

СИЛЫ ИОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ И МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

А. В. Недоспасов, Н. В. Ненова*

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 марта 2010 г.

В плазме, содержащей частицы макроскопических размеров, существенную роль играют действующие на макрочастицы потоки ионов (силы ионного увлечения). Показано, что силы ионного увлечения могут объяснить явление магнитомеханического эффекта. Получена формула, определяющая зависимость момента магнитомеханического эффекта от рода и давления газа, радиуса трубки, силы тока и напряженности магнитного поля. Она удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными для разрядов в аргоне и неоне при относительно слабой замагниченности движения электронов. При сильной замагниченности, измеренные значения момента магнитомеханического эффекта превышают расчетные, что может быть связано с влиянием неоднородностей магнитного поля и плазмы вблизи торцов соленоида.

1. ВВЕДЕНИЕ

В начале 60-х годов прошлого столетия Грановским и Уразаковым было обнаружено [1, 2], что легкая прямоугольная слюдяная пластинка, подвешенная на гибкой нити в плазме вертикального положительного столба, поворачивалась на некоторый угол при включении постоянного продольного магнитного поля. Угол поворота подвеса менял свой знак при перемене направления магнитного поля, но не зависел от направления тока в разряде. Авторы сделали вывод, что вращение подвеса не связано с действием силы Ампера, создаваемой током разряда, а является внутренним свойством плазмы положительного столба. Обнаруженное явление они назвали магнитомеханическим эффектом (ММЭ) и связали поворот подвеса с вращением газа под влиянием холловской диффузии ионов и электронов.

Вращение газа в разряде в магнитном поле было обнаружено позднее с помощью эффекта Доплера [3]. Было отмечено, что в осесимметричном разряде с диэлектрическими стенками в однородном продольном магнитном поле нет радиального электрического тока, момент силы Ампера равен нулю, и при наличии вязкости вращение плазмы должно отсутствовать. Причины ММЭ и наблюдаемого вращения газа остались неясными.

В работах [1, 3] центральная часть трубок помещалась на оси соленоида, а их концы располагались вне магнитного поля. Можно связать результаты этих работ с вращением газа под действием момента силы Ампера в областях разряда с неоднородным магнитным полем вблизи торцов соленоида. У торца соленоида со стороны анода продольный ток пересекает линии магнитного потока, заключенного в трубке и создает момент силы, вращающий плазму против часовой стрелки, если смотреть по направлению магнитного поля. Такое направление вращения наблюдалось в указанных работах. При изменении направления тока \mathbf{I} на «новом» анодном торце ток взаимодействует с радиальной компонентой магнитного поля \mathbf{V} также другого знака, а направление момента силы $\mathbf{I} \times \mathbf{V}$ при этом сохраняется.

У торца соленоида со стороны катода электроны движутся в нарастающем магнитном поле. Когда их движение становится замагниченным ($\omega_e \tau_e > 1$, $\omega_e = eV/m_e$ — циклотронная частота, m_e — масса электрона, τ_e — время свободного пробега электрона), ток продолжает течь вдоль сходящихся магнитных силовых линий поля. При этом уменьшается поперечное сечение разряда, и он фокусируется на оси трубки. Внутри соленоида постепенное расширение токового канала создает радиальную компоненту тока, направленную к центру. Она может быть причиной вращения газа по часовой стрелке относительно направления магнитного поля. Наблюдавшееся в ра-

*E-mail: a-nedospasov@yandex.ru

боте [3] вращение газа в поперечном сечении, равноотстоящем от торцов соленоида, можно было объяснить асимметрией силы из-за влияния катодного и анодного торцов. Торцевые эффекты, казалось бы, подтверждали предположение о роли вращения газа в образовании ММЭ. Однако этот эффект существует и в высокочастотном разряде без продольного тока [2]. Исследования магнитомеханического эффекта и вращения газа продолжались в течение ряда лет, но физического объяснения не получили [4–6].

В интенсивно изучаемой в настоящее время плазме с частицами макроскопического размера существенную роль играют силы, с которыми потоки ионов действуют на макрочастицы (силы ионного увлечения) [7]. Действующая на отдельную макрочастицу сила ионного увлечения обычно записывается в виде

$$f_i = C m_i \sqrt{\frac{T}{m_i}} u_i n_i S, \quad (1)$$

где C — некоторая константа, m_i и $\sqrt{T/m_i}$ — соответственно масса и тепловая скорость ионов, n_i — их концентрация, u_i — средняя скорость ионов относительно макрочастицы (u_i меньше тепловой скорости), S — характерная площадь, с которой взаимодействует поток ионов [8, 9].

Ниже показано, что силы ионного увлечения могут быть причиной магнитомеханического эффекта Грановского — Уразакова.

2. ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В обсуждаемых экспериментах $(\omega_i \tau_i)^2 \ll 1$, где $\omega_i = eB/m_i$ — циклотронная частота, τ_i — время свободного пробега ионов до их соударения с атомами. Температура ионов T_i близка к температуре нейтральных атомов T_a и намного меньше температуры электронов T_e : $T_i \approx T_a$, $T_i \ll T_e$. Температуры электронов и атомов — постоянные величины. Радиальное движение плазмы определяется ее «просачиванием» под действием градиента давления электронов (см. обзор [10]). Так как магнитное поле непосредственно не влияет на движение ионов, их радиальная скорость определяется соотношением

$$\mathbf{v}_{ir} = b_i \mathbf{E}_r, \quad (2)$$

где b_i — подвижность ионов. При нулевом радиальном электрическом токе для радиального электрического поля E_r получаем

$$\mathbf{E}_r = -\frac{\nabla n [T_e - T_i (\omega \tau)_e (\omega \tau)_i]}{en [1 + (\omega \tau)_e (\omega \tau)_i]} = -\frac{\nabla n (T_e - y T_i)}{en(1 + y)}, \quad (3)$$

где $n_i = n_e = n$, $\omega_e \tau_e = (\omega \tau)_e$, $\omega_i \tau_i = (\omega \tau)_i$, $y = (\omega \tau)_e (\omega \tau)_i$. В неоднородной плазме продольное магнитное поле вызывает азимутальный дрейф (холловскую диффузию) электронов и ионов. Сила Ампера, созданная этим диамагнитным током, уменьшает радиальное электрическое поле амбиполярной диффузии, что видно из выражения $1 + y$ в знаменателе формулы (3).

Силы ионного увлечения, вызванные азимутальным движением ионов, используются, например, для объяснения вращения пылинок в разряде в продольном магнитном поле [7, 11–17]. Работу сил ионного увлечения при этом связывают с действием на ионы силы Лоренца или с дрейфом ионов в скрещенных электрическом и магнитном полях. На самом деле в движущейся плазме работу совершает индуцированное электрическое поле $\mathbf{E}_\varphi = \mathbf{v}_r \times \mathbf{B}$. Под его воздействием устанавливаются азимутальные скорости ионов и электронов:

$$v_{i\varphi} = (\omega \tau)_i v_r, \quad v_{e\varphi} = -(\omega \tau)_e v_r. \quad (4)$$

Отношение азимутальных скоростей вращающихся в разных направлениях электронов и ионов равно отношению их подвижностей, а соответствующие им силы трения, действующие на нейтральный газ, взаимно уравновешены, при этом $m_e |v_{e\varphi}| \ll m_i |v_{i\varphi}|$. В работе [18] было показано, что вращение плазменно-пылевых структур нельзя объяснить только силами ионного увлечения без учета движения газа. Возможная роль вращения газа в движении пылевых частиц в ВЧ-разряде обсуждалась в работе [19].

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ММЭ

Выведем формулу для момента, вращающего подвес в опытах [2], полагая, что он создается силами ионного увлечения. Разность давлений на стороны подвеса, создающую ММЭ, можно найти, используя формулу для сил ионного увлечения (1), подставив относительную скорость $u_i = v_{i\varphi} = (\omega \tau)_i v_r$. С обеих сторон к подвесу прилегают слои толщиной порядка дебаевского радиуса $r_D < \lambda_i$, где λ_i — длина свободного пробега ионов. В этих слоях протекают внутренние процессы образования объемного заряда и ускорения ионов в пристеночном скачке потенциала. Давление на стороны подвеса определяется потоком заряженных и нейтральных частиц. В молекулярно-кинетической теории, как известно, давление газа на стенки сосуда выражается формулой $P = n \langle v_x p_x \rangle$, где $\langle v_x p_x \rangle$ — среднее значение произведения скорости и импульса частицы в направлении, нормальном к поверхности. Разность давлений

на стороны подвеса в неподвижном газе пропорциональна разности потоков импульсов от падающих ионов, имеющих азимутальную скорость, малую по сравнению с тепловой скоростью ионов v_T :

$$\Delta P = \alpha n m_i v_T v_{i\varphi}, \quad (5)$$

где α — численный коэффициент. Используя выражение (4), можно найти суммарный момент сил относительно оси, вращающий подвес высотой h и длиной, близкой к диаметру $2a$ трубки:

$$M = \int_0^a 2\Delta P h r dr.$$

Для плотности плазмы будем использовать обычный для положительного столба радиальный профиль $n(r) = n_0 J_0(2.4r/a)$ (2.4 — первый корень функции Бесселя $J_0(x)$). Проведя необходимое интегрирование с использованием (2) и (3), для абсолютного значения момента силы, вращающего подвес, получим формулу

$$M = \alpha \frac{(\omega\tau)_i}{1+y} \frac{h}{a} \frac{I\lambda_i}{ev_e} T_e, \quad (6)$$

где I — разрядный ток, v_e — продольная скорость дрейфа электронов, T_e — температура электронов в энергетических единицах. В (6) концентрация плазмы выражена через заданную силу разрядного тока и продольную скорость дрейфа электронов. Знак момента сил совпадает со знаком момента азимутального вращения ионов, движущихся против часовой стрелки, если смотреть вдоль направления магнитного поля. Величины v_e и T_e определяются радиусом трубки, родом и давлением газа, напряженностью продольного магнитного поля и не зависят от силы разрядного тока.

Уравнения, описывающие диффузионные процессы в положительном столбе, обладают той особенностью, что длина, время и магнитное поле входят в них только в комбинации с давлением, т. е. в виде aP , TP и V/P (так как средняя частота ионизации одним электроном прямо пропорциональна давлению основного газа). Уравнения также неявно зависят от температур электронов и ионов, которые определяются балансом энергии, т. е. в конце концов, отношением E/P . Все это позволяет сделать вывод, что если имеются две геометрически подобные системы с одинаковыми параметрами aP , E/P , V/P , то в них будут протекать процессы, различающиеся только масштабом времени. Этот результат остается справедливым также и при учете действия

магнитного поля на движение ионов, их диффузии и инерции.

Таким образом, если степень ионизации настолько мала, что можно пренебречь столкновениями ионов с электронами, то имеет место следующее соотношение подобия: отношение E/P является функцией только aP , V/P и не зависит от величины тока. Поэтому в магнитных полях, меньших критических для возникновения винтовой неустойчивости, выполняются законы подобия, при которых величины v_e и T_e являются функциями произведения $aP\sqrt{1+y}$ [20]. Это дало возможность рассчитывать величину M по известным параметрам разряда без магнитного поля, используя экспериментальные данные, опубликованные ранее. Так как частоты упругих и неупругих столкновений по-разному зависят от скорости электронов, коэффициенты переноса электронов в магнитном поле, вообще говоря, отличаются от данных, полученных в разрядах без магнитного поля. Зависимость транспортного сечения от энергии характерна для медленных электронов в аргоне и в более тяжелых инертных газах. В обсуждаемых разрядах влияние магнитного поля на температуру электронов в аргоне было незначительным в силу того, что величина $y = (\omega\tau)_e(\omega\tau)_i$ мала.

Расчет момента ММЭ по формуле (6) проводился с использованием данных для величин подвижности ионов, температуры и дрейфовой скорости электронов [21]. Температура электронов определялась по известному отношению температуры к потенциалу ионизации в зависимости от aP для инертных газов. В необходимых случаях учитывался параметр $aP\sqrt{1+y}$. Скорость дрейфа электронов определялась по известной зависимости от отношения E/P . Это отношение в условиях эксперимента [2] для аргона и неона рассчитывалось с учетом законов подобия по экспериментальным данным [22]. Точность расчета оценивается в несколько десятков процентов.

4. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Ниже проведено сравнение расчетов по формуле (6) с экспериментальными результатами работы [2], в которой момент силы M определялся по собственной частоте колебаний крутильного маятника, моменту инерции подвеса и углу его поворота в магнитном поле. Средняя ошибка измерений оценивалась в 20%. Подвес располагался в центре двухсекционного соленоида длиной 60 см.

На рис. 1 приведена расчетная зависимость мо-

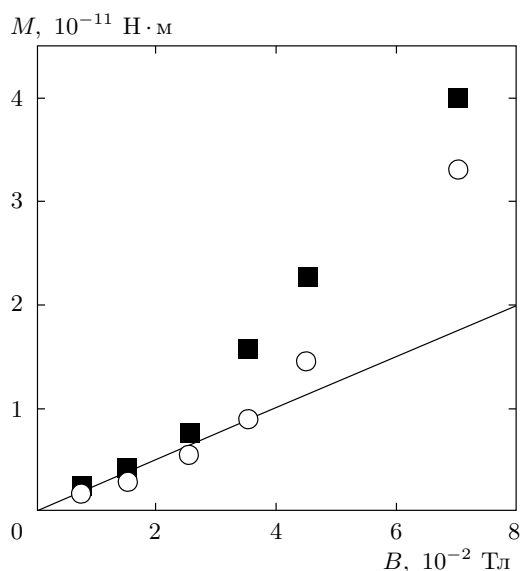


Рис. 1. Зависимость момента M от магнитного поля для разрядов в аргоне. Теоретическая кривая построена по формуле (5) при $\alpha = 0.2$ и данным из [21]. Точки — эксперимент [2] при $P = 0.31$ Торр (○) и $P = 0.28$ Торр (■), $h = 5 \cdot 10^{-3}$ м, $a = 1.8 \cdot 10^{-2}$ м, ток разряда 0.2 А

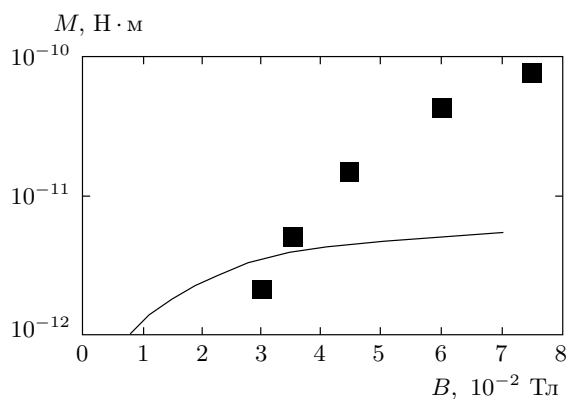


Рис. 2. Зависимость момента M от магнитного поля для разрядов в неоне при $P = 0.325$ Торр: точки — эксперимент [3], кривая — расчет

мента от магнитного поля в аргоне при давлениях 0.28 и 0.31 Торр. Там же нанесены экспериментальные точки из работы [2]. Экспериментальные и расчетные данные совпадают при коэффициенте $\alpha = 0.2$ в формуле (5) и при $B \leq 3.5 \cdot 10^{-2}$ Тл. Значение $\alpha \approx 1/5$ близко к множителю $1/4$, используемому в элементарной кинетической теории.

На рис. 2 приведены экспериментальные и расчетные зависимости момента от магнитного поля

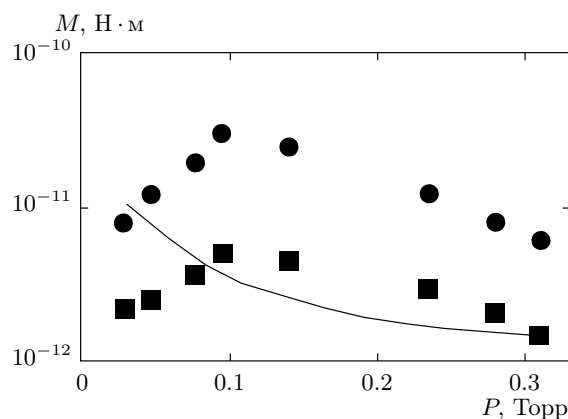


Рис. 3. Зависимость момента M от давления для разрядов в аргоне при $B = 7.5 \cdot 10^{-3}$ Тл (■) и $B = 2.5 \cdot 10^{-2}$ Тл (●) по данным работы [3]; кривая — расчет

для разрядов в неоне при $P = 0.325$ Торр. Как и для разрядов в аргоне принято значение коэффициента $\alpha = 0.2$. При $B = 4 \cdot 10^{-2}$ Тл величины $(\omega\tau)_i = 4 \cdot 10^{-2}$, $(\omega\tau)_e \approx 12$, $y \approx 0.5$; при $B = 7 \cdot 10^{-2}$ Тл имеем $y \approx 1.5$. Поэтому расчет проведен с использованием законов подобия, указанных выше.

На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости $M(P)$ в аргоне для двух значений магнитного поля. Там же показана расчетная кривая для $B = 7.5 \cdot 10^{-3}$ Тл. При давлениях $P > 8 \cdot 10^{-2}$ Торр расчетные значения удовлетворительно согласуются с экспериментом. При малых давлениях измеренные значения M растут с ростом давления, в то время как расчетные значения монотонно уменьшаются.

При анализе результатов работы [2] возникли трудности из-за взаимной несогласованности некоторых данных и описок. Например, на одном из рисунков указано давление в торрах, а не в миллиторрах, как было на самом деле. Измеренные величины M для разных газов сопоставляются при одинаковых значениях отношения E/P , взятых из работы [22] без учета зависимости E/P от магнитного поля. В гелии при $B = 7.5 \cdot 10^{-3}$ Тл приведены значения $M = 2.5 \cdot 10^{-10}$ Н·м для $P = 0.31$ Торр и $M = 1.25 \cdot 10^{-12}$ Н·м для $P = 0.12$ Торр (т.е. при уменьшении давления в 2.5 раза значение M уменьшилось на два порядка). Сопоставление расчетных и экспериментальных данных проводилось для разрядов в аргоне и неоне. Справедливость соотношений (3) была подтверждена измерениями, выполненными в работе [23].

Наблюдения за поворотом подвеса в магнитном

поле, аналогичные проведенным в работах [2, 3], были повторены в работе [6]. Длина соленоида, состоявшего из двух секций, равнялась 30 см при диаметре трубки 2.5 см. Как правило, в сравнимых условиях измеренные значения момента в работе [6] на два порядка больше, чем в [2].

В ВЧ-разряде без продольного тока также существует ММЭ. При частоте 1 МГц и мощности порядка 1 кВт в аргоне при $P = 0.125$ Торр и $B = 2.5 \cdot 10^{-2}$ Тл значение момента составляло $4 \cdot 10^{-12}$ Н·м [2]. Концентрация плазмы в этом эксперименте не измерялась, что не дает возможности сопоставить значение M с оценкой по формуле (5).

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 1 минимальному экспериментальному значению M соответствуют величины $(\omega\tau)_i \approx 3 \cdot 10^{-3}$ и $(\omega\tau)_e \sim 1$. Значение y меняется от $3 \cdot 10^{-3}$ до $3 \cdot 10^{-1}$; в этих пределах магнитное поле практически не влияет на величины v_e и T_e . Действительно, измеренные значения M пропорциональны магнитному полю и численно согласуются с расчетом по формуле (6) до значений $B \approx 3.5 \cdot 10^{-2}$ Тл. При дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля величина M растет быстрее, чем по формуле (6). Такое же различие между расчетными и экспериментальными значениями, начиная со значений $B \approx 3.5 \cdot 10^{-2}$ Тл, наблюдается на рис. 2 для разрядов в неоне.

Эксперименты подтвердили, что при фиксированных давлении и магнитном поле, величина момента растет линейно с увеличением силы тока, т. е. с увеличением концентрации плазмы. Эта зависимость показана на рис. 4. Момент растет быстрее, чем напряженность магнитного поля, при $I = 0.2$ А, а при $I = 0.5$ А — медленнее. Так, при $I = 0.2$ А момент увеличивается в три раза при изменении B от $1 \cdot 10^{-2}$ до $2.5 \cdot 10^{-2}$ Тл и в шесть раз при увеличении B до $4.5 \cdot 10^{-2}$ Тл. При $I = 0.5$ А момент увеличивается соответственно в 1.7 и 2.8 раза.

На рис. 1–3 в некоторых интервалах параметров разрядов между данными расчета и эксперимента имеется удовлетворительное согласие. Расхождения начинаются при $(\omega\tau)_e \geq 5$ на рис. 1, при $(\omega\tau)_e \geq 10$ на рис. 2 и при $(\omega\tau)_e \geq 3$ на рис. 3, т. е. при замагниченности движения электронов.

В работе [6] наименьшее значение $(\omega\tau)_e \approx 5$ в неоне было при $B = 2 \cdot 10^{-2}$ Тл и $P = 0.37$ Торр, в аргоне $(\omega\tau)_e \approx 5$ при $B = 2 \cdot 10^{-2}$ Тл и $P = 0.15$ Торр.

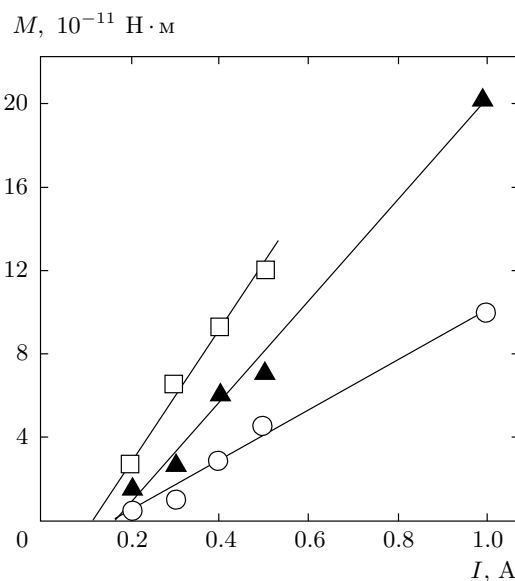


Рис. 4. Зависимость момента M от силы тока для разрядов в аргоне при разных напряженностях магнитного поля: ○ — 10^{-2} Тл; ▲ — $2.5 \cdot 10^{-2}$ Тл; □ — $4.5 \cdot 10^{-2}$ Тл

Во всех экспериментах, описанных в [6], движение электронов было сильно замагничено. Как отмечено выше при обсуждении результатов работы [2], формула (6) не соответствует экспериментам при замагниченности движения электронов. Поэтому применять расчет к данным работы [6] не имеет смысла. Например, в неоне при $B = 2 \cdot 10^{-2}$ Тл и $P = 0.37$ Торр рассчитанное по формуле (6) значение $M = 6 \cdot 10^{-12}$ Н·м, а экспериментальное значение $M = 2 \cdot 10^{-9}$ Н·м.

По-видимому, причина расхождений связана с влиянием неоднородностей магнитного поля вблизи торцов соленоида, отмеченным во Введении. В частности, вблизи катодного торца разряд стягивается в тонкий канал при входе в магнитное поле [25, 26]. Влияние магнитной фокусировки в работе [2] должно быть существенным, так как степень фокусировки изменяет момент сил ионного увлечения, действующий на подвес. В области заметной фокусировки радиальное электрическое поле становится отрицательным, поскольку на электроны преимущественно действует магнитное поле, а на немагнитные ионы — электрическое. Область отрицательного радиального электрического поля увеличивается с ростом напряженности магнитного поля. В части трубки, находящейся вне магнитного поля, радиальное электрическое поле E_r остается положительным, и

по обе стороны от катодного торца соленоида оно может иметь разные знаки. Равенство нулю циркуляции \mathbf{E} обеспечивает протекающий между этими областями ток, который создает дополнительный момент силы Ампера [18].

Метод устранения торцевых эффектов на катодном конце был использован в работах [26, 27]. Увеличение в несколько раз диаметра катодного конца трубки перед входом в соленоид позволило получить сечение сфокусированного разряда порядка радиуса трубки. При этом радиальное электрическое поле оставалось положительным при всех режимах разрядов. Влияние неоднородностей поля на анодном торце устранялось расположением анода внутри соленоида [27]. С торцевыми эффектами связано вращение газа, действие которого на подвес требует специального анализа.

Торцевые эффекты зависят от отношения диаметров обмотки соленоида и газоразрядной трубки. В работах [1, 2] внутренний диаметр соленоида был на несколько сантиметров больше диаметра трубки. В работах [3–6] диаметры соленоидов не указаны. В работе [17] «теплый» объем внутри соленоида имел диаметр 15 см, диаметр сверхпроводящей обмотки около 20 см при общей длине 45 см. В этом эксперименте распределение момента силы Ампера, вращающего газ, главным образом определялось геометрическими размерами соленоида, а не диаметром трубки, равным 3.6 см.

Разряды, описанные в работах [2, 6] были устойчивыми относительно винтовых возмущений, хотя максимальное значение $(\omega\tau)_e$ в неоне достигало 150 [6]. Критические значения магнитных полей для неустойчивости разрядов в аргоне и неоне приведены в работе [28].

Вернемся к вопросу о внешних силах, действующих на положительный столб в однородном магнитном поле. Подвес оказывает обратное действие на плазму с внешним моментом силы, созданным упругостью нити. Он уравновешивается внешним моментом силы другого знака. Такой момент создает трение о стенки вращающегося газа. Действующие на газ азимутальные силы трения ионов и электронов в отсутствие подвеса взаимно уравновешены. Так как ионы передают подвесу часть своего момента движения, некомпенсированная сила трения электронов вращает газ. Направление вращения противоположно знаку, предположенному авторами работы [1]. Оценим по порядку величины скорость вращения газа, компенсирующего действие подвеса в непосредственной близости от него. Примем, что объем столба вращающегося газа высотой, равной радиусу a

трубки, равен $V = \pi a^3$. Удельный момент, создаваемый подвесом в этом объеме, согласно формуле (6), составляет

$$\mu_i \approx \frac{\Delta P a^2 h}{\pi a^3} \approx \frac{\alpha}{\pi} \frac{h}{a} n m_i v_T (\omega\tau)_i v_r. \quad (7)$$

Используем оценку скорости вращения газа под действием силы Ампера, создаваемой радиальным электрическим током j_r , приведенную в работе [3]:

$$v_\varphi = \frac{3 j_r B a^2}{m_a n_a v_T \lambda},$$

где $\lambda = (\sigma n_a)^{-1}$ — длина свободного пробега атомов, n_a — концентрация атомов, σ — газокинетическое сечение рассеяния. Приравняв μ_i удельному моменту силы Ампера $\mu_A = j_r B a$, получим оценку скорости эквивалентного вращения: $v_\varphi \approx h \sigma n_i v_r (\omega\tau)_i$. При $\sigma \approx 10^{-16} - 10^{-15}$ см², $n_i \approx 10^{11}$ см⁻³ и $v_r \approx 10^4$ см/с величина $v_\varphi \sim 10^{-2}$ см/с, т.е. оказывается малой величиной. Обратным воздействием на подвес вращения газа со столь малыми скоростями можно пренебречь.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученная в работе формула (6) для величины момента магнитомеханического эффекта удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными для аргона [2] при относительно слабой замагниченности движения электронов, если $(\omega\tau)_e$ не превышает нескольких единиц. При $(\omega\tau)_e > 5-10$ измеренные значения момента магнитомеханического эффекта превышают расчетные. По мнению авторов, эти различия могут быть связаны с влиянием торцевых эффектов. Проверку такого предположения может дать современный эксперимент с изменением расстояния между подвесом и торцами соленоида или влияния (тем или иным способом) на силу Ампера вблизи торцов соленоида.

Поведение легких диэлектрических тел в плазме определяется одновременным действием многих факторов. Авторы работ [1, 2, 16] приходили к неправильным выводам, когда пренебрегали совместным действием сил ионного увлечения и вращения газа в магнитных полях. В работах [1, 2] магнитомеханический эффект связывался только с предположением о вращении газа. В суждении о знакопеременном радиальном электрическом поле в стоячей страте в работе [16] пренебрежено вращением газа (см. [18]).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Грановский, Э. И. Уразаков, ЖЭТФ **38**, 1354 (1960).
2. Э. И. Уразаков, ЖЭТФ **44**, 41 (1963).
3. В. М. Захарова, Ю. М. Каган, В. И. Перель, Опт. и спектр. **11**, 777 (1961).
4. В. М. Захарова, Ю. М. Каган, Опт. и спектр. **19**, 140 (1965).
5. В. Ю. Карасев, Р. И. Семенов, М. П. Чайка, в *Труды Конференции по физике низкотемпературной плазмы ФНТП-98*, (Петрозаводск, 1998), под ред. А. Д. Хахаева, Петрозаводский университет (1998), с. 268.
6. В. Ю. Карасев, М. П. Чайка, А. И. Эйхвальд, Цзинь Щего, Опт. и спектр. **91**, 34 (2001).
7. В. Е. Фортон, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др., УФН **174**, 495 (2004).
8. M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 313 (1992).
9. S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, and H. M. Thomas, Phys. Rev. E **66**, 046414 (2002).
10. В. Е. Голант, УФН **79**, 377 (1963).
11. U. Konopka, D. Samsonov, A. Ivlev et al., Phys. Rev. E **61**, 1890 (2000).
12. N. Sato, G. Uchida, and T. Kaneko, Phys. Plasmas **8**, 1786 (2001).
13. В. Ю. Карасев, А. И. Эйхвальд, Опт. и спектр. **98**, 621 (2005).
14. В. Ю. Карасев, А. И. Эйхвальд, Е. С. Дзлиева, Опт. и спектр. **100**, 503 (2006).
15. В. Ю. Карасев, А. И. Эйхвальд, Е. С. Дзлиева, Опт. и спектр. **101**, 521 (2006).
16. V. Yu. Karasev, E. S. Dzllieva, Yu. Ivanov et al., Phys. Rev. E **74**, 066403 (2006).
17. М. М. Васильев, Л. Г. Дьячков, О. Ф. Антипов и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 414 (2007).
18. A. V. Nedospasov, Phys. Rev. E **79**, 036401 (2009).
19. A. V. Filippov, A. O. Pal, A. N. Ryabinkin et al., *2nd Int. Conf. on the Physics of Dusty, Burning Plasmas*, August 26–30, 2007, Odessa (Ukraine), p. 55.
20. В. В. Kadomtsev and A. V. Nedospasov, J. Nucl. Energy, Part C **1**, 230 (1960).
21. А. Энгель, *Ионизованные газы*, Физматгиз, Москва.
22. Б. Н. Клярфельд, ЖТФ **4**, 44 (1937).
23. В. Л. Грановский, Э. И. Уразаков, ЖЭТФ **45**, 1285 (1963).
24. L. Tonks, Phys. Rev. **56**, 360 (1939).
25. Э. М. Рейхрудель, Г. В. Спивак, ДАН СССР **28**, 610 (1940).
26. Л. Л. Арцимович, А. В. Недоспасов, ДАН СССР **145**, 1002 (1962).
27. А. В. Недоспасов, С. С. Соболев, ЖТФ **36**, 1758 (1966).
28. В. Л. Вдовин, А. В. Недоспасов, ЖТФ **32**, 817 (1962).