

01;04;10

ОСОБЕННОСТИ УДЕРЖАНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КВАДРУПОЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ ГЕЛИОТРОНА/ТОРСАТРОНА

© *И.Н.Сидоренко, А.А.Шишкин, О.Мотожима,
К.Матсуока, Х.Ямада*

С использованием численного интегрирования уравнения движения в дрейфовом приближении изучены характерные траектории заряженных частиц в квадрупольных магнитных конфигурациях. Квадрупольность магнитной конфигурации означает вытянутость магнитных поверхностей в среднем по длине тора в вертикальном направлении (VE-конфигурация) или в горизонтальном направлении (HE-конфигурация). Под характерными мы понимаем частицы, которые испытывают влияние усиленных в случае VE-конфигурации и ослабленных в случае HE-конфигурации винтовых гофров в модуляции магнитного поля вдоль силовой линии.

Показано, что частицы, стартующие с поверхности с радиусом, равным $2/3$ радиуса крайней замкнутой магнитной поверхности, остаются в объеме удержания, испытывая в VE-конфигурации несколько большее отклонение от исходной поверхности, чем в HE-конфигурации. Частицы, стартующие с наружной поверхности, уходят из объема удержания, но с существенно различным временем "жизни": в VE-конфигурации оно на порядок величины больше, чем в HE-конфигурации.

1. В последние годы в связи с сооружением термоядерной установки нового поколения Large Helical Device (LHD, Токио, Япония) [1] уделяется большое внимание особенностям удержания плазмы в квадрупольных магнитных конфигурациях [2]. Как показано [3,4] в экспериментах на торсатроне ATF-1 и в более поздних экспериментах на гелиотроне/торсатроне CHS [5], при изменении квадрупольности магнитной конфигурации происходит изменение направления и величины bootstrap-тока. Это одно из наиболее достоверных и общепризнанных подтверждений неоклассических представлений о переносе плазмы вдоль магнитного поля. Важным практическим моментом является возможность управления bootstrap-током путем создания магнитных поверхностей, вытянутых вертикально или горизонтально в

среднем по большому обходу тора. Однако перенос плазмы поперек магнитных поверхностей нуждается в более глубоком изучении. Дело в том, что в экспериментах на токамаках и стеллараторах долгое время наблюдался повышенный перенос тепла электронами поперек магнитного поля. Однако проведенное недавно экспериментальное изучение электронной теплопроводности в плазме малой плотности в торсатроне/гелиотроне CHS [5] показало, что экспериментально измеренная электронная теплопроводность всего в 2–4 раза превышает неоклассическую теплопроводность на магнитной поверхности с радиусом, равным половине радиуса плазмы. Вторым важным эффектом, обнаруженным в этом же эксперименте, является зависимость коэффициента электронной теплопроводности от квадрупольных свойств магнитной конфигурации. По мере перехода от магнитных поверхностей, горизонтально вытянутых в среднем по длине тора (CHS-HE), к вертикально вытянутым в среднем по длине тора (CHS-VE) измеренная теплопроводность снижается, в то время как неоклассическая электронная теплопроводность должна бы увеличиваться. Это различие оставалось необъясненным. В работе [6] было предложено возможное объяснение этого эффекта. Теоретически было обнаружено, что изменение дрейфовых потерь электронов (на основе анализа конусов потерь) при смене квадрупольности конфигурации имеет ту же тенденцию, что и измеренная электронная теплопроводность. Однако выводы в работе [6] были сделаны на основании адиабатических инвариантов движения частиц разных классов (запертых на неоднородностях магнитного поля, пролетных и частиц с переходными траекториями). Такой подход нуждается в дополнении анализом движения частиц с привлечением интегрирования уравнений в дрейфовом приближении. В настоящей работе исследовано влияние квадрупольности магнитных конфигураций на удержание отдельных заряженных частиц в зависимости от места старта пробной частицы и соотношения между продольной и поперечной скоростями.

2. При исследовании движения заряженных частиц нами используется система уравнений дрейфового приближения

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \nu_{\parallel} \frac{\mathbf{B}}{B} + \frac{c}{B^2} [\mathbf{E}\mathbf{B}] + \frac{M_j c (2\nu_{\parallel}^2 + \nu_{\perp}^2)}{2e_j B^3} [\mathbf{B}\nabla B],$$

$$\frac{dW}{dt} = 0, \quad \frac{d\mu}{dt} = 0,$$

где W и μ — полная энергия и магнитный момент частицы, остальные обозначения не отличаются от общепринятых.

Компоненты магнитного поля задавались в квазицилиндрической системе координат в виде Фурье-разложений по гармоникам угловых переменных ϑ и φ , $\mathbf{B} = \nabla\Phi$; и скалярный потенциал магнитного поля имеет вид

$$\Phi = B_0 \left\{ R\varphi - \frac{R}{m} \left[\sum_N \varepsilon_N \left(\frac{r}{a} \right)^N \sin(N\vartheta - m\varphi) + \varepsilon_2 \left(\frac{r}{a} \right)^2 \sin 2\vartheta \right] \right\}.$$

где $N = l, l + 1, l - 1, l + 2$. Здесь a и R — малый и большой радиусы плазмы, l — число полюсов винтовой обмотки, m — число периодов магнитного поля на длине тора, r — радиальная переменная, ϑ и φ — угловые переменные вдоль малого и большого обходов тора, ϑ отсчитывается от направления главной нормали к круговой оси тора, ε_N и ε_2 — коэффициенты при гармониках магнитного поля. Для приведенных здесь результатов выбраны такие значения параметров: $l = 2$, $m = 8$, $B_0 = 1.5 \text{ Т}$, $R = 0.92 \text{ м}$, $a = 0.1 \text{ м}$, $\varepsilon_l = 0.1$, $\varepsilon_{l+1} = 0.033$, $\varepsilon_{l-1} = -0.058$, $\varepsilon_{l+2} = 0.01$, $\varepsilon_2 = -0.0087$ для случая вертикально вытянутых магнитных поверхностей (VE-конфигурация) и $\varepsilon_2 = +0.0035$ для случая горизонтально вытянутых поверхностей (HE-конфигурация).

Для того чтобы выделить эффекты, связанные с влиянием параметра квадрупольности, гармоники магнитного поля: тороидальная, основная винтовая и ближайшие к ней сателлитные — взяты с одинаковыми коэффициентами. Единственное различие — в знаке и величине второй гармоники по переменной ϑ . Такое магнитное поле обеспечивает замкнутые магнитные поверхности с заметными признаками квадрупольности магнитной конфигурации: магнитные поверхности имеют вытянутость вдоль вертикальной оси (рис. 1, а) или вдоль горизонтальной оси (рис. 1, б). В модуляции магнитного поля вдоль силовой линии наблюдается усиление гофрировки в пространстве между наружной и внутренней областями тора в случае вертикальной вытянутости (рис. 1, в) или ослабление гофрировки в случае горизонтальной вытянутости магнитных поверхностей (рис. 1, г). Для такой модели магнитного поля был проведен анализ характерных траекторий частиц, запускаемых с наружной и внутренней сторон тора и испытывающих при своем движении воздействие усиленных в случае VE-конфигурации или ослабленных в случае HE-конфигурации гофров магнитного поля.

Частицы, стартующие с внутренней области тора, хорошо удерживаются в обеих конфигурациях, независимо от того, с какой магнитной поверхности они стартуют.

Для частиц, стартующих в наружной области тора с магнитной поверхности с радиусом, равным $2/3$ от радиуса крайней замкнутой магнитной поверхности,

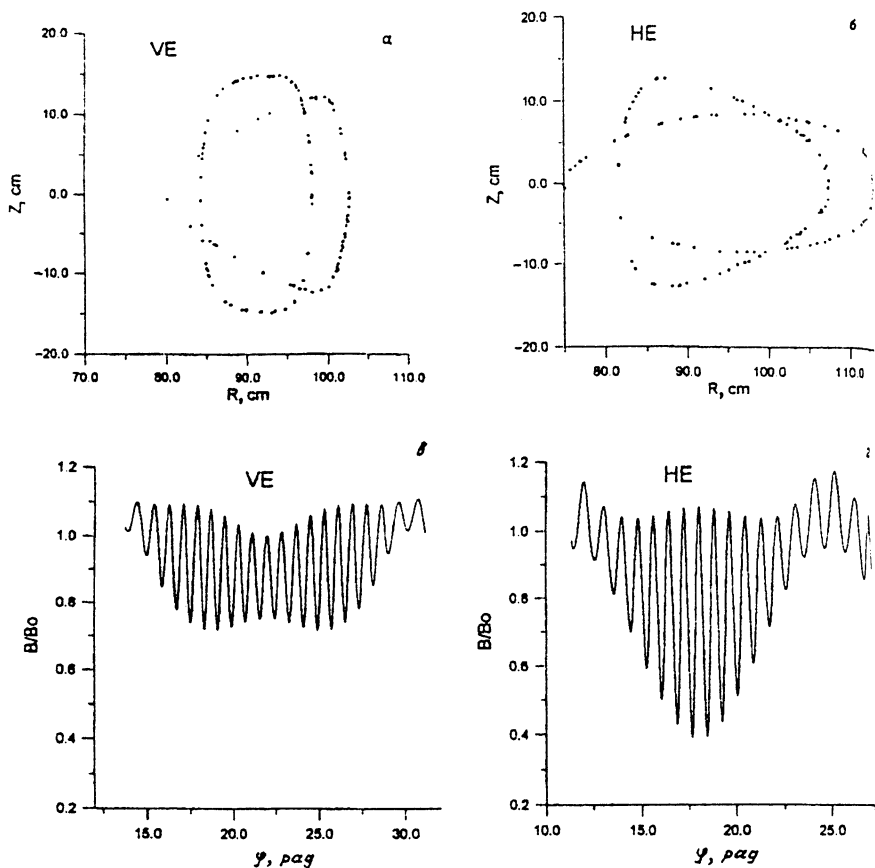


Рис. 1.

влияние квадрупольности магнитной конфигурации проявляется в особенностях перехода частицы из локально-запертой в локально-пролетную, и наоборот. В случае VE-конфигурации (рис. 2, а) частица испытывает запирающие между более высокими гофрами и несколько большее отклонение от исходной поверхности, чем в случае HE-конфигурации (рис. 2, б); однако такие частицы ($C\nu_{\parallel}/\nu_{\perp} = 0.3$) оказываются удерживаемыми в обеих конфигурациях.

При старте частиц с более наружных поверхностей частицы с $\nu_{\parallel}/\nu_{\perp} = 0.3$ покидают объем удержания (рис. 2, в, г), но с существенно различными временами жизни: в магнитной конфигурации с вертикальной вытянутостью оно оказы-

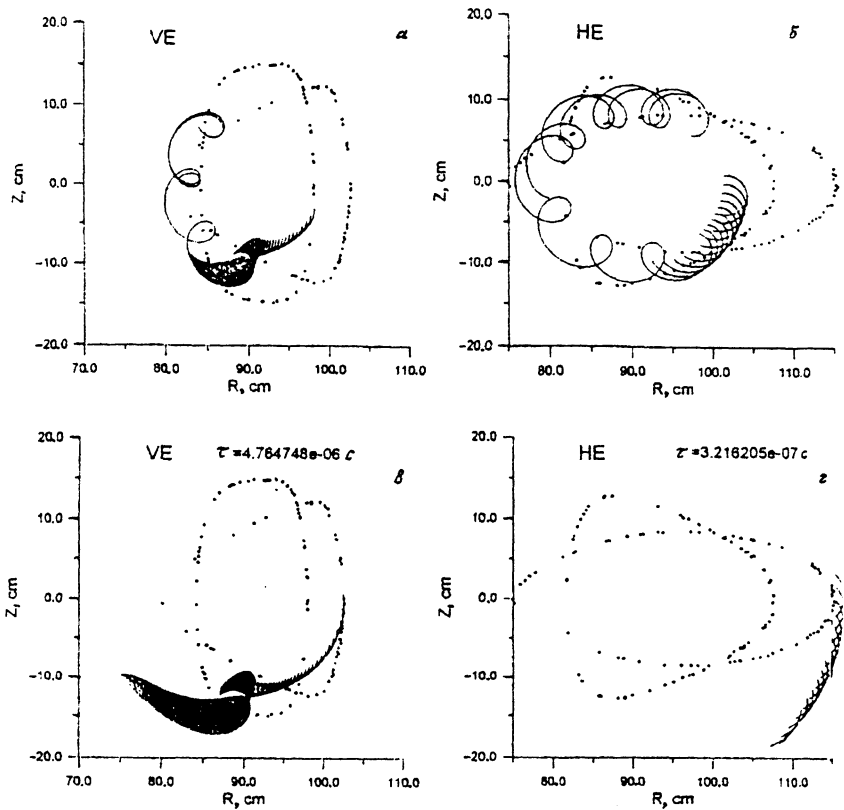


Рис. 2.

вается на порядок величины больше, чем в магнитной конфигурации с горизонтальной вытянутостью.

Полученные результаты согласуются с выводами экспериментального исследования [5], углубляют физическое понимание наблюдаемого эффекта и его теоретическое объяснение [6].

3. Рассмотрение движения частиц в магнитных конфигурациях, единственным отличием которых является квадрупольность, показывает, что частицы, стартующие с магнитной поверхности с радиусом, равным $2/3$ от радиуса крайней замкнутой магнитной поверхности, не испытывают повышенного дрейфа поперек магнитных поверхностей. Это означает, что можно регулировать продольный перенос плазмы (bootstrap-ток) с помощью параметра квадрупольности, не усиливая при этом уход поперек магнитных поверх-

ностей частиц с достаточно высокой энергией (по сравнению с потенциальной энергией электрического поля). Вместе с тем для частиц, стартующих с более наружных магнитных поверхностей с наружной стороны тора и теряемых в силу дрейфа в винтовых гофрах, влияние квадрупольности конфигурации сказывается на величине времени "жизни" частиц в объеме удержания: в VE-конфигурации оно на порядок величины выше, чем в HE-конфигурации.

Список литературы

- [1] *Iiyoshi A., Fujiwara M., Motojima O. et al.* // Fusion Technology. 1990. V. 17. N 1. P. 169-187.
- [2] *Watanabe K., Nakajima N., Okamoto M. et al.* // Nuclear Fusion. 1992. V. 32. N 9. P. 1499-1513.
- [3] *Murakami M., Aceto S.C., Anabitarte E. et al.* // Nuclear Fusion Supplement. Vienna, 1991. V. 2. P. 455-470.
- [4] *Nakajima N., Okamoto M., Todoroki J. et al.* // Nuclear Fusion. 1989. V. 29. N 4. P. 605-616.
- [5] *Yamada H., Kubo S., Watanabe K. et al.* // 9th IAEA Workshop on Stellarators. Garching, Germany, May 1993. IAEA. Vienna, 1993. P. 315-318.
- [6] *Золотухин А.В., Сидоренко И.Н., Шишкин А.А., Мотожима О., Матсуока К., Ямада Х.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 11. С. 84-90; Technical Physics Letters. 1995. V. 21. N 6. P. 435-437.

Институт физики плазмы
Харьков

Национальный научный
центр "Харьковский
физико-технический
институт"

Национальный институт
термоядерных исследований
Токио, Япония

Поступило в Редакцию
27 февраля 1996 г.