

УДК 533.9; 621.039.6

Режимы комбинированного нагрева в источнике термоядерных нейтронов

*Яцухно Д.С., студент
Россия, 105005, г. Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана,
кафедра «Теплофизика»*

*Научный руководитель: Чирков А.Ю., д.ф.-м.н., профессор
Россия, 105005, г. Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана,
кафедра «Теплофизика»
chirkov@bmstu.ru*

1. Введение

Актуальным направлением термоядерной энергетики является разработка источника термоядерных нейтронов для гибридного реактора типа «синтез–деление» [1]. Для данной системы коэффициент усиления мощности в плазме $Q \approx 1$ (возможно, даже меньше). В качестве прототипов такого нейтронного источника могут послужить уже существующие магнитные ловушки для удержания плазмы [2, 3]. Причем, необходимые условия могут быть реализованы не только в классических токамаках, но и в более простых альтернативных конфигурациях, таких, как открытая ловушка, обращенная магнитная конфигурация и другие [4–6]. Альтернативные конфигурации, допускающие удержание плазмы высокого давления (отношение давления плазмы к магнитному давлению $\beta \sim 1$), включают также и сферические токамаки [7]. Так как объемная плотность термоядерного энерговыделения возрастает как β в четвертой степени, то нейтронный источник на основе таких систем может быть одновременно компактным и мощным. Дополнительное увеличение скорости термоядерной реакции возможно при наличии в плазме значительной популяции быстрых ионов. При $Q \approx 1$ такие условия реализуются за счет мощного нагрева инжекцией в плазму быстрых атомов [8].

При правильно подобранном соотношении энергии инжектируемых частиц, плотности плазмы и траектории ввода пучка практически все атомы ионизируются в плазме и сравнительно равномерно прогревают плазменный шнур. Эксперименты по инжекционному нагреву плазмы в токамаке TFTR продемонстрировали как эффект

увеличения скорости термоядерной реакции, так и хорошее согласие их удержания и замедления с классической теорией кулоновских столкновений [9, 10]. Кинетика образующихся быстрых ионов описывается уравнением Фоккера–Планка, для которого известны приближенные решения [11, 12].

Так как время замедления увеличивается с температурой, то для увеличения популяции быстрых частиц желательно организовать насколько возможно быстрый нагрев плазмы. В настоящей работе рассматриваются условия, близкие к тем, что могут быть реализованы в сегодняшних экспериментальных установках. Для современного уровня экспериментов характерно сочетание различных методов нагрева, а также ограничения по мощности и времени рабочего импульса. Поэтому мы анализируем возможности инжекционного нагрева в сочетании с электронным циклотронным резонансным (ЭЦР) нагревом в условиях ограниченных суммарной мощности и времени работы систем нагрева.

2. Энергетический баланс плазмы

Рассмотрим баланс мощностей в объеме плазмы 1 м^3 . В простейшем случае уравнение баланса имеет вид:

$$\frac{dW_{th}}{dt} = P_{inj} + P_{ECR} + P_{\alpha} - P_{rad} - \frac{W_{th}}{\tau_E}, \quad (1)$$

где $W_{th} = \frac{3}{2}(n_{i,th}k_B T_i + n_e k_B T_e)$ – энергия тепловых компонентов, k_B – постоянная Больцмана, n_e – концентрация электронов, P_{inj} – поглощенная мощность инжекции, P_{ECR} – поглощенная мощность ЭЦР-нагрева, P_{α} – мощность, выделяемая с альфа-частицами, P_{rad} – мощность потерь на излучение.

Температуру тепловых ионов в первом приближении можно считать примерно равной температуре электронов $T_i \approx T_e$, так как термализация быстрых ионов происходит в результате столкновений с электронами. При этом во время работы инжекторов содержание быстрых частиц сравнимо с содержанием тепловых. Примем, что максимально достижимая доля быстрых частиц при нагреве только инжекцией составляет $\xi_f = n_{i,f}/n_i \approx 0,5$, где $n_{i,f}$ – концентрация быстрых ионов, $n_i = n_{i,th} + n_{i,f}$ – суммарная концентрация ионов, $n_{i,th}$ – концентрация тепловых ионов. Для расчета скорости реакции используем приближенное решение уравнения Фоккера–Планка для быстрых ионов [2, 12].

Так как $Q \approx 1$, то мощностью P_{α} в (1) можно пренебречь по сравнению с мощностью внешнего нагрева. При $T_e \approx 5 \text{ кэВ}$ можно также пренебречь потерями на

излучение P_{rad} . Тогда в стационарном режиме

$$P_{inj} + P_{ECR} \approx \frac{\frac{3}{2}(n_{i,th} + n_e)k_B T_e}{\tau_E}.$$

Коэффициент усиления мощности в плазме в стационарном режиме равен

$$Q = \frac{P_{fus}}{P_{inj} + P_{ECR}}.$$

В нестационарном режиме используем коэффициент усиления энергии

$$Q(t) = \frac{\int_0^t P_{fus} dt}{\int_0^t (P_{inj} + P_{ECR}) dt}.$$

При расчете термоядерной мощности P_{fus} учитывается, что функции распределения компонентов топлива не являются максвелловскими. Для скорости реакции тепловых (максвелловских) компонентов используются соответствующие выражения для максвелловской плазмы. Скорости реакций быстрых частиц с тепловыми и быстрых с быстрыми рассчитываются по функциям распределения [2, 12], которые являются решениями кинетического уравнения Фоккера–Планка.

Объемная плотность источника быстрых частиц равна $n_{i,f} / \tau_f$, мощность инжекции составляет $P_{inj} \approx \sum_i \frac{n_{i,f} E_0}{\tau_f}$, где E_0 и τ_f – энергия инжекции и время замедления частиц сорта i . Режимы с $n_{i,f} \approx n_{i,th}$ реализуются, если время удержания тепловых частиц примерно равно τ_f .

Нашей задаче соответствует случай с относительно плохим удержанием тепловых компонентов и хорошим удержанием быстрых частиц. При этом время удержания энергии тепловых компонентов $\tau_E \gtrsim \tau_f$. Величина τ_E определяется скейлингом удержания энергии для ловушки конкретного типа. С другой стороны, требуемое значение τ_E определяется из уравнения баланса энергии. При этом произведение плотности плазмы на время удержания является функцией только температуры и представляет собой параметр Лоусона $n\tau$, где n – суммарная концентрация всех компонентов плазмы (ионов и электронов), $\tau = \tau_E$ – требуемое время удержания энергии тепловых компонентов.

Термоядерные режимы с инжекционным нагревом рассмотрены в [3]. Было показано, что коэффициент усиления $Q = P_{fus}/P_{inj}$ максимален при отношении энергий

инжекции трития и дейтерия равном отношению масс, т.е. при $E_{0T} = 1,5E_{0D}$. Для рабочих температур $T_e \approx 5$ кэВ оптимальные значения энергии инжекции $E_0 = E_{0D} = 150\text{--}180$ кэВ.

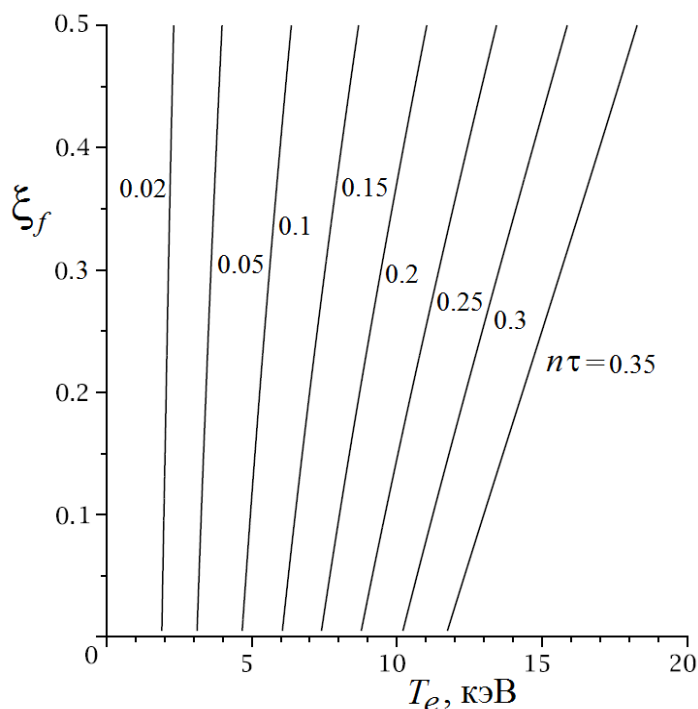


Рис. 1. Линии уровня параметра Лоусона как функции доли быстрых частиц и температуры. Параметр Лоусона приведен в единицах $10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$

3. Результаты расчетов

При заданном соотношении $\xi_f = n_{i,f}/n_i$ плазменный коэффициент усиления зависит от температуры T_e и энергии инжекции E_0 . Примем значения E_0 соответствующие максимальному Q ($E_0 = 150\text{--}180$ кэВ). В режимах с долей быстрых компонент ниже предельного значения $\xi_f = 0,5$ снижение мощности инжекции компенсируется ЭЦР-нагревом так, что суммарная мощность нагрева $P_{inj} + P_{ECR}$ при заданной температуре остается неизменной. Приблизительно можно принять, что доля инжекционного нагрева $K_{inj} = P_{inj}/(P_{inj} + P_{ECR})$ пропорциональна ξ_f и достигает единицы при $\xi_f = 0,5$. Расчеты показывают, что в режимах с низкими $Q \sim 0,1$ снижение в несколько раз доли быстрых компонент и доли инжекционного нагрева практически не изменяет значений температуры и Q . При значениях параметра Лоусона, соответствующих $T_e < 5$ кэВ и $Q < 1$, температура относительно слабо зависит от доли быстрых компонент, что демонстрируют результаты, приведенные на рис. 1.

Рассмотрим нестационарные режимы с различными комбинациями способов

нагрева. Для простоты полагаем, что объем плазмы равен 1 м^3 , то есть рассматриваем объемные плотности нагрева. Примем мощности нагрева $P_{inj} = 1 \text{ МВт}$, $P_{ECR} = 1 \text{ МВт}$. В соответствии с параметром Лоусона при $n = 10^{19} \text{ м}^{-3}$ примем время удержания энергии тепловых компонентов $\tau_E = 0,3 \text{ с}$.

Результаты расчетов приведены на рис. 2–6. В первом режиме (рис. 2), обозначенном как «NBI», используется только инжекция (Neutral Beam Injection). Во втором режиме «NBI – ECR» (рис. 3) первая половина рабочего импульса приходится на инжекцию, вторая на ЭЦР-нагрев (ECR – Electron Cyclotron Resonance). После окончания инжекции доля быстрых частиц падает, и скорость реакции также падает, что приводит к снижению коэффициента усиления $Q(t)$. Поэтому использование ЭЦР-нагрева после инжекции неэффективно. Напротив, предварительный ЭЦР-нагрев плазмы (рис. 4–6) позволяет быстро поднять температуру плазмы, что благоприятно для дальнейшей стадии инжекционного нагрева, так как время замедления быстрых ионов растет с температурой. Длительность ЭЦР-нагрева следует сократить до времени насыщения температуры. Режим, в котором ЭЦР-нагрев не отключается (рис. 6) также весьма эффективен.

Отметим, что при инжекционном нагреве достигаются более высокие температуры, чем при ЭЦР-нагреве. Это происходит из-за относительно плохого удержания энергии тепловых компонентов в рассматриваемых режимах. При инжекционном нагреве доля быстрых частиц высока, следовательно, потери энергии с тепловыми частицами меньше, чем в случае плазмы, содержащей только тепловые компоненты.

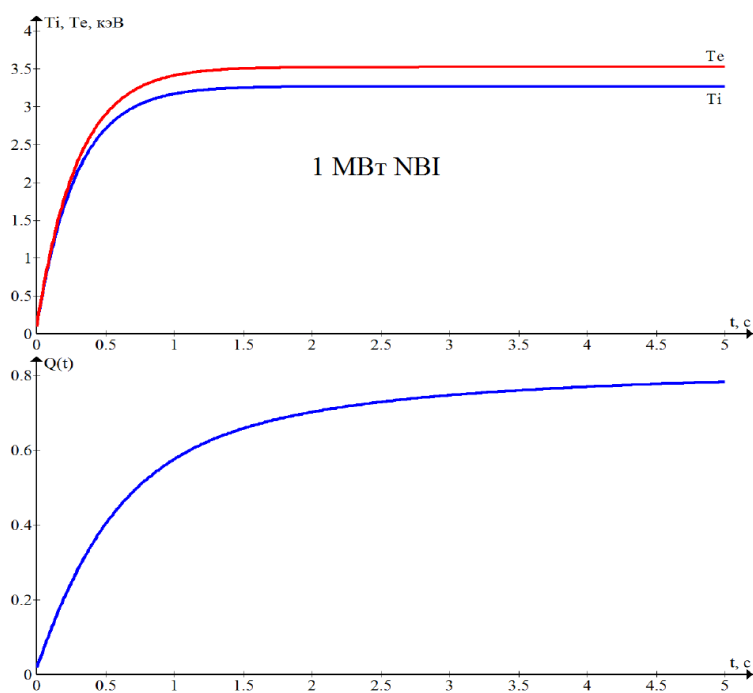


Рис. 2. Динамика электронной и ионной температур и коэффициент усиления мощности в режиме «NBI»

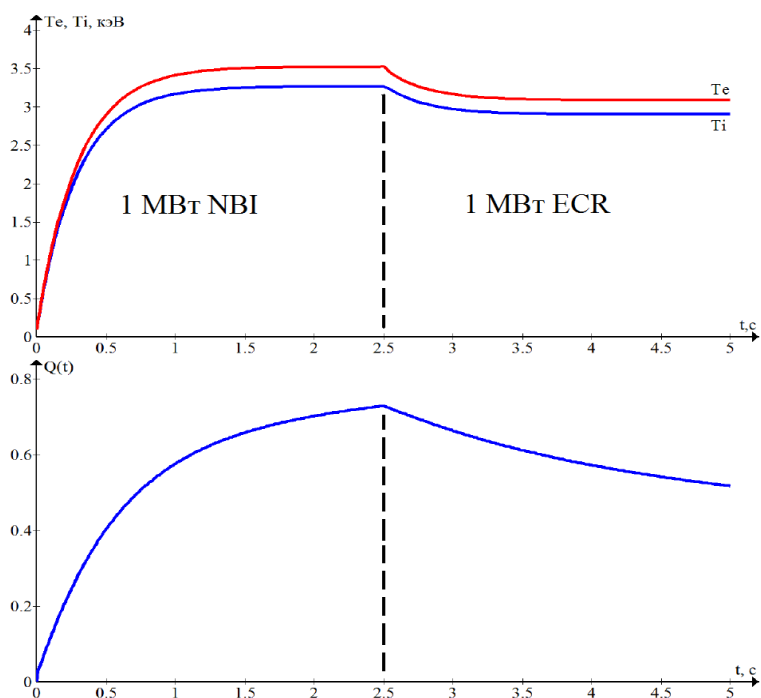


Рис. 3. Динамика электронной и ионной температур и коэффициент усиления мощности в режиме «NBI – ECR»

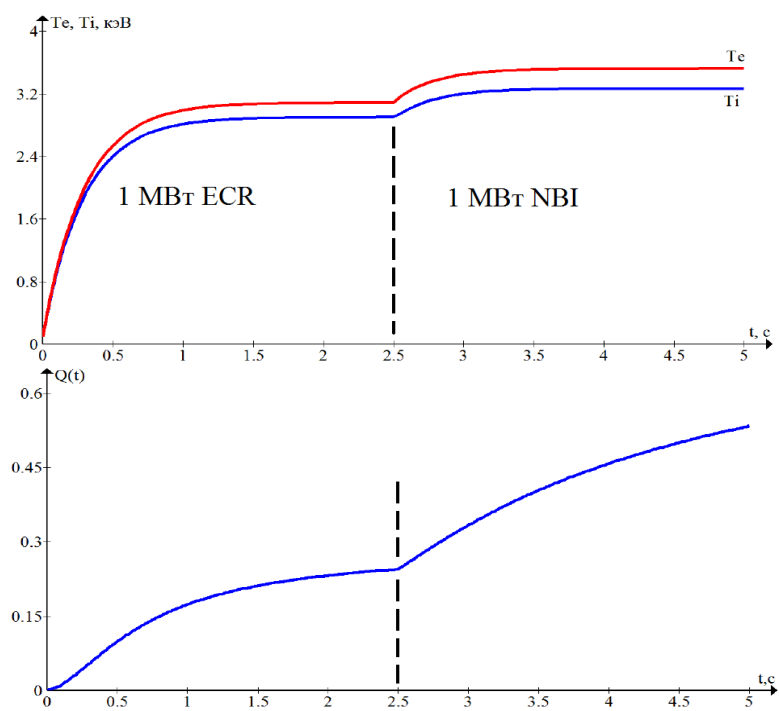


Рис. 4. Динамика электронной и ионной температур и коэффициент усиления мощности в режиме «ECR – NBI»

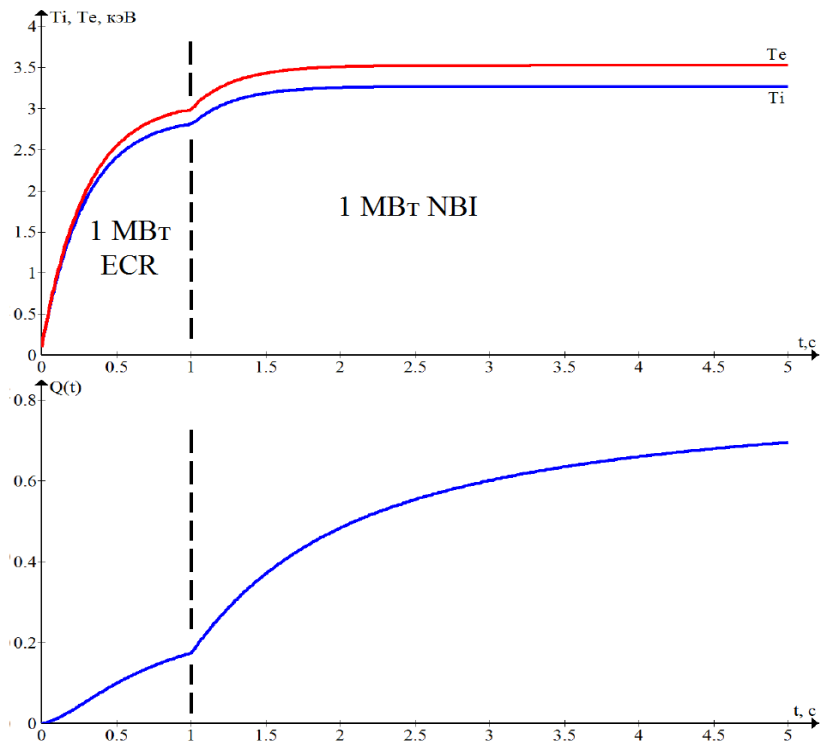


Рис. 5. Динамика электронной и ионной температур и коэффициент усиления мощности в режиме «короткий ECR – длинный NBI»

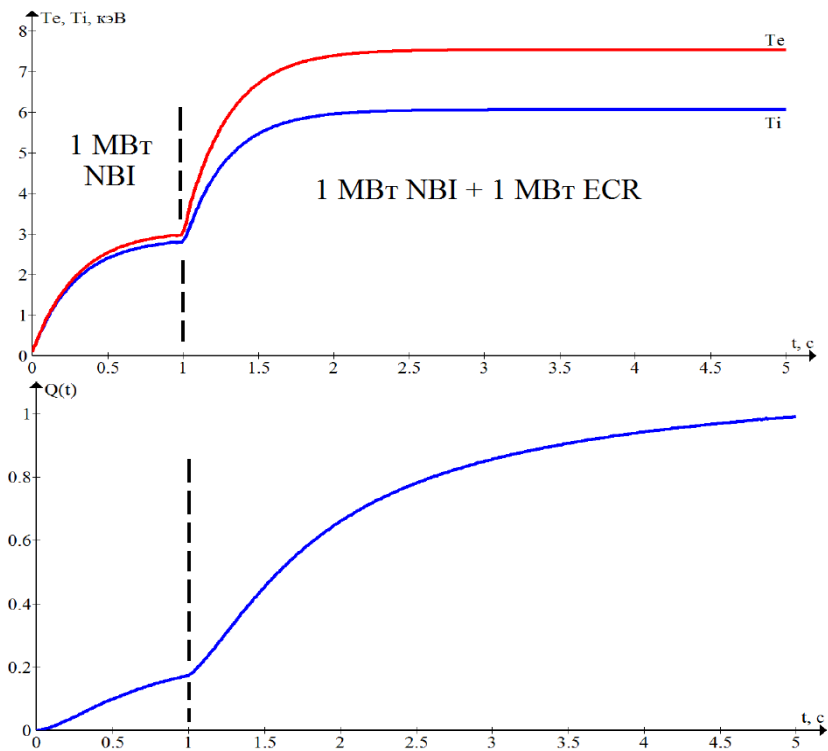


Рис. 6. Динамика электронной и ионной температур и коэффициент усиления мощности в режиме «короткий ECR – (ECR+NBI)»

Заключение

В настоящем исследовании было показано влияние величины доли быстрых ионов на конечные температуры частиц и коэффициент усиления энергии. Заметим также, что важным параметром, определяющим эффективность режима нагрева, является время удержания плазмы. Анализ продемонстрировал эффективность комбинированного нагрева. Рассмотренные режимы с ЭЦР-нагревом практически не уступают режиму с чисто инжекционным нагревом.

Список литературы

1. Moir R.W., Manheimer W. The fusion hybrid as a key to sustainable development (Chapter 14) // Lecture Notes in Energy. 2013. V. 19. P. 699–472.
2. Чирков А.Ю. Энергетическая эффективность альтернативных термоядерных систем с магнитным удержанием плазмы // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4. С. 1050–1059.
3. Chirkov A.Yu. Optimal parameters of fusion neutron sources with powerful injection heating // J. Fusion Energy. 2014. Available at: <http://link.springer.com/article/10.1007/s10894-014-9835-x>, accessed 15.04.2015.
4. Хвесьюк В.И., Чирков А.Ю. Параметры реактора с обращенным магнитным полем в режиме низкочастотных аномальных потерь // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2000. Вып. 3. С. 17–27.
5. Чирков А.Ю. О возможной концепции токамака-реактора с альтернативным термоядерным циклом $D-^3He$ // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2001. Вып. 2. С. 37–43.
6. Чирков А.Ю. Оценка параметров плазмы в $D-^3He$ -реакторе на основе обращенной магнитной конфигурации // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2006. Вып. 4. С. 57–67.
7. Чирков А.Ю. Малорадиоактивный термоядерный реактор на основе сферического токамака с сильным магнитным полем // Наука и образование МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2011. № 3. Режим доступа: <http://technomag.edu.ru/doc/167577.html> (дата обращения 15.04.2015)
8. Чирков А.Ю., Волков А.С. Выход нейтронов из плазмы токамака с инъекцией нейтральных пучков // Наука и Образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн.

2015. № 4. Режим доступа: <http://technomag.bmstu.ru/doc/765734.html> (дата обращения: 27.04.2015)
9. Strachan J.D., Batha S., Beer M., et al. TFTR DT experiments // Plasma Phys. Control. Fusion. 1997. V. 39. P. B103–B114.
 10. Hawryluk R.J., Batha S., Blanchard W., et al. Fusion plasma experiments on TFTR: A 20 year retrospective // Phys. Plasmas. V. 1998. V. 5. P. 1577–1589.
 11. Чирков А.Ю., Хвесьюк В.И. К расчету функций распределения высокоэнергетичных ионов по скоростям // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2003. Вып. 1. С. 55–65.
 12. Чирков А.Ю. Численное решение уравнения Фоккера–Планка для моделирования модифицированных газодинамических режимов плазмы в магнитной ловушке с нагревом интенсивными атомарными пучками // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2011. Т. 11. Режим доступа: http://chemphys.edu.ru/media/files/2011-02-01-029_Chirkov.pdf (дата обращения: 05.04.2015).