

УДК 535.2; 537.2; 539.12

## МАССА ПОКОЯ СТРИМЕРА И ЕГО ПРЕДЕЛЬНАЯ СКОРОСТЬ

Г. В. Склизков, А. В. Шелоболин

*На базе нелинейной плазменно-волноводной модели электрического пробоя газов рассматриваются эксперименты по получению нейтронов в электроразрядных процессах. Из анализа этих процессов устанавливается нижняя граница массы стримера  $\sim 10^{-23}$  г и существование верхней предельной скорости распространения стримера на уровне  $\sim 10^9$  см/с.*

**Ключевые слова:** электрический пробой газов, генерация нейтронов, масса стримера.

Эксперименты по получению нейтронов в процессе развития волн электрического пробоя газов (ЭПГ) [1–3] поставили новые вопросы к теории распространения волн ЭПГ. На сегодня нет удовлетворительной теории процесса генерации нейтронов в электроразрядных явлениях, однако этот процесс, рассмотренный на базе солитонной теории ЭПГ, представляет интерес в вопросе о том, какова верхняя предельная скорость стримера, какова его масса покоя и насколько можно теоретически трактовать солитоны ЭПГ как подобие элементарных частиц.

Разница в шесть порядков по энергии ионизации атома и энергии связи нуклона в ядре порождает принципиальные трудности при попытках объяснить получение нейтронов в процессах ЭПГ. Однако эти трудности можно связать и с тем, что традиционная модель ЭПГ противоречива, а потому не позволяет решать задачи данного типа. Она ставит в свою основу несколько механизмов ионизации молекул газа на вершине головки волны, а пространственно-временная эволюция плотности ионизации описывается с помощью уравнения непрерывности для плотности электронов. Уравнения, описывающие эти процессы, не отражают нижнее граничное значение для скорости волны ЭПГ, наблюдаемое экспериментально и равное  $10^7$  см/с [4]. В [4] показано, что любая модель ЭПГ, построенная на их базе, способна достигнуть согласования с экспериментом лишь при одном значении напряженности внешнего поля и скорости стримера на зависимости  $v(E)$ . Как правило, для стримера эти значения выбираются близкими к  $E \sim 10$  кВ/см

и к  $v \sim 10^8$  см/с. Для условий эксперимента, приводящих к отличиям от этих значений на порядок, не удастся экстраполировать достижения традиционной теории на новые эффекты, описанные в [1–3]. Попытки рассматривать процесс ионизации на фронте волны ЭПГ как нестационарный не дали заметного успеха [5]. При этом не удается преодолеть старые противоречия между теорией и экспериментом, прежде всего связанные с лавинно-стримерным переходом. Это не означает, что традиционную модель необходимо отбросить. Достоверность уравнений, положенных в ее основу, и математическая разработанность вопроса распространения волн ЭПГ на ее основе допускают ее дальнейшее применение, но лишь в окрестности указанной точки на зависимости  $v(E)$ .

Ниже при рассмотрении задачи генерации нейтронов в процессе ЭПГ будет использоваться нелинейная плазменно-волноводная модель (НПВМ) процесса продвижения волн ЭПГ, которая базируется на трех положениях, подкрепленных экспериментами [4]: 1) Все волны ЭПГ есть солитоны. 2) Они распространяются вдоль поверхности плазменных волноводов, образованных в предварительных процессах. 3) Уравнение движения солитона в указанных условиях есть уравнение синус-Гордон для электрического потенциала.

Первая попытка применения аппарата уединенных волн к волнам ЭПГ была предпринята в [6], однако там использовалось уравнение Кортевега де Вриза (КдВ), которое применимо для сред с малой диссипацией, где нелинейность среды компенсирует дисперсию. Такие же требования налагаются и на случай применения нелинейного уравнения Шредингера (НУШ). Различие между ними состоит лишь в типе имеющейся нелинейности среды [7]. Уравнение синус-Гордон [8], как это видно из (1), применимо для среды с периодическим потенциалом и допускает диссипацию, компенсируемую действием внешнего источника.

$$u_{tt} - c^2 u_{xx} + \omega_0^2 \sin u + \gamma u_t = \lambda E(t), \quad (1)$$

где  $c$  – характерная скорость процесса,  $\omega_0$  – собственная частота системы, члены  $\gamma u_t$  и  $\lambda E(t)$  характеризуют затухание и функцию источника, а нижние индексы потенциала  $u$  означают дифференцирование по времени  $t$  и по координате  $x$ . Уравнение (1) имеет два солитонных решения: бризер и пара кинк-антикинк. При этом бризер имеет форму:

$$u(x, t) = 4 \frac{\arctg[\operatorname{tg} \theta \sin[(t + t_0) \cos \theta]]}{\operatorname{ch}(x \sin \theta)}, \quad (2)$$

где  $\theta$  – параметр задачи ( $0 < \theta < 0.5\pi$ ),  $t_0$  – начальная фаза процесса.

А пара кинк-антикинк имеет вид:

$$u(x, t) = 4 \operatorname{arctg} \left\{ \exp \left[ \pm \frac{\omega_0(x - vt)}{c\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right] \right\}. \quad (3)$$

Это обстоятельство, а также структура одномерных решений уравнения синус-Гордон делает его применение для явлений ЭПГ предпочтительным. В [9] такая применимость была доказана экспериментально на базе сравнения параметров волны ЭПГ с выражением (2). На базе (2) и (3) в [10] была построена качественная картина перехода лавины в стример как переход бризерного решения в пару кинк-антикинк. Кроме того, теория уравнения синус-Гордон [8] вводит для кинкового решения понятие массы покоя и кинетической энергии  $W$  как:

$$W = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (4)$$

где  $m$  – масса покоя стримера,  $c$  – предельная скорость стримера,  $v$  – реальная скорость стримера.

Физических оснований для предположения, что  $c = c_0 = 3 \cdot 10^{10}$  см/с нет. Нижняя граница скорости стримера в рамках традиционной модели не устанавливается, а в рамках НПВМ связывается с тепловой скоростью электрона при нормальной температуре [4]. Верхняя граница скорости стримера до сих пор не была теоретически установлена ни в традиционной модели, ни в НПВМ, однако в рамках НПВМ ее существование является необходимым, что вытекает из (3) и (4).

Эксперименты в области стримерных лазеров [11, 12] показали, что скорость стримера в кристаллическом полупроводнике имеет то же значение, что и в окружающем его газе, а диаметр стримера в кристалле убывает на два порядка. Это дает экспериментальное основание предполагать, что скорость стримера имеет верхнее предельное значение, природа которого до сих пор неясна, хотя и существуют некоторые теоретические разработки в этом направлении [13]. Вот почему за основу в этом вопросе на нынешнем этапе исследований допустимо класть эксперимент, согласно которому при любых его условиях  $c \approx 10^9$  см/с. При этом следует отметить, что в [5] на основании оценок эта скорость дается на уровне  $(2 - 3) \cdot 10^9$  см/с.

Что же касается массы покоя стримера, то ранее [14] она была установлена на уровне  $3 \cdot 10^{-14}$  г, при рассмотрении процесса распада лавины на два стримера в середине межэлектродного промежутка. При этом в качестве исходного уравнения брался закон

сохранения энергии в этом процессе и предполагалось выполнение законов сохранения импульса, заряда и массы участвующих частиц.

$$2m \frac{v^2}{2} + \frac{q^2}{2R} = m \frac{(v + \Delta v)^2}{2} + m \frac{(v - \Delta v)^2}{2} + 2 \frac{(0.5q)^2}{2R}, \quad (5)$$

где  $v$  – скорость лавины в момент разрыва,  $\Delta v$  – приращение скорости каждого из стримеров,  $m$  – масса стримера,  $2m$  – масса лавины,  $q$  – заряд лавины в момент разрыва,  $R$  – радиус волны ЭПГ в момент разрыва.

Обработка (5) дает  $m(\Delta v)^2 = q^2/2R$ , что определяет массу стримера как:

$$m = \frac{q^2}{2R(\Delta v)^2}. \quad (6)$$

Главный недостаток (6) связан с тем, что величина порогового заряда  $q$ , приводящего к разрыву лавины, берется как эмпирический параметр, увязанный с другим эмпирическим условием равенства собственного поля лавины внешнему полю. Для поля волны, бегущей вдоль плазменного волновода, такое условие некорректно, так как амплитуда поля бегущей волны, как правило, на несколько порядков меньше, чем внешнее поле. Вот почему оценка, произведенная в [14] и давшая значение  $m = 3 \cdot 10^{-14}$  г, не может считаться надежной.

Естественно возникает вопрос физического смысла математически введенного в [8] понятия “масса стримера”. Что это, масса электронов, переносимых бегущей волной, или мера инертности солитона? Поскольку уравнение синус-Гордон успешно описывает перенос дислокаций в нейтральном кристалле, то второе определение представляется предпочтительным.

Из генерации нейтронов в электроразрядных процессах можно записать более надежный критерий для массы солитона, даже если мы не знаем, как энергия стримера перерабатывается в форму, приемлемую для расщепления ядра. При этом из закона сохранения энергии следует, что:

$$\Delta M c_0^2 + T = \frac{m c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (7)$$

где  $\Delta M$  – изменение массы частиц, участвующих в процессе генерации нейтрона,  $T$  – кинетическая энергия осколков деления.

Из (7) следует, что в пороговом режиме генерации при  $T \approx 0$  и в предположении, что один стример приводит к генерации одного нейтрона, должно выполняться условие  $\Delta M c_0^2 \geq m c^2$  или

$$m \leq \Delta M (c_0/c)^2. \quad (8)$$

На основании (8), заменив его на равенство, определим значение  $m$  для материалов, использованных в [1–3] в качестве катодов. Считая стример “элементарной частицей”, сведем данные по  $\Delta M$  и  $m$  в табл. 1, обозначая в ней стример в соответствии с (4) через  $W$ .

Т а б л и ц а 1

N	Реакция	$\Delta M, 10^{-3}$ аем	$\Delta M, 10^{-27}$ г	$\Delta M c_0^2, \text{МэВ}$	$m, 10^{-24}$ г
1	$W + {}^2\text{H}_1 \rightarrow {}^1\text{H}_1 + n$	2.38	3.96	2.22	3.56
2	$W + {}^3\text{H}_1 \rightarrow {}^2\text{H}_1 + n$	6.72	11.16	6.26	10.04
3	$W + {}^3\text{H}_1 \rightarrow {}^1\text{H}_1 + 2n$	9.11	15.12	8.48	13.60
4	$W + {}^{90}\text{Zr}_{40} \rightarrow {}^{89}\text{Zr}_{40} + n$	12.9	21.4	11.98	19.22
5	$W + {}^{48}\text{Ti}_{22} \rightarrow {}^{47}\text{Ti}_{22} + n$	12.48	20.73	11.63	18.66
6	$W + {}^{65}\text{Cu}_{29} \rightarrow {}^{64}\text{Cu}_{29} + n$	10.64	17.67	9.91	15.90
7	$W + {}^{56}\text{Fe}_{26} \rightarrow {}^{55}\text{Fe}_{26} + n$	12.02	19.97	11.20	17.97

Из этой таблицы можно сделать следующие выводы:

1) То, что в [1] и [2] генерация нейтронов была получена лишь на дейтерированном катоде, можно связывать с меньшим порогом реакции 1 по сравнению с реакциями 2 и 3 в данной таблице.

2) В [1] и [2] химически связанные с дейтерием цирконий и титан в ядерной реакции не участвовали, что следует из строк 4, 5.

3) То, что, несмотря на отсутствие в [3] дейтерия выход нейтронов там был выше, чем в [1, 2], следует связывать с конструктивными отличиями установки [3], обеспечивающей разгон стримера до более высокой скорости, чем в [1, 2], хотя дейтерий и мог присутствовать в качестве малой примеси в парах воды. Величина же полученной в [3] скорости стримера  $\sim 10^9$  см/с отвечает энергии переносимого им электрона порядка 250 эВ, что явно недостаточно для ядерных реакций. Вот почему и здесь требуется новый механизм генерации нейтронов.

4) Значение массы покоя стримера, как вытекает из двух нижних строк таблицы, следует оценивать на уровне  $(1-2) \cdot 10^{-23}$  г. Разумеется, в соответствии с примечаниями к (8) это значение является оценкой по порядку величины.

5) Поскольку в [3] количество тепловых нейтронов и нейтронов с энергией  $\sim 10$  МэВ примерно одинаково, то в целом объяснение этого ядерного процесса следует искать через механизм ядерного фотоэффекта, предполагая, что стримеры, поступающие на электрод, имеют некоторое распределение по скоростям, спадающее при возрастании

скорости и энергии, а в материале электрода проявляется ядерный гигантский резонанс. Однако для построения более определенной модели генерации нейтронов в электроразрядных процессах на сегодня не хватает экспериментальных данных и, прежде всего, *подробной* регистрации  $\gamma$ -излучения в диапазоне от 1 до 20 МэВ.

Таким образом в результате проведенного выше анализа следует принимать массу стримера на уровне  $m \approx (1 - 2) \cdot 10^{-23}$  г, а его предельную скорость как  $c \approx 10^9$  см/с.

При этом следует сделать следующие дополнительные замечания. Основной фундаментальной задачей при рассмотрении экспериментов [1–3] является вопрос о том, как энергия электромагнитного поля газового разряда преобразуется в форму, способную совершать ядерные реакции. Решение этой задачи следует искать как рассмотрение противоречий между указанными экспериментами и существующей теорией газового разряда. Первые шаги в этом направлении следует делать не из анализа явлений атмосферного электричества, где эксперимент является неуправляемым, а из анализа лабораторных экспериментов. Из них предпочтение следует отдавать [3], где был получен пусть очень грубый, но реальный энергетический спектр генерируемых нейтронов. Вопрос анализа надежности их регистрации, поднятый в [15], выходит за пределы этой работы, хотя в целом получение нейтронов в трех независимых работах [1–3] снимает сомнения в достоверности такого эксперимента.

Альтернативной приведенной выше модели трансформации энергии электромагнитного поля в энергию, характерную для ядерных процессов, может быть модель стохастического ускорения электронов, вызываемого случайным изменением фазы силы, действующей на электрон [16]. Ее рассмотрение выходит за пределы настоящей работы. Возможность участия в процессе генерации нейтронов убегающих ионов [17] представляется нам маловероятным. Хотя существование таких ионов и подтверждено экспериментально в [18], где была зарегистрирована скорость волны пробоя, близкая к тепловой скорости иона, но дальнейшее ускорение ионов прекращалось, когда этот процесс терял устойчивость при переходе ионной волны в электронную. При этом разряд переходит из искровой сильнонеравновесной фазы в дуговую, близкую к равновесной с температурой порядка нескольких электрон-вольт.

Развитие эксперимента [3], проведенное в [19], показало, что в разряде может присутствовать жесткое излучение с энергией фотона более 10 МэВ. Однако для выбора между солитонной и стохастической моделью желательно иметь диаграмму направленности генерируемых нейтронов. Если она будет иметь выделенное направление вдоль оси разряда, то следует отдать предпочтение солитонной модели, поскольку поляри-

зация бегущей волны поля солитона продольная. Если же она будет изотропна или иметь поперечную особенность, то следует отдать предпочтение стохастической модели. В любом из этих случаев полученные в данной работе оценки массы стримера и его предельной скорости будут полезны для дальнейшего развития анализа. Кроме того, в [19] экспериментально разрешен вопрос о задержке регистрации нейтронов относительно жесткого электромагнитного излучения. При этом можно сделать вывод, что при задержке порядка единиц наносекунд работает физика процесса генерации нейтронов, а задержку порядка сотен наносекунд следует связывать с замедлением полученных нейтронов в парафиновом слое, установленном перед детектором.

Работа выполнена по гранту РФФИ, проект № 17-02-00366.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, ДАН СССР **313**, 846 (1990).
- [2] М. И. Ломаев, Б. А. Нечаев, В. Н. Падалко и др., ЖТФ **82**, 126 (2012).
- [3] A. V. Agafonov, A. V. Bagulya, O. D. Dalkarov, et al., Phys. Rev. Lett. **111**, 115003 (2013).
- [4] А. В. Шелоболин, Инженерная физика **7**, 35 (2014).
- [5] Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман, УФН **160**(7), 49 (1990).
- [6] H. Jrenka and E. Varreto, J. Appl. Phys. **53**(5), 3481 (1982).
- [7] А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, *Лекции по электродинамике плазмopodobных сред* (М., изд-во МГУ, 1999).
- [8] А. Р. Бишоп, *Солитоны и физические возмущения*. В сб.: Солитоны в действии (М., Мир, 1981), с. 72.
- [9] A. V. Shelobolin, JRLR **25**(5), 440 (2004).
- [10] A. V. Shelobolin, In: *Horizons in Earth Science Research*. (Nova Science Pub. Inc., New York, 2011), vol. 3, p. 13.
- [11] Н. Г. Басов, А. Г. Молчанов, А. С. Насибов и др., ЖЭТФ **70**(5), 1751 (1976).
- [12] Г. А. Месяц, А. С. Насибов, В. Г. Шпак, Квантовая электроника **38**(3), 213 (2008).
- [13] М. А. Микаэлян, Краткие сообщения по физике ФИАН **44**(3), 46 (2017).
- [14] A. V. Shelobolin, J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, 6669 (2007).
- [15] L. P. Babich, Physical Review C **92**, 044602 (2015).
- [16] Л. Ф. Борисенко, Н. Г. Борисенко, Ю. А. Михайлов и др., Квантовая электроника **47**(10), 915 (2017).
- [17] T. Fulop and M. Landerman, PRL **111**, 015006 (2013).
- [18] А. В. Шелоболин, Физика плазмы **26**(4), 346 (2000).
- [19] A. V. Agafonov, V. A. Bogachenkov, A. P. Chubenko, et al., J. Phys. D: Appl. Phys., **50**, 165202 (2017); doi:10.1088/1361-6463/aa5dba

Поступила в редакцию 27 ноября 2017 г.