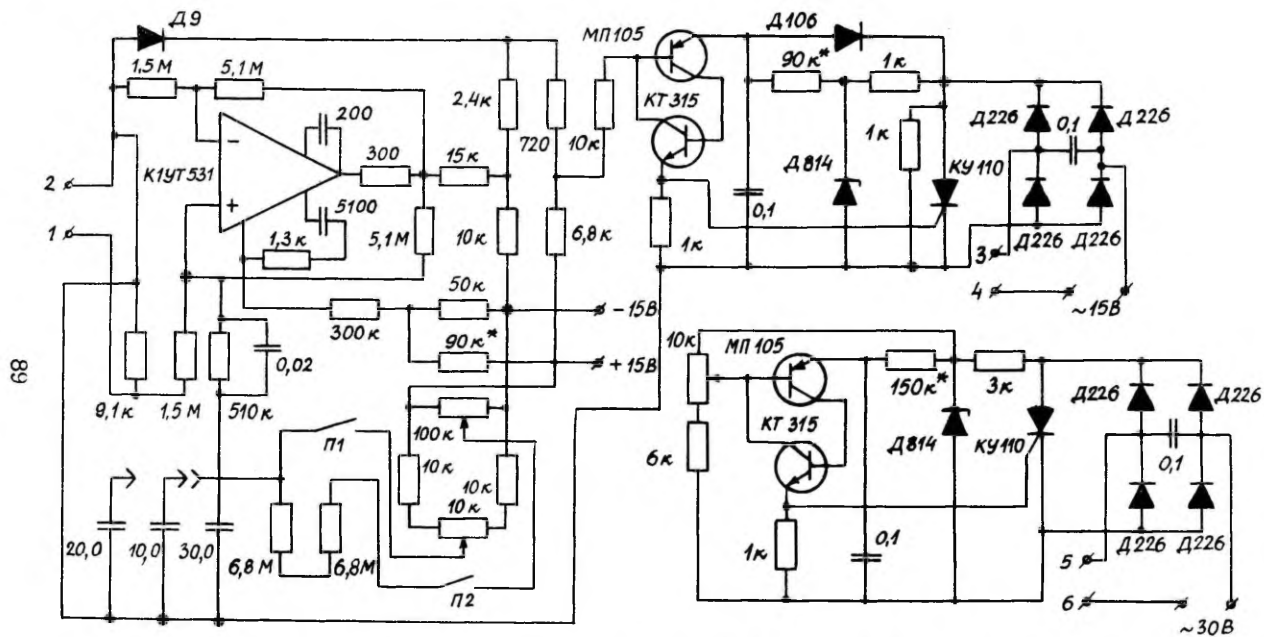


Рис. 2. Принципиальная схема электронного блока регулятора.

Л и т е р а т у р а

- I. 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 ун-та, 1973, вып. 320, с. 109-128.

AUTOMATIC CONTROLLER OF AEROSOL TEMPERATURE

A. Mirne and T. Bernotas

Summary

The paper presents the description of an automatic temperature controller maintaining the difference of temperature between the aerosol and the measuring cuvette at zero or at any other given small value with an accuracy of about 0.002 K. The control circuit is made up of a differential thermocouple, a photoelectric microvoltmeter, an integrator, an output regulator and an electrical heater.

О ПОВЫШЕНИИ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЬНОГО УСТРОЙСТВА ДЛЯ ГРУППОВОЙ ВАКЦИНАЦИИ

М.Н. Белов, Л.Ю. Виснапу, А.М. Дворкин

Аэрозольное устройство для групповой вакцинации животных и птиц, описанное в работе [1], при питании сжатым воздухом с избыточным давлением 2 ат имеет производительность по распыленной жидкости 0,1 г/с и производительность по суммарному заряду капель распыла 20 нА. Для современной ветеринарной практики необходимы генераторы вакцинных аэрозолей более высокой производительности. Целью настоящей работы было увеличение расхода жидкости и соответствующего тока конвекции названного устройства путем оптимизации его геометрических размеров. Решению поставленной задачи способствовало создание более интенсивной эжекции дополнительного воздуха через сепарационную камеру.

Из работы [2] известно, что на эффективность эжектора значительно влияет длина камеры смешения. В случае короткой камеры полного перераспределения энергии по массе газа не достигается, причем возрастают потери в диффузоре. В случае значительной длины камеры смешения полное давление смеси и эффективность эжектора снижаются из-за увеличения потерь на трение о стенки камеры. Оптимальная длина камеры смешения выбирается обычно экспериментальным путем и по различным источникам равна 6...10 диаметрам эжектора. Для теоретического определения длины камеры смешения необходимо знание законов выравнивания потоков по длине камеры смешения. Между полями скорости в камере смешения и в свободной струе существует подобие, на основании которого можно рассчитать процесс смешения потоков в эжекторе и указать способ определения необходимой длины камеры.

Согласно работе [2], оптимальная относительная длина камеры смешения может быть выражена приближенной формулой:

$$\left(\frac{\ell}{d}\right)_{\text{опт}} = \frac{1}{2a} \left[\left(\frac{1,6\zeta}{a} + 0,76 \right)^{-\frac{1}{2}} - \left(\frac{0,1\alpha n}{1-\alpha^2 n^2} + 0,3 \right) \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right)^{-\frac{1}{2}} \right],$$

где ℓ и d - длина и диаметр камеры смешения, ζ - коэффициент трения, a - константа турбулентности потока, $\alpha = S_1/S_2$ - геометрический параметр камеры смешения (S_1 и S_2 - площади поперечного сечения эжектирующей и эжектируемой струи на входе эжектора), $n = M_2/M_1$ - коэффициент эжекции (M_2 и M_1 - массовые расходы эжектируемого и эжектирующего потоков).

Как видно, чем больше параметр α и коэффициент n , тем меньше необходимая длина камеры смешения. Так как зависимость параметров эжектора от длины камеры смешения вблизи ее оптимального значения выражается пологими кривыми, то длину камеры можно выбрать несколько меньшей оптимального значения. Непосредственное применение приведенной формулы для определения оптимальной длины камеры смешения или методики расчета основных геометрических размеров газоструйных эжекторов [3] затруднено, поскольку поток смеси после эжектора резко изменяет свое направление, попадает в сепарационную камеру и лишь затем покидает устройство через выходные отверстия.

Усовершенствованный вариант устройства изображен на рис. 1.

Размеры цилиндрической сепарационной камеры 7 были оставлены прежними: диаметр 220 мм и высота 330 мм. Вместо диффузора, в первоначальном варианте предотвращающего прямой выход капель распыла из струи распылителя, на входе в сепарационную камеру 7 установлена цилиндрическая труба 8, образующая камеру смешения эжектора.

Экспериментально были определены зависимости производительности устройства (расхода распыленной жидкости) от геометрических размеров (d , ℓ) камеры смешения эжектора при различных расстояниях (h) между передним срезом распылителя и входным сечением камеры смешения и при различных давлениях ($p_{\text{изо}}$) сжатого воздуха, питающего распылитель. Оптимальное расстояние h между распылителем и входным сечением испытанных камер смешения оказалось равным 20 мм. При этом значении параметра h получены все нижеприведенные зависимости.

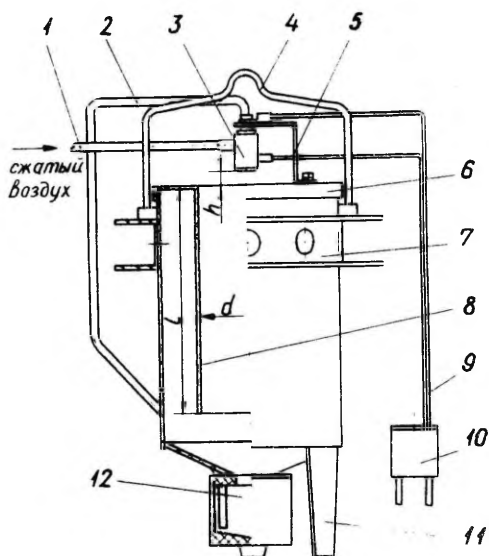


Рис. 1. Общий вид устройства для вакцинации:

1 - шланг подачи сжатого воздуха; 2 - шланг подачи распыливаемой жидкости; 3 - распылитель; 4 - ручка; 5 - держатель; 6 - крышка; 7 - камера; 8 - труба; 9 - кабель; 10 - источник индуцирующего напряжения; 11 - ножка; 12 - резервуар жидкости.

Методика измерений

Общая схема измерения рабочих параметров устройства изображена на рис. 2. Технические характеристики устройства определяли по методике, описанной в работе [4].

В качестве распыливающего газа применялся сжатый воздух, подаваемый в распылитель через редуктор из баллона ИГ. Распыливаемой жидкостью являлась водопроводная вода, которую наливали в резервуар РЖ - измерительный цилиндр. Источник напряжения ИН (500 В) питался, для изоляции схемы от земли, через трансформатор Тр I:I.

Массовый расход распыливаемой воды измеряли как

$$M_{\text{ж}} = \Delta m_{\text{жс}} / \Delta t, \text{ г/с},$$

где $\Delta m_{\text{жс}}$ - масса воды, г, распыленной за время Δt , с, которые определяли по снижению уровня воды в измерительном цилиндре

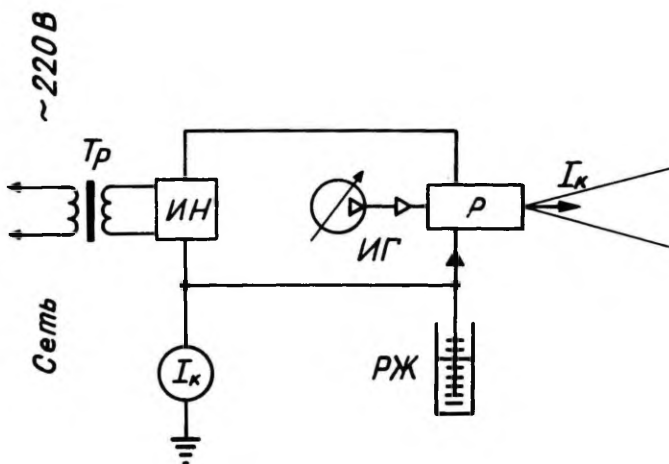


Рис. 2. Общая схема измерения рабочих параметров устройства: ИГ - источник сжатого газа; ИН - источник индукционного напряжения; Р - распылитель с индукцирующим электродом; РЖ - резервуар распыляемой жидкости; Тр - изолирующий трансформатор; I_k - измеритель тока конвекции.

и по секундомеру.

Расход эжектируемого воздуха Q , л/с, замеряли заранее протарированным анемометром, подсоединенным ко входу камеры смешения.

Ток конвекции I_k , нА, капле аэрозоля измеряли милливольт-микроамперметром типа ФИИ6/2.

Максимальный размер капле аэрозоля измеряли под микроскопом, предварительно осаждая их на предметное стекло, покрытое слоем трансформаторного масла.

Результаты исследования

Целью проведенного исследования было выявление зависимости рабочих параметров устройства для вакцинации от его конструктивных и режимных параметров. К рабочим параметрам относятся массовый расход жидкости $M_{ж}$ и ток конвекции I_k . В процессе исследования изменялись конструктивные параметры - диаметр d и длина l камеры смешения эжектора и режимный параметр - избыточное давление $P_{изб}$ воздуха, питающего

распылитель. При определении зависимости расхода жидкости от конструктивных параметров камеры смешения давление воздуха поддерживали равным 1,5 ат. Соответствующие графики представлены на рис. 3.

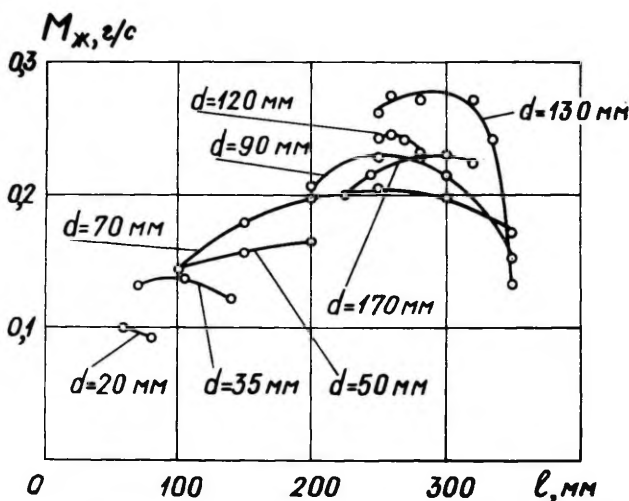


Рис. 3. Зависимость расхода жидкости от параметров камеры смешения.

Наибольший расход жидкости $M_{\text{ж}} = 0,27$ г/с был получен при $d = 130$ мм и $l = 280 \dots 300$ мм. При дальнейшем увеличении диаметра расход жидкости $M_{\text{ж}}$ уменьшался. Например, при $d = 170$ мм $M_{\text{ж}} = 0,23$ г/с. На основании полученных зависимостей была изготовлена камера смешения следующих размеров: $d = 120$ мм, $l = 280$ мм. Все дальнейшие измерения проводили при указанных конструктивных параметрах.

Результаты измерений характеристик устройства представлены на рис. 4...6.

Как видно из рис. 4, в пределах избыточного давления эжектирующего воздуха от 1,0 до 2,0 ат происходит практически линейное увеличение расхода эжектируемого воздуха.

Из рис. 5 и 6 видно, что с увеличением $p_{\text{изб}}$ происходит возрастание $M_{\text{ж}}$ по плавной кривой и линейное возрастание $I_{\text{ж}}$. Это свидетельствует о том, что с увеличением расхода распыляющего воздуха повышается эффективность удаления заряженных частиц из зоны их образования, чему способствует и

эжекции дополнительного воздуха. Удельный заряд ($I_K/M_{\text{ж}}$) по-
лучаемого аэрозоля при этом с увеличением $p_{\text{изб}}$ растет.

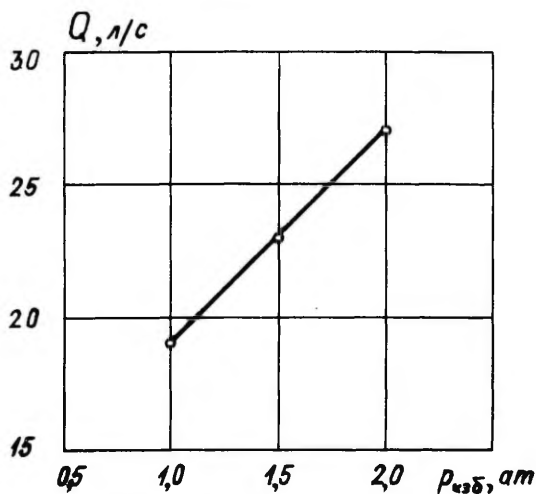


Рис. 4. Зависимость расхода эжектируемого воздуха от давления распыливаемого воздуха.

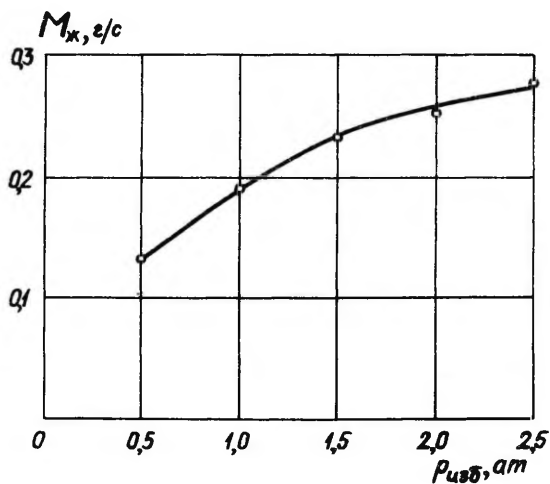


Рис. 5. Зависимость расхода жидкости от давления распыливаемого воздуха.

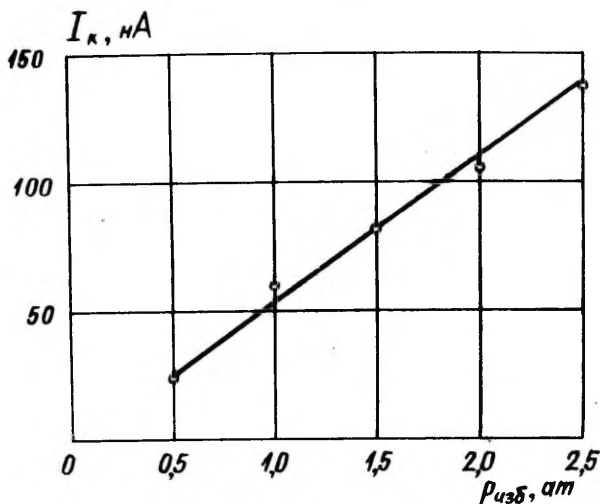


Рис. 6. Зависимость тока конвекции от давления распыливающего воздуха.

В процессе опытов было исследовано также влияние эжекции на максимальный размер капель аэрозоля, получаемых на выходе устройства для вакцинации. Максимальный размер оказался в пределах 22...34 мкм. При испытании устройства прежней конструкции, без эжектора, этот размер был в диапазоне 20...30 мкм.

Выводы

Введением эжекции дополнительного воздуха была увеличена производительность устройства для вакцинации. Так, при избыточном давлении сжатого воздуха 1,5 ат производительность по распыленной жидкости возросла с 0,10 до 0,23 г/с, а суммарный ток заряженных капель распыла увеличился с 20 до 80 нА. При этом максимальный размер частиц аэрозоля увеличился лишь на 10%.

Л и т е р а т у р а

1. Рейнет Я.Ю., Виснапуу Л.Ю., Сула Э.В. Аэрозольное устройство для групповой вакцинации. - Уч. зап. Тартуского ун-та, 1975, вып. 348, с. 104-110.
2. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М., 1953.
3. Соколов Е.Я., Зингер Н.М. Струйные аппараты. 2-е изд. М., 1970.
4. Виснапуу Л.Ю. Экспериментальное исследование моделей пневматического распылителя с индуцирующим электродом. - Уч. зап. Тартуского ун-та, 1973, вып. 320, с. 187-208.

ON RAISING THE PRODUCTIVITY OF AN ELECTROAEROSOL DEVICE FOR GROUP VACCINATION

M. Belov, L. Vianapuu and A. Dvorkin

Summary

The paper describes an improved electroaerosol device used for group vaccination. The device has higher technical specifications obtained by using the additional air passing through the separation chamber. Compared with the former electroaerosol device designed for group vaccination, the consumption of the liquid to be sprayed increased from 0.10 to 0.23 g/sec, the convection current rose from 20 to 80 nA while the maximum size of aerosol droplets increased only by 10 per cent.

СОБСТВЕННЫЕ ПОМЕХИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С ДИНАМИЧЕСКИМ КОНДЕНСАТОРОМ

О.В. Сакс

Введение

Из всех известных типов усилителей постоянного тока наибольшую чувствительность по току и по заряду обеспечивает электрометрический усилитель (ЭМУ) с преобразователем на динамическом конденсаторе (ДК). Одним из путей дальнейшего повышения чувствительности и улучшения эксплуатационных свойств ЭМУ с ДК является, по-видимому, усовершенствование перспективных конструкций преобразователей путем уменьшения помех. Под собственными помехами преобразователя с динамическим конденсатором (ДК) здесь понимаются любые переменные напряжения на его выходе, уровень которых самопроизвольно меняется. Согласно такому определению контактная разность потенциалов (КРП) и паразитный ток также рассматриваются как вызывающие помехи ДК.

Вопросу исследования помех ДК посвящено мало работ. В литературе затронуты в основном вопросы дрейфа контактной разности потенциалов, паразитные токи ДК и быстрые флуктуации (тепловые шумы и модуляция сеточного тока) [1 - 5 и др.] .

Обобщая данные, известные из литературы, и экспериментальные данные, полученные автором, можно выделить следующие виды помех в ДК:

- вибрационные помехи;
- помехи от системы возбуждения;
- помехи, обусловленные контактной разностью потенциалов;
- токовые помехи.

Теория помех ДК является важным для конструктора руководством при выборе параметров, размеров, материалов, расположения и крепления деталей, а также конструкции ДК. Поэтому в данной работе теории помех ДК уделяется первоочередное внимание.

Прежде, чем приступить к анализу отдельных видов помех ДК, приведем несколько характеристик, сопоставление которых дает представление о сложности спектров собственных помех преобразователя с ДК. В качестве примера сняты характеристики ДК, используемого в серийном милливольтметре В2-5*, а именно: частотные зависимости коэффициента модуляции m , напряжения компенсации $U_{\text{комп}}$ и остаточного напряжения $U_{\text{ост}}$ (см. рис. I). Указанные характеристики сняты при постоянном уровне тока возбуждения $i_{\text{возб}} = 100$ мА с помощью установки, принципиальная схема и описание которой приведены в приложении.

Как следует из кривой I (рис. I), описывающей частотную зависимость коэффициента m , основная резонансная частота упругой системы ДК составляет 423 Гц, при этом добротность $Q \approx 6$. Кроме того, на частоте около 670 Гц наблюдается еще небольшой резонанс. В области частот выше 600 Гц кривая II дублирует кривую I в увеличенном масштабе.

На среднем графике рис. I представлена частотная зависимость уровня напряжения $U_{\text{комп}}$, необходимого для компенсации контактной разности потенциалов и помех ДК. $U_{\text{комп}}$ это постоянное напряжение, поданное на вход преобразователя, при котором переменный сигнал на выходе усилителя частоты модуляции (УЧМ) достигает минимального значения. Если бы помехи отсутствовали, то $U_{\text{комп}}$ равнялось КРП с обратным знаком и его частотная зависимость была бы представлена прямой линией. Изменение уровня $U_{\text{комп}}$ при изменении частоты модуляции свидетельствует о наличии помех.

На рис. I кривые I и II отражают одну и ту же зависимость $U_{\text{комп}}$, но в разных масштабах.

Кривая I $U_{\text{комп}}$ не позволяет точно ответить на вопрос, какова КРП ($U_{\text{кр}}$) данного ДК. Дело в том, что $U_{\text{комп}} = -U_{\text{кр}}$ имеет место только в частном случае, когда сумма всех помех равна нулю. Поэтому $U_{\text{комп}}$, измеренное на одной случайно выбранной частоте, никогда не позволяет с полной уверенностью утверждать, что $U_{\text{комп}}$ численно равно контактной разности потенциалов. $U_{\text{кр}}$ определялось автором по следующей методике (рис. 2).

* Указанный ДК мало отличается от ДК-60, описанного в работе [6]. ДК-60, разработанный автором, является прототипом соответствующего промышленного прибора.

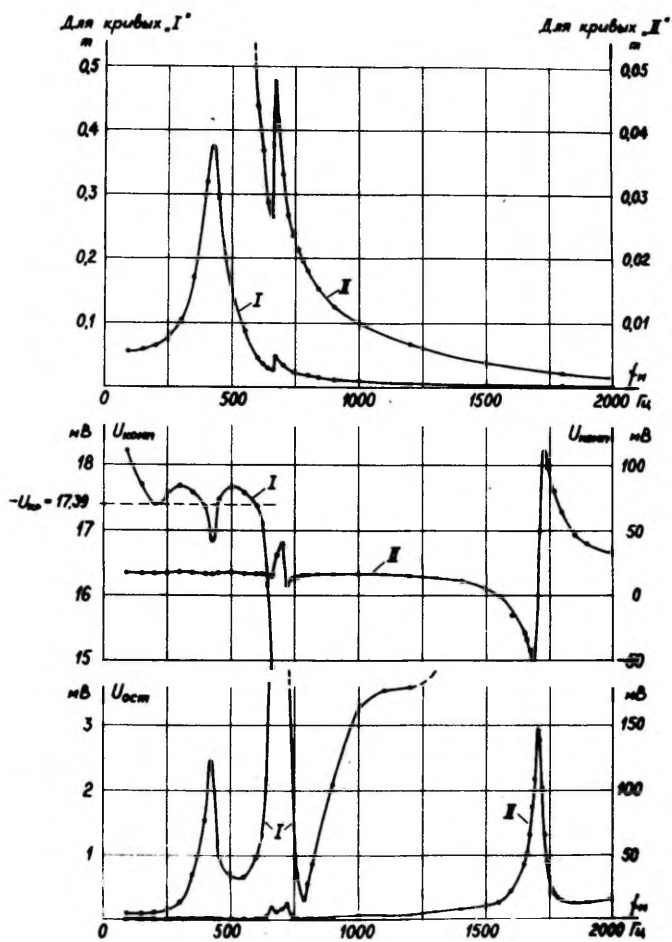


Рис. I. Частотные характеристики $m(f_M)$, $U_{ком}(f_M)$ и $U_{ост}(f_M)$ динамического конденсатора.

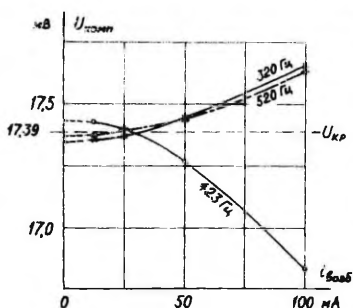


Рис. 2. К определению контактной разности потенциалов ДК.

На одной выбранной частоте ($f_M = 423$ Гц) снимали зависимость $U_{\text{комп}}$ от тока возбуждения с постепенным уменьшением $i_{\text{возб}}$ от ста до нескольких миллиампер. Эту операцию повторяли еще на двух частотах, выбранных ниже и выше первой. При $i_{\text{возб}} \rightarrow 0$ все полученные предельные значения $U_{\text{комп}}(0)$ сходятся приблизительно в одном месте в пределах зоны нечувствительности ± 50 мкВ (см. рис. 2). Среднее значение $\bar{U}_{\text{комп}}(0)$ с обратным знаком принято за значение КРП, т.е. $U_{\text{кр}} = -(17,39 \pm 0,05)$ мВ.

Вернемся к характеристикам, приведенным на рис. 1. На нижнем графике представлена зависимость остаточного напряжения $U_{\text{ост}}$, приведенного ко входу преобразователя, от частоты модуляции f_M . Под этим термином понимается следующее.

Постоянным напряжением $U_{\text{комп}}$ могут быть скомпенсированы $U_{\text{кр}}$ и только те составляющие периодических помех, частота которых равна частоте f_M , а фаза составляет 0 или $\pm \pi$ относительно фазы колебаний пластины ДК. Некомпенсируемое переменное напряжение, наблюдаемое на выходе преобразователя с ДК, носит название "остаточное напряжение" и обозначается далее через $u_{\text{ост}}$. Оно представляет собой сумму напряжений высших гармоник с частотами $2f_M, 3f_M, 4f_M$ и т.д., а также составляющих помех с частотой f_M , сдвинутых по фазе на $\pm \frac{\pi}{2}$ относительно колебаний пластины ДК. При анализе помех ДК целесообразно $u_{\text{ост}}$ сравнить с полезным сигналом, создаваемым входным постоянным напряжением. Приведенное ко входу остаточное напряжение $U_{\text{ост}}$ численно равно приращению постоянного напряжения на входе преобразователя, которое создает на выходе преобразователя приращение переменного напряжения, равное эффективному значению остаточного напряжения $u_{\text{ост}}$. На рис. 3 и 4 представлены примеры определения $U_{\text{ост}}$.

Последний является фрагментом первого рисунка в увеличенном масштабе. По оси ординат ($u_{\text{ост}}$) нанесены показания милливольтметра В2 (см. приложение). В примере величина f_M со-

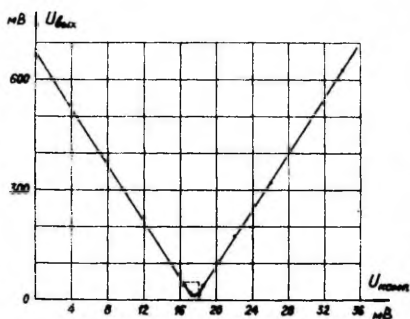


Рис. 3. К определению остаточного напряжения $U_{ост}$.

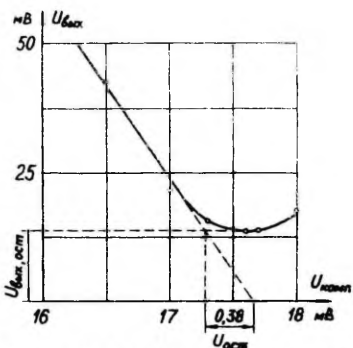


Рис. 4. Фрагмент из рис. 3 в увеличенном масштабе.

ставляла 320 Гц.

Спектральный состав остаточного напряжения изменяется с изменением частоты f_M . Так, например, при исследованном образце ДК в области частот $f_M = 90 + 600$ Гц (рис. 1) преобладает составляющая с частотой $2f_M$, однако ее форма отличается от синусоидальной тем больше, чем выше коэффициент модуляции.

В области частот выше 600 Гц форма остаточного напряжения практически синусоидальна. Резкое возрастание уровня $U_{ост}$ на частоте $f_M = 1710$ Гц объясняется резонансом упругих колебаний изолятора, на котором находятся случайные заряды. Колеблющиеся вместе с изолятором заряды модулируют электростатическое поле между неподвижной пластиной ДК и корпусом. Таким образом, на частоте 1710 Гц наблюдается один из видов вибрационных помех.

Заключившая рассмотрение характеристик, представленных на рис. 1, следует отметить, что сопоставление и исследование частотных зависимостей различных параметров ДК является основным экспериментальным методом обнаружения источников собственных помех преобразователя с ДК. По этому методу могут быть определены области практически применимых частот модуляции, уровни остаточного напряжения, нежелательные резонансные явления, недостатки конструкции электростатических и магнитных экранов и пр.

Вибрационные помехи

Вибрационными помехами будем называть переменные напряжения на выходе преобразователя, возникающие в результате перехода вибрации с колеблющихся деталей ДК на неподвижные детали или узлы. Вибрационные помехи могут возникать также вне ДК, когда вибрация корпуса ДК переносится на усилительную лампу или транзистор, высокоомный резистор, соединительный провод и т.д.

Источниками вибрационных помех в преобразователе с ДК могут быть проводящие детали, прикрепленные нежестко и при смещении меняющие емкость между корпусом и входом преобразователя. Такими деталями могут быть как электрически соединенные с корпусом преобразователя детали, так и изолированные от корпуса, в том числе соединенные с неподвижной обкладкой ДК. Вибрация этих деталей модулирует электрическое поле между входом и корпусом, создаваемое, например, контактной разностью потенциалов. В результате этого на выходе преобразователя появляется паразитный переменный сигнал, в общем случае не совпадающий по фазе с основным сигналом ДК. Иными словами, вибрирующая деталь может действовать как паразитный ДК.

Источником вибрационных помех в преобразователе с ДК могут служить также изоляторы, подвергающиеся деформации и несущие электростатические заряды, причем вибрационные помехи дают лишь те изоляторы с зарядами, электростатическое поле которых охватывает пространство между входом и корпусом ДК. Чаще всего источником таких помех является изолятор, к которому прикреплена неподвижная обкладка ДК. Деформация изолятора ДК с частотой модуляции вызывается вибрацией корпуса преобразователя или звуковым давлением, распространяющимся либо по корпусу, либо по газовой среде от подвижной обкладки на неподвижную. При симметричном действии вибрации или давления этот вид помех имеет минимальное значение (например, в ДК типа ДРК-2) [7]. Однако заметные помехи этого вида можно наблюдать при изоляторах, форма которых напоминает мембрану или лист, т.е. при малом отношении толщины к диаметру или длине. Примером такой помехи служит пик $U_{осл}$ на частоте 1710 Гц (рис. 1).

Вибрация корпуса ДК может переноситься в большей или меньшей мере на другие детали и узлы входного устройства.

При вибрации все нежестко прикрепленные элементы входной цепи усилителя, такие как (см. рис.5) разделительные элементы R_p и C_p , входной резистор $R_{вх}$ и др., могут образовывать паразитный ДК.

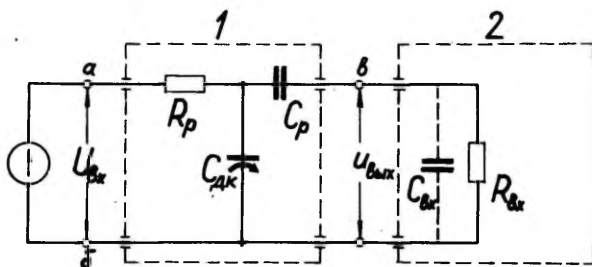


Рис. 5. Принципиальная схема преобразователя на ДК.

1 - преобразователь на ДК; 2 - усилитель частоты модуляции (УЧМ); R_p - разделительный резистор; C_p - разделительный конденсатор; $R_{вх}$ - входной резистор УЧМ; $C_{вк}$ - входная емкость УЧМ.

Переменное напряжение, возникающее в результате переноса вибрации ДК на лампу или транзистор (микрофонный эффект), также может быть условно рассмотрено как вибрационная помеха преобразователя с ДК, однако более детально его рассматривать не будем, поскольку оно зависит от конструкции лампы или транзистора. Отметим лишь, что при неудачном креплении лампы ее вибрационные помехи, приведенные ко входу преобразователя, могут достигать порядка нескольких милливольт, как наблюдалось в практике автора при разработке электрометра УТ-6801 [8].

Любое переменное напряжение вибрационной помехи в общем случае сдвинуто по фазе относительно напряжения полезного сигнала. Это объясняется тем, что вибрационные помехи появляются в результате вынужденных колебаний, фаза которых в общем случае не совпадает с фазой действующей силы. На рис. 6 приведена векторная диаграмма полезного и паразитного сигналов, сдвинутых по фазе на угол φ . Вектор полезного сигнала обозначен через U_A , а вектор помехи - U_B . Последний разложен на составляющие U'_B и U''_B . Составляющая U'_B , совпадающая по фазе с полезным сигналом, в принципе может быть

скомпенсирована с помощью постоянного напряжения, подаваемого на преобразователь с ДК (вектор U_K), а перпендикулярная ей составляющая представляет собой некомпенсируемое напряжение (вектор U_B''). В данной работе последнее входит в категорию "остаточное напряжение", однако в электротехнике составляющая, сдвинутая по фазе на $\pm \frac{\pi}{2}$, известна под названием "квадратурная составляющая".

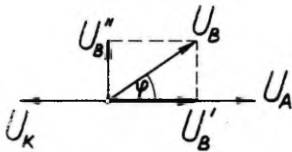


Рис. 6. Векторная диаграмма полезного (U_A) и паразитного (U_B) сигналов. U_K - компенсирующее напряжение.

При изменении частоты модуляции амплитуда и фаза вибрационных помех изменяются. Но вибрационная помеха может изменяться во времени и при изменении ориентации входного устройства в пространстве (вследствие изменения направления действия силы тяжести на вибрирующую деталь). Поскольку при изменении вибрационной помехи меняется и ее компенсируемая составляющая (U_B'), она является одной из потенциальных причин смещения нуля и временного дрейфа в устройстве с ДК.

Сравнимое по амплитуде с полезным сигналом остаточное напряжение также может ухудшать работу устройства с ДК. Например, при некоторых схемах остаточное напряжение может создать в УЧМ режим, близкий к насыщенному (перегруженному), а в некоторых видах синхронных детекторов (на диодах и на транзисторах) под действием остаточного напряжения снижается разрешающая способность.

Перейдем к анализу вибрационных помех по единой системе формул.

Переменное напряжение на выходе преобразователя $U(t)$ можно выразить следующим образом:

$$U(t) = U_0 \frac{\Delta d}{d} \sin \omega_m t,$$

где U_0 - среднее постоянное напряжение на ДК; Δd - амплитуда колебания подвижной пластины ДК; d - среднее расстояние между пластинами ДК; ω_m - круговая частота колебания пластины ДК (круговая частота модуляции). Учитывая, что в реальном ДК U_0 представляет собой алгебраическую сумму нескольких напряжений, а отношение $\frac{\Delta d}{d}$ может быть выражено через коэффициент модуляции m , который равен $\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta d}{d}$, получим сле-

дующее выражение:

$$U(t) = \sqrt{2}m(U_{\text{вх}} + U_{\text{кр}} - U_x) \sin \omega_m t, \quad (1)$$

где $U_{\text{вх}}$ - постоянное напряжение, подаваемое на вход преобразователя; $U_{\text{кр}}$ - контактная разность потенциалов ДК; U_x - постоянное напряжение, с помощью которого компенсируется $U_{\text{ф}}$.

Переменное напряжение, генерируемое паразитным ДК, выражается аналогичной формулой:

$$U_1(t) = \sqrt{2} m_1 (U_{\text{вх}} + U_{\text{кр}1} - U_x) \sin(\omega_m t - \varphi_1) = \\ = \sqrt{2} m_1 (U_{\text{вх}} + U_{\text{кр}1} - U_x) (\cos \varphi_1 \cdot \sin \omega_m t + \sin \varphi_1 \cdot \cos \omega_m t), \quad (2)$$

где $U_1(t)$ - выходное напряжение, создаваемое паразитным ДК; m_1 - коэффициент модуляции паразитного ДК; $U_{\text{кр}1}$ - КРП паразитного ДК; φ_1 - сдвиг фазы колебаний вибрирующей детали относительно начальной фазы колебания подвижного электрода ДК. Напряжением U_x скомпенсировать одновременно $U_{\text{кр}}$ и $U_{\text{кр}1}$ невозможно, поскольку имеет место фазовый сдвиг φ_1 . При $U_{\text{вх}} = 0$ составляющую вибрационной помехи

$$U_1'(t) = \sqrt{2} m_1 (U_{\text{кр}1} - U_x) \cos \varphi_1 \cdot \sin \omega_m t \quad (3)$$

можно полностью скомпенсировать, а составляющая

$$U_1''(t) = \sqrt{2} m_1 (U_{\text{кр}1} - U_x) \sin \varphi_1 \cdot \cos \omega_m t \quad (4)$$

сохранится как остаточное напряжение. Компенсация составляющей $U_1'(t)$ имеет место в случае, если при $U_{\text{вх}} = 0$ сумма амплитуд напряжений (1) и (3) равна нулю, т.е.

$$\sqrt{2} m (U_{\text{кр}} - U_x) + \sqrt{2} m_1 (U_{\text{кр}1} - U_x) \cos \varphi_1 = 0.$$

Из последнего уравнения найдем компенсирующее напряжение U_x :

$$U_x = \frac{m U_{\text{кр}} + m_1 U_{\text{кр}1} \cos \varphi_1}{m + m_1 \cos \varphi_1}. \quad (5)$$

Подставляя последнее выражение в формулу (4) и разделив амплитуду на $\sqrt{2} m$, получим приведенное ко входу преобразователя остаточное напряжение вибрационной помехи $U_{\text{всп}1}''$:

$$U_{\text{всп}1}'' = U_{\text{всп}1} \sin \varphi_1 = \frac{m_1}{m + m_1 \cos \varphi_1} (U_{\text{кр}1} - U_{\text{кр}}) \sin \varphi_1. \quad (6)$$

Вибрационная помеха, создаваемая заряженным изолятором, может быть выражена следующей формулой:

$$U_2(t) = \sqrt{2} m Y \sin(\omega_m t + \varphi_2), \quad (7)$$

где Y - коэффициент пропорциональности, имеющий размерность напряжения; φ_2 - сдвиг фазы напряжения помехи относи-

тельно начальной фазы колебания подвижного электрода ДК. Принципиально Y и φ_2 являются сложными функционалами нескольких функций и параметров: функции распределения зарядов на изоляторе, упругих свойств материала изолятора, ее геометрической формы, механических сил, действующих на изолятор. Кроме того, Y и φ_2 зависят от времени, поскольку заряды на изоляторе со временем нейтрализуются. Аналогично формулам (3) и (4) можно выразить составляющие

$$U_2'(t) = \sqrt{2} m Y \cos \varphi_2 \cdot \sin \omega_{\mu} t, \quad (8)$$

$$U_2''(t) = \sqrt{2} m Y \sin \varphi_2 \cdot \cos \omega_{\mu} t. \quad (9)$$

Первая из них может быть скомпенсирована с помощью постоянного напряжения U_x , а вторая сохранится как остаточное напряжение. Приведенное ко входу остаточное напряжение $U_{\text{обр.2}}''$ выражается формулой:

$$U_{\text{обр.2}}'' = U_{\text{обр.2}} \sin \varphi_2 = Y \sin \varphi_2. \quad (10)$$

Из последней формулы виден физический смысл коэффициента Y это эквивалентное входное постоянное напряжение, которое при $\varphi_2 = -\pi$ полностью бы обеспечило компенсацию напряжения вибрационной помехи заряженного изолятора.

Перейдем к количественным примерам уровней вибрационных помех.

Если паразитный ДК образуется, например, между металлической пластинкой площадью примерно 1 см^2 и выходным проводом ДК, расположенным от нее на расстоянии 4 мм , то при вибрации указанной пластинки с амплитудой около $0,06 \text{ мм}$ имеет место периодическое изменение емкости на $\pm 0,003 \text{ пФ}$. При этом емкость паразитного ДК составляет около $0,2 \text{ пФ}$. Если емкость основного ДК $C_{\text{ДК}} = 20 \text{ пФ}$, то $m_1 \approx 0,001$. При $m = 0,2$, $U_{\text{кр.1}} = 200 \text{ мВ}$, $U_{\text{кр}} = 10 \text{ мВ}$ и $\varphi_1 = 30^\circ$ остаточное напряжение вибрационной помехи, приведенное ко входу, составляет $U_{\text{обр.1}}'' \approx 48 \text{ мкВ}$.

Экспериментальным подтверждением теории вибрационной помехи изолятора служит ход кривой $U_{\text{ком}}$, а также кривой $U_{\text{ост}}$ в области частот от 1500 до 2000 Гц (рис. 1). Упругий элемент с пластиной ДК сам по себе не имеет резонанса в указанной области частот, о чем свидетельствует медленный и равномерный спад коэффициента модуляции от $0,004$ до $0,0016$. Однако если предположить, что колеблется заряженный изолятор, обладающий резонансом на частоте 1710 Гц , то кривые $U_{\text{ком}}$ и $U_{\text{ост}}$

хорошо объяснимы на основании общей теории колебаний.

Предположим, что колебания изолятора возбуждаются колебаниями подвижной пластины ДК, а фазовый сдвиг между полезным сигналом преобразователя и силой, действующей на изолятор, отсутствует. Согласно теории колебаний, сила опережает смещение на угол φ . До резонансной частоты $\varphi < \frac{\pi}{2}$, на резонансной частоте $\varphi = \frac{\pi}{2}$, а выше резонанса $\varphi > \frac{\pi}{2}$. Ниже и выше резонансной частоты одна составляющая помехи, согласно формуле (8), может быть скомпенсирована полезным сигналом, но на резонансной частоте $\cos \varphi_2 = \cos \frac{\pi}{2} = 0$, поэтому вибрационная помеха по формуле (10) $U''_{взр.2} = Y \sin \frac{\pi}{2} = Y$. Как следует из кривой $U_{ост}$ (рис. 1), на частоте 1710 Гц $U_{ост} = Y = 146$ мВ. Приближаясь к резонансной частоте со стороны низких частот, амплитуда колебаний изолятора увеличивается, а фазовый сдвиг φ приближается к $\frac{\pi}{2}$. Теоретически это должно отражаться на кривых $U_{комп}$ и $U_{ост}$ — оба напряжения должны сильно возрасти (по абсолютной величине), что действительно подтверждается экспериментальными кривыми рис. 1.

Выше резонансной частоты, где $\varphi > \frac{\pi}{2}$, частичная компенсация сигнала помехи опять осуществима, однако с обратной полярностью $U_{комп}$, что по рис. 1 действительно имеет место. Выше резонансной частоты при дальнейшем увеличении частоты возбуждения амплитуда колебаний должна уменьшаться, следовательно, необходимое для компенсации одной составляющей помехи напряжение постепенно уменьшается. Это означает, что выше 1710 Гц $U_{комп}$ должно приблизиться к уровню $-U_{кр}$, как и следует из рис. 1.

Помехи от системы возбуждения

Наиболее типичные виды помех от системы возбуждения ДК следующие:

1) электростатическая помеха через емкость $C_{об}$ между обмоткой возбуждения (или ее выводами) и выходным проводом преобразователя (см. рис. 7);

2) электростатическая помеха через емкость $C_{вк}$ между обмоткой возбуждения и корпусом ДК;

3) индуктивная помеха в контуре $C_{ДК} - C_p - C_{вх}$, описываемая эквивалентным генератором э.д.с.

На рис. 7 R_p представляет собой сопротивление делителя напряжения β -цепи обратной связи или сопротивление источ-

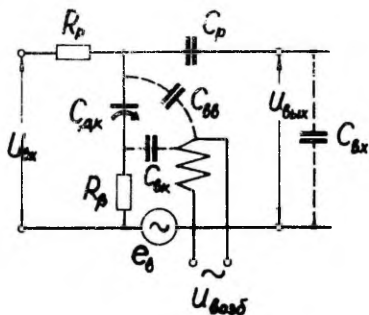


Рис. 7. Эквивалентная схема для анализа помех от системы возбуждения.

ника регулируемого напряжения, с помощью которого обычно компенсируется КРП. При рассмотрении помех через $C_{\delta\delta}$ и индуктивной помехи (e_s) сопротивлением R_p можно пренебречь из-за его малости.

Предполагая, что обмотку возбуждения питают синусоидальным током и $C_{\delta\delta}$ намного меньше емкостей $C_{дк}$, C_p и $C_{вх}$, мгновенное значение напряжения $U_{\delta\delta}(t)$ на выходе преобразователя, наведенного через $C_{\delta\delta}$, можно выразить следующей приближенной формулой:

$$U_{\delta\delta}(t) \approx \sqrt{2} \frac{C_{\delta\delta} C_p}{C_{дк} C_p + C_{дк} C_{вх} + C_p C_{вх}} u_{взб} \sin(\omega_n t + \varphi_{\delta\delta}), \quad (II)$$

где $u_{взб}$ — эффективное значение напряжения возбуждения ДК; $\varphi_{\delta\delta}$ — сдвиг фазы наведенного напряжения относительно начальной фазы основного (полезного) сигнала преобразователя.

Выражение (II) можно разложить на составляющие аналогично формулам (3) и (4). Одна из этих составляющих может быть скомпенсирована основным сигналом преобразователя (подобно изложенному выше). Вторая составляющая как остаточное напряжение даст на выходе эффективное напряжение

$$\frac{C_{\delta\delta} C_p}{C_{дк} C_p + C_{дк} C_{вх} + C_p C_{вх}} u_{взб} \sin \varphi_{\delta\delta}.$$

Разделив последнее выражение на коэффициент передачи входного устройства $K_U = m C_{дк} C_p : (C_{дк} C_p + C_{дк} C_{вх} + C_p C_{вх})$, получим приведенное ко входу остаточное напряжение

$$U_{\delta\delta}'' = U_{\delta\delta} \sin \varphi_{\delta\delta} = \frac{1}{m} \frac{C_{\delta\delta}}{C_{дк}} u_{взб} \sin \varphi_{\delta\delta}. \quad (I2)$$

Накопленный автором опыт показывает, что в динамических конденсаторах с электромагнитным возбуждением практически всегда можно создать систему электростатических экранов, обеспечивающую $C_{\delta\delta} = 0$. $C_{\delta\delta} \neq 0$ имеет место лишь при неверной конструкции устройства с ДК.

При рассмотрении помех через емкость $C_{\delta\delta}$ будем иметь в ви-

ду, что всегда $R_p \ll \frac{1}{\omega_m C'}$, где $\frac{1}{C'} = \frac{1}{C_{ДК}} + \frac{1}{C_p} + \frac{1}{C_{Эк}}$. Если сдвиг фаз наведенного напряжения относительно начальной фазы основного сигнала ДК составляет $\varphi_{вк}$, то получим, как и в предыдущих случаях, компенсируемую и некомпенсируемую составляющие. Приведенная ко входу некомпенсируемая составляющая $U''_{вк}$ (остаточное напряжение) выражается формулой:

$$U''_{вк} = U_{вк} \sin \varphi_{вк} = \frac{1}{m} \frac{R_p}{\sqrt{R_p^2 + \frac{1}{\omega_m^2 C_{вк}^2}}} u_{вход} \sin \varphi_{вк}. \quad (13)$$

Для устранения помехи через емкость $C_{вк}$ между обмоткой возбуждения и корпусом ДК, предназначенного для высококучувствительного усилителя, следует ставить электростатический экран. В табл. I приведены значения $C_{вк}$ в динамических конденсаторах, разработанных автором [6, 9, 10].

Таблица I

Тип ДК	Емкость между обмоткой возбуждения и корпусом ДК, пФ	
	при отсутствии экрана	с электростатическим экраном
ДК-60 [6]	19 ± 2	-
ДК-62 [9]	85 ± 10	6 ± 1
ДК-64Т [10]	106 ± 10	$2,5 \pm 0,5$

В ДК-60 электростатический экран между обмоткой и корпусом ДК не использовался. Относительно малая емкость $C_{вк} \approx 19$ пФ была получена за счет толстостенного (из оргстекла или эбонита) каркаса обмотки, обеспечивающего достаточно большой зазор между обмоткой и корпусом ДК. Но в последующих конструкциях, предназначенных для высококучувствительных усилителей, каркас без электростатического экрана оказался неудовлетворительным. У преобразователя с ДК-60 при $C_{вк} = 19$ пФ, $R_p = 1$ кОм, $f_m = 330$ Гц, $u_{вход} = 1$ В, $m = 0,1$ и $\varphi_{вк} = \frac{\pi}{2}$ максимальное остаточное напряжение помехи $U''_{вк}$, приведенное ко входу, может достигать 400 мкВ, а у преобразователя с ДК-64Т при $C_{вк} = 2,5$ пФ, $R_p = 1$ кОм, $f_m = 400$ Гц, $u_{вход} = 6$ В, $m = 0,2$ и $\varphi_{вк} = \frac{\pi}{2}$ $U''_{вк}$ не превышает 190 мкВ. Однако в усилителях с ДК-64Т $U''_{вк}$ обычно не превышает 50 мкВ в связи с тем, что $\varphi_{вк}$ отличается от $\frac{\pi}{2}$ и один вывод обмотки возбуждения соединен с корпусом усилителя, в результате чего уменьшается емкость $C_{вк}$. Кроме того, следует отметить, что в многопредельных усилителях выходное сопротивление делителя

напряжения обратной связи (R_{β}) обычно меняется от предела к пределу на несколько порядков величины, например от 1 Ом до 10 кОм. Вместе с тем изменяются уровни компенсируемой и некомпенсируемой составляющих помех и имеет место смещение нуля при переключении пределов изменения.

Перейдем к вопросу об индуктивной помехе, описываемой эквивалентным генератором e_{β} (по рис. 7).

Мгновенное напряжение индуктивной наведенной помехи можно выразить следующим образом:

$$U_{\beta}(t) = \sqrt{2} k e_{\beta} \sin(\omega_{\mu} t + \varphi_{\beta}), \quad (14)$$

где k - коэффициент связи; e_{β} - эффективное значение э.д.с., индуцируемой рассеянным магнитным потоком в одном витке провода, окружающем корпус ДК; φ_{β} - сдвиг фазы наведенной э.д.с. относительно начальной фазы основного сигнала ДК. Под коэффициентом связи понимается отношение фактически наведенной э.д.с. к максимально возможной ее величине [II]. Коэффициент связи равен единице в том случае, когда весь рассеянный магнитный поток пронизывает контур $C_{ДК} - C_{\rho} - C_{\alpha}$. Практически же обычно $k \ll 1$.

Некомпенсируемая составляющая как остаточное напряжение наведенной индуктивной помехи, приведенное ко входу, выражается формулой:

$$U_{\beta}'' = U_{\beta} \sin \varphi_{\beta} = \frac{1}{m} k e_{\beta} \sin \varphi_{\beta}. \quad (15)$$

В табл. 2 приведены экспериментальные значения e_{β} , полученные в одном витке провода, намотанного на корпус ДК, а также теоретические предельные значения индуктивной помехи U_{β} при номинальных значениях коэффициента модуляции m , $k=1$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

Таблица 2

Тип ДК	Частота f_{μ} , Гц	Наведенная э.д.с. в одном витке e_{β} , мкВ	Предельное значение индуктивной помехи U_{β} , мкВ
ДК-60	330	57 ± 5	170 - 620
ДК-62	230	$29 \pm 2,3$	178 - 210
ДК-64Т	400	48 ± 5	143 - 265

Опыт показывает, что практически всегда можно осуществить монтаж проводов и компонентов схемы входной цепи таким обра-

зом, чтобы уровень индуктивной помехи оказался ниже уровня флуктуационных шумов усилителя.

Помехи, обусловленные контактной разностью потенциалов

Контактная разность потенциалов между пластинами ДК оказывает существенное влияние на уровень собственных помех преобразователя с ДК. В реальных ДК, несмотря на все конструктивные и технологические меры, принимаемые для уменьшения КРП, она редко равняется нулю и, по данным автора, обычно лежит в пределах от -10 до $+10$ мВ. Для компенсации КРП последовательно с ДК включают регулируемый источник постоянного напряжения, однако полностью скомпенсировать ее не удастся. Кроме того, временной и температурный дрейфы КРП оказывают прямое влияние на работу преобразователя с ДК. Наличие КРП приводит и к появлению помех ДК. Ниже проанализированы все эти источники собственных помех в ДК.

Прежде всего рассмотрим некомпенсируемую составляющую КРП. Некомпенсируемая составляющая возникает в результате того, что коэффициент модуляции и КРП не одинаковы на различных участках рабочих поверхностей ДК. Реальный ДК можно рассматривать как совокупность n элементарных ДК, включенных параллельно (см. рис. 8). Каждый из этих элементар-

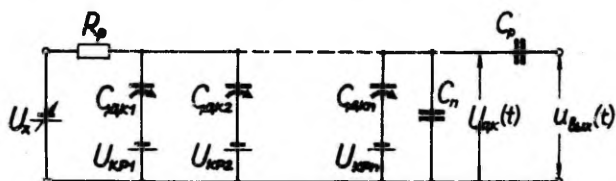


Рис. 8. Эквивалентная схема преобразователя на ДК с учетом распределения контактной разности потенциалов и коэффициента модуляции.

ных ДК характеризуется своей контактной разностью потенциалов и своим коэффициентом модуляции, которые могут отличаться от соответствующих параметров остальных ДК. Контактная разность потенциалов каждого элементарного ДК описывается эквивалентным источником напряжения $U_{кр i}$.

Допустим, что ДК разделен на n элементарных ДК, средние емкости которых равны между собой (последнее допущение не имеет принципиального значения, но упрощает запись формул),

т.е.

$$C_{дкi} = \frac{C_{дк}}{n}, \quad (I6)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$; $C_{дкi}$ - средняя емкость элементарного ДК; $C_{дк}$ - средняя емкость ДК в целом.

Закон изменения напряжения на элементарном ДК $U_{дкi}(t)$ можно выразить аналогично изложенному в работе [12], где процесс модуляции рассматривается как результат синусоидального колебания одной из пластин плоскопараллельного ДК. Емкость $C_{дк}(t)$ меняется по закону

$$C_{дк}(t) = \frac{C_{дк}}{1 + \frac{\Delta d}{d} \sin \omega_M t},$$

(обозначения $C_{дк}$, Δd , d и ω_M - прежние, примененные выше). Учитывая паразитную емкость C_n , шунтирующую $C_{дк}$, получим выражение для напряжения на ДК в следующем виде:

$$U_{дк}(t) = \frac{Q}{C_{дк}(t) + C_n} = \frac{Q}{C_n} \cdot \frac{1 + \frac{\Delta d}{d} \sin \omega_M t}{1 + \frac{C_{дк}}{C_n} + \frac{\Delta d}{d} \sin \omega_M t},$$

где Q - средний заряд на конденсаторах $C_{дк} + C_n$.

Перепишем данную формулу применительно к элементарному

$$\text{ДК: } U_{дкi} = \frac{Q_i}{C_{дкi} + \frac{1}{n} C_n} = \frac{Q_i}{C_{дкi} + \frac{1}{n} C_n} \cdot \frac{1 + \left(\frac{\Delta d}{d}\right)_i \sin \omega_M t}{1 + \frac{C_n}{nC_{дкi} + C_n} \left(\frac{\Delta d}{d}\right)_i \sin \omega_M t}.$$

При этом принято считать, что каждый из элементарных ДК несет на себе заряд Q_i , а параллельно каждому из элементарных ДК подключена емкость C_n/n . Следует отметить, что $Q_i \neq Q_j$ т.к. в общем случае $U_{крi} \neq U_{крj}$. КРИ может быть скомпенсирована с помощью источника регулируемого напряжения U_x (единого для всех элементарных ДК). Поэтому постоянный коэффициент

$\frac{Q_i}{C_{дкi} + \frac{1}{n} C_n}$ можем заменить разностью напряжений $(U_{крi} - U_x)$. Обозначив

$$\left(\frac{\Delta d}{d}\right)_i = \delta_i \quad \text{и} \quad \frac{C_n}{nC_{дкi} + C_n} = \frac{C_n}{C_{дк} + C_n} = A,$$

получим:

$$U_{дкi}(t) = (U_{крi} - U_x) \frac{1 + \delta_i \sin \omega_M t}{1 + A \delta_i \sin \omega_M t}. \quad (I7)$$

Учитывая, что, как правило, $A \delta_i \ll 1$, можем написать приближенное выражение:

$$\frac{1 + \delta_i \sin \omega_m t}{1 + A \delta_i \sin \omega_m t} \approx (1 + \delta_i \sin \omega_m t)(1 - A \delta_i \sin \omega_m t) =$$

$$= 1 + (1 - A) \delta_i \sin \omega_m t - A \delta_i^2 \sin^2 \omega_m t =$$

$$= 1 + (1 - A) \delta_i \sin \omega_m t - \frac{1}{2} A \delta_i^2 (1 - \cos 2\omega_m t). \quad (18)$$

Все элементарные ДК действуют синхронно (с одинаковыми начальными фазами колебания), поэтому мгновенное значение напряжения на выходе преобразователя представляет собой алгебраическую сумму сигналов всех элементарных ДК. Вклад каждого элементарного ДК в суммарный сигнал пропорционален отношению $\frac{C_{AKi}}{C_{AK}}$, а учитывая допущение (16), $\frac{C_{AKi}}{C_{AK}} = \frac{1}{n}$. Таким образом, получим

$$U_{DK}(t) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n U_{DKi}(t). \quad (19)$$

Через разделительный конденсатор C_p на выход преобразователя передаются только переменные составляющие напряжения $U_{DK}(t)$. Поэтому из выражений (17) и (18) на основании формулы (19) получим приближенное выражение помех, вызываемых КРП:

$$U_{внх}(t) \approx \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (U_{Kpi} - U_x) \left[(1 - A) \delta_i \sin \omega_m t + \frac{1}{2} A \delta_i^2 \cos 2\omega_m t \right] =$$

$$= \frac{1 - A}{n} \sum_{i=1}^n (U_{Kpi} - U_x) \delta_i \sin \omega_m t +$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{A}{n} \sum_{i=1}^n (U_{Kpi} - U_x) \delta_i^2 \cos 2\omega_m t. \quad (20)$$

Первая часть полученного выражения описывает ту составляющую помехи, которую можно полностью свести к нулю с помощью U_x . Вторая часть представляет собой остаточное напряжение помехи. Из формулы (20) следует, что остаточное напряжение помехи с частотой $2\omega_m$ отсутствует, если выполнено хотя бы одно из следующих условий:

- 1) $A = 0$, т.е. $C_p = 0$;
- 2) $U_{Kp1} = U_{Kp2} = \dots = U_{Kpn}$, т.е. КРП постоянна по всей рабочей поверхности ДК;
- 3) $\delta_1 = \delta_2 = \dots = \delta_n$, т.е. коэффициент модуляции на всем протяжении рабочей емкости ДК постоянен.

Эффективное значение остаточного выходного напряжения помехи с частотой $2\omega_m$ получим из формулы (20) в следующем виде:

$$u_{\text{вых } 2\omega_n} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{A}{n} \sum_{i=1}^n (U_{\text{кpi}} - U_x) \delta_i^2. \quad (21)$$

Разделив последнее выражение на коэффициент передачи преобразователя

$$K_U = \frac{m}{1 + \frac{C_n}{C_{\text{ДК}}}} = \frac{m C_{\text{ДК}}}{C_{\text{ДК}} + C_n},$$

получим приведенное ко входу эквивалентное напряжение помехи $U_{2\omega_n}$:

$$U_{2\omega_n} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{C_n}{C_{\text{ДК}}} \cdot \frac{1}{m} \cdot \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (U_{\text{кpi}} - U_x) \delta_i^2, \quad (22)$$

где m – среднее значение коэффициента модуляции, выражаемое для схемы рис. 8 формулой

$$m = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\delta_1 C_{\text{ДК}1} + \delta_2 C_{\text{ДК}2} + \dots + \delta_n C_{\text{ДК}n}}{C_{\text{ДК}}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta_i. \quad (23)$$

Истинность теоретического объяснения помехи с частотой $2\omega_n$ проверялась автором на специальном преобразователе, собранном на базе деталей от ДК-62 [10]. Неподвижная пластина ДК была разрезана вдоль оси симметрии на две части, которые затем были изолированы друг от друга и смонтированы в ДК аналогично монолитной неподвижной пластине. Таким образом удалось имитировать два элементарных ДК со средними емкостями $C_{\text{ДК}1} = 5,0$ пФ и $C_{\text{ДК}2} = 8,7$ пФ, но с разными коэффициентами $\delta_1 = \frac{\Delta d}{d_1}$ и $\delta_2 = \frac{\Delta d}{d_2}$. Фаза и амплитуда (Δd) колебаний одинаковы для обоих элементарных ДК, так как подвижная пластина у них общая. Между неподвижными пластинами $C_{\text{ДК}1}$ и $C_{\text{ДК}2}$ было приложено постоянное напряжение 6,4 В от миниатюрной батареи сухих элементов, имитирующее КРП. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 9.

От источника регулируемого напряжения на вход устройства подавалось компенсирующее напряжение U_x , при котором на выходе усилителя составляющая с частотой модуляции исчезла, и осталась лишь составляющая с двойной частотой модуляции. Постоянные напряжения измерялись с помощью цифрового прибора ВК7-10А, переменные напряжения – с помощью лампового вольтметра ВЗ-13 и калибратора В1-4. Измерения проводились при трех значениях тока возбуждения 5, 10 и 20 мА. Основные данные, характеризующие параметры экспериментальной установ-

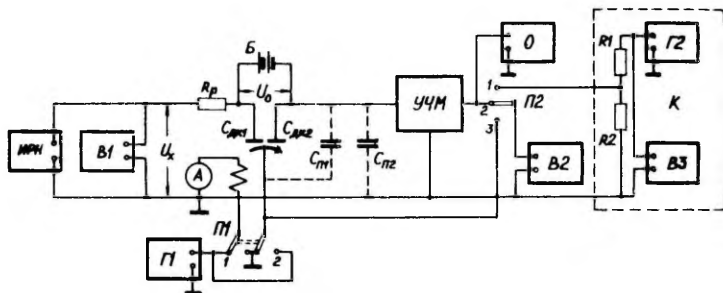


Рис. 9. Принципиальная схема экспериментальной установки. ИРН - источник регулируемого напряжения; В1 - цифровой вольтметр ВК7-10; А - миллиамперметр Э59; Г1 - звуковой генератор ГЗ-18; УЧМ - усилитель с коэффициентом усиления 45; В2 - вольтметр ВЗ-13; К - калибратор вольтметров В1-4; О - осциллограф С1-19; Б - батарея сухих элементов ($U_0 = 6,4$ В).

ки, приведены в тексте к рис. 9, а результаты исследования - в табл. 3. Емкости были измерены на мосте ВМ400 фирмы Тесла (класс точности 0,1). Паразитная емкость $C_{п2}$ определялась по двум разным методам с помощью дополнительных конденсаторов, подключенных параллельно входу усилителя.

Так как в эксперименте, проведенном автором, емкости $C_{ДК1}$ и $C_{ДК2}$ не равны, то формула (20) в данном виде не применима. С учетом относительных весов сигналов, генерируемых элементарными ДК с разными емкостями, формулу (20) следует представить в следующем виде:

$$U_{вых}(t) = \frac{1-A}{C_{ДК}} \sum_{i=1}^n (U_{кр i} - U_x) C_{ДК i} \delta_i \sin \omega_m t + \frac{1}{2} \frac{A}{C_{ДК}} \sum_{i=1}^n (U_{кр i} - U_x) C_{ДК i} \delta_i^2 \cos 2\omega_m t. \quad (24)$$

При $n=2$ составляющая с частотой модуляции превратится в нуль при условии:

$$(U_{кр1} - U_x) C_{ДК1} \delta_1 + (U_{кр2} - U_x) C_{ДК2} \delta_2 = 0. \quad (25)$$

Решая систему уравнений, составленную из формул (25) и (23) относительно δ_1 и δ_2 , получим выражения, содержащие

Таблица 3

Ток возбуждения, мА Обозначение	5	10	20
$\bar{m}^{(g)}$	0,0346±0,0004	0,0712±0,0008	0,145±0,002
$\delta_1^{(p)}$	0,0301	0,0645	0,126
$\delta_2^{(p)}$	0,0659	0,136	0,276
$U_{2\omega_M}^{(p)}$, мВ	25,4±4,4	49±9	107±19
$U_{2\omega_M}^{(g)}$, мВ	27,4±0,4	56,4 ±0,7	119±1,4
$(U_{2\omega_M}^{(p)} : U_{2\omega_M}^{(g)}) - 100\%$	93%	87%	90%

емкости, напряжения и среднее значение коэффициента модуляции которые можно измерить с помощью приборов. Подставляя вычисленные значения $\delta_1^{(p)}$ и $\delta_2^{(p)}$ в формулу (24), мы должны получить расчетное (теоретическое) значение напряжения помехи с частотой $2\omega_M$, сравнение которого с экспериментальным значением помехи позволяет оценить правильность теории.

В табл. 3 внесены значения остаточного напряжения $U_{2\omega_M}^{(p)}$ (расчетные) и $U_{2\omega_M}^{(g)}$ (экспериментальные), приведенные ко входу преобразователя. Сравнение данных подтверждает правильность формулы (24), а следовательно, и объяснение явления возникновения помех с двойной частотой модуляции.

Систематическое расхождение расчетных и экспериментальных результатов на 7-13%, по мнению автора, объясняется какой-то неучтенной паразитной емкостью. Конечный результат очень чувствителен относительно вариации C_{n1} . Например, если подставить в формулы расчета значение $C_{n1} = 1,6$ пФ, превышающее измеренное значение на 0,5 пФ, то получим расчетные значения $U_{2\omega_M}^{(p)} = 27,4; 56,5$ и $115,5$ мВ. Первые два совпадают с экспериментальными значениями, а последнее отличается на -3%.

В собранных автором динамических конденсаторах помеха частотой $2\omega_M$, приведенная ко входу, никогда не превышала 500 мкВ при номинальных значениях коэффициента модуляции ($m = 0,15-0,25$). Чаще уровень данного вида помехи не превышает 20-50 мкВ, а нередко либо отсутствует, либо не может быть обнаружен из-за недостаточной разрешающей способности

средств контроля.

Остановимся на вопросе влияния помехи частотой $2\omega_M$ на работу усилителя с ДК.

Если частота $2\omega_M$ лежит в полосе пропускания УЧМ, а коэффициент усиления достаточно велик, то помеха частотой $2\omega_M$ может вывести выходной каскад из линейного режима и усилитель нормально функционировать не будет. Например, если УЧМ имеет максимальный линейный диапазон выходного сигнала 5 В, коэффициент усиления $K = 10^5$, то помеха $U_{2\omega_M} \geq 50$ мкВ недопустима.

От уровня помехи частотой $2\omega_M$ должна зависеть величина составляющей постоянного напряжения на преобразователе, как следует из формул (17) и (18). Постоянная составляющая на элементарном $C_{дкi}$ выражается формулой

$$U_{дкi} \approx (U_{крi} - U_x) \left(1 - \frac{1}{2} A \delta_i^2\right).$$

Однако член $\frac{1}{2} A \delta_i^2 \ll 1$, поэтому смещение нуля устройства с ДК, вызываемое, например, нестабильностью коэффициента модуляции, практически не имеет существенного значения по сравнению с дрейфом КРП.

Перейдем к вопросу о временной и температурной нестабильности КРП.

Контактная разность потенциалов нестабильна во времени, соответственно изменяется и уровень переменного напряжения помех на выходе преобразователя, вызывая дрейф нуля М-ДМ усилителя. На рис. 10-13 представлены типичные графики изменения КРП у динамических конденсаторов ДК-62 и ДК-64Т [9, 10], а также соответствующие им графики изменения температуры окружающей среды (или в термостате).

Образцы № 15 и № 17 собраны в апреле 1963 г. Представленные на рис. 10 и 11 записи сделаны в период тренировки (старения) этих конденсаторов. Их КРП еще не достигла установившегося значения. С каждым циклом нагрева - охлаждения $U_{кр}$ смещается в одну сторону. У обоих ДК начальная КРП после сборки была отрицательной. Через несколько месяцев у образца № 15 установилось значение $U_{кр}$ около +3 мВ, а у № 17 - $U_{кр} \approx +1$ мВ.

На рис. 12 и 13 представлены графики изменения $U_{кр}$, записанные с помощью динамического электрометра УТ-6801 с ДК-64Т № 30. Последний собран в конце 1964 г., а представленные записи сделаны в конце 1973 г. Кроме того, имеются еще

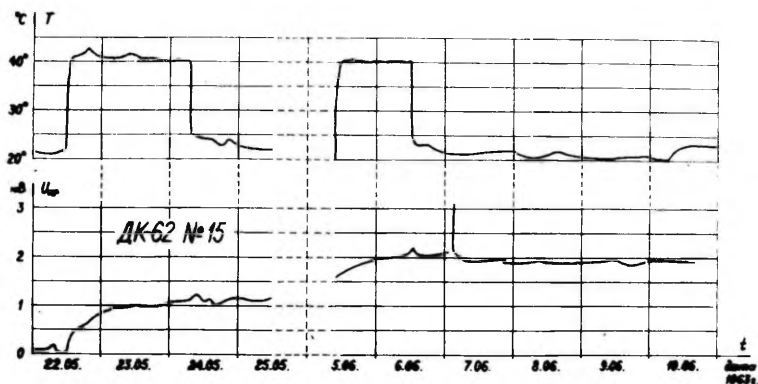


Рис. 10. График изменения $U_{кр}$ ДК-62 № 15.

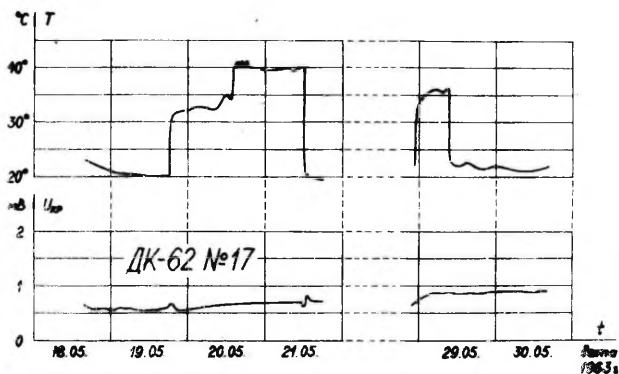


Рис. 11. График изменения $U_{кр}$ ДК-62 № 17.

значения КРП 1969 г. и 1975 г. За это время КРП практически не изменялась и лежит на уровне 17 мВ. Если температура колеблется не более, чем на $\pm 1^\circ\text{C}$, то КРП у образца № 30 не превышает $\pm(30 + 50)$ мкВ за 24 часа. На рис. 12 представлен график изменения $U_{кр}$ с момента включения динамического электрометра. За первый час работы (время прогрева) дрейф составляет приблизительно 130 мкВ. Следует отметить, что не все образцы ДК-64Т имеют столь малые уровни дрейфа $U_{кр}$. На рис. 13 представлен график изменения $U_{кр}$ от температуры.

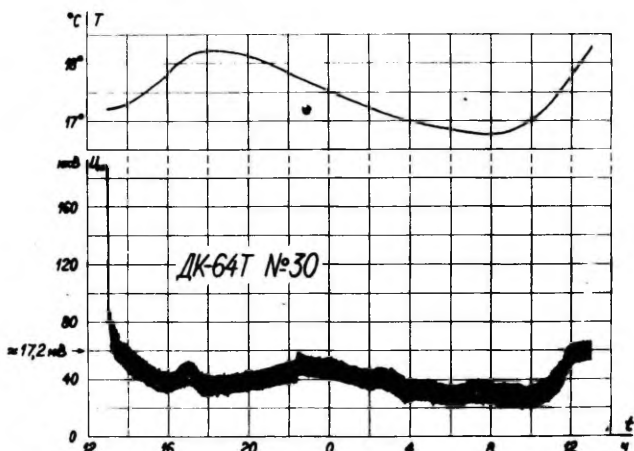


Рис. 12. Суточная запись дрейфа $U_{кр}$ ДК-64Т № 30 при комнатной температуре.

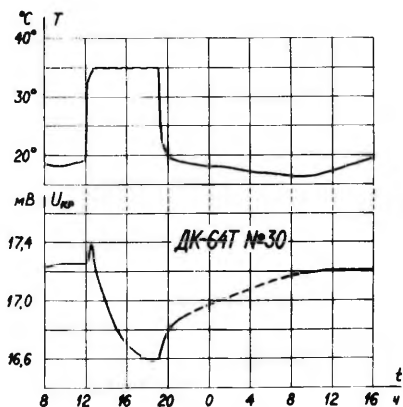


Рис. 13. График изменения $U_{кр}$ ДК-64Т № 30.

Исследования, проводившиеся автором в течение 18 лет и дополненные данными других исследователей, позволяют сформулировать следующие общие закономерности изменения $U_{кр}$ в динамическом конденсаторе:

Г2Г

1. В герметичном состаренном ДК среднее значение $U_{кр}$ в течение лет не меняется. Суточный дрейф $U_{кр}$ таких ДК связан, в основном, с колебанием температуры окружающей среды.

2. В первые часы работы после включения возбуждения ДК дрейф $U_{кр}$, как правило, в несколько раз больше, чем в последующие сутки непрерывной работы при постоянной температуре.

3. У каждого ДК, без исключения, наблюдается температурный дрейф. При этом изменение $U_{кр}$ продолжается еще некоторое время, обычно несколько часов, после установления температуры самого ДК (см. рис. 13).

4. В ДК переходные процессы изменения $U_{кр}$ описываются нередко экспоненциальной функцией времени.

В существующих работах по дрейфу преобразователей с ДК причины, объясняющие указанные дрейфовые характеристики ДК, не рассматриваются. Ниже мы пытаемся дать объяснение этим причинам. Характер изменения КРП наводит на мысль, что в ДК с двумя пластинами изменение $U_{кр}$ описывается приближенно следующими формулами:

$$U_{кр} = \bar{\varphi}_1(t, T) - \bar{\varphi}_2(t, T), \quad (26)$$

$$\bar{\varphi}_1(t, T) \approx \bar{\varphi}_{01}(T) + [\bar{\varphi}_{x1} - \bar{\varphi}_{01}(T)] e^{-\frac{t}{\tau_1(T)}}, \quad (27)$$

$$\bar{\varphi}_2(t, T) \approx \bar{\varphi}_{02}(T) + [\bar{\varphi}_{x2} - \bar{\varphi}_{02}(T)] e^{-\frac{t}{\tau_2(T)}}, \quad (28)$$

где $\bar{\varphi}_1(t, T)$ и $\bar{\varphi}_2(t, T)$ — средние по поверхности работы выхода одной и другой пластины ДК; $\bar{\varphi}_{01}(T)$ и $\bar{\varphi}_{02}(T)$ — установившиеся значения работы выхода (средние по поверхности) одной и другой пластин ДК, соответствующие температуре T ; $\bar{\varphi}_{x1}$ и $\bar{\varphi}_{x2}$ — исходные значения работы выхода, например после промывки, нанесения (снятия) слоя металла или какого-нибудь другого физико-химического или механического воздействия на рабочие поверхности пластин ДК; $\tau_1(T)$ и $\tau_2(T)$ — постоянные времени протекания процесса установления равновесного физико-химического состояния поверхности пластин при температуре T .

Ниже мы предлагаем обоснование данной гипотезы.

Известно, что $U_{кр}$ определяется разностью работ выхода электронов с поверхностями пластин конденсатора [13], т.е.

$U_{кр} = \varphi_1 - \varphi_2$. Поверхность пластины любого ДК представляет собой поликристаллическую или аморфную неоднородную систему с

множеством макро- и микродефектов, примесей и загрязнений. После механической, физической или химической обработки такой поверхности на ней образуется (за очень короткое время) либо слой адсорбированных молекул газа, либо окиси. К первому слою прибавляется обычно мономолекулярный слой влаги. В смысле работы выхода такая поверхность неоднородна как в микро-, так и в макроскопических масштабах [14]. Поэтому формула $U_{кр} = \varphi_1 - \varphi_2$ означает, что $U_{кр}$, φ_1 и φ_2 представляют собой усредненные по поверхности значения для пластин ДК.

Физико-химические процессы продолжают идти после сборки и герметизации ДК еще долгое время. Могут иметь место диффузия, окисление, полимеризация, кристаллизация или что-нибудь иное, в зависимости от структуры поверхностного слоя пластины, от загрязнений, текстуры, состава заполняющего газа и т.д. Эти "медленные" процессы протекают с различными скоростями. Поэтому при длительной записи дрейфа $U_{кр}$ виден, в основном, результат самых медленных процессов, обуславливающих изменения $\bar{\varphi}_1$ и $\bar{\varphi}_2$. Большинство из названных процессов описываются обычно формулами статистической физики, а их временное протекание - экспоненциальными функциями. Поэтому естественно предположить, что $\bar{\varphi}_1$ и $\bar{\varphi}_2$ изменяются во времени экспоненциально, согласно формулам (27) и (28).

Что же касается температурной зависимости $\bar{\varphi}_1$ и $\bar{\varphi}_2$, то в этом отношении известно следующее.

Изменение температуры приборов на несколько десятков градусов, как это имеет место в лабораторных или промышленных условиях, теоретически не может изменить работу выхода настолько, чтобы ее можно было измерить опытным путем [13]. Однако практически во всех ДК $U_{кр}$ зависит от температуры. Это можно объяснить только тем, что изменение температуры влияет на другие факторы (например, на поглощение газов, влаги или скорость химических реакций), вследствие которых происходит заметное изменение работы выхода и $U_{кр}$. Все названные процессы на поверхности пластин ДК ускоряются при повышении температуры. Этим объясняется сокращение периода старения ДК при повышенной температуре, что находит отражение в формулах (27) и (28) через температурные зависимости $\tau_1(T)$ и $\tau_2(T)$.

Проверка вышеизложенной гипотезы в полном объеме требует проведения специального исследования академического характера (автор не располагал нужными для этого экспериментальными

возможностями). Однако имеющийся экспериментальный материал по исследованию ДК типов ДК-62 и ДК-64 дает некоторые частные основания считать данную гипотезу справедливой. Например интересен следующий экспериментальный факт. Если после сборки и герметизации ДК кривая записи дрейфа $U_{кр}(t)$ хорошо описывается одной экспоненциальной функцией, то такой ДК после соответствующего старения в дальнейшем дает всегда малый суточный дрейф $U_{кр}$.

Это обстоятельство хорошо объясняется согласно формулам (27) и (28) следующим образом.

Кривая $U_{кр}(t)$ описывается одной экспонентой, если в формулах (27) и (28) положить $\tau_1(T) = \tau_2(T)$. Это равенство имеет место в том случае, когда поверхности пластин ДК очень сходны между собой. Такие поверхности одинаково подвергаются физико-химическим воздействиям, которые в состоянии изменить работы выхода $\bar{\varphi}_1$ и $\bar{\varphi}_2$. Поэтому дрейф разности $\bar{\varphi}_1 - \bar{\varphi}_2 = U_{кр}$ мал.

Все сказанное выше касалось постоянной и медленно меняющейся составляющих помех, вызываемых КРП. Однако КРП вызывает и быстро меняющиеся помехи (шумы).

Термоэлектронная и автоэлектронная эмиссии в ДК практически исключены, так как при комнатных температурах и при электрических полях 10 - 100 В/см они ничтожно малы [14]. Оценим вероятность возникновения быстрых изменений или флуктуаций $U_{кр}$ в результате физико-химических процессов на поверхностях пластин ДК.

Отдельные события, например прилипание молекулы газа к поверхности, возникновение или разрушение химической связи между атомами и др., в результате которых происходит скачкообразное изменение работы выхода, являются независимыми и случайными. Из-за них скачкообразно изменяется заряд ДК. Средний ток в цепи ДК в результате изменения работы выхода $\bar{\varphi}_1$ одной пластины выражается

$$I_1 = C_{ДК} \frac{d\bar{\varphi}_1}{dt},$$

а в результате изменения $\bar{\varphi}_2$ другой пластины

$$I_2 = C_{ДК} \frac{d\bar{\varphi}_2}{dt}.$$

Полагая, что при каждом случайном акте заряд ДК изменяется

скачкообразно на величину элементарного заряда $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, получим верхнее предельное значение среднего квадрата флуктуации тока \bar{i}^2 аналогично формуле Шоттки [15]

$$\bar{i}^2 = 2e(|I_1| + |I_2|)df = 2eC_{AK} \left(\left| \frac{d\bar{\varphi}_1}{dt} \right| + \left| \frac{d\bar{\varphi}_2}{dt} \right| \right) df, \quad (29)$$

где df - малый частотный интервал.

Хотя алгебраическая сумма токов $I_1 + I_2$ в частном случае может равняться нулю, в формуле (29) следует суммировать их абсолютные значения, так как физико-химические микропроцессы на обеих пластинах ДК протекают независимо друг от друга. Полагая, например, что $\frac{d\bar{\varphi}_1}{dt} = \frac{d\bar{\varphi}_2}{dt} = 10^{-4}$ В/с, $C_{AK} = 20$ пФ, $\Delta f = 10$ Гц (полоса пропускания усилителя), получим $\sqrt{\bar{i}^2} \approx 1,1 \cdot 10^{-16}$ А. При входном сопротивлении усилителя $R_{вх} = 10^9$ Ом создается напряжение помех примерно 11 мкВ.

Таким образом флуктуационная помеха контактной разности потенциалов теоретически может составить заметную долю в сумме всех напряжений шумов. Однако такое быстрое изменение работы выхода, как приведенное в нашем примере (10^{-4} В/с = 360 мВ/ч), практически редко имеет место в ДК. В состаренных же образцах оно на несколько порядков величины меньше. Поэтому в существующих усилителях флуктуационную помеху контактной разности потенциалов ДК можно не учитывать. Данный вид помех экспериментально не исследовался.

Токовые помехи

Токовыми помехами назовем самопроизвольно изменяющиеся паразитные токи. В ДК токовые помехи связаны в основном с явлениями в изоляторе и с действием ионизирующих излучений в газе. Кроме того, токовые помехи могут быть вызваны фотоэффектом и адсорбцией-десорбцией газов на внутренних поверхностях ДК. Эти явления, однако, практически сказываются лишь в тех приборах, в которых уровень паразитного тока достигает порядка 10^{-18} А и ниже.

Паразитные токи изоляторов рассмотрены в работах [1, 4, 8, 16, 17]. Физические причины возникновения токовой помехи изолятора бывают различные: поляризационная э.д.с.; контактная разность потенциалов деталей, между которыми заложен изолятор; случайные электростатические заряды; сжатие или расширение изолятора в результате колебания температуры и т.д.

Поэтому направление и уровень паразитного тока изолятора в общем случае непостоянны.

Основной вклад в токовые помехи изолятора дают обычно поверхностные токи, поэтому поверхностная проводимость изолятора и токовая помеха тесно связаны между собой. Полированные поверхности изолятора, ее тщательная очистка, покрытие водоотталкивающим лаком и т.д. уменьшают как токовую помеху, так и поверхностную проводимость. Повышение относительной влажности, наоборот, увеличивает их.

Исследования токовой помехи изоляторов ДК, проведенные автором, позволяют сделать следующее заключение.

Изоляторы ДК, изготовленные из янтаря, полистирола и лейкосапфира [19], могут обеспечить уровень паразитного тока ниже 10^{-17} А, т.е. уровень, определяемый не помехой изолятора, а ионизационной составляющей паразитного тока. После сборки ДК и очистки изолятора (последняя проводилась автором обычно тампонами ваты, смоченными спиртом) типичный уровень паразитного тока ДК составляет примерно 10^{-15} А. Через несколько дней, а иногда и через несколько недель, ток падает до уровня 10^{-17} А или ниже. Функция изменения тока от времени близка к экспоненциальной. При этом постоянная времени составляет от нескольких часов до нескольких дней. Исследования автора проведены в основном на ДК-64Т [10].

Следует отметить, что измеряемые токовые помехи ДК всегда представляют собой суммарные паразитные токи, обусловленные несколькими явлениями, среди которых обычно преобладают генерация тока изолятором и ионизация воздуха. Перейдем к рассмотрению последнего.

Естественное ионизирующее излучение, состоящее из излучения, испускаемого радиоактивными загрязнениями земли, окружающих предметов и радоном воздуха, а также космического излучения, создает в среднем около 5 - 12 пар ионов в 1 см^3 в 1 с, или ток, равный $(0,8 - 1,9) \cdot 10^{-18} \text{ А/см}^3$ [20]. Контактная разность потенциалов или электрическое поле другого происхождения создают условия для направленного движения ионов, в результате чего возникает паразитный ионизационный ток. Направление этого тока на разных участках ДК бывает положительным или отрицательным в зависимости от КРП.

Опыт показывает [7, 8, 16, 18 и др.], что паразитные ионизационные токи можно существенно уменьшить соответствующими конструктивными мерами. Основную роль здесь играют взаим-

ное расположение элементов входной цепи преобразователя с ДК и уменьшение геометрического объема активной зоны.

Рассматривая общий паразитный ионизационный ток в самом ДК, отметим, что ничтожная доля тока создается в объеме между подвижной и неподвижной пластинами, а основная доля – в пространстве, окружающем неподвижную пластину с обратной стороны и ввод к ней. Обозначим первый объем через V_1 , а второй – через V_2 (см. рис. 14а). Очевидно, что при конструировании ДК для высокочувствительного по току усилителя

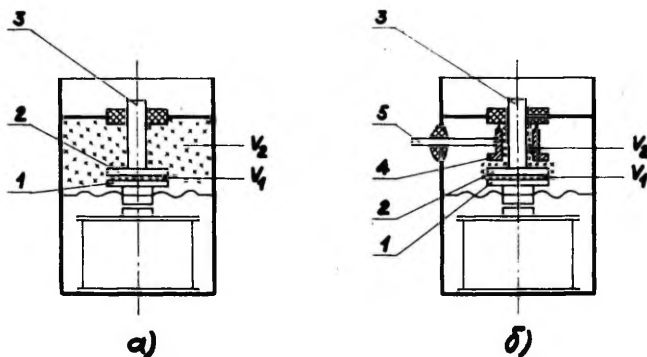


Рис. 14. Схематическое изображение пространств ДК, в которых возникают паразитные ионизационные токи (обозначены крестиками). 1 – подвижная пластина; 2 – неподвижная пластина; 3 – ввод; 4 – обкладка разделительного конденсатора C_p ; 5 – вывод переменного сигнала.

необходимо найти решение, обеспечивающее в первую очередь малый объем V_2 . Один из возможных вариантов показан схематически на рис. 14 б. Объем V_2 уменьшен за счет детали 4, окружающей ввод 3 и часть поверхностей подвижной пластины 2. Емкость, образуемая между ними, используется в качестве емкости разделительного конденсатора C_p .

Уровень паразитного ионизационного тока на входе устройства с ДК зависит также от выбора конструкционных материалов. Практически все материалы, используемые в преобразователе с ДК, в какой-то мере загрязнены радиоактивными веществами. В табл. 4 приведены некоторые данные из работ [21, 22].

Таблица 4

Материал	Количество частиц на 100 см ² в час	
	альфа-частиц	бета-частиц
Алюминий	3I	I200
Медь	9 - 2I	
Латунь	5 - 6	
Сталь	I - 4	I20
Припой	2800	90 - I380
Стекло		5580
Полистирол		I,2
Оргстекло		I,2

Бета-, гамма- и рентгеновское излучения радиоактивных загрязнений создают в электрометрическом устройстве практически непрерывный паразитный ток. На фоне этого тока четко выделяются импульсы тока, вызванные альфа-частицами.

На рис. 15 приведен пример записи входного паразитного тока электрометра с ДК-64Г в режиме интегрирования. При полном торможении в воздухе одна альфа-частица создает более 10^5 пар ионов. Таким образом, суммарный заряд ионов каждого знака составляет более 10^{-14} Кл. Однако скачки тока, объясняемые попаданием альфа-частиц, на фоне собственного паразитного тока, наблюдаемого в различных электрометрических устройствах, имеют в среднем порядок 10^{-15} Кл. Это объясняется двумя факторами: 1) малые расстояния между деталями и экранами не позволяют альфа-частицам, пробеги которых достигают 2 - 4 см, полностью израсходовать свою энергию на ионизацию воздуха; 2) вследствие слабого электрического поля между деталями входной цепи и экранами эффективность разделения положительных и отрицательных ионов невысокая. Согласно техническим описаниям электрометров типа TR-84E, CARY40I и Keithley 640, количество альфа-частиц в I час на входе этих устройств не превышает 24.

При понижении давления газа ниже I кПа в преобразователе с ДК ионизационная составляющая тока существенно уменьшается, а типичные скачки тока, объясняемые действием альфа-частиц, исчезают. Например, в серии опытов, проведенных автором совместно с М.Роосом, среднее значение паразитного тока при нормальном атмосферном давлении составило $1,5 \cdot 10^{-17}$ А, а при давлении 0,1 кПа - $3 \cdot 10^{-18}$ А. I28

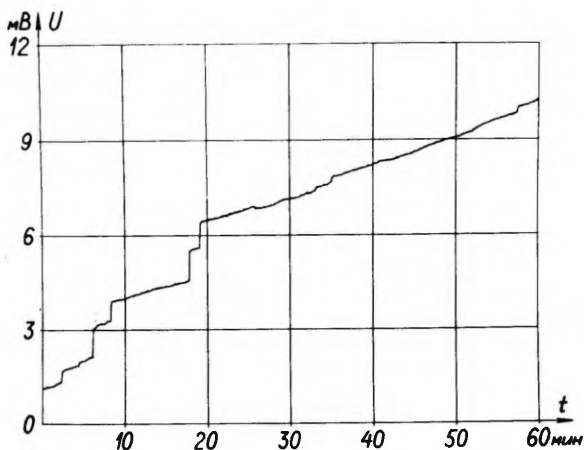


Рис. 15. Пример записи входного паразитного тока электрометра с ДК-64Т в режиме интегрирования. Одному милливольту соответствует заряд $6 \cdot 10^{-15}$ Кл. Средний паразитный ток за час составляет $1,5 \cdot 10^{-17}$ А.

Следует отметить, что в преобразователе с ДК уровень паразитного тока 10^{-18} А и ниже может быть достигнут и при нормальном атмосферном давлении, если получить активный объем воздуха в преобразователе ниже 1 см^3 . Такой опыт проводился автором и М.Роосом. В опыте использовался ДК специальной конструкции, разработанный автором. Следует, однако, отметить, что возможности практического применения такого ДК ограничены тем, что при подключении к преобразователю какого-либо объекта, находящегося при нормальном атмосферном давлении, к собственному току преобразователя прибавляется нестабильный ионизационный ток воздуха, уровень которого, как правило, не ниже $(1 + 3) \cdot 10^{-17}$ А. Поэтому уровень тока $(1 + 3) \cdot 10^{-17}$ А является естественным пределом чувствительности для большинства технических измерений, проводимых в нормальных условиях. Аналогичный вывод сделан и в работе [18].

Выводы. Принципы выбора конструкции ДК, обеспечивающей минимальные собственные помехи

Задача конструирования ДК сводится к созданию конструкции преобразователя с заданными параметрами $C_{ДК}$, ω_m и m и уровнем собственных помех, не превышающим допустимого значения. Последнее определяется назначением ДК.

Согласно изложенному в предыдущей главе, все собственные помехи преобразователя с ДК можно разбить на две группы. Первая из них включает те помехи, которые создает переменное напряжение, совпадающее по фазе с напряжением сигнала. Эти помехи скомпенсируются источником регулируемого напряжения, включенного последовательно ДК. Обозначим суммарное напряжение компенсируемых помех через $U_{комп}$. Помехи второй группы сдвинуты по фазе на 90° относительно напряжения сигнала и не могут быть скомпенсированы простым путем. Обозначим их через $U_{ост}$. Применяя обозначения составляющих этих помех, использованные в предыдущих пунктах, получим

$$U_{комп} = U_{вдр.1} \cos \varphi_1 + U_{вдр.2} \cos \varphi_2 + U_{вв} \cos \varphi_{вв} + U_{вк} \cos \varphi_{вк} + U_{в} \cos \varphi_{в} + U_{кр} ; \quad (30)$$

$$U_{ост} = U_{вдр.1} \sin \varphi_1 + U_{вдр.2} \sin \varphi_2 + U_{вв} \sin \varphi_{вв} + U_{вк} \sin \varphi_{вк} + U_{в} \sin \varphi_{в} + U_{2\omega_m} . \quad (31)$$

При определении допустимого уровня помех необходимо соблюдать прежде всего следующие требования:

$$U_{ост} \leq \eta U_{вх.макс} , \quad (32)$$

$$\Delta U_{комп} \leq \Delta U_{др} , \quad (33)$$

где η — коэффициент запаса; $U_{вх.макс}$ — максимальное значение входного напряжения в линейной области амплитудной характеристики М-ДМ-усилителя; $\Delta U_{комп}$ — нестабильность суммарного напряжения $U_{комп}$; $\Delta U_{др}$ — допустимый уровень дрейфа нуля М-ДМ-усилителя.

Коэффициент η должен иметь значение $\eta < 1$. Выбор его

конкретного значения зависит от назначения ДК, в основном от блок-схемы усилительного устройства. Для решения многих практических задач достаточно выбрать коэффициент запаса $\eta = 0,5$.

Требование (32) означает, что остаточное напряжение не должно перегружать или насыщать УЧМ. Второе требование (33) заключается в том, что алгебраическая сумма изменений компенсируемых составляющих помех не должна превышать максимально допустимого смещения нуля устройства. Составляющие $U_{\text{комп}}$, кроме $U_{\text{кр}}$, могут изменяться при изменениях амплитуды и частоты генератора возбуждения, положения ДК в пространстве и других условиях.

Ниже рассматриваются конструктивные возможности подавления собственных помех ДК.

Вибрационные помехи, генерируемые паразитными ДК, относительно легко устраняются путем изменения размеров или выбора другого материала для вибрирующей детали, что позволяет уменьшить амплитуду паразитных колебаний на частоте модуляции. То же относится и к методу подавления вибрационных помех изолятора. Наилучшие результаты можно получить при симметричных конструкциях ДК, когда колебания одной пластины скомпенсированы колебаниями другой пластины, происходящими в обратной фазе. Хорошим примером такого ДК является конструкция ДРК-2, описанная в работе [8], которую, с точки зрения подавления всех видов вибрационных помех, следует считать наиболее удачной.

Емкостные помехи от системы возбуждения легко устраняются с помощью электростатического экрана, которым должна быть окружена обмотка возбуждения и который необходимо изолировать от корпуса ДК. Экран обычно соединяется с нулевым проводом усилителя. Экраном обмотки может служить каркас обмотки, полностью изготовленный из ферромагнитного металла или из фольгированного материала (гетинакс, стеклотекстолит и др.). Для того, чтобы такой каркас не образовал короткозамкнутый виток, в экране делают щель.

Значительная индуктивная помеха чаще всего возникает при несимметричной конструкции электромагнита возбуждения, например как показано на рис. 16а, когда переменный магнитный поток рассеивается вне объема ДК. Наименьшее рассеяние магнитного потока имеет электромагнит бронированного типа (рис. 16б).

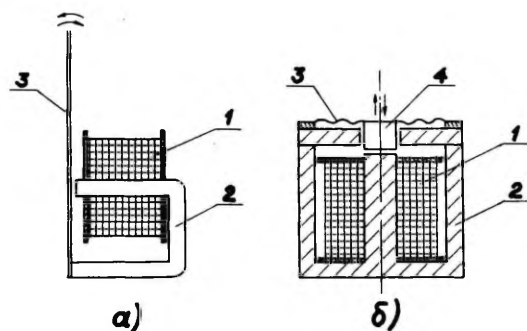


Рис. 16. Конструкции электромагнитов возбуждения ДК.
 а - несимметричная; б - броневое типа;
 1 - обмотка электромагнита; 2 - магнитопровод; 3 - упругий элемент; 4 - яркорь.

Помехи, обусловленные контактной разностью потенциалов, в большей мере зависят от технологии обработки и выбора материала пластин ДК, чем от конструкции. Однако на основе теории помех выявляются некоторые преимущества одних известных конструкций перед другими.

В частности, согласно выводам, следующим из формулы (20), ДК с недеформируемыми в процессе работы пластинами, как например ДКВ-65 [23], имеет преимущество в отношении остаточного напряжения КРП по сравнению с ДК деформируемыми пластинами, примером которого служит ДРК-2 [8]. Если поверхности пластин ДК в первом случае сохраняют параллельность в процессе колебания, то его остаточное напряжение $U_{2\omega_m} = 0$. В конструкциях ДК с деформируемыми пластинами, где параллельность между поверхностями пластин не сохраняется в процессе работы, $U_{2\omega_m} = 0$ только в том случае, когда $U_{кр}$ постоянно по всей рабочей поверхности ДК. Для серийного производства это означает, что при заданной норме $U_{2\omega_m} \leq U_{норм}$ и при остальных одинаковых условиях процент выхода годной продукции ДК с недеформируемыми пластинами будет выше, чем ДК с деформируемыми пластинами.

Исходя из теории собственных помех ДК, можно показать, что размеры пластин ДК должны быть минимальными. Обоснуем это утверждение.

Зависимость коэффициента модуляции m ДК с плоскопараллельными пластинами от амплитуды колебания Δd и среднего расстояния между пластинами d выражается известной формулой

$$m = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\Delta d}{d} .$$

Если m задано, то Δd и d можно выбрать произвольно. Уменьшение обоих до технически возможных минимальных значений дает следующие преимущества:

1. При уменьшении Δd расходуется меньшая мощность на возбуждение, уменьшаются вибрационные помехи.

2. Уменьшение d при $C_{ДК} = const$ приводит к уменьшению размеров пластины ДК, так как

$$C_{ДК} \sim \frac{S}{d} ,$$

где S - площадь пластины ДК.

3. Уменьшение размеров вибрирующей пластины уменьшает ее массу, что способствует реализации более высокой частоты модуляции.

4. При меньших размерах пластин ДК проще обеспечить малую паразитную емкость, шунтирующую полезную емкость $C_{ДК}$.

5. Уменьшение площади пластины ДК уменьшает вероятность того, что $U_{кр}$ различна по поверхности пластины. Это способствует уменьшению остаточного напряжения $U_{2\omega_m}$.

6. Уменьшение размеров пластины ДК позволяет уменьшить объем газа между неподвижной пластиной и экраном или корпусом ДК, а это приводит к уменьшению ионизационной составляющей токовых помех.

Единственным фактором, ограничивающим уменьшение размеров пластин ДК, является увеличение влияния температуры на среднюю емкость и коэффициент модуляции. В зависимости от материалов и конструкции ДК, в особенности от исполнения его упругого элемента, среднее расстояние между пластинами зависит в большей или меньшей мере от температуры и положения ДК в пространстве. Поэтому при конструировании ДК должны быть заданы допустимые отклонения значений $C_{ДК}$ и m при изменении температуры и ориентации ДК.

Ионизационная составляющая токовой помехи имеет минимальное значение при вакуумированной конструкции ДК. Однако довольно малые паразитные ионизационные токи могут быть достиг-

нута и при газовом наполнении за счет соответствующих конструктивных мер. Малая величина ионизационной токовой помехи обеспечена, например, в конструкции ДРК-2, в которой объемы газа в обеих сторон неподвижной пластины ограничены колебательными пластинами.

Приложение. Установка для снятия частотных характеристик ДК

Принципиальная схема установки для снятия частотных характеристик ДК приведена на рис. 17. Она состоит из усили-

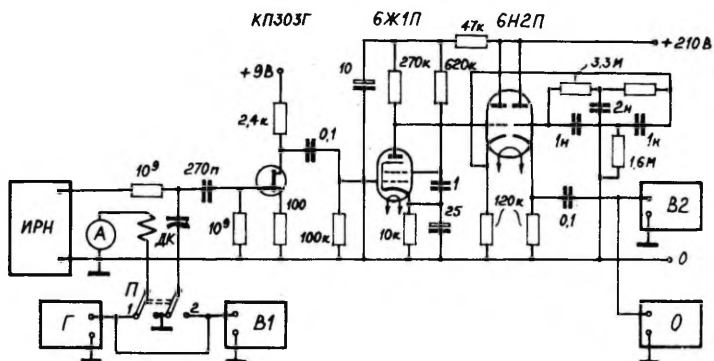


Рис. 17. Принципиальная схема установки для снятия частотных характеристик ДК.

ИРН - потенциометр постоянного тока ШП-63; А - миллиамперметр 359; Г - звуковой генератор ГЗ-18; В1 и В2 - милливольтметры ВЗ-13; 0 - осциллограф СИ-19Б.

теля частоты модуляции (УЧМ) на транзисторе и на лампах и ряда вспомогательных контрольно-измерительных приборов. Источник регулируемого напряжения ИРН служит для подачи напряжения компенсации $U_{\text{ком}}$ на исследуемый ДК. Питание обмотки ДК подается от звукового генератора Г. Ток возбуждения измеряется миллиамперметром А. Переключатель П имеет два положения: в положении 1 возбуждение включено, а корпус ДК заземлен; в положении 2 - возбуждение выключено, а через ДК подается на вход усилителя переменное напряжение $u_{\text{вх}}$, измеряемое милливольтметром В1. Выходное напряжение усилителя $u_{\text{вых}}$

измеряется милливольтметром В2. Осциллограф 0 служит для визуального контроля формы выходного сигнала.

Первый каскад УЧМ выполнен на маломощном полевом транзисторе КП303Г, второй – на пентоде 6Ж1П. Катодные повторители на лампе 6Н2П служат для согласования импедансов фильтра с усилителем и выхода усилителя с нагрузкой. 2Т-образный RC-фильтр служит для подавления помех 50 Гц.

Максимальный коэффициент передачи напряжения УЧМ составляет примерно 600. При выключенном возбуждении ДК в диапазоне частот 90 – 2000 Гц уровень флуктуационных помех на выходе усилителя не превышает 2 мВ, а приведенный ко входу усилителя – 4 мкВ.

Коэффициент модуляции ДК определяется по формуле

$$m = \frac{u_{\text{вых}}}{K(U_{\text{ИРН}} - U_{\text{кр}})},$$

где $u_{\text{вых}}$ – показание милливольтметра В2 в положении 1 переключателя П; $U_{\text{ИРН}}$ – напряжение, подаваемое на ДК от ИРН; $U_{\text{кр}}$ – контактная разность потенциалов ДК; K – коэффициент передачи УЧМ, определяемый в положении 2 переключателя П как отношение показаний милливольтметров В2 и В1.

За период 1959–1977 гг. разработано и внедрено в серийное производство много устройств с ДК, с авторами которых нередко приходилось иметь творческие контакты. В связи с этим автор настоящей работы считает, что она не является итогом лишь им накопленного опыта, а отражает также успехи других исследователей и разработчиков ДК. Автор особенно признателен Г.И.Абракову, В.С.Александрову, Ю.А.Лаллу, В.П.Макарову, Э.А.Мягкимсону, Д.Е.Полонникову, А.В.Прокурову, М.К.Рилло, Л.К.Савельевой, Н.И.Фечину, Г.В.Шадрину, К.С.Шуклину, а также И.Такеда, нашедшим возможность поделиться своим опытом в области исследования помех преобразователей с ДК. Автор выражает глубокую благодарность А.М.Илжовичу и Г.В.Посметуховой за полезные обсуждения и помощь, оказанную ими при подготовке работы к опубликованию.

Л и т е р а т у р а

1. Прокуров А.В. Факторы, ограничивающие чувствительность и точность измерителей малых токов с динамическим конденсатором. - Измер. техника, 1966, № II, с. 50-52.
2. Абраков Г.И., Савичева Л.М. Опыт изготовления динамических конденсаторов с дрейфом нуля менее 100 мкВ в сутки. - Труды ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений, М., 1973, вып. 10(40), с. 5-9.
3. Александров В.С., Прянишников В.А. Приборы для измерения малых напряжений и токов. Л., 1971.
4. Илжкович А.М. Техника электрометрии. М., 1976.
5. Полонников Д.Е. Электронные усилители автоматических компенсаторов. М., 1960.
6. Сакс О.В. О конструкции динамического конденсатора для счетчиков атмосферных ионов. - Труды Всесоюз. метеорол. совещ., Л., 1963, т. 9, с. 303-306.
7. Кайтса Э.Е., Кирсс Ю.Э., Мадисе Т.В., Рэзбен В.А., Сакс О.В. Высокочувствительный электрометр типа УТ-680I с динамическим конденсатором. - Труды ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений, М., 1973, вып. 10(40), с. 18-26.
8. Щуклин К.С. Опыт создания специальных элементов и узлов для входных цепей электрометров. - Труды ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений, М., 1970, вып. 1(31), ч. I, с. 166-206.
9. Сакс О.В. Емкостный вибропреобразователь ДК-62 для электрометрических усилителей. - Измер. техника, 1966, № 3, с. 51-53.
10. Сакс О.В., Мадисе Т.В. Динамический конденсатор ДК-64Т. - Уч. зап. Тартуского ун-та, 1969, вып. 239, с. 106-121.
11. Изимов Н.М., Линде Д.П. Основы радиотехники. М., 1971.
12. Лалл Ю.А. Измерение параметров емкостного преобразователя. - В кн: Расширение пределов измерения и повышение чувствительности электроизмерительных приборов, устройств и систем с использованием измерительных усилителей. М., ОНТИПрибор, 1966, вып. I, с. 139-143.

13. Царев Б.М. Контактная разность потенциалов. М.; Л., 1949.
14. Добрецов Л.Н., Гомонова М.В. Эмиссионная электроника. М., 1966.
15. Ван-дер-Зил А. Флуктуации в радиотехнике и физике. М.; Л., 1958.
16. Palevsky, H., Swank, R.K., Grenchik, R. Design of dynamic condenser electrometers. - Rev. Scient. Instrum., 1947, N 5, p. 293-314.
17. Keithley, J.F. Electrometer measurements. - Instruments and Control Systems, 1962, N 1, p. 74-81.
18. Schubert, G. Analyse einiger Störungen bei empfindlichen elektrometrischen Messungen. - Nachrichtentechnik, 1963, N 2, S. 61-66.
19. Сильвестрова И.М. Электрические свойства корунда. - В кн.: Рубин и сапфир. М., 1974, с. 209-214.
20. Прайс В. Регистрация ядерного излучения. М., 1960.
21. Beardem, J.A. Radioactive contamination of ionization chamber materials. - Rev. Scient. Instrum., 1933, N 4, p. 271.
22. Кочаров Г.Е., Найденов В.О. Низкофонные газонаполненные счетчики электронов и рентгеновских лучей. - Приборы и техника эксперимента, 1966, № 3, с. 5-18.
23. Калинин Б.А., Пичурин О.А. Модуляторы малых сигналов. Л., 1972.

INTRINSIC DISTURBANCES OF A CONVERTER HAVING A
VIBRATING CAPACITOR

O. Saks

Summary

The paper presents a theoretical and experimental analysis of a converter having a vibrating capacitor. The disturbances due to the driving system as well as those caused by vibrations of the device produce alternating voltages in the output of the converter which in a general

case are out of phase with regard to a useful signal. When dealing with disturbing voltages in vector form it is possible to resolve them into inphase and quadrature components with respect to a useful signal. The inphase components can be compensated for by means of a direct voltage applied to the plates of the vibrating capacitor. The quadrature components constitute the so-called residual voltage which cannot be compensated for in this way. The contact voltage and its instability are here also regarded as types of intrinsic disturbances of the vibrating capacitor. The author presents a mathematical description of how disturbances with a double modulation frequency arise. It has been experimentally proved that under normal air pressure it is possible to reduce the disturbances depending on the current (i.e. insulation and ionization currents) to a level of 10^{-18} by a proper design. The conclusion has been drawn that the theory of intrinsic disturbances of the vibrating capacitor together with the general theory of converters constitutes the basis for designing vibrating capacitors for electrometric amplifiers of high sensitivity.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ДИНАМИЧЕСКОМ КОНДЕНСАТОРЕ

О.В.Сакс, Ю.А. Хямалов

Чувствительность наилучших отечественных электрометрических усилителей ограничивается $10-20$ мкВ по напряжению и $10^{-17} - 10^{-16}$ А по току (ВК2-16, ИТН-6 и др.). Однако ощущается острая необходимость в приборах с чувствительностью на порядок выше. Например, дальнейшее повышение класса точности высокоомных измерительных мостов, применение эффекта Хюблера на высокоомных полупроводниковых материалах и др., тормозится, в основном, недостаточной чувствительностью электрометрического усилителя.

В устройствах с динамическим конденсатором (ДК) предельная чувствительность по напряжению может быть повышена путем увеличения емкости ДК, частоты и коэффициента модуляции [1]. Увеличение чувствительности по напряжению за счет емкости и коэффициента модуляции практически исчерпано в существующих конструкциях ДК. Большинство ДК с электродинамическим возбуждением работают на частоте модуляции ниже одного килогерца, реже - выше килогерца, что обусловлено относительно низкой резонансной частотой упругой системы ДК. Частоту модуляции на порядок выше удалось обеспечить в ДК с электростатическим возбуждением [2]. В электрометрических устройствах с таким ДК, например в электрометре модели 640 фирмы *Keithley* (США), достигнута чувствительность 2 мкВ (двойная амплитуда флуктуаций). Частота модуляции в этом электрометре составляет около 6 кГц. Именно такова резонансная частота упругой стеклянной мембраны, используемой в ДК.

В 50 гг. Дмитриевым [3] были созданы два варианта ДК, в которых использовался пьезокварц. Колебания одной обкладки ДК вызывались деформацией кристалла под действием приложенного переменного напряжения. В одном ДК частота модуляции составляла 8 кГц, в другом - 60 кГц. Из-за малой амплитуды и помех, создаваемых возбуждающим полем, высокая чувстви-

тельность по напряжению достигнута не была.

Весьма хорошие результаты получены при помощи сегнетоэлектрического преобразователя [4], выполненного на кристалле триглицинсульфата и работающего при температуре в районе точки Кюри. Преобразователь возбуждается частотой 50 кГц, шумы не превышают 6 мкВ (двойная амплитуда). Следует, однако, отметить, что опыт создания электрометрического усилителя на сегнетоэлектрическом преобразователе ограничен одной публикацией, и о внедрении этого принципа в серийное производство сообщений нет.

Известен динамический конденсатор с ультразвуковым концентратором, где возбудителем является пьезорезонатор [5]. Однако в литературе по электрометрии сведений о применении данного принципа не имеется.

В настоящей работе исследовались возможности создания ДК с возбуждением на пьезокерамике.

Первые образцы пьезокерамики были получены в 1946 г. [6]. За 30 лет проделана большая работа по улучшению параметров, технологии изготовления и использованию пьезокерамики в технике [6]. Выпускаемые в настоящее время различные пьезокерамические материалы в виде пластин, мембран, трубок и др. позволяют получить амплитуду колебаний уже порядка микрометра и более в звуковой и ультразвуковой областях частот. С точки зрения построения ДК, наибольший интерес представляет область ультразвуковой частоты.

Явление обратного пьезоэффекта [6] дает возможность применять его в системе возбуждения динамического конденсатора. При приложении к пьезоэлементу внешнего электрического поля с напряженностью E , изменяются его линейные размеры. Компоненты деформации γ_j единичного объема выражаются формулой

$$\gamma_j = d_{ij} E_i, \quad \begin{matrix} i = 1, 2, 3 \\ j = 1, 2, 3 \end{matrix} \quad (I)$$

где d_{ij} - пьезокерамический модуль (пьезомодуль), первый индекс i которого показывает направление внешнего электрического поля, а второй индекс j - направление деформации. Направления в прямоугольных координатах x, y, z здесь обозначаются, соответственно, 1, 2, 3.

Формула (I) справедлива только в адиабатических условиях при отсутствии внешних механических воздействий на элемент, т.е. для свободного элемента. В противном случае в формулу

(I) включаются также члены, учитывающие влияние внешних механических напряжений и изменение температуры.

Промышленностью выпускаются пьезокерамические элементы разной формы. Ниже кратко анализируются цилиндрические, дискообразные и плоскопараллельные пьезокерамические элементы с точки зрения деформации и резонансной частоты. Из данных разных источников [7, 8], можно заключить, что для возбуждения ДК наиболее подходящими являются пьезокерамические материалы системы ЦТС (цирконат-титанат свинца). У материалов этой системы величины пьезомодулей в несколько раз превышают соответствующие величины материалов других систем, в то время как остальные важные параметры (модуль Юнга, плотность, диэлектрическая проницаемость) отличаются незначительно.

Анализируя на основании соотношения (I) деформации дискообразного, цилиндрического и плоскопараллельного элементов, можно заключить, что для возбуждения ДК более приемлемыми являются следующие три варианта:

I. Колебания плоскопараллельной пластины по длине. Плоскопараллельная пластина (рис. I) длиной l_1 , шириной l_2 и толщиной l_3 поляризована в направлении толщины. Электроды нанесены на ее боковые стороны, к которым подается постоянное напряжение U .

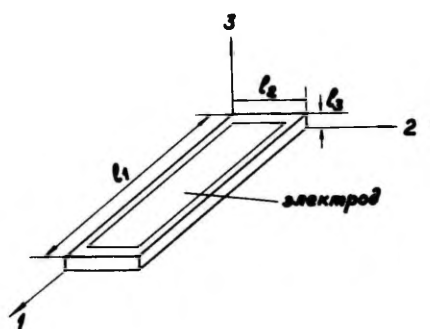


Рис. I. Плоскопараллельная пластина.

Деформация Δl_1 , возникающая в направлении длины, выражается формулой

$$\Delta \ell_1 = d_{31} \frac{\ell_1}{\ell_3} U. \quad (2)$$

Резонансная частота $f_{рез}$ определяется из соотношения

$$f_{рез} = \frac{1}{2\ell_1} \sqrt{\frac{E_{10}}{\rho}}, \quad (3)$$

где E_{10} - модуль Юнга или упругость,

ρ - плотность материала.

При параметрах материала ЦТС: $d_{31} = (10-15) \cdot 10^{-11}$ м/В, $E_{10} = 0,62 \cdot 10^{11}$ Н/м², $\rho = 7,3 \cdot 10^3$ кг/м³ и напряжении возбуждения порядка 100 В, не очень громоздких размерах пластины, можно обеспечить деформацию 1-2 мкм и резонансную частоту 20-30 кГц.

Деформацию такой пластины можно значительно увеличить в изгибных колебаниях.

2. Изгибные колебания биморфной пластины. Биморфная пластина (рис.2) состоит из двух склеенных между собой плоскопараллельных пластин. Electroды нанесены на боковые стороны пластин, при этом средний электрод является общим для обеих пластин. В зависимости от полярности поляризации, напряжение возбуждения подается на электроды таким образом, чтобы одновременно одна пластина сжималась, а другая разжималась.

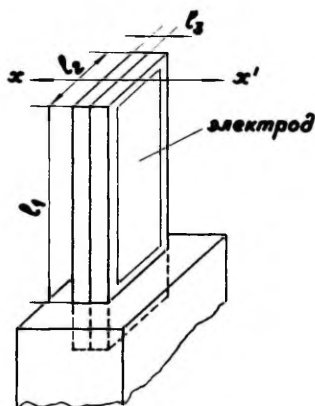


Рис. 2. Биморфная пластина.

При подаче переменного возбуждающего напряжения и закрепле-

нии одного конца биморфной пластины, другой ее конец будет совершать колебания в направлении $x'x'$.

Величина деформации биморфной пластины выражается формулой

$$\Delta x = \left(\frac{\ell_1}{\ell_3} \right)^2 d_{31} U. \quad (4)$$

Благодаря тому, что в последней формуле отношение ℓ_1/ℓ_3 в квадрате, а в формуле (2) оно в первой степени, деформация биморфной пластины значительно сильнее. Однако биморфная пластина уступает плоскопараллельной по резонансной частоте. Резонансная частота биморфной пластины вычисляется по следующей приближенной формуле:

$$f_{рез} = \frac{\ell_3}{\ell_1^2} \sqrt{\frac{E_{10}}{\rho}}. \quad (5)$$

Практически достичь резонансной частоты выше 3–4 кГц не удастся. Поэтому биморфная пластина не перспективна для возбуждения ДК.

3. Изгибные колебания по срезу плоскопараллельной пластины. Изгибные колебания по срезу возникают в пластине при определенном расположении электродов на ее поверхности (рис. 3а). Сама пластина поляризована в направлении толщины. Четыре электрода нанесены попарно вдоль боковых поверхностей пластины. Если подать на одну пару противоположащих электродов переменное напряжение в одной фазе, а на другую пару – в противофазе (рис. 3 б и в), и один конец пластины закрепить, то другой ее конец будет совершать колебания в направлении yy' (рис. 3 а).

Величина деформации выражается приближенным соотношением

$$\Delta y = \frac{2\ell_1^2}{\ell_2\ell_3} d_{31} U_1, \quad (6)$$

а резонансная частота

$$f_{рез} = \frac{\ell_2}{2\ell_1^2} \sqrt{\frac{E_{10}}{\rho}}. \quad (7)$$

При вышеприведенных параметрах материала ЦТС, напряжении $U = 100$ В и размерах пластины 30х10х1 мм получим $\Delta y = 2,5$ мкм и $f_{рез} = 16,2$ кГц.

Из приведенного рассмотрения следует, что для возбуждения ДК наиболее подходящим вариантом является плоскопараллельная

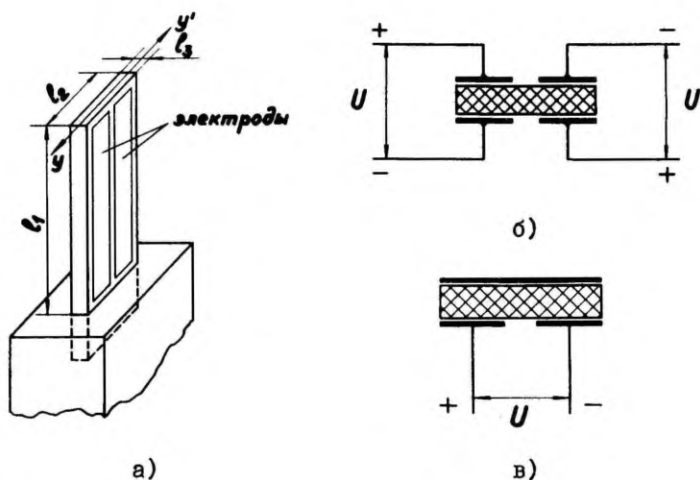


Рис. 3. Плоскопараллельная пластина с изгибными колебаниями по срезу: а) расположение пластины, б) и в) возможные расположения электродов на ее поверхности.

пластина с колебаниями изгиба по срезу. При таких колебаниях можно обеспечить резонансную частоту в пределах 15–25 кГц и амплитуду колебаний в несколько микрометров.

Для экспериментального исследования разных пластин использовался макет ДК (рис. 4). Последний состоит из латунного цилиндрического корпуса 3, к которому крепится, посредством стеклянного изолятора 4, стальной неподвижный электрод 5 ДК. К верхнему срезу пьезокерамической пластины 19 прикреплен подвижный электрод 20 ДК; нижний конец пьезокерамической пластины зажат двумя блоками 9 и 10 из оргстекла при помощи двух винтов 17. Блоки 9 и 10 расположены в латунном цилиндре 8, который может перемещаться в другом латунном цилиндре 7, фиксированном в корпусе при помощи гайки 12. Положение внутреннего цилиндра 8 фиксируется четырьмя винтами 11. На внутренних стенках блоков 9 и 10 расположены электроды, которые при зажатии соединяются с соответствующими электродами пьезокерамической пластины 19. Рабочая длина пластины 19 регулируется увеличением или уменьшением ее выступающей части между блока-

ми 9 и 10.

Данный макет ДК универсален: он позволяет исследовать как биморфные пластины, так и изгибные колебания по срезу плоскопараллельной пластины. На рис. 4 для большей наглядности показан ДК с биморфной пластиной. Для исследования колебаний по срезу плоскопараллельной пластины, последнюю устанавливают между блоками 9 и 10, а цилиндр 7 поворачивают вокруг оси на 90° так, чтобы срез с приклеенной подвижной пластиной совпадал с направлением неподвижной пластины ДК. Установка зазора между пластинами ДК производится следующим образом. Подвижная пластина 20 при помощи цилиндров 7 и 8 устанавливается на уровне неподвижной пластины 5, после чего подвижная пластина прижимается к неподвижной и припаивается к изолятору 4. Рабочий зазор между электродами ДК (пластиной 20 и торцом электрода 5) образуется при вкручивании

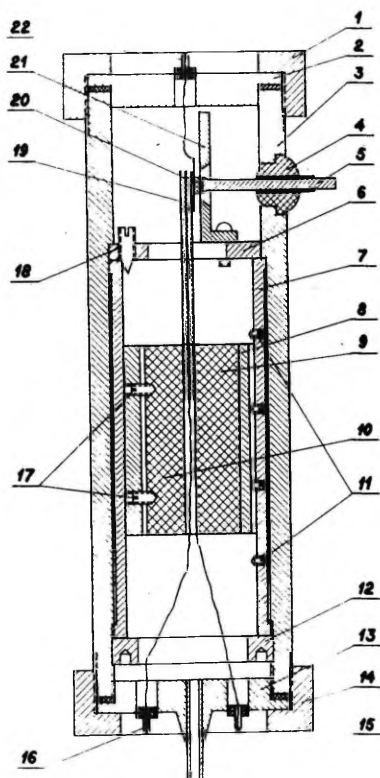


Рис. 4. Макет ДК для исследования разных пьезокерамических пластин.

винта 18, который деформирует цилиндр 7, и тем самым отклоняет пластину 19 вместе с электродом 20. Провод от пластины 20 выведен через изолятор 22 на верхнюю крышку 2 ДК. Через стеклянные изоляторы 16 в дне 13 подводится напряжение возбуждения к пьезокерамической пластине.

Предусмотрена возможность вакуумирования ДК: воздух откачивается через трубу 15 в дне ДК.

Были исследованы, в основном, следующие вопросы: величина

деформации изгиба плоскопараллельной пластины в зависимости от подаваемого напряжения и типа керамики; коэффициент модуляции в зависимости от напряжения возбуждения и зазора между пластинами ДК; зависимость резонансной частоты от длины пьезокерамической пластины; влияние режима поляризации керамики на параметры ДК; потребление энергии пьезокерамической пластиной.

Как и ожидалось, наибольшая деформация наблюдалась у пластин из материала типа ЦТС. Например, для пластины из ЦТС-19 размерами $29 \times 10 \times 0,4$ мм, при подаче постоянного напряжения 100 В, деформация изгиба составила 1,4 мкм. Электроды на пластине были подключены к источнику напряжения последовательно (рис. 3 в), а деформация определялась по изменению емкости ДК.

Исследования резонансной частоты и коэффициента модуляции проводились при помощи цепи динамического преобразователя, включенной ко входу усилителя переменного напряжения [9].

На рис. 5 изображена кривая зависимости коэффициента модуляции m от частоты возбуждения. Максимум коэффициента модуляции $m = 0,096$ имеет место на резонансной частоте пластины $f_{рез} = 16,6$ кГц, а полоса пропускания Δf вблизи резонансной частоты составляет 1,6 кГц. Данные измерения проводились с пластиной ЦТС-19 размерами $29 \times 10 \times 0,4$ мм и напряжением возбуждения 30 В.

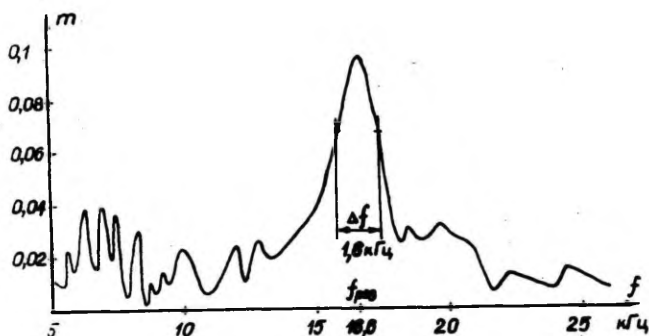


Рис. 5. Зависимость коэффициента модуляции ДК от частоты возбуждения.

На рис. 6 приведена кривая зависимости коэффициента модуляции данной пластины от напряжения возбуждения на частоте 16,6 кГц. Нелинейная зависимость связана здесь с наличием воздушной подушки между обкладками ДК.

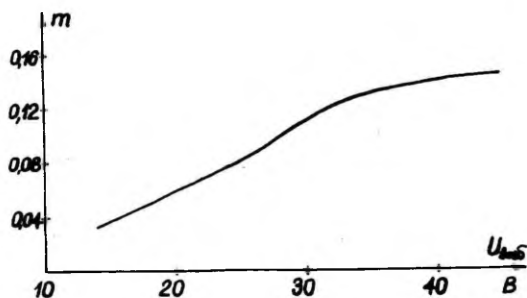


Рис. 6. Зависимость коэффициента модуляции ДК от напряжения возбуждения на резонансной частоте 16,6 кГц пьезокерамической пластины.

Пьезокерамическая пластина в ДК является пьезоэлектрическим преобразователем электрических колебаний в механические. Потребляемая таким преобразователем от внешнего источника энергия зависит, в основном, от электрической емкости пластины [10]. Например, для пластины из ЦТС-19 размерами 42x10x1 мм, на частоте $f_{рез} = 13,7$ кГц и последовательно включенными электродами (рис. 3 в) ток возбуждения составляет 6,4 мА при напряжении возбуждения 50 В.

Схематический разрез ДК с пьезокерамической системой возбуждения, разработанный авторами, представлен на рис. 7. Для увеличения коэффициента модуляции использованы две пьезоэлектрические пластины 5 размерами 29x10x1 мм, колеблющиеся в противофазе. Неподвижные концы пластин приклеены эпоксидной смолой ЭД-6 в разрезах стальных трубок 7. К подвижным концам пластин 5 прикреплены металлические держатели 4 с сапфировыми цилиндрами 2 и II. Позолоченные торцы этих цилиндров служат обкладками ДК. Зазор между ними составляет 11 мкм. Высоковольтный ввод I ДК соединяется с обкладкой ДК через гибкий провод и кольцо 10, нанесенное на сапфировый цилиндр II.

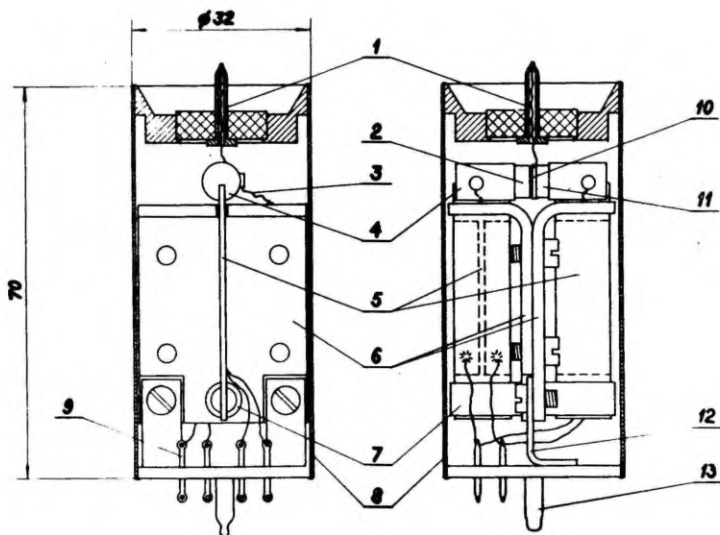


Рис. 7. ДК с двумя пьезокерамическими пластинами в системе возбуждения.

Напряжение возбуждения подается к выводам 9, которые соединены с соответствующими электродами, нанесенными на пьезокерамику тонким слоем серебра (обозначены пунктирными линиями).

Детали 6 обеспечивают жесткое крепление узлов ДК, а также электростатическое экранирование обкладок ДК от электростатических полей возбуждения. Держатели 4 соединяются с корпусом ДК для этой же цели (с помощью гибких проводов 3). Стойки 12 служат для крепления основных узлов ДК к корпусу 8 прибора. Конструкция ДК герметична. Прибор вакуумирован через штенгель 13.

Резонансная частота механических колебаний описанного прибора составляет 15,1 кГц. При этом резонансные частоты отдельных пластин отличаются меньше чем на 0,2 кГц.

При параллельном включении электродов пьезокерамических пластин некомпенсируемый сигнал (остаточное напряжение) оказался намного меньше, чем при последовательном их включении. Это объясняется тем, что в первом случае электростатические

помехи компенсируют друг друга.

На резонансной частоте при напряжении возбуждения 100 В обеспечивается коэффициент модуляции 0,05. При этом наблюдается сильное поглощение энергии в корпусе ДК, что, по-видимому, связано со способом крепления пьезокерамических пластин, требующим доработки.

Электрометрический усилитель с модулятором на описанном ДК имеет уровень флуктуаций, в 10–20 раз превышающий уровень тепловых флуктуаций. При выбранных параметрах входной цепи (рис. 8) по расчету двойная амплитуда тепловых флуктуаций не должна превышать 0,4 мкВ, однако, на самом деле, как видно из примеров записи рис. 9, двойная амплитуда флуктуаций достигает 8 мкВ. Постоянная времени устройства составляла 2 с, т.е. запись сделана при полосе пропускания около 0,08 Гц.

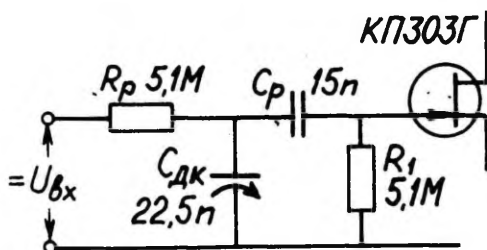


Рис. 8. Входная цепь электрометра с ДК на пьезокерамике (рис. 7).

Медленные флуктуации, нередко имеющие вид скачкообразных изменений напряжения, не исчезают, например, ни при увеличении коэффициента модуляции ДК, ни при вариации параметров входной цепи. Поэтому такие флуктуации не могут быть объяснены флуктуациями тока затвора и другими источниками шума входного каскада усилителя. Это привело авторов к гипотезе о том, что ступенчатый характер флуктуаций вызван спонтанными микропроцессами переполяризации пьезокерамического материала. В результате каждого такого процесса пьезомодуль может меняться скачкообразно, а, следовательно, меняются и условия колебаний обкладок ДК. Данная гипотеза требует дальнейшей разработки.

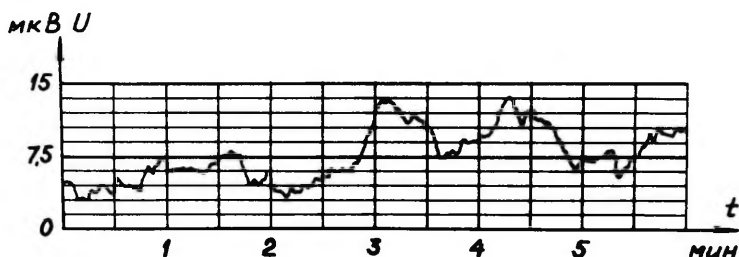


Рис. 9. Запись флуктуационных помех
электронметра с ДК на пьезокерамике.

Из проведенного исследования ДК с пьезокерамической системой возбуждения могут быть сделаны следующие выводы:

1. Из возможных видов колебаний (без трансформации) для применения в ДК наиболее выгодными являются колебания по срезу плоскопараллельной пластины.

2. При колебаниях по срезу жесткое крепление пластины с одного конца не является наилучшим способом, т.к. имеет место сильная передача энергии на корпус прибора. Желательно закрепить пластину на узловой точке, находящейся на центральной линии от конца на расстоянии $0,224$ длины пластины.

3. Для обеспечения коэффициента модуляции не ниже $0,1$ необходимо иметь амплитуду колебаний пластины не менее 1 мкм, так как установление зазора между обкладками ДК меньше $8-10$ мкм ненадежно и нерационально.

4. Пьезокерамическая система возбуждения ДК уступает электродинамическому возбуждению по потреблению мощности от внешнего источника. Например, преобразователь ДРК-2 [11] потребляет $30-50$ мВА, обеспечивая коэффициент модуляции $m \approx 0,2$, а ДК с пьезокерамической системой возбуждения потребляет $300-600$ мВА при коэффициенте $m \approx 0,05-0,1$.

5. ДК с пьезокерамической системой возбуждения обеспечивает чувствительность по напряжению электронметрического устройства 10 мкВ (двойная амплитуда флуктуации). Уже в настоящее время, однако, при дальнейшем его усовершенствовании можно ожидать улучшения чувствительности не менее чем на порядок величины.

Л и т е р а т у р а

- I. Илюкович А.М. Техника электрометрии. М., 1976.
2. Nie, A.G., Zaalberg van Zelst, J.J. A vibrating capacitor driven by a high-frequency electric field. - Philips techn. Rev., 1963/1964, N 4, p.95-103.
3. Дмитриев А.В. Электрометр с пьезокварцевым преобразователем. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. М., 1953.
4. Abe, Z., Kato, Y., Furuhashi, Y. A new second harmonic type ferroelectric modulator for electrometer. - Rev. Scient. Instrum., 1971, N 6, p. 805-809.
5. Алексеев А.С., Прокофьев Е.В., Карпович И.А. Динамический конденсатор. Авт. свид. № 287203.
6. Глозман И.А. Пьезокерамика. М., 1972.
7. Харкевич А.А. Теория преобразователей. М.; Л., 1948.
8. Смалевская Е.Г., Фельдман Н.Б. Пьезоэлектрическая керамика. М., 1971.
9. Сакс О.В. О конструкции динамического конденсатора для счетчиков атмосферных ионов. - Труды Всесоюз. метеорол. совещ., Л., 1963, т. 9, с. 303-306.
- Ю. Мэзон У. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке. М., 1952.
- II. Шуклин К.С. Опыт создания специальных элементов и узлов для входных цепей электрометров. - Труды ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений, М., 1970, вып. I(3I), ч. I, с. 166-206.

RESEARCH INTO UTILIZATION POSSIBILITIES OF PIEZOELECTRIC
CERAMICS IN THE DRIVING SYSTEMS OF A VIBRATING CAPACITOR

O. Saks and J. Hämmalov

Summary

The response time and the voltage sensitivity of dynamic condenser electrometric amplifiers can be raised by increasing the driving frequency of a vibrating capacitor. The paper presents a comparative analysis of piezoelectric ceramic materials in different types and shapes from the point of view of their applicability in the driving system of the vibrating capacitor. The authors have come to the conclusion that a parallel-plane piezoelectric ceramic plate with bending vibrations in its plane is the most suitable version for this purpose. The authors have described a vibrating capacitor designed by them which is driven by two piezoelectric ceramic plates. The material of these plates belongs to the type of PZT. A driving frequency of 16.6 kilocycles per second has been obtained, with the modulation factor being 0.05.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ГЕНЕРАТОР УТ-7520 НА БАЗЕ ИНТЕГРИРУЮЩЕГО УСИЛИТЕЛЯ И АНАЛИЗ ЕГО ПОГРЕШНОСТЕЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Ю.А. Хяммалов

В аппаратуре для изучения свойств диэлектриков, проявляющихся в области инфранизких частот, в зависимости от метода исследования, необходимы генераторы в диапазоне частот от 10 до 10^{-5} Гц [1, 2], а иногда и вплоть до постоянного тока [3]. Промышленный генератор НПК-3М имеет частотный диапазон от 100 до 0,001 Гц. С целью расширения диапазона в область более низких частот автором был разработан и изготовлен функциональный генератор УТ-7520 с выходным напряжением пилообразной, треугольной и прямоугольной формы в диапазоне частот от 5 до $5 \cdot 10^{-5}$ Гц и амплитудой до 100 В. Данный генератор может быть использован и для других целей, например для создания источников весьма малых постоянных токов [4].

В данной статье коротко рассматривается принцип действия генератора, факторы, ограничивающие линейность выходного напряжения, и приводится описание генератора.

Анализ известных в настоящее время принципов возбуждения колебательных процессов показывает, что в инфранизкочастотной области для создания генератора линейно изменяющегося напряжения наиболее целесообразным является принцип интегрирующего усилителя [5]. Интегрирующий усилитель или интегратор представляет собой операционный усилитель с отрицательной обратной связью через емкость C интегрирующей RC -цепи [5].

Согласно [5], выходное напряжение $U_{\text{вых},l}$ интегратора в первом приближении линейно зависит от напряжения $U_{\text{вх}}$, действующего на его входе

$$U_{\text{вых},l} = - \frac{t}{RC} U_{\text{вх}}, \quad (I)$$

где t - время интегрирования, $\tau = RC$ - постоянная времени интегрирующей RC -цепи интегратора.

При создании генератора в инфранизкочастотной области требуется линейное изменение выходного напряжения в течение нескольких часов. Для обеспечения линейного изменения $U_{\text{вых}}$ в течение такого длительного времени надо исследовать влияние всех источников погрешности на линейность напряжения. На рис. 1 приведена схема интегратора, где УПТ - усилитель постоянного тока с коэффициентом усиления K_0 , в цепь обратной связи которого включен конденсатор C с сопротивлением утечки R_y ; R - сопротивление, через которое на вход усилителя подается напряжение $U_{\text{вх}}$; $R_{\text{вх}}$ и $C_{\text{вх}}$ - входное сопротивление и емкость УПТ; U_g - эквивалентный источник напряжения дрейфа УПТ и i_c - эквивалентный источник входного тока УПТ.

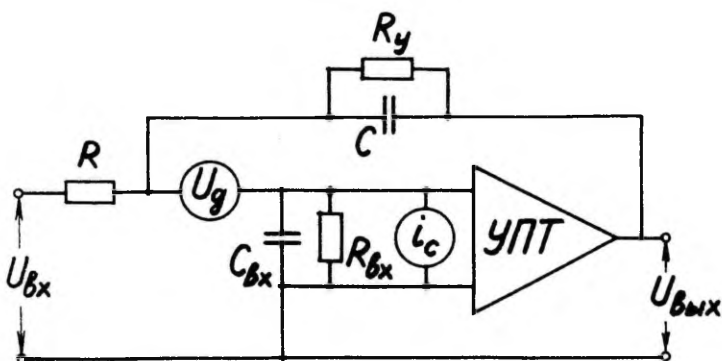


Рис. 1. Схема интегрирующего усилителя.

Выходное напряжение находят из дифференциального уравнения

$$\left[RC_{\text{вх}} + RC(1 + K_0) \right] \frac{dU_{\text{вых}}}{dt} + \left(\frac{R}{R_{\text{вх}}} + \frac{R}{R_y} + \frac{RK_0}{R_y} + 1 \right) U_{\text{вых}} = \quad (2)$$

$$= \left(\frac{R}{R_y} + 1 \right) K_0 V t + K_0 (RCV - U_{\text{вх}} - i_c R),$$

где кривая дрейфа заменена некоторым эквивалентным равномерно изменяющимся напряжением $U_g(t) = Vt$ с крутизной V , превышающей усредненную скорость изменения дрейфа [6].

Решение уравнения (2) имеет экспоненциальный вид, в котором, после разложения в ряд, достаточно ограничиться вторым приближением:

$$U_{\text{вых}} = -\frac{t}{RC} \left[1 - \left(\frac{t}{2RC_0} + \frac{t}{2R_y C} + \frac{t}{2R_{\text{вх}} C K_0} \right) \right] U_{\text{вх}} + U_g + \frac{t}{2RC} U_g - \frac{t}{C} i_c \quad (3)$$

При выводе формулы (3) сделаны следующие допущения: входная емкость УПТ всегда намного меньше емкости интегрирующего конденсатора ($C_{\text{вх}} \ll C$); коэффициент усиления K_0 намного больше единицы ($K_0 \gg 1$) и сопротивление R намного меньше сопротивления утечки конденсатора C ($R \ll R_y$).

Охарактеризуем отклонение мгновенного значения напряжения $U_{\text{вых}}$ от значения, определяемого линейной зависимостью (I), как погрешность нелинейности δ :

$$\delta = \frac{U_{\text{вых}, \lambda} - U_{\text{вых}}}{U_{\text{вых}, \lambda}} \quad (4)$$

Подставляя значения $U_{\text{вых}, \lambda}$ и $U_{\text{вых}}$ из (I) и (3) в выражение (4), получаем:

$$\delta = \left(\frac{t}{2RC_0} + \frac{t}{2R_y C} + \frac{t}{2R_{\text{вх}} C K_0} \right) + \left(\frac{RC}{t} + \frac{1}{2} \right) \frac{U_g}{U_{\text{вх}}} - R \frac{i_c}{U_{\text{вх}}} \quad (5)$$

В выражении (5) вводим следующие обозначения:

$$\delta_1 = \frac{t}{2RC_0} + \frac{t}{2R_y C} + \frac{t}{2R_{\text{вх}} C K_0},$$

$$\delta_2 = \left(RC + \frac{t}{2} \right) \frac{V}{U_{\text{вх}}},$$

$$\delta_3 = -\frac{R}{U_{\text{вх}}} i_c,$$

где δ_1 , δ_2 , δ_3 - погрешности нелинейности, причем δ_1 вызвана конечным значением коэффициента усиления УПТ и саморазрядом интегрирующего конденсатора C через сопротивление утечки R_y и входное сопротивление $R_{\text{вх}}$ УПТ, δ_2 - дрейфом УПТ и δ_3 - входным током УПТ.

Тогда выражение (5) примет вид

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 \quad (5a)$$

Отметим, что δ_1 всегда имеет положительный знак, δ_2 и δ_3 могут иметь в зависимости от направления дрейфа, входного тока УПТ и полярности входного напряжения $U_{\text{вх}}$ положительный или отрицательный знак. Следовательно, компоненты погрешности могут складываться или компенсировать друг друга.

Из выражения (5) видно, что δ_1 уменьшается с увеличением K_0 , $\tau = R_y C$ и $R_{\text{вх}}$. Для уменьшения влияния погрешностей δ_2

и δ_3 необходимо применять входной каскад с минимальным дрейфом и входным током i_c . Наилучшие результаты получаются при использовании во входном каскаде электрометрических ламп или МОП-транзисторов. В параллельно-балансном каскаде на электрометрической лампе уровень дрейфа составляет 2 мВ/ч, т.е. $V = 2$ мВ/ч [7]. Собственный дрейф МОП-транзисторов имеет тот же порядок [8]. При использовании лампы входной ток i_c определяется ее сеточным током. У современных электрометрических ламп сеточный ток лежит на уровне $(1 + 5) \cdot 10^{-15}$ А [7]. Во входном каскаде на МОП-транзисторах входным током является ток затвора, который у серийных транзисторов снижен до $10^{-14} - 10^{-15}$ А [8].

Сравнивая теперь погрешности δ_2 и δ_3 , можно заключить, что при выборе $R \leq 10^{10}$ Ом погрешностью δ_3 можно пренебречь, и выражение (5) примет вид

$$\delta = \left(\frac{t}{2RC_0} + \frac{t}{2R_y C} + \frac{t}{2R_{bx} CK_0} \right) + \left(\frac{RC}{t} + \frac{1}{2} \right) \frac{U_g}{U_{bx}}. \quad (6)$$

Требованию большой постоянной времени τ_c интегрирующего конденсатора лучше всего удовлетворяют конденсаторы с полистироловой изоляцией, например типа МП-П, или с фторопластовой изоляцией типа ФТ, постоянная времени которых в лабораторных условиях лежит на уровне $10^6 - 10^7$ с [8].

Из соотношения (6) следует, что существует оптимальное значение постоянной времени интегрирующей цепи, определяемое формулой

$$\tau_{opt} = t \sqrt{\frac{U_{bx}}{2K_0 U_g}}. \quad (7)$$

На основании соотношений (3) и (6) можно представить интегратор (рис. 1) в виде идеального интегратора (рис. 2) с передаточной функцией в виде (1), ко входу которого подключены источники постоянного входного напряжения U_{bx} , эквивалентный источник U'_{bx} , характеризующий отклонение реального интегратора от идеального, и эквивалентный источник дрейфа U'_g .

При этом U'_{bx} и U'_g выражаются формулами

$$U'_{bx} = - \left(\frac{t}{2RC_0} + \frac{t}{2R_y C} + \frac{t}{2R_{bx} CK_0} \right) U_{bx}, \quad (8)$$

$$U'_g = \pm \left(\frac{RC}{t} + \frac{1}{2} \right) U_g. \quad (9)$$

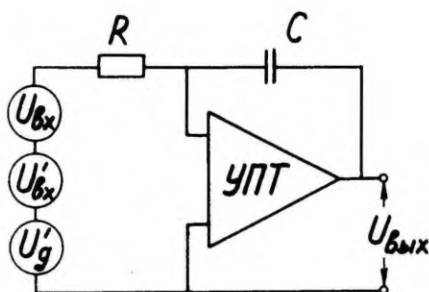


Рис. 2. Схема интегрирующего усилителя с приведенными ко входу источниками напряжения.

$U_{вх}$ и $U'_{вх}$ всегда имеют противоположную полярность, а U'_g может иметь или положительную, или отрицательную полярность, в зависимости от конкретной схемы. Поэтому, на основании выражений (8) и (9), в случае противоположности $U'_{вх}$ и U'_g и при линейном характере изменения U_g можно достичь полной компенсации погрешностей этих источников. Погрешность нелинейности получается теперь, поделив $U'_{вх}$ и U'_g на $U_{вх}$.

Вышеприведенные требования относительно линейности учтены при разработке интегрирующего усилителя к функциональному генератору УГ-7520. Он является генератором колебаний пилообразной, треугольной и прямоугольной формы с максимальным периодом 20000 с. Возможна работа в двух режимах: непрерывной генерации и одиночных импульсов.

Функциональная схема генератора представлена на рис. 3. Интегратор состоит из усилителя постоянного тока (УПТ), фторопластовых конденсаторов С1-С3 и высокоомных резисторов R_3 и R_4 , которые, в зависимости от режима работы и диапазона, коммутируются при помощи переключателей В2-В4 и реле Р1-Р3. Во входном каскаде УПТ применена электрометрическая лампа ЭМ-6 по параллельно-балансной схеме. Коэффициент усиления УПТ около 3000.

Источником входного напряжения $U_{вх}$ интегратора является параметрический стабилизатор напряжения обеих полярностей на диодах Д1-Д4. Входное напряжение регулируется переменным проволочным резистором R_1 в пределах от $\pm 0,5$ до ± 10 В. Выходное напряжение $U_{и}$ интегратора изменяется в пределах от

-10 до +10 В.

Колебания формируются при помощи сравнивающего устройства СУ1, которое в момент равенства выходного напряжения интегратора $U_{\text{и}}$ и опорного напряжения U_1 , переключает реле Р1 или Р2. Второе сравнивающее устройство СУ2 предназначено для формирования одиночных импульсов.

В выходном усилителе (ВУ) регулируется амплитуда и постоянная составляющая колебаний.

Инвертирующий усилитель (ИУ) изменяет фазу выходного напряжения ВУ на противоположную. ВУ и ИУ представляют собой усилители постоянного тока.

В заключение приведем основные технические данные генератора УТ-7520: диапазон периода колебаний от 0,2 до 20000 с с погрешностью установки периода не более $\pm 5\%$; диапазон длительности одиночных импульсов от 0,1 до 10000 с с погрешностью установки длительности импульса не более $+5\%$ и -10% ; основная погрешность нелинейности выходного напряжения пилообразной формы в конце предельного периода (20000 с) не превышает 3% и треугольной формы в конце полупериода (10000 с) не превышает 1% ; амплитуда выходного напряжения генератора от 0,01 до 100 В; сопротивление внешней нагрузки не менее 100 кОм; пределы плавного регулирования постоянной составляющей выходного напряжения составляют от -50 до $+50$ В; питание прибора от сети переменного тока с напряжением 220 В, потребляемая мощность не превышает 50 ВА; габариты прибора 510x350x230 мм.

Л и т е р а т у р а

1. Дзюбенко И.В. Методы измерения электрических параметров диэлектриков на инфранизких частотах. - Измер. техника, 1970, № 10, с. 44-47.
2. Дзюбенко И.В. Мостовая установка для измерения параметров диэлектриков на инфранизких частотах. - Труды ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений, М., 1970, вып. I(31), ч. 2, с. 138-155.
3. Дзюбенко И.В., Илюкович А.М. Применение высокоомных мостовых схем с питанием линейно изменяющимся напряжением для измерения характеристик диэлектриков и конденсаторов с диэлектриком. - Труды ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. из-

мерений, М., 1970, вып. I(3I), ч. 2, с. I56-I68.

4. Борзов В.М., Илюкович А.М., Стреличева А.Е. Калиброванный источник весьма малых постоянных токов для поверки электрических усилителей. - Измер. техника, 1967, № I2, с. 94-95.
5. Kratzsch, W. Aufbau und Wirkungsweise eines universellen Tiefstfrequenzgenerators. - Radio Fernsehen Elektronik, 1971, N 6, S. 197-201.
6. Борзов В.М., Илюкович А.М. Анализ погрешности источника малых токов с генератором пилообразного напряжения. - Труды ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений, М., 1970, вып. I(3I), ч. I, с. I20-I39.
7. Илюкович А.М. Современное состояние и тенденции развития ламповых электрометрических усилителей. - Труды ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений, М., 1970, вып. I(3I), ч. I, с. 5-77.
8. Илюкович А.М. Техника электрометрии. М., 1976.

FUNCTIONAL GENERATOR UT-7520 BASED ON AN INTEGRATING
AMPLIFIER AND AN ANALYSIS OF ITS ERRORS IN NONLINEARITY

J. Hämmälöv

Summary

A theoretical analysis of the errors of an integrating amplifier in nonlinearity has been carried out. The results of the analysis have been used in the design of a generator of the type of UT-7520. An operating scheme and a short description of the device have been presented. The generator has an output voltage of triangular, squared and saw-edged shape in the range of frequencies from $5 \cdot 10^{-5}$ to 5 cycles per second with a maximum amplitude of 100 V.

СОДЕРЖАНИЕ

АЙНТС М.Х., КУДУ К.Ф., ХАЛЬЯСТЕ А.Я. Исследование последовательности первичный - вторичный стример в воздухе	3
АЙНТС М.Х., БЕСХЛЕБНЫЙ С.И., КУДУ К.Ф. Наблюдения за возникновением и развитием световых и токовых импульсов ВЧ короны в диапазоне частот 0,15-1,5 МГц	21
САЛЫМ Я.Й., МАТИЗЕН Р.Л. Некоторые результаты исследования влияния примесей воздуха на спектр подвижности легких отрицательных аэроионов	40
АРОЛЬД М.У., МАТИЗЕН Р.Л. Об атмосферном электричестве на планируемой фоновой станции Боровое	44
ТАММЕТ Х.Ф. Электрические параметры загрязненности воздуха	48
МАТИЗЕН Р.Л., ЭЭВЕЛЬ Я.Р., ЮТС Э.Ю., ЯКОБСОН А.Ф. Счетчик аэроионов с цифровой индикацией ЦТ-7714 ...	52
САЛЫМ Я.Й. Об униполярной зарядке первоначально заряженного аэрозоля	57
ПОДОЛЬСКИЙ А.А. К расчету времени захвата иона аэрозольной частицей в униполярном пространственном заряде	62
ФИШЕР М.М. Исследование спектра аэрозольных частиц траекторным методом	74
АРОЛЬД М.У., БЕРНОТАС Т.П. Лазерный нефелометр на базе ФЭН-58	83
МИРМЕ А.А., БЕРНОТАС Т.П. Автоматический регулятор температуры аэрозоля	87
БЕЛОВ М.Н., ВИСНАПУУ Л.Ю., ДВОРКИН А.М. О повышении производительности электроаэрозольного устройства для групповой вакцинации	91

САКС О.В. Собственные помехи преобразователя с динамическим конденсатором	99
САКС О.В., ХЯММАЛОВ Ю.А. Исследование возможности использования пьезокерамической системы возбуждения в динамическом конденсаторе	139
ХЯММАЛОВ Ю.А. Функциональный генератор УТ-7520 на базе интегрирующего усилителя и анализ его погрешностей нелинейности	153

CONTENTS

AINTS, M., KUDU, K. and HALJASTE, A. Investigation of the primary - secondary streamer sequence in the air	3
AINTS, M., BESKHLEBNY, S. and KUDU, K. Observations of the rise and development of light and current pulses of the HF corona in the frequency range of 0.15 - 1.5 MHz	21
SALM, J. and MATISEN, R. Some experimental results of the study of the action of air impurities on the mobility spectrum of negative air ions.....	40
AROLD, M. and MATISEN, R. On atmospheric electricity at the potential Borovoye background monitoring station	44
TAMMET, H. Electrical parameters of air pollution..	48
MATISEN, R., ÖÖVEL, J., ÜTS, E. and JAKOBSON, A. Digital air ion counter UT-7714	52
SALM, J. On unipolar charging of initially charged aerosols	57
PODOLSKY, A. On the computation of the time of capturing ions by aerosol particles	62
FISCHER, M. Investigation of aerosol particle spectra by the trajectory method	74
AROLD, M. and BERNOTAS, T. A laser nephelometer based on FEN-58	83
MIRME, A. and BERNOTAS, T. Automatic controller of aerosol temperature	87
BELOV, M., VISNAPUU, L. and DVORKIN, A. On raising the productivity of an electroaerosol device for group vaccination	91

SAKS, O. Intrinsic disturbances of a converter having a vibrating capacitor	99
SAKS, O. and HÄMMALOV, J. Research into utilization possibilities of piezoelectric ceramics in the driving systems of a vibrating capacitor	139
HÄMMALOV, J. Functional generator UT-7520 based on an integrating amplifier and an analysis of its errors in nonlinearity	153

УДК 537.523.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПЕРВИЧНЫЙ - ВТОРИЧНЫЙ СТРИМЕР В ВОЗДУХЕ. А й н т с М.Х., К у д у К.Ф., Х а л ь я с т е А.Я. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 3-20.

Исследовано развитие стримера в коротких разрядных промежутках острье-плоскость трех модификаций. Особое внимание уделено связи между двумя фазами развития стримера - первичным и вторичным стримером. Излучение стримера регистрировалось с помощью электронно-оптического преобразователя и фотоэлектронного умножителя. Показано, что развитие вторичного стримера начинается всегда одновременно с первичным стримером, независимо от наличия или отсутствия катодных эффектов. Изменение скорости распространения первичного и вторичного стримера по мере их удаления от острья дано в графическом виде для всех исследованных промежутков. Коротко обсуждены вопросы формы первичного разрядного канала в области сильного внешнего поля и механизма распространения вторичного стримера.

Илл. 18. Табл. I. Библ. 12. Рез. англ.

УДК 537.523.2

НАБЛЮДЕНИЯ ЗА ВОЗНИКНОВЕНИЕМ И РАЗВИТИЕМ СВЕТОВЫХ И ТОКОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ВЧ КОРОНЫ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 0,15-1,5 МГц. А й н т с М.Х., Б е с х л е б н ы й С.И., К у д у К.Ф. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 21-39.

Разряд изучался в 4-сантиметровом промежутке острье-плоскость при диаметре коронирующего электрода 1 мм, в атмосферном воздухе. Приводятся синхронные осциллограммы световых и токовых импульсов разряда, а также приложенного к электродам ВЧ напряжения. От полного тока разрядной цепи при помощи широкополосного дифференциального усилителя компенсирован ток смещения, обусловленный изменением приложенного к электродам напряжения.

Показано, что ВЧ корона инициируется либо стримером при его возникновении во время положительного полупериода напряжения, либо импульсом Тричела при его возникновении во время отрицательного полупериода, причем возникновение разряда в тот или иной полупериод носит статистический характер.

Графически представлено изменение во времени фазы возникновения импульсов тока в ходе развития разряда.

Илл. 8. Библ. 12. Рез. англ.

УДК 551.594.12

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ПРИМЕСЕЙ ВОЗДУХА НА СПЕКТР ПОДВИЖНОСТИ ЛЕГКИХ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ АЭРОИОНОВ. С а л ь м Я.И., М а т и з е н Р.Л. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 40-43.

Исследовалось влияние более 40 различных примесей воздуха на спектр подвижности легких отрицательных аэроионов. Были установлены два новых сильнодействующих и восемь слабодействующих веществ.

Библ. 4. Рез. англ.

УДК 551.594.12

551.510:615.847.1

ОБ АТМОСФЕРНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСТВЕ НА ПЛАНИРУЕМОЙ ФОНОВОЙ СТАНЦИИ БОРОВОЕ. А р о л ь д М.У., М а т и з е н Р.Л. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 44-47.

Приведены предварительные результаты измерений на предполагаемой фоновой станции Боровое. Приводятся результаты измерений положительной и отрицательной проводимости и градиента потенциала. Подчеркнута исключительность Борового с точки зрения атмосферного электричества.

Табл. 1. Библ. 2. Рез. англ.

УДК 551.594

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЗАГРЯЗНЕННОСТИ ВОЗДУХА. Т а м - м е т Х.Ф. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 48-51.

Интенсивность ионообразования и электрическая плотность аэрозоля предлагаются как стандартные параметры загрязненности атмосферного воздуха. Описывается простой способ совместного измерения предложенных параметров.

Рез. англ.

УДК 551.508.941.3

621.317.792

СЧЕТЧИК АЭРОИОНОВ С ЦИФРОВОЙ ИНДИКАЦИЕЙ ИТ-7714. М а - т и з е н Р.Л., Э э в е л ь Я.Р., Ю т с Э.Ю. Я к о б - с о н А.Ф. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 52-56.

Описан универсальный счетчик аэроионов с цифровой индикацией. Результаты измерений представляются на выходе прибора как в аналоговой, так и в цифровой (в двоично-десятичном коде) форме, что позволяет включать счетчик в системы автоматического сбора информации. Значительным изменением, по сравнению с прежними моделями, подверглась также схема динамического электрометра.

Илл. 3. Библ. 2. Рез. англ.

УДК 551.510.42

ОБ УНИПОЛЯРНОЙ ЗАРЯДКЕ ПЕРВОНАЧАЛЬНО ЗАРЯЖЕННОГО АЭРОЗОЛЯ. С а л ь м Я.И. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 57-61.

В литературе рассмотрена кинетика униполярной зарядки первоначально нейтрального аэрозоля. В настоящей работе выведена формула для распределения зарядов при униполярной зарядке первоначально заряженного аэрозоля.

Библ. 2. Рез. англ.

УДК 621.319.7.001.6

К РАСЧЕТУ ВРЕМЕНИ ЗАХВАТА ИОНА АЭРОЗОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЕЙ В УНИПОЛЯРНОМ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ЗАРЯДЕ. П о д о л ь с к и й А.А. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 62-73.

Приведены результаты сравнительной оценки значений скорости зарядки субмикронных аэрозольных частиц, рассчитанной по различным методикам.

Илл. 1. Табл. 3. Библ. 17.

УДК 541.182.213
525.23
53.088.4
621.319

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ТРАЕКТОРНЫМ МЕТОДОМ. Ф и ш е р М. М. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 74-82.

В статье рассмотрены ошибки, встречающиеся при применении траекторного метода определения размеров и зарядов аэрозольных частиц в спектроскопических целях. В случае применения многопредельных устройств регистрации траектории частиц, условия регистрации различных частиц различны. Для связывания данных, полученных в различных пределах регистрации, необходимо их обрабатывать различными статистическими весами. В статье доказано, что даже различные частицы одного предела регистрации должны быть приняты в учет различными статистическими весами. В конце статьи представлен численный пример который ярко иллюстрирует величину погрешности метода в обратном случае.

Илл. 1. Библ. 12. Рез., англ.

УДК 621.319.7.001

ЛАЗЕРНЫЙ НЕФЕЛОМЕТР НА БАЗЕ ФЭН-58. А р о л ь д М.У., Б е р н о т а с Т.П. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 83-86.

Изложены вопросы построения лазерного нефелометра на базе промышленного прибора ФЭН-58. Благодаря замене осветителя с лампой накаливания лазером удалось заметно улучшить качество измерений.

Илл. 2. Библ. 3. Рез. англ.

УДК 541.182
621.316.79

АВТОМАТИЧЕСКИЙ РЕГУЛЯТОР ТЕМПЕРАТУРЫ АЭРОЗОЛИ. М и р - м е А.А., Б е р н о т а с Т.П. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 87-90.

Описан автоматический регулятор температуры, позволяющий поддерживать разность температур аэрозоля и измерительной кюветы равной нулю или другой заданной величине с точностью $\pm 0,002$ К.

Датчиком служит дифференциальная термопара в комплекте с фотоэлектрическим микровольтметром Р325.

Илл. 2. Библ. 1. Рез. англ.

УДК 667.644.3.621.319.5
(088.8)

О ПОВЫШЕНИИ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЬНОГО УСТРОЙСТВА ДЛЯ ГРУППОВОЙ ВАКЦИНАЦИИ. Белов М.Н., Виснапуу Л.Ю., Дворкин А.М. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 91-98.

Описывается усовершенствованное электроаэрозольное устройство для групповой вакцинации с повышенными техническими данными, достигнутыми за счет применения эжекции дополнительного воздуха через сепарационную камеру. По сравнению с прежним электроаэрозольным устройством для групповой вакцинации расход распыливаемой жидкости увеличился с 0,10 до 0,23 г/с, ток конвекции - с 20 до 80 нА, а наибольший размер капель аэрозоля увеличился лишь на 10%.

Илл. 6. Библ. 4. Рез. англ.

УДК 621.319.43

СОБСТВЕННЫЕ ПОМЕХИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С ДИНАМИЧЕСКИМ КОНДЕНСАТОРОМ. Сакс О.В. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 99-138.

Дан теоретический и экспериментальный анализ собственных помех преобразователя с динамическим конденсатором (ДК). Помехи от системы возбуждения и вибрационные помехи ДК дают на выходе преобразователя переменные напряжения, в общем случае сдвинутые по фазе относительно полезного сигнала. Рассматривая напряжения помех в векторной форме, можно разложить их на составляющие: совпадающие по фазе с полезным сигналом и сдвинутые по фазе на угол 90° . Первые из них могут быть скомпенсированы постоянным напряжением, подаваемым на ДК, вторые образуют т.н. остаточное напряжение помехи и с помощью постоянного напряжения не могут быть скомпенсированы. Контактная разность потенциалов и ее нестабильность рассматриваются также как виды собственных помех ДК. Дано математическое описание явления возникновения помехи с двойной частотой модуляции. Экспериментально доказано, что конструктивным путем при нормальном давлении воздуха токовые помехи могут быть понижены до уровня 10^{-18} А (токи изоляторов и ионизационные токи). Сделан вывод, что теория собственных помех ДК совместно с общей теорией преобразователя является основой конструирования динамических конденсаторов для высокочувствительных электрометрических усилителей.

Илл. 17. Табл. 4. Библ. 23. Рез. англ.

УДК 621.319.43:537.228.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ДИНАМИЧЕСКОМ КОНДЕНСАТОРЕ. С а к с О.В., Х я м м а л о в Ю.А. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 139-152.

Повышение быстродействия и чувствительности по напряжению электрометрических усилителей с динамическим конденсатором (ДК) возможно путем увеличения частоты модуляции. Проведен сравнительный анализ пьезокерамических материалов разных типов и пластин разной формы с точки зрения их применимости в системе возбуждения ДК. Выявлено, что наиболее подходящей является плоскопараллельная пластина с изгибными колебаниями по срезу. Приведено описание разработанного авторами ДК с двумя плоскопараллельными пьезокерамическими пластинами из материала типа ЦТС в системе возбуждения. Получена частота возбуждения 16,6 кГц при коэффициенте модуляции 0,05.

Илл. 9. Библ. 11. Рез. англ.

УДК 621.373.53

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ГЕНЕРАТОР УТ-7520 НА БАЗЕ ИНТЕГРИРУЮЩЕГО УСИЛИТЕЛЯ И АНАЛИЗ ЕГО ПОГРЕШНОСТЕЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ. Х я м м а л о в Ю.А. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1977, вып. 443, с. 153-160.

Проведен теоретический анализ погрешностей нелинейности интегрирующего усилителя с целью его использования в функциональном генераторе УТ-7520, разработанном автором. Приведены функциональная схема и короткое описание прибора. Генератор УТ-7520 выдает напряжение пилообразной, треугольной и прямоугольной формы в диапазоне частот от $5 \cdot 10^{-5}$ до 5 Гц с амплитудой до 100 В.

Илл. 3. Библ. 8. Рез. англ.

Rbl. 1.40

TÜ RAAMATUKOGU



1 0300 00288817 2