

## Управление ионным увлечением в пылевой плазме

Е. С. Дзлиева, М. А. Ермоленко, В. Ю. Карасев<sup>1)</sup>, С. И. Павлов, Л. А. Новиков, С. А. Майоров<sup>+</sup>

*Институт физики им. Фока С.-Петербургского государственного университета, 198504 Петергоф, Россия*

*<sup>+</sup>Институт общей физики им. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 августа 2014 г.

После переработки 13 октября 2014 г.

В работе предложен способ управления силой ионного увлечения, действующей на пылинку в комплексной плазме, осуществляемый путем выбора состава газовой смеси разряда. Проведена его экспериментальная реализация. При добавлении в легкий буферный газ более тяжелой добавки с меньшим потенциалом ионизации меняются ионный состав и скорость ионного потока. Это вызывает значительное изменение силы ионного увлечения. В экспериментах использовался разряд в смеси гелия с ксеноном, помещенный в магнитное поле. Величина измеренной угловой скорости вращения пылевой структуры согласуется с численной оценкой силы ионного увлечения, меняющейся (увеличивающейся) при наличии малой (< 5 %) добавки ксенона. Предложенный способ может быть использован для создания плазменных кристаллов с новыми свойствами.

DOI: 10.7868/S0370274X14230040

**Введение.** Комплексной плазмой называется искусственно созданная в лаборатории пылевая плазма. Большой интерес представляет случай, когда в пылевой подсистеме формируются плазменно-пылевые структуры, обладающие упорядоченностью [1, 2]. Тип кристаллической упаковки в пылевой компоненте зависит от характеристик пылевых частиц, способа введения мощности в плазму (типа разряда, конструкции электродов и пылевых ловушек) и от характеристик плазмы, от ее параметров (плотности, температуры электронов) и сорта газа. Обычно эксперименты выполняются с одним сортом пылевых частиц и газа.

Условия для создания плазменно-пылевых образований в газовом разряде часто подбирались эмпирическим путем. Так в тлеющем разряде был создан плазменный кристалл “нематического” типа [3], сформирован устойчивый кристалл с доменной структурой [4]. В работе [5] исследовалось влияние малой добавки в гелий аргона на межчастичное расстояние и тип упаковки структур. В [6] рассмотрен случай гелий-криптоновой смеси газов и исследованы условия фазового перехода в пылевых структурах. Следует отметить, что при эмпирическом подборе условий сложно прогнозировать получение пылевой подсистемы с требуемыми свойствами.

Параметры разряда оказывают влияние на взаимодействие между пылинками путем изменения по-

токов плазменных частиц. Следует отметить, что при этом изменяются не только параметры зарядки пылевых частиц, но и характеристики взаимодействия частиц с плазмой. Последнее обстоятельство представляется наиболее важным. Оно может приводить к смене типа расположения частиц в плазменном кристалле и определять их динамические характеристики.

Рассмотрение динамики пылевых частиц в смесях газов – новый подход к развитию экспериментальных методик для создания упорядоченных плазменно-пылевых структур с требуемыми свойствами и исследования фазовых переходов в них [5–11]. Наиболее значимым фактором при переходе к разряду в смеси газов представляется изменение направленной скорости ионного потока и, как следствие, изменение силы ионного увлечения.

В работах [5–11] рассмотрено влияние состава газа на столкновения ионов и электронов, на особенности их дрейфа, а также зарядки и взаимодействия между пылевыми частицами. Исходя из полученных результатов можно отметить несколько важных для пылевой плазмы эффектов. Во-первых, добавка даже небольшого количества легко ионизируемых атомов другого типа может приводить к сильному изменению ионного состава и скорости дрейфа ионов. Ионы легко ионизируемой компоненты газовой смеси могут приобретать большую направленную скорость из-за уменьшения частоты столкновений с резонансной передачей заряда [8–10]. Во-вторых, распределе-

<sup>1)</sup>e-mail: plasmadust@yandex.ru

ния электронов по энергии могут очень сильно отличаться от часто используемых распределений Максвелла и Дрювестейна и вообще носить нелокальный характер, т.е. не определяться локальной приведенной напряженностью электрического поля [9–11].

При экспериментальных исследованиях свойств образований из заряженных пылевых частиц в газоразрядной плазме с осевой симметрией было обнаружено, что пылинки могут совершать вращательное движение вокруг оси разряда в горизонтальной плоскости. В проекции на эту плоскость сила гравитации равна нулю. Проекция электрического поля направлена по радиусу и также не может вызвать вращательного движения. При отсутствии магнитного поля направление силы ионного увлечения совпадает с направлением электрического поля и тоже имеет только осевую и радиальную составляющие. Следовательно, сила ионного увлечения в отсутствие магнитного поля также не может вызвать движение по окружности. В то же время вращение в горизонтальной плоскости вокруг осевой линии наблюдается во многих экспериментах как с магнитным полем, так и без него [12–30].

Механизм вращения пылевых структур, созданных в стратах в тлеющем разряде, в магнитном поле обсуждается в ряде работ [21–31]. Пока он не получил полной интерпретации. Однако определенно установлено, что в малых магнитных полях плазменно-пылевые структуры вращаются с отрицательной проекцией угловой скорости на вектор индукции магнитного поля. Причина этого вращения – действие силы ионного увлечения. В настоящей работе предложен и реализован способ варьирования силы ионного увлечения через изменение типа ионов и характеристик ионного потока. Действие силы увлечения регистрируется по величине угловой скорости пылевых структур в магнитном поле. Ее влияние на динамику пылевых структур при вариации состава плазмформирующего газа разряда и исследуется в настоящей работе.

**Теоретические оценки и постановка эксперимента.** В представленных экспериментах проверка изменения скорости ионного потока осуществлялась через действие силы ионного увлечения. С экспериментальной точки зрения намного проще увеличивать силу увлечения, чем ее подавлять. Для этого в основной буферный газ необходимо ввести малую долю более тяжелой и легкоионизируемой добавки. Для проведения эксперимента были выбраны гелий как основной газ и ксенон как примесная компонента. Выбор такой смеси представляется оптимальным для реализации сверхзвукового потока тяжелых

ионов ксенона в легком газе, поскольку из-за малой концентрации атомов ксенона столкновения с резонансной перезарядкой подавляются [8–10].

Пылевая плазма создавалась в вертикальной разрядной трубке длиной 80 см и диаметром 3 см (рис. 1). Разряд зажигался между никелевыми

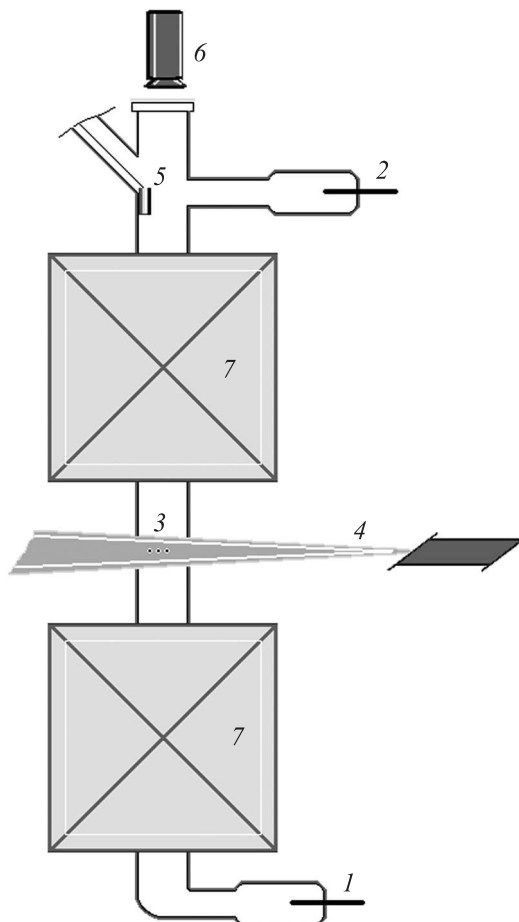


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – катод, 2 – анод, 3 – пылевая структура, 4 – лазерная подсветка, 5 – контейнер с частицами, 6 – видеокамера, 7 – магнитные катушки

электродами. Для создания пылевой компоненты использовались монодисперсные сферические пылевые частицы диаметром 1.1 мкм, изготовленные из меламин-формальдегида. Выбор столь малого размера частиц (по сравнению с наиболее часто используемыми частицами в 5–10 мкм) связан с тем, что сила ионного увлечения линейно зависит от размера (заряда) частиц, в то время как другие силы (трения, тяжести) зависят от площади и объема частицы. Таким образом, для малых частиц сила ионного увлечения играет большую роль, чем для больших.

Магнитное поле в диапазоне от 0 до 500 Гс создавалось с помощью двух магнитных катушек и было направлено вверх. Между катушками оставался зазор в 9 см для наблюдения стоячих страт и боковой подсветки пылевых структур лазерным ножом.

Наблюдение вращения пылевых структур в подсвеченных горизонтальных плоскостях осуществлялось сверху через торцевое оптическое окно разрядной трубки. Все наблюдения проводились в первой стоячей страте от сужающей разряд диафрагмы (на рисунке не показана). Устойчивые пылевые структуры в данной трубке с используемыми пылевыми частицами в смесях в магнитном поле наблюдались при следующих условиях: давление гелия от 1 до 1.5 торр, ток 2 мА, магнитная индукция до 500 Гс.

Для установленных в эксперименте условий и выбранного состава смеси были проведены расчеты скорости ионного потока и электронной температуры (от которой зависит заряд пылевых частиц). Некоторые расчетные данные сведены в табл. 1 и 2 (ско-

Таблица 1

**Скорость дрейфа ионов, выраженная через число Маха  $M$ , в зависимости от типа газа и доли примеси при  $E/N = 10 \text{ Td}$  [9]**

Газ	Доля, %	$M$
Xe	100	0.11
Xe + He	5 + 95	1.09
He	100	0.34

Таблица 2

**Зависимость электронной температуры от концентрации Xe в He при  $E/N = 10 \text{ Td}$  [11]**

Xe, %	0	0.1	1	2	5	10	100
$T_e$ , эВ	7.8	7.6	6.6	6.1	5.3	4.8	3.8

рость дрейфа ионов  $V$  выражена в них через число Маха  $M = V_i/V_{Ti}$ , где  $V_{Ti}$  – тепловая скорость ионов [8–11]. Следует отметить, что в настоящей работе сделан упор на разряд с малой добавкой ксенона, когда его концентрация еще не влияет на функцию распределения и энерговклад, но частота ионизации в основном определяется уже атомами ксенона. В этом режиме частота ионизации в точности пропорциональна доле ксенона. При дальнейшем увеличении последней возникает некоторое влияние упругих столкновений электронов с атомами ксенона, уменьшается скорость дрейфа, понижаются средняя энергия электронов и константа ионизации [11].

В настоящей работе мы не ставили своей целью описание, сравнительный анализ и моделирование всех конкурирующих процессов в задаче переноса электронов и ионов в газовом разряде постоянного тока при пониженном давлении газа. Частичное изложение результатов моделирования свойств разряда в смеси гелия с аргоном для пылевой плазмы приведено в [10]. Для нашего случая наиболее существенным фактором являются значительное увеличение заряда пылинки и сильная анизотропия функции распределения ионов. Многие интересные и важные аспекты газового разряда (влияние степени замагничности ионов и электронов, пеннинговской ионизации атомов ксенона, перенос резонансного излучения, разогрев газа, нелокальность функции распределения электронов и т.д.) будут рассмотрены в следующих работах.

**Измерение угловой скорости и интерпретация полученных результатов.** Пылевые структуры при выбранных параметрах разряда и пропорции смеси плазмоформирующих газов регистрировались в центральном горизонтальном сечении посредством записи на видеокамеру. Магнитное поле изменялось от 0 до некоторого максимального значения, при котором можно наблюдать вращение структур. Угловая скорость определялась как отношение  $\omega = \Delta\varphi/\Delta t$ , где  $\Delta\varphi$  – угловое перемещение частиц за промежуток времени  $\Delta t$ , соответствующий нескольким кадрам видеозаписи (выбирается в зависимости от величины угловой скорости), и усреднялась по частицам сечения. Знак угловой скорости вращения определялся по проекции на направление магнитного поля, т.е. при наблюдении сверху вращение против часовой стрелки соответствовало положительной угловой скорости.

Ранее в работах [21–24] уже исследовалась зависимость угловой скорости вращения пылевой компоненты от индукции магнитного поля. В слабых полях она пропорциональна полю и имеет отрицательное направление вращения, т.е. вектор угловой скорости направлен противоположно магнитному полю. При некотором значении индукции магнитного поля  $B_m$  скорость вращения достигает максимального по величине значения. Затем она уменьшается, а при дальнейшем увеличении поля пылинки начинают вращаться в противоположном направлении, т.е. происходит инверсия направления вращения. Зависимость угловой скорости вращения от индукции магнитного поля можно характеризовать тремя параметрами: положением минимума  $B_m$ , величиной угловой скорости при этом значении, а также величиной магнитного поля  $B_0$ , при кото-

рой происходит смена направления скорости вращения.

На рис. 2 показаны зависимости проекций вектора угловой скорости на направление магнитного по-

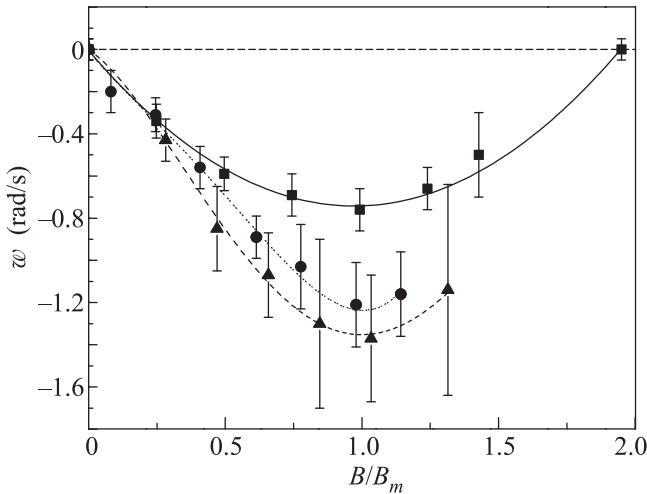


Рис. 2. Угловая скорость пылевой структуры в зависимости от приведенного магнитного поля  $B/B_m$  для случаев чистого гелия (квадраты), гелия с 2% (треугольники) и 4% (кружки) примеси ксенона ( $p = 1.5$  торр, ток разряда 2 мА)

ля в чистом гелии и в смеси гелия и ксенона от безразмерного параметра  $B/B_m$ . В чистом гелии  $B_0 = 450$  Гс. В смесях значение магнитного поля  $B_0$ , при котором наблюдается инверсия вращения, оказывается сильно сдвинутым в сторону больших магнитных полей (соответствующая экстраполяция кривых дает смещение  $B_0$  до 650 Гс). Указанное смещение настолько велико, что значение  $B_0$  выходит из диапазона используемого магнитного поля. Также существенно увеличивается и максимальная скорость вращения.

Сравнивая зависимости, полученные для чистого гелия и для смеси, можно сделать следующие выводы. При наличии 2% примеси ксенона в диапазоне магнитных полей, в котором вращение уже установилось (от 150 Гс и до наступления максимума), абсолютное значение угловой скорости вращения пылевой структуры увеличивается в 1.3–3.5 раза. Величина  $B_m$  смещается в сторону больших магнитных полей (от 250 Гс до 350–400 Гс). Сравнение кривых показывает, что при увеличении содержания примеси ксенона от 2% до 4% величина угловой скорости несколько уменьшается, что согласуется с результатами расчета скорости ионного потока (см. табл. 1 и 2). Зарегистрированные зависимости угловой скорости от магнитного поля говорят об увеличении

действия силы ионного увлечения при использовании смесей. Оно может быть количественно оценено с позиции динамики пылевых частиц.

Движение пылевой частицы по окружности радиуса  $r_d$  происходит под действием сбалансированных силы ионного увлечения  $F_{drug}$  и силы  $F_{friction}$  трения (торможения) пылинки о газ. В наших условиях  $F_{friction} = F_{drug}$ . Сила ионного увлечения определяется по формуле [1]

$$F_{drug} = \frac{8}{3} \sqrt{2\pi m_i T_i} a^2 n_i u_i \left( 1 + \frac{z\tau}{2} + \frac{z^2 \tau^2}{4} \Pi \right), \quad (1)$$

где  $\tau = T_e/T_i$ ,  $z = Z_d e^2 / a T_e$  – безразмерный заряд пылинки,  $Z_d$  – ее зарядовое число,  $\Pi$  – модифицированный кулоновский логарифм, проинтегрированный с функцией распределения ионов по скоростям. Остальные обозначения в (1) – стандартные.

Азимутальная скорость ионов  $U_{i\varphi}$  вызывается действием магнитного поля на радиальный поток ионов со скоростью  $U_{ir}$ :  $U_{i\varphi} = \omega_i \tau_i U_{ir}$  [32], где  $\omega_i \tau_i$  – произведение циклической частоты и времени межчастичных столкновений, которое определяет замагниченность ионов. Сила трения, действующая на пылинку со стороны атомов, определяется по формуле Эшштейна [1]:

$$F_{friction} = \frac{8}{3} \sqrt{2\pi T_a m_a} \xi a^2 N_a u_{dust}, \quad (2)$$

где  $u_{dust}$  – скорость пылинки относительно газа,  $\xi$  – коэффициент порядка единицы, определяемый законом отражения атома от поверхности. В соответствии с балансом сил угловая скорость вращения пылинки  $\omega = u_{dust}/r_d$  определяется выражением

$$\omega = \frac{U_{ir}}{\xi r_d} \omega_i \tau_i \frac{n_i}{n_a} \sqrt{\frac{T_i}{T_a}} \sqrt{\frac{m_i}{m_a}} \left( 1 + \frac{z\tau}{2} + \frac{z^2 \tau^2}{4} \Pi \right). \quad (3)$$

Выполняя по формуле (3) численные оценки угловой скорости пылевой структуры в смеси и в чистом гелии с учетом изменения скорости ионного потока, электронной температуры и других параметров смеси, получаем, что отношение угловой скорости в смеси с 2% ксенона и угловой скорости в чистом гелии в среднем равно 1.88. Это хорошо соответствует участку графика (от 150 Гс, где развилось вращение, до максимума), на котором доминирует механизм вращения, связанный с ионным увлечением.

Детальное исследование многочисленных и весьма сложных конкурирующих процессов в рассматриваемом случае газового разряда в смеси газов при наличии магнитного поля выходит за рамки настоящего письма. Многие важные аспекты уже изложены

в целом ряде публикаций (особенности дрейфа ионов [8–10], электронов [9–11], зарядки пылинок [6, 7], их взаимодействие с потоком [11]). Собственно сложность и многообразие процессов в газовом разряде и позволяет находить все новые и новые возможности для приложений в технологиях, элементной базе, медицине, астрофизике и т.д. Задача о влиянии состава газа на вращение пылевой компоненты в замагниченном положительном столбе газового разряда при пониженном давлении является одним из таких интересных объектов.

**Закключение.** Итак, добавка в гелий малой доли атомов ксенона приводит к смене типа ионов в газовом разряде постоянного тока при пониженном давлении газа. Уже при содержании 1% атомов ксенона основным типом ионов оказываются ионы ксенона, а не гелия. Поток ионов ксенона на стенки из-за отсутствия столкновений с резонансной перезарядкой на атомах гелия обладает большими анизотропией и скоростью дрейфа. Изменение отношения коэффициентов диффузии электронов и ионов при наличии продольного магнитного поля может приводить к значительному изменению радиального профиля потенциала, а также величины электрического дрейфа в скрещенных полях. Смена типа ионов при малой добавке ксенона в гелий вызывает уменьшение частоты столкновений с нейтралами и уменьшение ионного потока на пылинку. В результате происходит значительное увеличение заряда пылинки [10]. Для пылевых частиц эти факторы приводят к значительному изменению силы ионного увлечения.

В настоящей работе впервые применен способ управления силой ионного увлечения в комплексной плазме за счет выбора типа смеси газов и их концентраций. Показана принципиальная возможность и выполнена экспериментальная проверка способа управления пылевой подсистемой в смеси гелия и ксенона при небольшой концентрации последнего. Описанный метод управления может быть применен для воздействия на пылевые структуры, например для управления расположением пылевых частиц при создании плазменно-пылевых структур с различным типом кристаллической упаковки.

Экспериментальная часть работы поддержана грантом РФФ # 14-12-00094. Расчеты характеристик разряда в различных смесях выполнены в рамках гранта РФФИ # 14-12-0512-а.

1. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, В. И. Молотков, О. Ф. Петров, УФН **174**, 495 (2004).
2. А. М. Игнатов, Физика плазмы **31**, 52 (2005).

3. В. И. Молотков, А. П. Нефедов, М. Ю. Пустыльник, В. М. Торчинский, В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, К. Ёшино, Письма в ЖЭТФ **71**, 152 (2000).
4. В. Ю. Карасев, А. Ю. Иванов, Е. С. Дзлиева и др., ЖЭТФ **133**, 460 (2008).
5. S. A. Maiorov, T. S. Ramasanov, K. N. Dzhumagulova, M. K. Dosbolayev, and A. N. Jumabekov, Phys. Plasm. **15**, 093701 (2008).
6. С. Н. Антипов, М. М. Васильев, С. А. Майоров, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, ЖЭТФ **139**, 554 (2011).
7. С. А. Майоров, Физика плазмы **31**, 749 (2005); **32**, 802 (2006); **35**, 869 (2009).
8. С. А. Майоров, Б. А. Клумов, Кр. сообщения по физике ФИАН **37**(10), 19 (2013).
9. С. А. Майоров, Кр. сообщения по физике ФИАН **33**(6), 32 (2006); **36**(5), 15 (2009); **34**(7), 44 (2007); **39**(9), 22 (2013); **40**(9), 3 (2014).
10. С. А. Майоров, Р. И. Голятина, С. К. Коданова, Т. С. Рамазанов, Кр. сообщения по физике ФИАН **38**(1), 12 (2012).
11. Р. И. Голятина, С. А. Майоров, Прикладная физика **4**, 5 (2014).
12. U. Konopka, D. Samsonov, A. V. Ivlev, J. Goree, V. Steinberg, and G. E. Morfill, Phys. Rev. E **61**, 1890 (2000).
13. N. Sato, G. Uchida, Y. Kaneko, S. Shimizu, and S. Iizuka, Phys. Plasmas **8**, 1786 (2001).
14. F. Cheung, A. Samarian, and B. James, New J. Phys. **5**, 75 (2003).
15. O. Ishihara, T. Kamimura, K. I. Hirose, and N. Sato, Phys. Rev. E **66**, 046406 (2002).
16. L. J. Hou, Y. N. Wang, and Z. L. Miscovic, Phys. Plasmas **12**, 042104 (2005).
17. J. Carstensen, F. Greiner, L. J. Hou, H. Maurer, and A. Piel, Phys. Plasmas **16**, 013702 (2009).
18. W. E. Amatucci, D. N. Walker, G. Gatling, and E. E. Scime, Phys. Plasmas **11**, 2097 (2004).
19. H. Kersten, R. Wiese, G. Thieme, M. Flohlich, A. Kopitov, D. Bojic, F. Scholze, H. Neumann, M. Quaas, H. Wulff, and R. Hippler, New J. Phys. **5**, 93 (2003).
20. А. Ф. Паль, А. Н. Рябинкин, А. О. Серов, Н. А. Дятко, А. Н. Старостин, А. В. Филиппов, ЖЭТФ **141**, 608 (2012).
21. Е. С. Дзлиева, В. Ю. Карасев, А. И. Эйхвальд, Опт. и спектр. **98**, 640 (2005).
22. V. Yu. Karasev, E. S. Dzlieva, and A. Yu. Ivanov, Phys. Rev. E **74**, 066403 (2006).
23. М. М. Васильев, Л. Г. Дьячков, С. Н. Антипов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, Письма в ЖЭТФ **86**, 414 (2007).
24. L. G. D'yachkov, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Contr. Plasma Phys. **49**, 134 (2009).

25. A. V. Nedospasov, Phys. Rev. E **79**, 036401 (2009).
26. A. V. Nedospasov, Europhys. Lett. **103**, 25001 (2013).
27. M. M. Vasiliev, L. G. D'yachkov, S. N. Antipov, R. Huijink, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Europhys. Lett. **93**, 15001 (2011).
28. В. Ю. Карасев, А. И. Эйхвальд, Е. С. Дзлиева, Опт. и спектр. **100**, 503 (2006).
29. В. Ю. Карасев, А. И. Эйхвальд, Е. С. Дзлиева, Опт. и спектр. **101**, 511 (2006).
30. V. Yu. Karasev, E. S. Dzlieva, and M. A. Ermolenko, Ukr. J. Phys. **56**, 1281 (2011).
31. S. I. Pavlov, V. Yu. Karasev, E. S. Dzlieva, M. A. Ermolenko, and L. A. Novikov, Ukr. J. Phys. **59**, 415 (2014).
32. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, М. (1992), 536 с.