Подавление винтовой гидромагнитной неустойчивости плазменного шнура с током системами обратных связей

В. В. АРСЕНИН

УДК 533.9.51.8

Тороидальный плазменный шнур с продольным током, как известно, может быть неустойчив относительно винтовых возмущений $\exp(im\theta - in\varphi)$, где угол θ отсчитывается по малому обходу тора; φ — по большому; m и n — целые числа. Эти колебания подавляются наложением достаточно сильного продольного магнитного поля $B_{\parallel}$. В таком случае для стабилизации возмущений, локализованных внутри шнура, по-видимому, достаточно, чтобы всюду в плазме

$$q \equiv \frac{rP_{\parallel}}{RB_I(r)} > 1, \qquad (1)$$

где R — большой радиус тора; r — расстояние от круговой оси; B_I — поле тока [1]. Подавление крупномасштабных колебаний типа поверхностных волн требует, вообще говоря, большего продольного поля. Например, для стабилизации шнура с равномерно распределенным по сечению током (грубая модель токамака) необходимо

$$q > |m|. \qquad (2)$$

Число неустойчивых мод m, n зависит от распределения тока по сечению шнура [2]. В экспериментах на токамаке [3] наблюдались моды до $m = 6$. Реальную опасность для удержания представляют, по-видимому, волны с $m \leqslant 3$, так что согласно (2) требуется $q \geqslant 3$.

Величина $B_{\parallel}$ не может быть сколь угодно большой (разумные значения для современных установок — несколько десятков килогаусс). Поэтому условие (2) — критерий Крускала — Шафранова — накладывает довольно жесткое ограничение на ток, а вместе с ним (поскольку ток выполняет и функцию нагрева плазмы) и на температуру плазмы. Подавление винтовых мод системами обратных связей позволило бы увеличить ток и, по-видимому, нагрев в шнуре.

Поскольку требуется подавить небольшое число мод, и притом длинноволновых, можно использовать метод обратных связей, заключающийся в управлении магнитным полем вне плазмы. Впервые эта возможность применительно к шнуру со скинированным током обсуждалась в работе [4]. Предполагалось токами во внешних проводниках создавать у поверхности плазмы при $r = a$ дополнительное, пропорциональное смещению границы магнитное давление, которое должно вернуть границу к положению равновесия. Коэффициент пропорциональности между смещением и дополнительным давлением принимается не зависящим от пространственной структуры возмущения. Можно показать, что для этого токи j в стабилизирующих проводниках должны быть пропорциональны $[m - nq(a)]^{-1}$ *. Такую зависимость трудно реализовать, так как $q(a)$ меняется в процессе разряда. Наиболее проста для реализации, по-видимому, зависимость $j \sim (m - nq)$, получающаяся при пропорциональности стабилизирующего тока возмущению магнитного поля у поверхности плазмы [6]. Такая система, эквивалентная приближению к плазме металлического кожуха, оказывается достаточной для подавления или существенного уменьшения инкремента колебаний шнура с различными распределениями токов в плазме (см. разделы, посвященные модели токамака, парамагнитному пинчу, θ-пинчу). При этом возмущение магнитного поля мод m, n на границе плазмы можно «измерить», не имея специальных датчиков у поверхности плазмы. Требуемый ток в стабилизирующей обмотке будет поддерживаться, если ее соединить последовательно с внешним импедансом с отрицательным активным сопротивлением, компенсирующим сопротивление обмотки, и отрицательной индуктивностью [7, 8]. Стабилизирующее действие такого импеданса показано в недавнем эксперименте по подавлению колебаний большого радиуса шнура в токамаке (мода $m = 1$, $n = 0$ [9]).

Схема с $j \sim (m - nq)$ не подавляет «желобковых» возмущений с $m - nq \approx 0$. Они стабилизируются более сложными системами [импульсной [10] или нелинейной (см. далее)].

1. Модель

Поскольку крупномасштабные винтовые моды малочувствительны к тороидальным эффектам [2, 11], возьмем простую модель: прямой цилиндр с осью z идеально проводящей несжимаемой плазмы длиной L с отождествленными

* К такой же зависимости сводится результат работы [5].

концами в магнитном поле:

$$\mathbf{B}=\begin{cases}\left\{0,\ \alpha\frac{r}{a},\ h_i\right\}B_I,\ r<a;\\ \left\{0,\ \frac{a}{r},\ h_e\right\}B_I,\ r>a,\end{cases} \tag{3}$$

где $B_I=\frac{2I}{ca}$, I — полный продольный ток; $\alpha\leqslant 1$, a — радиус шнура (часть α продольного тока распределена по сечению равномерно, кроме того, имеются поверхностные продольный $\frac{c}{4\pi}(1-\alpha)B_I$ и азимутальный $\frac{c}{4\pi}(h_e-h_i)B_I$ токи). Рассмотрим устойчивость такого цилиндра относительно длинноволновых ($|k|a\ll 1$) возмущений, в которых радиальное смещение от положения равновесия имеет вид

$$\xi_r=\xi_{m,k}(t)\left(\frac{r}{a}\right)^{|m|-1}\exp(im\theta-ikz),$$

где θ — азимутальный угол, $k=\frac{2\pi}{L}n$, $n=\pm 1, \pm 2\ldots$ Линеаризация магнитогидродинамических уравнений приводит к следующему уравнению для $\xi_{m,k}$ [12]:

$$\ddot{\xi}_{m,k}-\Omega^2\left[\frac{2m}{|m|}\alpha(\alpha m-kah_i)-(\alpha m-kah_i)^2+|m|(1-\alpha^2)-\chi_m(m-kah_e)^2\right]\xi_{m,k}=0, \tag{4}$$

где $\Omega=\frac{B_I}{\sqrt{4\pi\rho}\,a}$; ρ — плотность плазмы; $\chi_m=-\frac{|m|}{a}\left.\frac{\psi}{\partial\psi/\partial r}\right|_{r=a}$, ψ — потенциал магнитного поля возмущения вне плазмы ($\mathbf{B}'|_{r>a}=\nabla\psi$).

Величина χ_m определяется граничными условиями на кожухе при $r=b$ $(b>a)$ и тем, какие токи возбуждаются в зазоре $a<r<b$. Пусть кожух идеально проводящий $\left(\left.\frac{\partial\psi}{\partial r}\right|_{r=b}=0\right)$. Предположим, что на поверхности $r=d$, $a<d<b$ возбуждается ток $\mathbf{j}\{0,\ j_\theta,\ j_z\}$, $\operatorname{div}\mathbf{j}=0$ с поверхностной плотностью $j_z=j_{m,k}\exp(im\theta-ikz)$. Принимая во внимание, что при $r=a$ радиальный компонент магнитного поля возмущения непрерывен, а азимутальный испытывает скачок $\frac{4\pi}{c}j_z$, из уравнения $\Delta\psi=0$ найдем

$$\chi_m=\frac{1+\left(\frac{a}{b}\right)^{2|m|}}{1-\left(\frac{a}{b}\right)^{2|m|}}-\frac{g_m}{m}\cdot\frac{ac}{B_I}(m-kah_e)^{-1}\frac{j_{m,k}}{\xi_{m,k}}, \tag{5}$$

где

$$g_m=4\pi|m|\left(\frac{a}{d}\right)^{|m|-1}\frac{1-\left(\frac{d}{b}\right)^{2|m|}}{1-\left(\frac{a}{b}\right)^{2|m|}}.$$

Задача стабилизации состоит в поддержании такой зависимости $j_{m,k}$ от $\xi_{m,k}$, чтобы уравнение (4) имело только ограниченные решения. Линейные схемы стабилизации различаются по зависимости отношения $\frac{j_{m,k}}{\xi_{m,k}}\equiv\varkappa$ от комбинации $m-kah_e$. В работе [4] $\varkappa=\text{const}\,(m-kah_e)^{-1}$; в [6] $\varkappa=\text{const}\,(m-kah_e)$; в [10] $\varkappa=\text{const}$, если $0<\frac{m}{|m|}(m-kah_e)<1-\left(\frac{a}{b}\right)^{2|m|}$, и $\varkappa=0$ для остальных $m-kah_e$.

2. Шнур с распределенным током

Случай с $\alpha=1$, $h_i=h_e$. Уравнение колебаний (4) принимает вид

$$\ddot{\xi}_{m,k}-\Omega^2\left[\frac{2m}{|m|}(m-kah_e)-\frac{2(m-kah_e)^2}{1-\left(\frac{a}{b}\right)^{2|m|}}\right]\xi_{m,k}-\Omega^2\frac{g_m}{m}\cdot\frac{ca}{B_I}(m-kah_e)j_{m,k}=0. \tag{6}$$

При $j_{m,k}=0$ решение уравнения (6) неограниченно возрастает во времени (неустойчивость), если $mk>0$ и

$$\frac{|m|-1+\left(\frac{a}{b}\right)^{2|m|}}{|k|a}<h_e<\frac{m}{ka}. \tag{7}$$

Простейшая стабилизирующая система, эквивалентная приближению к плазме кожуха,

$$j_{m,k}=2imc\delta\left(\left.\frac{\partial\psi}{\partial r}\right|_{r=a}\right)_{m,k}=-2mcB_I(m-kah_e)\delta\frac{\xi_{m,k}}{a}, \tag{8}$$

где $\delta>0$, при $g_m\delta\gg 1$ сужает область неустойчивости до

$$\frac{|m|-\frac{1}{g_m\delta}}{|k|a}<h_e<\frac{m}{ka}. \tag{9}$$

При этом максимальный инкремент $\gamma\sim\frac{\Omega}{\sqrt{g_m\delta}}$.

Если остающийся инкремент настолько велик, что может привести к катастрофическим для удержания последствиям (допустимый уровень γ экспериментально пока не установлен), и интервал неустойчивых h_e (9) не «проскакивается» в режиме нарастающего тока [3], требуется более сложная система стабилизации.

Одна возможность (нелинейная схема) рассмотрена далее *, другой пример (где устойчивость достигается переходом к импульсной системе) дан в работе [10].

Нелинейная схема стабилизации. Пусть для коэффициентов фурье-разложений по $\cos(m\theta - kz)$ и $\sin(m\theta - kz)$ в отдельности (различие в обозначениях далее не проводится) выполнены соотношения

$$j_{m,k} = 2c\delta\left(\frac{\partial B'_r}{\partial\theta}\bigg|_{r=a}\right)_{m,k} + 2cB_I\Delta\,\mathrm{sign}\left(\frac{\partial B'_r}{\partial\theta}\bigg|_{r=a}\right)_{m,k}, \tag{10}$$

где $\delta > 0$, $\Delta > 0$ **. Уравнение (4) можно представить как уравнение движения частицы единичной массы

$$\ddot{\xi}_{m,k} + \frac{\partial U}{\partial \xi_{m,k}} = 0 \tag{11}$$

в поле с потенциалом

$$U = 2\Omega^2\left\{\frac{g_m}{|m|}|\lambda|\Delta a|\xi_{m,k}| + \left[\frac{\lambda^2}{1-\left(\frac{a}{b}\right)^{2|m|}} + g_m\delta\lambda^2 - \lambda\right]\frac{\xi^2_{m,k}}{2}\right\}, \tag{12}$$

где $\lambda = \frac{m}{|m|}(m - kah_e)$.

Движение с начальной координатой $\xi_{m,k}(0)$ и начальной скоростью $\dot{\xi}_{m,k}(0)$ финитно (устойчиво), если

$$|\xi(0)| < \xi_0; \tag{13}$$

$$\frac{1}{2}\dot{\xi}^2(0) + U[\xi(0)] \leqslant \text{макс}\, U, \tag{14}$$

где ξ_0 — точка, в которой достигается макс U, индексы m, k опущены. Предположим, что $g_m\delta \gg 1$. Пусть $0 < \lambda < (g_m\delta)^{-1}$, так что в линейной системе ($\Delta = 0$) устойчивости нет. Для выполнения (14) достаточно

$$\frac{1}{2}\dot{\xi}^2(0) + U[\xi(0)] \leqslant \frac{\left(\frac{g_m}{m}\Delta a\Omega\right)^2\lambda}{1 - g_m\delta\lambda}. \tag{15}$$

При $\dot{\xi}(0) = 0$ условия устойчивости сводятся к (13), которое выполняется при

$$|\xi(0)| < \frac{\frac{g_m}{m}a\Delta}{1 - g_m\delta\lambda}. \tag{16}$$

Начальную скорость в (14), (15) оценить трудно. Уровень $\dot{\xi}(0)$ зависит, очевидно, от способа приготовления плазмы. Если возмущение с амплитудой, равной порогу чувствительности следящей системы, возникает из малого шума в результате развития той же неустойчивости, то $\dot{\xi}(0) \sim \gamma\xi(0)$, где γ — инкремент неустойчивости при выключенных обратных связях: $\gamma \sim \lambda^{1/2}\Omega$. В этом случае заведомо устойчивы возмущения $\xi(0) \ll g_m\Delta a$.

Стабилизация высших мод в шнуре со спадающим по радиусу током. Если плотность тока уменьшается по радиусу достаточно быстро, то, как показано в работе [2], моды $|m| \geqslant 2$ могут быть устойчивыми. В простой модели, когда плотность тока постоянна при $r < r_0$, $r_0 < a$, где a — радиус идеально проводящей плазмы, и равна нулю при $r > r_0$, для устойчивости достаточно [2]

$$\left(\frac{r_0}{a}\right)^{2|m|} + \left(\frac{b}{a}\right)^{2|m|}(|m| - 1) > |m|\left(\frac{b}{a}\right)^{2|m|}\left(\frac{r_0}{a}\right)^2. \tag{17}$$

Условие (17) удовлетворяется при

$$\left(\frac{r_0}{a}\right)^2 < \frac{|m| - 1}{|m|}, \tag{18}$$

если же (18) не выполнено, то при

$$\left(\frac{b}{a}\right)^{2|m|} < \frac{1}{|m|}\frac{\left(\frac{r_0}{a}\right)^{2|m|}}{\left(\frac{r_0}{a}\right)^2 - \frac{|m|-1}{|m|}}. \tag{19}$$

Правая часть (19) при уменьшении r_0/a от единицы до $\sqrt{\frac{|m|-1}{|m|}}$ монотонно увеличивается от единицы до ∞. Поэтому при любом r_0/a из интервала $\left(\sqrt{\frac{|m|-1}{|m|}},\ 1\right)$ можно удовлетворить (19), взяв b/a достаточно близким к единице, т. е. приблизив кожух. Приближению кожуха эквивалентна, как уже говорилось, простая линейная схема (8). При $g_m\delta \gg 1$ эффективным радиусом кожуха является $a\left(1 - \left(\frac{1}{g_m\delta}\right)^{-\frac{1}{2|m|}}\right)$. Следовательно, для

* Аналогичная схема обсуждалась в работе [13] применительно к рэлей-тейлоровской неустойчивости.

** Возможной реализацией схемы (10) являются ортогонализированные (отзывающиеся на отдельные моды m, k) обмотки [8], соединенные последовательно с двухполюсниками с отрицательным сопротивлением и отрицательной нелинейной индуктивностью.

устойчивости достаточно

$$\frac{1}{g_m\delta} < \frac{1}{|m|}\,\frac{\left(\frac{r_0}{a}\right)^{2|m|}}{\left(\frac{r_0}{a}\right)^2 - \frac{|m|-1}{|m|}} - 1. \qquad (19')$$

В отличие от равномерно распределенного тока в этом случае стабилизация достигается (для фиксированного r_0) при конечном значении δ.

3. Шнур с поверхностными токами

Винтовой θ-пинч ($\alpha = 0,\ h_e^2 - h_i^2 \gg 1$). Проблема стабилизации заключается в следующем. Как известно (см., например, [14]), если прямой θ-пинч просто свернуть в тор, то замкнутая система не будет равновесной. Поскольку в торе продольное магнитное поле не может быть однородным, плазменное кольцо растягивается. Один из способов достичь равновесия — пропустить достаточно сильный продольный ток, взаимодействие которого с током «изображения» в кожухе или внешним магнитным полем, перпендикулярным к плоскости тора, создает силу, удерживающую шнур от распирания. Если продольный ток достаточно велик (см. ниже), должна развиваться неустойчивость винтовых мод. В моделирующих тороидальный θ-пинч экспериментах с прямым пинчем и продольным током [15] действительно наблюдалась винтовая неустойчивость с $|m| = 1$. Рассмотрим стабилизацию этой моды.

Введя обозначение $\beta = 1 - \frac{h_i^2}{h_e^2}$, уравнение (4) для $|m| = 1$ можно представить так:

$$\ddot{\xi}_{m,k} - \Omega^2\left[2mkah_e - (2-\beta)(kah_e)^2 - \frac{\left(\frac{a}{b}\right)^2}{1-\left(\frac{a}{b}\right)^2}(m - kah_e)^2\right]\xi_{m,k} - \Omega^2\frac{g_1}{m}\cdot\frac{ca}{B_I}(m - kah_e)\,j_{m,k} = 0. \qquad (20)$$

В отсутствие токов $j_{m\,k}$ и без учета действия кожуха $\left(\frac{a}{b} \ll 1\right)$ уравнение (20) дает неустойчивость для волн с $mk > 0$ при

$$|k|\,ah_e < \frac{2}{2-\beta}. \qquad (21)$$

Учет стабилизирующих токов (8) с $g_1\delta \gg 1$ сужает интервал неустойчивости по kah_e до

$$1 - \sqrt{\frac{\beta}{2g_1\delta}} < |k|\,ah_e < 1 + \sqrt{\frac{\beta}{2g_1\delta}}. \qquad (22)$$

При малых продольных токах (больших h_e), когда в «неустойчивую» область (21) попадает лишь небольшое число наиболее длинных волн с $k_n = \frac{2\pi}{L}\,n$, $|n| < N$, этого сужения может быть достаточно для стабилизации [в интервале (22) не окажется ни одного из волновых чисел k_n, $n < N$*].

Заметим, что если датчики «измеряют» не возмущенное магнитное поле у границы шнура, а непосредственно смещение, так что $j_{m,k} = \Delta\frac{I}{a^2}\xi_{m\,k}$, то такая система при $\Delta > 0$ стабилизирует возмущения $mkah_e > 1$ и дестабилизирует $mkah_e < 1$, а при $\Delta < 0$ стабилизирует волны $mkah_e < 1$ и раскачивает $mkah_e > 1$.

Стабилизация обратными связями тороидального θ-пинча, когда равновесие поддерживается в поле внешней стеллараторной обмотки, рассматривалась в работе [16].

Парамагнитный пинч ($\alpha = 0, h_e = 0, h_i \neq 0$). При отсутствии обратных связей моды $|m| \geqslant 2$ устойчивы. Раскачивается (в случае $b < 5a$) лишь мода $|m| = 1$ [17], которая может быть подавлена уже простой системой (8). Шнур, очевидно, будет устойчив, если система обратных связей эффективно приблизит кожух до радиуса менее $5a$. Для этого (без учета стабилизирующего действия реального кожуха) достаточно

$$g_1\delta > \frac{1}{24}. \qquad (23)$$

В заключение рассмотрим случай, когда при $h_e \gg 1$ наряду с объемным продольным током ($\alpha \neq 0$) имеется не слишком большой ($|h_e^2 - h_i^2| \leqslant 1$) поверхностный азимутальный ток (грубая модель токамака с $\beta_I \neq 1$). Поскольку $|h_e - h_i| \leqslant \frac{1}{h_e} \ll 1$, то при $b - a \geqslant a$ и отсутствии обратных связей скачок продольного поля слабо влияет на устойчивость. Однако он может облегчить стабилизацию обратными связями. Рассмотрим, например, схему (8). Имеем

$$\ddot{\xi}_{m,k} - \Omega^2\left[\frac{2m}{|m|}\alpha(\alpha m - kah_i) - (\alpha m - kah_i)^2 + \right.$$

* Это условие заведомо не выполняется (раскачивается много аксиальных мод), когда равновесие тора поддерживается за счет взаимодействия продольного тока только с током изображения в кожухе. При этом $B_I \geqslant \sqrt{\frac{b}{R}}\,B_{\parallel}$ (R — большой радиус тора), так что $k_{мин}\ ah_e \leqslant \frac{a}{\sqrt{bR}}$.

$$+|m|(1-\alpha^2)\Big]\xi_{m,k}+$$

$$+\Omega^2\frac{1-(a/b)^{2|m|}}{1-(a/b)^{2|m|}}(m-kah_e)^2\xi_{m,k}+$$

$$+2g_1\delta\Omega^2(m-kah_e)^2\xi_{m,k}=0. \qquad (24)$$

Раскачка происходит при kah_i, для которых выражение в квадратных скобках в (24) положительно. Неустойчивость может быть подавлена при достаточно большом значении δ обратными связями, если в этой области kah_i не обращается в нуль $m-kah_e$. Для этого требуется

$$\frac{h_i}{h_e}\notin\Big[\alpha\left(1-\frac{1}{|m|}\right)-\frac{1}{|m|}\sqrt{\alpha^2+|m|(1-\alpha^2)},$$

$$\alpha\left(1-\frac{1}{|m|}\right)+\frac{1}{|m|}\sqrt{\alpha^2+|m|(1-\alpha^2)}\Big]. \qquad (25)$$

Если условие (25) не выполняется, то система (8) лишь сужает область неустойчивости по kah_i и уменьшает инкремент.

Поступила в Редакцию 16/VIII 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Шафранов, Э. И. Юрченко. ЖЭТФ, 53, 1157 (1967).
2. В. Д. Шафранов. ЖТФ, 30, 241 (1970).
3. С. В. Мирнов, И. Б. Семенов. «Атомная энергия», **30**, 20 (1971).
4. А. И. Морозов, Л. С. Соловьев. ЖТФ, **34**, 1566 (1964).
5. P.K.C. Wang. Phys. Rev. Letters, **24**, 362 (1970).
6. В. В. Арсенин, В. А. Чуянов. «Атомная энергия», **25**, 141 (1968).
7. Ю. И. Самойленко. «Автоматика и телемеханика», № 2, 57 (1968).
8. В. К. Бутенко и др. В сб. «Кибернетика и вычислительная техника». Вып. 8. Киев, «Наукова думка», 1971, стр. 80; В. Ф. Губарев. Труды семинара «Распределенное управление процессами в сплошных средах». Вып. 2. Киев, Ин-т кибернетики АН УССР, 1970.
9. Л. И. Артеменков и др. Доклад на IV Международной конференции по физике плазмы и управляемому синтезу. Мэдисон, июнь 1971.
10. В. В. Арсенин. «Атомная энергия», **28**, 141 (1970).
11. W. Shuurman, C. Bobeldijk. Phys. Letters, **33 A**, 381 (1970).
12. В. Д. Шафранов. В сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций». Т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 61.
13. A. Millner, R. Parker. Feedback and Dynamic Control of Plasmas. AIP Conference Proceedings. No. 1. N.Y., 1970, p. 54.
14. Л. А. Арцимович. «Управляемые термоядерные реакции». М., Физматгиз, 1961.
15. E. Little et al. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Vol. II. Vienna, IAEA, 1969, p. 555.
16. F. Ribe, M. Rosenbluth. Phys. Fluids, **13**, 2572 (1970).
17. Б. Б. Кадомцев. В сб. «Вопросы теории плазмы». Вып. 2. М., Госатомиздат, 1963, стр. 132.

(начало см. на стр. 676)

УДК 539.17

Исследования в области ядерных реакций при низких и средних энергиях. Ю. А. Немилов. «Атомная энергия», **33**, вып. 2, 642 (1972).

Изложена история развития исследований в области ядерных реакций начиная с 30-х годов и до настоящего времени. Отражено создание первого в Европе циклотрона; описаны проводившиеся на нем исследования, а также работы, выполнявшиеся на электростатическом генераторе и нейтронных трубках. Приведены новые экспериментальные методы исследований ядерных реакций, разработанные в институте.

УДК 550.4

Геохимические исследования. Л. В. Комлев. «Атомная энергия», **33**, 645 (1972).

Отмечается роль Радиевого института в развитии основных проблем радиологических и спектральных методов геохимических исследований. Важнейшие значения имели работы по изучению радиоактивных элементов в природных водах, горных породах и рудных месторождениях. Разработаны изотопные методы ядерной геохронологии, с помощью которых выполнены обширные исследования по установлению возраста геологических формаций СССР. Важные разделы радиогеологии получили свое начало в Радиевом институте.

УДК 621.384.633.8

Микротрон для научных и промышленных применений. А. Э. Атовмьян, В. Б. Гиршов, С. Ф. Жулинский, Л. М. Зыкин, С. П. Капица, Э. А. Лукьяненко, В. Н. Мелехин, А. Р. Мирзоян. «Атомная энергия», **33**, 687 (1972).

Приведены основные характеристики и рассмотрены особенности конструкции микротрона на энергию 11—25 *Мэв*, предназначенного для широкого использования в промышленности, медицине и научных исследованиях. Применение встроенного электроразрядного насоса, увеличение числа орбит до 22 и увеличение прироста энергии за оборот до 1 *Мэв* позволило упростить конструкцию микротрона и вдвое увеличить энергию ускоренных электронов по сравнению с ранее описанной машиной с 17 орбитами, также использующей магнетрон с импульсной мощностью ~1,8 *Мвт* (6 рис., 4 библиографических ссылки.)

УДК 541.15:539.12.04

О кинетике радиолитических процессов в водоохлаждаемых атомных энергетических установках. А. И. Милаев, С. А. Тевлин. «Атомная энергия», **33**, вып. 2, 673 (1972).

Изучается радиолиз водных растворов в условиях реакторного контура АЭС. Рассмотрена кинетика радиолиза водных растворов в условиях реакторного контура. Предложена математическая модель процессов при импульсном и непрерывном радиолизе. (3 библиографических ссылки.)

УДК 553.951.8

Подавление винтовой гидромагнитной неустойчивости плазменного шнура с током системами обратных связей. В. В. Арсенин. «Атомная энергия», **33**, **691** (1972).

На модели прямого цилиндра идеальной проводящей несжимаемой жидкости с равномерно распределенным продольным током и азимутальным и продольным поверхностным токами рассмотрено подавление длинноволновых винтовых мод гидромагнитной неустойчивости тороидального шнура. Подавление осуществляется с помощью системы обратных связей, управляющей магнитным полем возмущения в вакууме. Простейшая линейная система стабилизации, эквивалентная приближению к плазме металлического кожуха, подавляет (или существенно уменьшает инкремент) неустойчивость шнура с распределенным продольным током в отсутствие и при наличии поверхностного азимутального тока (грубые модели токамака с токовой β, равной единице и отличной от нее). Условия стабилизации облегчаются, если плотность продольного тока спадает по радиусу. В такой системе возможна также стабилизация первой азимутальной моды винтового θ-пинча при малом продольном токе, когда в отсутствие обратных связей возбуждается небольшое число аксиальных мод и парамагнитного пинча. Обсуждается нелинейная схема для подавления «почти желобковых» возмущений. (17 библиографических ссылок.)