

03;04;09;12

©1995 г.

## СКОРОСТЬ ФРОНТА СТИМУЛИРОВАННОГО СВЧ РАЗРЯДА В ВОЛНОВОМ ПУЧКЕ

*Л.П.Грачев, И.И.Есаков, Г.И.Мишин, К.В.Ходатаев*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
190421, Санкт-Петербург, Россия  
Московский радиотехнический институт РАН,  
113519, Москва, Россия  
(Поступило в Редакцию 1 августа 1994 г.)

Приводятся результаты измерений скорости распространения фронта импульсного СВЧ разряда навстречу излучению в воздухе в интервале давлений 100–420 Тор и амплитуды поля 2–6.5 кВ/см. Разряд стимулировался свинцовым шариком диаметром 0.25 см, помещенным в фокус пучка электромагнитной линейно поляризованной ТЕМ-волны длиной 8.5 см. Поверхность шара являлась источником начальных электронов. Скорость фронта разряда связывается со скоростью прорастания произвольно ориентированных разрядных шнуров-стримеров, формирующих его структуру в указанном диапазоне параметров, и обсуждается роль “диффузного” и “дрейфового” механизмов их роста. Приводится полуэмпирическая формула для средней скорости фронта в зависимости от давления воздуха, частоты и уровня поля.

### Введение

Импульсный СВЧ разряд в воздухе высокого давления  $p$  в квазиоптических пучках электромагнитных (ЭМ) волн [1] имеет шнуровую или стримерную структуру и распространяется навстречу излучению со сверхзвуковой скоростью [2]. В настоящее время адекватная физической реальности модель этого процесса “распространения” отсутствует. Трудностей здесь несколько. Прежде всего сложность пространственной структуры разряда, которая к тому же от импульса к импульсу не повторяется [2–4]. Кроме того, в лабораторных условиях размер разрядной области с относительно равномерным уровнем поля, как правило, небольшой, что усложняет интерпретацию результатов экспериментов. Отметим также и невысокую точность локальных методов измерения абсолютного уровня поля в волновых пучках. И наконец, при самостоятельных разрядах, когда амплитуда исходного (без разряда) поля  $E_0$  выше критической  $E_c$  [4], наличие фоновых разнесенных электронов может инициировать начало разряда сразу в

нескольких местах [2]. Образующиеся при этом плазмойды индуктивно взаимодействуют друг с другом, что достаточно сложно учесть в модели.

Последнее качество не присуще так называемым стимулированным разрядом [3,4]. Для их реализации условия, необходимые для пробоя газа  $E_0 > E_c$ , и наличие иницирующих электронов создаются лишь локально и используется свойство шнурового и стримерного разрядов распространяться в область волнового пучка с  $E_0 < E_c$ . Их распространение идет путем "волнового" процесса прорастания и ветвления шнуров-стримеров только из одного "центра".

В настоящей работе приводятся опубликованные ранее в различных работах результаты измерений скорости распространения фронта стимулированного СВЧ разряда  $V_f$ , приводятся новые данные специально поставленного эксперимента и высказываются соображения по их интерпретации. Основное отличие авторской экспериментальной установки — большая длина волны ЭМ излучения  $\lambda$  и возможность создать в фокусе пучка  $E_0$  несколько большей величины, чем в известных установках.

## 1. Ретроспективный обзор экспериментов

На рис. 1 в координатах  $V_f, E_0$  приведены опубликованные ранее [3,4,7-11] результаты измерений для шнуровых и стримерных стимулированных разрядов в воздухе и азоте в сфокусированных СВЧ ТЕМ-пучках. Для экспериментальных точек, имеющих различные начертания для различных работ, указаны сорт газа,  $p$  (в Тор) и  $\lambda$  (см). Проанализируем их.

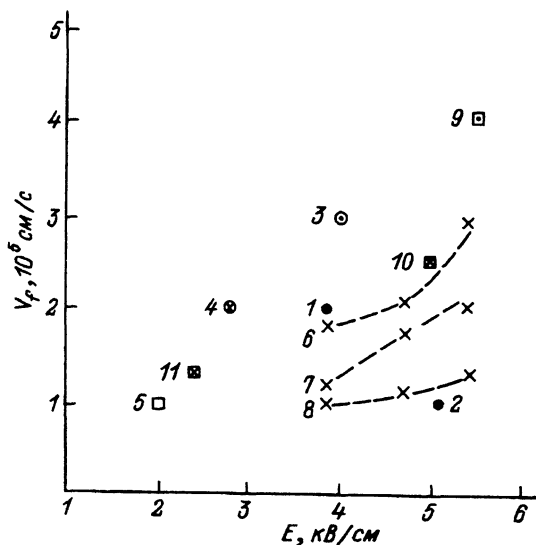


Рис. 1. Результаты измерений скорости распространения фронта стимулированного СВЧ разряда навстречу излучению в шнуровой и стримерной формах в зависимости от амплитуды СВЧ ТЕМ-волны по материалам разных работ.  
 1 — N<sub>2</sub> [9] (180, 2); 2 — N<sub>2</sub> [9] (700, 0.7); 3 — N<sub>2</sub> [7] (200, 2); 4 — воздух [10] (760, 3);  
 5 — воздух [11] (760, 4); 6 — N<sub>2</sub> [8] (200, 2); 7 — N<sub>2</sub> [8] (300, 2); 8 — N<sub>2</sub> [8] (760, 2);  
 9 — воздух [3] (330, 8.5); 10 — воздух [4] (300, 8.5); 11 — воздух [4] (120, 8.5).

Обращает на себя внимание некоторая "хаотичность" данных. Можно предположить, что она связана с уже упомянутой неповторяемостью самих разрядов в последовательных импульсах, различием в геометрии пучков и малой точностью оценки  $E_0$ .

Результаты для  $N_2$  и воздуха находятся "в одном ряду". Это, может быть, подтверждает зафиксированный в [5] факт, что разряд в  $N_2$  начинает качественно отличаться от воздушного только при наличии в нем примеси  $O_2$  не более  $10^{-3}\%$ . В экспериментах же использовался по существу лишь технически чистый  $N_2$ . Величина  $V_f$  падает с уменьшением  $\lambda$ .

Для исследованного в обсуждаемых работах диапазона  $E_0$  от 2 до 5.5 кВ/см,  $p$  от 100 до 800 Тор и  $\lambda$  от 0.7 до 8.5 см все значения  $V_f$  лежат в очень узком интервале от  $10^5$  до  $4 \cdot 10^5$  см/с. В некоторых работах [5-7], посвященных исследованию различных частных аспектов этих разрядов, зависимость  $V_f$  от  $E_0$  вообще не фиксируется, а указывается, что  $V_f \approx 10^5$  см/с. И тем не менее эксперименты показывают, что  $V_f$  растет с ростом  $E_0$ .

Отметим еще несколько данных из различных работ. В [6] фиксируется, что  $V_f$  не зависит от вида поляризации. Для стимулированных разрядов это в какой-то степени "естественно", так как при  $E_0 < E_c$  рост шнуров идет в их собственном поле, амплитуда которого на концах шнуров должна быть больше  $E_c$  и тем более  $E_0$ . По направлению же "вторичное" поле слабо связано с  $E_0$ .

В [3,4,6] констатировано, что  $V_f$  приблизительно в 2 раза меньше средней скорости прорастания шнуров  $V_s$ . Сама же  $V_s$ , например, в [8] для  $N_2$  и  $\lambda = 2$  см оценена величиной  $10^5 - 10^6$  см/с; в [10] для атмосферного воздуха при  $\lambda = 3$  см и  $E_0 = 4$  кВ/см — около  $10^6$  см/с; в [3] для воздуха при  $p = 330$  Тор и  $E_0 = 5.5$  кВ/см на начальном этапе  $V_s = 4 \cdot 10^5$  см/с и в дальнейшем достигает  $10^6$  см/с, и наконец, в [4] для воздуха при  $p = 300$  Тор и  $E_0 = 5$  кВ/см на начальном этапе  $2 \cdot 10^5$  см/с, затем  $8 \cdot 10^5$  см/с.

К цитированным работам примыкает работа [9], в которой ЭМ пучок с  $\lambda = 0.36$  см канализируется на волне  $H_{||}$  по оси металлической трубы. В ней зафиксировано, что при варьировании  $E_0$  от 0.7 до 3.2 кВ/см  $V_f$  в атмосферном воздухе возрастает от  $2 \cdot 10^3$  до  $2 \cdot 10^4$  см/с. Здесь также подтверждается общая тенденция падения  $V_f$  с уменьшением  $\lambda$ , но зависимость  $V_f$  от  $E_0$  очень резкая, что не стыкуется с другими экспериментами. Следует отметить, что эта публикация вызвала определенный отклик у теоретиков (см., например, [12]).

Как следует из рис. 1, результаты работы [8], где наиболее целенаправленно выяснялась функциональная зависимость  $V_f$  от  $E_0$  и  $p$ , казалось бы, противоречат данным работы [4]. Так, согласно [8],  $V_f$  растет с ростом  $E_0$ , но падает с ростом  $p$ , т.е. увеличивается с ростом отношения  $E_0/E_c$ . В работе же [4] зафиксировано, что  $V_f$  при 120 Тор меньше, чем при 300 Тор, несмотря на то, что по условиям эксперимента с увеличением  $p$  отношение  $E_0/E_c$  падало. В какой-то мере именно в связи с этим несоответствием авторами [4] и были продолжены исследования, результаты которых отражены в настоящей работе.

## 2. Условия эксперимента

Эксперимент проводился на установке, описанной в [13], и имел следующую схему. Импульсное с длительностью 40 мкс, линейно поляризованное СВЧ ТЕМ-излучение с  $\lambda = 8.5$  см фокусировалось в центре вакуумной, "безэховой" камеры. Давление воздуха в ней можно было устанавливать в диапазоне 3–760 Тор с точностью  $\pm 1.5$  Тор. На рис. 2 приведено измеренное распределение относительной величины  $E_0$  вблизи фокуса ЭМ пучка. На ней вектор Пойтинга  $\Pi$  направлен по оси  $y$ , а  $E_0$  лежит в плоскости  $zy$ . Механические аттенюаторы, включенные в СВЧ тракт, позволяли ослаблять  $E_0$  в 100 раз от максимальной величины  $E_{0\max} = 6.5$  кВ/см. После установки определенного уровня  $E_0$  его стабильность в последовательных импульсах была в пределах  $\pm 5\%$ . В фокусе волнового пучка (точка А на рис. 2) помещался стимулирующий разряд свинцовый шар диаметром 0.25 см. Он освещался ультрафиолетовым (УФ) излучением, что за счет фотоэффекта обеспечивало наличие иницирующих электронов у поверхности шара. Сдвигая УФ импульс, можно было менять длительность разряда, так как при наличии УФ подсветки момент пробоя совпадал с ее началом. В дальнейшем время от начала этого импульса до окончания СВЧ импульса будем обозначать как  $t_p$ . Совокупность различных технических факторов не позволяла в опытах иметь  $t_p$  менее 3 мкс. Точность измерения  $t_p$  была в пределах  $\pm 5\%$ .

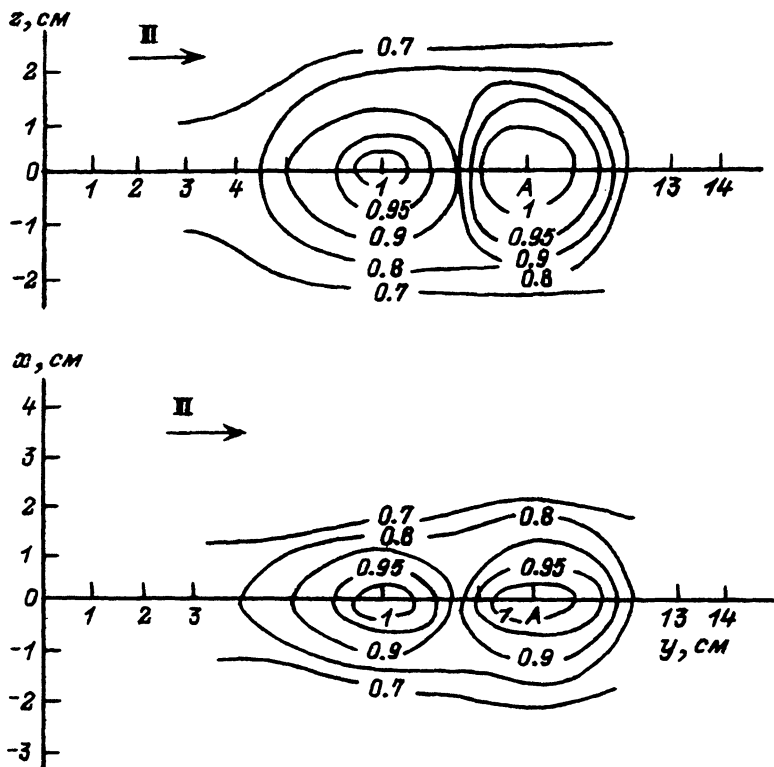


Рис. 2. Распределение относительной величины поля  $E_0$  вблизи его фокуса (вектор  $E_0$  лежит в плоскости  $zy$ ).

Остановимся подробнее на ограничениях, определяемых физикой разряда, на диапазоны варьирования  $p$ ,  $E_0$  и  $t_p$ . При реализации стимулированного разряда  $E_0$  должно быть меньше  $E_c = 40p$ ; В/см (здесь и в дальнейшем в формулах  $p$  выражено в Тор). В этом случае пробой возможен только при наличии шара, на полюсах которого ( $E_0$  нормален его поверхности), происходит трехкратное квазистатическое усиление поля. Уровень пробойного поля  $E_{0b}$  при наличии шара зависит от  $p$ , что связано с диффузионными потерями электронов из области усиленного поля [14]. Например, в условиях эксперимента при  $p$  в сотни Тор  $E_{0b} \simeq 1/3E_c$ , а при  $p$  в десятки Тор  $E_{0b} \approx E_c$ . В последнем случае даже при наличии шара мог реализовываться только самостоятельный разряд. При высоких  $p$  возможный диапазон изменения  $E_0$  был ограничен величиной  $E_{0\max}$ . Так, с  $p = 420$  Тор пробой осуществлялся только при  $E_0 = E_{0\max}$ . Таким образом, в опытах при каждом конкретном  $p$  был только определенный диапазон изменения  $E_0$ , в котором реализовывался именно стимулированный шаром разряд. Причем, он сужался как с уменьшением, так и с ростом  $p$ .

Со стороны низких  $p$  было дополнительное ограничение, связанное с физикой разряда. В эксперименте разряд принимал шнуровую форму лишь при  $p \gtrsim 50$  Тор, а стримерную — при  $p \gtrsim 300$  Тор [4]. И только в этих формах, возникнув в приполярных областях шара, он начинал заполнять объем волнового пучка. Для таких разрядов через некоторое время с момента пробоя можно говорить о наличии движущегося навстречу  $\Pi$  фронта, понимая под ним условную поверхность, проведенную по наиболее удаленным от стимулятора участкам плазменных каналов. Под скоростью движения фронта  $V_f$  в дальнейшем будем понимать частное от деления расстояния от стимулятора до фронта разряда по оси пучка  $L_f$  на  $t_p$ . Величина  $L_f$  измерялась по фотографиям. При неизменных  $p$ ,  $E_0$  и  $t_p$  она имела статистический разброс, поэтому при фиксированных значениях этих параметров измерение проводилось в нескольких импульсах. В опытах  $t_p$  для конкретных  $p$  и  $E_0$  подбирались таким образом, чтобы  $L_f$  не превышало 5 см. Как видно на рис. 2, при этом условии можно считать, что разряд распространяется в относительно однородном поле. С другой стороны,  $t_p$ , особенно при низких  $p$ , должна быть и не слишком мала. В противном случае "густота" разрядных каналов недостаточна для того, чтобы говорить о фронте разряда. Этот уровень "малости" для каждого  $p$  свой. Например, из работы [4] следует, что при  $p = 75$  Тор фронт разряда не успевает формироваться в течение максимально возможной  $t_p = 40$  мкс.

Таким образом, в эксперименте для решения поставленной задачи изучения зависимости  $V_f$  шнурового и стримерного стимулированного СВЧ разряда от  $p$  и  $E_0$  можно было варьировать  $p$  от 100 до 420 Тор. При этом для  $p$ , близких к нижней границе указанного диапазона, уровень  $E_0$  можно было менять от 2 до 6.5 кВ/см, подбирая  $t_p$  в диапазоне от 3 до 40 мкс так, чтобы  $L_f$  не превышало 5 см. Для  $p$  же, близких 420 Тор, диапазон изменения  $E_0$  существенно сужался. Причем по-прежнему варьирование  $t_p$  позволяло обеспечивать  $L_f$ , не превышающую 5 см.

### 3. Результаты измерений

На рис. 3 для примера приведена фотография типичного стримерного стимулированного шаром СВЧ разряда при  $p = 300$  Тор,  $E_0 = 4.9$  кВ/см и  $t_p = 36$  мкс. На ней  $\Pi$  направлен направо,  $E_0$  вертикален и лежит в плоскости рисунка. С правой стороны в центре расположен стимулирующий шар, размер которого может служить геометрическим масштабом.

На рис. 4 в координатах  $V_f$ ,  $E_0$  нанесены экспериментальные точки, соответствующие  $p = 100, 200, 300$  и  $420$  Тор. С каждым  $p$  с помощью регулировки аттенуаторов измерения проводились при  $E_0 = E_{0b}$  для этого  $p$ . Величина  $E_{0b}$  определялась в соответствии с [14]. Как видно из рисунка, опыт подтвердил, что при неизменных  $p$  и  $E_0$   $V_f$  имеет существенный статистический разброс. На диаграмме крестиками обозначены среднеарифметические значения  $V_f$  по серии измерений, выполненных с каждым конкретным  $p$ . Видно, что в среднем  $V_f$  растет с ростом  $p$  и  $E_0$ .

На рис. 5 в тех же координатах точками показаны результаты эксперимента с  $p = 200$  Тор, взятые из рис. 3, а крестиками — результаты, полученные при  $p = 200$  Тор и изменении  $E_0$  от 4 до 6.5 кВ/см. При каждом  $E_0$  после проведения одного или нескольких фотографирований

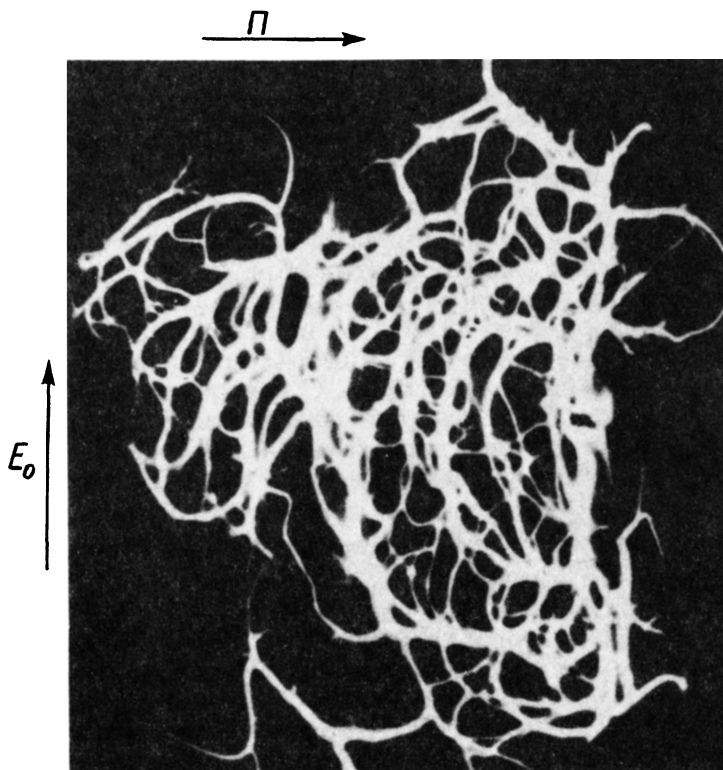


Рис. 3. Типичный стимулированный шаром стримерный СВЧ разряд ( $p = 300$  Тор,  $E_0 = 4.9$  кВ/см,  $t_p = 36$  мкс).

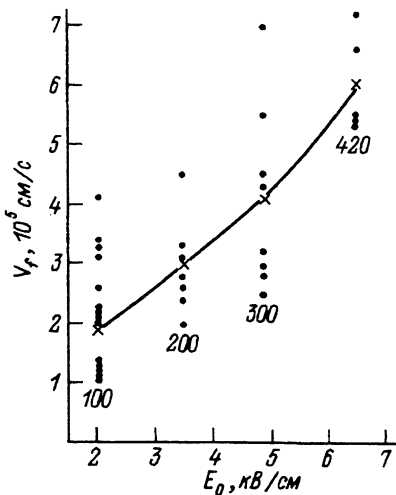


Рис. 4. Зависимость скорости распространения фронта СВЧ разряда от уровня поля  $E_0$  в диапазоне давлений от 100 до 400 Тор и  $E_0 = E_{0b}$ .

Цифры у точек — значения давлений.

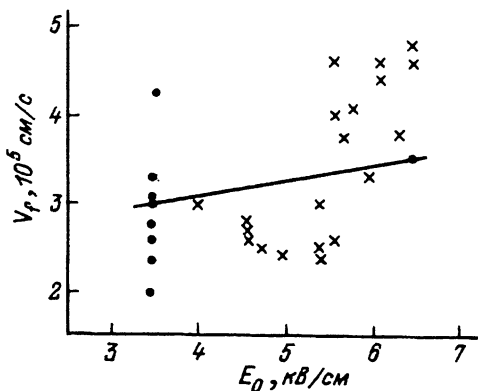


Рис. 5. Зависимость скорости распространения фронта СВЧ разряда от уровня поля  $E_0$  при давлении  $p = 200$  Тор.

с различными  $t_p$   $p$  поднималось до порога пробоя с этим фиксированным  $E_0$ . Затем по известному  $p$  в соответствии с [14] определялось  $E_0$ . После чего  $p$  устанавливалась снова равным 200 Тор, а  $E_0$  — менялось. В связи с определенной трудоемкостью этой методики было проведено относительно мало измерений, которых недостаточно для усреднения при каждом  $E_0$ , и приведенные данные в значительной степени иллюстративны. И тем не менее видно, что с ростом  $E_0$  при фиксированном  $p$   $V_f$  в среднем растет.

Из сравнения рис. 4 и 5 следует, что в условиях опыта для определенного  $E_0$  величина  $V_f$  растет с ростом  $p$ . Так, на них видно, что если  $E_0 = 6.5$  кВ/см, то при 420 Тор среднеарифметическое  $V_f = 6 \cdot 10^5$  см/с, а при 200 Тор измеренные значения  $V_f$  лежат не выше  $5 \cdot 10^5$  см/с.

#### 4. Обсуждение результатов измерений

Эксперимент показал, что разряд “распространяется” путем волнового процесса прорастания и ветвления шнуров-стримеров, следовательно,  $V_f$  можно связать со скоростью их роста  $V_s$ . Этот рост происходит хаотично в пространстве с преимущественным направлением в сторону “излучателя”, что дает основание положить  $V = V/\sqrt{3}$ .

В свою очередь электроны разрядной плазмы на концах плазменных каналов участвуют в двух независимых движениях, приводящих в результате процесса ионизации к вытягиванию этих каналов: диффузном и дрейфовом в СВЧ поле. Примем, что они дают аддитивный вклад в  $V_s$ :  $V_s = V_{dif} + V_{dr}$ . Выражение для  $V_{dif}$  известно [15]

$$V_{dif} = 2\sqrt{D_a \nu_i}, \quad (1)$$

где  $D_a = 1.4 \cdot 10^4 / p$  (см<sup>2</sup>/с) — коэффициент амбиполярной диффузии,  $\nu_i$  — эффективная частота ионизации.

Выражение же для  $V_{dr}$  можно попытаться “угадать”. Сначала обратим внимание, что (1) можно придать вид

$$V_{dif} = 2\sqrt{\frac{D_a}{\nu_i}}\nu_i = l_D\nu_i,$$

где  $l_D$  — среднеквадратичное смещение электрона за время  $1/\nu_i$  в результате его диффузного “блуждания”.

Заметим, что такой же вид имеет и выражение для скорости распространения волны электрического пробоя в постоянном поле при наличии перед ее фронтом фотоионизации за счет излучения из области разряда [16]  $V_{f0} = l_{f0}\nu_i$ , где  $l_{f0}$  — характерная длина области предыонизации. Примем, что и в рассматриваемом случае  $V$  имеет аналогичную структуру  $V_{dr} = l_{HF}\nu_i$ , где, согласно [18],  $l_{HF} = \mu_e E_s = \frac{1}{\omega}$  — амплитуда колебательного смещения электрона в СВЧ поле или его смещение за время  $1/\omega$  в процессе дрейфа в СВЧ поле,  $\mu_e = 3.5 \cdot 10^5 / p$  (см<sup>2</sup>/(В·с)) — подвижность электрона,  $\omega$  — круговая частота поля,  $E_s$  — амплитуда нормальной к границе плазмы на конце разрядного канала компоненты поля, т.е.  $V_{dr} = \mu_e E_s \frac{\nu_i}{\omega}$  (это выражение можно сравнить с известной “дрейфовой” скоростью прорастания аноднонаправленного стримера в постоянном поле [16]  $V_{dr} = \mu_e E_0$ ).

Положим, что  $E_s = \eta E_0$ , где коэффициент  $\eta$  учитывает усиление поля на концах шнуров и их вероятное направление по отношению к  $E_0$ . Группируя написанное, получим

$$V_f = \frac{1}{\sqrt{3}} \left( 2\sqrt{D_a\nu_i} + \mu_e \eta E_0 \frac{\nu_i}{\omega} \right). \quad (2)$$

В этом выражении, кроме  $\eta$ , требует определения и  $\nu_i$ . Обычно [17] в воздухе  $\nu_i$  представляют в виде произведения частоты прилипания электронов  $\nu_a = 2 \cdot 10^4 p$  на некий коэффициент, зависящий от отношения  $E_s/E_c$ , которое определяется условием пробоя в конкретной геометрии (см., например, [14]). В анализируемом случае из эксперимента [4] следует, что с ростом  $p$  радиус разрядных каналов уменьшается, а следовательно,  $E_s/E_c$  на их концах должно расти с ростом  $p$ , чтобы компенсировать в электронном балансе их потери, связанные со все увеличивающейся пространственной необходимостью “концевого” поля. Положим  $\nu_i = \nu_a \xi p$ , где  $\xi$  (с размерностью  $1/\text{Тор}$ ) так же, как и  $\eta$ , определим из опыта. Это допущение, кроме того, подразумевает для стимулированных разрядов независимость  $\nu_i$  от  $E_0$ , т.е. независимость пробойных условий на концах плазменных каналов от  $E_0$ .

При принятых предположениях (2) запишется как

$$V_f = \frac{1}{\sqrt{3}} \left( 2\sqrt{D_a\nu_a}\sqrt{\xi p} + \mu_e \eta E_0 \frac{\nu_a \xi p}{\omega} \right), \text{ см/с}, \quad (3)$$

где  $E_0$  имеет размерность В/см.

Пусть, как следует из рис. 4, для  $p = 420$  Тор и  $E_0 = 6.5$  кВ/см  $V_f = 6 \cdot 10^5$  см/с, для  $p = 100$  Тор и  $E_0 = 2.05$  кВ/см  $V_f = 1.9 \cdot 10^5$  см/с,



тогда из (3) получим  $\eta = 0.58 = 1/\sqrt{3}$  и  $\xi = 0.81/\text{Тор}$  и (3) запишем в виде, удобном для расчетов

$$V_f = \frac{1}{\sqrt{3}} (3 \cdot 10^4 \sqrt{p} + 1.7 \cdot 10^{-2} E_0 p \lambda); \text{см/с}, \quad (4)$$

где  $[p]$  в Тор,  $[E_0]$  в В/см и  $[\lambda]$  в см.

Вычисленные по (4) значения  $V_f$  для  $p = 200$  и  $300$  Тор и  $E_0 = 3.5$  и  $4.9$  кВ/см соответственно практически совпадают с соответствующими опытными значениями  $V_f$ , представленными на рис. 4 крестиками. На нем для наглядности сплошной линией соединены рассчитанные по (4) значения  $V_f$  при экспериментальных  $p$  и соответствующих им  $E_0 = E_0$ . На рис. 5 сплошной линией показана зависимость  $V_f = f(E_0)$  при  $p = 200$  Тор, также построенная по (4). Видно, что и она не входит в противоречие с экспериментом.

Таким образом, можно считать, что (4) адекватно описывает физическую реальность в рассматриваемом диапазоне изменений  $p$  и  $E_0$  и подтверждает допущения, принятые при ее выводе. Она констатирует, что для малых  $E_0$ , когда преобладает диффузный механизм роста шнуров, при значениях  $p$  около  $100$  Тор  $V_f \approx 10^5$  см/с. Это и констатируется в подавляющем большинстве опытов. Кроме того, при малых  $E_0$  величина  $V_f$  очень слабо зависит от  $E_0$  и  $\lambda$  и растет приблизительно пропорционально  $\sqrt{p}$ . В относительно больших полях, когда начинает преобладать дрейфовый механизм роста плазменных каналов,  $V_f$  начинает существенно зависеть от  $E_0$  и  $\lambda$  и почти линейно растет с увеличением  $p$ . Подобная зависимость  $V_f$ , например, от  $\lambda$  отмечалась ранее в разделе 1.

Отметим, что дрейфовый член в сумме для  $V_f$  определяется только проекцией  $E_0$  на наиболее вероятное направление роста шнуров  $\eta = 1/\sqrt{3}$ . Можно предположить, что этот результат связан с тем, что поле в плазме на концах шнуров при их диаметре, существенно меньшем толщины скин-слоя, равно исходному. Дальнейшей проработки требует и выяснение физической сущности коэффициента  $\xi$ . Его значение, вычисленное из эксперимента, кажется разумным. По крайней мере, при нем, как и должно быть, внешнее поле на концах шнуров  $E_s > E_c$ . Действительно, если в пренебрежении диффузией, как принято в [17], положить  $\nu_i = \nu_a [(E_s/E_c)^{5.3} - 1]$ , то получим  $E_s/E_c = \sqrt[5.3]{\xi p + 1} \approx \sqrt[5.3]{0.8p}$ , т.е., например, для  $p = 100$  Тор  $E/E_c = 2.3$ , а для  $p = 420$  Тор  $E_s/E_c = 3$ . И тем не менее предположение о том, что для стимулированных разрядов эффективная частота ионизации на концах плазменных каналов не зависит от  $E_0$  и пропорциональна  $p^2$  ( $\nu_i = \nu_a \xi p = 1.6 \cdot 10^4 p^2$ ), является в наибольшей степени эвристичным из всех принятых допущений.

Результаты настоящего исследования по-прежнему находятся в противоречии с опубликованными в [8] данными зависимости  $V_f$  от  $p$ . Их основа продолжает оставаться неясной.

## Заключение

Таким образом, измерение скорости движения навстречу излучению границы шнурового и стримерного стимулированного СВЧ разряда показало, что она имеет существенный статистический разброс. Анализируя полученные результаты, удалось связать среднюю скорость фронта разряда с диффузным и дрейфовым механизмами роста составляющих его плазменных каналов. При этом первый из них существен в относительно малых полях, а второй — при больших. Получена полуэмпирическая формула для средней скорости фронта, которая определяет характер ее функциональной зависимости от уровня поля, его частоты и давления воздуха и позволяет в определенном диапазоне параметров количественно объяснить результаты большинства ранее выполненных аналогичных экспериментов.

### Список литературы

- [1] Грачев Л.П., Есаков И.И., Князев М.П. и др. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 7. С. 1353–1355.
- [2] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Федотов А.В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 149–154.
- [3] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 22. С. 34–39.
- [4] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 1. С. 74–88.
- [5] Богатов Н.А., Голубев С.В., Зорин В.Г. Аннотация докл. Всесоюз. совещания "ВЧ разряд в волновых полях". Горький, 1987.
- [6] Грицынин С.И., Косый И.А., Тарасова Н.М. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 15. С. 924–929.
- [7] Грицынин С.И., Косый И.А., Силаков В.П. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 4. С. 681–686.
- [8] Батанов Г.Н., Грицынин С.И., Косый И.А. и др. // Тр. ФИАН СССР. 1985. Т. 160. С. 174–203.
- [9] Богатов Н.А., Бродский Ю.Я., Голубев С.В., Грицынин С.И. и др. // Кр. сообщ. по физике. 1984. № 9. С. 32–35.
- [10] Бровкин В.Г., Колесниченко Ю.Ф. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 3. С. 55–58.
- [11] Бровкин В.Г., Быков Д.Ф., Голубев С.К. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 2. С. 153–157.
- [12] Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В., Сизыл С.В. // Кр. сообщ. по физике. 1985. № 4. С. 15–18.
- [13] Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В., Цыпленков В.В. // Препринт МРТИ АН СССР. № 9005. М., 1990. 14 с.
- [14] Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В., Цыпленков В.В. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 3. С. 411–415.
- [15] Двинин С.А. // Вестн. моск. ун-та. 1985. Сер. 3. Физика, Астрономия. Т. 26. № 6. С. 30–33.
- [16] Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. Волны электрического пробоя в ограниченной плазме. М.: Наука, 1989.
- [17] Лупан Ю.А. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 11. С. 2321–2326.
- [18] Ходатаев К.В. // Всероссийская конф. по физике плазмы. С.-Пб., 1993.