

## **ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАДИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ КСЕНОНА В ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ НЕ-ХЕ СМЕСИ**

**Изучено влияние продольного магнитного поля на радиальное распределение концентрации метастабильных атомов Хе в активной фазе и в послесвечении импульсного разряда Не-Хе смеси. Показано, что в магнитном поле радиальный ход концентрации метастабильных атомов Хе существенно меняется, приближаясь к бесселевской функции. Это объясняется уменьшением степени радиального катафореза. Установлено также наличие молекулярных ионов ксенона.**

Низкотемпературная плазма в бинарной смеси газов, в которой основной газ (буферный) представляет собой трудноионизуемый компонент, а примесный газ (присадка) – легкоионизуемый, находит широкое применение в газоразрядных источниках света (газоразрядные лазеры и лампы), в МГД-генераторах и в различных методах плазменной технологии. Вместе с тем именно в такой смеси наблюдается так называемое явление катафореза [1], которое уменьшает выходную мощность излучения лазеров [2, 3] и светоотдачу ламп [4].

Суть явления катафореза состоит в переносе ионов легкоионизуемой примеси под действием электрического поля к стенкам и к катоду разрядной трубки, где они, нейтрализуясь, создают повышенную плотность атомов примесного газа в пристеночной области (радиальный катафорез) и у катода (продольный катафорез) [1]. Так как степень ионизации легкоионизуемой примеси до трех порядков величины превышает степень ионизации основного газа, то пространственным перераспределением концентрации трудноионизуемого компонента можно пренебречь.

Поскольку процессы возбуждения и ионизации атомов происходят в основном в приосевой области разряда, то обеднение ее примесным газом приводит к уменьшению выходной мощности излучения лазеров и ламп на переходах легкоионизуемого компонента. Следует отметить, что подбором определенных условий (высокочастотный разряд [5], применение обводных каналов [6] и др.) можно уменьшить влияние продольного катафореза. Однако во всех случаях перераспределение концентрации атомов примеси в радиальном направлении остается. В связи с этим в работе [7] предложено управлять радиальным распределением концентрации атомов легкоионизуемого компонента применением продольного магнитного поля.

Известно, что явление радиального катафореза приводит к изменению радиального профиля концентраций ионов [8] и метастабильных атомов [9] примеси. Поэтому изучение поведения поперечного хода их концентраций может давать количественную информацию относительно степени радиального разделения компонентов смеси. Это тем более важно, поскольку непосредственное измерение концентрации атомов инертных газов в основном состоянии традиционным методом поглощения резонансных линий, лежащих в вакуумно-ультрафиолетовой области спектра, представляет сложную техническую задачу.

В данной работе рассматривается влияние продольного магнитного поля на перераспределение метастабильных атомов ксенона и гелия по радиусу разрядной трубки. Исследования проводились на аналогичной в [9] установке методом поглощения спектральных линий, для которых нижним уровнем является метастабильное состояние.

На рис. 1 приводится радиальное распределение концентрации метастабильных атомов ксенона в состоянии  ${}^3P_2$  в конце импульса длительностью 200 мкс в условиях, когда радиальное распределение компонентов смеси уже установленось.

Как следует из рисунка, в отсутствие магнитного поля профиль концентрации метастабильных атомов ксенона по радиусу сильно отличается от бесселевского. Такой ход радиальной зависимости концентрации метастабильных атомов Хе является следствием неоднородного распределения концентрации атомов ксенона в основном состоянии по сечению трубки вследствие радиального катафореза [7]. Наложение магнитного поля приводит к тому, что распределение  $n_{Xe}^m(r, t)$  приближается к функции Бесселя.

Рассмотрим стационарное уравнение баланса для концентрации атомов  $Xe({}^3P_2)$ :

$$D_m \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r \cdot \frac{\partial n_{Xe}^m(r)}{\partial r} \right) - K_{mk} \cdot n_{Xe}^m(r) \cdot n_e(r) + K_{om} \cdot n_{Xe}(r) \cdot n_e(r) = 0, \quad (2.7)$$

где  $D_m$  – коэффициент диффузии метастабильных атомов ксенона в гелии,  $K_{mk}$  – суммарная константа электронного расселения в состоянии  ${}^3P_2$  за счет ударов второго рода, ступенчатого возбуждения и ступенчатой ионизации,  $K_{om}$  – константа скорости электронного возбуждения метастабильного уровня из основного состояния,  $n_e(r)$  – радиальное распределение концентрации электронов.

Так как времена достижения стационарного уровня степени продольного и радиального катафореза относятся как  $(\ell/R)^2$ , где  $\ell$  и  $R$  – длина и радиус трубы соответственно, то за  $t \sim 200$  мкс установится стационарный уровень поперечного разделения компонентов смеси, тогда как аксиального перераспределения концентрации легкоионизуемой примеси не произойдет. В этом случае уравнение (1) можно дополнить условием постоянства средней концентрации нормальных атомов ксенона  $\bar{n}$  по сечению трубы:

$$\bar{n} = \frac{2}{R^2} \cdot \int_0^R n_{Xe}(r) \cdot r dr = \text{const}. \quad (2)$$

Перейдем к безразмерному параметру  $x=r/R$ . После аппроксимации  $n_{Xe}^m(x)$  в виде ряда по степеням  $x$ :

$$n_{Xe}^m(x) = n_{Xe}^m(0) \cdot (1 + a_1 \cdot x^2 + b_1 \cdot x^4) \quad (3)$$

и подстановки (3) в уравнение (1) находим коэффициент  $a_1$ :

$$a_1 = \frac{R^2 \cdot n_e(0)}{4D \cdot n_{Xe}^m(0)} \cdot [K_{mk} \cdot n_{Xe}^m(0) - K_{om} \cdot n_{Xe}(0)]. \quad (4)$$

С использованием граничного условия  $n_{Xe}^m(R) = 0$  получим:  $b_1 = -1 - a_1$ . Зная коэффициенты  $a_1$  и  $b_1$ , по формуле (3) можно рассчитать радиальное распределение концентрации метастабильных атомов ксенона в состоянии  ${}^3P_2$  в зависимости от условий эксперимента.

Из выражений (3) и (4) следует критерий появления провала в распределении  $n_{Xe}^m(r)$  в приосевой области разряда:

$$n_{Xe}^m(0) \cdot K_{mk} > n_{Xe}(0) \cdot K_{om}. \quad (5)$$

Как видно из (5), при прочих неизменных условиях разряда направление знака неравенства зависит от значения концентрации атомов Xe на оси разрядной трубы  $n_{Xe}(0)$ . Например, в условиях, соответствующих рис. 1, при допущении, что отсутствует радиальное разделение компонентов смеси, т. е. когда  $n_{Xe}^m(r) = n = \text{const}$ , коэффициент  $a_1$

оказывается равным  $-0,6$ , и радиальный ход  $n_{Xe}^m(r)$  близок к функции Бесселя (рис. 1, пунктирная кривая). Однако из-за катафореза  $n_{Xe}(0) < n$ , вследствие чего  $a_1 > 0$ . Поэтому максимум в  $n_{Xe}^m(r)$  сдвинут ближе к стенкам разрядной трубы. Наложение магнитного поля, как видно, существенно меняет характер распределения  $n_{Xe}^m(r)$ , приближая его к бесселевскому распределению. Это следует из того, что вследствие уменьшения степени радиального разделения компонентов смеси концентрация атомов ксенона на оси растет. Поэтому значение  $a_1$  уменьшается. Это наглядно видно из рис. 2, где приводится рассчитанный ход  $n_{Xe}(0)$  в зависимости от магнитного поля.

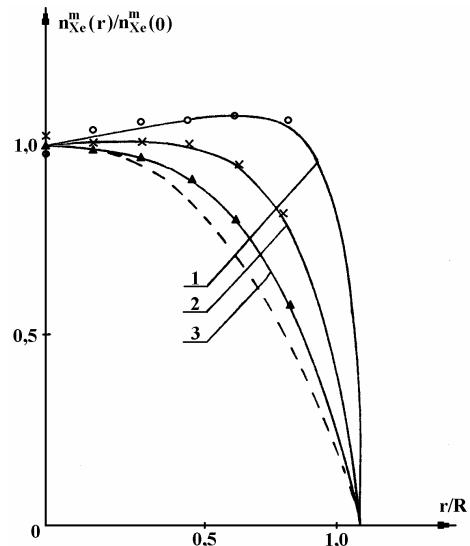


Рисунок 1. Радиальное распределение концентрации метастабильных атомов  $Xe({}^3P_2)$  в конце импульса длительностью 200 мкс для различных значений индукции магнитного поля  $B$ , Гс: 1-0, 2-300, 3-600.

$p_{He} = 0,4$  Тор,  $p_{Xe} = 10^{-3}$  Тор,  $i_p = 460$  мА.  
Пунктиры – рассчитанное по формуле (3) распределение  $n_{Xe}^m(r) / n_{Xe}^m(0)$  в предположении, что  $n_{Xe}^m(r) = n = \text{const}$ .

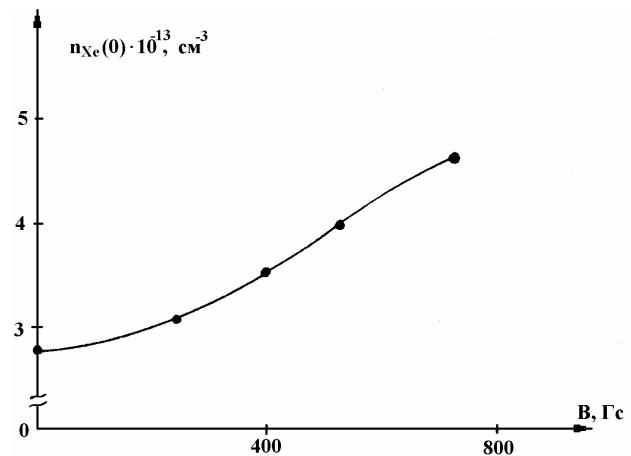


Рисунок 2. Значения концентрации атомов ксенона на оси разрядной трубы в зависимости от магнитного поля, восстановленные по результатам измерений радиального хода концентрации атомов  $Xe({}^3P_2)$ :  $p_{He} = 0,4$  Тор,  $p_{Xe} = 10^{-3}$  Тор,  $i_p = 460$  мА,  $t = 200$  мкс.

Таким образом, то обстоятельство, что с помощью продольного магнитного поля можно управлять степенью радиального перераспределения плотности примесного газа, отражается и на ходе концентрации метастабильных атомов ксенона: становится возможной перестройка радиального распределения концентрации атомов в метастабильных состояниях.

Одновременно с изучением временного хода концентрации метастабильных атомов Xe в активной фазе импульсного разряда изучался также процесс распада их концентрации. Поскольку, как показали результаты работы [7], в послесвечении плазмы вид радиального распределения  $n_{Xe}^m(r)$  при аналогичных условиях разряда меняется относительно слабо, то измерения проводились в приосевой области разряда. При этом получено, что в магнитном поле при низких давлениях гелия ( $p_{He} \leq 0,8$  Тор) и при давлениях  $p_{He} \geq 0,1$  Тор в отсутствие магнитного поля в стадии послесвечения по истечению времени  $t \approx 100\text{--}250$  мкс от заднего фронта импульса для определенных условий наблюдается всплеск концентрации метастабильных атомов ксенона (рис. 3).

Как видно, характер изменения концентрации  $n_{Xe}^m(o, t)$  метастабильных атомов  $Xe(^3P_2)$  в послесвечении зависит от длительности импульса  $\tau$ . Так, при  $\tau = 7$  мкс после быстрого спада  $n_{Xe}^m$  в раннем послесвечении наблюдается резкий максимум при временах  $t \approx 200$  мкс от заднего фронта импульса. С увеличением  $\tau$  он становится менее выраженным и при  $\tau = 200$  мкс полностью исчезает.

Такое поведение заселенности метастабильного состояния коррелирует с послесвечением линий Xe и, очевидно, объясняется главенствующей ролью диссоциативной рекомбинации.

Оценки показывают, что в раннем послесвечении дезактивация метастабильных атомов происходит вследствие возбуждения их на резонансный уровень  ${}^3P_1$ , с которого они спонтанно переходят в основное состояние. Действительно, частота диффузионного ухода  ${}^3P_2$  – атомов ксенона на стенки при наших условиях составляет  $150\text{ c}^{-1}$  (коэффициент диффузии метастабильных атомов ксенона в гелии  $D_m = 240\text{ cm}^2\text{ s}^{-1}$  при температуре  $300\text{ K}$  и давления гелия  $1,0$  Тор [10]), частота разрушения  ${}^3P_2$  – состояния ксенона в результате ударов второго рода с электронами равна  $10\text{ c}^{-1}$  (константа этого процесса  $10^{14}\text{ cm}^3\text{ s}^{-1}$  [11]), в то время как частота разрушения вследствие возбуждения на резонансный уровень составляет  $10^4\text{ c}^{-1}$

(постоянная скорости этого процесса  $K_{mr}$  в зависимости от температуры электронов приведена в [12]). Т. е. определяющим процессом дезактивации в раннем послесвечении является девозбуждение метастабильного состояния ксенона в результате перевода его на резонансный уровень. Вследствие уменьшения температуры электронов в стадии послесвечения постоянная скорости этого процесса падает [12]. Одновременно по этой же причине начинает расти коэффициент рекомбинации, что приводит к заселению метастабильного уровня. Уравнение баланса в этом интервале времени для концентрации метастабильных атомов примеси имеет вид:

$$\frac{dn_{Xe}^m}{dt} = -K_{mk} \cdot n_{Xe}^m \cdot n_e - \frac{n_{Xe}^m}{\tau_D} + \alpha_D \cdot n_2^+ \cdot n_e, \quad (6)$$

где  $n_2^+(t)$  – концентрация молекулярных ионов ксенона,  $\alpha_D, \tau_D$  – соответственно коэффициент их диссоциативной рекомбинации с электронами и постоянная времени диффузионного ухода.

Как показывают результаты наших экспериментов, при временах  $t = 200$  мкс после импульса разрядного тока концентрация электронов не успевает заметно изменяться, а температура электронов в течение нескольких микросекунд падает до определенного значения, после чего поддерживается достаточно долго на этом уровне. Тогда в предположении, что  $n_e, T_e, \alpha_D$  постоянны, решением уравнения (6) является

$$\ln \frac{n_{Xe}^m(t)}{n_{Xe}^m(o)} = -\frac{t}{\tau_1} + \ln \left[ 1 + \frac{\alpha_D \cdot n_e \cdot n_2^+(e^{t/\tau_1} - 1)}{n_{Xe}^m(o)} \right]. \quad (7)$$

Как видно из выражения (7), когда скорость рекомбинационного заселения метастабильного уровня мала по сравнению со скоростью электронного и диффузионного разрушений, вторым слагаемым под знаком логарифма можно пренебречь, и

$$n_{Xe}^m(t) \sim e^{-t/\tau_1}, \quad (8)$$

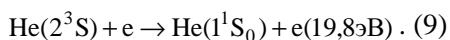
т. е. наблюдается экспоненциальный спад во времени концентрации метастабильных атомов. В противном случае имеет место отклонение от экспоненциального закона, и при сравнимых значениях скоростей диффузионного ухода или (и) электронного девозбуждения в зависимости от условий разряда с рекомбинационным заселением метастабильного состояния монотонный спад  $n_{Xe}^m(t)$  нарушается.

В моменты времени, когда достигается максимум или минимум заселенности метастабильного состояния, т. е. когда  $\frac{dn_{Xe}^m}{dt} = 0$ , из выраже-

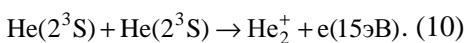
ния (6) можно определить концентрацию молекулярных ионов. Для этого необходимо знать концентрацию электронов и метастабильных атомов и температуру электронов в этот момент времени.

Концентрация электронов в распадающейся плазме измерялась по методу, предложенному в [13]. Температура электронов в зависимости от времени после прекращения импульса разряда определялась следующим образом. После выключения разряда  $T_e$  вследствие упругих соударений в основном, с атомами гелия за времена порядка  $t \sim \frac{1}{\delta \cdot v}$  ( $\delta$  – доля энергии, теряемая электроном при столкновении с атомом,  $v$  – частота столкновений электрона с атомами) должна падать до газовой температуры  $T_g$ . По оценкам это время для наших условий составляет несколько микросекунд. Однако необходимо иметь в виду, что в плазме послесвечения протекают процессы с участием метастабильных атомов, которые могут являться источниками быстрых электронов [14]. Последние, в свою очередь, в результате межэлектронных столкновений подогревают электронный газ. К процессам, в результате которых появляются быстрые электроны, относятся следующие:

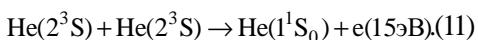
1. Сверхупругие соударения между электронами и метастабильными атомами гелия:



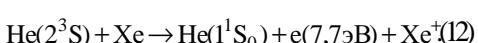
2. Соударения двух метастабильных атомов, в результате которых образуется молекулярный ион:



3. Образование атомарного иона при столкновении двух метастабильных атомов:



4. Пеннинг-ионизация атомов Xe при столкновениях с метастабильными атомами гелия:



С учетом процессов, приводящих к появлению быстрых электронов, в наших условиях выраже-

ние для определения  $T_e$  в послесвечении имеет вид:

$$\delta_e \cdot v(T_e) \cdot \frac{3}{2} \cdot k \cdot (T_e - T_q) = \frac{\varepsilon_1 \cdot K_1 \cdot n_{\text{He}}^m}{x^2} - \frac{\varepsilon_{2,3} \cdot K_2 \cdot (n_{\text{He}}^m)^2}{x^2 \cdot x_{2,3}^{5/2} \cdot n_e} + \frac{\varepsilon_4 \cdot K_{\Pi} \cdot n_{\text{Xe}}^m}{x^2 \cdot x_4^{5/2} \cdot n_e}, \quad (13)$$

где  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \varepsilon_4$  – энергии электронов, появляющихся в результате реакций (9)-(13) соответственно,  $K_i$  – константа скорости взаимодействия медленных электронов с метастабильны-

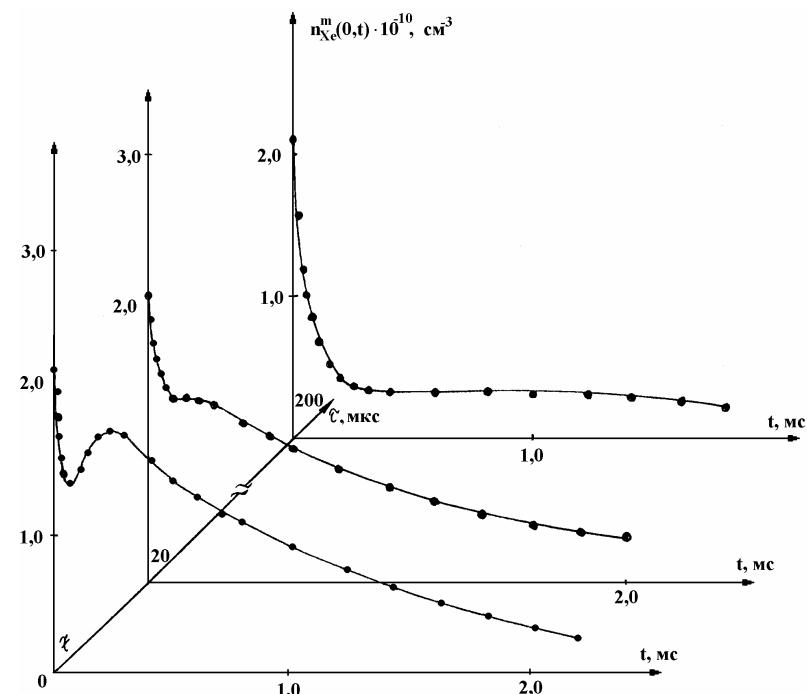


Рисунок 3. Распад концентрации метастабильных атомов  $\text{Xe}(^3P_1)$  при разных длительностях импульса разрядного тока  $t$ .  $p_{\text{He}} = 0,5 \text{ Тор}$ ,  $p_{\text{Xe}} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ Тор}$ ,  $i_p = 0,65 \text{ А}$ ,  $B = 600 \text{ Гс}$ .

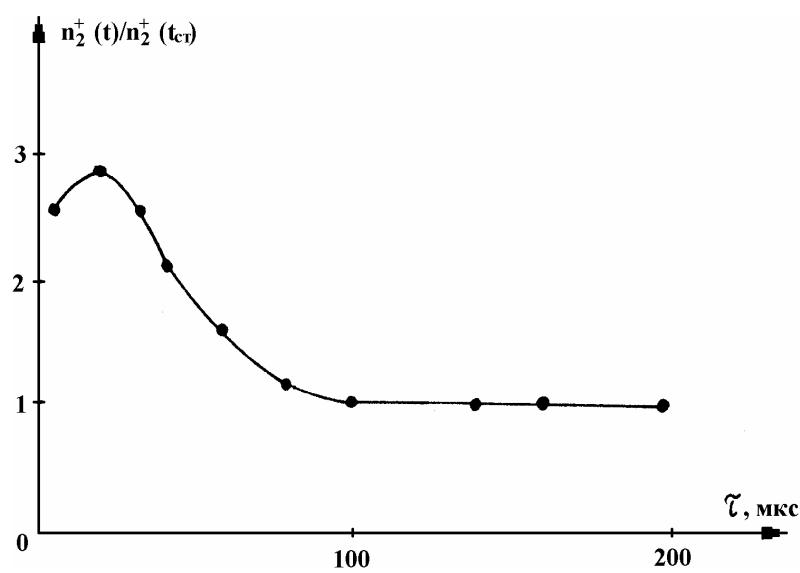


Рисунок 4. Рассчитанный по формуле (6) временной ход концентрации молекулярных ионов  $\text{Xe}_2^+$ :  $p_{\text{He}} = 0,5 \text{ Тор}$ ,  $p_{\text{Xe}} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ Тор}$ ,  $i_p = 0,65 \text{ А}$ ,  $B = 600 \text{ Гс}$ .

ми атомами,  $K_2$  – константа скорости реакции столкновения двух метастабильных атомов,  $K_{\Pi}$  – константа скорости реакции Пеннинга;  $\delta_e = 2m/M$ ,

$$x^2 = 5,8 \cdot D_e(\epsilon_1) / (R^2 v_e(\epsilon_1)), v(T_e) = \frac{4}{3} \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T_e}{\pi \cdot m}} \cdot \frac{1}{\lambda_e},$$
$$x_2 = \epsilon_2 / \epsilon_1, x_3 = \epsilon_3 / \epsilon_1, x_4 = \epsilon_4 / \epsilon_1.$$

Таким образом, измеряя величину концентрации электронов, метастабильных атомов  $\text{He}(2^3S)$  и  $\text{Xe}(3^3P_2)$  в стадии распада плазмы, и рассчитывая по формуле (13)  $T_e$  для этих моментов времени, были получены из (6) значения концентрации молекулярных ионов ксенона. А зная закон распада  $n_2^+(t)$ , была восстановлена концентрация молекулярных ионов в конце импульса.

Выполняя эту процедуру для импульса тока различной длительности, получен временной ход  $n_2^+(t)$  в активной фазе разряда (рис. 4).

На этом рисунке обращает на себя внимание преобладание  $n_2^+$  в начальных стадиях импульса разряда по сравнению со стационарным значением, что можно объяснить конкуренци-

ей двух факторов. В момент развития разряда средняя энергия электронов велика [15], в результате чего интенсивно заселяются верхние энергетические уровни атомов ксенона, с участием которых возможна ассоциативная ионизация. По мере уменьшения  $T_e$  начинает расти скорость диссоциативной рекомбинации, вследствие чего концентрация молекулярных ионов, образующихся в результате реакции ассоциативной ионизации, будет падать. Именно по этой причине наблюдается «накопление» метастабильных атомов ксенона в послесвечении лишь при коротких импульсах, когда в моменты обрыва импульса тока концентрация молекулярных ионов ксенона достаточно велика. Установлено, что доля молекулярных ионов в стационарной фазе разряда составляет около 10% от общего количества ионов. В начальных стадиях импульсного разряда ( $t \leq 20 \text{ мкс}$ ) концентрация молекулярных ионов в 2-3 раза выше по сравнению с ее значением в установившемся режиме.

**Список использованной литературы:**

1. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1977. – 543 с.
2. Справочник по лазерам. Под ред. Прохорова А.М. Т.1. М.: Сов. Радио, 1978. – 503 с.
3. Тучин В.В. // Оптика и спектроскопия, 1983. т. 55. №5. – С. 844-845.
4. Шайхитдинов Р.З., Кавыев А.Г. // Материалы Международной научно-практической конференции. Уфа. 2003. Ч.1. – С. 286-288.
5. Вагнер С.Д., Каган Ю.М., Константинов А.И., Никонен И.С. // ЖТФ. 1974. Т.44. №7. – С.1437-1441.
6. Удальцов В.В., Царьков В.А. // Радиотехника и электроника. 1985. Т.30. №6.– С.1170-1176.
7. Волкова Л.М., Девятов А.М., Шайхитдинов Р.З., Шибков В.М. // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 62. №6. – С. 1230-1233.
8. Девятов А.М., Шайхитдинов Р.З., Шибков В.М. // Известия вузов. Физика, 1986. №12. – С. 84-86.
9. Девятов А.М., Шайхитдинов Р.З., Шибков В.М., Шибкова Л.В. // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 59. №6. С. 1201-1204.
10. Devyatov A.M., Shibkov V.M., Shikova L.M. // Proc. XV ICPIG. USSR. Minsk. 1981. Part 1. – P. 399-400.
11. Евтушенко Г.С. // Известия вузов. Физика. 1981. №2. – С.85-88.
12. Бочкина О.П., Моритц А.П. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. №1.– С. 170-172.
13. Герасимов Г.Н., Лягушенко Р.И., Старцев Г.П. // Оптика и спектроскопия. 1971. Т. 30. №4.– С. 606-611.
14. Демидов В.И., Колоколов Н.Б. // ЖТФ. 1980. Т. 50. №3. – С. 564-571.
15. Девятов А.М., Шибков В.М., Шибкова В.Л., Чепелева Л.П. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. №23. – С. 1413-1416.