

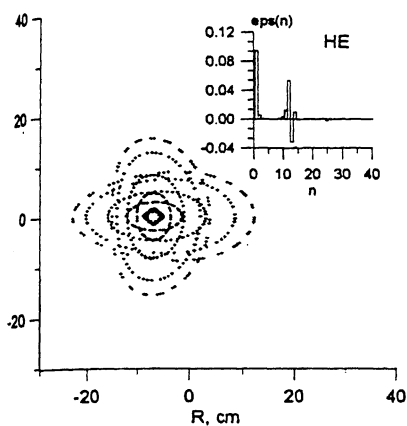
ДРЕЙФОВЫЕ ПОТЕРИ ЭЛЕКТРОНОВ КАК ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ПОВЫШЕННОГО ПЕРЕНОСА ТЕПЛА В ПЛАЗМЕ С МАЛОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

*А.В.Золотухин, И.Н.Сидоренко, А.А.Шишкин,
О.Мотояма, К.Мацуока, Н.Ямада*

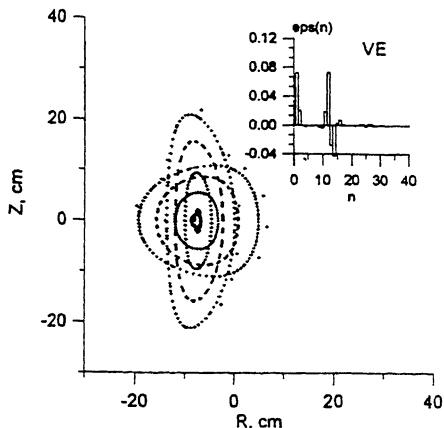
1. Введение

Повышенный по сравнению с неоклассическим перенос тепла электронами, наблюдаемый в экспериментах на токамаках и стеллараторах, как правило, связывают с развитием неустойчивостей плазмы или с разрушением магнитных поверхностей на периферии плазмы. Однако проведенное недавно экспериментальное изучение влияния магнитных конфигураций на электронную теплопроводность [1] показывает, что в магнитных ловушках с винтовыми магнитными полями (гелиотронах/торсатронах) перенос тепла электронами может несущественно превышать неоклассический и оказывается чувствительным к изменению типа конфигурации, в частности спектра гармоник магнитного поля. Так, в гелиотроне/торсатроне Compact Helical System (CHS) наблюдалось, что при изменении свойства квадрупольности магнитной конфигурации, а именно при переходе от магнитных поверхностей, горизонтально вытянутых (HE) в среднем по большому обходу тора, к вертикально вытянутым (VE) магнитным поверхностям (рис. 1, а и б) электронная теплопроводность через магнитные поверхности с радиусами $r = 1/3, 1/2, 2/3a_p$, где a_p — радиус плазмы, заметно уменьшилась. В то же время при том же изменении магнитной конфигурации неоклассическая электронная теплопроводность должна возрастать. Таким образом, оставались невыясненными физические причины повышенного переноса тепла электронами в данном эксперименте.

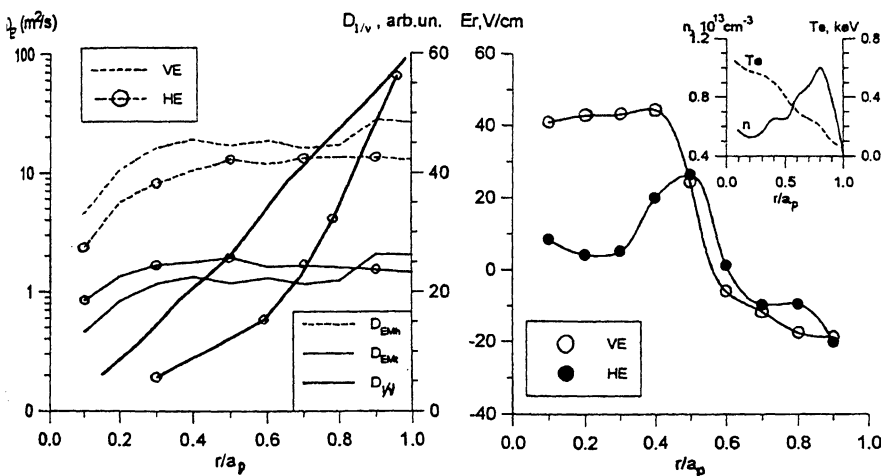
В настоящей работе мы рассматриваем один такой возможный механизм, связанный с прямыми дрейфовыми потерями электронов, т. е. не с диффузионными потерями, а с уходом частиц в силу их дрейфового движения в неоднородном пространственно-периодическом магнитном поле гелиотрона/торсатрона. Мерой прямых дрейфовых потерь могут служить так называемые конусы потерь,



a



b



c

d

Рис. 1.

т. е. область “фазового пространства” ($\chi, r/a_p$), соответствующая частицам, покинувшим объем удержания плазмы. Здесь $\chi = \arccos(\nu_{\parallel}/\nu)$ — pitch-угол, где ν_{\parallel} и ν — продольная и полная скорость частицы, r/a_p — средний радиус магнитной поверхности, нормированный на радиус плазмы. Мы установили, что конусы потерь частиц реагируют на изменение магнитной конфигурации, причем тенденция изменения конуса потерь электронов противоположна изменению неоклассической теплопроводности, но совпадает с характером изменений экспериментально измеренной теплопроводности.

2. Анализ магнитной конфигурации, неоклассического переноса и конусов потерь

В качестве примера мы анализируем эксперимент, проведенный на гелиотроне/торсатроне CHS [1]. Две магнитные конфигурации имеют граничные магнитные поверхности приблизительно одинакового радиуса (рис. 1 а и б), смещение магнитной оси в обеих конфигурациях также приблизительно одно и то же и такое же, каким было при проведении эксперимента. Различие в конфигурациях видно из формы сечения магнитных поверхностей: вытянутых в среднем вертикально (VE) в одном случае и вытянутых в среднем горизонтально (HE) в другом случае. Соответственно спектр гармоник в Фурье-разложении магнитного поля

$$B/B_0 = 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \varepsilon_{t,k}(r) \cos k\vartheta + \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_{l \pm n}(r) \cos((l \pm n)\vartheta - m\varphi)$$

для двух рассматриваемых конфигураций различается знаками Фурье-коэффициентов для гармоник с номерами $(l \pm 2, m)$ (рис. 1, а, б). Здесь l — заходность, m — число периодов магнитного поля на длине установки, ϑ и φ — угловые переменные вдоль малого и большого обходов тора. Параметры плазмы (плотность и температура) таковы, что для электронов осуществляется неоклассический режим с коэффициентами переноса D_{\perp} , $\chi_{\perp} \propto 1/\nu$, где ν — частота соударений [2]. Неоклассические коэффициенты переноса имеют множители, которые зависят от спектра магнитного поля, т. е. геометрии магнитного поля, и поэтому называются геометрическими. Эти геометрические множители вычисляются с помощью формул, полученных в [3], и для двух конфигураций оказываются различными (рис. 1, в), причем для конфигурации VE выше, чем для HE, в 2.5–3 раза по сечению объема удержания. К аналогичному выводу пришли и авторы работы [1].

Подробный анализ аномальных моделей теплопроводности [4] свидетельствует о том, что аномальный перенос не может отвечать за наблюдаемую в эксперименте тенденцию поведения электронной теплопроводности. Наибольшие из аномальных коэффициентов переноса, характерные для дрейфовых волн в тороидальном поле D_{EMt} или винтовом поле D_{EMh} [4], при переходе от конфигурации VE к HE имеют обратные тенденции (рис. 1, в): коэффициент D_{EMt} выше в конфигурации HE, а коэффициент D_{EMh} выше в конфигурации VE. Коэффициенты D_{EMt} и D_{EMh} построены с

учетом профилей плотности и температуры (рис. 1, 2), приведенных в [1].

При рассмотрении дрейфового движения и прямых частиц очень важным является вопрос об электрическом поле. Из приравнивания неоклассических потоков электронов и ионов в виде, полученном в [2,4], было найдено амбиполярное электрическое поле для режима с величиной магнитного поля на оси $B_0 = 1.5$ Тл с учетом реальных профилей плотности плазмы и температуры (см. рис. 1, 2). Сателлитные гармоники винтового магнитного поля учтены в коэффициентах переноса $D_{\perp}, \chi_{\perp} \propto 1/\nu$ в виде, полученном в [3].

Для определения конусов потерь используем следующие аналитические выражения адиабатических инвариантов [5,6]:

$$I_r = \frac{16R}{m} \sqrt{\frac{\mu B_0}{M}} \sqrt{C^2 + D^2} \left[E(q^2) - (1 - q^2) \cdot K(q^2) \right]$$

— для запертых частиц,

$$I_{\pm} = \pm \frac{\psi e}{mMc} + \frac{8R}{m} \sqrt{\frac{\mu B_0}{M}} \sqrt{C^2 + D^2} \cdot qE \left(\frac{1}{q^2} \right)$$

— для пролетных частиц,

где

$$q^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{W - e\Phi - \mu B_0 \left(1 + \sum_{k=1}^{\infty} \varepsilon_{t,k}(r) \cos k\vartheta \right)}{\mu B_0 \sqrt{C^2 + D^2}} + 1 \right),$$

$$C \doteq \varepsilon_l(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\varepsilon_{l+n}(r) + \varepsilon_{l-n}(r) \right) \cos n\vartheta,$$

$$D = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\varepsilon_{l+n}(r) - \varepsilon_{l-n}(r) \right) \sin n\vartheta.$$

Здесь μ — магнитный момент; M, e, W — масса, заряд и полная энергия частицы соответственно; c — скорость света; ψ — полоидальный поток магнитного поля; Φ — потенциал электрического поля.

Частица считается потерянной, когда она достигает границы плазмы $r = a_p$. Граница удержания частиц определяется из условия сохранения адиабатического инварианта:

$$I_r(r_s, \vartheta_s, \lambda_0) = I_r(a_p, \vartheta_f, \lambda_0) \quad \text{— для запертых частиц,}$$

$$I_{\pm}(r_s, \vartheta_s, \lambda_0) = I_{\pm}(a_p, \vartheta_f, \lambda_0) \quad \text{— для пролетных частиц,}$$

$$\left. \begin{aligned} I_{\pm}(r_s, \vartheta_s, \lambda_0) &= I_{\pm}(r_t, \vartheta_t, \lambda_0) \\ I_r(r_s, \vartheta_s, \lambda_0) &= I_r(a_p, \vartheta_f, \lambda_0) \end{aligned} \right\} \quad \text{— для переходных частиц.}$$

Здесь (r_s, ϑ_s) — координата точки старта, (a_p, ϑ_f) — координата точки ухода частицы, (r_t, ϑ_t) — координаты запирающей частицы; $\lambda_0 = \mu B_0 / W$ — параметр, который связан

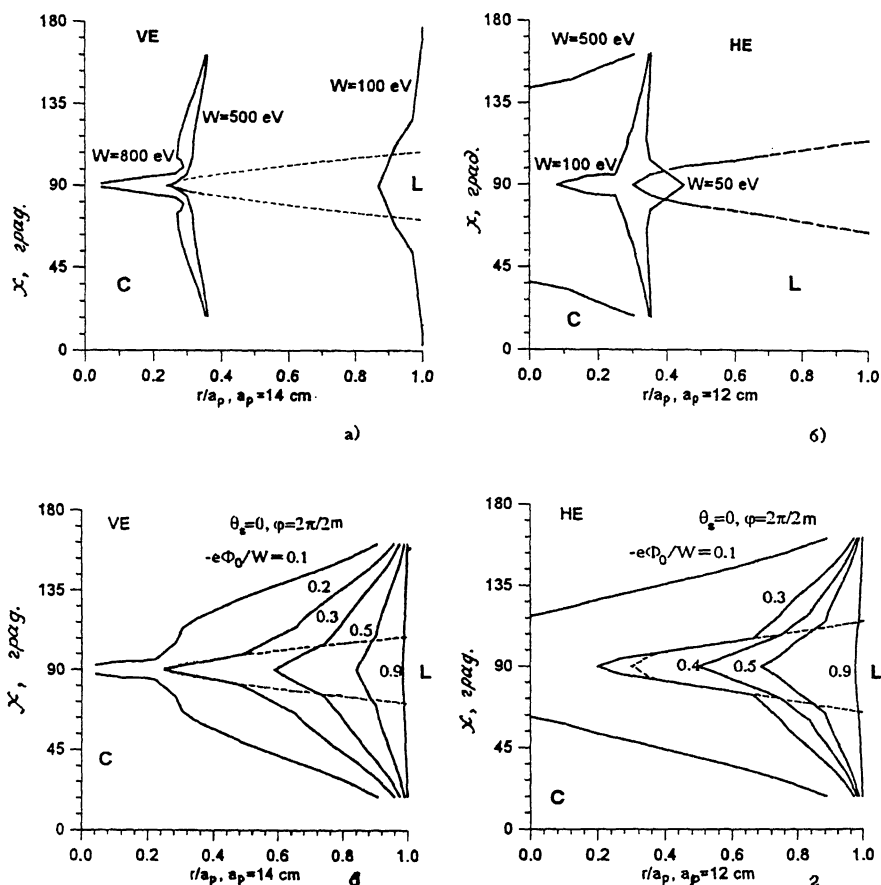


Рис. 2.

$$\chi = \arccos \frac{V_{\parallel}}{V} = \arccos \left(\sqrt{1 - \frac{\lambda_0}{1 - e\Phi/W} \cdot \frac{B}{B_0}} \right).$$

На рис. 2, а, б приведены результаты вычислений, проведенных при учете винтовых гармоник с номерами до $(l \pm 3)$ и тороидальных гармоник с номерами до $k = 5$. Рассматривались частицы, стартующие на внутреннем обходе тора ($\vartheta_s = 0$) и при $\varphi = 2\pi/2m$, так как в этой области тора число запертых частиц — наибольшее. На графиках частицам, запертым в точке старта, соответствует область фазового пространства внутри переходной кривой (штриховая линия), описываемой уравнением $q^2 = 1$. Область удержания частиц обозначена на графиках буквой С, а область потерь — буквой L.

Сравнивая графики для конфигураций VE и HE (рис. 2, а, б), можно увидеть, что для частиц с одинаковыми энергиями ($W = 100, 500, 800$ эВ) область потерь в конфигурации HE больше, чем в конфигурации VE. Из этого можно сделать вывод, что прямые потери частиц больше в конфигурации HE, тогда как диффузионные потери больше в конфигурации VE.

Аналогичные зависимости (рис. 2, в, г) были построены для случая, при котором реализуется параболический вид потенциала амбиполярного электрического поля $\Phi = \Phi_0 \cdot (r/a_p)^2$. При таком виде потенциала прямые потери имеют ту же тенденцию относительно изменения характера квадрупольности, т. е. в конфигурации HE они больше, чем в конфигурации VE.

3. Выводы

Изучив различные каналы переноса энергии электронами в торсатронных конфигурациях, отличающихся параметром квадрупольности, мы делаем вывод, что обнаруженной в эксперименте тенденции поведения электронной теплопроводности по сечению плазмы соответствует только поведение конусов потерь электронов. Этот вывод позволяет предположить, что в перенос тепла электронами в плазме с малой плотностью в торсатроне с малым аспектовым отношением определяющий вклад вносят прямые дрейфовые потери электронов.

Авторы выражают благодарность О.А. Шишкину за помощь в проведении вычислений на ЭВМ.

Список литературы

- [1] *Yamada H., Kubo S., Watanabe K. et al.* // 9th IAEA Workshop on Stellarators, Garching. May, 1993. Collection of Papers. P. 315–318.
- [2] *Hastings D.E., Houlberg W.A., Shaing K.C.* // Nucl. Fusion. 1985. V. 25. N 4. P. 445–454.
- [3] *Bykov V.E., Georgievskij A.V., Peletminskaya V.G., Khodyachikh A.V., Shishkin A.A.* // Nucl. Fusion. 1984. V. 24. N 9. P. 1195–1203.
- [4] *Yamazaki K., Amano T.* // Nucl. Fusion. 1992. V. 32. N 4. P. 633–644.
- [5] *Sanuki H., Todoroki J., Kamimura T.* Spatial Structure of Particle Orbit Loss Regions in $1=2$ Helical Systems / National Institute for Fusion Science Report, NIFS-9, February, 1990, Nagoya, Japan.
- [6] *Itoh K., Sanuki H., Todoroki J. et al.* Loss Cone Region in Toroidal Helical Systems / National Institute for Fusion Science, Research Report NIFS-13, February 1990, Nagoya, Japan.

Национальный научный
центр “Харьковский
физико-технический институт”
Украина
Национальный
институт физики
Токио, Япония

Поступило в Редакцию
24 февраля 1995 г.

