

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА В УСЛОВИЯХ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ДО 2.5 Тл

© 2023 г. Е. С. Дзлиева^а, Л. Г. Дьячков^б, В. Ю. Карасев^{а, *, **},
Л. А. Новиков^а, С. И. Павлов^а

^а Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

^б Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: plasmadust@yandex.ru

**e-mail: v.karasev@spbu.ru

Поступила в редакцию 29.07.2022 г.

После доработки 10.09.2022 г.

Принята к публикации 20.09.2022 г.

В условиях тлеющего разряда в сильном магнитном поле созданы объемные пылевые структуры в рабочих газах He, Ne и Ar в трех типах пылевых ловушек (в стоячей страте, в области сужения канала тока, в области неоднородного магнитного поля), в которых эти структуры стабильно существуют в полях порядка 2 Тл. Изучена динамика вращения горизонтальных, перпендикулярных магнитному полю, сечений пылевых структур, измерена их угловая скорость, определена ее неоднородность в объеме пылевой структуры во всех ловушках. Впервые представлены данные для ловушки в области сужения канала тока в диапазоне магнитной индукции до 2.5 Тл, что соответствует параметру замагниченности иона Ne^+ около 2, а циклотронный радиус иона сравним с длиной экранирования. Обнаружено увеличение угловой скорости вращения структуры в полях свыше 1.5 Тл до 50 с^{-1} , что является рекордно быстрым вращением пылевой плазмы. Описаны особенности геометрии пылевых структур в каждой из изучаемых ловушек.

Ключевые слова: пылевая плазма, сильное магнитное поле, динамика пылевых частиц, тлеющий разряд, замагниченность

DOI: 10.31857/S0367292122600947, **EDN:** KМУWYK

1. ВВЕДЕНИЕ

Наложение магнитного поля превращает плазму в анизотропную среду с выделенным направлением вдоль силовых линий магнитной индукции [1–3]. Воздействию подвергаются плазменные частицы, для которых в перпендикулярном магнитному полю \mathbf{B} направлении уменьшаются коэффициенты подвижности и диффузии. Существенное влияние магнитного поля начинается при достижении замагниченности частиц, когда параметр Холла достигает единицы

$$\omega_{\alpha}\tau_{\alpha} = \frac{eB}{m_{\alpha}v_{\alpha}} = 1, \quad (1)$$

где ω_{α} – циклотронная частота электронов ($\alpha = e$) и ионов ($\alpha = i$), τ_{α} – время между столкновениями, $v_{\alpha} = \tau_{\alpha}^{-1}$ – частота столкновений. Выражение (1) может быть переписано через геометрические параметры $\omega_{\alpha}\tau_{\alpha} = \lambda_{\alpha}/\rho_{\alpha} = 1$; при замагниченности частицы ее циклотронный радиус ρ_{α} становится равным длине пробега λ_{α} , он опреде-

ляет шаг диффузии в перпендикулярном магнитному полю направлении.

В представленных в работе экспериментах в магнитном поле $B = 2$ Тл замагниченность электронов достигает значений $\omega_e\tau_e = 500$, а ионов неона – $\omega_i\tau_i = 3$. Плазма становится анизотропной средой, причем в различной степени для ионов и электронов. Шаг диффузии электронов ρ , который не зависит от давления газа, приближается к размеру пылевой частицы. Например, для электронов в поле $B = 1$ Тл он порядка размера частицы, левитирующей в ловушке в страте. Циклотронный радиус иона Ne^+ в поле $B = 2$ Тл становится меньше дебаевского масштаба плазмы. При существовании анизотропной плазменной среды появляется возможность создавать пылевую плазму с новыми свойствами (динамикой и зарядом частиц, размером пространственной решетки пылевой структуры), хотя при этом замагниченность самой пылевой компоненты остается достаточно малой.

Сопоставляя размер пылевых частиц (или зонда) d с циклотронным радиусом плазменных ча-

стиц ρ_α , можно рассматривать физическую задачу о замагниченности плазмы по отношению к пылевым частицам. Это важно как для исследования пылевой плазмы [4–6], так и для развития физики плазмы в магнитном поле [1–3], в частности, для развития методов зондовой диагностики при достижении замагниченности ионов [7, 8].

Начиная с работ [9–11], пылевая плазма изучается в сильном магнитном поле. В подавляющем большинстве исследований [12–15] в экспериментах применяется ВЧ-разряд, в котором создаются монослойные структуры, при этом в основном используется плазмформирующий газ Ar. В серии работ [16–21] удалось создать пылевую плазму в условиях тлеющего разряда в относительно легких инертных газах He и Ne, в которых замагниченность ионов выше. При этом нужно отметить, что сложности и ограничения на условия экспериментов потребовали значительного внимания. Кроме того, в тлеющем разряде в области сужения канала тока, которое создается для стабилизации страт, была обнаружена еще одна объемная пылевая ловушка [22], которая оказалась устойчивой в сильном магнитном поле, а динамика пылевой плазмы в ней показывает рекордно высокую скорость вращения свыше 50 с^{-1} .

В настоящей работе обсуждаются результаты исследований пылевой плазмы в объемных пылевых ловушках, созданных в тлеющем разряде, где замагниченность плазменных частиц проявляется особенно эффективно. Приведена зарегистрированная в магнитном поле угловая скорость вращения пылевых структур, обсуждаются физические механизмы вращения, а также геометрические характеристики объемных пылевых структур, создаваемых в разных ловушках.

2. ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для создания сильного магнитного поля использовался сверхпроводящий соленоид. В исследованиях было применено магнитное поле с индукцией до 2.5 Тл в центре соленоида. Устройство и детали криомагнита, экспериментальной установки и способа наблюдения пылевой плазмы подробно описаны в [16–23]. Кроме того, при работе с наиболее легким газом He при низких давлениях $p = 0.1 \text{ Торр}$, когда замагниченность ионов наступает в поле 0.04 Тл, магнитное поле умеренного диапазона создавалось магнитными катушками без специального охлаждения.

Отметим, что для реализации стабильной пылевой плазмы в ловушке в страте большое значение имеет то, какая конфигурация магнитной системы применяется — одиночная катушка или пара катушек с зазором между ними. При использовании одиночной катушки, когда магнитное поле является спадающим от центра к торцам,

требуется точное положение страты в центре катушки, а также тщательное выравнивание разрядной трубки в теплом отверстии криомагнита [24, 25]. При размещении страты у торца магнитной катушки, наблюдается сильное искажение страты. При магнитном поле в центре катушки 2 Тл, у ее торца будет поле около 1.2 Тл со значительным продольным градиентом — около 0.2 Тл/см. В такой конфигурации пылевая структура вместе с ловушкой удлиняется до 10 см, изменяется ее направление вращения по отношению к существующему в неискаженной страте. Первые наблюдения за вытянутой структурой в неоднородном поле были представлены в [21].

При использовании пары катушек максимальное магнитное поле в центре между катушками достигало величины 0.05 Тл. Катушки были разнесены на расстояние 10 см, между катушками магнитное поле имело локальный минимум, увеличиваясь при приближении к торцам катушек. При такой конфигурации магнитной системы стоячие страты и пылевые структуры в них находятся в более устойчивом состоянии. Смещение страт в магнитном поле в сторону анода компенсировалось перемещением трубки вдоль своей оси в сторону катода. Аналогичная процедура проводилась при работе с пылевой ловушкой в области сужения канала тока внутри дополнительной стеклянной вставки в трубку. Положения используемых пылевых ловушек в разрядной трубке схематически показаны на рис. 1.

Экспериментальные исследования проводились в разрядных трубках, наполненных рабочими газами He, Ne или Ar. Стабильные пылевые структуры получены в трубках радиусом около 1 см с холодными никелевыми катодами, катоды находились вне области сильного магнитного поля. Для формирования пылевой компоненты применялись полидисперсные частицы кварца. Характерный размер частиц, образующих пылевую структуру в страте, был 5 мкм, а в области сужения канала тока — 2 мкм. Также в экспериментах при низком давлении использовались кабрированные частицы меламинаформальдегида размером 1.13 мкм.

При проведении экспериментов в ловушках создавались пылевые структуры, и производилась видеозапись вращательного движения их центральных сечений в магнитном поле. Кроме того, посредством продольного сканирования подсветки определялись геометрические размеры структуры и продольный градиент ее скорости.

Отметим, что наиболее сложным оказалось создание пылевой плазмы при разряде в гелии. Максимальное магнитное поле, в котором пылевая структура стабильно существовала в гелии в страте, было 0.2 Тл, причем, как в однородном, так и в неоднородном поле. Физическая модель

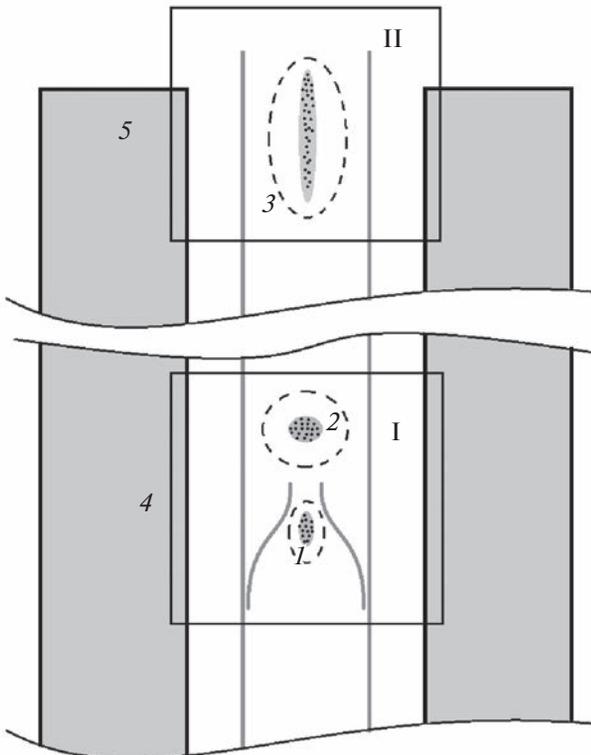


Рис. 1. Схематическое изображение положения и формы пылевых ловушек. Ловушки 1, 2, 3 — во вставке, в первой страте и вблизи торца соленоида. В магнитном поле ловушки находятся в центре соленоида — 4 и вблизи торца соленоида — 5. Область однородного магнитного поля — I; область неоднородного магнитного поля — II.

вращения при умеренном градиенте магнитного поля описана в [23]. В Ne и Ag динамика вращения пылевой плазмы изучалась в диапазоне магнитного поля до 2.5 Тл.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Пылевая структура в стоячей страте

Результаты измерений угловой скорости вращения пылевой структуры в страте в диапазоне до 2 Тл представлены на рис. 2. В части экспериментов в диапазоне магнитного поля от 0.25 до 1.2 Тл могли возникать неустойчивости разряда [26], при этом пылевые частицы выпадали из разряда (либо существенно уменьшалась их скорость вращения), и после прохождения участка неустойчивости пылевые частицы инжектировались дополнительно. Пылевая структура либо достраивалась, либо формировалась заново. На рис. 2 представлена зависимость скорости вращения, составленная из двух участков в близких, но отличающихся по давлению на 10% условиях, поэтому в качестве аргумента вместо магнитной индукции

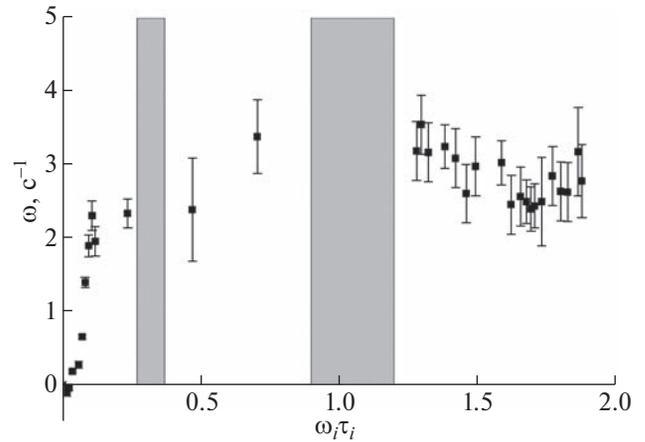


Рис. 2. Зависимость угловой скорости вращения пылевой структуры в страте от параметра замагниченности ионной компоненты плазмы. Условия: газ неон, $i = 1.5$ мА, частицы кварца с характерным размером 5.5 мкм. Закрашены области, соответствующие неустойчивости разряда.

дан универсальный параметр замагниченности ионов.

На рис. 3 представлено продольно-неоднородное вращение одной пылевой структуры при разных магнитных полях. При этом продольный размер структуры до 10 мм, что больше, чем ее размер в отсутствии магнитного поля. Удлиненная пылевая ловушка перемещалась в однородном магнитном поле путем смещения разрядной трубки. Радиальный размер пылевой структуры с ростом магнитной индукции уменьшился. Созданная в отсутствии магнитного поля структура имела порядка 400 частиц в перпендикулярном оси разряда сечении, при поле 1 Тл сечение со-

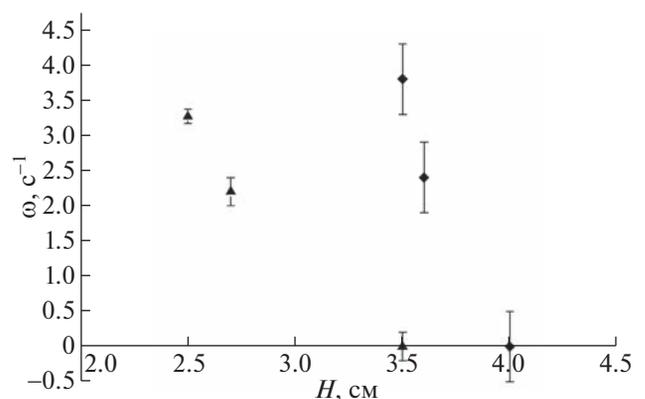


Рис. 3. Угловая скорость в горизонтальных сечениях пылевой структуры в зависимости от вертикальной координаты H , которая отсчитывается от торца вставки. Условия: пылевая ловушка в страте, частицы кварца с характерным размером 5.5 мкм, газ неон, $p = 0.66$ Торр, $i = 1.5$ мА, $B = 1.2$ Тл (треугольники), 1.55 Тл (ромбы). Обнаружен максимально большой продольный градиент угловой скорости.

держало около 20 частиц, а при 2 Тл в сечении оставалось только 10 частиц.

О механизмах вращения пылевой плазмы в данной ловушке отметим следующее. В слабом магнитном поле (область графика на рис. 2 вблизи $B = 0$) вектор угловой скорости противоположен магнитной индукции, основным механизмом вращения является ионное увлечение. Инверсия вращения обусловлена сменой механизма вращения, доминирующим механизмом становится вращение газа под действием вихревого тока в страте [27]. Экспериментальное подтверждение каждого из механизмов содержится в работах [28, 29]. Детальное описание динамики вращения пылевой плазмы в страте представлено в работах [20, 30, 31].

3.2. Пылевая структура в области сужения канала тока

Рисунок 4 показывает измеренную зависимость угловой скорости среднего сечения пылевой структуры в данной ловушке от магнитной индукции в диапазоне до 2.5 Тл в Ne. Аналогичная зависимость также получена для Ar. Пылевая структура в данной ловушке является существенно устойчивой. Отметим, что проекция вектора угловой скорости на направление вектора магнитной индукции отрицательна (как и в слабом поле в пылевой ловушке в страте, на рис. 2), но абсолютная величина угловой скорости значительно выше, чем в ловушке в страте (на один-два порядка величины в зависимости от условий). Вращение пылевой структуры в этой ловушке связано с ионным увлечением даже при больших магнитных полях, так как она находится вне страты и вихревые токи, вызывающие вращение нейтрального газа, здесь не возникают. Поэтому не происходит и инверсия вращения.

Рисунок 5 показывает скорость вращения горизонтальных сечений пылевой структуры на разных расстояниях H от центра соленоида $H = 0$. Скорость вращения при разных высотах H почти неизменна в пределах погрешности измерений. Радиальный размер данной структуры в магнитном поле существенно не меняется, но при возникающем быстром вращении частиц (более 30 с^{-1}) формировалась оболочечная структура. Наблюдалось расслоение горизонтального сечения структуры на кольцевые орбиты, которых насчитывалось до четырех при быстром вращении частиц в сечениях.

Особенностью влияния ионного увлечения на вращение пылевой структуры в этой ловушке является резкая зависимость скорости вращения от магнитного поля при некоторых его значениях. Данное влияние проявляется достаточно резко в интервале полей 0.1–0.5 Тл в зависимости от

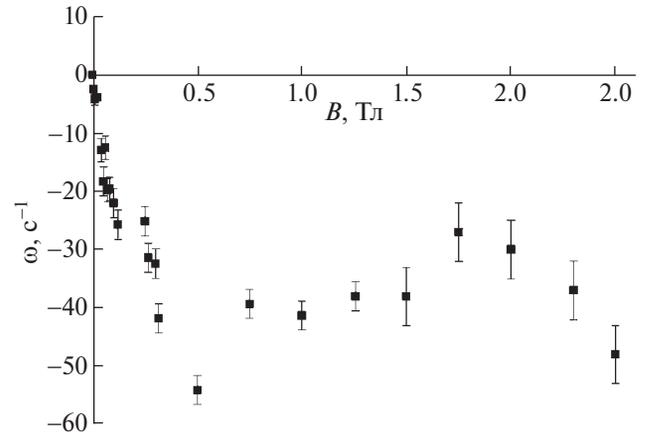


Рис. 4. Угловая скорость пылевой структуры в зависимости от магнитной индукции. Условия: неон, $p = 0.53$ Торр, $i = 1.6$ мА; пылевая ловушка в области сужения канала тока; полидисперсные частицы кварца с характерным размером 2 мкм.

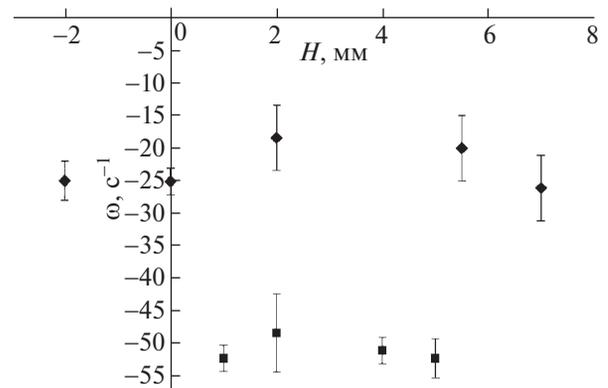


Рис. 5. Зависимость угловой скорости вращения горизонтальных сечений пылевой структуры от вертикальных сечений. Ловушка в области сужения канала тока. Полидисперсные частицы кварца с характерным размером 2 мкм. Условия: неон, $p = 0.45$ Торр, $B = 2$ Тл, ромбы — $i = 1.5$ мА, квадраты — $i = 2.9$ мА. Начало отсчета шкалы — центр соленоида.

условий, когда замагниченность плазмы (произведение параметров Холла (1) для электронов и ионов) становится равной единице. Для диапазона поля до 1 Тл модель вращения представлена в [18]. Полученные новые данные для большего магнитного поля с обнаруженным возрастанием угловой скорости (в диапазоне более 1.5 Тл в Ne и в Ar) будут интерпретированы в последующих наших работах.

Дополнительно можно заметить, что в обсужденных пылевых ловушках исследования в рабочем газе гелии пока вызывают сложности, связанные с нестабильностью пылевой структуры. Трудности экспериментов с пылевой плазмой в стратах в гелии, и в неоднородном магнитном поле в тлеющем разряде наблюдались и в [32, 33]. Они могут быть связаны с малой долей энергии

электронов, идущей на ионизацию в магнитном поле свыше 0.1 Тл, как показано недавно в [34]. Но в отдельных работах разряд в гелии создавался в магнитном поле до 0.7 Тл [35], данная проблема пока не решена.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описаны экспериментально созданные пылевые структуры в сильном магнитном поле с индукцией до 2.5 Тл. Сопоставлены угловая скорость вращения их сечений перпендикулярных магнитному полю и геометрические параметры трехмерных структур, образованных в различных пылевых ловушках, существующих в тлеющем разряде. Для пылевой структуры в стоячей страте наблюдается наибольшая неоднородность вращения с градиентом 8 рад/(с · см) при протяженности структуры в 5 мм. Для страты в неоднородном магнитном поле наблюдается сильное искажение, пылевая ловушка в ней удлиняется до 10 см. Динамика данной структуры в сильно неоднородном магнитном поле до 0.2 Тл/см пока не изучена. Для пылевой ловушки в области сужения канала тока градиенты скорости вращения малы, протяженность структуры до 1 см. В данной ловушке зарегистрировано рекордно быстрое вращение пылевой плазмы с угловой скоростью свыше 50 с⁻¹.

Экспериментальная часть работы в Ne и Ag подержана грантом РНФ № 22-12-00002; в He грантом РНФ № 22-72-10004; теоретическая часть выполнена по госзаданию Министерства науки и высшего образования РФ № 075-01056-22-00.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chen F.F.* Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. N.Y.: Plenum Press, 1984.
2. *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
3. *Merlino R.L., Barkan A., Thompson C., D'Angelo N.* // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 1607.
4. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* // УФН. 2004. Т. 174. С. 495.
5. Комплексная и пылевая плазма / Ред. Фортвов В.Е., Морфилл Г.Е. М.: Физматлит, 2012. 444 с.
6. *Tsyrovich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.M.* Elementary Physics of complex plasmas. Berlin; New York: Springer, 2008.
7. *Chen F.F.* Electric probes. Plasma diagnostic techniques. N.Y.: Academic Press, 1965.
8. *Chan P., Talbot L., Turian K.* Electrical Probes in Stationary and Flowing Plasmas, Theory and Application. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1975.
9. *Sato N.* // AIP Conf. Proc. 2002. V. 649. P. 66.
10. *Kaw P., Nishikawa K., Sato N.* // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 387.
11. *Ishihara O., Kamimura T., Hirose K.I., Sato N.* // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 046406.
12. *Schwabe M., Konopka U., Bandyopadhyay P., Morfill G.E.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 215004.
13. *Thomas E. Jr, Lynch B., Konopka U., Merlino R.L., Rosenberg M.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 030701.
14. *Choudhary M., Bergert R., Mitich S., Thoma M.H.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 063701.
15. *Melzer A., Kruger H., Schutt S., Mulsow M.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 093702.
16. *Dzlieva E.S., Dyachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu.* // Europ. Phys. Lett. 2018. V. 123. P. 15001.
17. *Karasev V.Yu., Dzlieva E.S., Pavlov S.I., Novikov L.A., Maiorov S.A.* // IEEE Transac. Plasma Sci. 2018. V. 46. P. 727.
18. *Karasev V.Y., Dzlieva E.S., D'yachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Tarasov S.A.* // Contr. Plasma Phys. 2019. V. 59. № 4–5. P. e201800136.
19. *Dzlieva E.S., Dyachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 085020.
20. *Dzlieva E.S., Dyachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 085020.
21. *Дзльева Е.С., Новиков Л.А., Павлов С.И., Карасев В.Ю.* // Письма ЖТФ. 2018. Т. 44. С. 66.
22. *Дзльева Е.С., Карасев В.Ю., Павлов С.И.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 142.
23. *Dzlieva E.S., Dyachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu.* // Molecules. 2021. V. 26. P. 3788.
24. *Novikov L.A., Ermolenko M.A., Dzlieva E.S., Pavlov S.I., Plishchuk V.A., Karasev V.Yu.* // J. Phys. Conf. Series. 2021. V. 1787. P. 012055.
25. *Pavlov S.I., Dzlieva E.S., Novikov L.A., Ivanov A.Yu., Yanitchin D.V., Plishchuk V.A., Karasev V.Yu.* // J. Phys. Conf. Series. 2021. V. 1787. P. 012054.
26. *Недоспасов А.В.* // УФН. 1975. Т. 116. С. 643.
27. *Nedospasov A.V.* // Europ. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 25001.
28. *Dzlieva E.S., Karasev V.Yu., Pavlov S.I.* // Europ. Phys. Lett. 2015. V. 110. P. 55002.
29. *Дзльева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю., Павлов С.И., Новиков Л.А., Майоров С.А.* // Письма ЖЭТФ. 2014. Т. 100. С. 801.
30. *Vasiliev M.M., D'yachkov L.G., Antipov S.N., Huijink R., Petrov O.F., Fortov V.E.* // Europ. Phys. Lett. 2011. V. 93. P. 15001.
31. *Васильев М.М., Дьячков Л.Г., Антипов С.Н., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.* // Письма ЖЭТФ. 2007. Т. 86. С. 414.
32. *Abdirakhmanov A.R., Moldabekov Z.A., Kodanova S.K., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2019. V. 47. P. 3036.
33. *Абдирахманов А.Р., Карасев В.Ю., Дзльева Е.С., Павлов С.И., Новиков Л.А., Досболаев М.К., Коданова С.К., Рамазанов Т.С.* // ТВТ. 2021. Т. 59. С. 657.
34. *Майоров С.А.* // Кр. сообщения по физике ФИАН. 2021. № 4. С. 18.
35. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.