

## ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ЭЛЕКТРОФИЗИКА

УДК 533.9.03

**ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ, ИНИЦИИРУЮЩИЕ  
ОДНОЭЛЕКТРОДНЫЙ ПРОБОЙ  
В ДЛИННЫХ РАЗРЯДНЫХ ТРУБКАХ**

А. И. Шишпанов, В. В. Залетов, П. С. Бажин

*Экспериментально исследованы волны ионизации (ВИ) положительной полярности в нескольких запаянных разрядных трубках, содержащих неон при давлениях 0.6–15 Торр и помещенных в заземленный металлический экран. ВИ возникали на стадии развития одноэлектродного пробоя в условиях умеренных перенапряжений и относились к “медленным” волнам ионизации (скорости распространения  $10^5$ – $10^8$  см/с). Движение такой волны происходит с монотонной потерей скорости и величины электрического потенциала на фронте, свидетельствующих о ее значительном пространственном затухании. ВИ исследовались путем записи  $x$ - $t$  диаграмм, дополненными измерениями мгновенной скорости, потенциала на фронте и коэффициентов затухания при различных давлениях и амплитудах приложенного напряжения. Установлен экспоненциальный характер снижения с пройденным расстоянием потенциала и мгновенной скорости ВИ, причем масштабы снижения обеих величин не совпадают. Полученные результаты могут быть полезны при планировании экспериментов по пробоям в длинных трубках, моделировании волны ионизации, а также их технологическом внедрении.*

**Ключевые слова:** электрический пробой, волна ионизации, одноэлектродный газовый разряд, затухание волны ионизации.

---

Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, кафедра оптики, 198504 Россия, Санкт-Петербург, Петродворец, Ульяновская ул., 3; e-mail: a.shishpanov@spbu.ru.

*Введение.* Электрический пробой газа в длинных трубках и капиллярах в широком диапазоне условий протекает через формирование и прохождение волны ионизации (ВИ) [1–4]. ВИ рассматривают как уединенную волну ( $E$ -солитон [2]) электрического поля объемных и поверхностных зарядов на стенке трубки, которая, распространяясь по межэлектродному промежутку, производит ионизацию и возбуждение частиц газа. Волне напряженности поля соответствует фронт потенциала, распространяющийся в ту же сторону, а также пик свечения. ВИ распространяется от высоковольтного электрода (ВВЭ) к противоположному концу трубки (чаще всего заземленный электрод). За фронтом волны формируется плазменный канал, который соединяет его с ВВЭ и после достижения ВИ второго электрода устанавливает гальваническую связь между ними. В результате происходит перераспределение потенциала по разрядному промежутку, вызывающее возвратную ВИ, окончание распространения которой приводит к электрическому пробую. Предпробойная волна ионизации всегда распространяется от ВВЭ, при этом состояние или даже наличие низковольтного электрода не сказывается на ее формировании и движении. Связано это с тем, что отсутствие внешнего поля в части трубки не является препятствием для распространения через нее ВИ, поскольку она сама выступает источником поля, в котором протекает ионизация. Результаты многочисленных исследований ВИ в длинных трубках приведены в обзорах [1, 3, 4].

Большое количество работ посвящено изучению зависимостей средней скорости волны от амплитуды и скорости роста приложенного напряжения, геометрии разрядного устройства, сорта и давления газа. В общем случае для ВИ характерно движение с изменением скорости (нестационарные ВИ), которое легче наблюдать для медленных волн ионизации, скорости которых по порядку величины не превосходят  $10^8$  см/с. Они возбуждаются при сравнительно невысоком перенапряжении и низких давлениях газа. При высоких перенапряжениях возникают высокоскоростные волны ионизации (ВВИ), скорости которых могут достигать порядка  $10^{10}$  см/с [1].

Еще в первых работах подчеркивалась важность связи скорости ВИ и амплитуды ее потенциала ( $\varphi_w$ ), равной его максимальному значению на фронте волны. Во всех исследованиях наблюдалось монотонное снижение амплитуды потенциала ВИ с пройденным расстоянием (см., напр., [5]). Так, в работе [6] показано, что при распространении ВИ величина  $\varphi_w$  должна снижаться по причине конечной проводимости плазмы за фронтом. Этот эффект получил название “затухание амплитуды волны ионизации” и был исследован для ВВИ [1]. Обнаружено замечательное свойство: давление, при котором ВВИ движется с максимальной скоростью, отвечает минимуму ее затухания [1]. В той

же работе приведена одна из возможных эмпирических формул, связывающих  $\varphi_w$  с пройденным волной расстоянием ( $x$ ):

$$\varphi_w = \varphi_0 e^{-\alpha x}, \quad (1)$$

где  $\varphi_0$  – начальный потенциал ВИ,  $\alpha$  – коэффициент затухания. Этот закон был использован авторами работы [7] при анализе распространения ВВИ в экранированной трубке с учетом ее отражений от концов разрядного промежутка. Они также отметили, что при невысоких напряжениях минимум коэффициента затухания может наблюдаться при давлениях меньших, чем то, при котором наблюдается максимум скорости. По величинам коэффициентов затухания и разрядного тока оценивалась плотность электронов за фронтом ВВИ [8].

Затухание медленных ВИ, вызывающих пробой в длинных трубках при низком давлении, на сегодняшний день не имеет должного описания. Они отличаются по ряду признаков от ВВИ, но при этом сохраняют большинство их свойств и могут рассматриваться в качестве перспективного источника плазмы для технологических приложений. Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению нестационарных медленных ВИ, возникающих при одноэлектродном пробое длинных трубок [9], который имеет целый ряд преимуществ для экспериментального изучения ВИ. Такой пробой происходит при подключении к цепи только одного из электродов разрядной трубки.

*Эксперимент.* Исследования проводились в нескольких разрядных трубках с длинами от 40 до 80 см и диаметром 1.5 см, содержавших неон при давлениях от 0.6 до 15 Торр. Каждая трубка имела два цилиндрических электрода из молибдена, края которых были закрыты керамическими кольцами для предотвращения распыления металла и загрязнения стенки. Трубки помещались в заземленный экран из фольги, выполненный в виде цилиндра диаметром 6 см с продольным разрезом, в котором свободно перемещались два емкостных делителя напряжения, регистрировавших ВИ в разных точках трубки. Прямоугольные импульсы возбуждающего напряжения положительной полярности имели длительность 0.5–1 мс и подавались с частотой 1–2 Гц и амплитудой до 4.5 кВ.

Сохранение начальных условий в каждом разрядном импульсе, основным из которых является напряжение ВВЭ ( $U_0$ ), было важным требованием в эксперименте. При его выполнении ВИ, возникающие в разных импульсах, оказывались идентичными друг другу. Это позволило строить  $t-x$  и  $v-x$  диаграммы, используя лишь один смещаемый вдоль трубки регистрирующий прибор. Последний представлял собой пару калиброванных емкостных датчиков [10], скрепленных вместе на расстоянии 3.8 см (достаточного,

чтобы взаимная емкость датчиков не сказывалась на форме сигналов). Также конструкционно было достигнуто малое характерное время датчика (5 нс), обеспечившее высокое временное разрешение сигналов, создаваемых ВИ.

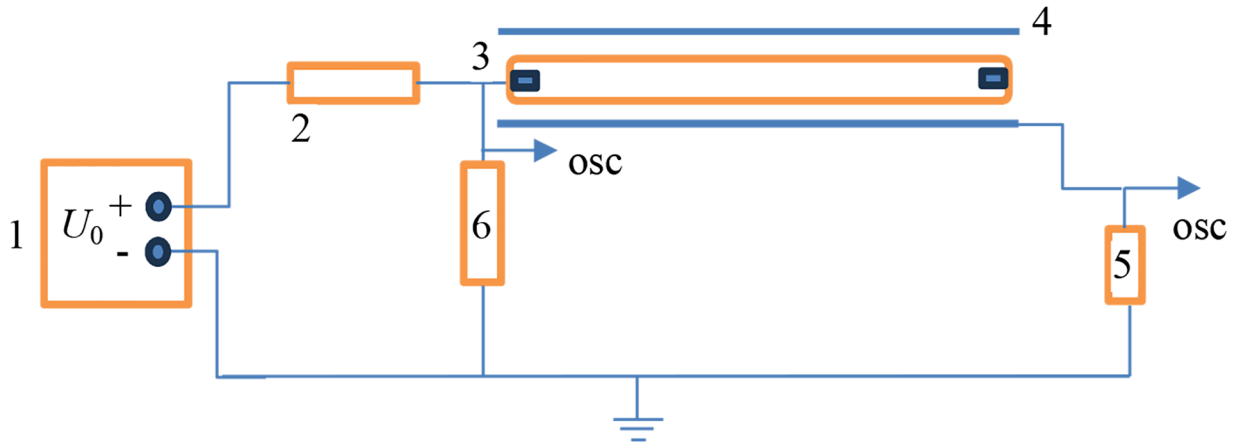


Рис. 1: Блок-схема экспериментальной установки: 1 – генератор прямоугольных импульсов напряжения, амплитудой  $U_0$ , 2 – ограничительный резистор, 3 – разрядная трубка, 4 – заземленный цилиндрический экран, 5 – измерительный шунт, 6 – компенсированный высоковольтный делитель напряжения.

Условие постоянства напряжения на ВВЭ достигалось следующим образом. Низкая частота импульсов приводила к большим временам запаздывания формирования ВИ (до 0.1 мс), превосходящих длительность фронта напряжения ( $\sim 1$  мкс), в результате чего большинство пробоев происходило в тот момент, когда напряжение уже имело постоянный уровень, равный амплитуде импульса. На рис. 1 приведена упрощенная электрическая схема установки. Подробное описание эксперимента можно найти в [9].

По сдвигу осциллограмм сигналов с емкостных делителей измерялось время ( $t_w$ ) прохождения волной малого участка (3.8 см) на различных расстояниях от ВВЭ (рис. 1). Измерения производились по задержке фронтов сигналов на уровне, отвечающему половине высоты либо по смещению их максимумов. Калибровка датчиков позволила по их сигналам восстанавливать зависимость  $\varphi_w(t)$  в разных точках трубки. В итоге строились зависимости от  $x$  для величин  $t_w$ ,  $\varphi_w$ , мгновенной скорости ВИ  $v_w$  и амплитуды сигнала датчика  $u_m$ , из которых анализировалась реакция ВИ на изменение параметров эксперимента: напряжения ВВЭ и давления газа.

*Результаты экспериментов.* Протекание одноэлектродного пробоя в экранированной трубке имеет ряд особенностей. При распространении ВИ и в отсутствие стацио-

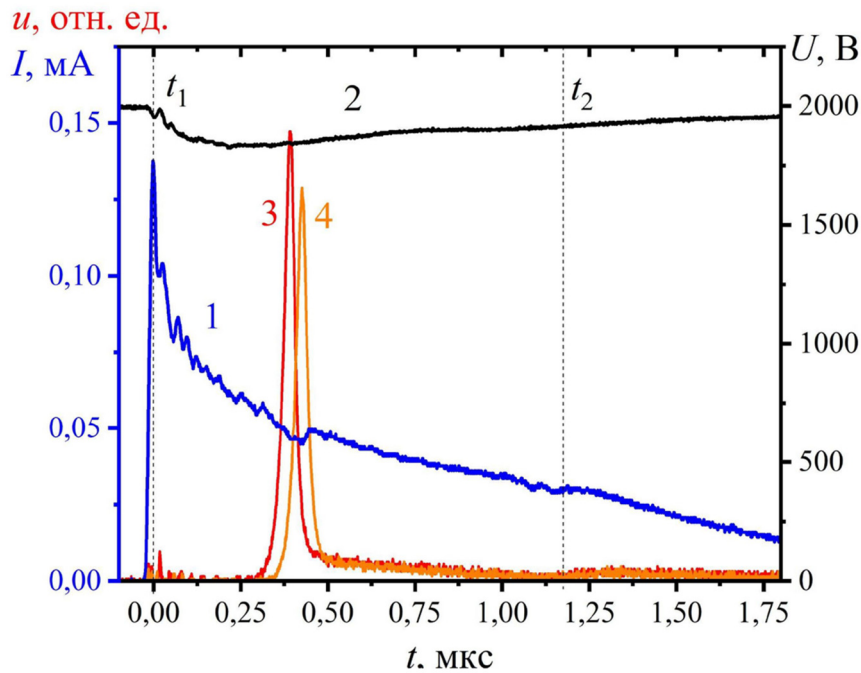


Рис. 2: Осциллограммы напряжения на высоковольтном электроде – 2 ( $U$ ), силы тока в экране – 1 ( $I$ ), а также сигналов пары датчиков – 3, 4 ( $u$ ), расположенных в 30 и 33.8 см от ВВЭ. Моменты времени формирования и достижения противоположного конца трубки ВИ отмечены на осциллограммах как  $t_1$  и  $t_2$ , соответственно. Неон,  $p = 1$  Торр,  $U_0 = 2$  кВ.

нарного разряда ток в цепи ВВЭ замыкается током смещения на окружающий трубку экран, поэтому далее оба тока будут отождествляться. Ток одноэлектродного пробоя регистрируется в виде двух всплесков: при появлении ВИ и заднем фронте импульса напряжения. Всплеск тока на заднем фронте также связан с образованием волн ионизации, механизм образования и распространения которых отличается от предпробойных, но в этой работе мы оставим их без внимания. Подробнее о ВИ этого типа см. [9, 11].

Осциллограммы на рис. 2 иллюстрируют поведение напряжения ВВЭ и тока одноэлектродного пробоя, а также приведенные в этом же масштабе сигналы емкостных делителей. Ток характеризуется резким передним фронтом, переходящим в максимум, примерно соответствующему образованию ВИ, и затянутым задним фронтом. Длительность токового импульса определяется временем распространения ВИ и временем установления распределения потенциала вдоль трубки после достижения волной противоположного электрода. Напряжение ВВЭ, напротив, демонстрирует спад в мо-

мент образования ВИ и в дальнейшем изменяется согласно закону  $U(t) = U_0 - I(t)R_b$ , где  $U$  и  $I$  – напряжение и ток в цепи ВВЭ (анода),  $R_b$  – ограничительное сопротивление.

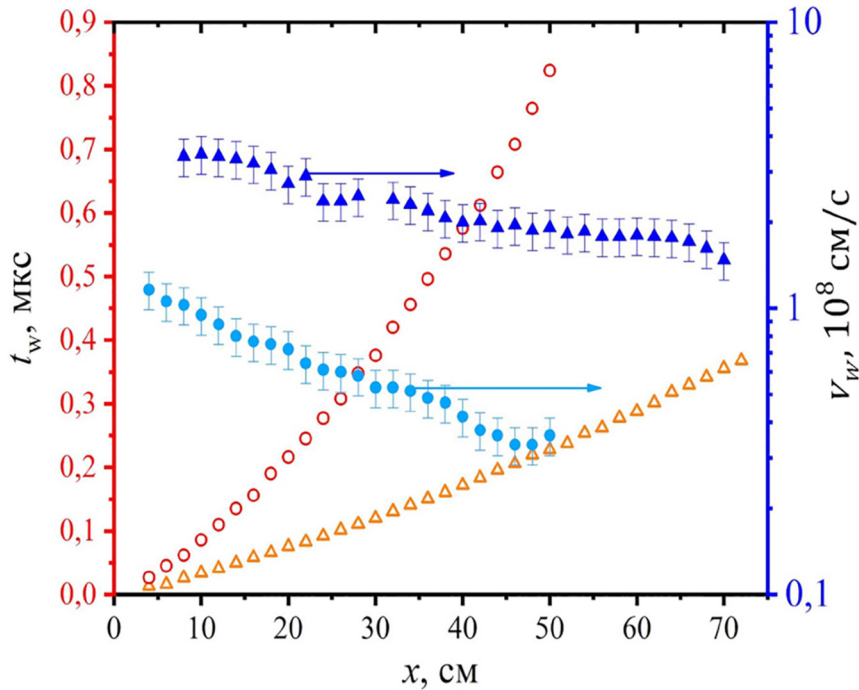


Рис. 3: Графики зависимостей времени движения и мгновенной скорости ВИ от пройденного ВИ расстояния.  $U_0 = 3$  кВ,  $\Delta$  и  $\blacktriangle$  –  $p = 1$  Торр,  $\circ$  и  $\bullet$  –  $p = 15$  Торр.

На рис. 3, 4 представлены результаты измерений при давлениях 1 и 15 Торр. Мгновенная скорость ВИ, амплитуда потенциала на ее фронте и максимум сигнала емкостного датчика монотонно снижаются в процессе распространения волны. Обнаружено, что характер этого снижения приблизительно экспоненциальный (аналогично формуле (1)), что видно из близкого к линейному ходу соответствующих зависимостей, построенных в полулогарифмическом масштабе. Также видно, что пространственные масштабы снижения этих величин отличаются друг от друга. Но при этом, как следует из рис. 5, они подчиняются следующему правилу: масштаб снижения амплитуды сигнала емкостного датчика в пределах погрешностей измерений равен сумме масштабов снижения потенциала и мгновенной скорости:  $k = \alpha + \lambda$ . Постановка эксперимента такова, что зависимости  $t_w(x)$  и  $v_w(x)$  получены из независимых измерений. Таким образом, параметр пространственного снижения скорости ВИ ( $\lambda$ ) можно дополнительно определить из аппроксимации  $t$ - $x$  диаграммы решением соответствующего дифферен-

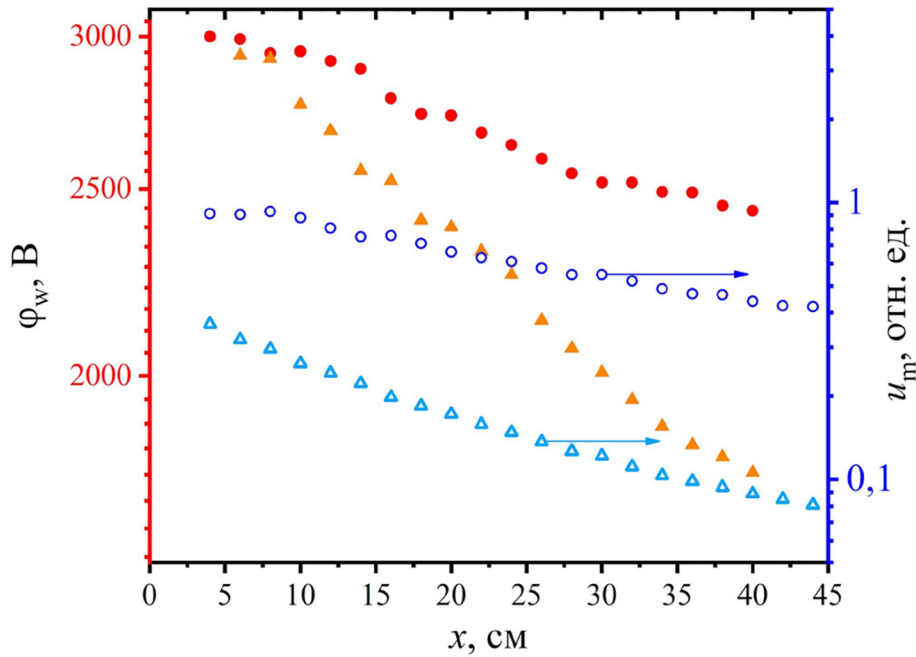


Рис. 4: Графики зависимостей амплитуд сигнала емкостного датчика и восстановленного потенциала от пройденного ВИ расстояния.  $U_0 = 3$  кВ,  $\circ$  и  $\bullet$  –  $p = 1$  Торр,  $\Delta$  и  $\blacktriangle$  –  $p = 15$  Торр.

циального уравнения, возникающего из соотношения типа (1) для скорости ВИ:

$$t_w(x) = (v_0\lambda)^{-1} \exp(\lambda x) + t_0, \tag{2}$$

где  $v_0$  – начальная скорость ВИ,  $t_0$  – постоянная интегрирования. Обе аппроксимации дали очень близкие результаты для параметра  $\lambda$ , что еще раз косвенно подтверждает справедливость зависимости типа (1) для скорости ВИ. Обнаруженное поведение ВИ воспроизводилось в разных разрядных трубках, при этом величины всех трех показателей ( $k, \lambda, \alpha$ ) монотонно увеличивались с ростом давления и удовлетворяли правилу суммы.

*Обсуждение результатов.* Установленные закономерности затухания ВИ положительной полярности в длинных экранированных разрядных трубках при постоянном напряжении одноэлектродного пробоя связаны с характером изменения вдоль траектории ВИ физических величин, определяющих ее распространение. Одной из них является напряженность электрического поля в области фронта ВИ. Оценим поведение пикового значения ее продольной составляющей на основе полученных результатов. Его можно связать с измеренными значениями мгновенной скорости и амплитуды сигнала емкост-

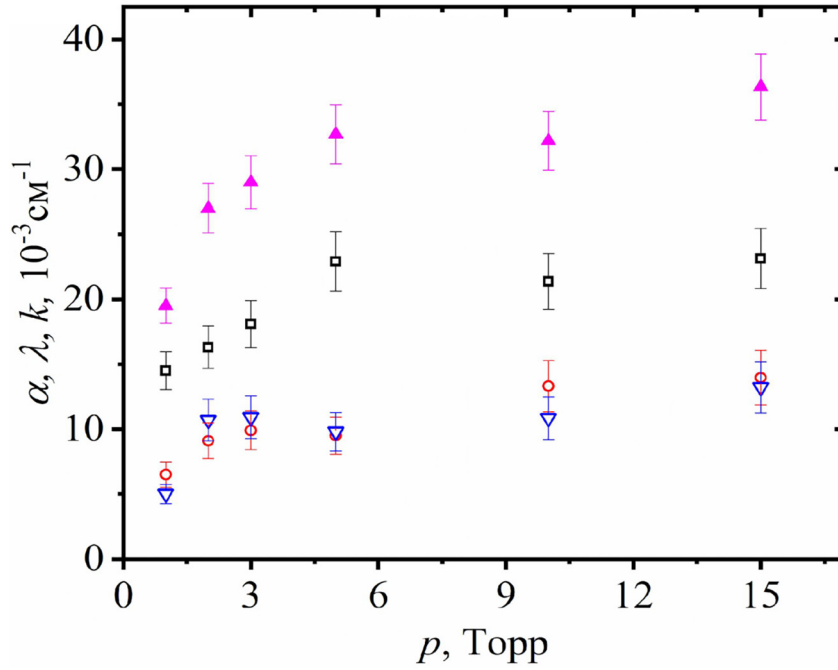


Рис. 5: Графики зависимостей от давления показателей пространственного снижения амплитуды потенциала ВИ ( $\alpha$ ) –  $\circ$ , мгновенной скорости ВИ ( $\lambda$ ) –  $\square$ , амплитуды сигнала емкостного датчика ( $k$ ) –  $\blacktriangle$  и разности  $k-\lambda$  –  $\nabla$  при  $U_0 = 3$  кВ.

ного датчика, в предположении того, что датчик воспринимает изменение во времени “усредненного” по сечению трубки потенциала плазмы. Из физического принципа работы датчика следует, что его сигнал пропорционален скорости изменения электрического потенциала под контактной площадкой, тогда для амплитуды сигнала справедливо:

$$u_m = K \left( \frac{d\varphi_w}{dt} \right)_m \approx -K v_w \left( \frac{d\varphi_w}{dx} \right)_m = K v_w E_m, \quad (3)$$

где  $K$  – калибровочный коэффициент датчика,  $E_m$  – пиковое значение продольной составляющей напряженности электрического поля на фронте ВИ. Знак минус перед производной потенциала по координате означает, что с увеличением расстояния до ВВЭ потенциал на фронте ВИ снижается. Из формулы (3), а также полученных в эксперименте зависимостей для амплитуды сигнала емкостного датчика  $u_m = u_0 \exp(-kx)$  и мгновенной скорости ВИ  $v_w = v_0 \exp(-\lambda x)$  следует, что  $E_m$  также снижается вдоль оси трубки экспоненциально, причем с масштабом  $k-\lambda = \alpha$ , что отражено в формуле (4):

$$E_m = K^{-1} u_0 v_0^{-1} e^{-(k-\lambda)x} \approx E_0 e^{-\alpha x}. \quad (4)$$



Соотношение (4), по-видимому, возникает как следствие закона затухания (1), справедливость которого была ранее установлена эмпирически для ВВИ. Теоретическое обоснование подобной зависимости было дано на основе модели распространения волны потенциала по передающей линии с распределенными параметрами, которое, однако, хорошо работает только в случае высокой предыонизации разрядного промежутка. Для ВИ, распространяющихся по деионизованному газу, построение подобных моделей имеет принципиальные затруднения. Несовпадение показателей  $k$ ,  $\lambda$  и  $\alpha$  указывает на то, что мгновенная скорость ВИ определяется также и состоянием плазмы за фронтом, а не только законом (4). В то же время обнаруженное правило их сложения может оказаться полезным при исследовании ВИ. С одной стороны, оно позволяет находить коэффициенты затухания без трудоемких измерений амплитуды потенциала или напряженности поля ВИ. Так как измерения мгновенной скорости ВИ, а также амплитуды сигнала датчика являются прямыми и потому более точными, чем процедура восстановления потенциала. С другой стороны, полученные соотношения свидетельствуют о том, что мгновенная скорость ВИ связана степенной зависимостью с амплитудой потенциала. Действительно, выражая экспоненциальные множители из зависимостей от пройденного расстояния для потенциала на фронте ВИ и ее мгновенной скорости, приходим к соотношению (5):

$$\frac{v_w}{v_0} = \left( \frac{\varphi_w}{\varphi_0} \right)^{\frac{\lambda}{\alpha}}. \quad (5)$$

С учетом того, что начальная скорость ВИ определяется приложенным напряжением, которое совпадает с  $\varphi_0$ , соотношение (5) однозначно выражает связь мгновенной скорости и амплитуды потенциала в заданной точке траектории ВИ. В заключение отметим, что совокупность таких данных крайне важна в первую очередь при технологическом внедрении ВИ в качестве импульсного источника плазмы с хорошо воспроизводящимися характеристиками.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Л. М. Василяк, С. В. Костюченко, Н. Н. Кудрявцев, И. В. Филюгин, УФН **164**(3), 263 (1994). DOI: 10.1070/PU1994v037n03ABEH000011.
- [2] А. Н. Лагарьков, И. М. Руткевич, ТВТ **21**(6), 1053 (1983).
- [3] Э. И. Асиновский, Л. М. Василяк, В. В. Марковец, ТВТ **21**(3), 577 (1983).
- [4] Ю. З. Ионих, Физика плазмы **46**(10), 928 (2020). DOI: 10.1134/S1063780X20100049.

- [5] K. Takashima, I. Adamovich, U. Czarnetzki, Plasma Chemistry and Plasma Processing **32**, 471 (2012). DOI: 10.1007/s11090-012-9377-9.
- [6] W. P. Winn, Journal of Applied Physics **38**, 783 (1967). DOI: 10.1063/1.1709413.
- [7] H. E. B. Andersson, R. C. Tobin, Physica Scripta **9**(1), 7 (1974). DOI: 10.1088/0031-8949/9/1/001.
- [8] Л. М. Василяк, Ю. М. Токунов, ТВТ **32**(4), 483 (1994).
- [9] A. I. Shishpanov, P. S. Bazhin, D. O. Ivanov, A. V. Meschanov, Plasma Research Express **2**(1), 015012 (2020). DOI: 10.1088/2516-1067/ab7e83.
- [10] A. V. Klochko, S. M. Starikovskaya, Z. Xiong, M. J. Kushner, Journal of Physics D: Applied Physics **47**(36), 365202 (2014). DOI: 10.1088/0022-3727/47/36/365202.
- [11] С. А. Калинин, М. А. Капитонова, Р. М. Матвеев и др., Физика плазмы **44**(11), 870 (2018). DOI: 10.1134/S1063780X18110053.

Поступила в редакцию 22 февраля 2024 г.

После доработки 28 мая 2024 г.

Принята к публикации 29 мая 2024 г.