

О МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В СТАЦИОНАРНОМ РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Р. З. Шайхитдинов^{a}, В. М. Шибков^b*

*^a Башкирский государственный университет
450074, Уфа, Россия*

*^b Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 июня 2018 г.

Предложен единый механизм, объясняющий поворот подвеса и азимутальное вращение пылевой структуры в плазме вертикально ориентированного газового разряда, помещенного в продольное магнитное поле. Суть его заключается в действии магнитного поля на электрический ток, обусловленный направленным движением ионов в слое пространственного заряда вокруг помещенных в плазму твердых тел. Полученные выражения, определяющие зависимости действующего на пластину момента магнитомеханического эффекта и угловой скорости азимутального вращения пылевой структуры от внешних параметров плазмы, качественно соответствуют экспериментальным результатам.

DOI: 10.1134/S0044451018120209

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно [1–4], что на находящиеся в вертикально ориентированном положительном столбе газового разряда легкие диэлектрические тела при наложении продольного магнитного поля действует момент силы. Это проявляется в повороте подвешенной вдоль оси трубки пластины [1,2] и в угловом вращении помещенных в плазму пылевых частиц микронных размеров [3,4]. Экспериментально наблюдаемый поворот пластины авторы [1,2] назвали магнитомеханическим эффектом (ММЭ) и объясняли его вращением газа под действием холловской диффузии заряженных частиц, движущихся в скрещенных радиальном электрическом и аксиальном магнитном полях. Однако в газоразрядной плазме в трубке с непроводящими стенками радиальный электрический ток отсутствует и момент силы Ампера, способный вращать газ, равен нулю [5]. Тем не менее известно достаточно большое количество экспериментальных работ, проведенных с целью обнаружения азимутального вращения газа. Так, в работе [6] сообщалось о непосредственной регистрации вращения нейтрального газа спектроскопическим методом

по измерению доплеровского сдвига атомных линий при наложении магнитного поля на положительный столб газового разряда. Измеренные скорости вращения оказались весьма велики — до 50 м/с для гелия и 150 м/с для криптона. Вместе с тем, авторы указывают, что объяснение вращения нейтрального газа представляется затруднительным, поскольку в продольно однородной плазме в отсутствие радиальной компоненты тока объемная плотность магнитной силы равна нулю.

В работе [7], а также в ряде работ этих авторов проводились исследования ММЭ и, в частности, эксперименты по обнаружению азимутального вращения газа. Результаты экспериментов по аналогичной в [2] методике показали, что помещенный в газовый разряд подвес отклоняется в магнитном поле, обнаруживая максимум в зависимости от индукции магнитного поля. При чувствительности установки по определению линейной скорости, равной 15 м/с, вращение газа не обнаружено. Оценочные скорости, соответствующие экспериментальным значениям момента сил, лежат в интервале (2.4–8.0) м/с, т. е. ниже порога чувствительности, поэтому в дальнейшем для более точной регистрации скорости вращения газа был использован метод лазерной анемометрии с чувствительностью 0.4 м/с [8]. При этом вместо подвеса использовались пылевые частицы микронных размеров. Как следует из результатов экспери-

* E-mail: plasma@bsunet.ru

ментов, несмотря на то, что в магнитном поле наблюдалось азимутальное движение пылевых частиц вокруг оси трубки, вращение газа не обнаружено. Авторы отметили, что в качественном отношении результаты экспериментов не согласуются с гипотезой вращения газа, однако вращательное движение газа не опровергается; уточненные оценки показывают, что отклонение подвеса может быть вызвано потоком газа со скоростями не более (0.1–0.2) м/с.

В цикле последующих работ (например, [9]) в результате исследования вращательного движения плазменно-пылевых структур в присутствии магнитного поля выдвинута новая гипотеза, согласно которой азимутальное вращение пылевых частиц происходит под действием сил ионного увлечения. Суть ее заключается в том, что вызванный радиальным электрическим полем поток ионов на стенке разрядной трубки под действием продольного магнитного поля приобретает азимутальную составляющую скорости, который, в свою очередь, приводит к увлечению макрочастицы. Дальнейшие исследования [10] показали, что измеренная азимутальная скорость зондирующих частиц размером 4 мкм соответствует действию силы ионного увлечения, а для частиц размером 1 мкм — увлечению вращающимся газом. Следует отметить, что впервые наблюдаемое под действием магнитного поля вращение пылевых структур в стационарном [3] и высокочастотном [4] разрядах объясняется авторами этих работ также действием на пылинки силы ионного увлечения.

В статье [11] показано, что поворот пластины может быть вызван действием сил ионного увлечения. По мнению авторов, ионы непосредственно передают подвесу часть своего момента движения, в то время как некомпенсированная сила трения электронов приводит к вращению газа в направлении, противоположном указанному в работах [1, 6–8]. Однако из-за незначительной скорости вращения газа ($\sim 10^{-4}$ см/с) обратным воздействием его на подвес можно пренебречь. В работе [12] изучалось поведение пылевых структур с небольшим количеством макрочастиц (около 100) в продольном магнитном поле. Получено, что с возрастанием индукции магнитного поля угловая скорость вращения структуры, достигая максимального значения, уменьшается и затем после прекращения движения структура начинает вращаться в противоположном направлении. Возможным механизмом инверсии авторы считают изменение направления радиального потока плазмы вследствие замагниченности зарядов и интенсивным поглощением пылевой структурой. Результаты проведенных экспериментов и численного мо-

делирования [13] показали, что орбитальное движение пылевых частиц в магнетронном высокочастотном разряде связано с движением нейтрального газа, ускоренного дрейфовыми потоками заряженных частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях. Определенная по измеренной силе, действующей на помещенный в плазму макрообъект, скорость вращения газа в условиях экспериментов достигала 1.3 м/с.

Таким образом, в основе предложенных в работах [3, 4, 7–13] механизмов увлечения тел, помещенных в плазму, лежит явление холловской диффузии ионов. Разница заключается в том, что в работах [7, 13] предполагается передача азимутального импульса ионов атомам газа, которые, в свою очередь, увлекают помещенные в плазму тела. Авторы работ [3, 4, 8–12] считают, что этот импульс ионов непосредственно передается помещенным в плазму телам, приводя их во вращательное движение в азимутальном направлении. Однако объяснение поворота подвеса и кругового движения пылевой структуры действием замагниченных ионов непосредственно или посредством вращения нейтрального газа представляется затруднительным, главным образом, по следующей причине. С увеличением индукции магнитного поля B действующий на пластину момент силы возрастает и, достигая максимума, стремится к нулевому значению. Пылевая структура ведет себя по-другому: после достижения максимального значения угловой скорости она замедляется до полной остановки и при дальнейшем росте B меняет свое направление на противоположное.

В [14] показано, что вращение пылевой структуры может быть вызвано действием магнитного поля на направленное движение ионов в слое пространственного заряда вокруг макрочастиц. В данной работе аналогичный механизм привлекается для объяснения ММЭ с проведением сравнительного анализа поведений подвеса и плазменно-пылевой структуры в магнитном поле в зависимости от внешних параметров плазмы.

2. ПОВОРОТ ПЛАСТИНЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Для исследования механизма этого эффекта в данной работе измерялся действующий на пластину момент сил, который сравнивался с расчетным его значением в соответствующих условиях разряда в аргоне.

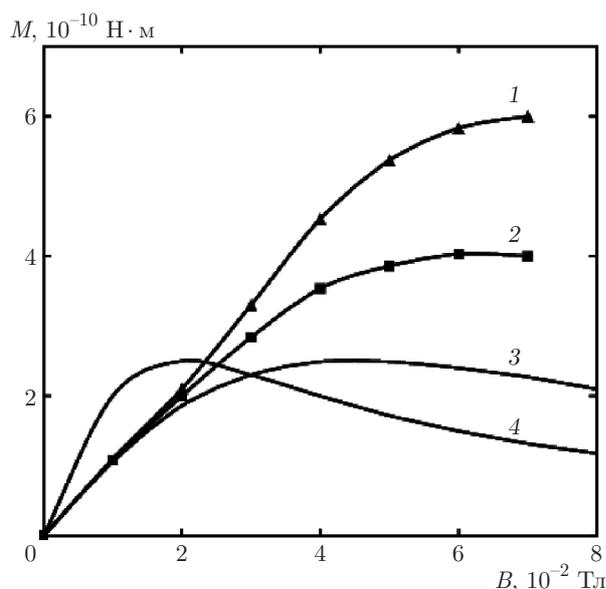


Рис. 1. Экспериментальные (кривые 1, 2) и рассчитанные по формуле (3) (кривые 3, 4) зависимости момента сил от индукции магнитного поля при разных давлениях аргона: $P = 0.04$ Торр — кривые 1, 3; $P = 0.09$ Торр — кривые 2, 4 при разрядном токе 0.2 А

Эксперименты проводились по аналогичной используемой в работах [1, 2, 7] методике измерений момента сил. Кварцевая пластина длиной $l = 6$ мм и толщиной $a = 4$ мм приклеивалась к оптоволокну диаметром $d = 40$ мкм и длиной $L = 0.6$ м, которое подвешивалось вдоль оси в вертикально установленной разрядной трубке внутренним диаметром 20 мм и длиной 0.9 м. Магнитное поле с индукцией до 0.07 Тл создавалось соленоидом.

Вращающий момент сил определялся по формуле $M = f\alpha$, где f — модуль кручения оптоволокна, α — угол отклонения лазерного луча, отраженного от поверхности пластины. Значение модуля кручения находилось усреднением двух независимо определяемых величин f_1 и f_2 , которые рассчитывались согласно формулам

$$f_1 = \pi\sigma d^4/32L, \quad f_2 = 4\pi^2 I/T^2,$$

где σ — модуль сдвига оптоволокна, I и T — соответственно момент инерции и период колебаний пластины. Найденное таким образом значение f оказалось равным $9.2 \cdot 10^{-7}$ Н·м с относительной погрешностью 12%, которая определяла точность измерений момента сил.

Эксперименты показывают, что включение магнитного поля вызывает поворот подвеса. При этом основные закономерности, характерные для ММЭ

(зависимости вращающего момента от индукции магнитного поля, давления газа, силы разрядного тока), в основном, соответствуют результатам работ [2, 7]. Так, при относительно высоких давлениях аргона с изменением индукции магнитного поля B до максимально возможного для нашего случая значения момент силы M монотонно возрастает, в то время как при низких давлениях в зависимости $M(B)$ наблюдается максимум (рис. 1); причем с уменьшением давления он достигается при меньших значениях индукции магнитного поля. Результаты экспериментов и их анализ позволяют предложить следующий механизм возникновения ММЭ.

Известно [15], что вокруг находящегося в плазме изолированного тела создается экранирующий его от остального объема плазмы слой положительного пространственного заряда толщиной h , большей дебаевской длины экранирования r_D . Следует отметить, что исследование зарядового состава и структуры пограничного слоя между плазмой и заряженным телом представляет самостоятельный интерес для физики плазмы, что в значительной степени усложняется зависимостью структуры слоя от свойств тела и параметров плазмы, вследствие чего используются относительно простые модели [15, 16]. Большинство этих моделей предполагает, что пограничный слой между поверхностью тела и невозмущенной плазмой состоит из двух зон: заряженного слоя непосредственно у поверхности тела и квазинейтральной области между заряженным слоем и невозмущенной плазмой — предслоя. При этом отрицательный заряд помещенного в плазму тела компенсируется зарядом заполняющих слой ионов. Хотя экранирующий слой формируется вследствие динамического разделения зарядов, существует устойчивое состояние слоя, определяемое критерием Бома, согласно которому ионы в слой должны входить со скоростью $v \geq v_c \gg v_i$, где $v_c = \sqrt{kT_e/m_i}$ и $v_i = \sqrt{kT_i/m_i}$ — ионно-звуковая и тепловая скорости ионов, T_e и T_i — температуры электронов и ионов, m_i — масса ионов.

Для объяснения предлагаемого механизма приведенная в настоящей работе модель позволяет ограничиваться рассмотрением лишь слоя, состоящего из положительных ионов (рис. 2). Поскольку в условиях экспериментов $l \gg \lambda_i, h$, где λ_i — длина свободного пробега ионов, концентрацию ионов поперек слоя на фиксированном расстоянии от оси разряда можно считать постоянной и равной концентрации ионов в соответствующей точке невозмущенной присутствием тел плазмы. Это допущение усиливается тем, что ионы под действием разности

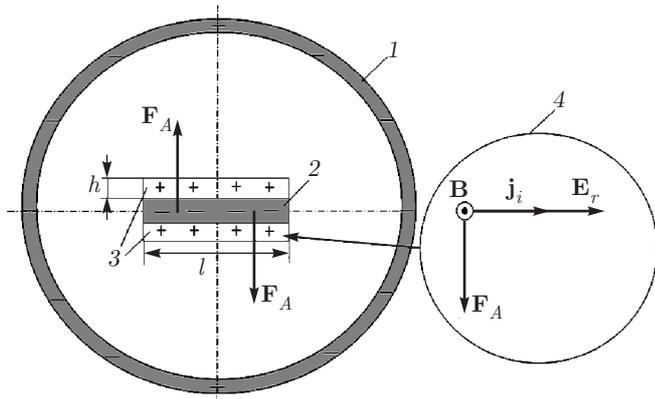


Рис. 2. Схематическое представление возникновения момента сил, действующего на пластину 2 в разрядной трубке 1; 3 — слой пространственного заряда вокруг пластины; 4 — к объяснению появления силы Ампера, действующей на радиальный поток ионов в слое

потенциалов между поверхностью отрицательно заряженного тела и прилегающей к ней невозмущенной областью плазмы $|\Delta\varphi_s| \gg kT_i/e$ (e — заряд электрона) вступают в слой нормально к граничной поверхности со скоростью звука. В связи с этим профиль концентрации ионов в слое вдоль поверхности пластины соответствует радиальному распределению концентрации электронов и ионов в невозмущенной плазме:

$$n_i(r) = n_e(r) = n_e(0)J_0(2.4r/R),$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка. Такое распределение ионов в слое приводит к появлению диффузионного потока, направленного к стенке трубки. Одновременно ионы притягиваются к отрицательно заряженной стенке под действием электрического поля напряженностью [17]

$$E_r = -\frac{D_e - D_i}{b_e + b_i} \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr}, \quad (1)$$

где $D_{e,i}$ и $b_{e,i}$ — коэффициенты диффузии и подвижности электронов (e) и ионов (i). Тогда плотность тока в радиальном направлении, обусловленная диффузионной и дрейфовой составляющими, запишется в виде

$$j_i = -eD_i \frac{dn_i}{dr} + en_i b_i E_r. \quad (2)$$

В продольном магнитном поле индукции B параметры плазмы изменяются вследствие уменьшения скорости ухода заряженных частиц к стенкам трубки. При этом коэффициенты переноса в радиальном направлении [16]

$$b_{e,i\perp} = \frac{b_{e,i}}{1 + \omega_{e,i}^2 \tau_{e,i}^2} = \frac{b_{e,i}}{1 + b_{e,i}^2 B^2},$$

$$D_{e,i\perp} = \frac{D_{e,i}}{1 + \omega_{e,i}^2 \tau_{e,i}^2} = \frac{D_{e,i}}{1 + b_{e,i}^2 B^2},$$

где $\omega_{e,i} = eB/m_{e,i}$, $\tau_{e,i} = \lambda_{e,i}/v_{e,i}$, $m_{e,i}$ и $v_{e,i}$ — соответственно циклотронная частота, время свободного пробега между столкновениями, масса и тепловая скорость электронов и ионов. В слое на каждый элемент объема $dV = ah dr$ с плотностью тока j_i действует сила Ампера $dF_A = j_i B dV$. Поскольку в слое ионы находятся в потенциальной ловушке ($|\Delta\varphi_s| \gg kT_i/e$), т.е. в «связанном» с пластиной состоянии, эта сила оказывается приложенной, в целом, пластине. Как видно на рис. 2, при этом возникает момент пары сил, приводящий к вращению пластины относительно оси трубки. Для его определения необходимо знать радиальные зависимости h и j_i . Величину h можно рассчитать с использованием «закона 3/2» и формулы Бома для потока ионов: $h = (8/9)^{1/2} r_D (e|\Delta\varphi_s|/kT_e)^{3/4} \approx 6.9r_D$ [15]. При этом учтено, что в аргоне $\Delta\varphi_s \approx -6.3kT_e/e$. Как показывают оценки, для бesselевского распределения концентрации зарядов по радиусу трубки значения h в точках $r = 0$ и $r = l/2$ различаются примерно на 8%; а плотность тока в слое вдоль пластины практически линейно возрастает, поэтому в первом приближении можно взять средние значения толщины слоя $\langle h \rangle$ и плотности тока ионов $\langle j_i \rangle$ на расстоянии $r_1 = l/4$ от оси трубки. С учетом этого действующий на пластину момент сил

$$M = 2kT_e n_e(0) \frac{b_i B}{1 + b_e b_i B^2} J_0 \left(0.6 \frac{l}{R} \right) \langle h \rangle a l. \quad (3)$$

На рис. 1 приводятся рассчитанные по формуле (3) зависимости момента сил от индукции магнитного поля. Немонотонное поведение $M(B)$, которое качественно соответствует экспериментальному ходу, объясняется следующим образом. В слабых магнитных полях ($b_e b_i B^2 \ll 1$) момент сил линейно увеличивается с ростом B , что обусловлено возрастающим действием силы Ампера. В сильных полях ($b_e b_i B^2 \gg 1$) момент сил убывает обратно пропорционально B из-за уменьшения радиального потока ионов.

Проведем анализ зависимости момента сил от рода газа, который, как следует из выражения (3), определяется, главным образом, коэффициентами переноса. Так, в слабых магнитных полях $M \sim b_i$, вследствие чего в легких газах при одинаковых условиях разряда момент силы больше, чем в тяжелых газах, что соответствует экспериментальным

Таблица

Газ	M_{exp}	M_1	M_2
He	3.8	0.5	4.3
Ne	1.5	0.2	1.2
Ar	1.0	1.0	1.0
Xe	0.26	5.0	0.4

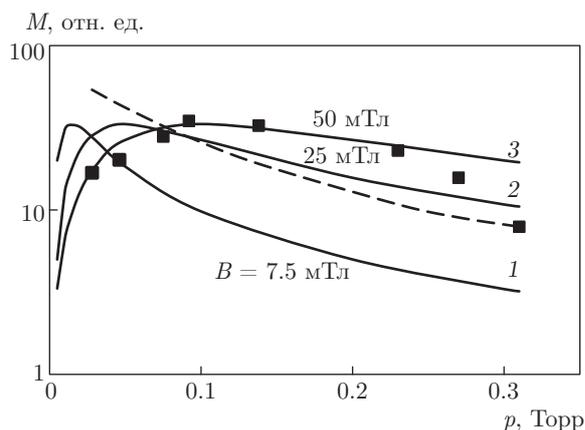


Рис. 3. Зависимости момента сил от давления газа: кривые 1–3 соответствуют результатам расчетов по формуле (3) при разных значениях индукции B ; штриховая линия — результаты расчетов по данным работы [11] для $B = 7.5$ мТл, точки — результаты экспериментов [2]: $B = 7.5$ мТл, $i_p = 0.2$ А

результатам [2, 7]. Если предположить, что поворот пластины вызван вращением нейтрального газа, то момент силы оказывается больше в тяжелых газах. Это следует из таблицы, в которой в относительных единицах приводятся: M_{exp} — экспериментальные значения моментов сил из [2]; M_1 — рассчитанные согласно результатам работы [18] в предположении вращающего действия газа и M_2 — результаты расчетов по формуле (3).

Рассмотрим зависимость момента сил от давления газа при неизменных остальных внешних параметрах разряда. С повышением давления концентрация электронов возрастает, а их температура падает. По этой причине в первом приближении можно считать, что в выражении (3) произведение $n_e(0)T_e$ при неизменном разрядном токе от давления не зависит. Тогда с учетом того, что подвижности заряженных частиц уменьшаются обратно пропорционально давлению газа, момент сил

$$M(p) \sim p / (p^2 + b_{e0}b_{i0}B^2),$$

где $b_{e,i0} = b_{e,i}p$ — приведенные к единице давления подвижности электронов и ионов. Как следует из этого выражения, при определенном давлении газа p_* момент силы имеет максимальное значение M_* , соответствующее индукции магнитного поля $B_* = p_* / \sqrt{b_{e0}b_{i0}}$ (рис. 3). Физический смысл такой немонотонной зависимости заключается в следующем. В газоразрядной плазме низкого давления рекомбинация ионов и электронов происходит практически на стенках; объемной рекомбинацией можно пренебречь, поэтому в этих условиях с повышением давления газа из-за возрастания частоты ионизации, в основном, прямым электронным ударом радиальный поток ионов увеличивается. Это также следует из теории положительного столба [17], учитывающей ионизацию только прямым электронным ударом, согласно которой поток заряженных частиц к стенкам с ростом давления повышается, что в области давлений 10^{-4} –1 Торр и плотности токов 10^{-3} –1 А/см² соответствует экспериментальным результатам. Такая же закономерность имеет место и при помещении плазмы в продольное магнитное поле. По этой причине до давлений $p \leq p_*$ вращающую пластину момент увеличивается. При дальнейшем росте давления из-за затруднения процессов переноса радиальный поток ионов падает и M уменьшается. В магнитном поле ионы в большей степени замагничиваются при низких давлениях, вследствие чего максимальное значение M достигается при меньших давлениях газа, что соответствует экспериментальным результатам [2] и результатам данной работы (рис. 1, 3). На рис. 3 штриховой линией приводится относительный ход зависимости $M(p)$, полученной в работе [11] в предположении вращения подвеса силами ионного увлечения. Как видно, в этом случае с понижением давления ($p \rightarrow 0$ при $B \neq 0$) имеет место некорректный с физической точки зрения результат $M \rightarrow M_{max} \neq 0$.

3. АЗИМУТАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВОЙ СТРУКТУРЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В данной работе предлагается единый механизм, приводящий к повороту подвеса и азимутальному вращению пылевой структуры под действием продольного магнитного поля. Поэтому рассмотрим поведение уединенной макрочастицы, а также ансамбля пылинок в зависимости от внешних параметров плазмы. Пылинки, попадая в плазму газового разряда, заряжаются отрицательно и зависают над ка-

тодом вертикально установленной трубки. Отталкиваясь от отрицательно заряженной стенки, они оказываются в потенциальной ловушке и образуют плазменно-пылевую структуру. Согласно результатам экспериментов [3, 4, 7–9, 12] под действием аксиального магнитного поля пылевая структура в горизонтальной плоскости приходит во вращательное движение вокруг оси трубки. Увеличение магнитной индукции приводит к замедлению вращения, и при некотором значении B_0 оно прекращается. С дальнейшим ростом B наблюдается вращение в противоположном направлении.

Рассмотрим уединенную макрочастицу сферической формы радиусом r_0 и массой m в плазме вертикально ориентированного газового разряда, помещенного в аксиальное магнитное поле. Аналогично случаю с пластиной пограничный слой вокруг пылинки представляет собой облако из связанных положительных ионов, находящихся в потенциальной ловушке [19]. Критерием при выборе размеров облака λ_f является равенство на этом расстоянии средней кинетической энергии ионов и потенциальной энергии их взаимодействия с макрочастицей. Эта величина представляет собой размер макроатома, ядром которого является пылевая частица, а роль электронного облака играют ионы внутри этой сферы. По этим причинам действующие на эти ионы внешние силы оказываются приложенными к пылинке.

Как и в случае с пластиной, действие магнитного поля на направленное движение ионов в слое вызывает азимутальное вращение макрочастицы вокруг оси трубки. Разница заключается в том, что для макрочастицы при определении потока ионов в уравнении (2) можно пренебречь диффузионной составляющей, так как концентрация ионов внутри слоя распределена равномерно. Это обусловлено тем, что при типичных условиях экспериментов $\lambda_i \gg r_0$ и поэтому имеет место сферически-симметричный отбор макрочастицей ионов из областей невозмущенной плазмы, прилегающей к отрицательно заряженной пылинке. В скрещенных электрическом и магнитном полях на дрейфовый ток ионов в слое действует сила Ампера, вследствие чего пылинка массой m приобретает нормальную по отношению к радиусу разрядной трубки линейную скорость u , которую можно определить из уравнения движения: $m\dot{u} = -\nu tu + F_A$, где величина $F = -\nu tu$ представляет собой силу сопротивления макрочастицы, ν — коэффициент трения. Для установившегося режима движения пылинки это уравнение записывается в виде $\nu tu = 4\pi j_i B (\lambda_f^3 - r_0^3)/3$,

решение которого с учетом выражений (1) и (2) при бесселевском распределении концентрации зарядов по радиусу позволяет найти угловую скорость азимутального вращения:

$$\omega(r) = \frac{3.84\pi e}{m\nu R^2} n_e(0) b_i B \frac{D_{e\perp} - D_{i\perp}}{b_{e\perp} + b_{i\perp}} \times \left(J_0 \left(2.4 \frac{r}{R} \right) + J_2 \left(2.4 \frac{r}{R} \right) \right) (\lambda_f^3 - r_0^3), \quad (4)$$

где J_2 — функция Бесселя второго порядка. Это выражение получено и анализировано в работе [14], где, в частности, показано, что радиальное распределение линейной скорости азимутального вращения макрочастицы описывается функцией Бесселя первого рода с максимальным значением на расстоянии $r \approx 0.75R$ от оси разряда и в зависимости от внешних условий разряда его положение вдоль радиуса может меняться, поэтому более подробно остановимся на сравнительном анализе вращения подвеса и плазменно-пылевой структуры вследствие ионного увлечения [3, 4, 9, 10, 12] и предлагаемым в данной работе механизмом, вызванным действием магнитного поля на радиальный поток ионов в слое объемного заряда вокруг помещенных в плазму тел.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящее время из известных нам работ по исследованию влияния магнитного поля на помещенные в плазму тела лишь в работе [8] указывается на некоторые общие признаки, характерные для поведения подвеса и пылевой структуры в магнитном поле (направление вращения, зависимости момента силы и скорости вращения от давления, рода газа, разрядного тока) и отмечается возможность их взаимосвязи. Основная сложность при объяснении этих явлений единым механизмом — ионным увлечением — заключается в отсутствии корреляции между зависимостями $M(B)$ и $\omega(B)$, характеризующими два этих процесса. Так, из результатов экспериментов следует, что знак момента сил, действующего на пластину, с увеличением индукции магнитного поля не меняется, в то время как пылевое облако по достижению некоторого значения $B = B_0$ начинает вращаться в противоположном направлении. На основе предлагаемого в данной работе механизма такое расхождение мы объясняем следующим образом.

Как было указано выше, ионный ток в слое вокруг макрочастицы в направлении от оси к стенкам разрядной трубки обусловлен радиальным электрическим полем, которое при условии $D_{e\perp} < D_{i\perp}$ согласно выражению (1) меняет направление на про-

тивоположное. Таким образом, с увеличением индукции магнитного поля, начиная с $B = B_0$, чему соответствует $D_{e\perp} = D_{i\perp}$, как следует из (4), пылинки начинают вращаться вокруг оси трубки также в противоположном направлении. В случае с подвесом радиальный поток ионов в слое из-за наличия диффузионной составляющей всегда направлен к стенкам, вследствие чего при $B \rightarrow \infty$ момент силы в соответствии с выражением (3) асимптотически стремится к нулю.

В работе [12] вероятной причиной инверсии вращения пылинок считается изменение направления диффузионного потока плазмы, обусловленное интенсивным поглощением замагниченных зарядов пылевой структурой. По этой причине, по утверждению авторов, производная dn_e/dr в области структуры становится положительной. Очевидно, что в таком случае с ростом индукции магнитного поля область инверсии, начиная с приосевых областей плазмы, постепенно должна распространяться в периферийные области. Тогда следовало бы ожидать, что при $B \geq B_0$ в горизонтальной плоскости должны наблюдаться две области, в которых пылевые частицы вращаются в противоположных направлениях. Однако результаты экспериментов [8, 12], проведенных в положительном столбе газового разряда, показывают, что при определенном значении $B = B_0$ вращение пылевых частиц полностью прекращается, и при дальнейшем возрастании магнитной индукции в фиксированной горизонтальной плоскости все макрочастицы одновременно приходят в движение в противоположном направлении. Отметим, что в высокочастотном разряде азимутальное вращение пылевых частиц во встречных направлениях наблюдалось благодаря использованию кольцеобразных электродов, позволяющих получать немонокотное радиальное распределение потенциала плазмы [4], поэтому объяснение инверсии радиального потока электронов при увеличении напряженности магнитного поля изменением градиента концентрации зарядов в центральной области разряда вследствие поглощения электронов пылевой структурой представляется сложным. Это также следует из следующих рассуждений на основе анализа результатов работ [19–22].

Во-первых, присутствие пылинок в плазме в относительно небольших количествах не влияет на вид радиальных распределений электрического поля и концентраций электронов. Во-вторых, в пылевой плазме профили этих распределений по радиусу разрядной трубки при наложении магнитного поля остаются неизменными.

Действительно, в работах [19, 20] на основе проведенных численных расчетов параметров плазмы получено, что увеличение концентрации пылинок до значений $n_d \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ не влияет на заряд макрочастиц. Авторы работы [20] также показали, что рост n_d примерно до 10^4 см^{-3} не приводит к заметному изменению характера распределений $n_e(r)$ и $E_r(r)$ по сравнению с соответствующими параметрами в случае невозмущенной плазмы. При пороговом значении $n_d \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$ в приосевой области распределения $n_e(r)$ появляется провал, направление напряженности электрического поля претерпевает инверсию; соответственно поток электронов направлен от стенок трубки к пылевому облаку. Это объясняется поглощением электронов пылевой структурой в отсутствие магнитного поля.

Наложение продольного магнитного поля, затрудняя амбиполярный уход зарядов к стенкам, приводит к возрастанию их концентрации в объеме плазмы. Из условия квазинейтральности $n_i = |Z_d|n_d + n_e$ (Z_d — средний заряд макрочастиц) с учетом результатов работ [19, 20] следует ожидать, что с ростом индукции магнитного поля в единице объема плазменно-пылевой структуры среднее число свободных электронов в плазме все в большей степени будет превышать количество электронов, «захваченных» пылинками. Следовательно, при концентрациях пылинок $n_d \leq 10^4 \text{ см}^{-3}$ магнитное поле не влияет на вид радиальных распределений $n_e(r)$ и $E_r(r)$.

Это утверждение согласуется с результатами работы [21], в которой показано, что увеличение B до появления заметной замагниченности ионов вдвое уменьшает заряд пылевых частиц. Поэтому на границе, ограничивающей пылевую структуру, суммарный поток электронов на макрочастицы с ростом индукции магнитного поля уменьшается по сравнению с радиальным потоком электронов на стенки. Кроме того, прямые зондовые измерения электрокинетических параметров в магнитоактивной пылевой плазме после обработки как электронной, так и ионной ветвей ВАХ, показали [22], что рекомбинация частиц на поверхности пылинок не оказывает заметного влияния на радиальное распределение концентрации электронов в положительном столбе разряда.

Все это позволяет сделать следующий вывод: если в отсутствие аксиального магнитного поля радиальные распределения электрокинетических параметров пылевой плазмы соответствуют закономерностям классической теории Шоттки [15, 17], то в магнитном поле качественный вид этих распределе-

ний не меняется и, соответственно, амбиполярный поток зарядов по радиусу всегда направлен к стенке. Таким образом, экспериментальный факт инверсии углового вращения макрочастиц, которое наблюдается, как правило, при меньших по сравнению с $n_d \sim \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ концентрациях пылинок (например, в [12] наблюдалось вращение около ста частиц, в [4] их число не превышало тысячи) не может быть вызван только интенсивным поглощением электронов пылевой структурой.

Мы считаем, что наиболее вероятной причиной изменения направления вращения пылинок является инверсия радиального электрического поля, которая наступает по всему поперечному сечению разряда при достижении условия $D_{e\perp} < D_{i\perp}$. Однако в этом случае возникает другая сложность в объяснении обращенного кругового движения макрочастиц, которая заключается в следующем. При изменении знака угловой скорости в связи с инверсией радиального электрического поля исчезает потенциальная ловушка, удерживающая пылевую структуру в радиальном направлении, что, по мнению авторов работы [12], должно привести к распаду плазменно-пылевого кристалла. Тем не менее этого не происходит — пылевое облако продолжает вращаться вокруг оси разрядной трубки в противоположном направлении. Это можно объяснить тем, что между одноименно заряженными пылинками существуют силы притяжения, относительно природы которых нет единой точки зрения [23]. Эти силы удерживают пылевую структуру в приосевой области, препятствуя уходу макрочастиц теперь уже к положительно заряженным стенкам трубки. Соотношением сил притяжения между пылинками F_m и силы Ампера F_A , вызывающей азимутальное вращение макрочастиц, обусловлен, по-видимому, тот экспериментальный факт [4], что пылевые частицы вращаются вокруг оси трубки либо с одинаковыми угловыми скоростями, либо радиальное распределение $\omega(r)$ имеет дифференциальный характер. Во втором случае зависимость $\omega(r)$ описывается выражением (4), полученным для изолированной макрочастицы, т. е. без учета сил взаимодействия между пылинками. В этом выражении угловая скорость имеет дифференциальное распределение и качественно согласуется с экспериментальными результатами работы [8], авторы которой считают, что механизм, приводящий пылевую структуру во вращение, локализован в ее объеме (на расстоянии $r \approx 0.5R$). Это соответствует рассчитанной зависимости линейной скорости $u(r)$ [14], согласно которой максимальное ее значение достигается при $r \approx 0.75R$. Отметим, что эти зави-

симости получены для бесселевского распределения концентрации электронов по радиусу. В экспериментальных условиях $n_e(r)$, как известно [17], имеет более широкий профиль по сравнению с бесселевским, который в магнитном поле сужается. В соответствии с этим положение максимума $u(r)$ в зависимости от внешних параметров плазмы может перемещаться вдоль радиуса трубки.

Оценим значения силы ионного увлечения F_i [4,9–12] и силы F_1 , обусловленной действием магнитного поля на направленное движение ионов в слое вокруг макрочастиц. В первом случае закон сохранения импульса для системы «пылинка–ионы» запишется в виде

$$F_i \tau_i = Nm_i v_\varphi = Nm_i v_r \omega_i \tau_i,$$

где $N = \pi r_0^2 n_i^{2/3}$ — среднее число ионов, падающих на поверхность макрочастицы через равные промежутки времени $\tau_i = \lambda_i / v_i$; $v_\varphi = v_r \omega_i \tau_i = v_r b_i B$ — азимутальная и v_r — радиальная скорости движения ионов. Для второго случая силу Ампера можно оценить по формуле

$$F_1 = 4\pi e n_i v_r B (\lambda_f^3 - r_0^3) / 3.$$

Отсюда следует, что отношение этих сил

$$\beta_1 = F_1 / F_i \approx n_i^{1/3} r_0 (\lambda_f / r_0)^3.$$

При типичных условиях разряда ($n_i = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $r_0 = 5 \text{ мкм}$) с учетом рассчитанного согласно [19] значения λ_f величина $\beta_1 \approx 500$, которая, как следует из последнего выражения, возрастает с ростом концентрации зарядов.

Аналогичный результат имеет место также согласно следующим рассуждениям. В экспериментальных условиях в пылевой плазме при концентрациях зарядов 10^8 см^{-3} среднее расстояние между ионами $l_i = n_i^{-1/3}$ составляет около 20 мкм. В таком случае, по крайней мере, лишь один ион передает пылинке радиусом $r_0 = 5 \text{ мкм}$ импульс с временным интервалом $\tau_i \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. В предлагаемом же механизме около 100 ионов, находящихся в слое, будут непрерывно увлекать макрочастицу в азимутальном направлении.

Проведем количественный сравнительный анализ момента M_i , вызванного силами ионного увлечения [11] и момента M согласно выражению (3). Несложные расчеты показывают, что отношение этих моментов

$$\beta = M / M_i = 2 \langle h \rangle l R / \pi \alpha \lambda_i S,$$

где α — численный коэффициент [11], S — площадь поперечного сечения разрядной трубки. С учетом того, что при выводе формулы для момента сил M_i длина пластины берется равной радиусу трубки (в экспериментальных условиях $R/l \approx 3$), а коэффициент $\alpha \leq 1$, получаем, что величина $\beta \geq 2\langle h \rangle/\lambda_i$. Для типичных условий разряда β принимает значения от 0.5 до 50 в диапазоне давлений 0.01–1.0 Торр. При низких давлениях моменты сил имеют примерно одинаковые значения; с ростом давления газа M значительно превышает M_i , что обусловлено наличием максимума в зависимости $M(p)$, который в сильных магнитных полях достигается при более высоких давлениях (рис. 3). Так, при давлении $p = 0.02$ Торр и $B = 0.025$ Тл получаем $M_i \approx M$, а при $p = 0.3$ Торр имеем $\beta = M/M_i = 13$ и, как видно, зависимость $M(p)$ соответствует экспериментальным результатам [2].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в данной работе механизм позволяет объяснять как поворот подвеса, так и вращение плазменно-пылевой структуры под действием аксиального магнитного поля на направленное движение ионов в слое вокруг помещенных в плазму твердых тел. Эти «связанные» с отрицательно заряженными телами ионы под действием скрещенных радиального электрического и аксиального магнитного полей приводят к повороту пластины и к азимутальному движению макрочастиц в разрядной трубке. В слое вокруг пластины вследствие того, что ее длина намного превышает длину свободного пробега зарядов, распределение концентрации ионов вдоль пластины соответствует бесселевскому. По этой причине радиальный поток ионов, согласно выражению (2), всегда направлен к стенкам разрядной трубки. Этим обусловлен тот экспериментальный факт, что с ростом индукции магнитного поля действующий на подвес момент силы сначала возрастает и, достигая максимального значения, асимптотически стремится к нулю. Как показывают расчеты, значения момента сил для предлагаемого в данной работе механизма, имея примерно одинаковые значения при низких давлениях ($p \geq 0.01$ Торр), до 50 раз превышают значения момента для ионного увлечения при высоких давлениях ($p \leq 1.0$ Торр).

В отличие от случая с пластиной размеры отрицательно заряженной макрочастицы значительно меньше длины свободного пробега ионов, вследствие чего в слое они распределены равномерно и, на-

ходясь в состоянии динамического равновесия, направлены движутся только под действием радиального электрического поля. Поэтому с ростом индукции магнитного поля угловая скорость вращения пылинок после достижения максимального значения уменьшается и вследствие инверсии радиального электрического поля меняет свое направление. Для уединенной макрочастицы, т. е. без учета взаимодействия между пылинками, радиальное распределение угловой скорости имеет дифференциальный характер с максимальным ее значением на расстоянии $r \approx 0.75R$ от оси трубки.

Полученные в работе выражения (3) и (4) удовлетворительно соответствуют экспериментальным закономерностям в зависимости от внешних параметров плазмы (индукции магнитного поля, рода и давления газа).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Грановский, Э. И. Уразаков, ЖЭТФ **38**, 1354 (1960).
2. Э. И. Уразаков, ЖЭТФ **44**, 41 (1963).
3. G. Ushida, R. Ozaki, S. Iizuka et al., in Proc. 15-th Symp. on Plasma Processing, Hamamatsu. Japan (1998), p. 152.
4. U. Konopka, D. Samsonov, A. V. Ivlev et al., Phys. Rev. E **61**, 1890 (2000).
5. А. В. Недоспасов, УФН **186**, 603 (2015).
6. В. М. Захарова, Ю. М. Каган, *Спектроскопия газоразрядной плазмы*, Наука, Ленинград (1970), с. 291.
7. В. Ю. Карасев, М. П. Чайка, А. И. Эйхвальд и др., Опт. и спектр. **91**, 34 (2001).
8. Е. С. Дзлиева, В. Ю. Карасев, А. И. Эйхвальд, Опт. и спектр. **97**, 116 (2004).
9. Е. С. Дзлиева, В. Ю. Карасев, А. И. Эйхвальд, Опт. и спектр. **100**, 503 (2006).
10. Е. С. Дзлиева, В. Ю. Карасев, И. Ч. Машек и др., ЖТФ **86**, 145 (2016).
11. А. В. Недоспасов, Н. В. Ненова, ЖЭТФ **138**, 991 (2010).
12. М. М. Васильев, Л. Г. Дьячков, С. Н. Антипов и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 414 (2007).
13. А. Ф. Паль, А. Н. Рябинкин, А. О. Серов и др., ЖЭТФ **141**, 608 (2012).

14. Р. З. Шайхитдинов, ДАН **417**, 663 (2007).
15. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).
16. Б. А. Альтеркоп, И. Д. Дубинова, А. Е. Дубинов, ЖЭТФ **129**, 197 (2006).
17. В. Л. Грановский, *Электрический ток в газе. Установившийся ток*, Наука, Москва (1971).
18. М. П. Чайка, Цзинь Щего, *Опт. и спектр.* **89**, 643 (2000).
19. М. А. Олеванов, Ю. А. Манкелевич, Т. В. Рахимова, ЖЭТФ **123**, 503 (2003).
20. Д. Н. Поляков, В. В. Шумова, Л. М. Василяк, *Электронная обработка материалов* **49**, 25 (2013).
21. Е. С. Дзлиева, Л. А. Новиков, С. И. Павлов и др., *Вестник СПбГУ, сер. 4: физика, химия* **2**, 402 (2015).
22. С. А. Гуцев, Н. Б. Косых, *Вестник СПбГУ, сер. 4: физика, химия* **2**, 216 (2015).
23. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др., *УФН* **174**, 495 (2004).