

04;12

Источники электронных пучков в аномальном тлеющем разряде

© А.Р. Сорокин

Институт физики полупроводников СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: IFP@isp.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 8 августа 2005 г.)

Рассмотрены параметры подобия, определяющие условия эффективного формирования электронных пучков в источниках на тлеющем разряде в аномальной форме, а также процессы, приводящие к нарушению правил подобия. Приведены оценки, показывающие, что диапазон рабочего давления источников может быть существенно расширен. Результаты работы применимы для ориентации в выборе режимов разряда с требуемыми параметрами пучков. Для источников с простейшей плоскопараллельной системой сплошных электродов, в случае подавления паразитных искровых пробоев в области изолятора у катода, продемонстрирована их работа до давления в 100 Торг, что на один-два порядка выше, чем в известных источниках электронных пучков подобного типа. Разработанные источники могут использоваться в электронно-лучевой технологии непосредственно для возбуждения лазерных сред или для их предиионизации мягким рентгеновским излучением.

PACS: 52.80.Nc

В технологических электронных пучках на тлеющем разряде, в простейшем случае с полым анодом в виде пластины с отверстием рабочие напряжения U составляют сотни-десятки кВ, давления — $p = 10^{-3} - 10^{-1}$ Торг [1]. Напряжения 2–15 кВ, $p = 1 - 5$ Торг используются для возбуждения лазеров [2]. Недостатки технологических источников электронных пучков (ЭП): энергия электронов в пучке до сотен кеВ для практических применений, как правило, не требуется, а большие напряжения, весьма усложняющие питание источников, часто приходится использовать, чтобы получить требуемый ток (мощность) пучка. Если $U \sim 50$ кВ и выше, необходимо защищать обслуживающий персонал от сопутствующего рентгеновского излучения; также возникает проблема расположения объекта облучения в высоком вакууме, иногда решаемая с помощью дифференциальной откачки или путем вывода пучка через фольгу в камеру облучения объекта.

Повышение затрудненности разряда сокращением длины разрядного промежутка до $d < 1$ мм с выводом ЭП через сетчатый анод (открытый разряд) позволило увеличить давление, в том числе лазерных сред, до десятков Торг с рабочим напряжением от единиц до ~ 20 кВ и током до десятков А/см². Однако в типичных конструкциях и условиях работы лазеров на открытом разряде для получения требуемых токов приходится использовать достаточно высокие U , когда быстрые электроны пучка пронизывают газ, слабо взаимодействуя с ним [3]. Появляется также проблема разрушения перемычек анодной сетки электронами пучка.

В работе [4] подавление паразитных искровых пробоев в области изолятора у катода позволило увеличить

рабочее давление газа до 100 Торг в простейшей плоскопараллельной системе сплошных электродов, что на один-два порядка выше, чем в известных источниках ЭП подобного типа, например в [2]. В таких источниках отсутствуют мелкомасштабные неоднородности ЭП и проблема разрушения сетки анода, как в открытом разряде, а для лазерных сред более эффективно, чем в открытом разряде, используется энергия, запасенная в пучках, и достигаются большие токи для тех же U . Там же, в [4], приведены характеристики подобного источника с рабочим давлением ~ 1 Торг и $U = 20 - 40$ кВ, который был успешно использован в [5] для предиионизации газа рентгеновским излучением в СО₂-лазере.

В работах [3,4,6,7] особое внимание обращалось на общие закономерности поведения тлеющего разряда в условиях эффективности генерации в нем пучков электронов. Учитывая эти закономерности, рассмотрение которых продолжено в предлагаемой работе, можно ориентироваться в выборе режимов работы источников с требуемыми параметрами ЭП, в том числе, когда параметры трудно определить экспериментально. Последнее особенно важно для повышенных давлений. Однако в реальных условиях не все процессы, определяющие поведение разряда, совместимы с правилами подобия и могут быть выявлены только экспериментально. Такие процессы, в конечном счете, определяющие предельные параметры источников, например величину рабочего давления, а также процессы, маскирующие параметры подобия, также анализируются в представляемой работе — независимо продолжении работы [4]. Рассматривается аномальный тлеющий разряд в гелии $\sim 1 - 100$ Торг, импульсный со слабой прокачкой газа форвакуумным насосом.

1. Параметры подобия

Условия формирования и распространения ЭП в тлеющем разряде определяются следующими параметрами подобия:

$$pd, pl, \alpha_i/p, j/p^2, pL, \quad (1)$$

где α_i — таунсендовский коэффициент размножения электронов; l, L — длина области катодного падения потенциала (КПП) и пробега электронов пучка (глубины проникновения ЭП в газ) соответственно. Для эффективной работы источников ЭП на тлеющем разряде необходимо удовлетворять критерию „убегания“ электронов и, в условиях сохранения устойчивости разряда по отношению к искрообразованию, удерживать высокие значения электрического поля и падения потенциала вблизи катода для рождения достаточного количества высокоэнергичных нейтральных атомов, поддерживающих эффективную эмиссию электронов с катода.

Универсальный параметр pd , от которого зависит свобода развития электронных лавин в d , определяет вольтамперную характеристику и напряжение электрического пробоя промежутка d (кривые Пашена) для всех форм тлеющего разряда.

Параметр pl для интересующих нас условий аномального разряда стремится к своему минимальному пределу [8,9] при дополнительном условии $pl_m \leq pd$ (оно выполняется вблизи минимума $(pd)_{\min}$ левой и на всей правой ветвях кривой Пашена)

$$pl_m \approx 0.37 (pl)_n, \quad (2)$$

где $(pl)_n$ берется для нормального разряда. В гелии $p_{\text{He}} l_m \approx 0.48 \text{ Торг} \cdot \text{см}$.

Следующий параметр α_i/p , рассчитанный в [10] для ряда газов, является функцией E/p . Условия „убегания“ электронов, недавно уточненные в [10], реализуются в области x , где отсутствует таунсендовское размножение электронов, т.е. когда $x\alpha_i < 1$. Для режима „убегания“ электронов в области КПП $\rightarrow l_m \alpha_i < 1$ получим

$$(\alpha_i/p_{\text{He}}) < 2.1 (\text{см} \cdot \text{Торг})^{-1}. \quad (3)$$

В условиях работы рассматриваемых источников энергия электронов в пучке определяется величиной КПП — U_{cf} , от которой зависит также скорость тяжелых частиц, бомбардирующих катод, и следовательно, эмиссия γ -электронов с катода и энергетический КПД формирования пучков

$$\eta \approx j_e/j = \gamma/(\gamma + 1), \quad (4)$$

где j — полный ток, j_e — ток электронного пучка. Обобщенный коэффициент эмиссии электронов с катода $\gamma = \gamma_i + \Sigma \gamma_a$ под действием бомбардировки катода тяжелыми частицами — ионом γ_i и рожденными в цепочке процессов перезарядки (во время прохождения положительным зарядом области КПП) быстрыми атомами $\Sigma \gamma_a$,

согласно расчетам для He [11], например, в области $U_{cf} = 1.5\text{--}5 \text{ kV}$ аппроксимируется выражением

$$\gamma = -0.84 + 1.43 \cdot 10^{-3} U_{cf} + 1.35 \cdot 10^{-8} (U_{cf})^2. \quad (5)$$

Эффективность η растет одновременно с U_{cf} , достигает 0.5 при $U_{cf} = 1.3 \text{ kV}$ [11] и далее асимптотически стремится к 1. В основу расчетов положены известные измерения электрического поля в d и коэффициентов γ_i, γ_a . Особенности измерений η и дополнительное обоснование расчетов [11] содержатся в работах [3,12–14]. В рассматриваемых условиях ускорения электронов в области КПП для среднего поля в нем получим $E_{cf}/p \approx U_{cf}/(l_m p)$; $E_{cf}/p_{\text{He}} = 2.1 U_{cf}$. Для $U_{cf} > 1.3 \text{ kV}$ ($\eta > 0.5$), когда $E_{cf}/p_{\text{He}} > 2.7 \cdot 10^3 \text{ V}/(\text{см} \cdot \text{Торг})$, соотношение (3), согласно [10], выполнится с большим запасом — $(\alpha_i/p_{\text{He}}) < 0.1 (\text{см} \cdot \text{Торг})^{-1}$.

Таким образом, в условиях сформированного КПП энергетический КПД (4) и условия „убегания“ электронов (3) не зависят от p и однозначно определяются величиной U_{cf} , а к параметрам подобия можно дополнительно отнести величины γ, η .

Легко регистрируемый в опытах и поэтому важный для аномального тлеющего разряда параметр j_a/p^2 в зависимости от U_{cf} определен еще в работе [15] для ряда газов в условиях левой ветви кривой Пашена и в диапазонах напряжений горения разряда до $U = 1.5 \text{ kV}$ и токов $10^{-4} \text{ A}/\text{см}^2$. Для разряда в гелии из [15] следует

$$j_a/p^2 = 2.5 \cdot 10^{-12} (U_{cf})^3. \quad (6)$$

Для больших U, j проведены исследования с N_2, Ne в [16].

Позже, в [9], продемонстрировано: формула (6) работает в существенно расширенном диапазоне условий разряда — $p_{\text{He}} d = 0.3\text{--}36 \text{ Торг} \cdot \text{см}$, $U = 0.8\text{--}7 \text{ kV}$, в том числе, что важно, на правой ветви кривой Пашена в большом удалении от $(p_{\text{He}} d)_{\min} \approx 4 \text{ Торг} \cdot \text{см}$. Для $p_{\text{He}} d = 36 \text{ Торг} \cdot \text{см}$ давление гелия составляло 40 Торг , а напряжение изменялось в диапазоне $U = 1.8\text{--}2.5 \text{ kV}$. В работе [9] величина КПП не измерялась, и в формулу (6) подставлялось напряжение горения разряда — U . Поскольку с ростом U заметная его часть начинает сосредотачиваться за областью КПП, то ток в опытах для больших U регистрировался меньший (до двух раз), чем определенный по (6) с заменой U_{cf} на U . Опыты в [9] проводились с открытым разрядом (анод сетчатый), который по своей сути является тлеющим [3,14].

Остался не рассмотренным параметр pL , характеризующий среднюю глубину проникновения электронов пучка в газ. Приведенные в [17] данные по пробегу электронов в гелии можно аппроксимировать следующей формулой для pL в диапазоне энергий электронов $eU_e = 100\text{--}10^4 \text{ eV}$ или для электронов, ускоренных в КПП, $eU_e \equiv eU_{cf}$ (eU_{cf} подставляется в eV):

$$p_{\text{He}} L = 6.5 \cdot 10^{-4} (eU_{cf})^{1.54}. \quad (7)$$

2. Нарушение и маскировка правил подобия

Опыты проводились при умеренных значениях p , когда растянуты процессы, происходящие в разряде, во времени, а область КПП — в пространстве, и поэтому легче выявить особенности поведения разряда.

2.1. Влияние краевых эффектов

Значительное отклонение от закона (6) с уменьшением j на периферии катода происходит из-за оседания зарядов на охранное кольцо изолятора прикрывающего кромку катода [12] или на не проводящие боковые стенки трубки [16]. Однако влияние этого эффекта на усредненный ток разряда снижается с ростом диаметра катода и давления, и для рассматриваемых условий им можно пренебречь.

Другое, более важное нарушение (6), было замечено в экспериментальных данных, приведенных в [6]. Так, из рис. 7,а в [6] следует, что в течение импульса ($\sim 2 \mu\text{s}$, $p_{\text{He}} = 0.2 \text{ Torr}$) ток разряда в $j/j_a = 30\text{--}40$ раз превышает j_a , рассчитанный по (6). Ранее в экспериментальном материале, часть которого опубликована в [6], имелись осциллограммы с двухимпульсной структурой тока. Первый импульс j_1 , как обычно, начинался вблизи начала импульса напряжения U , а второй — j_2 мог наблюдаться по времени в большом удалении от начала j_1 до t_d в несколько μs . С увеличением U задержка t_d уменьшалась, а затем j_1 и j_2 сливались в один импульс j , что и соответствовало осциллограмме тока, приведенной на рис. 7,а в [6], причем подавляющий вклад в j в этих условиях давал импульс j_2 . Столь существенное отклонение j от j_a не было тогда замечено автором. Возникает вопрос, какова природа этого эффекта и нельзя ли его использовать для получения больших токов при фиксированном U ?

Для выявления природы сильноточной фазы разряда (импульс тока — j_2) были проведены детальные исследования поведения токов j_1, j_2 от напряжения горения разряда. В опытах плоский дюралевый катод в центральной части имел выемку диаметром 30 mm с углублением $\delta = 0.5 \text{ mm}$. Катод прикрывался охранным кольцом из кварца толщиной 3 mm с внешним диаметром 45 и внутренним 22 mm, так, чтобы рабочая открытая часть катода имела площадь $S = 3.8 \text{ cm}^2$. Между дном выемки катода и кольцом образовывалась щель высотой δ . Расстояние от дна выемки в катоде до плоского анода $d = 23.5 \text{ mm}$. В источнике питания преимущественно использовались различные искусственные формирующие линии, с которыми легче получить стадии разряда, близкие к квазистационарным и исключить или, напротив, выявить наличие переходных процессов.

Для $p_{\text{He}} = 3.2 \text{ Torr}$ (рис. 1) в экспериментальных точках для j_2 с задержками t_d относительно начала j , равными $t_d = 600$ и 400 ns , ток j_2 еще не успел достигнуть своего амплитудного значения к концу импульса возбуждения. Для осциллограмм с j_1, j_2 на рис. 2,а,б

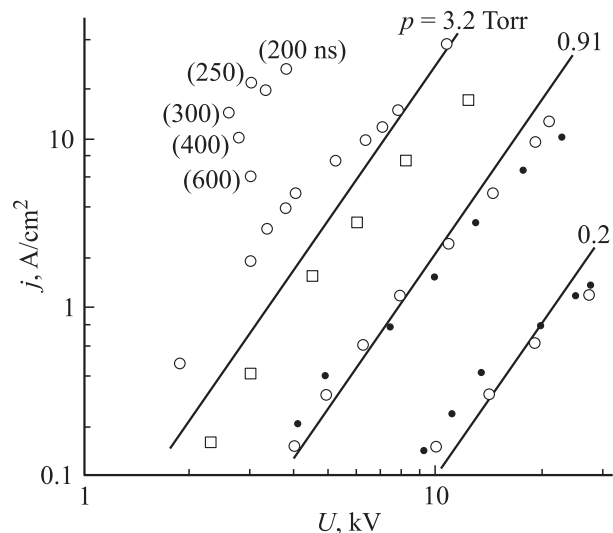


Рис. 1. Сопоставление экспериментальных точек для j_1, j_2 с законом (6) — прямые линии. В скобках для j_2 отмечены задержки t_d импульса j_2 относительно начала импульса j_1 . Катод: \circ, \bullet — из дюраля $\delta = 0.5 \text{ mm}$; \square — из нержавеющей стали $\delta = 0.17 \text{ mm}$. Разряд: \circ, \square — в гелии; \bullet — в гелии с 1% O_2 .

отношения $j_{1,2}/j_a$ (соответствующие моменты времени отмечены на рисунках вертикальными линиями): $j_1/j_a = 1.75; 1.23; j_2/j_a = 30.4; 15$. Отклонение экспериментальных точек j_1 с ростом U вправо от прямых закона (6) (рис. 1), так же как и в [9], связано с увеличением падения напряжения на анодной плазме, что приводит к относительному снижению U_{cf} , входящему в формулу (6). Все попытки получить сильноточную фазу разряда для давлений, меньших 2.2 Torr, закончились неудачей, хотя в [6] она наблюдалась при $p_{\text{He}} = 0.2 \text{ Torr}$. В продолжительном импульсе, полученном с емкостным накопителем, сильноточная фаза разряда также отсутствовала (рис. 2,с). В этом случае использовалась та же ячейка, но нарощенная через сетку с геометрической прозрачностью $\mu = 0.64$ областью дрейфа длиной $L_d = 15.5 \text{ mm}$, чтобы можно было измерять ток ЭП.

Внимательный анализ предыдущих опытов, в которых наблюдалась сильноточная фаза разряда для малых p , показал, что в них использовался катод с выемкой большей глубины — $\delta = 3 \text{ mm}$. Предполагалось, что сильноточная фаза разряда связана с прорывом плазмы в зазор между катодом и изолятором, предположение оказалось верным. В опытах с катодами $\delta = 0.17 \text{ mm}$ из нержавеющей стали (рис. 1) и дюраля сильноточная фаза для $p = 3.2 \text{ Torr}$ отсутствовала. Обращает на себя внимание меньший ток разряда с катодом из нержавеющей стали, чем с катодом из дюраля (рис. 1). Это не связано с меньшей величиной δ , поскольку с катодом из нержавеющей стали с $\delta = 0.5 \text{ mm}$ токи для j_1 получались такие же, как на рис. 1 ($\delta = 0.17 \text{ mm}$).

Отметим, что сильноточная фаза обусловлена не только увеличением активной поверхности катода после

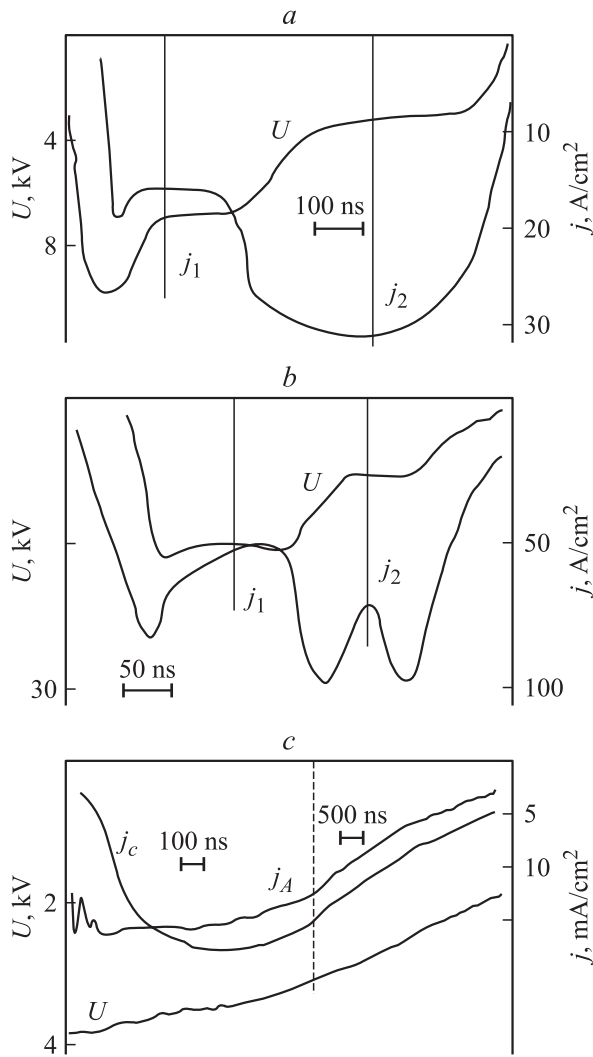


Рис. 2. Осциллограммы разряда: *a* — $p_{\text{He}} = 3.3$ Торр; *b* — в гелии с 1% O_2 , $p = 2.2$ Торр; *c* — $p_{\text{He}} = 0.4$ Торр. Для рис. 2, *c* масштаб по оси t после вертикальной штриховой линии изменен.

прорыва плазмы. Для диаметров выемки катода 30 мм и отверстия в изоляторе 22 мм активная площадь катода, после прорыва плазмы, увеличивается всего в 1.86 раз, в то время как ток j_2 возрастает на порядок. Иными словами, основным эмиттером электронов для j_2 служит плазма, возникающая в полости между катодом и изолятором, подобно тому как это происходит в разряде с полым катодом.

Прорыв плазмы может сопровождаться и другими процессами, связанными с потерей устойчивости разряда по отношению к искрообразованию. При разработке источника для рентгеновского предионизатора, использованного в работе [5], было выявлено, что предельные параметры ЭП ограничиваются началом искрения в области изолятора у кромки катода и определяются конструктивными особенностями катодного узла в его периферийном участке. Наилучшие результаты дости-

гались в конструкции, описанной выше: с выемкой в катоде, прикрытой охранным кольцом.

С охранным кольцом из стекла в режиме прорыва плазмы в зазор предельные параметры ЭП ограничиваются началом искрения в месте контакта выступа катода с кольцом. Если же прорыва плазмы нет (зазор δ мал), ограничение наступает из-за пробоя (типа вакуумного) напрямую с катода на кромку отверстия в кольце. В обоих случаях искрение „привязывается“, как правило, к какому-либо одному месту и приводит там к эрозии катода и разрушению стекла, ячейка выходит из строя. Исходя из этого подбирается оптимальная величина δ , например, для режима работы источника в [5] она составляла ≈ 0.5 мм.

Иначе обстоит дело с кольцом из кварца. На рис. 2, *b* второй „горб“ импульса тока j_2 соответствует формированию искрового пробоя. После окончательного выхода ячейки из строя и ее разборки было выявлено следующее: несмотря на сильный прорыв плазмы в зазор между изолятором и катодом, что хорошо было видно в опытах по яркому свечению газа, каких-либо повреждений или отметин в местах контакта изолятора с выступом катода обнаружено не было. Большое количество слабых отметин на катоде, таких же как на фотографии, приведенной в [12], было расположено по кругу, напротив кромки отверстия в изоляторе. Так же находилось одно пятно ≈ 3 мм с заметным проплавлением. Однако каких-либо разрушений на кварцевой пластине не было, только напротив места проплавления катода на кварцевой пластине появилось темное пятно — результат напыления материала катода.

Таким образом, в качестве разделительного изолятора предпочтительно использовать кварц, нежели стекло. В предельных режимах, по-видимому, следует избегать прорыва плазмы в полость между изолятором и катодом. Скорее всего, эта плазма облегчает прямой пробой с кромки изолятора на катод.

Режим работы источников с прорывом плазмы в зазор, но без искрения, можно использовать, например, для получения узких протяженных ЭП большой плотности. Устойчивость разряда без его перехода в низковольтную стадию здесь получается выше, чем в обычном высоковольтном разряде с полым катодом, где эмиссионная плазма формируется между металлическими стенками катода.

На рис. 1 дополнительно приведены результаты опытов с добавкой в гелий 1% O_2 . Добавка O_2 при низком давлении или небольшом U повышает j , а для больших p, U , в том числе, для условий работы источников, рассматриваемых в п. 3, всегда понижает. Однако за счет улучшения устойчивости разряда с добавкой O_2 можно работать при существенно больших p, U , и тем самым поднять и ток разряда. В рассматриваемых условиях устойчивость разряда также растет (с добавлением O_2 устойчивость выше) в следующем порядке перечисления материалов катода: Cu, Al, магкая дюраль — Д16, твердая дюраль — Д16Т, нержавеющая сталь.

2.2. Влияние длины разрядного промежутка

Влияние величины $d = 3\text{--}50\text{ mm}$ на параметры разряда наблюдалось в ячейке с подвижным анодом. Минимальная величина $d = 3\text{ mm}$ ограничивалась толщиной охранного кольца. Катод ($S = 3.8\text{ cm}^2$) из нержавеющей стали с углублением $\delta = 0.24\text{ mm}$. Все опыты проводились с He без добавления кислорода. В источнике питания использовались или искусственные формирующие линии, или емкость большой величины $C = 10\text{ nF}$, чтобы можно было поддерживать условия разряда, близкие к квазистационарным. В условиях опытов импульс j_2 отсутствовал.

В области напряжений горения разряда в несколько kV для давлений $p = 1.5, 3.8\text{ Torr}$ уменьшение d сопровождалось повышением тока в два раза (рис. 3, а), при этом для малых d росла задержка электрического пробоя промежутка. Для $p = 9.1\text{ Torr}$ относительное возрастание тока меньше (по-видимому, ток продолжил бы свой рост для $d < 3\text{ mm}$). Параметр j/j_a изменялся в следующих пределах (рис. 3, а): $p = 1.5\text{ Torr}$ — 0.67–1.33; $p = 3.8$ — 0.41–0.82; $p = 9.1$ — 0.59–0.82. Для $p = 1.5\text{ Torr}$ и $d < 7\text{ mm}$ резко возрастала задержка пробоя, до $\sim 1\text{ }\mu\text{s}$, с флуктуациями, и падал ток, вплоть

до погасания разряда из-за повышения затрудненности его развития.

На рост тока с уменьшением d влияние могут оказывать два процесса: перераспределение потенциала (электрического поля) в промежутке, в результате которого увеличивается U_{cf} и, как следствие, растет эмиссия электронов с катода; возрастание роли ионизации газа электронами пучка, рассеянными анодом.

С помощью опытов с открытым разрядом [18] можно приблизительно оценить влияние второго процесса на ток разряда. В открытом разряде из-за высокой геометрической прозрачности анодной сетки число рассеянных анодом электронов невелико, но по мере приближения плоского коллектора к сетке часть рассеянных им электронов начинает проникать в разрядный промежуток, вызывая дополнительную ионизацию в d (заметим, что измеренный в [19] коэффициент отражения электронов 2 keV от сплошной мишени составил всего 2%). Из рис. 6 в [18] следует, что, если $d <$ длины КПП аномального разряда — l_m , ток начинает свой рост с $d + L_d < 2l_m$ и увеличивается в 2.3 раза, когда длина области дрейфа пучка L_d становится соизмеримой с характерным размером отверстий в анодной сетке. В этом случае на разряд влияют не только отраженные электроны, но и изменяющееся распределение поля, провисшего в отверстия сетки. Переход к $d \sim 2l_m$ сопровождался ростом тока в 11 раз [18], а приближение коллектора к сетке приводило к дополнительному увеличению тока всего на 12%. Интересно, что в другом опыте [18, рис. 4] с подвижным катодом крутое нарастание тока на порядок заканчивается при увеличении d также до $d \approx 2l_m$ ($L_d = 30\text{ mm}$). Проявление этого эффекта видно и на рис. 3, б для $p = 0.45$ и 1.5 Torr . Из этих опытов следует, что с ростом d , начиная с $d \approx 2l_m$, когда ток достигает своего максимального значения, размножение зарядов в промежутке обеспечивается электронами, рожденными в анодной плазме, а вклад в этот процесс электронов, рассеянных анодом, невелик.

Таким образом, имеются основания утверждать, что наблюдаемый рост тока на рис. 3, а с уменьшением d обусловлен перераспределением потенциала в разрядном промежутке.

Для больших $U = 11\text{--}15\text{ kV}$ (рис. 3, б) параметр $j/j_a = 0.28\text{--}0.39$ оказывается существенно меньше, чем для $U = 2\text{--}3\text{ kV}$ (рис. 3, а), что свидетельствует о сосредоточении значительной части U за КПП. Например, для $j/j_a = 0.28 \rightarrow U_{cf}$ от приложенного U может составить, согласно формуле (6), $0.28^{1/3}U = 0.65U$, т. е. вне КПП падает 35% от U . Однако рост тока с уменьшением d (рис. 3, б) менее заметен, а например, для низкого $p = 0.45\text{ Torr}$ рост вовсе отсутствует. По-видимому, это также связано с перераспределением потенциала в d . С одной стороны, уменьшение d приводят к росту γ , а с другой, к падению ионизации в d из-за роста сильного электрического поля во всем разрядном промежутке и степени затрудненности разряда.

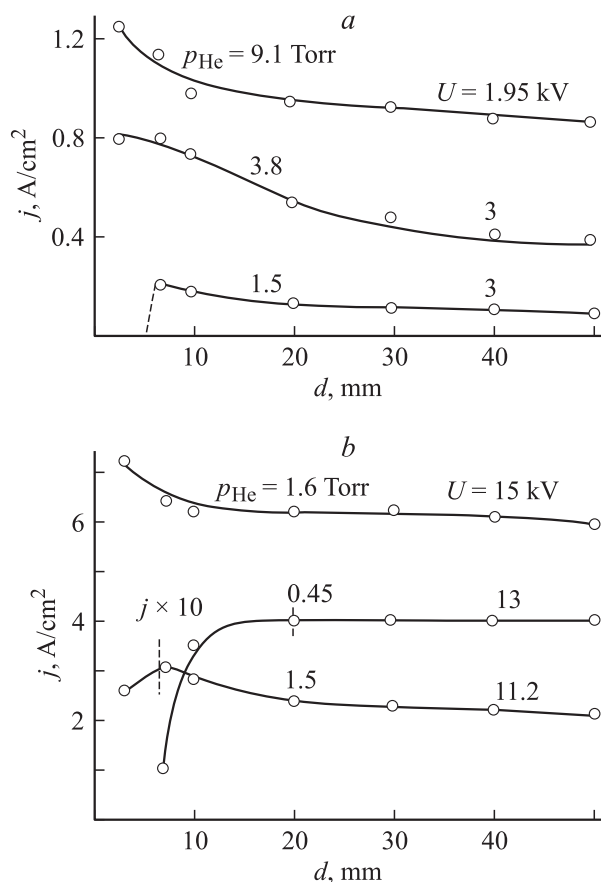


Рис. 3. Изменение тока разряда j в зависимости от d . Для $p_{\text{He}} = 0.45$ и 1.5 Torr штриховыми линиями отмечены значения $d = 2l_m$.

2.3. Влияние длительности импульса

Обратимся к осциллограммам рис. 2, *с*, полученным в разряде с сетчатым анодом. Видно, что ток ЭП j_c , развивается существенно медленнее анодного — j_a . Оценим время развития тока ЭП. В начальной стадии разряда U меняется незначительно, а электрическое поле не искажено зарядами и постоянно вдоль d , поэтому для параметра E/p получим $E/p = U/pd = 4 \text{ kV/cm} \cdot \text{Torr}$. Условия ускорения электронов выполняются с большим запасом $a_i d \sim 0.01$ [10]. Наиболее благоприятные условия для ионизации в таких условиях реализуются в ослабленном поле, провисшем в отверстия сетки. Однако даже без сетки заметная ионизация начинается вблизи анода, где в первую очередь происходит снижение поля в результате формирования анодной плазмы. В процессе разделения зарядов полем у анода электроны малой энергии стекают на сетчатый анод, а поток ионов, двигаясь в сторону катода, будет в процессах перезарядки рождать поток быстрых атомов в том же направлении. Движение этих зарядов сразу дает вклад в ток анода, а эффективная эмиссия электронов с катода начинается по прибытии туда быстрых атомов из формирующейся анодной плазмы через время t_a , которое и будет характеризовать время развития тока ЭП.

Для оценки t_a примем сечение перезарядки $\sigma = 1.5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Длина перезарядки для $p_{\text{He}} = 0.4 \text{ Torr}$ составит $\lambda = 1/\sigma N = 2.08 \cdot 10^{-2}/p = 0.05 \text{ cm}$. Число перезарядок в разрядном промежутке $n = d/\lambda = 45$. Энергия быстрых атомов для начального напряжения на промежутке $U = 3.8 \text{ kV}$ составит $w = eU/n = 84.8 \text{ eV}$, а их скорость $v = 0.69 \cdot 10^6 (U/n)^{0.5} = 6.35 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$. Промежуток $d = 2.35 \text{ cm}$ атомы пересекут за $t_a = d/v = 370 \text{ ns}$, что, как видно из рис. 2, *с*, хорошо коррелирует с временем развития тока ЭП.

Из изложенного следует, что продолжительность разряда должна быть больше времени формирования тока ЭП. В противном случае быстрые атомы придут на катод в конечной стадии разряда с низким U , что скажется на эффективности генерации ЭП. Если E/p в начальной стадии разряда невелико и ионизация идет эффективно во всем промежутке d , КПП формируется быстро, и приведенная оценка особого значения может не иметь.

Продолжительность разряда тесно связана с его устойчивостью. К примеру, в условиях разряда, отображенных осциллограммами на рис. 2, *б*, для длительностей импульса $\tau < 250 \text{ ns}$ можно было бы избежать искрения у кромки катода. При полностью решенной проблеме паразитных искровых пробоев на периферии катода верхний предел рабочего давления для заданной эффективности формирования ЭП определится переходом тлеющего разряда в искровую форму из-за начала автоэлектронных и взрывных процессов на открытой части катода. Во избежание искрения по этой причине для импульсов $\tau \approx 100 \text{ ns}$ требуется [9], чтобы напряженность поля у поверхности катода $E_c \approx 2U_{cf}/l_m = 4.2U_{cf} \cdot p_{\text{He}}$ не превышала $E_c < E_{cr} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ (принят типичный

линейный спад поля для области КПП в сторону от катода). Отсюда получим ограничение на величину давления $p_{\text{He}} < 7.2 \cdot 10^4/U_{cf}$ или для приемлемой эффективности $\eta \geq 0.5 \rightarrow p_{\text{He}} \leq 55 \text{ Torr}$. Для меньших τ диапазон рабочих давлений расширится, а для больших — сузится.

Рассмотренные условия формирования ЭП в равной мере относятся и к непрерывному разряду. Однако такие источники имеют свои особенности. В них в большей степени проявляется влияние катодного распыления на разряд. С ростом напряжения U горения, например, непрерывного открытого разряда даже при наличии балластного сопротивления, начиная с определенного значения U , ток резко растет (без искрообразования и уменьшения η), U падает, и, если разряд не выключить, анодная сетка может расплавиться [3,20]. По этой причине при умеренном катодном распылении ток в непрерывном режиме может существенно превышать j_a , определенный по формуле (6) [3]. Имеется еще одна отличительная особенность. В [21] подробно исследован непрерывный разряд с катодами из различных материалов: наилучшие результаты (разряд в гелии с 1% O_2) получены с Al-катодом, а наихудшие — с катодами из Cu, Mo и нержавеющей стали, которые в [21] подвергались сильному катодному распылению. В импульсном разряде для катодов из Al и нержавеющей стали ситуация обратная (см. п. 2.1, а также работу [9]). Этот момент следует учитывать при выборе материала катода.

3. Источники электронных пучков

В [5] был успешно использован для электроразрядного CO_2 -лазера (энергосъем лазерного излучения до 51 J/l) разработанный автором рентгеновский предиионизатор на основе тлеющего разряда, в котором были подавлены паразитные краевые эффекты у катода. Там же показана перспективность его применения для CO и эксимерных лазеров. Для повышения устойчивости разряда в He добавлялся 1% O_2 . Электронный источник предиионизатора с площадью дюралевого катода $S = 24 \text{ cm}^2$, $d = 4 \text{ cm}$ создавал пучки электронов $\geq 20 \text{ keV}$ с удельной плотностью $w \sim 0.8$ (рис. 4, *а*) и для $p = 1 \text{ Torr} - 0.16 \text{ J/cm}^2$ за $\tau = 7$ и $0.8 \mu\text{s}$ (в этих условиях энерговклады в разряд близки к энергии, извлекаемой в виде ЭП). Его преимущества перед известными источниками: простота конструкции; сечение пучка (площадь S катода) может быть большим; повышенное давление газа $\sim 1 \text{ Torr}$ позволяет обеспечивать высокие удельные параметры ЭП при меньших U , чем в традиционных источниках ЭП; пониженные напряжения позволяют работать без специальных мер защиты от сопутствующего рентгеновского излучения и с тиратроном в качестве коммутатора рабочей емкости; возможность работы с частотой следования импульсов в десятки kHz; высокий ресурс работы — в [5] наработано 10^6 импульсов без изменения характеристик источника; с искусственной формирующей линией легко получить прямоугольные импульсы U , j ,

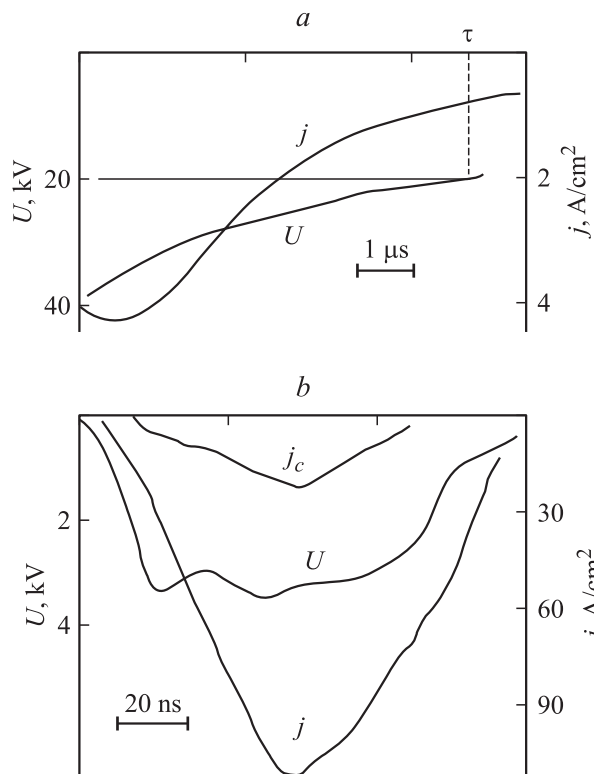


Рис. 4. Примеры осциллограмм в источниках. *a* — для рентгеновского предионизатора (разряд в гелии с 1% O_2), $p = 0.5$ Torr; *b* — с повышенным давлением $p_{He} = 100$ Torr.

когда в условиях согласования сопротивлений источника и разряда наиболее полно используется энергия, запасенная в искусственной формирующей линии.

Обратимся к электронным пучкам, которые, в частности, можно непосредственно использовать для возбуждения лазерных сред. Здесь размер d должен быть близок к глубине проникновения пучка в среду d_1 , например, для $p_{He} = 50$ Torr и $U_{cf} = 1.3$ keV, когда $\eta = 0.5$, а энергия электронов пучка ≈ 1.3 keV, d_1 согласно (7), составит 8 мм.

В разработанном автором источнике ($S = 3.8$ см², $d = 7.4$ мм) для выделения и регистрации тока пучка анод был взят сетчатым — шаг 0.5 мм, геометрическая прозрачность $\mu = 0.64$. Графитовый коллектор располагался в $L_d = 5$ мм от анода. Для высоких значений pd , как было продемонстрировано ранее [6] (следует также из п. 2.2 настоящей работы), наличие отверстий в аноде не сказывается на параметрах разряда. В опытах использовался He без добавления O_2 .

Измеренный КПД в максимуме тока коллектора, в соответствии с (4) и с учетом прозрачности анода $\eta \approx j_c / (\mu j)$, где $j_c = \mu j_c$ — ток коллектора составил $\eta = 0.32$ (рис. 4, *b*); 0.44; 0.62; для $p_{He} = 100$; 70; 50 Torr. Обратим внимание: 1) условия „убегания“ электронов реализуются по мере стягивания поля к катоду, поэтому ток пучка запаздывает по отношению к полному току j ; 2) установившаяся длина КПП занимает лишь малую

часть d , например, для 100 Torr $l_m/d = 1/157$ часть, поэтому заметная доля приложенного напряжения должна упасть за область КПП; 3) измеренный КПД занижен, часть пучка не достигает коллектора, из-за его торможения в газе. Чтобы избежать стекания заторможенных электронов на коллектор, на него подавалось отрицательное смещение относительно анода (например, 30 В в максимуме j_c на рис. 4, *b*). Подобные моменты следует учитывать при сопоставлении экспериментальных значений КПД с расчетом в [11].

В качестве примера проведем полезные оценки для разряда ($p_{He} = 100$ Torr) в условиях, отображенных осциллограммами на рис. 4, *b*. В максимуме тока коллектора $U = 3.33$ kV, а полный ток $j = 114.3$ A/cm². Согласно (6), полагая $j_a = j$, получим $U_{cf} = 1.66$ kV, а по (5), (4) расчетная эффективность составит $\eta_c = 0.61$. На анодной плазме упадет $U_a = U - U_{cf} = 1.67$ kV, а поле там, поскольку l_m мала — 48 μ m, составит $E_a \approx U_a/d = 2.26$ kV/cm. Для электронов с энергией $eU_{cf} = 1.66$ keV потери составят [17] $w_{rs} = 1.83$ keV/cm $< eE_a = 2.26$ keV/cm, т.е. электроны пучка во время пробега в d после КПП будут слегка ускоряться и на выходе из d в область дрейфа их энергия составит $eU_d \approx 1.97$ kV, а длина пробега по (7) $L = 7.7 > L_d = 5$ мм. Для грубого учета заторможенной части электронов определим коэффициент торможения κ , полагая $\kappa L = 1 \rightarrow \kappa = 0.13$ мм⁻¹ для условия пробега электронов в области дрейфа по закону $\sim \exp(-\kappa x)$. У коллектора сохранится $\exp(-\kappa L_d) = 0.52$ часть потока электронов пучка. Для расчетного значения параметра η , регистрируемого с помощью коллектора, получим: $\eta_c \cdot 0.52 = 0.32$, что совпадает с измерениями η на опыте. Эта оценка получена в предположении $\kappa = \text{const}$, хотя $\kappa(x)$. Она приведена для наглядности самого факта торможения электронов в области дрейфа.

Заключение

Дополнительно к вышеизложенному отметим ряд общих положений формирования ЭП в аномальном тлеющем разряде.

В известных источниках ЭП используются формы простейшего (поле в d слабо искажено зарядами) и плотного (искажение поля существенно) тлеющего разряда в условиях левой ветви и вблизи минимума кривой Пашена [3,4]. Хотя ход вольт-амперных характеристик этих форм разряда одинаков для условий левой и правой ветвей кривой Пашена, что может свидетельствовать об идентичности основных процессов, происходящих в разряде для этих условий, правая ветвь остается неосвоенной источниками ЭП. Плотный разряд включает в себя традиционные формы высоковольтного (искажение поля в d существенно, но в d недостаточно места для размещения там области КПП) и аномального (d содержит область КПП). Заметим, что параметр $p_{He} l_m = 0.48$ Torr · см на порядок меньше

$(p_{\text{He}d})_{\text{min}} \approx 4 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$, т.е. аномальный разряд присутствует и в условиях левой ветви, в которых работают традиционные источники.

В области КПП основная доля электронов находится в режиме непрерывного ускорения даже в нормальном тлеющем разряде с $U_{cf} \sim 100 \text{ V}$, что проявляется в наличии так называемого отрицательного свечения как результат взаимодействия пучка с газом. В аномальном разряде за областью КПП также всегда присутствует ЭП вне зависимости от того, в условиях левой или правой ветвей Пашена горит разряд. Конечно, если, к примеру, в разряде атмосферного давления при напряжении на разрядном промежутке 20 kV U_{cf} составляет 200 V , мы получим пучок с энергией электронов всего 200 eV с длиной пробега за областью КПП $30 \mu\text{m}$, а параметр η не превысит ≈ 0.15 (работает только потенциальная эмиссия электронов с катода от ионов). В этом и состоит основная особенность формирования ЭП в условиях правой ветви: приложенное напряжение U „размазывается“ по длине промежутка d , и eU_{cf} и энергия электронов могут составлять лишь небольшую часть eU . В условиях левой ветви, даже при „размазывании“ U , условия „убегания“ электронов выполняются во всем промежутке d , и энергия электронов в пучке будет близка к величине eU . Так, для $U_{cf} = 1.3 \text{ kV}$ параметр, характеризующий глубину проникновения ЭП в газ по (7) $p_{\text{He}L} = 40.6 \gg (p_{\text{He}d})_{\text{min}} \approx 4 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$, и за областью КПП электроны продолжают ускоряться, дополнительно приобретая энергию $\Delta eU \approx eU - eU_{cf}$, т.е. полную энергию $\approx eU$ (эффективность в рассмотренном примере определится величиной U_{cf} и составит $\eta = 0.5$).

В работе рассмотрены процессы, ограничивающие предельные параметры электронных пучков, и параметры подобия pd , pl_m , α_i/p , j_a/p^2 , pL , γ , η , определяющие условия формирования пучков, в источниках на тлеющем разряде в аномальной форме.

Развитый подход к тлеющему разряду в представленном и ранее опубликованном автором материале позволяет заключить: механизм формирования электронных пучков в тлеющем разряде одинаков в широком диапазоне условий в пределах существования разряда (давление, напряжение, непрерывный или импульсный разряд, конструкция). Поведение разряда в рассмотренных источниках ЭП определяется теми же процессами, что и в тлеющих разрядах в целом: ионизацией газа и бомбардировкой катода быстрыми тяжелыми частицами.

Для эффективной генерации электронных пучков в тлеющих разрядах требуется в условиях сохранения устойчивости разряда по отношению к искрообразованию удерживать высокие значения электрического поля и падения потенциала в прикатодной области для рождения достаточного количества высокоэнергичных нейтральных атомов, поддерживающих эффективную эмиссию электронов с катода. Эти требования распространяются как на левую, так и на правую ветви кривой Пашена.

Предложено использовать режим с прорывом плазмы в зазор между выемкой в катоде и прикрывающей ее диэлектрической пластиной с протяженной щелью для получения узких электронных пучков большой плотности.

Путем подавления паразитных краевых эффектов у катода удалось обеспечить эффективную работу источников ЭП в широком диапазоне условий правой ветви кривой Пашена с расширенным на один-два порядка диапазоном давлений, до 100 Torr , в разряде с простейшей плоскопараллельной системой сплошных электродов.

Дальнейшее ограничение предельных характеристик электронных пучков и величины рабочего давления определяется началом автоэлектронных и взрывных процессов (появление катодных пятен с последующим прорастианием из них высокопроводящих каналов) уже непосредственно на поверхности катода, которые, как известно, выступают и основным ограничителем безискрового протекания тлеющих разрядов высокого давления при небольшом катодном падении потенциала — на уровне сотен вольт. Если же подавить развитие возмущений из катодных пятен, то, как продемонстрировано в [22], можно, например, в сжатых до $\sim 10 \text{ atm}$ тяжелых инертных газах получать безискровой разряд с энерговыделением на уровне десятков J/cm^3 при мощности до $\sim 10 \text{ GW/cm}^3$. Обратим внимание на недавно разработанные источники ЭП для $p \sim 1 \text{ atm}$ с иными условиями разряда. Мощные субнаносекундные (0.3 ns) ЭП с энергией электронов $\sim 100 \text{ keV}$ получены в особой форме разряда, когда электроны, стартующие с острых катодов за счет автоэлектронной эмиссии, в процессе лавинного размножения образуют плазму, по мере расширения которой возникают условия непрерывного ускорения электронов между границей плазмы и анодом [10]. В тлеющем барьерном открытом разряде путем сокращения длины пробега зарядов (области „размазывания“ приложенного напряжения) удалось поднять рабочее давление до атмосферного и получить пучки с энергией электронов $\sim 5 \text{ keV}$ [23].

Список литературы

- [1] Завьялов М.А., Крейндель Ю.Е., Новиков А.А. и др. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
- [2] Wernsman B., Ranea-Sandoval H.F., Rocca J.J. et al. // IEEE Transactions on Plasma Science. 1986. Vol. PS-14. N 4. P. 518–522.
- [3] Сорокин А.П. // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17. № 2–3. С. 266–275.
- [4] Сорокин А.П. // Физика плазмы. В печати.
- [5] Орешкин В.Ф., Серегин А.М., Синайский В.В. и др. // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. № 12. С. 1043–1046.
- [6] Сорокин А.П. // Оптика атмосферы и океана. 2001. Т. 14. № 11. С. 1062–1066.
- [7] Карелин А.В., Сорокин А.П. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 6. С. 567–571.

- [8] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
- [9] Клименко К.А., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 9. С. 138–142.
- [10] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [11] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. № 24. С. 89–94.
- [12] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 4. С. 86–94.
- [13] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 17. С. 1–7.
- [14] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 20. С. 1–4.
- [15] Güntherschulze A. // Z. Phys. 1930. Vol. 59. N 7–8. P. 433–445.
- [16] Власов В.В., Гусева Л.Г. // ЖТФ. 1971. Т. 41. № 5. С. 1060–1063.
- [17] La Verne Jay A., Mozumder A.J. // Phys. Chem. 1985. Vol. 89. N 20. P. 4219–4225.
- [18] Сорокин А.Р. // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 3. С. 33–38.
- [19] Морозов Ю.А., Шульман А.Р. // ФТТ. 1964. Т. 6. № 3. С. 943–945.
- [20] Сорокин А.Р. // ЖТФ. 1995. Т. 65. № 5. С. 198–201.
- [21] Rocca J.J., Meyer J.D., Farrell M.R. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 3. P. 790–797.
- [22] Сорокин А.Р., Ищенко В.Р. // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 11. С. 10–14.
- [23] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 9. С. 42–51.