

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Вихри в газоразрядной плазме

А.Р. Арамян, Г.А. Галечян

В обзоре рассматриваются процессы, связанные с возникновением вихревого движения в слабоионизованном газе при распространении высокоскоростного потока по газовому разряду и при взаимодействии акустических волн с положительным столбом. Приведены результаты исследований влияния продольного течения газа, направленного вдоль разряда, на свойства положительного столба. Показано, что при определенных условиях в положительном столбе газового разряда при наличии газового потока возникают вихри, которые вызывают перемешивание плазмы в радиальном направлении и ведут к однородному возбуждению газа при высоких давлениях. Представлены результаты исследований взаимодействия акустических волн с низкотемпературной плазмой. Описаны явления формирования вихревого движения в газовом разряде под влиянием звуковых волн и создания неконтрагированного разряда при повышенных давлениях. Кроме того, в обзоре анализируются результаты исследований вспышки суперлюминесцентного излучения в разряде аргона при скачкообразном переходе положительного столба повышенного давления с акустическими вихрями из неконтрагированного состояния в контрагированное. Рассматривается механизм генерации суперлюминесцентного излучения в положительном столбе, связанный с переходом акустического течения из турбулентной формы в ламинарную. Приведено описание газоразрядного акустоиндуцированного лазера.

PACS numbers: 42.55. – f, 52.20.Hv, 52.75. – d, 52.80. – s

DOI: 10.3367/UFNr.0177.200711c.1207

Содержание

1. Введение (1207).
 2. Плазменный столб в продольном потоке газа (1208).
 - 2.1. Ламинарный поток газа вдоль плазменного столба.
 - 2.2. Влияние процессов перехода на свойства плазменного столба.
 - 2.3. Разряд в турбулентном потоке.
 3. Управление параметрами плазмы с помощью акустических волн (1217).
 - 3.1. Влияние звука на продольное электрическое поле в положительном столбе.
 - 3.2. Влияние звука на температуру газа в плазме.
 4. Суперлюминесцентное излучение в плазме аргона, индуцированное акустической волной (1223).
 - 4.1. Наблюдение монохроматического излучения в плазме аргона.
 - 4.2. Исследование процессов генерации вспышек суперлюминесцентного излучения в плазме, вызванных звуком.
 - 4.3. Механизм генерации вспышек суперлюминесцентного излучения в разряде аргона.
 - 4.4. Газоразрядный акустоиндуцированный лазер.
 5. Заключение (1229).
- Список литературы (1229).

1. Введение

Истоки данной работы восходят к годам становления квантовой электроники, когда оформилась проблема создания лазера на углекислом газе с высокой удельной мощностью генерации, т.е. созданию газовых оптических квантовых генераторов при повышенных давлениях смеси. В этот период начались интенсивные исследования разряда в продольном потоке газа с целью преодоления шнурования разряда при увеличении давления газа, выяснения возможностей вывода из трубки тепловой энергии, выделяемой электрическим током в разрядной области, и создания однородного неконтрагированного положительного столба при высоких давлениях.

В первых исследованиях [1, 2] влияния потока газа на величину продольного электрического поля было установлено, что при переходе потока в турбулентное течение, т.е. когда в положительном столбе возникает вихревое движение, скачкообразно повышается поглощаемая разрядом электрическая мощность, которая в дальнейшем монотонно возрастает с увеличением скорости газа. Это явление вызвано высокой потерей заряженных частиц на стенках трубки вследствие турбулентной диффузии, которая существенно выше классической амбиполярной диффузии зарядов в плазме [3]. Повышение скорости рекомбинации заряженных частиц на стенках трубки приводит к увеличению скорости ионизации и соответственно величины продольного электрического поля. В [4–7] рассматриваются флуктуации концентрации электронов разряда, вызванные турбулентным течением газа вдоль положительного столба. В

А.Р. Арамян, Г.А. Галечян. Институт прикладных проблем физики Национальной академии наук Армении, 375014 Ереван, ул. Гр. Нерсисяна 25, Армения
Тел. (37410) 24-10-59. Факс (37410) 28-18-61
E-mail: ara@iapp.sci.am, galechian@web.am

Статья поступила 23 апреля 2007 г.,
после доработки 1 августа 2007 г.

дальнейшем обращается внимание также на зависимость диаметра плазменного столба от скорости потока газа [8]. В [9, 10] приведены графические зависимости диаметра положительного столба от величины скорости потока и давления газа, полученные в результате экспериментальных исследований. Показано, что при малых давлениях и скоростях потока, когда число Рейнольдса меньше критической величины, увеличение скорости газа в диапазоне ламинарного течения приводит к сжатию положительного столба, увеличению концентрации заряженных частиц на оси разряда и уменьшению температуры электронов. Однако при числах Рейнольдса выше критической величины повышение скорости газа приводит к образованию вихревого движения и увеличению диаметра плазменного столба. В [10] приведены результаты исследований ионизационных волн в потоке газа, где показано, что повышение скорости потока приводит к увеличению диаметра и удлинению страт, т.е. к их сливанию и полному устранению поперечных и продольных неодородностей газа в разряде. Анализируются механизмы влияния потока газа на свойства плазменного столба. При распространении потока в положительном столбе происходит модуляция разрядного тока и всех остальных параметров разряда в зависимости от величины давления и скорости газа. В работе [11] рассматриваются зависимости амплитуды и частоты колебаний, генерируемых течением газа в положительном столбе, от параметров потока.

При исследовании взаимодействия акустических волн с плазмой было обращено внимание, что ряд процессов, возникающих в разряде со звуком, аналогичны явлениям, происходящим в разряде с потоком газа. Повышение интенсивности акустической волны выше определенной величины приводит к сжатию положительного столба и уменьшению температуры электронов. Дальнейший рост силы звука ведет к увеличению диаметра плазменного столба и созданию однородного неконтрагированного разряда при высоких давлениях газа. Это сопровождается уменьшением температуры газа и повышением энергии электронов в плазме [12–14]. В работе [15] проанализирована аналогия явлений, имеющих место в разряде в потоке газа и в поле акустической волны.

Интенсивная звуковая волна в разрядной трубке образует акустическое течение, которое порождает в разряде вихревое движение, вызывающее перемешивание плазмы в радиальном направлении, расконтрагирование положительного столба и создание однородного, стабилизированного разряда. Выключение акустической волны в однородном расшнурованном положительном столбе при повышенном давлении газа приводит к стягиванию разряда в узкий шнур, что вызывает резкое уменьшение концентрации электронов на периферии трубки. В свою очередь, в результате рекомбинационных и релаксационных процессов это приводит к инверсной заселенности уровней, что вызывает вспышку суперлюминесцентного излучения [16–18]. Далее рассматривается физический механизм суперлюминесцентного излучения, который связан с переходом разряда из неконтрагированного состояния повышенного давления в контрагированное. На основе этого описывается действие оптического квантового генератора, индуцированного акустической волной.

2. Плазменный столб в продольном потоке газа

Основным назначением потока газа, направленного вдоль разряда, является расконтрагирование шнуrowанного положительного столба при высоких давлениях, отвод тепла, выделяемого электрическим током в положительном столбе, увеличение энерговыклада в разряд.

Поток газа, направленный вдоль положительного столба, широко используется для подавления как поперечных (шнурование), так и продольных (стратирование, доменизация) неустойчивостей в разряде.

Исследования разряда в продольном потоке газа свидетельствуют, что увеличение скорости течения газа в пределах ламинарной формы (при постоянном токе и давлении газа) приводит к уменьшению диаметра разряда, температуры электронов, продольного электрического поля и увеличению плотности тока в приосевой области плазменного столба [19, 42]. Повышение скорости течения газа в шнуrowанном разряде больше определенной величины в положительном столбе вызывает образование вихревого движения, вследствие чего происходит перемешивание плазмы в радиальном направлении. Диаметр разряда при этом возрастает и заполняет внутренний объем трубки. При переходе потока в турбулентное течение возрастает поглощаемая разрядом электрическая мощность, которая в дальнейшем монотонно растет с увеличением скорости газа. В работе [2] это явление объяснено аномально высокой потерей заряженных частиц на стенках трубки вследствие турбулентной диффузии, которая значительно больше классической амбиполярной диффузии заряженных частиц в разряде.

Флуктуация плотности плазмы в разряде, вызванная продольным турбулентным потоком, стала предметом исследований в работах [20–24]. Кроме того, плазменный столб в турбулентном потоке стал моделью исследования рассеяния электромагнитных волн на флуктуациях плазмы. В [25–28] рассматривались различные аспекты рассеяния. Так, в [27] было показано, что при увеличении числа Рейнольдса в пределах ламинарного течения газа ($0 < Re < 1600$) сигнал рассеянной волны от плазмы оставался на низком уровне. С началом образования турбулентного движения в потоке ($1600 < Re < 6000$) мощность рассеянной от плазмы волны скачкообразно увеличивается в 20 раз.

Разряд с высокоскоростным потоком газа используется для создания мощных компактных конвективных лазеров на углекислом газе с высокой удельной мощностью генерации излучения [29–37]. В [30] сообщалось, что благодаря высокоскоростной прокачке газовой смеси через разрядную область было получено непрерывное индуцированное излучение CO_2 лазера мощностью 140 Вт с разрядной трубкой диаметром 1,35 см и длиной 10 см. Была достигнута удельная мощность генерации 9 Вт см^{-3} , в то время как без прокачки среднее ее значение составляло $0,25 \text{ Вт см}^{-3}$. До этого для создания многокиловаттных оптических квантовых генераторов на CO_2 строили лазеры длиной сотни метров. Так, в [29] сообщается, что с разрядной области длиной 200 м получено излучение мощностью 8,8 кВт длиной волны 10,6 мкм.

В [32] описан газоразрядный CO_2 лазер с циркуляцией газовой смеси с мощностью излучения 27,2 кВт (длина

244 см, ширина 6,3 см и высота 53 см) с КПД 17,2%. Обзор о мощных CO_2 лазерах непрерывного действия приведен в [33].

Большинство работ, опубликованных в начале семидесятых и восьмидесятых годов прошлого столетия, связанных с вопросами создания конвективных газовых лазеров на углекислом газе, было ориентировано на то, чтобы в созданных лазерах можно было бы избежать шнурования разряда при увеличении давления газа, повысить вклад электрической мощности в разряд, осуществить однородное возбуждение газа при высоких плотностях смеси в активной зоне лазера.

В дальнейшем разряд в потоке газа получил ряд других применений, в частности, в плазмохимических реакторах, в плазмотронах, дуговых разрядах для достижения высоких плотностей токов.

Впоследствии вопросы исследования разряда в потоке газа получили самостоятельный интерес вследствие того, что такой тип разряда был малоизучен и богат многообразными физическими явлениями на стыке физики низкотемпературной плазмы и газодинамики. Рассматривались разряды с потоком газа вдоль положительного столба в цилиндрических трубках или камерах прямоугольного сечения и, кроме того, с потоком газа, направленным перпендикулярно к плазменному столбу. В [38] приведен обзор результатов исследований тлеющего разряда в потоке газа с секционированными катодами.

В данном разделе рассмотрим особенности положительного столба тлеющего разряда в продольном потоке газа в цилиндрической конфигурации. Проанализируем вопросы влияния прокачки газа на параметры плазменного столба при ламинарном течении, при переходе потока от ламинарной формы к турбулентному режиму, при котором происходят колебания параметров разряда, вызванные вихревым движением плазмы.

2.1. Ламинарный поток газа вдоль плазменного столба

Ламинарное течение, направленное вдоль трубки, подвергается воздействию некоторых малых возмущений, например, возникающих из-за условий на входе газа в трубу, а также из-за пограничного слоя на обтекаемом теле (шероховатость стенки или неравномерность внешнего течения). Каждая теория стремилась проследить за развитием во времени возмущений, наложенных на основное течение, причем форма этих возмущений в каждом отдельном случае определялась особо. Необходимо было решить главный вопрос — затухают или нарастают возмущения с течением времени. Затухание

возмущений со временем должно было означать, что основное течение устойчиво и, наоборот, нарастание возмущений со временем означало, что основное течение неустойчиво и поэтому возможен переход в турбулентное течение. Таким путем пытались создать теорию устойчивости ламинарного течения, которая позволяла бы теоретически вычислить число Рейнольдса для заданного ламинарного потока [39, 40].

Форма распределения скорости газа по радиусу трубки в случае ламинарного течения является параболической и может быть описана выражением

$$V = V_0(1 - \rho^2), \quad (1)$$

где V_0 — скорость газа вдоль оси трубки, $\rho = r/R$, R — внутренний диаметр трубки, r — радиальная координата.

Такое распределение скорости газа по сечению трубки устанавливается вследствие вязкости газа и наличия стенок трубки. Согласно определению вязкости [41], градиент скорости направленного движения $dv/d\rho$ газа индуцирует силу, действующую на газ вдоль градиента скорости, в данном случае вдоль радиуса трубки от стенок к оси:

$$F_r = -\eta \frac{dv}{d\rho}. \quad (2)$$

Эта сила является аналогом давления, и в плазме с потоком газа передается радиально от нейтральных частиц ионам и электронам при столкновениях между ними. Однако, поскольку масса иона много больше массы электрона, сила F_r в основном будет действовать на ионы, вызывая смещение их в радиальном направлении, что ведет к более сжатому распределению ионов по радиусу положительного столба, чем при отсутствии потока. Из условия квазинейтральности плазмы следует, что радиальное распределение концентрации электронов соответствует ионному распределению.

На рисунке 1 представлена фотография контрагированного стратированного положительного столба тлеющего разряда в продольном ламинарном потоке газа в трубке диаметром 1 см. Направление потока слева направо (от катода к аноду) при давлении гелия $p = 14$ мм рт. ст., электрическом токе $I_d = 20$ мА. Видимая граница диаметра неподвижных страт в плазменном столбе в ламинарном потоке порядка 0,5 см, что соответствует половине внутреннего диаметра разрядной трубки. В области первых трех страт скорость потока газа $V = 250$ м с⁻¹, в области следующих шести страт $V = 100$ м с⁻¹ [10]. После третьей слева страты производится откачка газа первым насосом. После девятой —

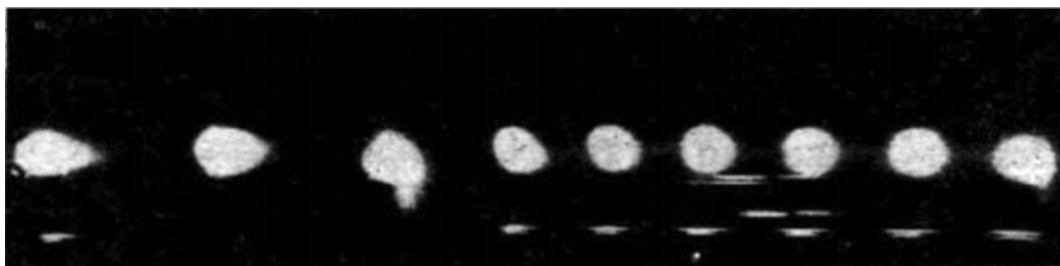


Рис. 1. Фотография страт в потоке гелия в трубке диаметром 1 см. Направление потока слева направо (от катода к аноду), $p = 14$ мм рт. ст., ток 20 мА. В области первых трех страт скорость газа $V = 250$ м с⁻¹, в области следующих страт $V = 100$ м с⁻¹ [10].

вторым насосом, поэтому в одной трубке реализована ситуация, когда одновременно при одном давлении газа образованы неподвижные страты с разной ламинарной скоростью потока и так как первые три страты находятся при заметно большей скорости, чем следующие шесть, то первые две страты имеют более выраженную аэродинамическую форму (с хвостом). Форма третьей страты несколько нарушена вследствие того, что в этом месте расположено отверстие для откачки насосом. Кроме того, отметим, что на этой фотографии наглядно демонстрируется, что расстояние между стратами, образованными в положительном столбе тлеющего разряда в ламинарном потоке, зависит от величины скорости течения газа. В [10, 42] приведена теория ионизационных волн в продольном ламинарном потоке газа в тлеющем разряде, которая хорошо согласуется с результатами экспериментальных исследований.

Для количественного рассмотрения влияния продольного ламинарного течения на параметры положительного столба приведены выражения для радиальных потоков электронов и ионов в стационарном тлеющем разряде электроположительного газа с продольной прокачкой.

Поток газа направлен от катода к аноду:

$$\Gamma_e = -D_e \nabla n_e - \mu_e n_e E_r - \frac{\mu_e n_e}{e} \eta_e \nabla V, \quad (3)$$

$$\Gamma_+ = -D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ E_r + \frac{\mu_+ n_+}{e} \eta_+ \nabla V, \quad (4)$$

где Γ — плотность потока заряженных частиц, D — коэффициент диффузии, μ — коэффициент подвижности, E_r — радиальное самосогласованное электрическое поле, η — коэффициент вязкости, V — скорость ламинарного потока газа, индексы "e" — электроны, "+" — положительные ионы. Приравняв радиальные потоки электронов и ионов на периферии разряда

$$\Gamma_+ = \Gamma_e \quad (5)$$

и используя условие квазинейтральности плазмы

$$n_+ \approx n_e = n, \quad (6)$$

из (3)–(6) получим формулу для самосогласованного поля

$$E_r = \frac{D_+ - D_e}{\mu_+ + \mu_e} \frac{\nabla n}{n} - \frac{\nabla V}{e} \frac{\mu_e \eta_e + \mu_+ \eta_+}{\mu_e + \mu_+}. \quad (7)$$

Подставив (7) в (3) и (4), получим

$$\Gamma = -D_a \nabla n + B n \nabla V, \quad (8)$$

$$D_a = \frac{D_e \mu_+ + D_+ \mu_e}{\mu_+ + \mu_e}, \quad (9)$$

$$B = \frac{\mu_+ \mu_e}{\mu_+ + \mu_e} \frac{\eta_+ - \eta_e}{e}. \quad (10)$$

Имея в виду, что $D_e \gg D_+$ и $\mu_e \gg \mu_+$, выражения (7) и (8) можно упростить

$$E_r = -\frac{k T_e}{e} \frac{\nabla n}{n} - \frac{\nabla V}{V} \left(\eta_e + \eta_+ \frac{\mu_+}{\mu_e} \right), \quad (7')$$

$$\Gamma = -D_+ (1 + \gamma) \nabla n + \mu_+ \frac{\eta_+ - \eta_e}{e} n \nabla V, \quad (8')$$

где T_e — температура электронов, $\gamma = T_e/T_+$, T_+ — температура ионов. Формула радиального самосогласованного электрического поля (7) состоит из двух слагаемых: первое является полем разряда в отсутствие потока [43], второе связано только с прокачкой газа и при $V = 0$ становится равным нулю.

Из (7) следует, что E_r в положительном столбе с продольным ламинарным потоком возрастает с увеличением скорости газа. Увеличение самосогласованного электрического поля E_r будет значительнее на периферии разряда, где градиент скорости газа больше.

Для определения распределения концентрации заряженных частиц по радиусу положительного столба напишем ионизационно-диффузионное уравнение при условии, что ионизация происходит преимущественно прямым электронным ударом, а исчезновение — посредством их диффузии к стенкам

$$\text{div } \Gamma = K_{\text{ion}} n, \quad (11)$$

где K_{ion} — частота ионизации.

В уравнении (11) учет ламинарного течения газа заключен в выражении для потока (8) (во втором члене).

Подставив (8) в (11) и перейдя к круговым цилиндрическим координатам, получим уравнение для распределения концентрации заряженных частиц по радиусу положительного столба при различных значениях V_0 :

$$\frac{d^2 n}{d\rho^2} + \left(\frac{1}{\rho} + \frac{2V_0 B}{D_a} \rho \right) \frac{dn}{d\rho} + \left(\frac{4V_0}{D_a R^2} + A^2 \right) n = 0, \quad (12)$$

где $A^2 = K_{\text{ion}} R^2 / D_a$. Уравнение (12) при $V = 0$ переходит в уравнение Шоттки [43], соответствующее положительному столбу без потока газа. Решение уравнения (12), удовлетворяющее однородным граничным условиям

$$\frac{dn(0)}{d\rho} = 0, \quad n(1) = 0, \quad (13)$$

будет

$$n(\rho) = n(0) \exp(-\varepsilon \rho^2) F_a(\alpha; 1; \varepsilon \rho^2), \quad (14)$$

где F_a — вырожденная гипергеометрическая функция [44],

$$\varepsilon = \frac{V_0 B}{D_a}, \quad (15)$$

$$\alpha = 1 - \frac{A^2}{4\varepsilon}. \quad (16)$$

На рисунке 2 представлены графики зависимости распределения относительной концентрации электронов по радиусу положительного столба, рассчитанные по формуле (14) для различных ε .

При $\varepsilon = 0$, т.е. $V = 0$ выражение (14) переходит в решение для распределения концентрации электронов n_e по сечению разряда в отсутствие потока $n(\rho) = n(0) J_0(2,405\rho)$.

При $\varepsilon = 1$, $\alpha = -1$ $n(\rho) = n(0) \exp(-\rho^2) F_a(-1; 1; \rho^2)$.

Из рисунка 2 следует, что с увеличением скорости ламинарной прокачки газа распределение заряженных частиц сужается.

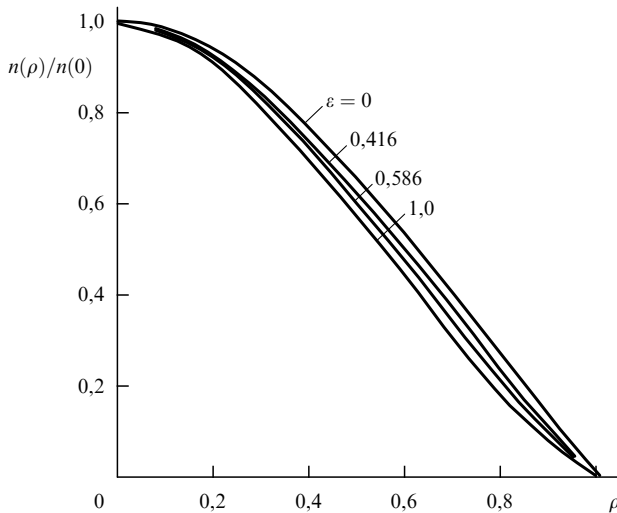


Рис. 2. Графики распределения относительной концентрации заряженных частиц по радиусу положительного столба в ламинарном потоке газа, направленном вдоль разрядной трубки при различных ε ($\varepsilon = V_0 B / D_a$) [19, 42].

Результаты экспериментального исследования влияния ламинарного течения на параметры положительного столба тлеющего разряда приведены в [42]. Измерения выполнялись в разрядной трубке длиной 50 см, диаметром 10 мм с полыми цилиндрическими электродами на концах. Методом двойных электрических зондов определялось распределение концентрации и температуры электронов по радиусу положительного столба в разряде с ламинарным потоком гелия и без потока.

На рисунке 3а представлены экспериментальные зависимости относительной концентрации электронов от радиуса положительного столба в аргоне при давлении 5 мм рт. ст. и разрядном токе 40 мА. Кривая 1 соответствует радиальному распределению плотности электронов в разряде в отсутствие потока, 2 — при продольном ламинарном течении газа со скоростью 10 м с^{-1} . Из приведенных графиков следует, что распределение концентрации электронов по радиусу плазменного столба в ламинарном потоке является более крутым, чем в случае без потока. Положительный столб под

действием продольной ламинарной прокачки газа сжимается к оси. Это приводит к увеличению плотности тока в приосевой области разряда и уменьшению температуры электронов. На рисунке 3б приведены графики изменения температуры электронов по радиусу положительного столба, из которых следует, что при наличии потока температура электронов уменьшается. Концентрация электронов на оси увеличивается при повышении скорости ламинарного потока, т.е. при скорости $V = 10 \text{ м с}^{-1}$ $n_{e0} = 1,77 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а при $V = 0$ $n_{e0} = 1,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Кроме того, следует отметить, что при наличии потока вдоль разряда разность потенциалов на электродах меньше ($U_d = 0,5 \text{ кВ}$), чем в отсутствие потока ($U_e = 0,65 \text{ кВ}$) при рассматриваемых условиях. Аналогичные экспериментальные результаты получены в разряде гелия и азота.

Таким образом, в результате теоретических и экспериментальных исследований получено, что включение ламинарной прокачки при постоянном значении тока и давления вызывает сжатие положительного столба, как и при тепловой контракции [45], что сопровождается уменьшением напряжения на электродах, понижением температуры электронов плазмы, увеличением концентрации электронов на оси разряда. Однако в данном случае тепловая контракция исключена, так как сжатие разряда происходит в результате прокачки газа (при увеличении скорости потока в пределах ламинарной формы течения), которая отводит тепло, выделяемое током в разряде, и температура газа в сжатом столбе в потоке газа будет меньше, чем в его отсутствие. Таким образом, в данном случае имеются все признаки контракции, которая вызвана силой внутреннего трения между нейтралами и заряженными частицами из-за градиента скорости, и устанавливается при ламинарном течении и направлена по радиусу трубки.

В работе [2] Джентл, Ингард, Бекефи приводят результаты исследования тлеющего разряда в продольном потоке аргона в трубке диаметром 0,6 см при $p = 20 \text{ мм рт. ст.}$ и токе 60 мА. Они наблюдали, что при постоянном значении тока и давления в трубке увеличение скорости газа от нуля до $V = 40 \text{ м с}^{-1}$ приводит к уменьшению напряженности электрического поля E от 3,6 до 2,8 В см^{-1} . Авторы отметили, что им непонятен механизм, приводящий к уменьше-

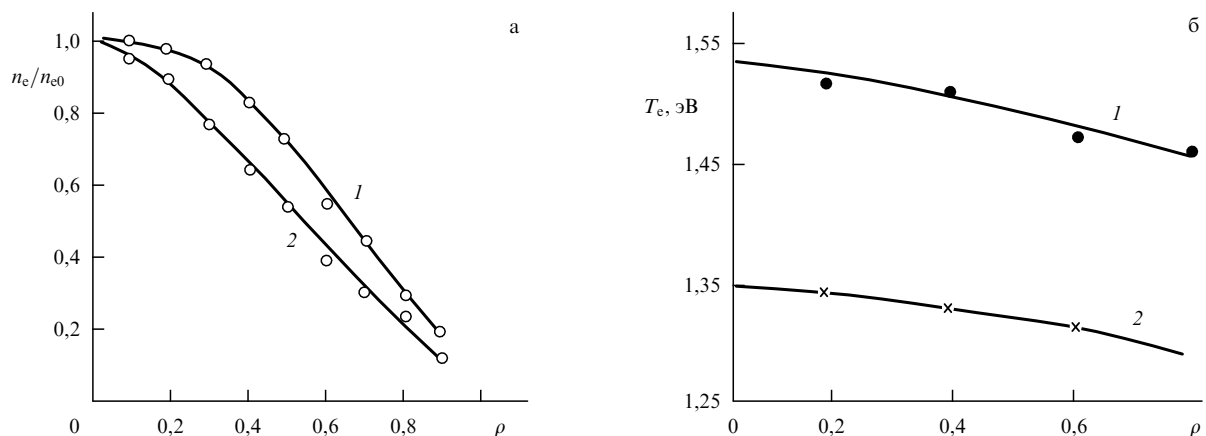


Рис. 3. Графики распределения относительных концентраций заряженных частиц (а) и температуры электронов (б) по радиусу положительного столба в аргоне при давлении $p = 5 \text{ мм рт. ст.}$ в трубке диаметром 1 см, длиной 50 см, ток $I = 40 \text{ мА}$; 1 — в отсутствие потока; 2 — в потоке аргона со скоростью $V = 10 \text{ м с}^{-1}$ [42].

нию E при увеличении скорости газа в пределах малых скоростей прокачки.

Из результатов исследований влияния ламинарного течения на параметры плазменного столба, приведенных в [19, 42], стало понятно, что уменьшение продольного электрического поля при увеличении скорости аргона от 0 до 40 м с^{-1} в [2] связано со сжатием положительного столба при ламинарном течении газа.

Явление уменьшения диаметра положительного столба при увеличении скорости газа в пределах ламинарного течения легко наблюдать при помощи продольного стационарного CO_2 лазера с ламинарным потоком газа вдоль положительного столба [33]. В таком лазере тепло, выделяемое в разряде, эффективно отводится конвекцией газа, и температура смеси в активной зоне лазера мало отличается от комнатной. Поэтому профиль коэффициента усиления генерируемой волны не зависит от температуры газа и определяется в основном распределением концентрации электронов по радиусу трубки. Получив лазерное излучение, при малой скорости прокачки и низком давлении газа нужно следить за диаметром лазерного луча на люминесцентном экране. Повышение скорости газа приведет к плавному уменьшению диаметра лазерного пятна. Этот эффект следует наблюдать в диапазоне тех давлений и скоростей газа, при которых еще не наступило скачкообразное шнурование разряда [45].

В разряде с продольным ламинарным потоком газа увеличение скорости газа приводит к сжатию положительного столба, которое сопровождается уменьшением продольного электрического поля, повышением концентрации электронов в приосевой области плазменного столба и уменьшением температуры электронов.

2.2. Влияние процессов перехода на свойства плазменного столба

Переход течения из ламинарной формы в турбулентную происходит, когда в потоке возникают колебания, которые не затухают, а усиливаются. Особенностью перехода является двойной характер этого движения. Переход можно характеризовать как явление, в процессе которого ламинарное течение становится турбулентным. В [46] отмечено, что течение, в режиме перехода от ламинарного к турбулентному, уже утратило хорошо упорядоченную структуру, но еще не стало полностью беспорядочным. В [47] такое движение называется псевдотурбулентным, так как оно характеризуется периодичностью в пространстве и во времени. В [39] отмечено, что при приближении к точке перехода в трубке возникают почти синусоидальные колебания. Этот переход, несмотря на более чем столетнюю историю исследований, является одним из самых малоизученных разделов механики жидкостей и газов. Состояние теории перехода изложено в [39, 46–48].

В данном разделе мы проанализируем результаты экспериментального исследования влияния потока газа в режиме перехода на свойства слабоионизованного плазменного столба. Прежде, чем приступить к описанию экспериментальных результатов, отметим, что любые колебания, возникающие в течении, проявляются на разрядном токе в виде модуляции его параметров, которые можно анализировать и получать информацию о процессах, происходящих в потоке газа. Эти колебания детектируются также электрическими

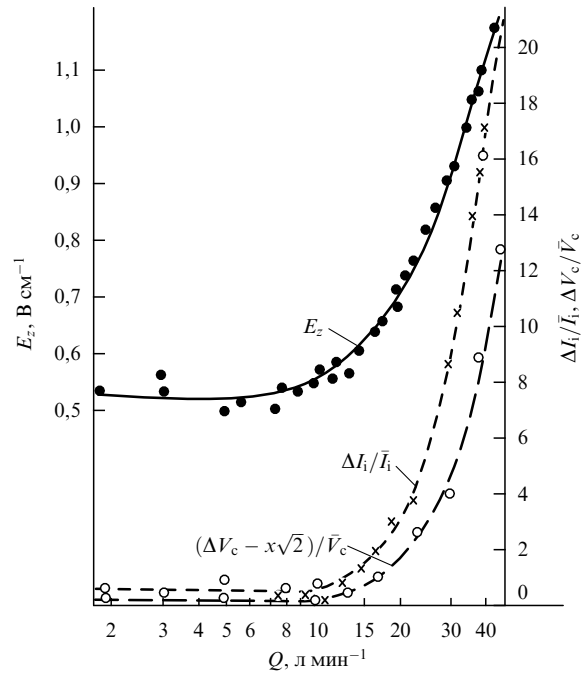


Рис. 4. Графические зависимости влияния газового потока на продольное электрическое поле и на интенсивность плазменных флуктуаций, направленных вдоль положительного столба в трубке диаметром 2,2 см, при давлении аргона $p = 5 \text{ мм рт. ст.}$, разрядном токе $I = 1,5 \text{ А}$, температуре электронов $T_e = 1 \text{ эВ}$ [5].

зондами, помещенными в плазму. Кроме того, можно получать информацию о колебаниях в потоке, детектируя их антенной снаружи разрядной трубки.

На рисунке 4 приведены графические зависимости влияния газового потока на продольное электрическое поле и на интенсивность плазменных флуктуаций, направленных вдоль положительного столба в трубке диаметром 2,2 см, при давлении аргона $p = 670 \text{ Па}$, разрядном токе $I = 1,5 \text{ А}$, $T_e = 1 \text{ эВ}$ [5]. Из представленных графиков следует, что увеличение скорости потока выше определенной величины приводит к росту продольного электрического поля. Рост E_z вызван образованием вихревого движения в потоке аргона, что подтверждается ходом нижней кривой, которая характеризует интенсивность плазменных флуктуаций в потоке, измеренных лэнгмюровским зондом (I_i — среднее значение ионного тока насыщения, ΔI — флуктуирующая компонента).

Самая нижняя кривая характеризует уровень волны (2,95 ГГц), отраженной положительным столбом. Отраженная волна поступала в открытый конец волновода, установленного против трубки. Из рисунка 4 следует, что рост флуктуаций в плазме начинается при том же значении потока, при котором происходит увеличение величины продольного электрического поля.

Рассмотрим работы [9, 10], в которых приведены результаты исследований влияния потока на параметры положительного столба тлеющего разряда, что достигалось изменением величины давления газа в трубке при постоянной скорости потока и разрядного тока.

На рисунке 5а приведены зависимости видимой границы диаметра положительного столба от давления гелия в трубке. Эксперимент выполнялся в трубке с внутренним диаметром 1 см, длиной 30 см, разрядный

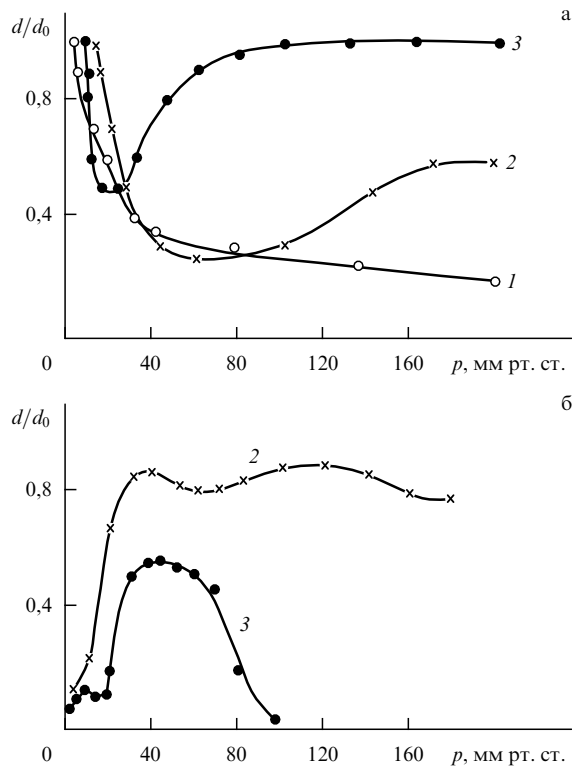


Рис. 5. Графики зависимости диаметра видимой границы положительного столба (а) и амплитуда колебаний разрядного тока (б) от давления гелия в трубке с внутренним диаметром 1 см, длиной 30 см, разрядный ток 30 мА при различных значениях скорости потока [9, 10].

ток 30 мА. Направление потока газа совпадало с направлением электрического тока. Диаметр положительного столба определялся по диаметру видимой границы этого столба.

Проанализируем кривую, соответствующую $V = 250 \text{ м с}^{-1}$. Пробой газа производился при давлении 0,01 мм рт. ст. До 10 мм рт. ст. диаметр положительного столба был равен внутреннему диаметру трубки (диффузионный разряд). При $p = 10$ мм рт. ст. наступала контракция разряда и диаметр положительного столба скачкообразно уменьшался до 5 мм. Этот процесс сопровождался уменьшением продольного электрического поля [49], возникновением модуляции разрядного тока, образованием колебаний на электрических зондах, помещенных в плазму. На рисунке 5б представлены амплитуды колебаний, возникающих в разряде при изменении режимов течения потока вдоль положительного столба. Указанные колебания детектировались антенной, расположенной вне трубки. Возникновение колебаний в трубке (~ 5 кГц) сопровождалось контракцией разряда. При этом возникают вихри порядка диаметра трубки, что соответствует псевдотурбулентному режиму течения потока. Повышение давления газа в разряде приводит к увеличению диаметра плазменного столба и уменьшению амплитуды колебаний. При этом происходит увеличение числа Рейнольдса, дробление крупных вихрей на мелкие и уменьшение амплитуды колебаний. Дальнейшее повышение давления газа приводит к увеличению диаметра разряда, полному его расщурованию и заполнению всего объема трубки. Амплитуда колебаний уменьшается, частота возрастает

до величины порядка 800 кГц и в потоке устанавливается область развитой турбулентности. На рисунке 5а приведен также график при скорости потока 40 м с^{-1} . В этом случае диаметр положительного столба в потоке гелия после контракции и некоторого расконтрагирования не превышает $0,6d/d_0$ при повышении давления до 752 мм рт. ст., $Re = 3300$. Амплитуда колебаний в плазме при этом не уменьшается (рис. 5б) и остается на том же уровне, что и при $p = 23$ мм рт. ст. Следовательно, большое число Рейнольдса потока в плазменном столбе еще не гарантирует получение однородного стабилизированного расконтрагированного разряда; необходимо обеспечить высокие скорости прокачки. На рисунке 5а для сравнения приведен график зависимости видимой границы диаметра положительного столба от давления газа при отсутствии потока. При давлении порядка 180 мм рт. ст. относительная величина диаметра разряда соответствует $0,2d/d_0$.

Для наглядной демонстрации процесса расщурования разряда потоком газа при высоких давлениях на рис. 6 представлены фотографии разряда с продольным течением гелия в трубке с внутренним диаметром 1 см, током 20 мА и скоростью газа 250 м с^{-1} [10, 42]. На рисунке 6а приведены стоячие страты в контрагированном положительном столбе в потоке, направленном от катода к аноду, при давлении 14 мм рт. ст. (диаметр страт соответствует 0,5 см), а также демонстрируются поперечная и продольная неоднородности возбуждения газа в разрядном объеме. На рисунке 6б видно, что при увеличении давления газа до 27 мм рт. ст. происходит удлинение страт. Дальнейшее повышение давления гелия до 32 мм рт. ст. приводит к размыванию резкой границы страт и их сливанию (происходит расстратирование). Кроме того, наблюдается увеличение диаметра положительного столба (расконтрагирование), после чего устанавливается однородный в продольном и поперечном направлениях разряд.

Обратимся к рис. 7, благодаря которому можно получить информацию об условиях, при которых в потоке возникает вихревое движение [9, 10]. На рисунке 7 приведена зависимость разности давлений Δp на входе и выходе трубки длиной 20 см, диаметром 1 см (разность давлений Δp измерялась U-образным масляным манометром) от статического давления в середине трубки при скорости потока гелия 250 м с^{-1} . График претерпевает излом при давлении 20 мм рт. ст., что совпадает с минимумом на кривой зависимости $d/d_0 = f(p)$ на рис. 5а при $V = 250 \text{ м с}^{-1}$. Излом свидетельствует, что при этом давлении изменяется характер течения. При давлении 20 мм рт. ст. течение теряет устойчивость. Непосредственно после потери устойчивости устанавливается новый турбулентный характер течения газа. Наклон зависимости $\Delta p = f(p)$ становится менее крутым, так как часть энергии ламинарного (направленного) течения переходит в энергию вихрей перемешивающих газ в поперечном направлении.

В начальном этапе перехода, при котором разряд контрагирует, в потоке возникают крупномасштабные, низкочастотные вихри, вызывающие колебания всего положительного столба, и при этом разряд может распадаться на отдельные осциллирующие плазменные каналы. Такой режим горения разряда наблюдал также Чеботаев [8]; он описывает режим поддержания разряда, при котором положительный столб осциллирует цели-

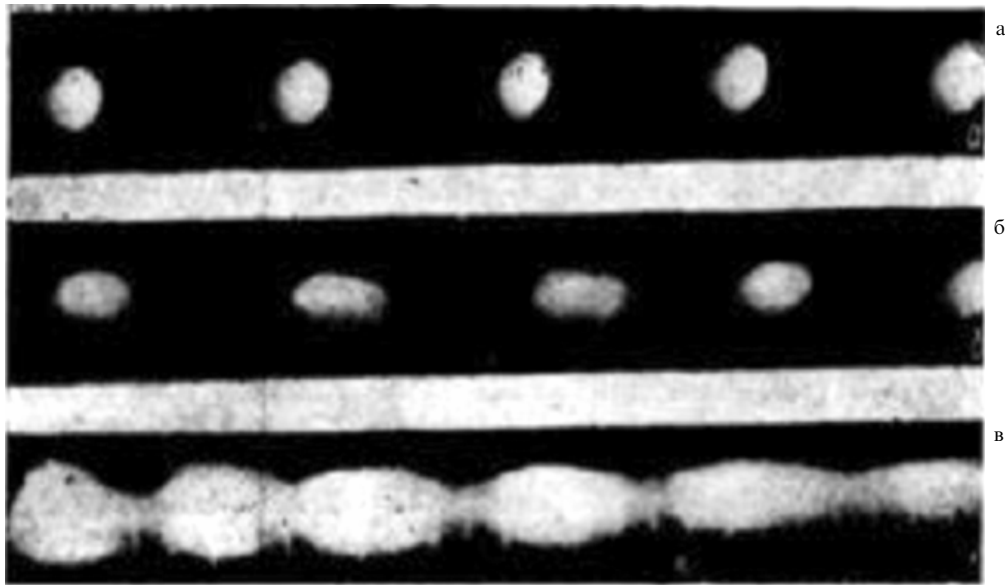


Рис. 6. Фотографии контрагированных страт в продольном потоке гелия в трубке с внутренним диаметром 1,0 см, разрядным током 20 мА, скоростью газа 250 м с^{-1} и при различных давлениях: (а) 14 мм рт. ст.; (б) 27 мм рт. ст.; (в) 32 мм рт. ст. [10].

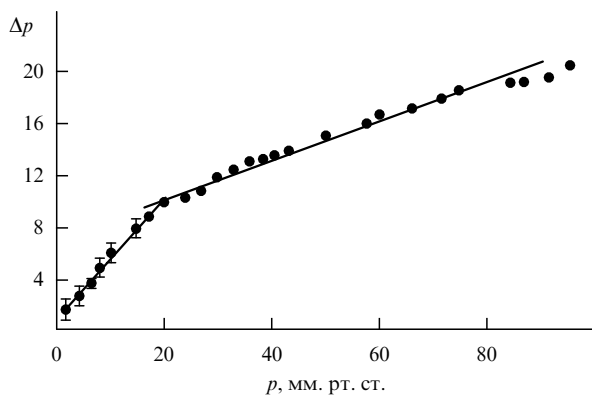


Рис. 7. Зависимость разности давлений на входе и выходе разрядной трубки от статического давления в середине трубки диаметром 1,0 см и длиной 20 см [9, 10].

ком — "метелкой". При повышении плотности газа или скорости потока, т.е. при увеличении числа Рейнольдса, крупные вихри дробятся на мелкие, и поток переходит в режим мелкомасштабных, высокочастотных вихрей, приводящих к полному расконтрагированию разряда.

Далее рассмотрим контракцию разряда в продольном потоке газа [50], вызванную переходом течения из ламинарной формы в турбулентную. На рисунке 8 представлены графики зависимости разности потенциалов на электродах разрядной трубки (диаметром 1 см и длиной 30 см) от давления гелия при различных значениях скорости потока.

Контракция разряда сопровождается значительным понижением разности потенциалов, при котором происходит детектирование колебаний на электрических зондах, помещенных в положительный столб; возникает модуляция разрядного тока и уменьшение диаметра плазменного столба. Так, кривая 1 соответствует скорости потока $V_1 = 200 \text{ м с}^{-1}$, при этом контракция наступает при $p_1 = 12 \text{ мм рт. ст.}$, кривая 2 — $V_2 = 160 \text{ м с}^{-1}$, $p_2 = 15 \text{ мм рт. ст.}$, кривая 3 — $V_3 = 120 \text{ м с}^{-1}$,

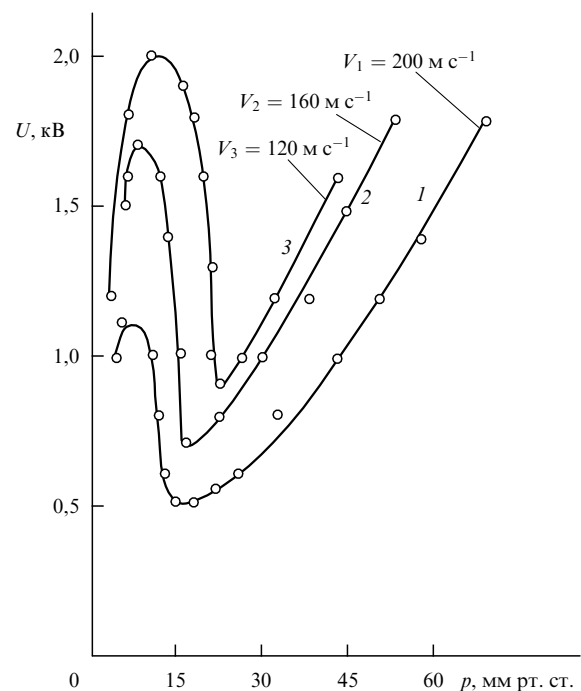


Рис. 8. Зависимость разности электрического напряжения на электродах разрядной трубки от давления в ней гелия (направление потока от катода к аноду, диаметр трубки 1,0 см). Кривая 1 — $V_1 = 200 \text{ м с}^{-1}$, 2 — $V_2 = 160 \text{ м с}^{-1}$, 3 — $V_3 = 120 \text{ м с}^{-1}$.

$p_3 = 20 \text{ мм рт. ст.}$, т.е. $p_1 V_1 = p_2 V_2 = p_3 V_3 = pV = \text{const} \cong \text{Re} = 300$.

Аналогичные экспериментальные результаты получены также в разряде с продольным потоком аргона. Так как при различных скоростях потока контракция наступает при постоянном числе Рейнольдса и при этом происходит модуляция разрядного тока, на зонде возникают гармонические колебания значительной амплитуды, свидетельствующие об изменении формы течения газа. В результате можно резюмировать, что шнурава-

ние разряда вызвано вихревым движением, возникающим при переходе течения газа из ламинарной формы в турбулентную. В пользу такого явления свидетельствует также то обстоятельство, что эксперименты были выполнены при низких значениях плотности тока, при которых температура газа мало отличалась от комнатной. Тепло, выделяемое током в разряде, эффективно отводится потоком и радиальный градиент температуры газа при рассматриваемых условиях мал, следовательно, нет оснований и для тепловой контракции. Вопросы контракции положительного столба тлеющего разряда изложены в [45, 51].

Следовательно, контракция положительного столба в продольном потоке газа, при эффективном отводе тепла, выделяемого разрядным током, наступает вследствие перехода ламинарного режима течения газа в псевдотурбулентный (область неразвитой турбулентности). Это происходит вследствие того, что в потоке нарушается устойчивость ламинарного течения, образуются низкочастотные крупномасштабные пульсации, приводящие к развитию неустойчивости. Этот вывод совпадает с результатами работ [52–54], в которых рассматривается влияние вихрей (турбулентности), возникающих в разряде, на устойчивость положительного столба в потоке газа в канале с прямоугольным сечением. Наряду со стабилизирующим действием турбулентности на устойчивость разряда выявляется дестабилизирующее действие в связи с вводом потоком в положительный столб дополнительных неоднородностей, способных инициировать развитие неустойчивостей [55, 56].

Следует отметить, что в разрядной трубке с потоком газа возможна и тепловая контракция. Эти условия могут реализоваться при большей плотности тока и малой скорости потока, когда тепло, выделяемое током, отводится прокачкой газа, и устанавливается градиент температуры по радиусу положительного столба.

Рассмотрим механизм контракции разряда в потоке газа при переходе течения из ламинарной формы в турбулентную. Известно, что распределение величины скорости газа по сечению трубки в ламинарном течении является параболическим [19]. Повышение средней скорости газа сопровождается увеличением скорости газа на оси трубки и возрастанием градиента скорости около стенки. Ламинарное течение, направленное вдоль трубки, подвергается воздействию некоторых малых возмущений, например, из-за условий на входе газа в трубку, а также наличия на стенке шероховатостей или неравномерностей внешнего течения, которые приводят к срыву пограничного слоя. При определенной скорости газа (числа Рейнольдса) возмущения, возникающие на пограничном слое, будут возрастать во времени; их нарастание будет означать, что основное течение неустойчиво и поэтому возможен переход в турбулентное течение [39, 46–48]. В потоке происходит нарушение устойчивого ламинарного течения, образуются крупномасштабные пульсации, приводящие к развитию неустойчивостей. В начальной стадии перехода в трубке возникают периодические, низкочастотные, псевдотурбулентные колебания [39, 46, 47], частота которых порядка диаметра трубки. Вместе с потоком осциллирует положительный столб, нарушается режим радиальной амбиполярной диффузии заряженных частиц, вызывая контракцию разряда.

В [16, 42] приведены результаты исследования положительного столба в потоке газа. Установлено, что в трубке диаметром 1 см в начальной стадии перехода течения из ламинарной формы в турбулентную разряд становится неустойчивым, возникают колебания с частотой порядка 5 кГц, сопровождаемые контракцией плазменного столба (видимая граница разряда уменьшается примерно в два раза и сопровождается скачкообразным уменьшением электрического поля [42]). Это свидетельствует о том, что контракция разряда в потоке газа вызвана только колебаниями, возникающими в течении в самом начале перехода, и имеет газодинамическую природу. Колебания в плазме очень легко детектируются различными методами (ленгмюровским зондом, катушкой, установленной вне трубки, фотоэлектрическим умножителем, на который поступает излучение от разряда и др.). После контракции разряда начинается область неразвитой турбулентности (низкочастотный диапазон). При повышении давления газа (или скорости) происходит увеличение числа Рейнольдса, крупные вихри дробятся на мелкие [39, 46, 47]. Это сопровождается возрастанием частоты колебаний в разряде (рис. 5б), интенсифицируя процессы переноса, которые вызывают увеличение диаметра разряда (вихри перемешивают плазму в радиальном направлении, уменьшая радиальный температурный градиент). При давлении порядка 80–100 торр происходит полное расщурование разряда: видимая граница ПС становится равной внутреннему диаметру трубки, а частота колебаний — порядка 800 кГц (область развитой турбулентности).

2.3. Разряд в турбулентном потоке

Основным назначением потока газа, циркулирующего вдоль положительного столба тлеющего разряда, является стабилизация разряда, создание однородного, неконтрагированного, равномерного по всему объему возбуждения газа при высоких давлениях, отвод тепла, выделяемого током в плазменном столбе. В режиме перехода в разряде пульсируют низкочастотные, крупномасштабные колебания в диапазоне 10–20 кГц в зависимости от диаметра трубки, которые легко детектируются ленгмюровскими зондами. Поток широко используется для подавления неустойчивостей, возникающих в разряде. При повышении скорости потока возрастает частота колебаний, генерируемых потоком в плазменном столбе, которая сопровождается увеличением диаметра разряда. В случае достаточно высоких скоростей потока газа при повышенных давлениях в разряде устанавливается более плоское распределение концентрации по радиусу столба, чем в диффузионном положительном столбе при низких давлениях. Это видно из рис. 9, на котором приведены результаты радиальных зондовых измерений плазменного столба в потоке газа при разных давлениях со скоростью газа $V = 250 \text{ м с}^{-1}$ и $V = 450 \text{ м с}^{-1}$ [10, 42].

Распределение зондового тока насыщения по радиусу в диффузионном столбе при низком давлении (кривая 1) имеет вид параболы в соответствии с теорией Шоттки. В контрагированном столбе при $p = 22 \text{ мм рт. ст.}$ распределение является более крутым (кривая 2). В расконтрагированном столбе (кривая 4) при $p = 75 \text{ мм рт. ст.}$ распределение зондового тока по радиусу плазменного столба становится таким, как и при низком давлении $p = 3 \text{ мм рт. ст.}$ На рисунке 9 приведено также распреде-

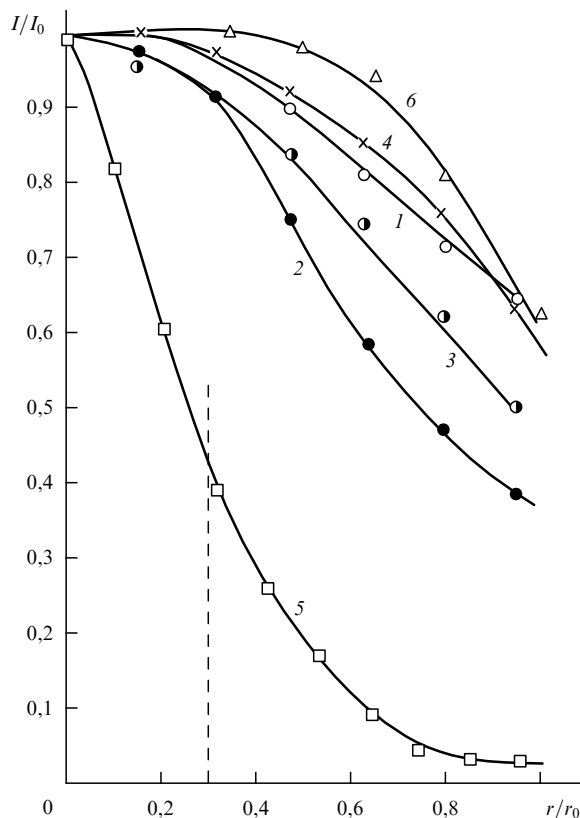


Рис. 9. Распределения относительного зондового тока насыщения двойных электрических зондов по радиусу положительного столба тлеющего разряда в продольном потоке гелия: 1 — диффузионный разряд при давлении $p = 3$ мм рт. ст., скорости $V = 250$ м с⁻¹; 2 и 3 — контрагированный разряд при $p = 22$ и 58 мм рт. ст. соответственно, $V = 250$ м с⁻¹; 4 — расконтрагированный разряд при $p = 78$ мм рт. ст., $V = 250$ м с⁻¹; 5 — контрагированный разряд в гелии без потока, $p = 50$ мм рт. ст. Штриховой линией нанесен диаметр видимой границы шнура; 6 — расконтрагированный разряд при скорости потока $V = 450$ м с⁻¹ и $p = 55$ мм рт. ст. [42].

ление зондового тока по радиусу контрагированного разряда в гелии (кривая 5) в отсутствие потока, которое находится в хорошем согласии с известным колоколообразным распределением концентрации заряженных частиц по радиусу положительного столба в отсутствие потока [57]. На рисунке 9 (пересечение с кривой 5) штриховой линией нанесен диаметр видимой границы шнура. Полученное пересечение штриховой линии с кривой 5 подтверждается данными из [57]. Там же приведено распределение тока насыщения двойных электрических зондов по радиусу разряда при скорости течения газа 450 м с⁻¹ и давлении гелия $p = 55$ мм рт. ст. ($Re = 3000$). При этих условиях устанавливается более однородное радиальное распределение плотности тока (кривая 6), чем в диффузионном положительном столбе при давлении гелия 3 мм рт. ст. (кривая 1).

В результате экспериментальных исследований по стабилизации разряда турбулентным потоком, изложенных в этом разделе, можно отметить, что положительный столб в потоке газа подвержен контракции вследствие появления крупномасштабных, низкочастотных колебаний, возникающих в течении при его переходе из ламинарной формы в турбулентную. Однако дальнейшее повышение давления или скорости газа приводит к переходу потока в область мелкомасштабной развитой

турбулентности с образованием однородного положительного столба заполняющего весь объем трубки. С увеличением скорости потока можно получить плазменный столб с более однородным распределением плотности тока по радиусу положительного столба, чем при низких давлениях в случае диффузного разряда.

В [58, 59] рассчитаны профили концентрации заряженных частиц в положительном столбе в развитом турбулентном потоке в предположении, что электроны и ионы диффундируют к стенкам трубки, а их образование происходит в приосевой области разряда посредством прямой ионизации электронами.

Кроме того, расчеты выполнены в предположении, что давление газа и температура, а также электронная температура однородны по сечению, и имеется корреляция характеристик турбулентности нейтрального и ионного газов. В [59] расчетным путем получены распределения относительной концентрации заряженных частиц по радиусу положительного столба, которые совпадают с измеренными, представленными на рис. 9.

В работе [60] приведены результаты экспериментальных исследований влияния вихревого движения в разряде аргона в трубке диаметром $2,2$ см при токе $1,8$ А и давлении газа $3,325$ кПа. Были измерены изменения напряженности продольного электрического поля, электронной температуры, скорости ионизации в зависимости от расхода газа и числа Рейнольдса. Авторы этой работы обнаружили, что при повышении числа Рейнольдса от 0 до 6300 скорость ионизации увеличилась более чем на порядок, напряженность электрического поля возросла приблизительно вдвое, а электронная температура повысилась на 10% . При этом плазменный столб расширился и заполнил весь объем разрядной трубки. Произошло расширение и выравнивание профилей концентрации заряженных частиц.

Определенные расчетным путем зависимости температуры электронов, напряженности продольного электрического поля и частоты ионизации от числа Рейнольдса [59] сравниваются с экспериментально полученными зависимостями в [60]. В результате, расхождение по температуре электронов оказалось равным $2-3\%$, частоты ионизаций — $10-15\%$ и напряженности продольного электрического поля — $50-100\%$.

В [2] также экспериментально установлено, что в тлеющем разряде аргона при давлении $2,66$ кПа увеличение скорости потока газа приблизительно от 10 до 70 м с⁻¹ приводит к повышению температуры электронов в положительном столбе на $5-15\%$.

Из-за нарушения ламинарного течения в трубке в разряде с продольной прокачкой возникают колебания. Причинами, приводящими к нарушению ламинарного течения, могут быть выступы и неровности на внутренней поверхности трубки, которые по мере роста числа Рейнольдса приводят к изгибанию линии тока вокруг выступа и затем изгиб способствует образованию вихрей. Также причинами могут быть возмущения, создаваемые потоком в месте ввода газа в трубку, наличие отверстий на стенке трубки для диагностики параметров плазмы и др. Вначале возникают колебания, частота которых задается диаметром трубки (область неразвитой турбулентности). С повышением давления или скорости газа будут происходить возрастание амплитуды колебаний и изменение частоты. На рисунке 5б приведен график зависимости амплитуды колебаний от

давления газа при постоянной средней скорости гелия 250 м с^{-1} . Наиболее простым способом детектирования колебаний, вызванных потоком газа, является анализ электрического сигнала с сопротивления, подключенного в электрическую цепь, к которой подсоединена разрядная трубка. Таким образом, можно наблюдать на экране осциллографа или мониторе компьютера модуляцию разрядного тока, вызванную прокачкой газа, и делать заключения о процессах, происходящих в потоке. Колебания плотности заряженных частиц детектируются электрическим зондом, ФЭУ, на который поступает сигнал излучения из разряда, фиксируя колебания плотности возбуждения атомов в плазме. Небольшая катушка, расположенная вне трубки, также детектирует колебания, возникающие в разряде при переходе течения в турбулентный режим. В работе [7] анемометром с нагретой нитью измерялись флуктуации скорости газа в потоке, прокачиваемого вдоль разряда, а зондирующим лазерным лучом определялся спектр колебания плотности газа. Параллельно с этими измерениями в [7] электрическим зондом определялись флуктуации плотности плазмы в контрагированном положительном столбе, диаметр которого был равен половине внутреннего диаметра трубки. В результате было установлено, что масштаб турбулентности нейтрального газа в два раза больше масштаба турбулентности плазмы в шнуре.

Впервые колебания в разряде, вызванные потоком газа, зафиксированы зондовыми измерениями в работе [2]. Авторы отмечают, что шумовой спектр колебаний, соответствующий диапазону частот между $0,5\text{--}3 \text{ кГц}$, протектирован ленгмюровским зондом при направлении потока от анода к катоду. Однако в случае, когда поток был направлен от катода к аноду в разряде аргона, сигнал был периодическим с характерной частотой $0,8\text{--}2 \text{ кГц}$, которая связана со скоростью потока, давлением газа и разрядным током. Эти эффекты наблюдались в трубке диаметром $0,6 \text{ см}$ и длиной 10 см при скоростях аргона от 10 до 70 м с^{-1} (область неразвитой турбулентности), давлении $p = 2,66 \text{ кПа}$ и разрядных токах до $0,2 \text{ А}$.

В [11] приведены аналогичные результаты исследований колебаний плотности плазмы в трубке диаметром 1 см , длиной 30 см в потоке гелия. В разряде с потоком газа, направленным от катода к аноду, ленгмюровским зондом были измерены периодические колебания, частота которых изменялась в пределах от 2 до 36 кГц при вариации разрядного тока от 5 до 100 мА , давлении до 15 кПа и скорости гелия в диапазоне от 0 до 300 м с^{-1} . Получены зависимости амплитуды колебаний разрядного тока (переменная компонента) от скорости потока гелия при разных фиксированных значениях давления. При скоростях близких к нулю колебания отсутствуют при любом давлении. С увеличением скорости газа амплитуда колебаний растет, достигая максимального значения при скорости 80 м с^{-1} для рассматриваемых давлений. Амплитуда колебания растет с увеличением давления, достигая насыщения при давлении 16 кПа , при этом максимальная амплитуда колебаний разрядного тока (глубина модуляции) достигает 16 мА . Следовательно, переменная составляющая разрядного тока, вызванная потоком газа, составляет более 50% тока, который был установлен при ламинарном потоке в отсутствие колебаний (30 мА). Повышение скорости

потока газа до 80 м с^{-1} приводит к уменьшению амплитуды колебаний и увеличению видимой границы диаметра разряда. Чем выше давление, тем более резкая зависимость амплитуды колебаний от скорости и тем при меньших скоростях наступает расконтрагирование разряда потоком. Последнее связано с тем обстоятельством, что при неизменном диаметре трубки расконтрагирование положительного столба при большем давлении будет достигнуто при меньшей скорости. Таким образом, получено экспериментальное подтверждение, что расконтрагирование разряда потоком газа при повышенных давлениях зависит от числа Рейнольдса, т.е. при таком его значении, при котором поток в разряде переходит в область развитой турбулентности.

Результаты исследований флуктуаций плотности плазмы в разряде в развитом турбулентном потоке приведены в [5, 6, 60]. В этих работах исследуется время жизни вихря в установившемся потоке и определено, что оно больше времени, необходимого для того, чтобы вихрь прошел стационарный зонд. Турбулентное движение связано с вязкостной диссипацией энергии в вихре. Спектр частот потока объединяет (отражает) три закона изменения. Эти изменения связаны с поддиапазоном Колмогорова, где вихри не усиливаются и не затухают, а принимают энергию от больших вихрей и передают ее малым вихрям. Центральная область представляет систему, в которой коэффициент диффузии (классический коэффициент амбиполярной диффузии плазмы) много больше коэффициента кинематической вязкости. В этом случае размер плазменной плотности диссипируется и находится в инерциальном поддиапазоне. Из этого следует, что имеется область волновых чисел или размеров вихрей, в которых движение заряженных и нейтральных частиц скоррелировано. Хорошее согласие между измеренным спектром и теорией [5, 6] подтверждает, что малый масштаб турбулентности однороден и изотропен. Это показывает, что спектр свободен от различных типов плазменных неустойчивостей, таких как страты и релаксация осцилляций [61].

Спектральные измерения при более низких значениях параметров потока показывают, что полностью развитая турбулентность устанавливается при числах Рейнольдса порядка 4000 .

Высокоскоростной поток газа в разряде получает все более широкое применение в различных направлениях науки и техники, в частности, для вспомогательного плазменного зажигания, поддержания, контроля параметров пламени и повышения эффективного сжигания горючей смеси [62].

Турбулентный поток, прокачиваемый вдоль положительного столба, заметно расширяет многообразие свойств тлеющего газового разряда и увеличивает возможности его использования в различных областях науки и техники.

3. Управление параметрами плазмы с помощью акустических волн

Тлеющий газовый разряд — это саморегулирующееся, самосогласованное плазменное образование. В положительном столбе температура газа, пространственное распределение плотности электрического тока, энергия электронов, характер изменения температуры нейтральных частиц в пространстве зависят от давления газа,

величины разрядного тока, диаметра трубки и природы газа.

При низких давлениях (до нескольких мм рт. ст.) форма распределения концентрации электронов по радиусу плазменного столба является параболической (в соответствии с теорией Шоттки [43]), температура электронов и нейтральных частиц по радиусу трубки практически постоянны. При увеличении давления газа (выше 5–10 мм рт. ст., в зависимости от природы газа и диаметра трубки) наступает контракция разряда, т.е. происходит шнурование положительного столба, при котором форма пространственного распределения концентрации электронов по радиусу трубки видоизменяется от параболического на колоколообразную, возникает сильный градиент температуры газа и плотности тока, на оси положительного столба возрастает температура газа. Такие параметры разряда могут не соответствовать необходимым условиям для создания конкретного разрабатываемого устройства.

Тлеющий газовый разряд имеет широкое применение в технике и для методических целей. В процессе его использования часто возникает потребность вмешаться в самосогласованное плазменное образование и подкорректировать его, т.е. создать разряд с параметрами необходимыми для выполнения конкретной задачи. Например, при создании лазера на углекислом газе с высокой удельной мощностью генерации следовало сформировать равномерный, однородный, неконтрагированный разряд при повышенном давлении с температурой газа в положительном столбе не выше 500 К, так как при температуре >600 К происходит исчезновение инверсной населенности. Для решения этой задачи стали прокачивать газ с высокой скоростью через разрядную область, в результате чего тепло, выделяемое током в положительном столбе, отводилось турбулентным потоком, а вихри, возникающие в плазменном столбе, приводили к перемешиванию газа в радиальном направлении и созданию однородного разряда при повышенном давлении.

Впоследствии неконтрагированный равномерный разряд при высоких давлениях был получен интенсивной звуковой волной, направленной вдоль положительного столба. Акустические вихри, возникающие в разряде, перемешивают газ в радиальном направлении, отводят тепло от приосевой области плазменного столба к стенкам трубки и создают однородный разряд. Помимо этого, звуковой волной можно плавно и легко изменять энергию электронов, продольное электрическое поле, уменьшать радиальный температурный градиент положительного столба.

В результате получается, что акустическая волна по своему влиянию на свойства газового разряда, по воздействию на его параметры является, как ни удивительно, аналогом потока газа, направленного вдоль положительного столба. Звук так же, как и поток, вызывает контракцию разряда при увеличении его интенсивности, когда в трубке возникают акустические вихри.

Управлять параметрами газового разряда акустической волной значительно удобнее, чем высокоскоростным потоком газа, для чего необходимо использовать громоздкие, шумные насосы. Кроме того, звуковая волна в плазменном столбе вызывает новые весьма интересные эффекты, которые будут изложены ниже.

Следует отметить, что одним из первых вопросов в проблеме взаимодействия акустических волн с плазмой, которая стала актуальной после исследования акустических неустойчивостей в низкотемпературной, термодинамически неравновесной, немаксвелловской плазме [55, 61, 63], встал вопрос об усилении акустических волн в слабоионизованном газе.

Наиболее общий механизм усиления звуковой волны в плазме связан с объемным тепловыделением, зависящим от плотности заряженных частиц. Тепловой механизм на основе гидродинамического подхода был проанализирован в [64–66]. Механизм усиления звука, связанный с отрицательной вязкостью, рассмотрен в [67, 68]. Усиление акустических волн, созданных внешним источником и распространяющихся вдоль положительного столба тлеющего разряда в инертных газах, исследовалось в [69–73].

В [72, 74, 75] рассматривается анизотропия коэффициента усиления в зависимости от направления распространения звуковой бегущей волны относительно дрейфа электронов. Механизм формирования анизотропии усиления звука в газоразрядной плазме исследуется в [74]. В [76, 77] анализируется механизм усиления акустической волны в несамостоятельном разряде, связанный с трением между электронами и нейтральным газом.

Усиление акустической волны в молекулярном газе происходит вследствие превращения колебательной энергии возбужденных молекул в энергию звуковой волны. В [78–80] приведена линейная теория усиления звуковой волны при ее распространении в молекулярном газе, в которой учитываются явления взаимодействия звука и усиливающей среды. В [81, 82] описаны результаты исследования нелинейной теории усиления звуковой волны в плазме молекулярного газа. В работе [72] усиление звуковой волны измерялось как в разряде инертных газов, так и молекулярных (азот, воздух и смесь азота воздуха с аргоном) при низких давлениях в разряде (от 6 до 18 мм рт. ст.). В работе [83] приведены результаты экспериментального исследования усиления звуковой волны в колебательно-неравновесном молекулярном газе (азоте) при давлении 78 мм рт. ст. В стационарном диффузионном разряде азота усиление акустической волны происходило в соответствии с линейной теорией, в то время как при контракции разряда имеет место скачкообразный рост коэффициента усиления — в соответствии с нелинейной теорией усиления звука в колебательно-неравновесном газе. В [84–86] рассматривается теория акустической неустойчивости и поведение фазовой скорости звуковых волн в плазме.

Опубликован ряд статей, в которых приведены результаты исследований стратификации положительного столба газового разряда под влиянием акустических волн [87–89]. Расслоение разряда, стимулированное звуком, впервые экспериментально получено в работе [87]. Результаты теоретических исследований этого явления приведены в [88, 89]. В качестве канала влияния акустической волны на разряд рассматривается наличие резкой зависимости константы ионизации от отношения напряженности электрического поля к плотности нейтральной компоненты плазмы E/N , которое непосредственно модулируется звуком. Эта модуляция может быть усилена при параметрическом взаимодействии акустических мод с одной из собственных мод разряда или разрядной цепи при соответствующем соотношении

между частотами. В результате этой модуляции эффективная скорость ионизации в плазме может возрастать, что создает необходимые условия для развития одного из типов ионизационных неустойчивостей, установление которых зависит от свойств разряда и структуры возмущений. Нелинейная стадия развития этих неустойчивостей обычно приводит к формированию новой структуры разряда — происходит либо стратификация [90, 91], либо контракция [12, 89]. Расслоение положительного столба акустической волной происходит в том случае, когда в зоне разрежения устанавливается концентрация электронов, превышающая ту, которая была в отсутствие звуковой волны. Диапазон частот, при которых может произойти расслоение, зависит от механизма гибели заряженных частиц.

Рассмотрим кратко еще одно явление, которое устанавливается в разряде при наличии акустической волны. Распространение звука в положительном столбе вызывает модуляцию параметров плазмы (величины разрядного тока, электрического поля, концентрации электронов и ионов и др.). В результате в плазме устанавливается сдвиг фаз между колебаниями различных компонент плазмы и звуковой волной [92, 93]. Приведены результаты измерений сдвига фаз между колебаниями разрядного тока, концентрацией электронов, ионов и звуковой волной в зависимости от величины интенсивности и частоты звука, давления газа и разрядного тока. Наименьшие сдвиги фаз устанавливаются при резонансных частотах звуковой волны (20–40 градусов), с увеличением интенсивности звука величина сдвига фаз уменьшается.

В данном разделе проанализируем процессы, связанные с контракцией положительного столба, индуцированной акустической волной, и расконтрагирование разряда интенсивным вихревым движением в разряде. Кроме того, рассмотрим влияние интенсивности звука на величину температуры газа и продольное электрическое поле в плазменном столбе.

3.1. Влияние звука на продольное электрическое поле в положительном столбе

В положительном столбе тлеющего разряда величина напряженности продольного электрического поля определяется ионизационными, плазмохимическими, кинетическими и теплофизическими процессами. Рассмотрение электрического поля в плазме в отсутствие внешнего воздействия приведено в [51, 57]. Информация об изменении электрического поля в плазменном столбе позволяет сделать заключение о процессах, происходящих в разряде. При сжатии положительного столба в условиях постоянного тока происходит увеличение плотности тока в приосевой области разряда и уменьшение продольного электрического поля, а при расширении разряда наблюдается обратное явление, т.е. рост поля.

Рассмотрим влияние частоты акустической волны на величину разрядного тока и электрического поля. Измерения выполнялись в кварцевой разрядной трубке диаметром 6 см и длиной 100 см с электродами, прикрепленными к боковой стенке на расстоянии 85 см друг от друга [12].

Электродинамический излучатель звуковых волн герметически крепился к одному из торцов трубки. Синусоидальные электрические колебания от звукового генератора подавались на излучатель через усилитель.

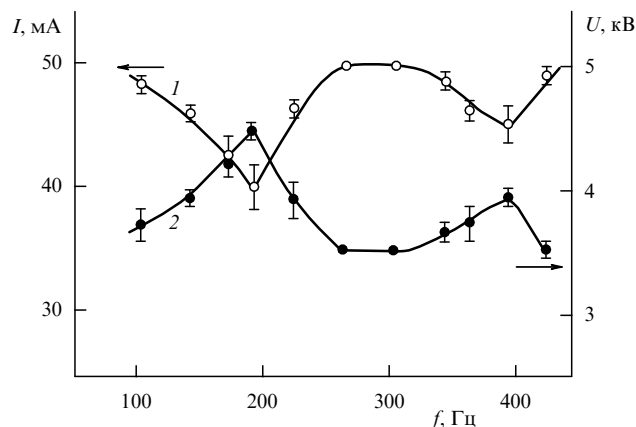


Рис. 10. Графики зависимости разрядного тока (кривая 1) и разности электрического напряжения на электродах (кривая 2) в трубке длиной 100 см и с внутренним диаметром 6 см от частоты звуковой волны при интенсивности 83 дБ и давления аргона 110 мм рт. ст. Наибольшее отклонение рассматриваемых величин под влиянием акустической волны наблюдается при резонансных частотах 190 и 380 Гц, при которых образуются стоячие волны.

Изменение продольного электрического поля при вариации частоты акустической волны (при постоянном давлении газа в трубке) обычно сопровождается изменением величины разрядного тока.

На рисунке 10 представлены графики зависимости разности электрического напряжения и тока от частоты звуковой волны в диапазоне от 100 до 420 Гц в аргоне при давлении 110 мм рт. ст. и постоянной интенсивности акустической волны 83 дБ. В отсутствие звука при разности электрического напряжения на электродах 3,5 кВ разрядный ток соответствовал 50 мА.

Создание акустической волны в разряде и изменение его частоты при постоянном давлении в трубке приводило к наибольшему отклонению рассматриваемых величин при резонансных частотах 190 и 380 Гц. Длина трубки 100 см равна половине длины волны с частотой 190 Гц в аргоне, соответственно длине волны с частотой 380 Гц.

При частоте 190 Гц электрический ток уменьшается до 40 мА, а разрядное напряжение увеличивается до 4,5 кВ. Повышение частоты звуковых колебаний выше резонансной частоты 190 Гц приводит к увеличению тока и уменьшению разрядного напряжения и при частотах 250 Гц ток достигает 50 мА, а электрическое напряжение понижается до 3,5 кВ. Практически, при частотах 250–320 Гц величины разрядного тока и напряжения становятся равными значениям в отсутствие звуковой волны. Увеличение частоты выше 320 Гц вызывает уменьшение тока, который достигает минимального значения при резонансной частоте 380 Гц, но оно больше, чем при 190 Гц, а разность напряжений выше. Сопротивление разрядного промежутка (при постоянном давлении и подводимой электрической мощности) при 190 Гц в 1,6 раза больше, чем в случае отсутствия звуковой волны, а при 380 Гц в 1,28 раза. Если при резонансных частотах увеличивать напряжение на электродах до установления значения тока, равного 50 мА, которое было при отсутствии акустической волны, то произойдет увеличение энерговыклада в разряд примерно в 1,6 раза, что является очень важным для ряда прикладных задач, например, при создании газовых лазеров.

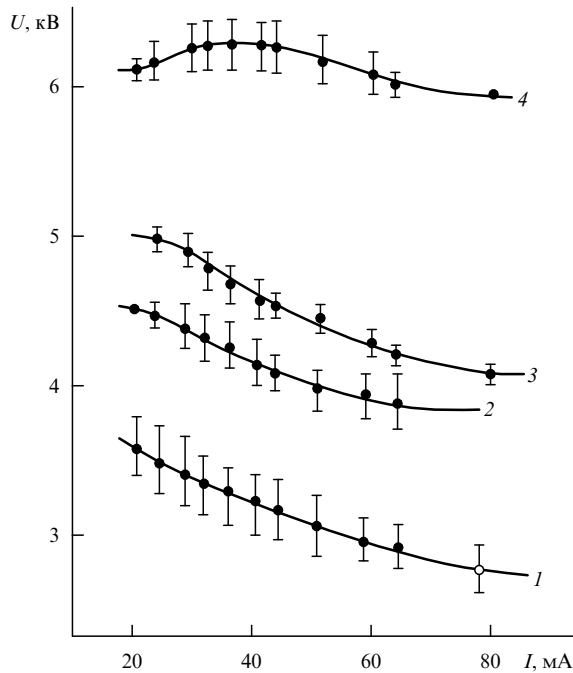


Рис. 11. Вольт-амперные характеристики разряда при давлении 110 мм рт. ст. аргона и различных интенсивностях звуковой волны с частотой 190 Гц в трубке диаметром 6 см, длиной 100 см, расстояние между электродами 85 см: 1 — в отсутствие звука, 2 — при 70, 3 — 74 и 4 — 83 дБ.

Под влиянием акустических волн изменение электрических параметров разряда сопровождалось увеличением диаметра положительного столба с 2 до 6 см. Температура газа на оси плазменного столба уменьшилась при этом от 432 до 390 К, а на стенке повысилась от 305 до 335 К. Таким образом, радиальный градиент температуры газа в разряде уменьшился от 127 до 55 К, т.е. более чем в 2 раза.

В работе [94] показано, что при низких интенсивностях акустической волны — порядка 70 дБ (давление аргона в разряде 110 мм рт. ст.), увеличение силы звука приводит к уменьшению величины продольного электрического поля от 60 до 40 В см⁻¹, по аналогии с разрядом в продольном потоке газа [19] (описанном в разделе 2.2), где увеличение скорости потока газа в пределах ламинарной формы течения газа вдоль разряда вызывает сжатие положительного столба и уменьшение электрического поля.

Однако повышение интенсивности акустической волны резонансной частоты выше 70 дБ сопровождается возрастанием продольного электрического поля.

На рисунке 11 представлены вольт-амперные характеристики разряда при давлении 110 мм рт. ст. (в трубке диаметром 6 см и длиной 100 см) и различных интенсивностях стоячей звуковой волны с частотой 190 Гц, установившейся вдоль плазменного столба. Кривая 1 получена в отсутствие акустической волны и представляет собой типичный образец падающей вольт-амперной характеристики. Кривая 2 — при интенсивности звука 70 дБ, кривая 3 — при 74 дБ и кривая 4 — при 83 дБ. Из представленных графиков видно, что при постоянном давлении газа и разрядном токе с увеличением интенсивности звуковой волны электрическое напряжение на электродах возрастает существенно,

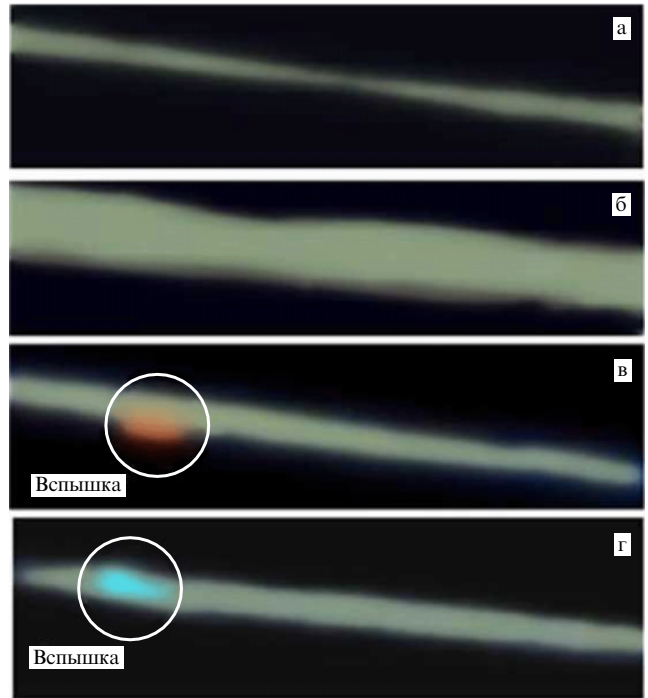


Рис. 12. Фотографии положительного столба тлеющего разряда при давлении 110 мм рт. ст. аргона и токе 50 мА при наличии звуковой волны с резонансной частотой 190 Гц: (а) контрагированный разряд в отсутствие звука, (б) расконтрагированный положительный столб при наличии акустической волны интенсивностью более чем 83 дБ, (в, г) плазменный столб при интенсивности звуковой волны меньше, чем 83 дБ.

т.е. при повышении интенсивности звука до 83 дБ увеличение электрического напряжения, по сравнению с неозвученным разрядом, происходит более чем в два раза.

Проанализируем процессы влияния акустических волн на повышение напряженности продольного электрического поля в положительном столбе тлеющего разряда. Известно, что явление контракции разряда характеризуется резким уменьшением площади сечения токового шнура, сопровождается увеличением температуры газа на оси плазменного столба и падением продольного электрического поля [45, 57]. В приведенных результатах экспериментальных исследований реализуется обратная ситуация, происходит увеличение продольного электрического поля, т.е. все признаки расшнурования разряда.

Увеличение диаметра положительного столба наблюдалось визуально. На рисунке 12а приведена фотография контрагированного разряда: диаметр видимой границы порядка 1 см в трубке диаметром 6 см при давлении аргона 110 мм рт. ст., токе 50 мА в отсутствие звуковой волны. На рисунке 12б представлена фотография расконтрагированного положительного столба при наличии акустической волны интенсивностью выше 83 дБ и частотой 190 Гц при том же давлении и токе (диаметр видимой границы равен внутреннему диаметру трубки — 6 см).

Термопарные измерения в разряде показали, что увеличение интенсивности звуковой волны выше 82 дБ сопровождается уменьшением температуры газа на оси разряда и ее увеличением на стенке трубки, вследствие

чего уменьшается перепад температур между осью и стенкой трубки.

Понижение величины радиального градиента температуры газа в газовом разряде можно объяснить следующим образом. В поле звуковой волны при наличии твердых стенок могут возникнуть колебания, которые вызывают вихревое течение. Наиболее отчетливо вихревое движение реализуется в поле стоячей звуковой волны (так называемое акустическое течение [40]).

Создание интенсивной стоячей звуковой волны в среде с сильным радиальным перепадом температуры приводит к образованию вихревого акустического течения [40, 95].

Акустическое поле в термодинамически неоднородной среде имеет компоненту скорости, направленную вдоль радиуса. Стационарные конвективные потоки, имеющие компоненту скорости вдоль радиуса, могут возникать либо благодаря акустическим течениям в поле стоячей волны, либо вследствие возбуждения турбулентного вихревого движения за счет больших колебательных скоростей акустического поля и наличия пограничного слоя. Для проявления вихревого течения существенно наличие неоднородности акустического поля, а также существование поперечного профиля стоячей волны. Неоднородность акустического поля в разрядной трубке существует, во-первых, благодаря пограничному слою около стенок, где скорость движения уменьшается от значения в звуковой волне в середине трубки до нуля на стенке трубки, и, во-вторых, благодаря сильному температурному градиенту вдоль радиуса трубки.

Нелинейное акустическое течение способно внести заметный вклад в процессы переноса, но для существования этого явления, фактически необходимо, чтобы размер неоднородности акустического поля был $a \gg \delta$, $\delta = \sqrt{\eta/\pi f}$ (δ — размер пограничного слоя, η — коэффициент вязкости). Таким образом, только сильная температурная неоднородность по всему радиусу трубки ответственна за возникновение акустических течений, влияющих на процессы переноса [96]. Такая сильная температурная неоднородность в описываемых экспериментах имеется в шнурованном разряде при отсутствии акустической волны.

Вихревое движение в объеме трубки наблюдается в виде пульсаций разрядного тока. Наличие такого движения приводит к выравниванию вихревым движением температуры газа по радиусу трубки, которое сопровождается увеличением видимой границы положительного столба.

Акустические вихри, возникающие в разряде, могут привести к установлению в плазме радиальной турбулентной диффузии заряженных частиц, которая превышает значение классической амбиполярной диффузии в отсутствие звука, т.е. расконтрагирование разряда звуковой волной приводит к увеличению гибели заряженных частиц на стенках трубки. Для компенсации такой повышенной нейтрализации электронов и ионов, вызванной интенсивной акустической волной, необходимо, чтобы увеличилась частота ионизации. Это может произойти только при возрастании продольного электрического поля.

Помимо этого механизма действует и другой процесс, приводящий к расконтрагированию положительного столба звуковой волной. Это явление связано с

увеличением теплопроводности в радиальном направлении и выравниванием температурного радиального перепада вихревым движением, при котором тепло, выделяемое электрическим током в приосевой области плазменного столба, эффективно отводится к стенкам трубки турбулентным перемешиванием. Вследствие такого процесса температура газа в середине разряда уменьшается, а на стенках трубки повышается и устанавливается радиальный градиент температуры значительно меньшей величины, чем в контрагированном разряде. В таком плазменном столбе распределение частоты ионизации по радиусу трубки будет более однородным, а разряд — расшнурованным.

В газовом разряде с акустической волной, направленной вдоль положительного столба, увеличение интенсивности звука до 70 дБ при постоянном токе и давлении приводит к сжатию плазменного шнура и уменьшению продольного электрического поля. Дальнейшее увеличение интенсивности звуковой волны, сопровождаемое возникновением развитого турбулентного потока, вызывает расширение разрядного шнура и рост продольного электрического поля с повышенной гибелью заряженных частиц на стенке трубки.

3.2. Влияние звука на температуру газа в плазме

В слабоионизированной плазме температура газа является одним из самых основных параметров и определяется балансом энергоснабжения в разряде и процессами теплоотвода. Пространственное распределение температуры газа зависит от формы распределения концентрации электронов в плазменном столбе и очень чувствительно реагирует на его изменение и наоборот. Известен эксперимент, когда нагревали стенку газоразрядной трубки, плазменный шнур смещался и распространялся вдоль нагретой области.

Термическая неоднородность положительного столба является наиболее общей физической причиной сжатия разряда [97]. Из-за перепада температур газа между осью и стенкой разрядной трубки плотности газа оказывается неоднородной по радиусу. Поэтому параметр E/N , определяющий основные характеристики разряда, оказывается резко спадающей функцией радиальной координаты (E — напряженность продольного электрического поля, N — плотность газа в плазме). Наиболее резкая зависимость от E/N характерна для константы скорости ионизации нейтральных частиц электронным ударом [45].

При резком радиальном перепаде температур, в силу этой зависимости, частота ионизации также оказывается резко спадающей функцией по радиусу. В силу этого, основные процессы ионизации локализуются в приосевой области разряда, и наступает шнурование положительного столба.

Подробные исследования температуры газа в тлеющем разряде и его пространственного распределения на основе решения уравнения теплопроводности и баланса для плотности электронов с привлечением результатов измерений в разряде при отсутствии акустической волны приведены в [45].

В ряде прикладных задач, в которых используется газовый разряд, необходим однородный неконтрагированный положительный столб с достаточно низкой температурой газа в плазме. В частности, следует отметить, что эффективность работы лазера на углекис-

лом газе в значительной степени зависит от температуры газа в разряде. Чтобы поддерживалась высокая степень инверсии в активной части CO_2 лазера, температура газа в положительном столбе должна быть достаточно низкой [98].

Для подавления контракции разряда и уменьшения температуры газа в разряде успешно используется высокоскоростная турбулентная прокачка газа. Турбулентное перемешивание разряда в радиальном направлении приводит к уменьшению температуры газа на оси плазменного столба, понижению радиального температурного градиента, расконтрагированию разряда и созданию однородного положительного столба при высоких давлениях газа [9, 10].

В ряде работ [12, 13, 99–101] показано, что весьма успешно можно управлять температурой газа в плазме звуковой волной, направленной вдоль положительного столба тлеющего разряда. Благодаря звуку в разряде возникает вихревое движение, которое отводит тепло от приосевой области плазменного столба к стенкам (при неизменном значении тока и давления в трубке), уменьшает температуру газа в плазменном столбе и позволяет достичь такого ее значения, которое необходимо для выполнения конкретной прикладной задачи или проведения соответствующего эксперимента.

Рассмотрим результаты экспериментального исследования влияния акустической волны на температуру газа в разряде. Измерения были выполнены в кварцевой трубке с внутренним диаметром 6 см и длиной 100 см. Расстояние между электродами, прикрепленными к стенкам трубки в виде отростков, 85 см. Звуковая волна в разрядной трубке создавалась электродинамическим излучателем, прикрепленным к одному из торцов трубки. На противоположном торце был установлен микрофон для контроля параметров звуковой волны. Температура газа в разряде измерялась двумя термопарными датчиками с кварцевым защитным покрытием, один из которых был установлен на оси положительного столба, а второй — на стенке трубки на том же расстоянии от электрода.

На рисунке 13 представлены зависимости температуры газа от интенсивности звуковой волны с первой резонансной частотой 190 Гц (при которой длина трубки равна половине длины волны) в разряде аргона при токе 60 мА: кривые 1 и 2 — на оси разряда, кривые 3 и 4 — на стенке трубки. Кривые 1 и 3 — при давлении аргона 110 мм рт. ст., кривые 2 и 4 — при давлении 60 мм рт. ст.

При давлении 110 мм рт. ст. интенсивность звука 1,2 отн. ед. на графике соответствует 74 дБ, а 10 отн. ед. — 85 дБ. Из приведенных графиков видно, что при увеличении интенсивности звука от 74 до 85 дБ температура газа на оси положительного столба уменьшается от 407 до 365 К, в то время как на стенке трубки увеличивается на 20 градусов, перепад температуры газа между осью разряда и стенкой трубки уменьшается от 105 до 43 градусов. Сравнивая графики, полученные при 110 и 60 мм рт. ст. можно отметить, что температура газа в середине разряда при большем давлении выше и воздействие звуковой волны на температуру газа при высоком давлении происходит более эффективно.

Температура газа в плазме на оси положительного столба газового разряда при резонансной частоте зависит от интенсивности звука. С увеличением ее величины

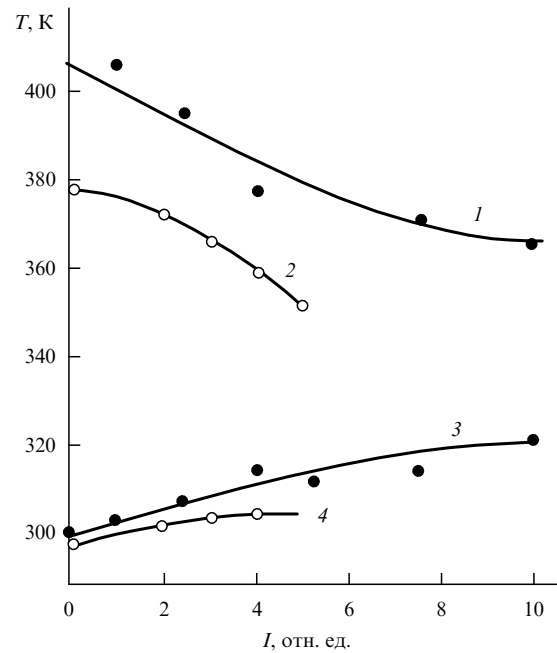


Рис. 13. Представлены зависимости температуры газа от интенсивности звуковой волны с первой резонансной частотой 190 Гц (при которой длина трубки равна половине длины волны) в разряде аргона при токе 60 мА: кривые 1 и 2 на оси разряда, кривые 3 и 4 на стенке трубки. Кривые 1 и 3 при давлении аргона 110 мм рт. ст.; 2 и 4 — 60 мм рт. ст. в трубке диаметром 6 см, длиной 100 см.

температура газа уменьшается. С повышением давления газа эффект охлаждения газа в плазме звуковой волной, при фиксированном значении разрядного тока и интенсивности звука, увеличивается, но при постоянном давлении с ростом разрядного тока уменьшается.

В отличие от процессов на оси положительного столба, повышение интенсивности звуковой волны приводит к увеличению температуры газа на стенке трубки. При фиксированном токе и давлении увеличение температуры газа на стенке трубки достигается при резонансной частоте. С ростом интенсивности звука и давления эффект повышения температуры газа на стенке трубки проявляется сильнее (при фиксированном разрядном токе).

Обсудим механизм влияния акустических волн на температуру газа в плазме и на ее радиальный градиент. Из полученных данных следует, что наибольшее влияние происходит при резонансных частотах, когда образуются стоячие звуковые волны.

Уменьшение температуры газа на оси положительного столба и ее повышение на стенке трубки при увеличении интенсивности звука происходит вследствие того, что в поле стоячей звуковой волны при наличии твердых стенок могут возникать стационарные вихревые течения [33]. Такое течение сильно проявляется в случае, когда размер области меньше длины звуковой волны $\delta = \sqrt{\eta/(\pi f)}$ (η — коэффициент вязкости, f — частота звуковой волны). В области движения существует узкий пограничный слой (называемый акустическим пограничным слоем), в котором скорость газа падает от значения на оси в звуковой волне до нуля на твердой стенке. Вне пограничного слоя возникает стационарное вихревое течение, скорость которого не зависит от вязкости газа [42]. Условие $\lambda > R > \delta$ (где λ — длина звуковой волны,

для первой резонансной частоты $f = 190$ Гц, $\lambda = 200$ см) хорошо выполняется в проведенном эксперименте. В случае шнурованного разряда по радиусу трубки устанавливается сильный градиент температуры газа, что должно приводить к зависимости фазовой скорости от радиальной координаты. При этом скорость движения частиц газа в звуковой волне также будет зависеть от радиальной координаты. В силу того, что $v \sim c$ (v — скорость колебаний частиц в звуковой волне), скорость частиц при приближении к стенке будет уменьшаться. Если условие $\lambda \gg R \gg \delta$ выполняется, то в узком пограничном слое скорость падает до нуля, т.е. возникает вихревое стационарное движение в объеме трубки, что и наблюдается визуально.

Наличие вихревого движения приводит к перемешиванию газа и выравниванию градиента температуры газа по радиусу разрядной трубки. Повышение давления и интенсивности звуковой волны создают более благоприятные условия для его распространения в разряде, что должно приводить к большему выравниванию вихревым движением перепада температуры газа по радиусу трубки.

В тлеющем газовом разряде с акустической волной, направленной вдоль положительного столба, увеличение интенсивности звука вызывает уменьшение температуры газа в середине трубки и величины радиального температурного градиента газа в плазме, благодаря вихревому акустическому течению, возникающему в плазменном столбе. Это сопровождается увеличением диаметра шнурованного разряда.

4. Суперлюминесцентное излучение в плазме аргона, индуцированное акустической волной

Исследование процессов взаимодействия плазмы с внешними воздействиями всегда было актуальным, поскольку помимо выяснения новых физических механизмов, полученные научные результаты позволяли использовать их для различных практических применений.

В последние 50 лет физика газового разряда развивалась именно в этом русле. После того как были выяснены различные механизмы контракции положительного столба [45], настал этап преодоления шнурования разряда и создания неконтрагированного плазменного столба при повышенном давлении газа. Для этой цели использовались электромагнитные волны, электронные и ионные пучки, прокачка турбулентного потока газа через разрядную область и др. Этим исследованиям посвящено множество обзоров и монографий [51, 98].

Один из последних способов влияния на параметры разряда и создания однородного возбуждения газа при высоких давлениях — это воздействие вихревым движением акустических волн на свойства положительного столба.

В данном разделе рассматривается влияние акустического вихревого движения на спектр оптического излучения от разряда аргона при относительно высоких давлениях газа, анализируются процессы изменения атомных уровней возбуждения, вызванные звуковой волной, исследуются условия генерации вспышек монохроматического излучения в плазме при уменьшении интенсивности звука. В последние годы наблюдалось новое явление, связанное с резким изменением спектра излучения при

воздействии звуковой волны на газоразрядную плазму [16–18]. Через несколько секунд после выключения звуковой волны наблюдаются световые вспышки (в течение нескольких минут) в различных точках газоразрядной трубки. Далее было показано, что это излучение является монохроматическим и имеет суперлюминесцентное происхождение [16–18].

Приведены результаты экспериментального исследования генерации вспышки суперлюминесцентного излучения в положительном столбе аргона при уменьшении интенсивности звуковой волны в неконтрагированном разряде при повышенном давлении газа, которое вызвано переходом акустического течения из турбулентной формы в ламинарную.

4.1. Наблюдение монохроматического излучения в плазме аргона

Исследование оптического излучения от газового разряда в аргоне выполнялось на экспериментальном стенде, состоящем из газоразрядной трубки с внутренним диаметром 6 см, длиной 100 см. Расстояние между электродами, прикрепленными к боковой стенке трубки в виде отростков, составляет 85 см. Электродинамический излучатель звуковых волн герметически крепился к одному из торцов трубки. Оптическое излучение от плазмы выводилось через противоположный конец трубки и линзой фокусировалось на вход спектрографа.

Пронаблюдаем за процессом эксперимента. Создадим разряд в аргоне при давлении 110 мм рт. ст. и электрическом токе 50 мА в отсутствие звуковой волны. Устанавливается контрагированный положительный столб (рис. 12а), получаем спектрограмму оптического излучения от такой плазмы, которая приведена рис. 14а. Вводим в разряд звуковую волну с интенсивностью больше 82 дБ с резонансной частотой 190 Гц. Акустическое вихревое движение, возникающее в трубке, приводит к расшнурованию расконтрагированного разряда (рис. 12б). Спектрограмма излучения с такого разряда представлена на рис. 14б. Уменьшаем интенсивность звука в положительном столбе до величины меньше 82 дБ. Акустическое течение в разряде из турбулентной формы переходит в ламинарную, происходит контракция положительного столба (рис. 12в), видимая граница плазмы уменьшается от 6 до 15 см. На рисунке 14в представлен спектр излучения аргоновой плазмы (через $\sim 2-3$ с) после контракции разряда. На всех рисунках реперные линии указаны сверху. На последней спектрограмме в спектре излучения разряда отчетливо видно появление интенсивных четко выраженных спектральных линий с длинами волн $\lambda = 5888 \text{ \AA}$, $\lambda = 5882 \text{ \AA}$, $\lambda = 4876 \text{ \AA}$.

Эти линии наблюдаются в разряде в форме интенсивных вспышек длительностью 15–20 мс. Вспышки видны достаточно длительное время (2–3 мин) после уменьшения интенсивности звуковых волн. В основном, они появляются на периферии разряда, на границе шнура (вблизи стенки трубки), где после уменьшения интенсивности акустических волн и сжатия положительного столба происходит значительный спад концентрации электронов [12, 96, 99]. При контракции разряда в излучении от плазменного столба детектируются оранжевые (5888 \AA , 5882 \AA) и голубая (4876 \AA) вспышки. Следует отметить, что вспышки возникают в разряде

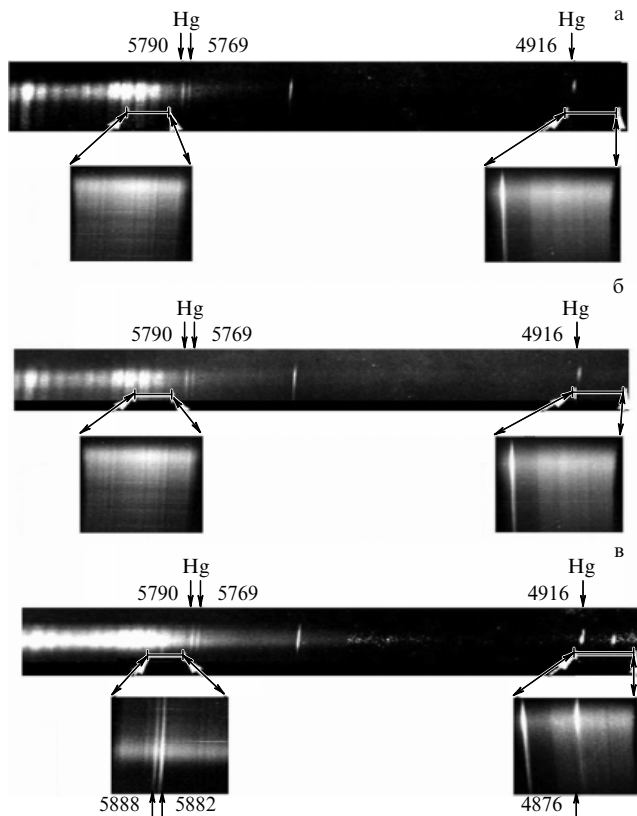


Рис. 14. Спектры излучения аргонной плазмы в разрядной трубке диаметром 6 см, длиной 100 см при давлении 110 мм рт. ст., токе 50 мА: (а) спектр излучения от контрагированного положительного столба в отсутствие акустических волн; (б) спектр излучения от равномерного расконтрагированного разряда в процессе воздействия резонансных звуковых волн частотой 190 Гц и интенсивностью больше 82 дБ; (в) спектр излучения от контрагированного плазменного столба через несколько секунд после уменьшения окончания воздействия акустических волн меньше 82 дБ.

независимо друг от друга. Они появляются внутри разряда, но только оранжевые вспышки появляются также на внешней стороне видимой границы шнура, а голубые — только внутри разряда.

Анализ спектрального состава излучения вспышек показывает, что они соответствуют трем переходам энергетических уровней атомарного аргона:

- 7d–4p — длина волны 4876 Å,
- 7s–4p — длина волны 5888 Å,
- 6s–4p — длина волны 5882 Å.

На рисунке 15 приведена диаграмма энергетических уровней вышеуказанных переходов в аргоне. Поскольку сила осцилляторов 4p–4s перехода примерно в 100 раз больше вышеуказанных переходов, то по этой причине уровень 4p быстро опустошается. Вследствие этого может возникнуть инверсная населенность между каждым из уровней 7d, 7s, 6s, с одной стороны, и уровнем 4p, с другой стороны. Эта инверсная населенность является причиной возникновения наблюдаемых вспышек.

Вспышки суперлюминесцентного излучения в разряде аргона при повышенном давлении возникают при уменьшении интенсивности акустической волны и сопровождаются контракцией положительного столба.

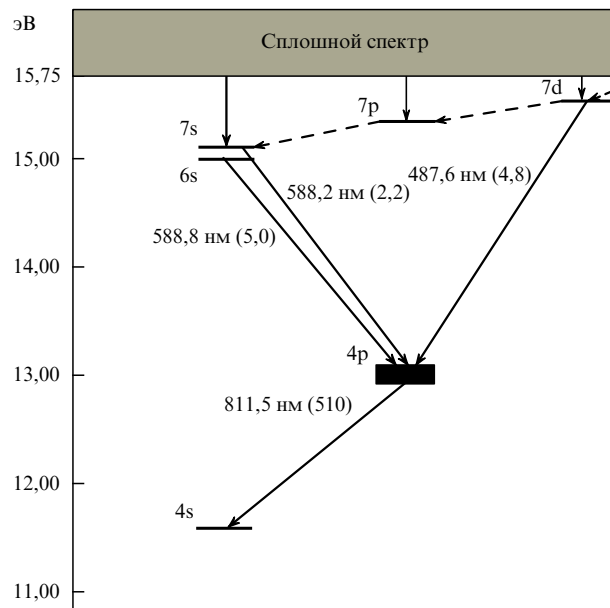


Рис. 15. Диаграмма энергетических уровней некоторых переходов атомного аргона.

4.2. Исследование процессов генерации вспышек суперлюминесцентного излучения в плазме, вызванных звуком

Рассмотрим условия генерации вспышек монохроматического излучения от разряда в аргоне при повышенном давлении под влиянием акустических волн. Исследование изменения интенсивности спектральной линии при вариации интенсивности звуковой волны производилось монохроматором. Излучение от торца разрядной трубки диаметром 6 см и длиной 100 см поступало на вход монохроматора и затем на ФЭУ, с которого электрический сигнал поступал на осциллограф [17, 18].

График зависимости интенсивности излучения спектральной линии 6s–4p перехода атома аргона от интенсивности звуковой волны на частоте 190 Гц представлен на рис. 16, который имеет гистерезисный характер. Из рисунка следует, что интенсивность акустической волны при резонансной частоте 190 Гц увеличивается от нуля до величины A_{max} , которая соответствует интенсивности 90 дБ. При этом происходит полное расконтрагирова-

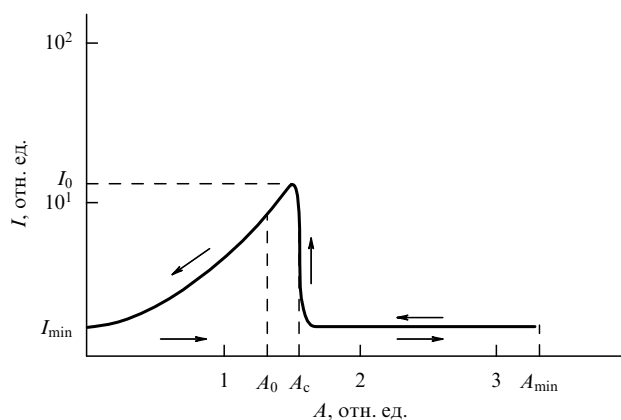


Рис. 16. График зависимости интенсивности излучения спектральной линии атомного уровня аргона 6s–4p перехода от интенсивности резонансной акустической волны частотой 190 Гц.

ние шнуrowанного разряда вихревым движением в плазме, т.е. диаметр видимой границы положительного столба увеличивается и становится равным внутреннему диаметру трубки при давлении аргона в трубке 110 мм рт. ст.

Уменьшение силы звука от значения A_{\max} до A_c не вызывает изменения интенсивности излучения спектральной линии. Однако при A_c скачкообразно увеличивается интенсивность излучения спектральной линии (примерно в 100 раз), происходит образование световой вспышки, которое видно визуально. При этом, одновременно, резко уменьшается диаметр плазменного столба, наступает контракция разряда, т.е. вспышка образуется непосредственно после сжатия положительного столба. Величина интенсивности акустической волны A_c , при которой произошла контракция разряда и образование вспышки, соответствует 82 дБ. Это критическое значение интенсивности звука, при которой разряд контрагирует, акустическое течение из турбулентной формы переходит в ламинарную. Дальнейшее уменьшение интенсивности акустической волны сопровождается плавным понижением интенсивности спектральной линии.

Для того, чтобы определить соотношение между постоянным увеличением интенсивности спектральной линии и вспышкой, был составлен график зависимости интенсивности излучения перехода 6s–4p от времени (рис. 17). На рисунке 17а приведена временная зависимость интенсивности излучения спектральной линии перехода 6s–4p в разряде аргона, при постоянной интенсивности акустической волны A_0 , которая меньше A_c и равна 80 дБ. В отсутствие вспышек интенсивность излучения спектральной линии перехода 6s–4p имеет постоянное значение I_0 . Во время вспышек интенсивность спектральной линии резко увеличивается (примерно в 100 раз) до I_{\max} . После вспышки (продолжительностью 15–20 мс) интенсивность спектральной линии уменьшается до минимума I_{\min} , который соответствует значению интенсивности при отсутствии акустической волны.

Повышение интенсивности оптического излучения от I_{\min} до I_0 продолжается довольно долго ~ 1 с. На втором графике (рис. 17б) показана зависимость интенсивности излучения от перехода 6s–4p после выключения акустической волны. После выключения звуковой волны интенсивность спектральной линии в течение нескольких секунд (~ 2 с) продолжает оставаться при минимальном начальном значении I_{\min} . Через период времени t_0 интенсивность спектральной линии достигает значения I_0 , и затем от значения I_0 плавно уменьшается до I_{\min} длительностью 15–20 мс. Форма вспышек в этом режиме аналогична предыдущим (рис. 17а).

Вспышка суперлюминесцентного излучения формируется после того, как разряд при повышенном давлении (стабилизированный акустическими вихрями) из неконтрагированного состояния (при уменьшении интенсивности звука) переходит в шнуrowанное. Интенсивность оптического излучения при этом увеличивается примерно в 100 раз.

4.3. Механизм генерации вспышек суперлюминесцентного излучения в разряде аргона

Рассмотрим физические процессы в разряде аргона при уменьшении интенсивности звуковой волны от величины

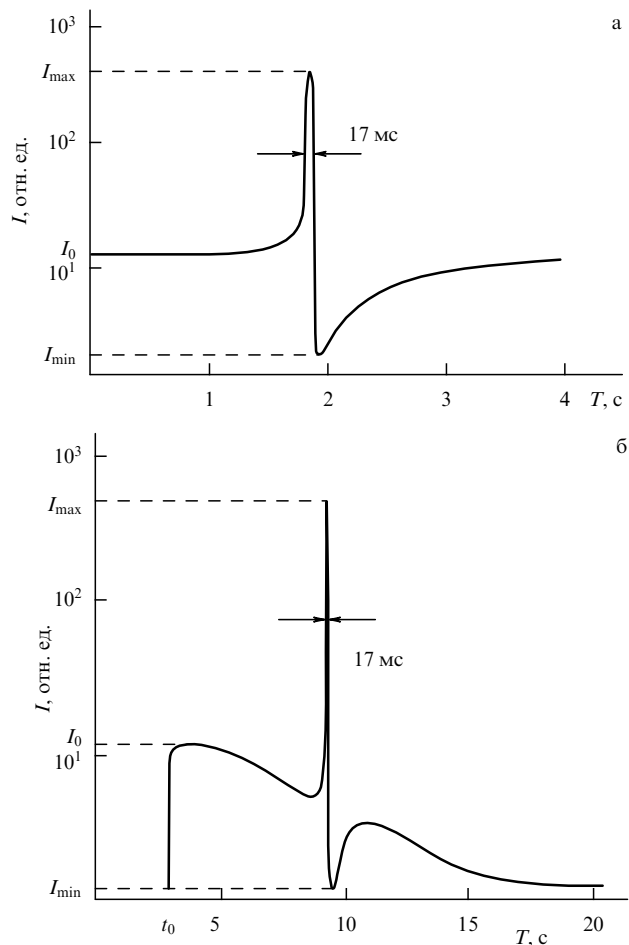


Рис. 17. График зависимости излучения интенсивности атомного уровня аргона 6s–4p перехода: (а) при постоянном действии резонансной акустической волны частотой 190 Гц и интенсивностью 80 дБ; (б) после уменьшения действия акустической волны резонансной частоты 190 Гц и интенсивности 90 дБ.

A_{\max} до A_{\min} (см. рис. 16). При интенсивности A_c происходит переход разряда из расконтрагированного состояния (рис. 12б) в шнуrowанное (рис. 12в) и интенсивность оптического излучения скачкообразно увеличивается.

В работах [14, 15, 102] анализируются процессы влияния на разряд потока газа и акустической волны, направленных вдоль положительного столба, и устанавливается их аналогия в аспекте воздействия на параметры плазмы. В частности, показано, что если в тлеющем разряде с ламинарным продольным потоком при увеличении скорости газа или давления возникают колебания, то они могут усилиться, инициировать вихревое движение и вызвать скачкообразную контракцию положительного столба. Это установлено экспериментально в [11, 42]. Возникающие в положительном столбе колебания легко детектируются, на осциллограмме разрядного тока происходит его модуляция с соответствующей частотой. Поток газа с крупномасштабными вихрями называется псевдотурбулентным течением газа [39, 47]. Затем дальнейшее повышение скорости или плотности газа приводит к увеличению числа Рейнольдса и расконтрагированию разряда интенсивным турбулентным потоком. Аналогичные процессы наблюдались и при взаимодействии акустических волн с

плазмой тлеющего разряда. Увеличение интенсивности звука приводит к контракции положительного столба, и затем дальнейшее ее повышение сопровождается увеличением диаметра разряда [12, 15]. Следовательно, возможен и обратный процесс, т.е. уменьшение скорости газа, направленного вдоль положительного столба, вызывает скачкообразный переход разряда из расконтрагированного состояния (стабилизированное турбулентным потоком) в контрагированное в связи с тем, что течение газа при этом становится ламинарным. Таким образом, можно прийти к выводу, что при интенсивности акустической волны A_{\max} (см. рис. 16) в разряде имеется акустическое течение с турбулентным движением. Уменьшение интенсивности звука приводит к тому, что при A_c положительный столб скачкообразно контрагирует, так как акустическое течение в разряде из турбулентной формы переходит в ламинарную и видимая граница диаметра положительного столба с 6 см уменьшается до 1,5 см.

Проанализируем полученные экспериментальные результаты.

Очевидно, что низкочастотный фон не может влиять на переходы между электронными уровнями и на процесс излучения, следовательно, происходящие в разряде процессы связаны с гидродинамическими потоками, которые могут влиять на стабильность и конфигурацию плазменного облака и через них на процессы ионизации и рекомбинации.

Предположим, что имеется интенсивная стоячая акустическая волна, действующая в положительном столбе газового разряда. Ток разряда направлен по оси z , а температурный градиент направлен по x . Как показано в [12, 95, 96], профиль стоячей волны в среде с неоднородным температурным распределением зависит от профиля температуры. Из-за деформации фазовых плоскостей колебательная скорость в продольной акустической моде приобретает поперечную составляющую [96]

$$\begin{aligned} v_{az} &= v_a(x) \sin kx \sin \omega t, \\ v_{ax} &= \frac{dv'_a(x)}{dx} \cos kz \sin \omega t, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$v_a = \frac{\delta P}{\rho_0 c_0} \left[1 + \frac{\alpha \omega^2}{c_0^2} x^2 \left(1 + \frac{x^2}{2R^2} \right) \right],$$

параметр, характеризующий температурную неоднородность среды, $T(x) = T(0)(1 + \alpha x^2/R^2)$, R — радиус трубки, α — размер неравномерности акустического поля, ρ_0 — плотность газа, ω — частота акустической волны, c_0 — скорость распространения акустической волны в неискаженной среде, δP — стационарное давление акустических колебаний в трубке [96].

Общей физической причиной контракции газового разряда является температурная неоднородность газа поперек тока [45]. Расконтрагирование акустическим полем — это результат интенсификации процессов передачи по радиусу трубки, отвода тепла от плазменного шнура, уменьшения радиального градиента газовой температуры, увеличения диаметра положительного столба и возрастания диффузионных потерь заряженных частиц на стенке трубки.

Акустическое поле в термически неоднородной среде имеет компоненту колебательной скорости, направленную по радиусу трубки. Влияние радиальной колебательной скорости на процессы передачи было оценено в [104], где использован метод, разработанный в [105]. В [105] показано, что влияние вихревых конвективных потоков на теплопроводность может быть принято во внимание с представлением эффективного коэффициента удельной теплопроводности. Использование этого метода кажется негарантированным, потому что радиальная скорость акустической волны (в термодинамически неоднородной среде) имеет колебательную природу и непостоянна. Постоянные конвективные потоки со скоростными компонентами, направленными по радиусу трубки, могут развиваться либо вследствие акустических потоков в поле стоячей волны, либо из-за перемешивания вихревым движением со значительными колебательными скоростями акустического поля в присутствии пограничного слоя.

Обсудим вклад акустических потоков в увеличение коэффициентов переноса.

Кроме быстрых акустических колебаний в поле стоячей волны могут также существовать медленные постоянные потоки — акустические потоки [95], чьей движущей силой является акустический аналог силы Миллера. Эта сила образуется за счет неоднородности усредненных акустических колебаний. Если бы стоячая акустическая волна не имела поперечной конфигурации, то сила Миллера все еще существовала бы, но поле было бы однородным. Это поле привело бы только к перераспределению газа в трубке и развитию градиента давления, но никакое постоянное вихревое движение возбуждено не было бы. Вихри образуются при неравномерности акустического поля, т.е. из-за существования поперечной конфигурации стоячей волны. Неравномерность акустического поля в разрядной трубке существует, во-первых, из-за граничного слоя около стенки трубки, где скорость движения уменьшается от ее значения в звуковой волне до нуля около стенки и, во-вторых, из-за большого температурного градиента по радиусу разрядной трубки. Мы позже увидим, что линейный акустический поток не может заметно изменять процессы передачи в трубке. Нелинейный акустический поток может дать существенный вклад в процессы передачи, но такой поток может существовать только тогда, когда размер неравномерности акустического поля α гораздо больше, чем размер граничного слоя δ , т.е. $\alpha > \delta$. Таким образом, только сильная температурная неравномерность по радиусу трубки ответственна за происхождение больших акустических потоков, воздействующих на процессы передачи.

Как показано в [96], в поле постоянной акустической волны (17) генерируются акустические вихри и их поле скоростей можно представить в следующем виде

$$\begin{aligned} u_x &= -\frac{v_a^2}{10c} \frac{R^2}{\delta^2} \frac{x}{\lambda} \left(1 - \frac{x^2}{R^2} \right) \cos 2kz, \\ u_z &= \frac{v_a^2}{c} \frac{\alpha}{120} \frac{R^2}{\delta^2} \frac{x}{\lambda} \left(1 - \frac{x^2}{R^2} \right) \left(1 - \frac{5x^2}{R^2} \right) \sin 2kz. \end{aligned} \quad (18)$$

Диаграмма поля скоростей акустических вихрей (18) показана на рис. 18. Из диаграммы видно, что два симметричных вихря генерируются на четверти длины волны.

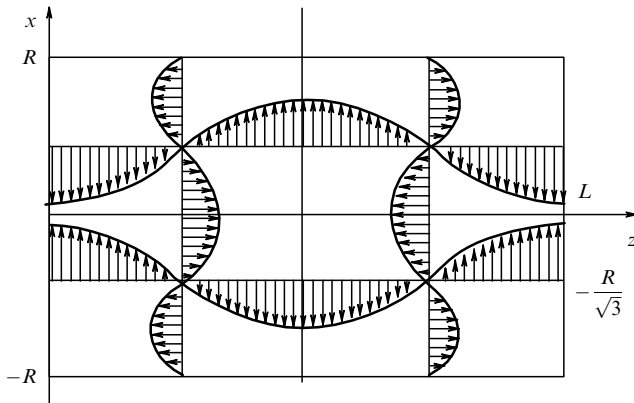


Рис. 18. Диаграмма поля скоростей звуковых вихрей в акустическом потоке, где R — радиус трубки, L — длина трубки.

Оценим нижний предел влияния акустических потоков с коэффициентами переноса. Из [96] следует, что вихревые конвективные потоки в среде усиливают процессы передачи, которые могут быть приблизительно описаны уравнением диффузии с эффективным коэффициентом диффузии

$$D_{\text{эф}} = D_0(1 + ru), \quad (19)$$

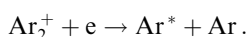
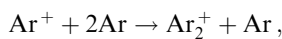
где D_0 — коэффициент диффузии среды без конвективных потоков, r — средний радиус вихря, u — средняя скорость вихревого движения.

Тогда,

$$\frac{\Delta D}{D_0} \approx \frac{ru}{lv_T},$$

где D_0 — начальный коэффициент диффузии, ΔD — изменение в коэффициенте диффузии из-за действия акустических потоков, l — средний свободный пробег, v_T — тепловая скорость. В эксперименте [12] в трубке с радиусом $R = 3$ см была создана стоячая звуковая волна с интенсивностью $I = 83$ дБ в плазме аргона с давлением $p = 110$ мм рт. ст. и газовой температурой на оси трубки 400 К. При этих условиях значение $u \sim 0,2$ см с^{-1} и $\Delta D/D_0 \sim 0,1$. Это было также подтверждено экспериментально в [12], где получено расконтрагирование разряда под влиянием акустических волн высокой интенсивности (> 82 дБ). Одновременно экспериментально также установлено, что радиальный температурный градиент значительно уменьшается.

Также известно, что при достаточно высоких давлениях ($p > 10$ мм рт. ст.), фактически единственным процессом объемной нейтрализации заряженной частицы в газоразрядной плазме, которая конкурентоспособна с диффузионным процессом, является диссоциативная рекомбинация электронов и молекулярных ионов [106]. В разряде инертных газов при высоких давлениях ($p > 10$ мм рт. ст.) и относительно низких температурах газа ($T < 1000$ К) преобладают молекулярные ионы. Так можно принять, что в рассматриваемых экспериментальных условиях происходят следующие процессы:



Эти процессы проходят с высокой скоростью и приводят к эффективному формированию высоковозбужденных атомов инертного газа. Известно также, что высоковозбужденные атомы получаются в результате диссоциации молекул электронным ударом [107, 108]. Этот процесс широко использовался в ранних (1960-е годы) работах для исследования ридберговских атомов.

Как известно из квантовой теории, атомные уровни, обладающие высокими квантовыми числами ($n \gg 1$), имеют большую продолжительность жизни. Средняя продолжительность жизни t_n зависит от значения главного квантового числа n как $t_n \sim n^4$.

Так, принимая во внимание вышеупомянутое, мы можем сделать следующие предположения: сформированные потоки (см. рис. 18) направлены в некоторых местах к стенкам трубки, а в некоторых местах — к центру. Эти потоки двигают заряженные частицы из области разряда к стенкам и, наоборот, холодные нейтральные частицы от стенки к оси разряда. Следовательно, в первом случае горячие электроны быстро охлаждаются, главным образом, из-за упругих столкновений с холодными атомами. Тогда идет интенсивный рекомбинационный процесс электронов с ионами и в основном с молекулярными ионами. Аналогичная интенсивная рекомбинация происходит также в местах, где акустические потоки направлены к центру трубки, где частицы холодного газа входят в середину разряда и вызывают интенсивную рекомбинацию. Оказывается, что при таких рекомбинационных процессах, т.е. в течение диссоциативной рекомбинации, интенсивно рождаются высоковозбужденные долгоживущие атомы. Так в обозначенных местах происходит накопление высоковозбужденных атомов.

Рассмотрим разрушение такого высоковозбужденного долгоживущего атома в результате столкновения с атомами и молекулами.

В соответствии с теорией атомных столкновений [109, 110], вероятность перехода между двумя уровнями строго зависит от параметра Мессе ξ (вероятность $\sim \exp(-\xi)$). Оценим значение параметра Мессе для перехода $nl - n'l'$, где $n' = n - 1$. Разность энергий уровней этого перехода,

$$\Delta \varepsilon \sim \frac{\delta_l - \delta_{l'}}{n^3},$$

где δ_l — квантовый дефект, n — главное квантовое число. Параметр Мессе [109, 110]

$$\xi = \frac{\Delta \varepsilon a}{v_a} \sim \frac{\delta_l}{nv_a},$$

где a — размер возбужденного атома, v_a — скорость движения ядра. Для $n, l \gg 1$ параметр Мессе из-за малости квантового дефекта δ_l становится малым и вероятность соответствующих переходов высока. Ситуация меняется, когда высоковозбужденные уровни имеют маленький орбитальный момент $l \geq 0$. В таких случаях и для умеренных значений n параметр Мессе $\xi \gg 1$. Тогда вероятность переходов, связанных со столкновениями, много меньше, чем в прежнем случае.

Вследствие тушения высоковозбужденных уровней из-за столкновений с атомами и молекулами, уровни с

$n, l \gg 1$ быстро опустошаются, а уровни с $n \gg 1, l \geq 0$ интенсивно заселяются. В эксперименте заселяются уровни 7s, 6s, 7d. Из-за этого наблюдается увеличение интенсивности излучения от переходов 7s → 4p, 6s → 4p, 7d → 4p. Что касается вспышек и места их формирования, то, по всей вероятности, наблюдаемое суперлюминесцентное излучение формируется, когда преодолевается порог перенаселенности для сверхизлучения.

Голубая вспышка 7d → 4p возникает только внутри плазменного шнура, а оранжевая (7s → 4p, 6s → 4p) и внутри и вне границы плазменного шнура. Это связано с тем обстоятельством, что концентрация заряженных частиц внутри плазменного шнура много больше, чем вне шнура и рекомбинационный процесс заряженных частиц внутри шнура (из-за акустических потоков) происходит более интенсивно, чем вне радиальной границы плазменного шнура. По этой причине концентрация высоковозбужденных атомов внутри шнура намного больше и порог перенаселенности между уровнями 7d → 4p может быть легко преодолен, в результате чего наступит суперлюминесценция, вызывающая наблюдаемые голубые вспышки. Уровни 7s и 6s (оранжевые вспышки) сильно заселяются и внутри и вне плазменного шнура, но вероятность тушения этих уровней из-за столкновений с атомами и молекулами намного ниже, чем для уровня 7d. По этой причине оранжевые вспышки наблюдаются и внутри и вне шнура.

Как показано на рис. 17, после суперлюминесцентных вспышек (с продолжительностью 15–20 мс) интенсивность наблюдаемых спектральных линий уменьшается до минимума, который восстанавливается в течение достаточно длительного периода (~ 1 с). Этот период по всей вероятности определяется скоростью акустического потока. При рассматриваемых условиях, приведенных в работе [17] (радиус трубки $R = 3$ см, длина волны звука $l = 200$ см, $T = 400$ К, $p = 100$ мм рт. ст. и интенсивность звуковой волны $I = 83$ дБ), скорость акустического потока $u \sim 0,1–0,2$ см s^{-1} . Заряженные частицы при такой скорости проходят расстояние от центра разряда (диаметр разряда ~ 2–3 см) до стенки трубки в течение ~ 1 с. Следовательно, после суперлюминесцентного излучения (т.е. вынужденного опустошения уровней 7s, 6s, 7d) требуется приблизительно 1 с, чтобы восстановить заселенность этих уровней, которые существовали до высвечивания.

Гистерезисный характер зависимости интенсивности вышеупомянутых спектральных линий от интенсивности звуковой волны, вероятно, связан с эффектом зарождения пространственных гармоник главного акустического вихря [95].

Следует отметить, что наблюдаемый эффект, т.е. суперлюминесцентное излучение от разряда повышенного давления аргона, можно получить другим способом. Такой же эффект может быть вызван вихрями, генерированными турбулентным потоком газа, направленным вдоль положительного столба. Высокоскоростной поток газа будет приводить к существенному уменьшению температурного радиального градиента газа и расконтрагированию шнурованного разряда. Далее следует уменьшить скорость потока газа до величины, при которой произойдет контракция разряда [42] с последующим появлением вспышки суперлюминесцентного излучения.

4.4. Газоразрядный акустоиндуцированный лазер

Развитие квантовой электроники происходит благодаря возникновению новых способов получения инверсной населенности и на этой основе создания новых типов оптических квантовых генераторов. Основные способы формирования инверсной населенности — это оптическая накачка, получение инверсии в газовом разряде при столкновении электронов с нейтральными частицами (гелий-неоновый лазер, на углекислом газе и др.), инверсия, возникающая в газодинамическом потоке (газодинамические лазеры), химическое возбуждение, фотодиссоциации и т.д. В работах [16–18] получена инверсная населенность в газовом разряде (аргона) благодаря управлению плазменной конфигурацией акустическими волнами.

Новый способ получения перенаселенности атомных уровней в положительном столбе связан с созданием звуковыми волнами однородного возбуждения газа в разряде аргона при повышенном давлении акустическими вихрями. Прерывание звука или резкое уменьшение интенсивности акустической волны в таком положительном столбе приводит к контракции разряда. В результате происходит стягивание плазменного столба в узкий яркий шнур, на периферии которого резко уменьшается концентрация электронов (рис. 19). Вследствие ряда рекомбинационных и релаксационных процессов (описанных выше) в такой плазме происходит возникновение инверсной населенности газа в трубке с последующей генерацией вспышки суперлюминесцентного излучения; при его распространении в оптическом резонаторе, устанавливается обратная связь и образуется газоразрядный лазер.

На рисунке 20 представлена схема газоразрядного акустоиндуцированного лазера, который состоит из разрядной трубки (1) диаметром 6 см, длиной 100 см;

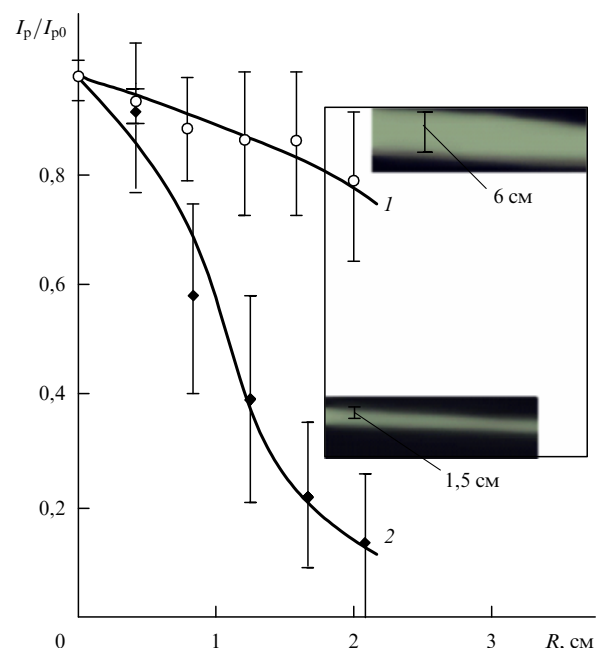


Рис. 19. Графики распределения относительного электронного тока насыщения двойных электрических зондов по радиусу разрядной трубки с внутренним диаметром 6 см при давлении 110 мм рт. ст., токе 75 мА, интенсивностью 85 дБ и резонансной частотой звуковой волны 190 Гц. Кривая 1 — со звуком, 2 — в отсутствие звука.

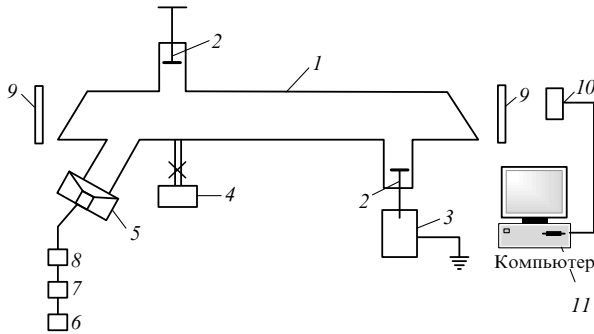


Рис. 20. Схема газоразрядного акустоиндуцированного лазера: 1 — разрядная трубка, 2 — электроды, 3 — высоковольтный источник питания, 4 — форвакуумный насос, 5 — электродинамический излучатель звуковых волн, 6 — генератор звуковых колебаний, 7 — усилитель, 8 — прерыватель звуковых колебаний, 9 — зеркала оптического резонатора, 10 — датчик для регистрации лазерного излучения, 11 — компьютер.

электродов (2), расположенных на расстоянии 85 см друг от друга; высоковольтного источника питания (3); электродинамического излучателя звуковых волн (5), герметически прикрепленного к одному из торцов трубки и расположенного под углом 30° к оси трубки; генератора звуковых колебаний (6) с усилителем (7) и прерывателем звуковых колебаний (8); оптического резонатора (9).

Акустический излучатель при интенсивности 84 дБ в разряде аргона при давлении 110 мм рт. ст. и токе 50 мА создает однородный неконтрагированный положительный столб. Уменьшение интенсивности звука до величины меньше 82 дБ приведет к контракции разряда с последующей генерацией импульса лазерного излучения на длинах волн 5888, 5882 и 4876 Å. Акустоиндуцированный лазер может работать как в импульсном, так и импульсно-периодическом режиме.

5. Заключение

Вихревое движение, возникающее в слабоионизированном газе под влиянием потока газа или звуковых волн, направленных вдоль положительного столба, влияет на свойства разряда по-разному в зависимости от масштаба вихрей, связанного с числом Рейнольдса. Рассматриваемые вихри вызывают изменение продольного электрического поля при постоянном значении тока и давления газа в разряде, величины энергии электронов, температуры нейтрального газа и его радиального градиента, модуляции разрядного тока и всех остальных параметров плазмы и приводят к контрагированию и расщурованию положительного столба.

Слабоионизированный газ с вихревыми колебаниями получает все большее использование в различных областях науки и техники [62]. Одно из последних применений такого рода является акустоиндуцированный газоразрядный лазер [111] и оптический квантовый генератор, управляемый потоком газа [112].

Акустическая волна резонансной частоты выше значения интенсивности I_{cr} , направленная вдоль контрагированного положительного столба тлеющего разряда при повышенных давлениях (благодаря турбулентному перемешиванию плазмы в радиальном направлении), приводит к созданию однородного неконтрагированного плазменного столба, заполняющего объем трубки.

Далее, уменьшение интенсивности звуковой волны ниже значения I_{cr} приводит к скачкообразному переходу разряда из неконтрагированного, однородного состояния в контрагированное. Через несколько секунд после сжатия плазменного столба, вследствие определенных рекомбинационных и релаксационных процессов в аргоне (описанных выше), произойдет образование инверсной населенности с последующей генерацией вспышек суперлюминесцентного излучения (с увеличением интенсивности излучения, примерно, в 100 раз).

Формирование оптического резонатора на такой разряд позволит обеспечить обратную связь и получить лазерную генерацию.

Звуковые волны в разрядной трубке производят изменение плазменной конфигурации с однородного неконтрагированного плазменного столба в контрагированное, вследствие чего образуется инверсная населенность в разряде аргона с последующим суперлюминесцентным излучением. Аналогичные процессы произойдут в неконтрагированном разряде с турбулентным газовым потоком, направленным вдоль положительного столба при повышенном давлении. Если уменьшить скорость потока настолько, чтобы разряд скачкообразно сконтрагировал, т.е. образовался шнуrowанный положительный столб, то в этом случае в разряде аргона образуется инверсная населенность с последующей вспышкой суперлюминесцентного излучения. Пристроив к такой разрядной трубке оптический резонатор, можно реализовать газоразрядный оптический квантовый генератор, управляемый потоком газа, который описан в [112].

Список литературы

1. Cottingham W B, Buchsbaum S J *Bull. Am. Phys. Soc.* **8** 424 (1963)
2. Gentle K W, Ingard U, Bekefi G *Nature* **203** 1369 (1964)
3. Cottingham W B, Buchsbaum S J *J. Appl. Phys.* **36** 2075 (1965)
4. Granatstein V L, Buchsbaum S J *Appl. Phys. Lett.* **7** 285 (1965)
5. Granatstein V L, Buchsbaum S J, Bugnolo D S *Phys. Rev. Lett.* **16** 504 (1966)
6. Granatstein V L *Phys. Fluids* **10** 1236 (1967)
7. Granatstein V L, Levine A M, Subramanian M *Phys. Fluids* **14** 2581 (1971)
8. Чеботоев В П *ДАН СССР* **206** 334 (1972)
9. Галечян Г А, Петросян С И *Прикл. мех. техн. физ.* (6) 9 (1975)
10. Галечян Г А, Петросян С И *Теплофиз. выс. темп.* **14** 931 (1976)
11. Галечян Г А, Петросян С И *Теплофиз. выс. темп.* **16** 677 (1978)
12. Арамян А Р, Галечян Г А, Мкртчян А Р *Акуст. журн.* **37** 213 (1991)
13. Арамян А Р, Галечян Г А, Мкртчян А Р *Письма в ЖТФ* **17** 12 (1991)
14. Галечян Г А *УФН* **165** 1357 (1995)
15. Galechyan G A *Laser Phys.* **4** 23 (1994)
16. Арамян А Р *Письма в ЖЭТФ* **69** 355 (1999)
17. Aramyan A R *Phys. Rev. Lett.* **91** 155002 (2003); *Письма в ЖЭТФ* **77** 326 (2003)
18. Aramyan A R, in *Advances in Plasma Physics Research* Vol. 5 (Ed. F Gerard) (New York: Nova Sci. Publ., 2006) Ch. 5, p. 133
19. Арутюнян Г Г, Галечян Г А, Тавакалян Л Б *Изв. АН Арм. ССР. Физика* **15** 286 (1980)
20. Cottingham W B, Buchsbaum S J *Phys. Rev.* **130** 1002 (1963)
21. Bugnolo D S *J. Geophys. Res.* **70** 3721 (1965)
22. Granatstein V L, Buchsbaum S J, in *Turbulence of Fluids, Proc. (Microwave Research Institute Symposia Ser., Vol. 18, Ed. J Fox) (Brooklyn, NY: Polytechnic Press, 1969) p. 231*
23. Niemeyer L, Ragaller K Z. *Naturforsch. A* **28** 1281 (1973)
24. Granatstein V L, Buchsbaum S J *Bull. Am. Phys. Soc.* **11** 463 (1966)
25. Granatstein V L *Appl. Phys. Lett.* **13** 37 (1968)
26. Feinstein D L, Granatstein V L *Phys. Fluids* **12** 2658 (1969)
27. Granatstein V L, Buchsbaum S J *Phys. Fluids* **10** 1851 (1967)
28. Granatstein V L, Philips T O *Phys. Fluids* **13** 2810 (1970)

29. Пател К *УФН* **97** 697 (1969)
30. Deutsch T F, Horrigan F A, Rudko R I *Appl. Phys. Lett.* **15** 88 (1969)
31. Hill A E *Appl. Phys. Lett.* **18** 194 (1971)
32. Brown C O, Devis J W *Appl. Phys. Lett.* **21** 480 (1972)
33. DeMaria A J *Proc. IEEE* **61** 731 (1973)
34. Brown C O *Appl. Phys. Lett.* **17** 388 (1970)
35. McLeary R, Gibbs W *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-9** 828 (1973)
36. Артамонов А В и др. *Квантовая электроника* **4** 581 (1977)
37. Абельситов Г А и др. *Квантовая электроника* **7** 2467 (1980)
38. Велихов Е П, Голубев В С, Пашкин С В *УФН* **137** 117 (1982)
39. Шлихтинг Г *Теория пограничного слоя* (М.: Наука, 1974)
40. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1986)
41. Елецкий А В, Палкина Л А, Смирнов Б М *Явления переноса в слабоионизованной плазме* (М.: Атомиздат, 1975)
42. Галечян Г А, в сб. *Химия плазмы* Вып. 10 (Под ред. Б М Смирнова) (М.: Энергоатомиздат, 1983) с. 73
43. Schottky W *Phys. Z.* **25** 342 (1924)
44. Маделунг Э *Математический аппарат физики* 2-е изд. (М.: Наука, 1968)
45. Елецкий А В, в сб. *Химия плазмы* Вып. 9 (Под ред. Б М Смирнова) (М.: Энергоатомиздат, 1982) с. 151
46. Бетчов Р "Переход", в сб. *Турбулентность: Принципы и применения* (Под ред. У Форста, Т Моулдена) (М.: Мир, 1980) с. 164
47. Хинце И О *Турбулентность. Ее механизм и теория* (М.: Физматгиз, 1963)
48. Лойцянский Л Г *Механика жидкости и газа* 5-е изд. (М.: Наука, 1978)
49. *Турбулентность* (Под ред. П Брэдшоу) (М.: Машиностроение, 1980)
50. Галечян Г А *Теплофиз. выс. темпер.* **20** 379 (1982)
51. Райзер Ю П *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987)
52. Акишев Ю С, Напартович А П *Физ. плазмы* **4** 1146 (1978)
53. Бондаренко А В и др. *Физ. плазмы* **5** 687 (1979)
54. Высикайло Ф И *Теплофиз. выс. темп.* **24** 657 (1986)
55. Недоспасов А В, Хаит В Д *Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы* (М.: Наука, 1979)
56. Елецкий А В, Рахимов А Т, в сб. *Химия плазмы* Вып. 4 (Под ред. Б М Смирнова) (М.: Атомиздат, 1977) с. 123
57. Грановский В Л *Электрический ток в газе. Установившийся ток* (М.: Наука, 1971)
58. Shwartz J, Lavie Y *AIAA J.* **13** 647 (1975) [Шварц Д, Леви И *Ракетная техника и космонавтика* **13** (5) 137 (1975)]
59. Зиганшин Р Р, Исмагилов Р Х, Минушев М А *Инж.-физ. журн.* **39** 636 (1980)
60. Garosi G A, Bekefi G, Schulz M *Phys. Fluids* **13** 2795 (1970)
61. Напартович А П, Старостин А Н, в сб. *Химия плазмы* Вып. 6 (Под ред. Б М Смирнова) (М.: Атомиздат, 1979) с. 159
62. Leonov S V et al., in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 9–12 January 2006, Reno, Nevada* (Reston, VA: AIAA, 2006) AIAA 2006-563
63. Велихов Е П и др. *Импульсные СО₂-лазеры и их применение для разделения изотопов* (Отв. ред. Б М Смирнов) (М.: Наука, 1983)
64. Цендин Л Д *ЖТФ* **35** 1972 (1965)
65. Ingard U *Phys. Rev.* **145** 41 (1966)
66. Ingard U, Schulz M *Phys. Rev.* **158** 106 (1967)
67. Молевич Н Е, Ораевский А Н *ЖЭТФ* **94** (3) 128 (1988)
68. Осипов А И, Уваров А В *УФН* **162** (11) 1 (1992)
69. Hasegawa M *J. Phys. Soc. Jpn.* **37** 193 (1974)
70. Fitaire M, Mantei T D *Phys. Fluids* **15** 464 (1972)
71. Галечян Г А, Диванян Э Г, Мкртчян А Р *Акуст. журн.* **36** 364 (1990)
72. Александров Н Л и др. *Физ. плазмы* **16** 862 (1990)
73. Галечян Г А *Природа* (7) 74 (1996)
74. Галечян Г А и др., *Препринт № 1* (Ереван: ИППФ, 1991)
75. Завершинский И П, Коган Е Я, Молевич Н Е *Акуст. журн.* **38** 702 (1992)
76. Александров Н Л и др. *ЖЭТФ* **95** 1614 (1989)
77. Завершинский И П, Коган Е Я, Молевич Н Е *ЖЭТФ* **100** 422 (1991)
78. Bauer H-J, Bass H E *Phys. Fluids* **16** 988 (1973)
79. Коган Е Я, Мальнев В Н *ЖТФ* **47** 653 (1977)
80. Осипов А И, Уваров А В *Хим. физика* **6** 385 (1987)
81. Коган Е Я, Молевич Н Е *ЖТФ* **56** 941 (1986)
82. Елецкий А В, Степанов Е В *Хим. физика* **8** 1247 (1989)
83. Галечян Г А, Мкртчян А Р *Письма в ЖТФ* **27** (14) 68 (2001); *Акуст. журн.* **48** 314 (2002)
84. Торосян О С, Мкртчян А Р *Физ. плазмы* **29** 376 (2003)
85. Schulz M, Ingard U *Phys. Fluids* **10** 1031 (1967)
86. Kaw P *Phys. Rev.* **188** 506 (1969)
87. Šubertová S *Czech. J. Phys.* **15** 701 (1965)
88. Mkrтчyan A R et al. *Acustica* **69** 124 (1989)
89. Завершинский И П, Коган Е Я *Физ. плазмы* **20** 933 (1994)
90. Ланда П С *Автоколебания в распределенных системах* (М.: Наука, 1983)
91. Голубовский Ю Б, Некучаев В Ю *ЖТФ* **53** 482 (1983)
92. Антинян М А и др. *Акуст. журн.* **38** 391 (1992)
93. Антинян М А, Галечян Г А, Тавакалян Л Б *ЖТФ* **63** 197 (1993)
94. Галечян Г А, Карапетян Д М, Тавакалян Л Б *Письма в ЖТФ* **18** (1) 44 (1992)
95. Руденко О В, Солуян С И *Теоретические основы нелинейной акустики* (М.: Наука, 1975)
96. Hatsagortsyan K Z, Galechyan G A *Laser Phys.* **4** 502 (1994)
97. Елецкий А В, Смирнов Б М *ЖТФ* **40** 1682 (1970)
98. Елецкий А В, Смирнов Б М *Физические процессы в газовых лазерах* (М.: Энергоатомиздат, 1985)
99. Галечян Г А, Карапетян Д М, Тавакалян Л Б *Теплофиз. выс. темп.* **31** 698 (1993)
100. Antinyan M A et al. *Acustica* **82** 619 (1996)
101. Галечян Г А *Природа* (3) 65 (1994)
102. Галечян Г А, Мкртчян А Р *Акустоплазма* (Ереван, 2005)
103. Antinyan M A et al. *Laser Phys.* **2** 685 (1992)
104. Завершинский И П, Коган Е Я, Молевич Н Е, в сб. *Тезисы док. 2-го Всесоюз. семинара "Взаимодействия акустических волн с плазмой"* (Ереван, 1991) с. 35
105. Исаченко М Б и др. *ЖЭТФ* **98** 913 (1988)
106. Елецкий А В, Смирнов Б М *УФН* **136** 25 (1982)
107. Куприянов С Е *ЖЭТФ* **55** 460 (1968)
108. Freund R S J. *Chem. Phys.* **54** 3125 (1971)
109. Мотт Н, Мессия Г *Теория атомных столкновений* 3-е изд. (М.: Мир, 1969)
110. Смирнов Б М *Возбужденные атомы* (М.: Энергоиздат, 1982)
111. Aramyan A R, Galechyan G A, Manukyan G V *Laser Phys.* **17** 1129 (2007)
112. Galechyan G A *Laser Phys.* **17** 1209 (2007)

Vortices in a gas-discharge plasma

A.R. Aramyan, G.A. Galechyan

*Institute of Applied Problems of Physics, National Academy of Sciences of the Republic of Armenia, 25, Hr. Nersessian street, 375014 Yerevan, Republic of Armenia
Tel. (37410) 24-10 59. Fax (37410) 28-18 61. E-mail: ara@iap.psci.am, galechian@web.am*

Processes of vortex generation in a gas-discharge plasma are reviewed for a pumped-gas discharge and for the case of acoustic waves interacting with the gas discharge positive column. Results on the effect of a longitudinal gas flow on the positive-column properties are presented. It is shown that under certain conditions the gas flow in the positive column develops vortices that cause the plasma to mix radially, producing a uniformly excited gas at high pressures. Results on the interaction of acoustic waves with low temperature plasma are reviewed, and the acoustic-stimulated formation of vortex motion leading to a noncontracted discharge at elevated pressures is discussed. Also examined is a superluminescent flash in an argon discharge due to the positive column containing acoustic vortex making an abrupt transition from the noncontracted to the contracted state at high pressures; this transition is understood to occur due to the turbulent-to-laminar transition in the acoustic flow. Finally, a gas-discharge acoustically induced laser is described.

PACS numbers: **42.55.-f**, **52.20.Hv**, **52.75.-d**, **52.80.-s**

DOI: 10.3367/UFNr.0177.200711c.1207

Bibliography — 112 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **177** (11) 1207–1230 (2007)

*Received 23 April 2007, revised 1 August 2007
Physics – Uspekhi* **50** (11) (2007)