

01;05.2

О движении макрочастиц в неоднородном магнитном поле

© А.В. Недоспасов, Н.В. Ненова

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

E-mail: a-nedospasov@yandex.ru

Поступило в Редакцию 22 апреля 2011 г.

При описании поведения макрочастиц, образующих пыль в пристеночной области токамаков, учитывается действие на них силы тяжести, силы увлечения потоком ионов плазмы, а также силы Лоренца на движение заряженных макрочастиц. В сообщении рассмотрено действие неоднородного магнитного поля на движение макрочастиц. Показано, что влияние индуцируемых токов, возникающих при таком движении, должно в ряде случаев учитываться в расчетах.

В пристеночной области токамаков присутствует пыль, образующаяся при эрозии стенок. Процессы образования пыли, ее переноса и отложений являются важной нерешенной проблемой. Так, в международном экспериментальном термоядерном реакторе ИТЭР ожидается, что скорость образования пыли составит 1.0 g/s [1] (в проекте предполагается импульсная работа ИТЭР с длительностью импульса 1000 s). Серьезной проблемой является адсорбция и накопление пылью радиоактивного трития.

Наблюдаемые в экспериментах и обсуждаемые в литературе размеры макрочастиц колеблются в широких пределах: в токамаке D-3D от 0.16 до $1.6 \mu\text{m}$ [2], в токамаке TEXTOR от 5 до $15 \mu\text{m}$ [3]. В токамаке ASDEX U с вольфрамовым покрытием в пылевых отложениях преобладают вольфрамовые сферы меньше $5 \mu\text{m}$ — 55% и от 5 до $10 \mu\text{m}$ — 21% [4]. При этом вольфрамовые сферы в осадке составляют около половины всего вольфрама, вторая половина входит в агломераты с бором и углеродом. В проекте ИТЭР принимающие основную тепловую нагрузку диверторные пластины будут изготовлены из вольфрама, предполагается нанесение слоя бериллия на основную камеру.

При описании поведения макрочастиц, образующих пыль, учитывается действие на них силы тяжести, силы увлечения потоком

ионов плазмы (силы трения) и влияние силы Лоренца на движение заряженных макрочастиц [2,5].

В данном сообщении рассматриваются силы, действующие на движущуюся в неоднородном магнитном поле макрочастицу. В частице индуцируется электрический ток, который создает взаимодействующий с внешним магнитным полем магнитный момент. Рассматриваются частицы с электрической проводимостью и диэлектрические частицы, несущие поверхностный заряд. Предполагается, что частицы имеют сферическую форму с радиусом a .

Макрочастица с удельной электропроводностью σ . В системе расчета, связанной с частицей, движущейся в нарастающем магнитном поле, существует вихревое электрическое поле

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (1)$$

Его действие зависит от электропроводности частицы и ее размеров. В предположении, что скорость изменения магнитного поля достаточно мала, пренебрежем скин-эффектом. По известной формуле Стокса из (1) находим индуцированное в макрочастице азимутальное электрическое поле:

$$E_\varphi = -\frac{h}{2} \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (2)$$

где $h = r \sin \vartheta$, ϑ — полярный угол между \mathbf{r} и осью, параллельной \mathbf{B} .

Индукцированный электрический ток создает магнитный момент макрочастицы, на который в неоднородном поле действует сила, направленная в сторону уменьшения индукции поля.

Выделение удельного джоулева тепла в макрочастице равно произведению удельной электропроводности на квадрат напряженности поля σE_φ^2 . Нагрев всей частицы находится интегрированием:

$$Q = \int_V \sigma E_\varphi^2 r^2 \sin \vartheta \partial r \partial \varphi \partial \vartheta.$$

С учетом (2) $Q = \frac{2\pi a^5 \sigma}{3 \cdot 5} \left(\frac{\partial B}{\partial t}\right)^2$ или

$$Q = \frac{\sigma m a^2}{10\rho} \left(\frac{\partial B}{\partial t}\right)^2. \quad (3)$$

Здесь m — масса частицы, ρ — ее плотность. Работа внешних сил изменяет кинетическую энергию макрочастицы и частично расходуется на ее нагрев. Обозначим мощность внешней силы, затрачиваемую на нагрев

частицы $-\mathbf{F}\mathbf{v}$, где \mathbf{v} — скорость макрочастицы. Выразим в уравнении (3) $\partial\mathbf{B}/\partial t = (\nabla\mathbf{B})\mathbf{v}$, обозначим $\nabla B/B = \Delta^{-1}$ и, используя баланс энергии, запишем уравнение для ускорения частицы в следующем виде:

$$-\frac{\sigma B^2}{10\rho} \left(\frac{a}{\Delta}\right)^2 \mathbf{v} = \frac{\mathbf{F}}{m}. \quad (4)$$

Интересующие нас свойства макрочастиц, обладающих проводимостью, характеризуются выражением $\alpha = \sigma B^2/\rho$, имеющим размерность обратного времени. Джоулева диссипация тормозит движение макрочастиц в неоднородном магнитном поле, так как индуцированные токи противодействуют изменению магнитного поля независимо от знака $\partial\mathbf{B}/\partial t$.

Диэлектрическая макрочастица с зарядом q . Рассмотрим непроводящую макрочастицу радиусом a с равномерно распределенным по ее поверхности зарядом q . В нарастающем по времени магнитном поле вихревое электрическое поле создает момент силы, приводящий частицу во вращение. На элемент поверхности $dS = 2\pi a^2 \sin\vartheta d\vartheta$ с плотностью электрического заряда σ^* , согласно (2), действует момент силы $0.5\sigma^* a^2 \sin^2\vartheta (\partial B/\partial t)$. Вращающий момент, определяемый интегрированием по поверхности макрочастицы:

$$\mathbf{M}(t) = -\frac{1}{3} a^2 q \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}. \quad (5)$$

Угловая скорость вращения, приобретаемая частицей, определяется из уравнения $I(\partial\omega/\partial t) = \mathbf{M}(t)$:

$$\omega = -\frac{5q(\mathbf{B} - \mathbf{B}_0)}{6m} \quad (6)$$

(для шара $I = (2/5)ma^2$). В (6) B_0 — начальное магнитное поле при $\omega = 0$. Полученная частицей кинетическая энергия вращения

$$\varepsilon = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{5}{6} \frac{a^2 q^2 (B - B_0)^2}{m}. \quad (7)$$

Она равна энергии магнитного диполя с моментом $\boldsymbol{\mu}$, созданного вращением заряженной частицы: $\varepsilon = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{B}$.

Согласно (7), энергия вращения пропорциональна квадрату заряда макрочастицы и обратно пропорциональна ее радиусу. В отличие от рассмотренного выше движения проводящей частицы вращение диэлектрической частицы обратимо. Так, отразившись от области с

Материал	α, s^{-1} при $B = 1.0 \text{ Т}$	
Графит	60	
Бериллий	$1.4 \cdot 10^4$	
Вольфрам	При 20°C	93
	При 2700°C	57

сильным магнитным полем, частица будет двигаться при $\partial \mathbf{V} / \partial t < 0$ с отрицательным угловым ускорением за счет накопленной энергии вращения.

В работе [5] применительно к проекту ИТЭР проведены расчеты поведения сферических макрочастиц радиусом 10 и 100 μm из вольфрама и бериллия. Начальная скорость макрочастиц, покидающих поверхность в направлении, перпендикулярном \mathbf{V} , принималась $v_0 = 10 \text{ m/s}$ [5]. Рассмотрена инжекция макрочастиц с верхней части камеры и со стенок на внешнем и внутреннем диверторах.

Для установок управляемого термоядерного синтеза представляют интерес такие материалы, как графит, бериллий и вольфрам. По справочной литературе оценка $\alpha = \sigma B^2 / \rho$ при $B = 1.0 \text{ Т}$ дает следующие значения, приведенные в таблице.

Движение макрочастиц в вертикальном направлении в основном определяется силой тяжести. В зависимости от размеров установок и места на поверхности, где происходит образование частиц, вертикальная скорость достигает нескольких метров в секунду. Скорость макрочастиц, увлекаемых потоком плазмы в тороидальном направлении, может достигать 10^2 m/s . Сила ионного увлечения зависит от размера макрочастицы, ее электрического заряда, определяемого параметрами плазмы, и концентрации ионов [2]. Для проекта ИТЭР наибольший интерес представляет оценка количества пыли, проникающей в горячее плазменное ядро. Например, при диаметре макрочастиц 100 μm это количество может достигать 5% от потока вольфрама, поступающего вследствие эрозии [5]. Физические эффекты, выражаемые формулой (4), ослабляют движение пыли поперек магнитного поля и должны уменьшить поступающее в плазменное ядро количество примесей, рассчитанное в работе [5]. Количественную оценку может дать использование результатов данной работы в расчетных кодах [2,5].

Ускорение по формуле (4) можно сравнить с ускорением от действия силы Лоренца, учитываемым в цитируемых работах. Например,

при диаметре макрочастиц $100\ \mu\text{m}$ и характерном масштабе неоднородности поля $\Delta = 10^{-1}\ \text{m}$ при магнитном поле $5\ \text{T}$, заряде частицы $10^4 e_0$ ускорение по приведенной формуле больше, чем ускорение от силы Лоренца для бериллия примерно в 1000 раз, для вольфрама в 47 раз.

Интенсивная капельно-паровая эрозия стенок может иметь место при срывах тока. Например, в модельных экспериментах, описанных в [6], наблюдался выброс капель вольфрама диаметром $5\text{--}60\ \mu\text{m}$ с наиболее вероятной скоростью $3\text{--}5\ \text{m/s}$. Глубина расплава вольфрамовой поверхности при срывах тока может достигать $100\ \mu\text{m}$ [7]. Нестационарное магнитное поле при срыве тока также влияет на движение капель.

На движение графитовой пыли в токамаках возможно заметное влияние ее диамагнитных свойств. На графитовую макрочастицу действует сила

$$\mathbf{F}_m = \frac{\chi m}{2} \nabla(\mathbf{B}^2). \quad (8)$$

Здесь χ — удельная диамагнитная восприимчивость [8]. Приравняв правую часть уравнения (4) к выражению (8), можно найти условия, при которых ускорение диамагнитной частицы сравнимо с ее торможением за счет электропроводности. Для графита $\chi = -3 \cdot 10^{-9}\ \text{m}^3/\text{kg}$ и $(a^2/\Delta)v \cong 5 \cdot 10^{-10}$, например, при диаметре частицы $10\ \mu\text{m}$ и $\Delta = 10^{-1}\ \text{m}$, $v = 0.5\ \text{m/s}$.

Авторы выражают Н.М. Зыковой благодарность за помощь.

Список литературы

- [1] Колбасов Б.Н. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2010. № 4. С. 48–69.
- [2] Krashennnikov S.I., Pigarov A.Yu., Smirnov R.D. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. N 12. P. 124 054.
- [3] Ivanova D., Rubel M., Philipps V. et al. // Phys. Scr. 2009. V. 138. N 1. P. 014 025.
- [4] Rohde V., Balden M., Lunt T. // Phys. Scr. 2009. V. 138. N 1. P. 014 024.
- [5] Bacharis M., Coppins M., Fundamenski W., Allen J.E. // 36th EPS Conference on Plasma Phys. 2009. Sofia. June 29–July 3. ECA. V. 33E. O-4.050.
- [6] Климов Н.С., Подковыров В.Л., Житлухин А.М. и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2009. В. 2. С. 52–61.
- [7] Недоспасов А.В., Сергиенко Г.В. // ТВТ. 2010. Т. 48. № 2. С. 303–320.
- [8] Савин С.Ф., Дьячков Л.Г., Васильев М.М., Петров О.Ф., Фортвов В.Е. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 24. С. 42–51.