

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ**



*имени
П.Н. Лебедева*

Ф И А Н

ПРЕПРИНТ

23

А.В.ШЕЛОБОЛИН, Е.В. ЛОГИНОВ

**ДИАГНОСТИКА УЕДИНЕННЫХ ВОЛН
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ГАЗОВ**

МОСКВА 2003

А.В.Шелоболин, Е.В. Логинов

Диагностика уединенных волн электрического пробоя газов

Аннотация

Рассматриваются характеристики уединенных волн электрического пробоя газов, которые можно использовать для экспериментальной диагностики. Из анализа результатов экспериментов, опубликованных ранее, делается вывод, что указанные волны есть бризеры уравнения синус-Гордон. На базе этого вывода намечается качественная модель описания и других волн электрического пробоя.

1. Введение

В работе [1] были сформулированы основы новой плазменно-волноводной (ПВ) модели электрического пробоя газов (ЭПГ). Предполагалось, что на предварительном этапе между электродами формируется ионизованный цилиндрический канал, плазменный волновод, по которому затем под действием излучения источника, расположенного в приэлектродном слое, и распространяется волна пробоя. Обычно лавинный пробой считается волной заряда, а стримерный и лидерный рассматриваются как волны потенциала, что затрудняет реализацию традиционного для всех разделов физики искушения записать единое уравнение, справедливое для всех волн ЭПГ, не смотря на их внешние различия. В этом случае удалось бы устранить один из главных недостатков существующих моделей ЭПГ, мозаичность.

При построении такого уравнения нельзя полагаться только на математическую фантазию, пренебрегая дисциплинирующим действием эксперимента. Большинство моделей волн ЭПГ, наиболее полный обзор которых дан в [2], предполагает фронтальный механизм их распространения. При этом очевидно, что для сравнения с экспериментом необходима регистрация элементарных процессов на фронте волны, а соответствующими экспериментальными данными явились бы прямые измерения температуры и плотности ионизации в самой волне ЭПГ и окружающем ее пространстве при обеспечении необходимого пространственного и временного разрешения. Оценки значений этих параметров как в рамках традиционной модели, так и в рамках ПВ-модели [1] не позволяют надеяться на быстрое решение этой проблемы в связи с возникающими на этом пути принципиальными физическими и техническими трудностями. Соответственно прямое доказательство справедливости традиционных моделей ЭПГ на сегодня отсутствует.

В отличие от них ПВ-модель предполагает участие в процессе ЭПГ всего межэлектродного промежутка и соответственно предполагает необходимость учета фазовых эффектов. Кроме того, она допускает возможность при выборе основного уравнения ЭПГ обойтись методами диагностики характеристик волны по ее скорости и пространственной форме. В [1] были намечены принципы такой диагностики. Ниже на базе этой диагностики предпринимается попытка связать динамику распространения волны ЭПГ и ее форму с решениями нелинейных волновых уравнений, которые совместно с дисперсионными характеристиками волноводов и намечается положить в основу всех явлений ЭПГ.

2. Скорость и форма волны ЭПГ

В работе [3] сообщалось о регистрации волн электрического пробоя воздуха при инициировании длинной лазерной искрой. При этом наблюдались уединенные волны, названные первичными и двигавшиеся с уникально малыми постоянными скоростями, что позволило провести достаточно надежное их покадровое фотографирование.

В рамках ПВ-модели процесс ЭПГ рассматривался как распространение электромагнитной волны в плазменном волноводе. Дисперсионные характеристики таких волноводов, т.е. зависимости собственных частот от величины волнового вектора $\omega(k)$ как для электронных [4], так и для ионно-звуковых волн [5] представляют собой непрерывные нелинейные зависимости. Следовательно в линейном приближении волнового уравнения фазовая и групповая скорости волны ЭПГ могут непрерывно меняться в процессе ее распространения, если природа волны не связана с краевой задачей Коши. На эксперименте при постоянном внешнем напряжении отмечена относительная стабильность скорости лавины [6;7;8] и ионно-звуковой волны [3], но непрерывное изменение скорости стримера и лидера [2;9;10]. При этом для лавины, значение скорости почти линейно зависит от напряжения, приложенного к промежутку [6;7;8], а для ионно-звуковых волн условия эксперимента [3] не позволили установить жесткую корреляцию в этом вопросе.

Кроме того, в эксперименте [3] уединенная ионно-звуковая волна, имевшая форму цилиндра с длиной, равной диаметру, имела провал яркости, перпендикулярный ее оси и расположенный в ее середине. Аналогичный провал имела и лавина Аллена-Филлипса [8], если рассматривать ее как уединенную волну с релаксирующим хвостом. Следует, однако, отметить, что в основу традиционной модели ЭПГ положена форма лавины Ретера [7], не имеющая такого провала.

Для объяснения этого противоречия необходимо указать, что при получении фотографий лавин в камере Вильсона выдержка кадра определяется временем жизни пересыщенного пара, дающего регистрируемый след. По-видимому, в экспериментах Ретера это время было существенно больше, чем в экспериментах Аллена и Филлипса, что привело не только к диффузионному исчезновению указанного выше провала яркости, но и к поперечному уширению лавины на порядок. К сожалению, попытки авторов [6] вызвать Ретера на дискуссию по вопросу поперечного размера лавины не встретили понимания.

Объяснить стабильность скорости уединенной волны ЭПГ и ее форму в линейном приближении волнового уравнения в рамках ПВ-модели невозможно. Это следует из того, что линейное приближение, во-первых, не дает надежных предпосылок для формулировки краевой или начальной задачи, из которой бы вытекала стабильность скорости волны. Во-вторых, согласно [12] уединенные волны могут возникать либо в линейной недиспергирующей среде в форме волновых пакетов, либо в нелинейной диспергирующей, т.е. в линейном приближении волнового уравнения на дисперсионной характеристике среды должен существовать участок, где фазовая и групповая скорость волны одинаковы. Для цилиндрических плазменных волноводов [4;5] это условие выполняется в длинноволновом приближении, но эти скорости для электронной

волны близки к скорости света, а для ионно-звуковой волны близки к скорости звука, что заведомо не выполняется на эксперименте [3;8].

3. Предпосылки применения нелинейных уравнений

При теоретическом анализе процессов в плазме нелинейное волновое уравнение формулируется либо для возмущенной компоненты электронной плотности [13], либо для потенциала [4;11]. Не смотря на то, что связь между этими параметрами устанавливается уравнением Пуассона, при диагностике волны возникает вопрос, чем прежде всего определяется пространственная структура энерговыделения в волне, плотностью заряда или квадратом производной по координате от потенциала. Учитывая существование связи и между этими параметрами, следует, однако, указать, что диагностику пространственной формы волны удобнее проводить, опираясь на волновое уравнение для потенциала, поскольку в этом случае предварительный математический анализ возможных процессов связан с дифференциальными, а не интегральными операциями. Необходимым условием допустимости такого описания является потенциальность волны, что выполняется для продольных волн в плазменных волноводах [4].

При формулировке нелинейного волнового уравнения используется и чисто математический подход, когда к первым двум стандартным членам уравнения добавляется нелинейный член, который математически определяет возможность получения решения в виде уединенной волны. В предположении относительно слабой нелинейности среды волновое уравнение сводится к уравнению Кортевега де Вриза (КдВ) или нелинейному уравнению Шредингера (НУШ)[2;4;13;14]. В предположении сильной нелинейности волновое уравнение сохраняет свою линейную часть, а нелинейная добавка математически моделирует производную от формы некой ямы в пространстве соответствующего потенциала [11;15;16]. При таком подходе выбор объекта для физического приложения математической модели возлагается на экспериментатора.

Уравнение КдВ допускает решение в виде двух и более солитонов, но их скорости пропорциональны амплитудам, что противоречит эксперименту [3;8]. Применение односолитонного решения будет подробно рассмотрено ниже. Из других солитонообразующих уравнений интерес представляют уравнение Клейна-Гордона, уравнение синус-Гордон (СГ) и НУШ. Поскольку в экспериментах ЭПГ наблюдаются как уединенные, так и неуединенные волны, то уравнение должно давать на фазовой плоскости как финитные так и инфинитные траектории, а это в свою очередь означает конечность глубины соответствующей потенциальной ямы. В связи с этим уравнение Клейна-Гордона следует признать неприемлимым для описания волн ЭПГ, т.к. его потенциальная яма не ограничена по глубине [16].

Вот почему ниже при анализе экспериментальных данных будут рассмотрены односолитонное решение КдВ-уравнения для потенциала, солитонное решение НУШ и бризер СГ-уравнения. При этом предполагается, что пространственная структура энерговыделения, регистрируемая на эксперименте, определяется квадратом производной по координате от потенциала. Различие между солитоном и уединенной волной ниже не делается. Анализ решений соответствующих нелинейных уравнений будет производиться в безразмерных координатах, как это принято в теории солитонов. Подобный подход не снижает

прикладную ценность полученных результатов, если основную диагностическую характеристику удастся сформулировать как отношение параметров одинаковой размерности. В противном случае переход к физическим координатам легко произвести из размерных соотношений.

4. Анализ структуры КдВ-волны

Применимость уравнения КдВ к плазменным объектам теоретически обоснована лишь для спектров акустического типа, имеющих вид $\omega(k) = ck - cr_D^2 k^3$, где c - скорость ионного звука, нелинейно зависящая от потенциала, r_D - дебаевский радиус экранирования. Однако это не может служить ограничением применимости этого уравнения для среды с заведомо неизвестными параметрами. Так в [14] на базе этого уравнения анализировалась волна ЭПГ типа лидера, что по скорости распространения плохо согласуется с ионно-звуковыми волнами в плазме.

Применимость КдВ-уравнения к анализу данных эксперимента [3] также может вызвать сомнения, поскольку скорость КдВ-волны должна быть близка к скорости ионного звука [4;13;15], а в [3] были зарегистрированы скорости волн, значительно меньшие ионно-звуковых, соответствующих как атомарным, так и молекулярным ионам воздуха. И лишь предположение о существовании комплексных ионов в среде позволяет качественно обосновать допустимость применения КдВ уравнения в данном случае.

Уравнение КдВ для потенциала u , ориентируясь на [4;15], запишем в виде:

$$u_t + cu_x + cr_D^2 u_{xxx} = 0 \quad (1).$$

Здесь нижние индексы u обозначают соответствующие производные по времени t и по координате x . При анализе эксперимента [3;8] пространственная одномерность (1) не является отрицательным фактором. Наоборот, эксперимент [3] в силу относительно низких технических требований к аппаратуре может служить базой при моделировании других явлений, описываемых с помощью (1). Основной недостаток КдВ-уравнения в форме (1) в приложении к ПВ-модели связан с отсутствием диссипативного члена и члена, описывающего функцию действия внешнего источника. Ниже предполагается, что влияние этих членов достаточно слабое и существенно не отражается на фундаментальных свойствах КдВ-волны, описываемых с помощью (1). Такое допущение является приемлемым для КдВ-волн, сохраняющих свою скорость постоянной.

Солитонное решение (1), ориентируясь на [15], можно записать так:

$$u(x,t) = \frac{3v/c}{ch^2 [0,25\sqrt{v/c}(x-vt)]} u_0 \quad (2).$$

где v - скорость волны; u_0 - параметр потенциала начальной или краевой задачи, приведшей к возбуждению волны.

Взяв производную от (2) по бегущей фазе и возводя ее в квадрат, получим картину пространственного энерговыделения при фотографировании с бесконечно малой выдержкой.

$$(u_x)^2 = 2,25v^3 u_0^2 F(x) \quad (3).$$

Дальнейший анализ связан с имеющей два максимума $F(x)$ и описываемой выражением:

$$F(x) = \frac{ch^2 x - 1}{ch^6 x} \quad (4).$$

График этой функции, а также структура потенциала, соответствующего ей, представлены на Рис.1. Расстояние между ее максимумами $2x_0$ полностью определяется (1) и не зависит от сдвига Δ_C всего изображения, связанного с конечностью выдержки кадра τ . При этом $2x_0 = \ln \left[\frac{\sqrt{3} + 1}{\sqrt{3} - 1} \right] \approx 1,317$. Полная ширина на уровне интенсивности, равной половине максимальной, определяется как $\Delta = \Delta_0 + \Delta_C$. Собственная ширина определяется из (4) $\Delta_0 \approx 2,29$, а ширина, связанная со сдвигом картины за время выдержки кадра τ будет $\Delta = 1,317 \frac{v\tau}{2X_0}$, где $2X_0$ - расстояние между максимумами волны, измеряемое экспериментально на объекте.

Основной характеристикой при идентификации КдВ-волны является отношение:

$$\frac{\Delta}{2x_0} = \frac{2,29}{1,317} + \frac{v\tau}{2X_0} = 1,74 + \frac{v\tau}{2X_0} \quad (5).$$

Дополнительной диагностической характеристикой может служить контраст K , т.е. отношение интенсивности в максимуме волны к интенсивности в минимуме, которое определяется только Δ_C и в упрощенной модели при сложении двух волн (4), сдвинутых на Δ_C , величину контраста в интервале $0,2 < \Delta_C < 0,6$ можно с точностью не хуже 5% аппроксимировать выражением:

$$K = \Delta_C^{-1} (0,649 + 7,91 \exp(-6,08\Delta_C)) \quad (6).$$

Вспомогательный характер понятия контраста связан с тем, что продольная волна ЭПГ переносит заряд, который может существенно исказить амплитудные соотношения пространственной картины поля. На сегодня этот вопрос теоретически не разработан, однако по мере его решения выражение (6) и соответствующее значение K , полученное на эксперименте, можно будет использовать для оценки величины переносимого заряда.

5. Анализ структуры солитона НУШ

Нелинейное уравнение Шредингера обычно [4] применяется для плазменных объектов, имеющих спектры оптического типа, т.е. $\omega(k) = \omega_0 + \beta k^2$, где $\beta = const$, ω_0 - некоторая собственная частота объекта. При этом допускается, что ω_0 зависит от потенциала волны, т.е. $\omega(k) = \omega_{00} + \alpha_0 |u|^2$. В этом случае НУШ можно записать так [4]:

$$iu_t - \omega_{00}u - \alpha_0 |u|^2 u + \beta u_{xx} = 0 \quad (7).$$

Тогда солитонное решение (7) будет [15]:

$$u(x,t) = a \frac{\sqrt{\frac{2\omega_{00}}{\alpha_0}} \exp(i[0,5bx - (0,25b^2 - a^2)t])}{ch[a(x - bt)]} \quad (8),$$

где $a(\beta)$ и $b(\beta)$ - константы.

При фотографировании волны с бесконечно малой выдержкой кадра выражение (8) предполагает несколько почти эквидистантных корней для $u(x)$, $u_x(x)$ и $u_x^2(x)$. Подробное исследование соответствующих трансцендентных уравнений подтверждает это. Однако качественно очевидно, что структурно (8) есть движение с постоянной скоростью модулирующего амплитуду гиперболического секанса относительно синусоиды, а потому при покадровой регистрации их взаимная разность фаз при переходе от кадра к кадру должна меняться по линейному закону. Эквидистантность корней позволяет сравнивать теорию с экспериментом на качественном уровне, а при его выполнении второе обстоятельство - на количественном уровне.

6. Анализ структуры бризера СГ-волны

Случаи применения уравнения синус-Гордон к плазменным объектам неизвестны, однако это не может служить поводом для пренебрежения этим уравнением. Для ПВ-модели ЭПГ наиболее приемлемой является запись СГ-уравнения для потенциала u в форме Бишопа [17]:

$$u_{tt} - c^2 u_{xx} + \omega_0^2 \sin u + \gamma_t = \lambda E(t) \quad (9).$$

Здесь c - характерная скорость для системы, т.е. скорость света для электронной волны или скорость звука для ионно-звуковой волны; ω_0 - собственная частота системы. Примечание, сделанное выше относительно одномерности (1), справедливо и здесь. К этому можно добавить, что диссипативный член γ_t в случае плазмы не вполне адекватно отражает процессы затухания волн в плазме. Отсутствие расшифровки структуры функции источника $\lambda E(t)$ объясняется недостатком экспериментальной информации на современном

этапе. Для рассматриваемой задачи интерес представляют двухсолитонные фундаментальные решения СГ-уравнения: бризер и пара кинк-антикинк, которые получаются при учете в (9) лишь первых трех членов. Аналитическое выражение для потенциала пары кинк-антикинк таково [16]:

$$u(x,t) = 4\text{arctg} \left[\exp \left(\pm \frac{\omega_0(x-vt)}{c\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) \right] \quad (10).$$

В (10) знак (+) соответствует кинку, а (-) антикинку. Поскольку эта пара не является устойчивой модой (9), то в рассматриваемой задаче она представляет лишь иллюстративный интерес как возможный вариант развития волны ЭПГ после разрыва устойчивой моды, именуемой бризером. Потенциал бризера можно записать так [18]:

$$u(x,t) = 4\text{arctg} \frac{\text{tg}\theta \sin[(t+t_0)\cos\theta]}{\text{ch}(x\sin\theta)} \quad (11),$$

где θ - параметр задачи; $0 < \theta < 0,5\pi$, t_0 - начальная фаза процесса.

Бризер отличается от всех других уединенных волн тем, что он дышит, т. е. расстояние между максимумами производной (11) по координате может изменяться в процессе развития волны ЭПГ. При этом главной задачей, стоящей перед экспериментатором, является выбор временных параметров диагностики бризера. Очевидно, что, если частота дыхания бризера велика, т.е. существенно превышает частоту покадровой съемки и величину обратную выдержки кадра τ , или, если частота дыхания бризера мала, т.е. существенно меньше указанных величин, то положение максимумов бризера при переходе от кадра к кадру изменяться не будет. В первом случае это обеспечивается за счет усреднения картины по времени фотографирования, а во втором - за счет мгновенности процесса фотографирования.

Если же частота дыхания бризера сравнима с частотой покадровой съемки, но меньше величины обратной выдержки кадра, то эксперимент позволяет определить ее. Предпосылки такой возможности вытекают из (11), если под амплитудой бризера понимать $\text{tg}\theta$, под частотой - $\cos\theta$, а под волновым числом - $\sin\theta$. Очевидная тригонометрическая связь между этими величинами усиливает эти предпосылки. Если взять производную по координате от (11) и возвести ее в квадрат, то получим пространственную структуру бризера в предположении бесконечно малой выдержки кадра.

$$(u_x)^2 = 16C^2 \sin^2 \theta \frac{sh^2(x\sin\theta)}{[C^2 + ch^2(x\sin\theta)]^2} \quad (12),$$

где $C = \text{tg}\theta \sin[(t+t_0)\cos\theta]$.

Выражение (12) имеет минимум при $x = 0$ и два максимума, определяемые из:

$$sh^2(x \sin \theta) - 1 = tg^2 \theta \sin[(t + t_0) \cos \theta] \quad (13),$$

Хотя выражение (13) не вполне корректно, поскольку при его выводе не было произведено усреднение процесса дыхания бризера за время выдержки кадра, оно может служить первым приближением при анализе экспериментальных данных с последующим учетом этого усреднения как погрешности входных данных. Поскольку при анализе конкретного эксперимента в (13) следует восстановить физическую нормировку, т.е. ввести пространственный и временной масштабы X и T , сделав переход $x \rightarrow x/X$ и $t \rightarrow t/T$, то для вычисления параметров дыхания бризера необходимо иметь не менее четырех денситограмм, соответствующих четырем различным соседним кадрам. Возникающую при этом систему уравнений удобно записать так:

$$\begin{aligned} sh^2\left(x_{01} \frac{\sin \theta}{X}\right) - 1 &= tg^2 \theta \sin^2 \left[(t_0 - 1,5\tau) \frac{\cos \theta}{T} \right] \\ sh^2\left(x_{02} \frac{\sin \theta}{X}\right) - 1 &= tg^2 \theta \sin^2 \left[(t_0 - 0,5\tau) \frac{\cos \theta}{T} \right] \\ sh^2\left(x_{03} \frac{\sin \theta}{X}\right) - 1 &= tg^2 \theta \sin^2 \left[(t_0 + 0,5\tau) \frac{\cos \theta}{T} \right] \\ sh^2\left(x_{04} \frac{\sin \theta}{X}\right) - 1 &= tg^2 \theta \sin^2 \left[(t_0 + 1,5\tau) \frac{\cos \theta}{T} \right] \end{aligned} \quad (14)$$

где x_{0i} - половина расстояния между максимумами на денситограмме i -го кадра.

Система (14) без учета погрешностей входных данных x_{0i} и τ решения не имеет, так как это решение сводится к нахождению синусоиды, проходящей через четыре точки, заданные с погрешностью, в то время как она имеет лишь три степени свободы: амплитуду, частоту и начальную фазу. Вот почему решение (14) и оценка погрешностей полученных результатов есть единая неразделяемая математическая задача. Выбор начала отсчета времени, как это записано в (14) позволяет, исключая t_0 , записать:

$$\frac{sh^2\left(x_{04} \frac{\sin \theta}{X}\right) - sh^2\left(x_{01} \frac{\sin \theta}{X}\right)}{sh^2\left(x_{03} \frac{\sin \theta}{X}\right) - sh^2\left(x_{02} \frac{\sin \theta}{X}\right)} = 1 + 2 \cos\left(2\tau \frac{\cos \theta}{T}\right) \quad (15).$$

Выражение (15) представляет собой линию типа $\frac{\cos \theta}{T} = f\left(\frac{\sin \theta}{X}\right)$. Три и более таких линий ограничивают участок соответствующей плоскости, определяя

решение и его погрешность. Поскольку количество указанных линий равно $\frac{(N-2)(N-3)}{2}$, где N - количество соседних анализируемых кадров, то необходимо выполнить условие $N > 5$. Если же учесть, что некоторые из этих линий могут не пересекаться, то реально следует принимать $N = 6 - 7$. При этом очевидно, что при фиксированной погрешности входных данных погрешность результата вычислений по (14) будет падать с увеличением N .

8. Анализ эксперимента

Этот анализ начнем с результатов [3], а затем попытаемся распространить и на [8]. На Рис.2 представлены продольные денситограммы уединенной волны, полученной в [3] и соответствующие зависимости 1 Рис.4 той работы. Указанные здесь временные параметры кадров обозначают середину момента выдержки кадра относительно старта процесса, задаваемого длиной лазерной искры. Выдержка всех кадров и временной интервал между кадрами $\tau = 4$ мкс, средняя скорость волны $v = 3,2 \cdot 10^4$ см/с. На всех кадрах направление движения волны справа налево от анода-трубы к катоду-игле. Правые максимумы свечения отражают динамику прианодного слоя. Горизонтальные масштабы на всех денситограммах одинаковы. Вертикальные масштабы незначительно различаются, для того чтобы на каждом кадре вместились амплитуда и приэлектродного свечения. Указанный на Рис.2а абсолютный масштаб имеет погрешность 15%.

Предварительный качественный анализ этих денситограмм казалось бы свидетельствует в пользу НУШ-волны, так как только она допускает существование нескольких максимумов перед фронтом волны, наблюдающихся на отдельных денситограммах (Рис.2а). Однако следует сразу отметить неэквидистантность крайних максимумов относительно двух средних. Это обстоятельство свидетельствует о том, что передние максимумы не входят в уединенную волну, а отражают интерференционную картину, строящуюся в плазменном волноводе перед этой волной. В пользу такой гипотезы свидетельствует также то, что передние максимумы незначительно превышает шумы регистрирующей аппаратуры и надежно проявляются не на всех денситограммах. В связи с этим к уединенной волне следует отнести только два центральных максимума. Волны же, возникающие между анодом-трубой и этой волной, близки ей по амплитуде и пространственной структуре и потому имеют ту же природу.

Сравнение зарегистрированной волны с КдВ-волной с использованием выражения (5) может быть проведено с погрешностью около 30%. Из анализируемых семи кадров, соответствующих 34-ой, 38-ой, 42-ой, 46-ой, 50-ой, 54-ой и 58-ой микросекундам после старта процесса, лишь первые три в пределах указанной погрешности согласуются с (5), что свидетельствует не в пользу КдВ-волны. Однако главный качественный результат, вытекающий из Рис.2, состоит в том, что волна дышит, т.е. расстояние между ее максимумами при переходе от кадра к кадру заметно изменяется. Это является главным свидетельством в пользу бризера СГ-уравнения. Кроме того дышат также приэлектродный слой и расстояние между уединенной волной и электродом, т.е. движение бегущей волны является не поступательным, а поступательно-колебательным. Фазы дыхания бегущей волны на первом этапе после ее возникновения можно характеризовать формулой "вдох-выдох-вдох".

Кроме того следует отметить, что на начальном этапе развития уединенной волны, соответствующего первому "вдоху" передний максимум ниже заднего, а после "выдоха" это соотношение меняется на противоположное (см. Рис.2а,б,в). Это не только является дополнительным свидетельством в пользу бризерной природы волны, но и отражает процесс перетекания в его объеме переносимого заряда.

Для количественной диагностики бегущей волны пригодными оказались первые семь кадров, два из которых приведены на Рис.2а,б, но в расчете параметров бризера по (14) учитывались все семь кадров. На последующих кадрах накопленный заряд сильно искажал пространственную картину бризера, так что один из максимумов регистрировался на уровне, незначительно превышающем шумы пленки, основание волны сокращалось приблизительно вдвое, а между уединенной волной и катодом, к которому она двигалась, возникал светящийся канал, ток на бризер (см.Рис.2г и [3]). Приблизительно втрое увеличивалась и частота дыхания бризера, что не позволяло при выбранной частоте съемки проводить количественный анализ параметров уединенной волны на конечном этапе ее развития. В целом на конечном этапе развития бризера его, повидимому, уже нельзя рассматривать на базе фундаментального приближения уравнения (11).

В результате анализа первых семи кадров по методике описанной выше, были получены значения $t_0=17,9$ мкс; $T=2,77$ мкс (5%); $X=0,088$ см (16%); $\theta=1,17$ (2%). В скобках указаны относительные погрешности, полученные по описанной методике. Приведенная погрешность величины X , определяется погрешностью перекалибровки при переходе от данных денситограмм к объекту.

Параметр t_0 определяется началом отсчета времени, выбранного при решении системы (14). В данном случае начало отсчета времени совпадало с 46-ой микросекундой после старта процесса, задаваемого длинной лазерной искрой. В случае совпадения начала отсчета времени в (14) со стартом процесса значение t_0 могло бы характеризовать время формирования бризера. Однако из [3] вытекает, что наблюдаемый момент старта бризера определяется условиями фокусировки лазерного излучения в межэлектродном промежутке и соответственно временем формирования приэлектродного слоя. Кроме того в [3] не контролировался предимпульс лазерного излучения, что приводило в отдельных экспериментах к возникновению слабого локального свечения в промежутке еще до процесса мощного оптического пробоя. Оба эти обстоятельства не позволяют из результатов [3] надежно выделить время формирования бризера, но дальнейшее совершенствование эксперимента вполне позволяет это сделать и провести сравнение полученных результатов.

Найденное здесь значение параметра T отличается почти в три раза от периода собственного продольного колебания, указанного в [3], что можно связать с некоторыми различиями в условиях обоих экспериментов. Параметр X почти на порядок меньше характерного размера уединенной волны. Однако отношение $\frac{X}{T} = 3,17 \cdot 10^4$ см/с (16%) в пределах указанной погрешности совпадает со средней скоростью волны, определенной ранее. Эту величину можно сравнить с

минимальной скоростью ионного звука в газовой плазме [3]. При этом $c = \sqrt{\frac{T_e}{M}}$, где T_e - температура электронов, M - масса иона. С учетом того, что необходимым условием возникновения ионно-звуковой волны является $T_e \geq 6T_i \approx 6T_0$ [4] ($T_0 = 300^\circ K$), можно получить:

$$c \geq \frac{3,87 \cdot 10^5}{\sqrt{A}} \text{ [см/с]} \quad (16),$$

где A - молекулярный вес иона.

Если в качестве основной ионной компоненты рассматривать молекулярные ионы кислорода ($A = 32$), то из (16) $c \geq 6,8 \cdot 10^4$ см/с, что превышает скорость волны более, чем в два раза.

Применение разработанной методики к работе [8] затруднено по двум причинам. Во-первых, в [8] приведено всего лишь три кадра развития волны ЭПГ, а во-вторых они получены в различных экспериментах, что может привести к различным значениям в них параметра разности фаз t_0 . Тем не менее и из приведенных кадров представляется очевидным, что расстояние между максимумами волны ЭПГ заметно изменяется при переходе от кадра к кадру, что свидетельствует в пользу бризерной природы лавинной стадии ЭПГ. Для получения количественных параметров необходимо повторить эксперимент [8] на современном уровне с регистрацией структуры волны в одном опыте. Кроме того, полученная в работе [8] зависимость скорости лавины от приложенного поля, аппроксимируется в пределах экспериментальной погрешности не линейной функцией, а сочетанием линейной и синусоидальной функций. Это обстоятельство также косвенно свидетельствует в пользу бризерного механизма лавинного пробоя газов и подтверждает необходимость постановки указанных экспериментов.

9. Выводы

Опираясь на полученные результаты, на подобие дисперсионных характеристик электронных и ионно-звуковых плазменных волноводов, а также на то, что фундаментальными решениями СГ-уравнения являются кинк, бризер и мода непрерывного спектра [17], можно предложить следующий сценарий развития процесса ЭПГ:

- 1) В межэлектродном промежутке формируется плазменный волновод;
- 2) От катода стартует лавина, являющаяся бризер-волной;
- 3) В середине промежутка она может разорваться на кинк и антикинк с возбуждением фундаментальной моды непрерывного спектра СГ-уравнения и переходом на другую поперечную моду плазменного волновода, что соответствует лавинно-стримерному переходу;
- 4) Развитие же стримера или лидера от электрода есть сочетание кинка с модой непрерывного спектра;
- 5) Шаровую молнию и приэлектродные процессы типа коронного разряда следует рассматривать как неподвижный бризер СГ-уравнения.

Пункт 3) этой схемы допускает двойственную трактовку, т.е. бризер после распада может образовывать связанную пару кинк-антикинк как это описывается в

[19]. Такую пару можно рассматривать как потенциальную яму (или потенциальный барьер) на относительно гладком профиле распределения потенциала между катодом и анодом. Соответственно энергетически более выгодным становится развитие кинка и моды непрерывного спектра мимо этой пары. На Рис.3, соответствующем [3], приводятся кадры, иллюстрирующие именно эту ситуацию.

Список использованной литературы

1. Шелоболин А.В. Плазменно-волноводная модель электрического пробоя газов. Физика плазмы, 2003, том 29, N2, стр.187.
2. Дьяков А.Ф., Бобров Ю.К., Сорокин А.В., Юргеленас Ю.В. Физические основы электрического пробоя газов. Москва. Издательство МЭИ. 1999.
3. Шелоболин А.В. Длинная лазерная искра и электрический пробой газов. Физика плазмы, 2000, том 26, N4, стр.346.
4. Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Лекции по электродинамике плазмopodobных сред. Москва. Издательство МГУ. 1999.
5. Кондратенко А.Н. Плазменные волноводы. Москва. Атомиздат. 1976.
6. Мик Дж. и Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. Москва. Издательство иностранной литературы. 1960.
7. Ретер Г. Электрические лавины и пробой в газах. Москва. Мир. 1968.
8. Allen K.R., Phyllips K. Proc. Roy. Soc., 274 A, p.19, 1963. Имеется перевод в [7].
9. Руденко Н.С., Сметанин В.И. ЖЭТФ, 67, вып.1(7), стр.146. 1971.
10. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ, 1997.
11. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.:Атомиздат. 1979.
12. Scott A.C., Chu F.Y.F., McLaughlin D.W. Proc. IEEE 61, p.1443, 1973. Имеется перевод: ТИИЭР, т.61, N61, 1973.
13. Икези Х. Солитоны в действии. Под ред. К.Лоннгрена, Э.Скотта. М.:Мир. 1981. С.163
14. Jureka H. and Barreto E. J. Appl. Phys. 53(5), p.3481, 1982.
15. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. "Мир". Москва. 1988.
16. Абдуллаев Ф.Х., Хабибуллаев П.К. Динамика солитонов в неоднородных конденсированных средах. Ташкент. Издательство "ФАН". 1986.
17. Бишоп А. Солитоны в действии. Под ред. К.Лоннгрена, Э.Скотта. М.:Мир. 1981. С.72.
18. Мак-Лафлин Д., Скотт Э. Солитоны в действии. Под ред. К. Лоннгрена, Э.Скотта. М.: Мир. С.210.
19. Karpman V.I. Physics Letters. 88A, N4, p.207, 1982.

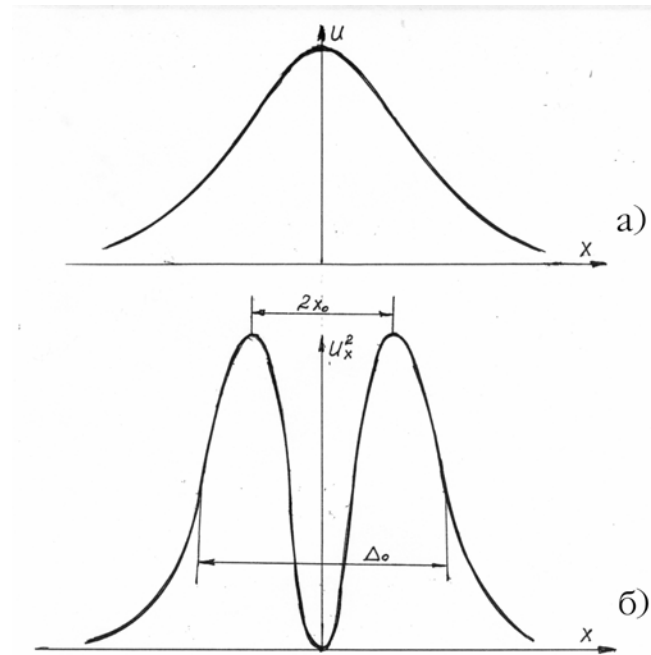


Рис. 1 Пространственная структура потенциала КдВ-волны (а) и пространственная структура ее энерговыведения (б).

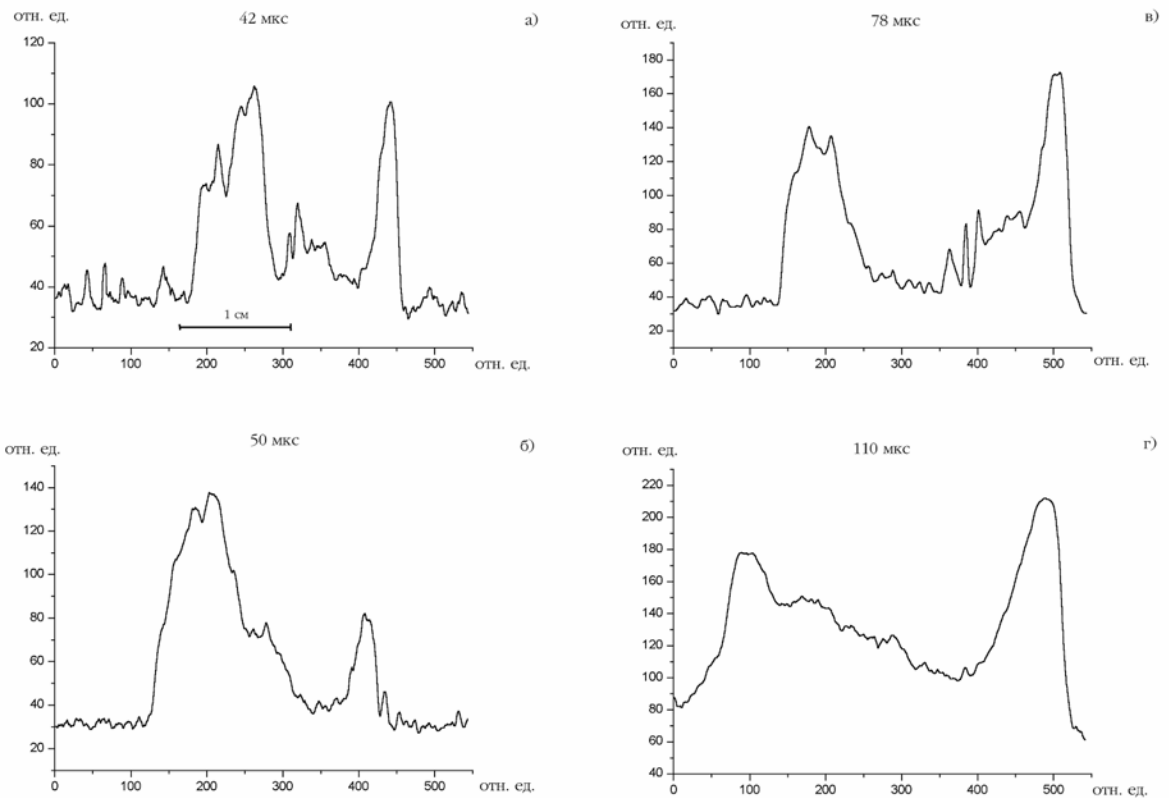


Рис. 2 Продольные денситограммы волны ЭПГ

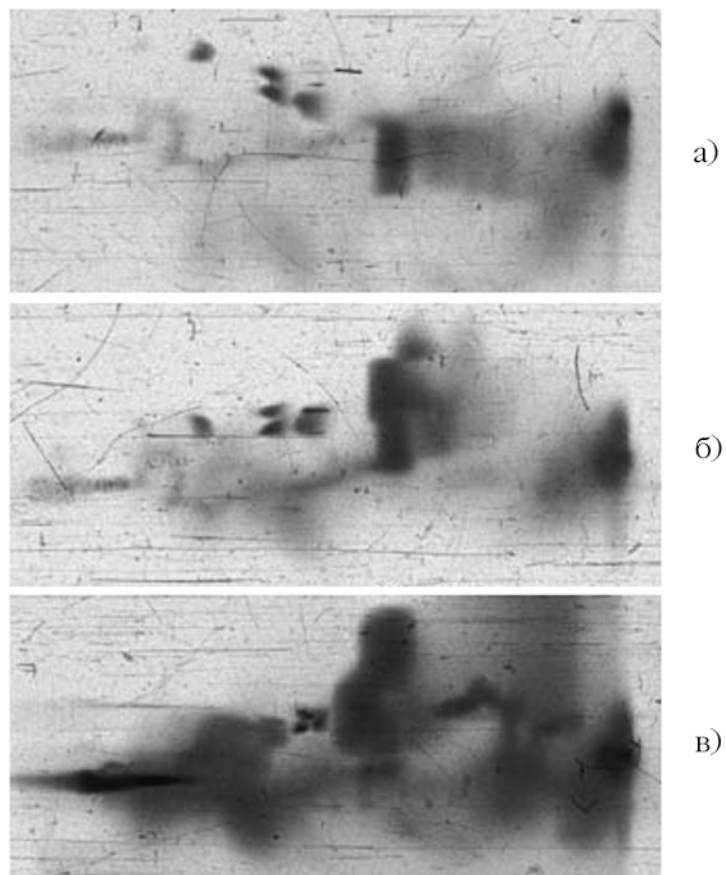


Рис. 3 Эволюция бризера ЭШГ на конечной стадии развития:
а) ток на бризер с катода-иглы(110 мкс);
б) распад бризера на связанную пару кинк-антикинк(114 мкс);
в) параллельный пробой через бризер и мимо него(122 мкс).