

ЭВОЛЮЦИЯ АНОМАЛЬНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РАСПАДАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

© *И.В.Басаргин, Г.И.Мишин*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 20 июля 1995 г.)

Впервые на большое “время жизни” аномальных динамических свойств слабоионизованных газов было обращено внимание в работе [1], в которой измерялась скорость прохождения ударной волны (УВ) в распадающейся плазме тлеющего разряда в последовательно увеличиваемые моменты времени t_c после обрыва тока в разрядной цепи. Эксперименты проводились в плазме воздуха при различных плотностях тока и давлениях в камере. Было установлено, что аномально большая скорость УВ после гашения разряда убывает, а амплитуда УВ восстанавливается с постоянной времени $\tau \sim 10^{-2}$ с. При этом сразу после отсечки тока происходило быстрое падение интенсивности излучения плазмы, а затем наблюдалось дальнейшее относительно медленное уменьшение интенсивности практически с той же постоянной времени.

Существенный недостаток этих исследований заключался в том, что поскольку после обрыва тока монотонно уменьшается температура распадающейся плазмы, то происходит снижение газокинетической скорости звука, а следовательно, и скорости УВ. Таким образом, восстановление скорости и амплитуды УВ не может служить бесспорным фактором, свидетельствующим об аномально большом времени существования аномальных свойств слабоионизованных газов после разрыва электрической цепи.

Для того чтобы отделить “время жизни” аномальных динамических свойств плазмы от времени охлаждения нагретого разрядным током газа, необходимо наблюдение за поведением специфической, свойственной только плазме характеристикой УВ. Такой характеристикой является наличие предвестника УВ в ионизованном газе [2,3] (рис. 1).

Эксперименты осуществлялись на плазменной установке, описанной в [4,5]. Генерирование УВ производилось электромагнитной пушкой. Вертикальный тлеющий разряд в камере создавался между охлаждаемыми водой коническими медными электродами: анодом диаметром 30 мм и катодом диаметром 50 мм. Расстояние между электродами составляло 65 мм, диаметр плазменного столба равнялся 100 мм. Для измерения давления в УВ использовался пьезодатчик, вводимый на жесткой штанге в камеру посредством вильсоновского уплотнения, благодаря чему можно было перемещать датчик на значительное расстояние. Для того чтобы избежать воздействия высокой температуры на сам датчик, к его внешней рабочей поверхности присоединялся стержень длиной 500 мм и диаметром 4 мм из плавленого кварца, передающий на пьезодатчик сигнал давления, возникающий в момент прихода УВ на находящийся в заданной точке плазмы зондирующий

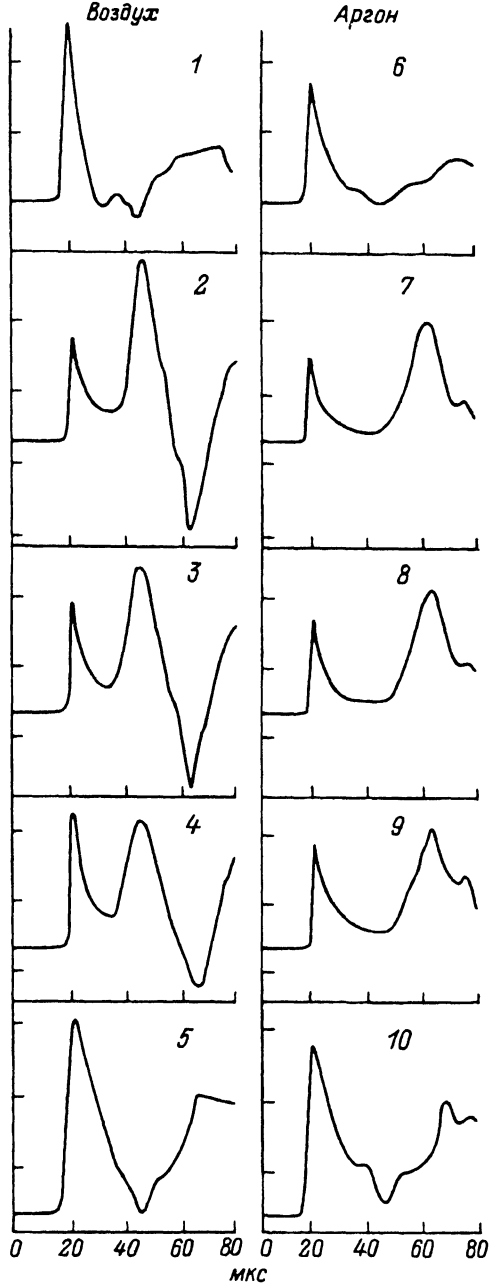


Рис. 1. Изменение давления в центре распадающейся плазмы воздуха (2-5) и аргона (7-10) через различные интервалы времени после обрыва тока t_c .
 1 — воздух без ионизации ($P = 33 \text{ Тор}$, $T = 293 \text{ К}$); t_c , мс: 2, 7 — 0; 3, 8 — 2; 4, 9 — 10; 5, 10 — 200; 6 — аргон без ионизации ($P = 33 \text{ Тор}$, $T = 293 \text{ К}$). На осциллограмме 1 и 6 коэффициент усиления в 2.5 раза меньше, чем на остальных.

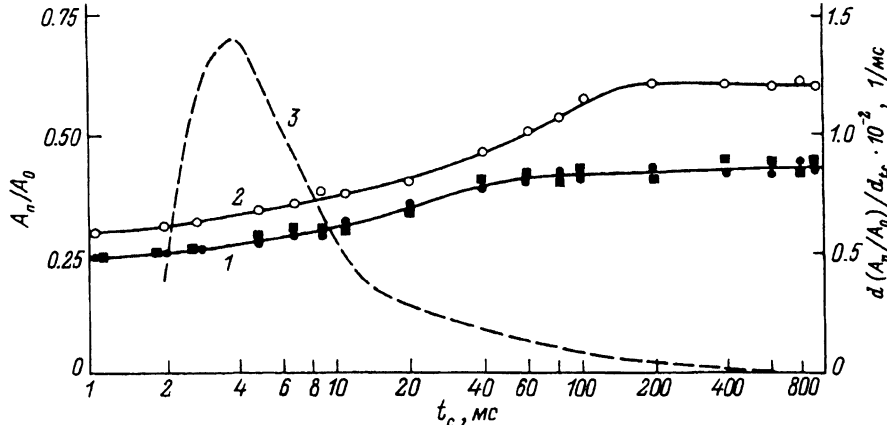


Рис. 2. Изменение относительной амплитуды предвестника УВ в распадающейся плазме.

A_n — амплитуда предвестника; A_0 — амплитуда УВ в неионизованном газе (воздух, аргон); 1 — распадающаяся плазма воздуха (черные кружки) и распадающаяся плазма аргона с 10%-ной примесью воздуха (черные квадратики); 2 — распадающаяся плазма аргона (светлые кружки); 3 — зависимость $\frac{d(A_n/A_0)}{dt_c}$ от t_c в распадающейся плазме воздуха.

торец кварцевого стержня. Электронная система мгновенного выключения разряда тока разрядного тока и “выстреливания” УВ в точно заданный момент времени, отсчитываемый от момента гашения, описана в работе [6].

Исследования проводились в распадающейся плазме воздуха, аргона и аргона с 10% (по объему) воздуха. Давление газов составляло 33 Тор, температура была в воздухе 1420 К и в аргоне 1000 К. Скорость зондирующей УВ в центральной зоне плазмы v_0 равнялась 625 ± 25 м/с. Импульс давления УВ в неионизованном воздухе (рис. 1) имеет треугольную форму и его длительность от пика давления до точки минимума ~ 26 мкс; ширина пика на половине высоты равна ~ 8 мкс. Амплитуда импульса давления в УВ A_0 соответствует числу Маха УВ и поэтому будет использоваться в дальнейшем в качестве контрольного параметра. Профиль УВ в плазме тлеющего разряда в воздухе представляет собой двугорбую кривую: первый пик — предвестник, имеющий крутой фронт, второй — остаточная волна с пологим фронтом. Амплитуда предвестника A_n составляет $\sim 1/2$ от амплитуды остаточной волны, причем величина давления между ними не снижается до нуля, а держится на уровне $\sim 1/3 A_n$. Давление в минимуме значительно ниже, чем в УВ в неионизованном воздухе.

По мере увеличения длительности времени после гашения разряда амплитуда предвестника A_n возрастает, а амплитуда остаточной волны уменьшается. В распадающейся плазме воздуха в течение $t_c \gtrsim 50$ мс после обрыва тока сигнал давления состоит из предвестника и остаточной волны. При $t_c \lesssim 50$ мс остаточная волна полностью деградирует, а предвестник трансформируется в обычную ударную волну.

На рис. 2 (сплошная линия) представлена зависимость отношения амплитуды предвестника A_n к амплитуде УВ в неионизованном воздухе A_0 от длительности времени t_c , количественно иллюстрирующая возрастание предвестника. Относительная амплитуда предвестника в распадающейся плазме воздуха увеличивается от 0.25 до 0.42 при

$t_c \sim 50$ мс и в дальнейшем остается практически постоянной. Выравнивание амплитуд A_n и остаточной волны в распадающейся плазме воздуха наблюдается при $t_c \sim 6-7$ мс, а величина давления в промежутке между ними остается неизменной. После $t_c \gtrsim 60$ мс сигнал принимает треугольную форму и минимальное значение давления в волне приближается к нулю, которое достигается при $t_c \sim 200$ мс. Ширина импульса по основанию ~ 30 мкс. В дальнейшем при t_c порядка 1 с форма импульса эволюционирует к трапецеидальной с небольшим пиком на фронте. В неионизованном аргоне профиль давления в УВ (рис. 1) подобен изменению давления в неионизованном воздухе. В плазме тлеющего разряда в аргоне предвестник УВ имеет амплитуду, на 20 % меньшую, чем предвестник в ионизованном воздухе. В случае ионизованного аргона расстояние между предвестником и остаточной волной на ~ 60 % больше, а минимум давления между ними на ~ 60 % меньше, чем соответствующие значения в плазме воздуха. При увеличении t_c в распадающейся плазме аргона амплитуды предвестника и остаточной волны выравниваются, однако это происходит при $t_c \sim 15$ мс, т. е. через вдвое большее время гашения по сравнению с ионизованным воздухом. Характер изменения профиля давления в УВ в распадающейся плазме аргона при больших t_c был аналогичным описанному выше для распада плазмы тлеющего разряда в воздухе. Относительная амплитуда предвестника в распадающейся плазме аргона при увеличении времени гашения возрастала от 0.3 до 0.6 при $t_c \sim 150$ мс, которое превышает соответствующее значение в воздухе в три раза. При последующем увеличении t_c до 1 с не приводило к дополнительному росту амплитуды предвестника.

Теперь обратимся к рис. 3, на котором показано изменение относительной средней скорости предвестника УВ v_n в распадающейся плазме воздуха в зависимости от длительности интервала времени t_c между моментом обрыва тока разряда и приходом УВ в зону регистрации. В

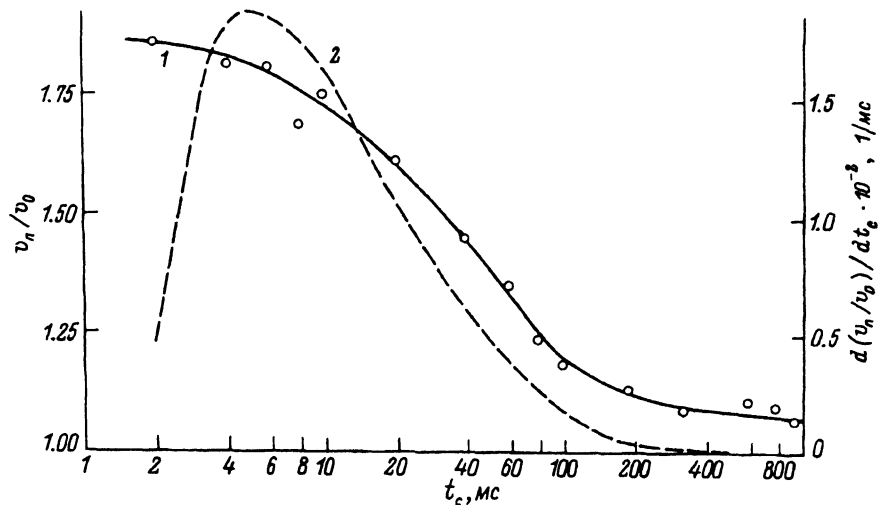


Рис. 3. Изменение относительной скорости предвестника в зависимости от времени распада воздушной плазмы.

v_n — скорость предвестника; v_0 — скорость УВ в воздухе; t_0 — длительность интервала времени между моментами обрыва тока разряда и появлением УВ в зоне наблюдения; 1 — v_n/v_0 от t_c , 2 — $\frac{d(v_n/v_0)}{dt_c}$ от t_c .

качестве нормирующей величины используется скорость УВ в неионизованном воздухе v_0 . Можно видеть, средняя скорость предвестника с ростом t_c снижается в 1.75 раз. Эксперименты, проведенные в распадающейся плазме аргона с 10 %-ной примесью воздуха (см., например, рис. 3), показали результаты, идентичные полученным в распадающейся плазме воздуха.

Анализ экспериментальных данных начнем с указания на тот факт, что даже при $t_c \sim 1$ с ни амплитуда, ни скорость УВ в распадающейся плазме воздуха и аргона не достигают значений, соответствующих неионизованным газам. Поскольку превращение предвестника в волну происходит в распадающейся плазме тлеющего разряда в воздухе (что означает его исчезновение) при $t_c \sim 50$ мс, то этот промежуток времени следует считать "временем жизни" аномальных динамических свойств ионизованного воздуха. Соответствующее значение "времени жизни" в ионизованном аргоне значительно большее и составляет ~ 150 мс.

Штриховая кривая на рис. 3 представляет зависимость производной скорости предвестника в воздухе по времени задержки зондирующей УВ t_c

$$\frac{d(v_n/v_0)}{dt_c}(t_c).$$

На этой зависимости в области малых $t_c \gtrsim 5$ мс обнаруживается необычное для затухающих процессов явление, заключающееся в том, что при увеличении t_c происходит возрастание по абсолютному значению производной характерного параметра (в данном случае v_n/v_0) по времени при диссипативном в целом процессе (распад и остывание плазмы). В области больших значений t_c наблюдается обычный для диссипативного процесса ход изменения производной скорости предвестника по времени. Укажем, что аналогичное поведение демонстрирует также зависимость производной амплитуды предвестника от длительности времени распада плазмы

$$\frac{d(A_n/A_0)}{dt_c}(t_c).$$

Зарегистрированное явление объясняется существованием в ионизованных газах долгоживущих структурных образований [7]. Уменьшение амплитуды предвестника УВ и увеличение его скорости при облучении ионизованного газа ультрафиолетовым излучением, стимулирующим формирование специфических плазменных структур, подтверждает значительное влияние последних на динамику УВ в плазме [8]. В свою очередь об этом свидетельствуют результаты измерений в ионизованной смеси аргона и воздуха (рис. 2). Несмотря на то что примесь воздуха составляла всего 10 % по объему, вызванный им эффект оказался непропорционально величине концентрации большим. Наличие воздуха явилось важным фактором, что указывает на активную роль молекул воздуха в процессе образования долгоживущих структур.

Отметим, что при $t_c \gtrsim 5$ мс различие в строении молекул газов оказывает меньшее влияние на параметры предвестника и в этом интервале времени динамические процессы в плазме определяются относительно менее долгоживущими структурными плазменными образованиями, что и сказывается на зависимости изменения скорости предвестника от времени распада плазмы.

- [1] Климов А.И., Коблов А.Н., Мишин Г.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 9. С. 551-554.
- [2] Горшков В.А., Климов А.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 10. С. 1893-1897.
- [3] Басаргин И.В., Мишин Г.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 8. С. 55-60
- [4] Басаргин И.В., Мишин Г.И. // Препринт ФТИ РАН. № 880. Л., 1984.
- [5] Басаргин И.В., Мишин Г.И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 4. С. 209-215
- [6] Басаргин И.В., Мишин Г.И., Федотов А.А. // Препринт ФТИ РАН. № 1642. СПб., 1995.
- [7] Мишин Г.И., Климов А.И., Гридин А.Ю. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 6. С. 37-44.
- [8] Гридин А.Ю., Климов А.И., Мишин Г.И. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 8. С. 30-33.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ЧАСТИ ПЛАНАРНЫХ $p-n$ -ПЕРЕХОДОВ В МОЩНЫХ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

© Е.Н.Куршева, Б.К.Петров

Воронежский государственный университет,
394693 Воронеж, Россия
(Поступило в Редакцию 5 сентября 1995 г.)

В силовых приборах, которые способны блокировать высокие напряжения, широко применяются планарные переходы, периферия которых ограничивает величину прикладываемых напряжений. В связи с необходимостью получения высокой надежности приборов возникает вопрос о повышении пробивного напряжения $p-n$ -переходов, для решения которого широко используются диффузионные делительные кольца.

В настоящей работе нами рассматривается метод расчета пробивных напряжений высоковольтных МОП (металл-окисел-полупроводник) и биполярных структур, содержащих области, находящиеся под плавающим потенциалом, а также обсуждается применение данного метода для определения пробивных напряжений транзисторных структур, имеющих различное количество делительных колец при различных глубинах залегания их $p-n$ -переходов и различных концентрациях донорной примеси в высоковольтной n^- -области.

Пробивные напряжения, распределение поля, потенциала φ и интегралы ионизации находились путем решения двумерного уравнения Пуассона в структуре, содержащей высоковольтную область, основной переход и несколько делительных колец (рис. 1),

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = -\frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (p - n + N_d - N_a).$$