Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 5, с. 337 – 341 © 2016 г. 10 марта

Функционирование токамака-реактора в режиме радиационно улучшенной моды

Д. Х. Морозов[+*1)], А. А. Маврин[+]

[+]Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия

[*]Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 декабря 2015 г.
После переработки 3 февраля 2016 г.

В статье моделируется работа термоядерного реактора. Модель базируется на экспериментальных результатах, полученных на токамаке TEXTOR-94 и ряде других установок, на которых были достигнуты квазистационарные режимы с высокими временем удержания, плотностью и отсутствием ELM. Самый интересный из таких режимо – так называемая радиационно улучшенная мода (RI-mode) удержания, детально исследованная на установке TEXTOR-94. Одной из важнейших проблем современных токамаков является проблема чрезвычайно высокой тепловой нагрузки на дивертор (или лимитер). Эта проблема сравнительно легко решается в режиме RI-моды. Благодаря тому, что значительная часть тепловой энергии переизлучается примесью, тепловая нагрузка существенно снижается. Вследствие того, что энергетическое время удержания τ_E при высоких плотностях в указанной моде существенно превосходит время, предсказываемое скейлингом ITERH-98P(y,2), зажигание может быть достигнуто в установке, значительно уступающей по размерам установке ИТЭР, при температурах плазмы менее 20 кэВ. Анализируется случай обнаруженного уменьшения деградации времени удержания τ_E с ростом вводимой мощности.

DOI: 10.7868/S0370274X16050027

1. Введение. Результаты, соответствующие высокому времени удержания и высокой плотности плазмы, были получены на установке TEXTOR-94 [1–3]. Аналогичные результаты были получены также на установках ISX-B [4], ASDEX [5], ASDEX-U [6], TFTR [7] и D-IIID [8]. Энергетическое время удержания τ_E при высоких плотностях значительно превышает время удержания согласно скейлингу ITERH-98P(y,2) для H-моды (см. рис. 1).

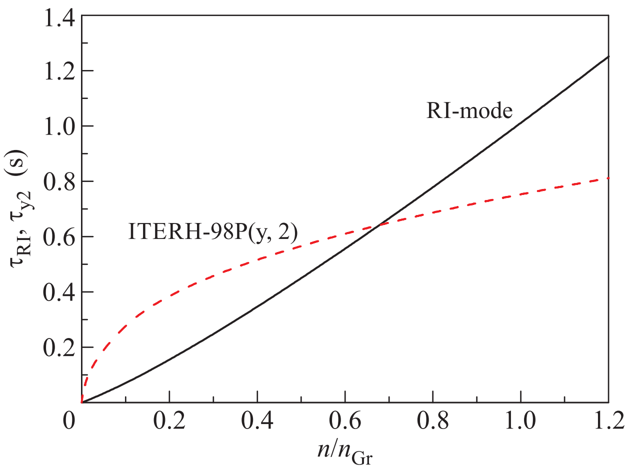

Рис. 1. (Цветной онлайн) Энергетическое время удержания τ_E в зависимости от плотности для радиационно улучшенной моды (сплошная линия) и для скейлинга ITERH-98P(y,2) (штриховая линия)

Тем не менее профиль плотности выглядит как профиль L-моды (см. рис. 1b в работе [3]). Токамак TEXTOR-94 представляет собой установку с круглым сечением и тороидальным лимитером. Дополнительный нагрев обеспечивается с помощью инжекции пучков нейтральных атомов с энергией 50 кэВ, которая комбинируется с нагревом на частоте ионного циклотронного резонанса (ИЦР). Средняя электронная плотность может превосходить предел Гринвальда в 1.2 раза. Переизлученная энергия может достигать 90 %. Более того, в некоторых экспериментах вводимая мощность может переизлучаться полностью (см. рис. 5с в работе [9] и рис. 10 в работе [10]). Токамаки с тяжелой примесью здесь не рассматриваются. Таким образом, тепловая нагрузка на дивертор (или лимитер) окаывается значительно меньше, чем в обычных токамаках, и одна из наиболее важных современных проблем тепловой нагрузки может быть легко решена. Излучение плазмы и стабилизация развития MARFE обеспечиваются напуском нео-

[1)]e-mail: dmitry.morozov.41@mail.ru

на. MARFE может быть стабилизирована в плазме с примесью неона [11], как это имело место в токамаке TEXTOR-94. В работе [12] показано, что неустойчивость на градиенте ионной температуры (ITG-mode) также подавлена.

В настоящей работе рассматривается токамак-реактор, основанный на идеях токамака TEXTOR-94. Эксперименты показывают, что в этом токамаке плазма макроскопически устойчива. Ниже обсуждаются размеры возможного реактора.

2. Анализ теплового равновесия. Тепловое равновесие описывается уравнением

$$-\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\kappa_{\perp}\frac{dT}{dr}\right) = P_{\text{aux}} + P_{\alpha} - P_{\text{lin}} - P_{\text{br}}. \qquad (1)$$

Здесь $\kappa_{\perp}$ – теплопроводность, P_{aux} – удельная мощность дополнительного нагрева, P_{α} – удельная мощность в α-частицах, P_{lin} и P_{br} описывают радиационные потери (линейчатое и тормозное излучение). Электронная и ионная температуры равны, $T_e = T_i = T$. Концентрации дейтерия и трития также предполагаются равными, $n_{\text{D}} = n_{\text{T}} = n/2$.

В энергобаланс не включена мощность, затрачиваемая на поддержание тока. Согласно оценкам, в тепловом равновесии мощность омического нагрева не превышает 1–5 % от термоядерной мощности и ей можно пренебречь. Более того, современные исследования показывают, что магнитная конфигурация может по большей части или даже полностью поддерживаться бутстрэп-током [13]. Бутстрэп-ток пропорционален градиенту давления и поддерживается нейтральной инжекцией, мощность которой включена в расчет. Конечно, эта часть мощности является неустранимой, но в равновесии она пренебрежимо мала по сравнению с термоядерной мощностью.

Наше рассмотрение предполагает, что разряд устойчив по отношению к ITG-моде. Эксперименты на установке TEXTOR-94 показывают, что плотность и температура связаны соотношением (за исключением, может быть, самой крайней периферии) $n \sim \sqrt{T}$ [14, 15]. Это предположение соответствует порогу ITG-моды [16].

В наших расчетах параметры выбраны таким образом, что $\beta_N = \beta_t(aB/I)$ не превышает 2.2, а коэффициент запаса устойчивости на границе q_a больше 3, что соответствует устойчивости разряда по отношению к винтовым и баллонным модам.

Мощность термоядерного нагрева имеет вид

$$P_{\alpha} = \frac{n^2}{4}\langle\sigma\nu\rangle E_{\alpha}. \qquad (2)$$

Здесь $E_{\alpha} = 3.52$ МэВ – энергия альфа-частицы, а треугольные скобки обозначают усреднение величины по скоростям. Скорость D–T-реакции может быть представлена в виде [17]

$$\langle\sigma\nu\rangle\,[\text{м}^3\text{c}^{-1}] = \frac{3.7\cdot 10^{-18}}{H(T_{\text{keV}})\cdot T_{\text{keV}}^{2/3}}\exp(-20T_{\text{keV}}^{-1/3}),$$
$$H(T_{\text{keV}}) = \frac{T_{\text{keV}}}{37} + \frac{5.45}{3 + T_{\text{keV}}(1 + T_{\text{keV}}/37.5)^{2.8}}. \qquad (3)$$

Тормозное излучение дается выражением из [18]:

$$P_{\text{br}}\,[\text{МВт м}^{-3}] = 5.35\cdot 10^{-43} n^2 Z_{\text{eff}}\sqrt{T_{\text{keV}}}. \qquad (4)$$

Здесь плотность плазмы n имеет размерность м$^{-3}$. Это излучение сосредоточено вблизи оси разряда. Так как при полученных ниже температурах оно незначительно, им можно пренебречь.

В нульмерном приближении баланс тепла можно представить в следующем виде:

$$\frac{9\bar{n}\bar{T}}{2\tau_E} = \bar{P}_{\text{aux}} + \bar{P}_{\alpha}. \qquad (5)$$

Здесь $\bar{P}_{\text{aux}}$ и $\bar{P}_{\alpha}$ – мощность дополнительного нагрева и мощность, выделяемая в α-частицах, а черта над буквой означает усреднение по объему. Принято, что $n(x) = n_0(1 - x^2)$, $T(x) = T_0(1 - x^2)^2$, $x = r/a$. Тогда $\bar{n} = n_0/2$, $\bar{T} = T_0/3$, а среднее значение от произведения n и T равно 3/2 от произведения средних.

В качестве τ_E мы используем скейлинг для RI-моды, полученный на токамаке TEXTOR-94 [19]:

$$\tau_E = \tau_{\text{RI}} = 0.0113\bar{n}^{1.17} I_p^{0.06} R^{1.9} a^{1.89} A_i^{0.41} B_t^{0.32} P_{\text{tot}}^{-0.67}. \qquad (6)$$

Здесь $P_{\text{tot}} = (\bar{P}_{\text{aux}} + \bar{P}_{\alpha})V_0$, тороидальный ток в плазме I_p измеряется в МА, большой радиус R и малый радиус a токамака – в м, $V_0 = 2\pi^2 Ra^2$ – объем плазмы, $A_i = 2.5$ – средняя масса иона.

Излучение легких примесей, таких, как углерод или неон, сосредоточено в низкотемпературной области и на реакцию синтеза практически не влияет. Его влияние сводится лишь к охлаждению периферии и формально может быть учтено с помощью эффективного уменьшения малого радиуса токамака. Расчеты показывают, что это уменьшение не должно превышать 20 %. В нулевом приближении мы пренебрегаем данным эффектом.

На рис. 2 представлено решение уравнения (5) для следующих параметров реактора, соответствующих размерам токамака JET: $a = 1$ м, $R = 3$ м, $B_t = 9$ Т, $I_p = 5$ МА, $P_{\text{aux}} = 1$ МВт, $n_0 = 28\cdot 10^{19}$ м$^{-3}$, $T_0 = 11.7$ кэВ, где n_0 и T_0 – плотность и температура на оси. Для наглядности на рис. 2 приведены зависимости величин $P_{\text{in}} \sim \tau_E(\bar{P}_{\text{aux}} + \bar{P}_{\alpha})$ и $P_{\text{out}} \sim T_0$ (соответственно правая и левая части уравнения (5))

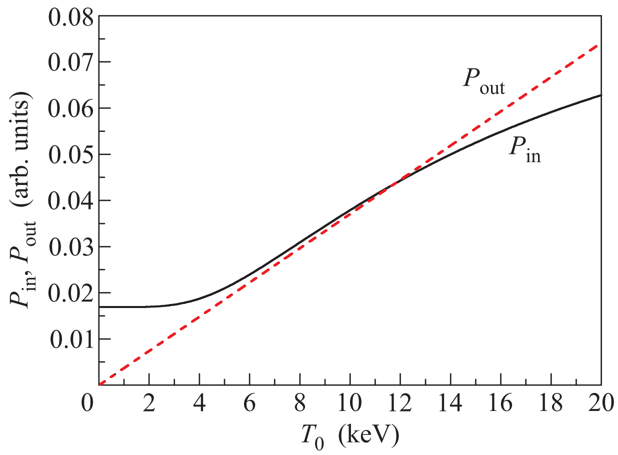

Рис. 2. (Цветной онлайн) Графическое решение уравнения (5) в виде зависимостей $P_{\rm in} \sim (\bar{P}_{\rm aux} + \bar{P}_{\alpha})^{0.33}$ и $P_{\rm out} \sim T_0$ от температуры на оси T_0 (см. текст). Случай ненулевой мощности дополнительного нагрева $P_{\rm aux}$

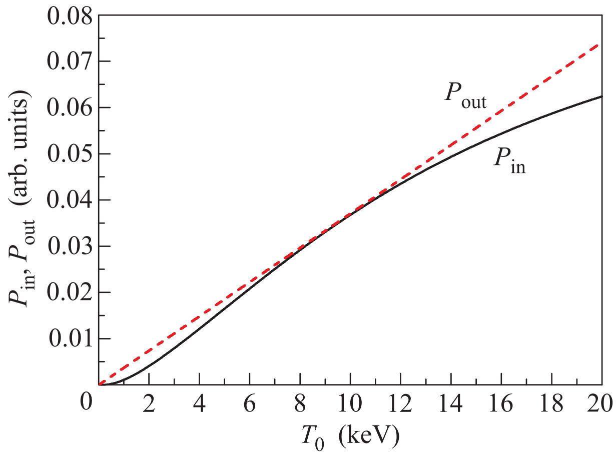

Рис. 3. (Цветной онлайн) То же, что и на рис. 2, но при нулевой мощности дополнительного нагрева $P_{\rm aux}$

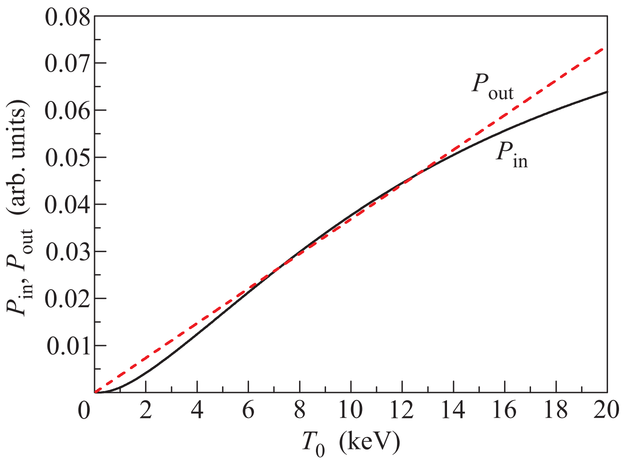

Рис. 4. (Цветной онлайн) То же, что и на рис. 3, но при чуть более высокой плотности на оси n_0

от температуры на оси T_0 при фиксированной плотности.

Из рисунка видно, что тепловое равновесие, соответствующее пересечению кривых, является устойчивым. Действительно, при росте температуры потери растут быстрее выделения термоядерной энергии. При уменьшении температуры имеет место обратное соотношение. Решение также удовлетворяет условию $\bar{n}/n_{\rm Gr} = 1.17 < 1.2$, т.е. плотность не достигает критического значения, достигнутого в экспериментах на установке TEXTOR-94, а также на ряде других токамаков. Выполняется также условие устойчивости по отношению к винтовым и баллонным модам, $\beta_N = 1.45 < 2.2$, где β_N – нормализованный параметр β_t. Выделяемая термоядерная мощность составляет 82 МВт.

Уменьшение мощности дополнительного нагрева переводит установку в режим, когда вводимая мощность (с точностью до малой омической мощности) обращается в нуль (см. рис. 3). Выделяемая термоядерная мощность при этом составляет 45 МВт. Однако равновесие, показанное на рис. 3, неустойчиво. Действительно, при уменьшении температуры ниже температуры, соответствующей точке касания, нагрев падает, а потери растут, что приводит к дальнейшему падению температуры.

Рассмотрим теперь ситуацию, изображенную на рис. 4. В этом случае плотность на оси оказывается чуть выше и составляет $n_0 = 29 \cdot 10^{19}$ м$^{-3}$. Равновесие при $T_0 = 12.5$ кэВ является устойчивым, а мощность дополнительного нагрева, как и на рис. 3, равна нулю. При этом $\bar{n} = 1.21 n_{\rm Gr}$, $\beta_N = 1.45$, а выделяемая термоядерная мощность $P_{\rm fus} = 105$ МВт. Возможен адиабатический переход от равновесия, показанного на рис. 2 к равновесию рис. 4.

В последних экспериментах на установке JET наблюдалась значительно более слабая деградация времени удержания с вводимой мощностью, $\tau_E \sim P_{\rm tot}^{-0.5}$, и даже $\tau_E \sim P_{\rm tot}^{-0.25}$ [20]. В этом случае тип теплового равновесия существенно меняется. Если $\tau_E \sim P_{\rm tot}^{-\alpha}$ и $\alpha < 0.5$, то функция $(P_{\rm aux} + P_{\alpha})^{1-\alpha}$ растет значительно быстрее и вместо рис. 2 мы имеем рис. 5. Конечно, нужно понимать, что рис. 5 носит чисто иллюстративный характер.

Кривые *1* и *2* на рис. 5 соответствуют различной вводимой мощности. Линия *3* отвечает энергетическим потерям. Равновесие в точке B является неустойчивым и может быть стабилизировано системой обратных связей. Переход к нему может быть

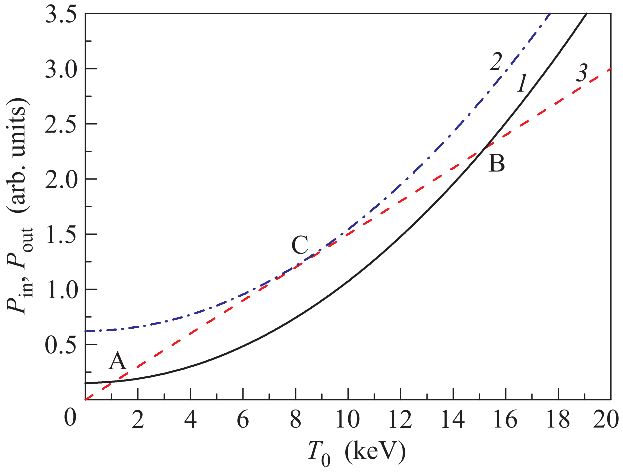

Рис. 5. (Цветной онлайн) Решение уравнения (5) для случая, когда $\tau_E \sim P_{\rm tot}^{-\alpha}$ и $\alpha < 0.5$. Кривые *1* и *2* соответствуют различной вводимой мощности. Линия *3* отвечает энергетическим потерям

произведен через состояние, соответствующее точке C, как это предложено в работе [21].

3. Заключение. В статье рассмотрена модель токамака-реактора, основанная на режимах с RI-модой, обнаруженной в 90-х годах прошлого века. Мода характеризуется высокой плотностью и высоким уровнем излучения примесей с периферии. Анализ показывает, что большое отношение термоядерной мощности к мощности дополнительного нагрева Q или даже зажигание может быть достигнуто в RI-моде в токамаке, сравнимом по размеру с установками JET или JT-60SA. Возможно его функционирование при сравнительно низкой центральной температуре. Высокая доля переизлученной мощности обеспечивает сравнительно низкую тепловую нагрузку на дивертор (или лимитер). Таким образом, может быть успешно решена одна из наиболее важных проблем современного ядерного синтеза.

1. U. Samm, G. Bertschinger, P. Bogen, J. D. Hey, E. Hintz, L. Könen, Y. T. Lie, A. Pospieszczyk, D. Rusbüldt, R. P. Schorn, B. Schweer, M. Tokar', and B. Unterberg, Plasma Phys. Control. Fusion **35**, B167 (1993).
2. J. Ongena, A. M. Messiaen, M. Tokar', U. Samm, B. Unterberg, N. Schoon, P. Dumortier, H. G. Esser, F. Durodie, H. Euringer, G. Fuchs, E. Hintz, F. Hoenen, R. Koch, L. Könen, A. Krämer-Flecken, A. Pospieszczyk, B. Schweer, H. Soltwisch, G. Telesca, P. E. Vandenplas, R. van Nieuwenhove, G. van Oost, G. van Wassenhove, R. R. Weynants, G. Waidmann, J. Winter, and G. H. Wolf, Phys. Scri. **52**, 449 (1995).
3. A. M. Messiaen, J. Ongena, U. Samm, B. Unterberg, G. Van Wassenhove, F. Durodie, R. Jaspers, M. Tokar', P. E. Vandenplas, G. Van Oost, J. Winter, G. H. Wolf, G. Bertschinger, G. Bonheure, P. Dumortier, H. Euringer, K. H. Finken, G. Fuchs, B. Giesen, R. Koch, L. Könen, C. Königs, H. R. Koslowski, A. Krämer-Flecken, A. Lyssoivan, G. Mank, J. Rapp, N. Schoon, G. Telesca, R. Uhlemann, M. Vervier, G. Waidmann, and R. R. Weynants, Phys. Rev. Lett. **77**, 2487 (1996).
4. E. A. Lazarus, J. D. Bell, C. E. Bush, A. Carnevali, J. L. Dunlap, P. H. Edmonds, L. C. Emerson, O. C. Eldridge, W. L. Gardner, H. C. Howe, D. P. Hutchinson, R. R. Kindsfather, R. C. Isler, R. A. Langley, C. H. Ma, P. K. Mioduszewski, M. Murakami, L. E. Murray, G. H. Neilson, V. K. Paré, S. D. Scott, D. J. Sigmar, J. E. Simpkins, K. A. Stewart, C. E. Thomas, R. M. Wieland, J. B. Wilgen, A. L. Wintenberg, W. R. Wing, and A. J. Wootton, J. Nucl. Mater. **121**, 61 (1984).
5. M. Bessenroth-Weberpals, K. McCormick, F. X. Söldner, F. Wagner, H. S. Bosch, O. Gehre, E. R. Müller, H. D. Murmann, J. Neuhauser, W. Poschenrieder, K.-H. Steuer, N. Tsois and ASDEX Team, Nucl. Fusion **31**, 155 (1991).
6. J. Neuhauser, M. Alexander, G. Becker, H. S. Bosch, K. Buchl, D. Coster, R. Dux, A. Field, S. Fiedler, Ch. Fuchs, O. Gehre, O. Gruber, G. Haas, A. Herrmann, S. Hirsch, A. Kallenbach, M. Kaufmann, K. Lackner, G. Lieder, K.-F. Mast, V. Mertens, H. Murmann, B. Napiontek, R. Neu, F. Ryter, H. Salzmann, R. Schneider, J. Schweinzer, M. Sokoll, K. H. Steuer, J. Stober, W. Suttrop, M. Weinlich, U. Wenzel, H-P. Zehrfeld, H. Zohm, M. Albrecht, K. Asmussen, K. Behler, K. Behringer, M. Bessenrodt-Weberpals, M. Brambilla, A. Carlson, R. Chodura, L. Cupido, H. J. DeBlank, S. De Pena Hempel, S. Deschka, C. Dorn, R. Drube, W. Engelhardt, H.-U. Fahrbach, H.-U. Feist, G. Fieg, G. Fussmann, C. Garcia-Rosales, J. Gernhardt, W. Herrmann, P. Ignacz, B. Juttner, W. Junker, T. Kass, W. Koppendorfer, H. Kollotzek, K. Krieger, B. Kurzan, P. Lang, R. Lang, M. Laux, M. E. Manso, M. Maraschek, P. McCarthy, D. Meisel, R. Merkel, D. Naujoks, G. Neu, M. Niethammer, J.-M. Noterdaeme, G. Pautasso, C. S. Pitcher, W. Poschenrieder, G. Raupp, H. Rohr, J. Roth, W. Sandmann, H. B. Schilling, M. Schittenhelm, H. Schneider, W. Schneider, K. Schonmann, G. Schramm, U. Seidel, F. Serra, A. Silva, E. Speth, A. Stabler, B. Streibl, W. Treutterer, M. Troppmann, M. Ulrich, P. Varela, O. Vollmer, H. Wedler, F. Wesner, W. P. West, R. Wunderlich, D. Zasche, and T. Zehetbauer, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, A37 (1995).
7. K. W. Hill, S. D. Scott, M. Bell, R. Budny, C. E. Bush, R. E. H. Clark, B. Denne-Hinnov, D. R. Ernst,

G. W. Hammett, D. R. Mikkelsen, D. Mueller, J. Ongena, H. K. Park, A. T. Ramsey, E. J. Synakowski, G. Taylor, M. C. Zarnstorff, and the TFTR Group1, Phys. Plasmas **6**, 877 (1999).
8. G. L. Jackson, M. Murakami, G. M. Staebler, M. R. Wade, A. M. Messiaen, J. Ongena, B. Unterberg, J. A. Boedo, T. E. Evans, A. W. Hyatt, R. J. LaHaye, C. J. Lasnier, A. W. Leonard, G. W. McKee, R. Maingi, R. A. Moyer, T. W. Petrie, and W. P. West, J. Nucl. Mater. **266–269**, 380 (1999).
9. K. Borrass, D. J. Campbell, S. Clement, and G. C. Vlases, Nucl. Fusion **33**, 63 (1993).
10. J. Rapp, P. C. De Vries, F. C. Schüller, M. Z. Tokar', W. Biel, R. Jaspers, H. .R. Koslowski, A. Krämer-Flecken, A. Kreter, M. Lehnen, A. Pospieszczyk, D. Reiser, U. Samm, and G. Sergienko, Nucl. Fusion **39**, 765 (1999).
11. A. A. Pshenov and D. Kh. Morozov, Contrib. Plasma Phys. **50**, 380 (2010).
12. M. Z. Tokar, J. Ongena, B. Unterberg, and R. R. Weynants, Phys. Rev. Lett. **84**, 895 (2000).
13. Y. Takase, S. Ide, Y. Kamada, H. Kubo, O. Mitarai, H. Nuga, Y. Sakamoto, T. Suzuki, H. Takenaga, and the JT-60 Team, *21th Fusion Energy Conference (2006)*, Chengdu, China (2006), p. EX/1.
14. B. B. Kadomtsev, Plasma Phys. Control. Fusion **34**, 1931 (1992).
15. M. Psimopoulos, Phys. Lett. A **162**, 182 (1992).
16. B. B. Kadomtsev and O. P. Pogutse, *Reviews of Plasma Physics*, Consultants Bureau, N.Y. (1970), v. 5, p. 249.
17. T. Takizuka and M. Yamagiwa, *Reactivity for DT Plasma with Beam-induced Tail in Magnetic Confinement System*, JAEARI-M87-066 (1987).
18. J. Wesson, *Tokamaks*, 3rd ed., Clarendon Press, Oxford (2004), p. 347.
19. A. M. Messiaen, J. Ongena, B. Unterberg, P. E. Vandenplas, G. Van Wassenhove, R. R. Weynants, and G. Bonheure, Comm. Plasma Phys. Control. Fusion **18**, 221 (1997).
20. C. D. Challis, J. Garcia, M. Beurskens, P. Buratti, E. Delabie, P. Drewelow, L. Frassinetti, C. Giroud, N. Hawkes, J. Hobirk, E. Joffrin, D. Keeling, D. B. King, C. F. Maggi, J. Mailloux, C. Marchetto, D. McDonald, I. Nunes, G. Pucella, S. Saarelma, J. Simpson, and JET Contributors, Nucl. Fusion **55**, 053031 (2015).
21. V. Fuchs, M. M. Shoucri, G. Thibaudeau, L. Harten, and A. Bers, IEEE Trans. Plasma Sci. **11**, 4 (1983).