

03;04

О начальной стадии субнаносекундного импульсного пробоя газовых промежутков высокого давления

© С.И. Яковленко

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: syakov@kapella.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 1 ноября 2006 г.)

На основе модели размножения электронов фона получена временная зависимость ионизации, адекватно описывающая эксперименты по инициированию однородного высоковольтного субнаносекундного импульсного пробоя при давлении газа порядка десятков атмосфер и межэлектродном промежутке порядка миллиметра.

PACS: 51.50.+v, 52.80.Dy

Введение

В работах, подытоженных в обзорах [1–5], в связи с анализом механизма генерации мощных субнаносекундных электронных пучков в газах атмосферного давления рассмотрена также и начальная стадия субнаносекундного импульсного пробоя газовых промежутков. Естественно применить результаты [1–5] для описания механизмов инициирования высоковольтного импульсного пробоя при давлении газов порядка десятков атмосфер. Дело в том, что, хотя разрядники высокого давления широко используются при изготовлении электрофизической аппаратуры, исследование физики формирования импульсного пробоя в субнаносекундном диапазоне, как справедливо было отмечено в недавней работе [6], пока проведено недостаточно.

В работе [6] дана развернутая во времени фотография свечения пробоя газового промежутка с расстоянием между электродами порядка миллиметра, заполненного азотом при давлении порядка десятков атмосфер. Пробой наблюдался как ярко светящаяся вспышка, однородно заполняющая разрядный промежуток.

Кроме того, в [6] была рассмотрена теоретическая модель начальной стадии пробоя, которая, однако, представляется сомнительной, поскольку в ней используется максвелловское распределение электронов по скоростям и понятие джоулева нагрева. Поэтому ниже проведено рассмотрение начальной стадии пробоя в условиях экспериментов [6] на основе модели размножения электронов фона [1–5, 7–10].

Однородная модель ионизации

В работе [7] было обращено внимание на тот факт, что распространение разряда в плотном газе в ряде случаев определяется не переносом электронов или фотонов, а размножением уже имеющихся электронов малой фоновой плотности. Обычно наиболее интенсивное размножение имеет место вблизи проводящей поверхности

малого радиуса кривизны, где концентрируется электрическое поле, и это порождает волну размножения,двигающуюся в направлении против градиента модуля напряженности электрического поля.

Волна размножения электронов фона в неоднородном поле распространяется с конечной скоростью. В случае же однородного поля скорость волны размножения формально становится бесконечной, т. е. ионизация газа происходит сразу во всем промежутке. Ниже, ориентируясь на эксперименты [6], рассмотрим такую однородную модель ионизации.

Как известно, в начальной стадии размножения электронов, когда плазма еще не изменяет напряженность приложенного электрического поля E , основные па-

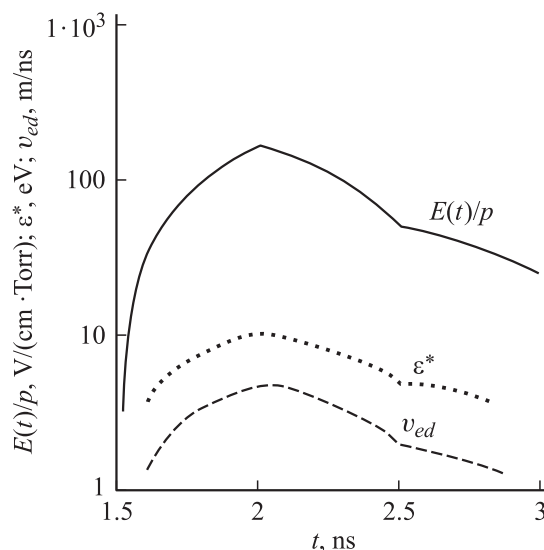


Рис. 1. Временная зависимость приведенной к давлению напряженности поля $E(t)/p$, средняя энергия ϵ^* и дрейфовая скорость электронов v_{ed} (вычислены как функции $E(t)/p$ по данным [1–5, 11]). Пиковая напряженность поля $E_0 = 2 \cdot 10^6$ В/см и плотность азота $N = 4 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$ ($p \approx 16$ атм) взяты из работы [6], форма импульса аппроксимирует данные рис. 3 работы [6], $N_{e0} = 1$ см $^{-3}$.

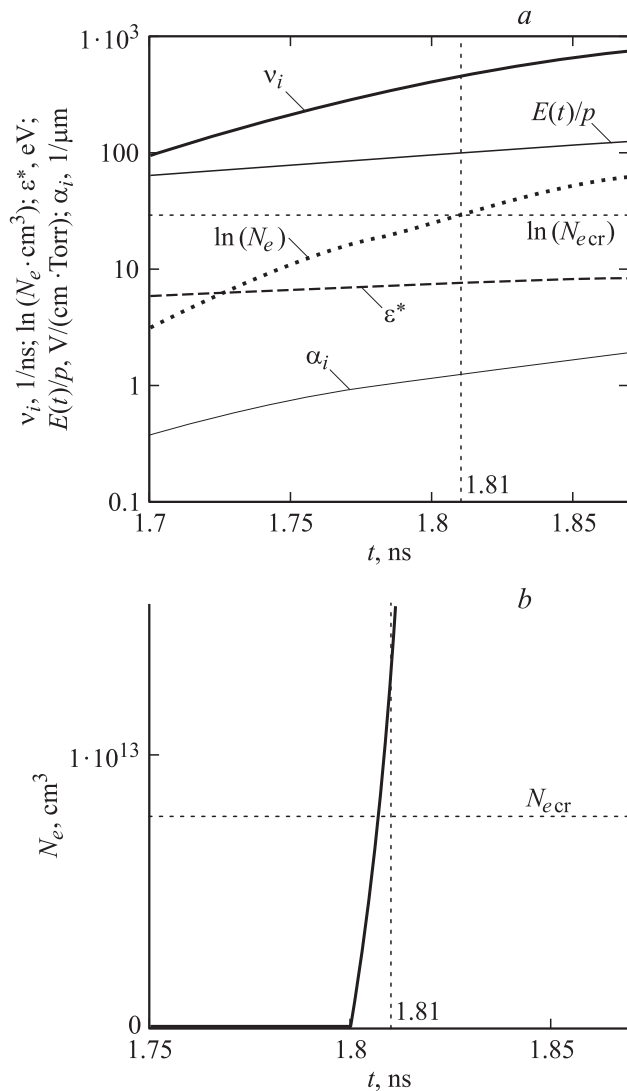


Рис. 2. Временная зависимость плотности электронов и характеристик ионизации в логарифмическом (а) и линейном (б) масштабе. Параметры те же, что для рис. 1.

параметры, характеризующие скорость ионизации среды, являются функциями приведенной к плотности газа N (или к давлению газа p) напряженности электрического поля E/p . Это позволяет по данным таблицы соответствующих параметров (см., например, [1–5,11]) вычислить среднюю энергию ϵ^* и дрейфовую скорость электронов v_{ed} , а также коэффициент Таунсенда α_i и частоту ионизации $\nu_i = \alpha_i v_{ed}$ как функцию времени t при заданной из эксперимента зависимости $E(t)$ (рис. 1).

Зная частоту ионизации $\nu_i(E)$, просто найти плотность электронов (рис. 2):

$$N_e(t) = N_{e0} \exp\left(\int_0^t \nu_i(E(t')) dt'\right),$$

где N_{e0} — начальная плотность электронов. Частота ионизации ν_i экспоненциально растет с ростом напря-

женности поля, а плотность электронов N_e экспоненциально растет с ростом частоты ионизации ν_i . На фронте импульса плотность электронов растет „дважды экспоненциально“. Поэтому конкретное значение малой величины N_{e0} слабо влияет на результаты рассмотрения.

Приведенное рассмотрение ограничено критическим значением плотности электронов N_{cr} , которое определяется из равенства пикового значения напряженности поля E_0 заряду электронов в плазме на единицу поверхности

$$N_{cr} = E_0 / (4\pi e d).$$

При $E_0 = 2 \cdot 10^6$ V/cm, $d = 1.42$ mm — расстояние между электродами [6], имеем $N_{cr} \approx 8 \cdot 10^{12}$ cm⁻³.

Обсуждение результатов

Анализ зависимостей, приведенных на рис. 2, показывает, что в момент времени, когда приведенная напряженность поля достигает значения $E/p \sim 100$ V/(cm · Torr), происходит крайне быстрый (экспонента от экспоненты) рост плотности электронов. При рассматриваемых параметрах плотность электронов резко растет спустя примерно 100–300 ps после начала роста импульса поля (в зависимости от его крутизны) и достигает критического значения N_{cr} в течение короткого времени скачка $\tau_{cr} \sim 10$ ps. Это наглядно иллюстрирует зависимость $N_e(t)$, приведенная в линейном масштабе на рис. 2, b. Отметим, что время скачка плотности электронов тем не менее много больше обратной частоты ионизации $\nu_i^{-1} \sim 0.2$ ps $\ll \tau_{cr}$.

Средняя энергия электронов ϵ^* (в отличие от результатов модели [6]) меняется незначительно. Быстрый рост плотности электронов связан не с появлением „горячих“ электронов, а с резким увеличением частоты ионизации ν_i на фронте напряженности поля $E(t)$. Электроны набирают энергию не за счет „соударения с молекулами газа“ [6], а при свободном пролете от столкновения до столкновения, тратя энергию в основном на возбуждение и ионизацию газа при столкновениях.

Быстрый рост свечения, описываемый скачком плотности электронов, наблюдался в экспериментах [6] в виде яркой вспышки излучения, практически однородно заполняющего разрядный промежуток.

Для более поздних моментов времени, когда $N_e(t) > N_{cr}$, основанные на задании напряженности внешнего поля $E(t)$ подходы (как изложенный выше, так и подход [6]) утрачивают силу. На поздней стадии можно приближенно ток определять из закона Ома, а также использовать максвелловское распределение и понятие джоулева нагрева. Однако при рассмотрении инициирования высоковольтного импульсного пробоя представляет интерес именно начальная стадия, рассмотренная выше.

Отметим также, что характерная длина размножения α_i^{-1} в момент пробоя — порядка микрона (рис. 2, a), что много меньше расстояния между электродами

$d \sim 1$ mm. Поэтому в неоднородном поле ионизация должна происходить за счет продвижения волны размножения. Отметим, что при заданном значении E/p , характеризующем интенсивный пробой, скорость распространения волны размножения растет линейно с плотностью газа [7], поэтому при атмосферной плотности газа время перекрытия разрядного промежутка больше, чем при давлении в десятки атмосфер, и развитие пробоя может быть экспериментально зарегистрировано (ср. [6] и [12]).

Заключение

Таким образом, простая модель размножения электронов фона позволяет провести моделирование временной зависимости ионизации, адекватно описывающее эксперименты по иницированию высоковольтного субнаносекундного импульсного пробоя при давлении газов порядка десятков атмосфер. Было бы хорошо использовать технику получения развернутой во времени фотографии свечения пробоя газового промежутка [6,12] для систематического исследования распространения волны размножения электронов фона [1–5,7–10] при более низких давлениях (порядка атмосферного).

Работа поддержана МНТЦ, проект № 2706.

Список литературы

- [1] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [2] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // CEJP. 2004. Vol. 2(4). P. 579–635 (www.cesj.com/physics.htm1).
- [3] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // Physica scripta. 2005. Vol. 72. N 1. P. 42–67.
- [4] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // Plasma Devices and Operations. 2005. Vol. 13. N 4. P. 231–279.
- [5] *Yakovlenko S.I.* // Laser Physics. 2006. Vol. 16. N 3. P. 403–426.
- [6] *Иванов С.Н., Литвинов Е.А., Шпак В.Г.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 17. С. 23–32.
- [7] *Яковленко С.И.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 9. С. 47–54.
- [8] *Яковленко С.И.* // Кр. сообщ. по физ. ФИАН. 2006. № 2. С. 10–16.
- [9] *Гундиенков В.А., Яковленко С.И.* // Кр. сообщ. по физ. ФИАН. 2006. № 2. С. 17–21.
- [10] *Гундиенков В.А., Яковленко С.И.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 9. С. 130–132.
- [11] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 7. С. 14–24.
- [12] *Иванов С.Н.* // ДАН РФ. 2004. Т. 399. Вып. 4. С. 472–476.