

Х. Ф. ТАММЕТ

ИСКАЖАЮЩИЕ ЭФФЕКТЫ В АСПИРАЦИОННЫХ СЧЕТЧИКАХ  
АЭРОИОНОВ

Изучается влияние краевого эффекта взаимодействия и диффузии ионов, а также турбулентности потока воздуха в аспирационных счетчиках аэроионов на результаты измерения распределения ионов по подвижностям.

Изучение распределения аэроионов по подвижностям аспирационными счетчиками связано с разными методическими погрешностями, обусловленными отклонением от тех условий, при которых выводятся основные соотношения для вычисления характеристик ионного распределения. Для введения соответствующих поправок и определения пределов применения аспирационного метода следует установить, каким образом влияют отклонения от идеализированных условий на результаты измерения.

Будем придерживаться определений и обозначений, примененных в статье [1], где изложена теория аспирационного метода в идеализированных условиях.

Основные условия, отклонения от которых связаны со значительными погрешностями, следующие: 1) электрическое поле на входном отверстии счетчика должно отсутствовать; 2) взаимодействие ионов должно отсутствовать; 3) движение иона должно описываться детерминированным уравнением  $v = u + kE$  ( $v$  — скорость иона,  $u$  — скорость течения воздуха,  $k$  — подвижность иона,  $E$  — напряженность электрического поля).

Кроме этого, значительные погрешности возникают в случае турбулентности воздушного потока в счетчике.

Погрешности, вызванные ионизацией, рекомбинацией и присоединением ионов в счетчике, значительно меньше и практически скрываются за другими погрешностями. Влияние последних факторов тем меньше, чем меньше время прохождения иона через счетчик. Большинство мероприятий для уменьшения разных методических погрешностей ведет именно к сокращению этого времени, что требуется и для уменьшения инерционности счетчика [2].

Рассмотрим в первом приближении отдельные искажающие эффекты при условии пренебрежения остальными.

## Краевой эффект

Краевой эффект вызван существованием электрического поля на входном отверстии и вне счетчика и зависит от схемы включения счетчика. Общая схема включения счетчика с высокочувствительным электрометром изображена на фигуре. Включая заземление к точке  $A$ , будем применять метод разрядки, включая заземление к точке  $C$ , — метод зарядки. Различие между этими методами заключается только в выборе точки заземления. При выборе метода следует руководствоваться в основном характером краевого эффекта, так как технические вопросы (изоляция внешней обкладки или другого вывода электрометра) в обоих случаях не представляют особых затруднений.

Названия методов заряжения и разряжения нельзя считать удачными, так как они не отражают действительного различия этих методов. Название метод заряжения необоснованно, так как в действительности заряд внутренней обкладки в процессе измерения не растет, а всегда убывает, хотя разность потенциалов между внутренней обкладкой и землей может расти. Поэтому ниже используем другую терминологию: «метод заземленной внешней обкладки» и «метод заземляемой внутренней обкладки».

Рассмотрим краевой эффект в осево-симметричном счетчике с заземленной внешней обкладкой. Предполагаем, что вблизи счетчика отсутствует электрическое поле посторонних зарядов, включая поле объемного заряда воздуха. В действительности это предположение часто не оправдывается из-за наличия электрического поля атмосферы, что обуславливает известные методические погрешности. Эти погрешности во многом сходны с краевым эффектом, однако они не будут рассматриваться. Краевой эффект будем отличать от влияния посторонних полей, как непосредственно зависящий от счетчика, а не от внешних условий.

Электрическое поле на входном отверстии счетчика обусловлено при отмеченном предположении емкостью  $C'$  между внутренней обкладкой и землей. Поток электрического поля через входное отверстие равняется  $4\pi C'\phi$ , где  $\phi$  — напряжение внутренней обкладки. Пренебрегая остальными искажающими эффектами, предполагаем гомогенность функций распределения плотности заряда  $\rho(k)$  около счетчика и сохраняемость  $\rho(k)$  на траекториях ионов внутри счетчика [1]. Интегрируя выражение для плотности тока по поверхности внутренней обкладки, найдем функцию распределения тока в омической части:

$$J(k) = -4\pi(C + C')\phi\lambda(k), \quad (1)$$

где  $C$  — емкость между внутренней и внешней обкладками и  $\lambda(k) = k\rho(k)$  — функция распределения проводимости.

Легко видеть, что добавочный ток, обусловленный потоком электрического поля через входное отверстие, не насыщается и после насыщения остального тока; выражение  $J(k)$  будет тогда

$$J(k) = \Phi\rho(k) - 4\pi C'\phi\lambda(k), \quad (2)$$

где  $\Phi$  — объемная скорость воздушного потока.

Предельная подвижность  $k_0$  определяется равенством выражений (1) и (2); его значение

$$k_0 = -\frac{\Phi}{4\pi C'\phi} \quad (3)$$

не зависит от краевого эффекта и выражается через емкость  $C$ .

Силу тока найдем интегрированием выражений (1) и (2) в соответствующих областях

$$J = \varepsilon\Phi \int_{k_0}^{\infty} \rho(k) dk + \varepsilon 4\pi C\phi \int_{k_0}^0 \lambda(k) dk - \varepsilon 4\pi C'\phi \int_0^{\infty} \lambda(k) dk, \quad (4)$$

где  $\varepsilon = k_0/|k_0|$  — функция полярности. Обозначив силу тока в идеализированном счетчике, где  $C' = 0$ , через  $J_0$ , получим

$$J = J_0 - 4\pi C'\phi\lambda_\varepsilon, \quad (5)$$

где  $\lambda_\varepsilon$  — полярная проводимость.

Погрешность тока, обусловленная краевым эффектом, может быть значительной. Например, измеряя тяжелые ионы счетчиком, у которого  $C = 100$  см и  $C' = 0,03$  см, ток легких ионов превышает ток насыщения легких ионов в два раза. Для уменьшения емкости  $C'$  следует внутреннюю обкладку сделать значительно короче внешней.

Погрешности, обусловленные краевым эффектом при методе заземленной внешней обкладки, не окажутся слишком опасными, так как поправочный член в формуле (5) зависит от напряжения линейно, так что  $d^2J/d\varphi^2$  не зависит от  $C'$  и на измерение  $\rho(k)$  краевой эффект не влияет. Легко показать, что величина

$$h(\varphi) = \frac{\varepsilon}{\Phi} \left[ J(\varphi) - \varphi \frac{dJ}{d\varphi} \right]$$

также не зависит от краевого эффекта. При измерении интегральных величин можно ввести соответствующие поправки, что облегчается тем, что поправочный член в формуле (5) не зависит от объемной скорости воздуха и поэтому просто определяется. Сделав дополнительное измерение при  $\Phi = 0$ , определяем  $J_{\Phi=0} = -4\pi C' \varphi \lambda_e$  и найдем

$$J_0 = J - J_{\Phi=0}. \quad (6)$$

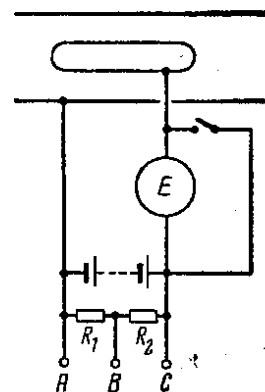
Несогласие приведенных результатов с известными результатами Израеля [3] объясняется тем, что последний считал причиной краевого эффекта и отличие формы счетчика от идеально цилиндрической, но при рассмотрении счетчика с заземленной внешней обкладкой совсем не принимал во внимание истинного краевого эффекта.

При методе заземляемой внутренней обкладки погрешности от краевого эффекта имеют более сложную природу, так как поправка к силе тока зависит от напряжения нелинейно. В последнем случае известные выводы Израеля [3], основанные на методе кажущегося предварительного конденсатора, оправданы.

Влияние краевого эффекта при заземляемой внутренней обкладке можно уменьшить применением электростатической защиты, но это связано с новыми, трудно учитываемыми погрешностями.

Приведенные рассуждения заставляют предпочесть метод заземленной внешней обкладки, что подтверждается и на практике [4].

При необходимости можно уменьшить краевой эффект, применяя метод заземленной промежуточной точки. Для этого в схеме фиг. 1 заземляется промежуточная точка В. Оптимальный режим, при котором краевой эффект минимальный, устанавливается выбором отношения сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$ . Аналогичный результат можно достичь, снабдив счетчик заземленной внешней обкладкой с дополнительным нейтрализующим кольцевым электродом, который устанавливается у входного отверстия счетчика и имеет потенциал с противоположной полярностью по отношению к внутренней обкладке. Оптимальный режим может экспериментально устанавливаться выбором отношения потенциалов нейтрализующего электрода и внутренней обкладки. Последние два метода требуют дальнейшего теоретического анализа.



Фиг. 1

### Взаимодействие ионов

Пренебрежение взаимодействием ионов в теории аспирационных счетчиков связано с погрешностями, которые растут с увеличением плотности объемного заряда.

Теорема сохранения функции распределения плотности заряда, на которой основана теория аспирационных счетчиков, доказывается при условии  $\rho = 0$ . Если это условие не соблюдается [1], то в точке, которая

движется по закону движения иона  $v = u + kE$ , имеет место равенство

$$\frac{d\rho(k)}{dt} = -4\pi k\rho(k). \quad (7)$$

Допустим, что плотность объемного заряда обусловлена ионами, подвижность которых значительно меньше предельной подвижности. Это позволяет считать  $\rho$  в счетчике постоянной величиной, и решение уравнения (7) будет

$$\rho(k) = \rho_{t=0}(k) e^{-4\pi k t}. \quad (8)$$

Это выражение описывает электростатическое рассеивание, происходящее за счет взаимодействия ионов в конденсаторе. На основе формулы (8) может быть построена теория идеально цилиндрического аспирационного счетчика с учетом взаимодействия ионов. Выражение предельной подвижности при этом будет следующее:

$$k_0 = -\frac{\Phi}{4\pi C\Phi} \left[ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sum_{m=0}^n (-b)^m}{n+1} \left(\frac{\Phi_0}{\Phi}\right)^n \right], \quad (9)$$

где  $b$  — постоянная, характеризующая геометрическую форму конденсатора

$$b = \frac{2 \frac{r_2^2}{r_1^2} \ln \frac{r_2}{r_1} - \frac{r_2^2}{r_1^2} + 1}{\frac{r_2^2}{r_1^2} - 2 \ln \frac{r_2}{r_1} - 1}; \quad (10)$$

$r_2, r_1$  — радиусы внешней и внутренней обкладки цилиндрического конденсатора;  $\Phi_0$  — напряжение внутренней обкладки, при котором  $J = 0$ ; это напряжение выражается

$$\Phi_0 = a\rho, \quad (11)$$

где

$$a = \pi \left( r_2^2 - r_1^2 - 2r_1^2 \ln \frac{r_2}{r_1} \right). \quad (12)$$

При выводе формулы (9) допущено, что скорость течения воздуха  $u$  между обкладками конденсатора является однородной. Можно доказать, что в разложении (9) только первый член не зависит от распределения  $u$  в конденсаторе.

Если  $\Phi$  находится в промежутке  $[\Phi_0, -b\Phi_0]$ , то предельная подвижность не существует и функция  $J(k)$  является независимо от подвижности омической. Ряд (9) при этом не сходится.

Границы применимости формулы (9) определяются неравенствами  $|k_0| \gg |k|$  и  $4\pi k\rho t \ll 1$ , где  $k$  — средняя подвижность ионов, обуславливающих объемный заряд;  $t$  — время прохождения иона через измерительный конденсатор. При заметном влиянии взаимодействия ионов в условиях естественно ионизованного атмосферного воздуха отмеченные неравенства, как правило, выполняются. Последнее не относится к исследованиям искусственной ионизации воздуха.

Выражение (9) позволяет оценить погрешность определения подвижностей, которую вызывает пренебрежение влиянием взаимодействия ионов. В первом приближении относительная погрешность предельной подвижности будет

$$\frac{\Delta k_0}{k_0} = \left| \frac{a(b-1)\rho}{2\Phi} \right|. \quad (13)$$

Эта погрешность при изучении естественной ионизации атмосферного воздуха обычно незначительна, но может во время гроз, когда данные о

подвижностях ионов особенно интересны, достигая заметной величины. Большое значение имеет влияние взаимодействия ионов при изучении искусственно ионизированного воздуха.

Можно показать, что при принятых допущениях функция  $\rho(k)$  может вычисляться методом касательных путем разложения на оси абсцисс значения напряжения и при учете формулы предельной подвижности (9). Величины  $h$  следует при этом измерять на прямой не  $\varphi = 0$ , а  $\varphi = \varphi_0$ .

Интересно отметить, что соотношение (11) позволяет использовать счетчик легких ионов для определения плотности объемного заряда. Это может найти применение в основном при изучении искусственной ионизации.

Если допущение о том, что объемный заряд обусловлен ионами, подвижность которых значительно меньше предельной подвижности, не соблюдается, то формула (9) неточна и метод касательных для вычисления  $\rho(k)$  неприменим. График функции  $J = J(\varphi)$  может оказаться даже вогнутым. Уточненный анализ влияния взаимодействия ионов без допущения однородности плотности объемного заряда ведет к уравнениям, не разрешимым аналитическими методами. Это не позволяет в последнем случае получить результаты, представляющие практический интерес.

### Диффузия ионов в счетчике

В теории идеализированного аспирационного счетчика полагают, что ионы движутся по детерминированным траекториям. В действительности траектория иона случайная, что проявляется в диффузии ионов.

Точный учет диффузии в счетчиках затруднен. Основным интересом представляет влияние диффузии на результаты измерения в случае, когда это влияние может считаться малым возмущением. Исходя из этого предположения, рассмотрим влияние диффузии в первом приближении.

Функция распределения плотности заряда  $\rho(k)$  определяется второй производной силы тока по напряжению. Для определения производной при предельной подвижности  $k_0$  принципиально нужно изменить напряжение в сколь угодно узком промежутке около  $\varphi = -\Phi/4\pi Ck_0$ . Ясно, что при малом изменении напряжения значение функции распределения тока при  $k_0$  может измениться только за счет ионов, которые проникают в конденсатор у самого края внешней обкладки и оседают на последний край внутренней обкладки. Поведение этих «критических ионов» определяет результат измерения подвижности как в интегральных, так и в дифференциальных счетчиках.

Движение иона, проникающего в конденсатор в определенной точке у края внешней обкладки, характеризует распределение вероятности нахождения, которая имеет шаровую симметрию и центр которого движется по закону  $v = u + kE$ . Траектория центра этого вероятностного распределения пересекает поверхность внутренней обкладки под углом  $\alpha$ . При этом вероятности осаждения иона в точке внутренней обкладки имеют эллиптическую симметрию. Среднее квадратичное смещение последнего распределения по образующей внутренней обкладки выражается

$$\sigma_l = \sigma_x \csc \alpha, \quad (14)$$

где  $\sigma_x$  — среднее квадратичное смещение шарового распределения вероятности нахождения по какой-либо координате в момент осаждения.

Ион с подвижностью  $k$ , осаждающийся в каком-либо удалении  $dl$  от центра вероятностного распределения, ведет себя, как ион с подвижностью  $k + dk$  при отсутствии диффузии, и его подвижность будет в процессе измерения определена  $k + dk$ .

Найдем связь между  $dk$  и  $dl$ . Пусть в конце внутренней обкладки (в области, где осаждаются ионы с подвижностью  $k$ , входящие у края

внешней обкладки) имеется средняя плотность емкости  $A = dC/dl$ . Из формулы предельной подвижности (3) находим

$$dk_0 = -\frac{k_0}{C} dC, \quad (15)$$

где  $C$  при дифференцировании подразумевается как емкость той части внутренней обкладки, которая остается от рассматриваемой точки в сторону входного отверстия;  $k_0$  — предельная подвижность этой части внутренней обкладки. Теперь найдем

$$dk_0 = -\frac{k_0}{C} A dl, \quad (16)$$

что позволяет связать квадратичное среднее смещение  $\sigma_k$  кажущегося распределения подвижностей ионов с истинной подвижностью  $k$ :

$$\sigma_k = \frac{k}{C} A \sigma_l. \quad (17)$$

Найдем выражение  $\csc \alpha$ . Обозначая среднюю линейную скорость воздуха в области осаждения рассматриваемых ионов через  $u_0$ , запишем

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{u_0}{kE_0}, \quad (18)$$

где  $E_0$  — средняя напряженность электрического поля в этой области. Так как  $E_0 = 4\pi\sigma_0$ , а  $\sigma_0 = A\varphi/2\pi r_0$ , где  $\sigma_0$  — средняя плотность поверхностного заряда,  $r_0$  — средний радиус внутренней обкладки в рассматриваемой области, то

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{r_0 u_0}{2A\varphi k}, \quad (19)$$

$$\csc \alpha = \sqrt{1 + \left(\frac{r_0 u_0}{2A\varphi k}\right)^2}. \quad (20)$$

Из выражений (14), (17), (20) получаем

$$\sigma_k = \frac{\sigma_x}{C} \sqrt{(Ak)^2 + \left(\frac{r_0 u_0}{2\varphi}\right)^2}. \quad (21)$$

По теории броуновского движения  $\sigma_x$  выражается

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt}, \quad (22)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии иона;  $t$  — время, в течение которого броуновское движение наблюдается. Это время в рассматриваемом случае равно времени прохождения иона через счетчик

$$t = \frac{V}{\Phi}, \quad (23)$$

где  $V$  — объем пространства между внешней и внутренней обкладками. Коэффициент диффузии иона с подвижностью  $k$  и зарядом  $q$  равняется

$$D = \frac{KTk}{q}, \quad (24)$$

где  $T$  — абсолютная температура;  $K$  — постоянная Больцмана. Учитывая выражения (22) — (24), приведем формулу (21) к виду

$$\sigma_k = \frac{1}{C\varphi} \sqrt{\frac{KTkV}{2q\Phi} [(2Ak\varphi)^2 + (r_0 u_0)^2]}. \quad (25)$$

Пусть имеются две дискретные группы ионов с одинаковыми частными плотностями заряда и подвижностями  $k_1$  и  $k_2$ . Считаем эти группы разрешаемыми, если функция распределения плотности заряда, вычисленная по данным измерениям обычными методами, не является в точке  $(k_1 + k_2)/2$  выпуклой. Пусть две группы ионов с подвижностями около  $k$  являются разрешаемыми, если разность их подвижностей больше  $\Delta k$ . Определяем разрешающую силу  $R$  следующим образом:

$$R = \frac{k}{\Delta k}. \quad (26)$$

Разрешающая сила аспирационного счетчика ограничивается рядом факторов [1,5], среди которых диффузия играет особую роль, так как влияние ее на результаты измерения не зависит от методики определения тока  $J(\varphi)$ . Влияние диффузии определяет максимальную принципиально возможную разрешающую силу  $R_0$  аспирационного счетчика. Легко показать, что

$$R_0 = \frac{k}{2\sigma_k}. \quad (27)$$

Применяя полученные результаты и учитывая формулу предельной подвижности (3), выводим окончательное выражение

$$R_0 = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{q}{2KT} \frac{\Phi^3}{kV [(2A\varphi k)^2 + (r_0 u_0)^2]}}. \quad (28)$$

При цилиндрическом конденсаторе имеет место

$$V = \pi (r_2^2 - r_1^2) l, \quad (29)$$

где  $l$  — длина внутренней обкладки. Разрешающая сила цилиндрического конденсатора будет

$$R_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\theta \varphi \frac{q}{KT}}, \quad (30)$$

где

$$\theta = \frac{(r_2^2 - r_1^2) l^2}{[(r_2^2 - r_1^2)^2 + 4r_1^2 l^2] \ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (31)$$

Разрешающая сила применяемых счетчиков тяжелых ионов оказывается достаточной ( $R_0$  около 30—60). При измерении легких ионов универсальными счетчиками разрешающая сила может иметь значение ниже 4—5, что значительно ограничивает возможности изучения распределения ионов по подвижностям.

### Турбулентность течения воздуха в счетчике

Турбулентность воздушного потока рассеивает траектории ионов аналогично диффузии, но независимо от подвижностей ионов и гораздо сильнее, чем тепловая диффузия. В теории аспирационных счетчиков аэроионов [1] предполагают, что течение воздуха в конденсаторе является стационарным, т. е. турбулентность течения не разрешается. В некоторых случаях это условие может не соблюдаться, поэтому представляет интерес оценка искажений, которые вызывает турбулентность.

Квадратичное среднее случайных смещений иона в турбулентном потоке  $\sigma_t$  обычно так велико, что турбулентность не может считаться малым возмущением. При весьма грубой оценке для полностью турбулизованного потока применяем соотношение

$$\sigma_t = \frac{l}{5}. \quad (32)$$

Для счетчика с цилиндрическим измерительным конденсатором получается

$$R_t = \frac{2,5}{\sqrt{1 + \left(\frac{2r_1 l}{r_2^2 - r_1^2}\right)^2}} \quad (33)$$

Наибольшую разрешающую силу при турбулентном течении имеют счетчики с шаровой внутренней обкладкой, которые применяются для измерения проводимости, но разрешающая сила и таких счетчиков крайне низка. Таким образом, отсутствие турбулентности является совершенно необходимым условием для счетчиков, предназначенных для изучения распределения ионов по подвижностям. В счетчиках для определения проводимости воздуха, в которых часто имеет место турбулентное течение, следует предельную подвижность выбрать значительно больше подвижности наиболее легких ионов, что позволяет избавиться от погрешностей.

Турбулентность в счетчике предотвращается ограничением объемной скорости. Критическую объемную скорость, при которой возникает турбулентность, следует определить экспериментально, так как расчеты дают лишь грубую оценку. Следует обратить особое внимание на роль поперечных стержней, которыми закреплена внутренняя обкладка, в процессе возникновения вихрей. За этими стержнями обычно возникает турбулентность при объемных скоростях воздуха, во много раз меньших критической объемной скорости того же конденсатора без поперечных стержней. Опасность возникновения вихрей за поперечными стержнями существует, если имеет место неравенство

$$d > 0,03 \left( r_2 - \frac{r_1^2}{r_2} \right), \quad (34)$$

где  $d$  — диаметр поперечных стержней. Последнее условие выведено, исходя из приближенных критериев возникновения турбулентности в цилиндрическом конденсаторе и при обтекании цилиндрических стержней.

#### Выводы

1. Отклонения от идеализированных условий в аспирационных счетчиках аэроионов являются причиной разных методических погрешностей при изучении распределения ионов по подвижностям.

2. Электрическое поле на входном отверстии счетчика вызывает крайевой эффект, который обуславливает в счетчиках с заземленной внешней обкладкой легко учитываемые погрешности; в счетчиках с заземляемой внутренней обкладкой — большие и трудно учитываемые погрешности.

3. Взаимодействие ионов в счетчике станет заметным при большой плотности объемного заряда, что вызовет изменение значения предельной подвижности.

4. Диффузия ионов ограничивает разрешающую способность счетчика.

5. Счетчик, в котором течение воздуха имеет турбулентный характер, обладает крайне низкой разрешающей способностью. При изучении распределения ионов по подвижностям турбулентность следует предотвратить.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Г а м м е т Х. Ф. К теории аспирационных счетчиков аэроионов. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 1960.
  2. К о м а р о в Н. Н. Вопросы расчета неустановившихся токов в измерительных конденсаторах счетчиков ионов и ионных спектрометров. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1960.
  3. I s r a e l Н. Zum Problem der Randstörungen bei Ionenmessungen. Gerl. Beitr. Geophys., 35, 1932.
  4. Р е й н е т Я. Ю. Новая аппаратура и методика для определения плотности аэро- и гидроионов в атмосфере. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 59, 1958.
  5. К о м а р о в Н. Н., С е р е д к и н А. А. Счетчик тяжелых ионов. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 11, 1960.
-