#### УДК 621.318.3:538.945

# АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРОВОДНИКА НА ОСНОВЕ СТОПКИ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ НЕ ТВИСТИРОВАННЫХ ВТСП-ЛЕНТ ДЛЯ КАТУШЕК ТОРОИДАЛЬНОГО ПОЛЯ ТОКАМАКОВ

#### С.А. Лелехов

#### Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

В настоящее время в ряде стран разрабатываются и испытываются сильноточные высокотемпературные сверхпроводники, предназначенные для электромагнитов термоядерных установок. Для таких проводников, в основном, используют ленты на основе ВТСП 2-го поколения. При изготовлении сильноточного ВТСП-кабеля для проводника ленты либо собираются в стопки, которые затем транспонируются, либо транспозиция достигается путём обвивки множества единичных лент вокруг цилиндрического сердечника. К использованию в качестве кабеля стопки параллельных нескрученных лент относятся скептически, хотя стопка таких лент, плоскость которых параллельна вектору внешнего магнитного поля (угол  $\theta = 0^{\circ} < 5^{\circ}$ ), обладает рядом существенных преимуществ. При такой ориентации сжимающие усилия направлены в наиболее выгодном направлении, критический ток ленты  $I_c(B; \theta)$ , обладающей анизотропией электрофизических свойств, максимален, а конструкция кабелей и технология изготовления проводников на их основе существенно проще. Основными аргументами против использования конструкций ВТСП-проводника с кабелем из не транспонированных стопок лент являются опасения, что такие идеальные условия не удастся соблюсти во всех режимах работы установки и что время ввода тока в такую магнитную систему вследствие пагубного влияния экранирующих токов будет неразумно большим. В представленной работе показано, что такая конструкция кабеля и проводника в катушках тороидального поля (ТП) в силу специфических особенностей распределения поля по объёму тороидального магнита в токамаке вполне работоспособна при всех режимах работы установки.

Ключевые слова: СІСС-проводник типа «кабель-в-оболочке», ВТСП-высокотемпературный сверхпроводник, сильноточный проводник, токамак, скрученная стопка лент, филаментизированная ВТСП-лента, критический ток, экранирующий ток.

## ANALYSIS OF POSSIBILITY TO USE THE STACK OF PARALLEL NOT TWISTED HTS TAPES AS HIGH CURRENT CABLE FOR TOKAMAK TF COILS

S.A. Lelekhov

#### Institution «Project Center ITER», Moscow, Russia

Recently the development of high current cables manufactured from HTS REBCO tapes intended to magnet for fusion are providing in the all of world. The majority of the suggested cable designs uses as a HTS cable either, the twisted stacks of tapes (stack technology) or some lowers of tapes wrapped round cylindrical core (CORC technology). The relation to idea of usage as cable the stack of parallel not twisted HTS tapes is skeptical enough, although a stack of such tapes oriented by the tape plane parallel to the external magnetic field vector (angle  $\theta = 0^{\circ} < 5^{\circ}$ ), has a number of significant advantages over twisted ones. The twofold benefis is determined by parallel orientation of toroidal field vector to surface of HTS tape anywhere along conductor and mutual orientation of background field and operating current vectors. Due to such orientation the critical current of tape  $I_c(B; \theta)$  considerable (at 5—6 times) higher, because of tape electro physical properties anisotropy, and compressive force directs at the most beneficial direction than in twisted stack of tapes. The main arguments against the considered design of cable is grave misgivings that ideal condition defined above do not keep at the all regimes of tokamak operation and the time of TF magnet charging is unreasonable long because of screening current. The analysis curried out in paper has shown that negative effect of screening current significant decreases by specific wave form of magnetic field distribution along conductor and that suggested design of HTS CICC is efficiently in all possible regimes of tokamak operation.

**Key words:** CICC-cable-in-conduit conductor, HTS-high temperature superconductor, high current conductor, tokamak, twisted stack of tapes, filamentized HTS tape, critical current, screening current.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-51-65

#### введение

Способность ВТСП-лент REBCO сохранять высокую инженерную критическую плотность тока в магнитных полях с индукцией выше 16 Тл при температуре вплоть до 30 К и успехи в развитии технологии их промышленного производства открывают возможность создания компактного термоядерного токамака-реактора [1, 2] с высоким полем ( $B_p \sim 10$  Тл) на оси плазмы. При этом максимальное магнитное поле на катушках ТП и секциях центрального соленоида (ЦС) достигает более 20 Тл. Однако для изготовления таких магнитов необходимо разработать сильноточные проводники с кабелями, изготовленными из упомянутых ВТСП-лент. Оказалось, что это не столь простая задача. Ленты на основе ВТСПматериалов обладают такими электрофизическими и механическими свойствами, которые затрудняют изготовление работоспособных транспонированных ВТСП-кабелей, проводников и магнитов на их основе. Здесь самое время ответить на вопросы: «Нужны ли транспонированные ВТСП-кабели и проводники на их основе для изготовления катушек TП установок токамак? Может быть, проводники на основе кабелей из параллельных не твистированных стопок лент вполне работоспособны во всех режимах работы катушек магнита TП?» Конструкция и технология изготовления таких кабелей и проводников существенно проще и легче, а критический ток и устойчивость к механическим нагрузкам существенно выше. Это происходит потому, что стопка таких лент, ориентированная плоскостью лент параллельно по отношению к вектору внешнего магнитного поля (угол  $\theta = 0^{\circ} < 5^{\circ}$ ), обладает рядом существенных преимуществ. При такой ориентации сжимающие усилия направлены в наиболее выгодном направлении и критический ток ленты  $I_c(B; \theta)$ , обладающей анизотропией электрофизических свойств, максимален [3] (рис. 1) и распределяется между лентами в стопке практически равномерно.



Рис. 1. Зависимость относительного критического тока ВТСП-ленты  $I_0/I_c$  (77 K, sf) от угла наклона вектора индукции магнитного поля к плоскости ленты: • — 4,2 K, 10T; = — 20 K, 10T; • — 20 K, 17T; • — 50 K, 7T; = — 30 K, 2T (*a*); схематическое изображение направления действия силы Лоренца на стопку ВТСП-лент, когда угол  $\theta = 0^{\circ}$  (*b*)

Основными аргументами против использования таких конструкций ВТСП-кабеля и проводника являются опасения, что такие идеальные условия не удастся соблюсти во всех режимах работы установки [4] и что время ввода тока в такую магнитную систему вследствие пагубного влияния экранирующих токов будет неразумно большим.

Прежде чем обоснованно ответить на эти возражения, проанализируем опыт создания и эксплуатации достаточно крупных магнитных систем, изготовленных из проводников с параллельными стрендами [5—7], которые были созданы в 1970-е годы прошлого века и успешно эксплуатировались в течение многих лет. В процессе испытаний и эксплуатации этих магнитных систем были обнаружены негативные эффекты, существенным образом влияющие на их работоспособность. Проблемы были связаны с экранирующими токами, генерируемыми в параллельных сверхпроводящих стрендах проводника, подверженного воздействию переменного магнитного поля, перпендикулярного его плоскости. Однако при испытании комбинированной СМС МАКСИХИН [6], состоящей из Nb—Ti и Nb<sub>3</sub>Sn-секций, которые были изготовлены из проводников с параллельными стрендами, экспериментально было показано, что при определённом соотношении между темпом



Рис. 2. Сверхпроводящая магнитная система ТП Т-7 в сборе

роста поля  $dB_{\perp}/dt$  (Тл/с) и величиной удельного электрического сопротивления между стрендами  $\rho$  (Ом·м) в Nb<sub>3</sub>Sn-секции достигалось критическое значение тока  $I_c$ , равного сумме критических токов стрендов в данном поле. Причём переходу предшествовало плавное нарастание напряжения вольтамперной характеристики (ВАХ).

Особый интерес представляет для нас опыт испытаний и эксплуатации установки Токамак-7 (Т-7) [7, 8]. Т-7 — первый в мире токамак со сверхпроводящими катушками тороидального поля. Фотография сверхпроводящей магнитной системы ТП Т-7 в сборе показана на рис. 2. Его основные параметры:

| Большой радиус <i>R</i> , м | 1,22 |
|-----------------------------|------|
| Малый радиус <i>r</i> , м   | 0,35 |

| Внутренний радиус каждой             |         |
|--------------------------------------|---------|
| из 24 СП-катушек R <sub>in</sub> , м | 0,5     |
| Запасённая энергия, МДж              | 20      |
| Рабочий ток, кА                      | 5,5     |
| Максимальное поле на обмотке, Тл     | 5       |
| Поле на оси плазмы, Тл               | 3,5     |
| Первая плазма                        | 1978 г. |

Т-7 успешно проработал более 30 лет сначала в СССР, а затем в КНР.

Показательны результаты испытаний по отдельности 1/8 частей тороидального магнита и всего тороидального магнита в сборе (рис. 3). Достигнутый параметр  $I_{OP} \times B$  при испытании тороидального



Рис. 3. Схематическое изображение векторов магнитного поля, действующих на проводник в тороидальной обмотке (*a*) и в крайних галетах 1/8 части тора (*б*)

магнита в сборе был близок к критическому, тогда как во время предварительных раздельных испытаний каждой 1/8 части тороидальной магнитной системы T-7 этот параметр был значительно ниже и едва достигал 50% от критического [9]. Причём переход всегда происходил в одной из крайних галет и имел лавинообразный характер. Объясняются эти результаты достаточно просто. В собранной тороидальной магнитной системе токамаков перпендикулярной к плоскости проводника составляющей вектора действующего магнитного поля нет, по крайней мере, в стационарном режиме и в режиме ввода тока, а в 1/8 части есть, причём эта составляющая соизмерима по величине с параллельной к поверхности. Малое сопротивление между стрендами не позволяло достигнуть здесь расчётных критических значений параметра  $I_{OP} \times B$  так же, как и в комбинированной СМС МАКСИХИН [5], даже при минимально возможной технически скорости ввода тока.

Магнит ТП Т-7 был намотан проводником (рис. 4, *a*), состоящим из двух рядов параллельных Nb—Ti-стрендов, каналов для циркуляции хладагента, и покрыт снаружи осаждённой в результате



Рис. 4. Фото и схематическое изображение проводника ТП Т-7 проекта проводника ТП с сильным полем (ТСП) из параллельных не твистированных филаментированных ВТСП-лент (*a*); физическая модель: ■ — сверхпроводник, → — теплопередача к хладагенту (*б*); электрофизическая модель проводника: ■ — резистивность металла ρ1, ■ — резистивность металла ρ2 >> ρ1 или ρ2 = ∞ (*в*)

электролиза медью. Электрофизическая модель такой конструкции проводника представлена на рис. 4, *в*. Конструкция проводника, состоящего из большого количества параллельных не твистированных филаментизированных ВТСП-лент, в принципе, похожа, с той лишь разницей, что количество слоёв не два, а  $n = 2 \times m$ . Насколько и при каких условиях электрофизические модели обоих проводников адекватны и в чём их отличие при различных режимах работы установки, будет рассмотрено далее.

Следует отметить, что появляющееся в режиме работы с плазмой небольшое по величине переменное поле, перпендикулярное к плоской поверхности проводника, не приводило к переходу ТП магнита T-7 в нормальное состояние так же, как и срывы тока плазмы, когда вектор переменного поля тока плазмы в наиболее напряжённой области направлен перпендикулярно к площади сечения проводника. Далее будет показано, почему вопреки современным скептическим взглядам такая конструкция на практике оказалась вполне работоспособной во всех режимах работы тороидального магнита токамака. Однако прежде чем приступить к анализу работоспособности предлагаемой конструкции проводника катушек ТП в различных режимах работы установки, необходимо рассмотреть адекватную электрофизическую модель, которая будет положена в основу проводимого анализа.



Рис. 5. Схематическое изображение ленты и кабеля стопки параллельных лент n = 2m:  $B_{\parallel}$  — поле, параллельное плоскости ленты;  $B_{\perp}$  — поле, перпендикулярное плоскости ленты;  $B_{PC}$  — поле тока плазмы, перпендикулярное площади сечения ленты; l — латунь, толщина  $\delta_1 = 20$  мкм; 2 — Хастеллой,  $\delta_2 = 100$  мкм; 3 — слои диэлектриков,  $\delta_3 \sim 200 - 250$  нм; 4 — сверхпроводящий слой,  $\delta_4 \sim 2$  мкм; 5 — слой серебра (RRR>20),  $\delta_5 \sim 2 - 3$  мкм; 6 — разрывы сверхпроводящего слоя

## ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КАБЕЛЯ

В принципе, с некоторой натяжкой можно свести конструкцию предлагаемого кабеля, состоящего из параллельных не твистированных филаментированных ВТСП-лент, к электрофизической модели, представленной на рис. 4, *в*, однако приближение будет слишком грубым и наверняка вызовет у читателей массу вопросов и нареканий. Схематическое изображение сечения единичной ленты и кабеля, состоящего из стопки лент, представлено на рис. 5.

Здесь и далее будем рассматривать филаментизированную ВТСП-ленту, т.е. относительно широкую ленту ( $w_2 = 12$  мм), сверхпроводящий слой в которой разделён продольными параллельными бороздками на 12 филаментов. Филаментизация ленты позволяет увеличить её стабильность и снизить потери энергии в изменяющемся магнитном поле [20]. С одной стороны, гистерезисные потери снижаются пропорционально от размера филамента, но с другой стороны, чем больше разрезов (толщина разреза 20— 10 мкм), тем меньше ширина СП-слоя и тем ниже критический ток. Сейчас технически осуществи-

ма ширина СП-слоя между разрезами порядка 1 мм. При этом для ленты шириной 12 мм с 11 разрезами СП-слоя АС-потери снижаются на порядок, а критический ток уменьшается менее чем на 5% [20]. Как сама лента, так и кабель из стопки лент представляют собой композит, состоящий из большого количества материалов, включающих сверхпроводник на основе керамики REBCO, проводящие материалы (серебро, латунь, Хастеллой С-276) и технологические окисные покрытия внутри конструкции каждой из лент. Весь этот композит с осреднёнными по площади сечения физическими свойствами представляется как некая субстанция из смеси перечисленных материалов, обладающая анизотропией теплопроводности λ и резистивности ρ в зависимости от направления (перпендикулярного или параллельного плоскости ленты), с вкраплёнными в этот композит множественными сверхпроводящими фрагментами, также обладающими анизотропией электрофизических свойств в зависимости от направления воздействующего на кабель вектора внешнего магнитного поля (рис. 6).



Рис. 6. Электрофизическая модель ВТСП-кабеля (*T*<sub>m</sub> — распределение температуры внутри кабеля; *T*<sub>h</sub> — температура хладагента, К; *h* — коэффициент теплопередачи, Вт/(м<sup>2</sup>·K); *q*<sub>v</sub> — источники тепла, Вт/м<sup>3</sup>) (*a*), распределение экранирующих токов *I*<sub>s</sub>, A, по кабелю (*б*)

Для вычисления осреднённых по сечению электро- и теплофизических параметров ленты и стопки лент использовались экспериментальные данные, представленные для латуни в справочнике [11] и Хастеллоя в работе [12].

При воздействии на кабель внешнего переменного магнитного поля в сверхпроводящих фрагментах кабеля будут генерироваться экранирующие токи, препятствующие проникновению внешнего поля в глубину области, ограниченной этими сверхпроводящими фрагментами. Для кабеля, имеющего конечную длину *L*, эти экранирующие токи будут замыкаться через резистивную матрицу. Конечная суммарная величина этих токов и мощность генерируемых тепловыделений в кабеле будут определяться геометрией объекта, темпом нарастания внешнего поля, которое создаёт продольное электрическое поле, и удельным поперечным электрическим сопротивлением проводящих материалов, через которые эти токи замыкаются.

Потеря работоспособности магнитной системы происходит вследствие достижения в какой-либо её области критических электрофизических параметров проводника  $I_c(B; T; \varepsilon)$ . При нестационарных режимах работы магнита это может произойти либо при достижении критического тока в проводнике за счёт сложения рабочего тока  $I_{OP}$  с экранирующим  $I_s$  при незначительном росте температуры, либо при увеличении температуры до критической вследствие мощных потерь переменного тока в сверхпроводящих и резистивных элементах конструкции проводника при незначительном изменении рабочего тока, либо в результате реализации обоих перечисленных процессов одновременно.

Все возможные варианты развития процесса собственно в сверхпроводящих фрагментах хорошо описываются формулой, предложенной в работе [10]:

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{T_c - T}{T_0} + \frac{B}{B_0} + \frac{j}{j_0}\right),$$
(1)

где E — напряжённость электрического поля вдоль проводника, В/м;  $E_0 = 10^{-5}$  В/м — общепринятая константа, соответствующая началу деления тока между сверхпроводником и нормальной матрицей;  $T, T_c$  — текущая и критическая температура проводника, К; B — текущая величина индукции магнитного поля, Тл; j — плотность тока в сверхпроводнике, А/м<sup>2</sup>;  $T_0, B_0$  и  $j_0$  — параметры нарастания температуры, поля и тока, определяемые экспериментальным путём.

В соответствии с теорией термомагнитная стабильность композитного проводника в нестационарных режимах зависит от соотношения между характерными постоянными времени тепловых и электромагнитных процессов — это электромагнитная постоянная времени  $\tau_m$  (2), тепловая  $\tau_\lambda$  (3), характеризующие теплообмен внутри проводника за счёт теплопроводности, и постоянная времени, характеризующая теплообмен проводника с окружающей средой (хладагентом) т<sub>h</sub> (4):

$$\tau_{\rm m} = \frac{\mu_0 a_{\rm m}^2}{\rho_\perp};\tag{2}$$

$$\tau_{\lambda} = \frac{Ca_{\lambda}^2}{\lambda}; \tag{3}$$

$$\tau_{\rm h} = \frac{Ca_{\rm h}}{h}.\tag{4}$$

Здесь  $\tau$  — постоянная времени, с; *a* — характерный размер, м;  $\mu_0$  — магнитная проницаемость, Гн/м;  $\rho_{\perp}$  — удельное поперечное сопротивление, Ом·м; *С* — теплоёмкость, Дж/(К·м<sup>3</sup>);  $\lambda$  — теплопроводность,  $BT/(M \cdot K); h - коэффициент теплопередачи, BT/(M^2 \cdot K).$ 

В таблице приведена динамика изменения внешнего поля в проводнике магнитной системы ТП для трёх режимов работы и основные электрофизические и теплофизические параметры проводника, изображённого на рис. 4, б, которые будут использованы в дальнейшем для оценочных расчётов в наиболее напряжённых для каждого из режимов точках.

| Параметр   | Режим и опасная точка ⊗                                  |  |  |
|--|--|--|--|
|  | Ввод тока и поля, ⊗                                      | Зажигание и рост тока, ⊗   | Срыв тока плазмы, ⊗  |
| <i>В</i> <sub>  </sub> , Тл, <i>B</i> <sub>  </sub> , Тл/с                           | <i>В</i> ∥ возрастает от                                 | $B_{\parallel} = 20, \dot{B}_{\parallel} = 0$                      | $B_{\parallel} = 20, \dot{B}_{\parallel} = 0$              |
| n  | $0 \rightarrow 20, \dot{B}_{\parallel} = \text{const}$   | 11 · 7   | II - 9   |
| $dB_{\perp},$ Тл, $\dot{B}_{\perp},$ Тл/с  | $B_\perp = 0, \ \dot{B}_\perp = 0$                       | $B_{\perp} = 1,0 \text{ Tr}, \dot{B}_{\perp} = 0,1 \text{ Tr}/c$   | $B_\perp=0,~\dot{B}_\perp=0$                               |
| ВРС собственного поля тока   | $B_{\rm PC} = 0, \ \dot{B} = 0$                          | Учтено в $B_{\perp}$   | $B_z = B_{z0} \exp(-t/\tau_0);$                            |
| плазмы (СПТП), Тл  |  |  | $B_z = 1,5$ Тл, $\tau_0 = 15$ мс                           |
| Характерный размер а, м  | $a_{\rm m} = L, a_{\rm h} = nw_1^*, a_{\lambda} = w_2/2$ | $a_{\rm m} = l_{\rm t}/2, a_{\rm h} = nw_1^*, a_{\lambda} = w_2/2$ | $a_{\rm m} = w_2, a_{\rm h} = nw_1^*, a_{\lambda} = w_2/2$ |
| ρ⊥, Ом∙м   | $\approx 1 \cdot 10^{-6}$                                | ≈4,8.10-8  | $\approx 1.10^{-6}$  |
| λ, Bτ/(м·K)  | 2,0  | 2,0  | 2,0  |
| $\gamma C_{\rm p} \approx \gamma C_{\rm pHastelloe}, \ Дж/({\rm M}^3 \cdot {\rm K})$ | 104  | $10^{4}$   | 104  |
| $h$ , BT/( $M^2 \cdot K$ )   | ≈300   | ≈300   | ≈300   |
| τ <sub>m</sub> , c   | $5 \cdot 10^4 (4 \cdot 10^3)$                            | 654 (52)   | 1,8.10-4 (1,8.10-4)  |
| τλ, c  | 0,18   | 0,18   | 0,18   |
| τ <sub>h</sub> , c   | 0,2  | 0,2  | 0,2  |
| ***  |  |  |  |

Основные параметры нестационарных режимов

во параллельных лент в стог

Следует отметить также, что характерные постоянные времени (2)-(4) предназначены, в основном, для грубой оценки соотношения между динамикой развития процессов. Реальные постоянные времени для объектов со сложной геометрией, состоящих из разнородных по своим физическим свойствам материалов, должны определяться в каждом конкретном случае индивидуально, и их реальные величины могут существенно отличаться от характерных. В основном, это связано с реальной индуктивностью длинного кабеля. В таблице приведены как характерные, так и их вычисленные близкие к реальным (в скобках) величины.

## АНАЛИЗ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ПРОВОДНИКА МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ТП В РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ РАБОТЫ ТОКАМАКА

Конструкция сверхпроводящей магнитной системы (СМС) ТП должна обеспечить устойчивую безаварийную работу во всех режимах работы токамака. К таким режимам относятся:

- режим ввода поля и тока в магнитную систему (зарядка магнита);
- режим зажигания, увеличения и поддержания тока в плазме;
- режим срыва тока плазмы;
- режим защитного вывода энергии.

Электромагнитная система (ЭМС) установки токамак состоит из следующих основных подсистем: ТП, полоидальное поле (ПП) и ЦС (рис. 7). В режимах работы с плазмой следует принимать во внимание ещё и СПТП. Для более ясного понимания хода дальнейших рассуждений необходимо предоставить упрощённую картину распределения полей по объёму катушки тороидального поля, создаваемого в различных режимах всеми перечисленными магнитными подсистемами ЭМС и собственного поля тока плазмы. Для упрощения дальнейших рассуждений будем считать, что векторы полоидального (ПП + ЦС + СПТП) и тороидального полей направлены перпендикулярно друг к другу и что вектор полоидального поля направлен параллельно центральной оси токамака в интересующих нас точках  $\otimes$  на рис. 7.



Рис. 7. Схематическое изображение ЭМС токамака ( $\blacksquare$  — ЦС;  $\blacksquare$  — ТП;  $\blacksquare$  — ПП;  $\blacksquare$  — СПТП) (*a*), упрощённое распределение тороидального поля  $B_{\parallel}$  по длине проводника *L* в катушках ТП ( $\blacksquare$  —  $B_{\parallel max}$ ;  $\blacksquare$  —  $B_{\parallel min}$ ) ( $\delta$ ); распределение полоидального  $B_{\perp}$  по длине  $l_t$  каждого из витков катушки ТП (s)

Режим ввода тока и поля в магнит (зарядка магнита). Постоянная времени, характеризующая электромагнитные процессы  $\tau_m$ , на ~5 порядков выше постоянных времени, характеризующих тепловые процессы  $\tau_{\lambda}$  и  $\tau_h$ , для рассматриваемого здесь ВТСП-кабеля. Это означает, что тепло, выделяющееся в кабеле в результате нестационарных электромагнитных процессов, будет успешно отводиться от тела кабеля по тепловым мостам к хладагенту. Температура кабеля не претерпит заметного увеличения вплоть до достижения критического тока при разумных скоростях ввода тока и поля. Это позволяет утверждать, что скачки магнитного потока, которые наблюдались в [6, 7] и были более детально исследованы в [13], в режиме ввода тока маловероятны. Критические значения тока могут быть достигнуты вследствие сложения экранирующего тока с транспортным. Оценим величину экранирующих токов, возникающих в кабеле, состоящем из стопки параллельных не твистированных лент и подверженном воздействию переменного во времени и волнообразно изменяющегося по длине внешнего магнитного поля (рис. 7,  $\delta$ ). Экранирующие токи, компенсирующие максимальные значения магнитного поля  $B_{\parallel max}$ , будут замыкаться на длине витка  $l_t$  (красные контуры на рис. 8), однако токи, компенсирующие мини-



Рис. 8. Схематическое изображение распределения экранирующих токов по длине проводника в двойной галете

мальные значения магнитного поля  $B_{\parallel \min}$ , будут охватывать всю длину проводника L в двойной галете (синий контур на рис. 8). Экранирующие токи, генерируемые в обоих контурах, будут складываться. Оценим максимально возможную скорость ввода тока и поля в самой напряжённой области. Естественно, что это область, где величина  $I_c(B; \theta)$  имеет минимальное значение. В нашем случае это внутренний виток двойной галеты.



Эквивалентная электрическая схема для обоих представленных на рис. 8 контуров изображена на рис. 9. Соответствующие пояснения:

$$L_{c} = \frac{\mu_{0}l}{2\pi} \left( \ln \frac{nw_{1}}{w_{2} + w_{1}} + \frac{3}{2} \right)$$
— индуктивность контура;  

$$U = S \frac{dB_{\parallel}}{dt} = \ln w_{1}\dot{B}_{\parallel} = \text{const} \quad \text{ЕДС индукции контура;}$$

$$R/2 = \frac{2\rho nw_{1}}{lw_{2}} - 1/2 \text{ сопротивления контура.}$$

Рис. 9. Эквивалентная электрическая схема для обоих контуров, изображённых на рис. 8

В соответствии с предложенной эквивалентной схемой (см. рис. 9) величина экранирующих токов  $I_s$ , генерируемых в плоскостях проводника, параллель-

ных направлению вектора переменного внешнего магнитного поля, определяется из уравнения

$$S\frac{dB_{\parallel}}{dt} = L_{\rm c}\frac{dI_{\rm s}}{dt} + I_{\rm s}R.$$
(5)

Решение уравнения (5) в соответствии с пояснениями на рис. 9 запишется в виде

$$I_{\rm s} = \frac{S\dot{B}_{\parallel}}{R} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{R}{L_{\rm c}}t\right) \right] = \frac{l^2 w_2 \dot{B}_{\parallel}}{4\rho} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{R}{L_{\rm c}}t\right) \right]. \tag{6}$$

Для того чтобы в процессе ввода тока и поля не произошёл переход в нормальное состояние вследствие достижения критических условий по току в кабеле, должно выполняться следующее условие:

$$I_{\rm c}(B_{\parallel}/2) \ge \sum_{i=1}^{2} I_{si} + I_{\rm OP}/2,$$
 (7)

т.е. сумма экранирующих  $I_s$  (8) и достигнутого рабочего  $I_{OP}$  токов не должна превышать величину критического тока в половине сечения кабеля при достигнутой индукции магнитного поля  $B_{\parallel}$  (рис. 10, *a*):

$$\sum_{i=1}^{2} I_{si} = I_{s2} + I_{s1} = \frac{L^2 w_2 \dot{B}_{\parallel\min}}{4\rho} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{R_2}{L_{c2}}t\right) \right] + \frac{l_t^2 w_2 \dot{B}_{\parallel\max}}{4\rho} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{R_1}{L_{c1}}t\right) \right].$$
(8)

Длина проводника в двойной галете *L*, как правило, значительно больше длины одного витка *l*, тем более  $L^2 >> l_1^2$ . Поэтому в подавляющем большинстве случаев  $I_{s2} >> I_{s1}$ ,  $L_{c1}/R_2 = \tau_2 = \mu_0 L^2 w_2 / 8 \pi \rho_\perp n w_1$ . Тогда критерий устойчивости проводника катушки тороидального поля на основе кабеля, изготовленного из стопки параллельных не твистированных ВТСП-лент, можно записать в виде

$$I_{\rm c}(B_{\parallel\rm max}) - I_{\rm OP} \ge \frac{L^2 w_2 \dot{B}_{\parallel\rm min}}{2\rho} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right].$$
<sup>(9)</sup>

Учитывая, что при постоянном темпе зарядки магнита dB/dt = B/t, критерий (9) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{2\rho \left[ I_{\rm c}(B_{\parallel \max}) - I_{\rm OP} \right]}{L^2 w_2 B_{\parallel \min}} t \ge 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau_2} \right). \tag{10}$$

Это трансцендентное уравнение, которое не решается алгебраически. Для решения уравнения введём следующие обозначения:

$$Y1 = \frac{2\rho \left[ I_{\rm c}(B_{\parallel \rm max}) - I_{\rm OP} \right]}{L^2 w_2 B_{\parallel \rm min}} t = \Phi t; \tag{11}$$

$$Y2 = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right). \tag{12}$$

Пересечение функций Y1 (11) и Y2 (12) в точке с t > 0 будет искомым решением уравнения (9). В качестве конкретного примера найдём графическое решение этого уравнения для нашего проводника, который предлагается использовать для магнита TП установки, аналогичной по размерам DTT [21], но с максимальной индукцией магнитного поля на обмотке  $B_{\parallel max} = 18$  Тл и  $B_{\parallel min} \sim 6$  Тл. Конструкция и размеры проводника представлены на рис. 4,  $\delta$ , основные электрофизические и теплофизические свойства — в таблице. Кабель проводника состоит из ~40 ВТСП-лент 12×0,144 мм. Для зоны с максимальным полем  $B_{\parallel} = 18$  Тл критический ток кабеля  $I_c = 300$  кА при T = 4,5 К, длина витка  $l_t \sim 10$  м, длина проводника в двойной галете  $L \sim 200$  м. Для создания поля  $B_{\parallel} = 18$  Тл в проводник нужно ввести ток  $I_{OP} = 60$  кА. Пояснение к физическому смыслу критерия (9) и графическое решение уравнения (10) с целью определения минимально возможного времени зарядки магнита и соответственно максимальной допустимой скорости ввода тока и поля в соответствии с уравнением (10) представлены на рис. 10, *a*,  $\delta$ .



Рис. 10. Упрощённая (для случая  $I_s >> I_{OP}$ ) схема распределения критического  $I_c$ , рабочего  $I_{OP}$  и экранирующего тока  $I_s$  по сечению ВТСП-кабеля:  $I - I_s + I_{OP/2}$  (—),  $2 - I_s - I_{OP/2}$  (—),  $3 - I_s$  (—);  $4 - I_{OP}$  (—);  $5 - I_c$  ( $\blacksquare \blacksquare$ ) (*a*), графические решения трансцендентного уравнения (10) для проводника (пересечение линий Y1 (—) и Y2 (—)) и демонстрация условия критерия (14) (—), линия Y2 не пересекается с чёрной линией ( $\delta$ )

В нашем случае уравнение (10) имеет решение, которое определяет минимально допустимое время зарядки магнита 5000 с, что вполне приемлемо. В этом смысле интересно провести анализ полученного в формуле (10) критерия. Из математики известно, что решения трансцендентного уравнения при t > 0 будут существовать только при выполнении условия

$$\left(\frac{dY1}{dt}\right)_{t=0} < \left(\frac{dY2}{dt}\right)_{t=0}.$$
(13)

Проведя дифференцирование и необходимые подстановки, получим ещё один критерий, определяющий свойства проводника при вводе тока и поля, в следующем виде:

$$\tau_2 \Phi = \frac{\mu_0 \left[ I_c \left( B_{\parallel \max} \right) - I_{OP} \right]}{4\pi n w_1 B_{\parallel \min}} \ge 1.$$
(14)

Физический смысл этого неравенства вполне очевиден. При выполнении условия (14) скорость ввода тока и поля в магнит не лимитируется экранирующими токами. Однако скорость заряда магнита может быть ограничена, например, повышением температуры проводника и снижением при этом величины критического тока, или заложенный изначально коэффициент запаса по критическому току  $k = I_c/I_{OP}$  будет ниже, чем использованный при расчётах. Для выполнения условий критерия (14) в нашем случае нужно использовать в качестве кабеля 80 ВТСП-лент толщиной 72 мкм каждая с основой из Хастеллоя толщиной 50 мкм (синяя линия на рис. 10,  $\delta$ ).

Оценим также и температуру нагрева кабеля при темпе зарядки магнита  $\dot{B}_{|\text{min}} = 6 \cdot 10^{-4} \text{ Tr/c}$  (время зарядки  $t = 10^4$  с), который могут обеспечить применяемые на практике источники питания магнитов ТП. Решение стандартной квазистационарной задачи ( $\tau_{\lambda} \approx \tau_{\text{h}} \ll \tau_{\text{m}}$ ) для определения максимальной температуры кабеля с равномерно распределёнными по объёму источниками тепла  $q_v$ , охлаждаемого по торцам хладагентом с температурой  $T_{\text{h}}$  с известными коэффициентом теплопередачи h и продольной теплопроводностью  $\lambda$  (см. рис. 6, a), запишется в соответствии с [14] в виде

$$T_{\rm m} = T_{\rm h} + q_{\rm v} \frac{w_2}{2} \left( \frac{w_2}{4\lambda} + \frac{1}{h} \right) = T_{\rm h} + \frac{w_2 (B_{\parallel})^2}{8\rho} (L^2) \left( \frac{w_2}{4\lambda} + \frac{1}{h} \right).$$
(15)

В этом случае выражение для определения мощности распределённых по объёму источников тепла *q*<sub>v</sub> запишется в виде

$$q_{\rm v} = \frac{(\dot{B}_{\parallel \rm min})^2}{4\rho} \, (L^2). \tag{16}$$

Результаты расчёта по формуле (10) с использованием значений физических величин из таблицы показывают, что максимальное увеличение температуры кабеля не превысит нескольких сотых градуса.

Если продолжительность процесса зарядки магнита больше, чем три постоянных времени  $t \ge 3\tau_2$ , что может осуществляться на практике, то критерий устойчивости (9) можно записать в упрощённом виде

$$I_{\rm c}(B_{\parallel \rm max}) - I_{\rm OP} \ge \frac{L^2 w_2 \, \dot{B}_{\parallel \rm min}}{2\rho}.$$
 (17)

При выполнении этих оценок был сделан ряд допущений и не учтён ряд сопутствующих факторов. Однако всё это работало в сторону снижения максимально допустимого темпа и соответственно увеличения времени зарядки магнита до рабочих параметров. Вместе с тем проделанные оценки показали, что минимально возможная продолжительность процесса зарядки магнита будет ограничена не опасностью достижения критического состояния кабеля, а мощностью источника питания. Продолжительность процесса зарядки  $t = 1 \cdot 10^4$  с (~2,5 ч) более чем приемлема. Кроме того, мы рассматривали ситуацию, когда темп заряда магнита постоянен в течение всего процесса. Реально в начале процесса темп ввода поля и тока в магнит всегда в разы выше, так как критический ток выше, а рабочий ток меньше и темп зарядки достигает минимальных значений только в конце процесса зарядки. Так что магнит можно реально без эксцессов зарядить за ~2 ч.

Следует отметить, что для стопки параллельных не твистированных лент коэффициент запаса по току  $k = I_c/I_{OP} 300/60 = 5$ , тогда как для такой же стопки твистированных любым способом лент  $k = I_c/I_{OP} 60/60 = 1$ , т.е. запаса нет совсем!

Режим зажигания и поддержания тока в плазме. Полная транспозиция стопки параллельных не твистированных лент к переменному полю, перпендикулярному плоскости проводника в режиме зажигания и увеличения тока в плазме, создаётся на полудлине витка. Абсолютная величина этого поля в наиболее напряжённой точке (зелёная точка  $\otimes$  на рис. 7)  $B_{\perp} < 1$  Тл. Величина стационарного поля, параллельного плоскости ленты,  $\mathbf{B}_{\parallel} \approx 12$  Тл. Критический ток в этой точке примерно в 1,5 раза выше, чем при  $\mathbf{B}_{\parallel} \approx 18$  Тл. Однако отклонение результирующего вектора поля  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\parallel} + \mathbf{B}_{\perp}$  от направления, параллельного плоской поверхности кабеля, составляет  $\theta \sim 5^{\circ}$ . Это в соответствии с экспериментальными данными [3], показанными на рис. 1, приводит к снижению критического тока каждой ленты примерно в 1,5 раза. Оценим работоспособность нашего проводника по ранее полученному критерию (9), учитывая

приведённые замечания при определении  $I_c(B; \theta)$  и подставив в него соответствующие данные для режима работы с плазмой из таблицы и рис. 7. Здесь

$$I_{\rm c}(B;\theta) - I_{\rm OP} \ge \frac{nw_{\rm l}\dot{B}_{\perp}}{4\rho} \left(\frac{l_t}{2}\right)^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\rm l}}\right)\right].$$
(18)

Время зажигания и увеличения тока плазмы до своего максимального значения ~10 с, т.е. продолжительность процесса  $t \ll \tau_1 = \mu_0 (l_t/2)^2 n w_1/4\pi \rho_\perp w_2$ . В этом случае показательная функция  $\exp(-t/\tau_1) = \exp(-x)$  после разложения в ряд может быть представлена в виде

$$e^{x} = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^{2}}{2!} + \frac{x^{3}}{3!} + \dots \approx 1 - \frac{t}{\tau_{1}}.$$
(19)

Считая также, что в нашем случае  $dB_{\perp}/dt = \text{const} = B_{\perp \text{max}}/t$ , неравенство (18) с учётом (19) преобразуется к виду

$$I_{\rm c}(B;T; \theta) - I_{\rm OP} \ge \frac{nw_1 B_{\perp \max}}{4\rho \tau_1} \left(\frac{l_t}{2}\right)^2 = \frac{\pi w_2 B_{\perp \max}}{\mu_0}.$$
 (20)

Вычисления показывают, что для предложенной конструкции кабеля и условий работы с плазмой неравенство (20) выполняется с большим запасом. Тем не менее интересно исследовать это неравенство с точки зрения предельно возможной допустимой величины поля, перпендикулярного плоской поверхности проводника  $B_{\perp max}$ , при фиксированной продолжительности процесса зажигания и роста тока плазмы  $\Delta t = 10$  с. При этом необходимо учитывать, что направление результирующего вектора  $\mathbf{B} = \mathbf{B} + \mathbf{B}_{\perp}$  может существенно отклоняться от направления вектора, параллельного плоской поверхности кабеля  $\mathbf{B}_{\parallel}$ , что приводит к снижению величины критического тока  $I_c(B; \theta)$  [3] (см. рис. 1). Решение (21) методом итераций даёт величину предельно допустимого  $B_{\perp max} \approx 2,5$  Тл.

Приближенная оценка нагрева проводника, учитывая, что  $\tau_h \approx \tau_\lambda \ll \tau_m$ , по аналогии с формулами (16) и (17) показывает, что он не будет превышать 4 К. Здесь мощность распределённых по объёму источников тепла  $q_v$  определится из выражения

$$q_{\rm v} = \frac{\dot{B}_{\perp}^2}{4\rho} \left(\frac{l_{\rm t}}{2}\right)^2. \tag{21}$$

Учитывая, что критическая температура ВТСП-ленты  $T_c(j; B) \approx 40$  К, такое повышение температуры в соответствии с формулой (1) не должно отразиться на работоспособности ВТСП-кабеля.

Режимы срыва тока плазмы. Определение устойчивости проводника в режиме срыва тока плазмы — это комплексная задача, решаемая индивидуально для конкретной конструкции проводника и СПкабеля. Представленная нами конструкция проводника (см. рис. 4, б) подразумевает, что основные тепловыделения в проводнике в режиме срыва тока плазмы будут происходить в матрице. Матрица изготавливается из скрученных никелированных медных проводов и имеет раздельное с СП-кабелем охлаждение. Основная функция матрицы — предотвратить перегрев проводника выше заданной температуры при защитном выводе энергии. Кроме того, матрица выполняет роль электромагнитного экрана, уменьшающего степень воздействия внешнего быстро изменяющегося внешнего поля на ВТСП-кабель. Между кабелем и нормальной матрицей существует тепловое сопротивление, препятствующее проникновению тепла от матрицы к ВТСП-кабелю. Для упрощения наших оценок мы пренебрегаем электромагнитным экранирующим эффектом матрицы и считаем также, что тепло, выделившееся в матрице, отводится в хладагент и не нагревает ВТСП-кабель. В самом же кабеле тепловыделения малы вследствие его высокой поперечной резистивности. В отличие от разработанных ранее методик расчёта устойчивости проводников [15, 16], в которых сверхпроводник и матрица были тесно связаны в тепловом отношении, в данном случае анализируется только влияние экранирующих токов, индуцированных полем тока плазмы в ВТСП-кабеле в процессе быстропеременного краткосрочного режима срыва тока плазмы.

Длительность процесса срыва тока плазмы несколько десятков миллисекунд, и поле тока плазмы в наиболее напряжённой точке катушки тороидального поля  $\otimes$  (см. рис. 7) перпендикулярно площади сечения проводника. Считаем, что поле тока плазмы изменяется по экспоненциальному закону  $B_p = B_{p0} \exp(-t/\tau_0)$ . При токе плазмы  $I_p \sim 5,5$  МА максимальная индукция поля  $B_{p0} \sim 1,5$  Тл на внутренней ноге тороидальной катушки и электромагнитная постоянная времени  $\tau_0 \sim 15 \times 10^{-3}$  с. В этом случае уравнение для определения величины экранирующих токов  $I_s$ , индуцированных в кабеле, запишется в виде

$$\frac{dI_{\rm s}}{dt} + I_{\rm s}\frac{R}{L_{\rm c}} - \frac{SB_{\rm p0}}{L_{\rm c}\tau_0} \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) = 0.$$
<sup>(22)</sup>

Здесь площадь сечения кабеля  $S = nw_1w^2$ , индуктивность участка кабеля длиной  $l L_c = \frac{\mu_0 nw_1w_2}{l}$ , поперечное сопротивление участка кабеля  $R = \rho nw_1/lw_2$ , электромагнитная постоянная времени собственно кабеля  $\tau = L_c/R = \mu_0 w_2^2 / \rho = 18 \times 10^{-5}$  с. Решение уравнения (22) с учётом того, что  $\tau \ll \tau_0$ , запишется в виде

$$I_{\rm s}(t) = \frac{l}{\mu_0} B_{\rm p0} \frac{\tau}{\tau_0} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \right].$$
<sup>(23)</sup>

Экранирующий ток в этом случае индуцируется в направлении, перпендикулярном направлению транспортного тока, и распределён по его длине. Так как вектор экранирующих токов перпендикулярен вектору транспортного тока, для оценки влияния экранирующих токов на устойчивость проводника лучше использовать плотность тока  $j_s = I_s/(lw_2)$ . Результирующий ток будет течь по винтовой линии в плоскости, параллельной плоскости проводника, а результирующая плотность тока  $j_r$  определится как

$$j_{\rm r} = \sqrt{j_{\rm smax}^2 + \left(\frac{j_{\rm OP}}{2}\right)^2} < j_{\rm c}(B_{\parallel \rm max})/2.$$
 (24)

Здесь  $j_{OP} = I_{OP}/(nw_1w_2)$  и  $j_c = I_c/(nw_1w_2)$ . Проделанные оценки максимальной величины плотности экранирующего тока показали, что  $j_{smax}$  более чем на три порядка меньше, чем критическая плотность тока, и не может повлиять на работоспособность проводника. Такая малая плотность экранирующего тока обусловлена высоким поперечным сопротивлением кабеля ( $\rho_{\perp} \approx 1.10^{-6}$  Ом·м) и его относительно небольшим характерным размером  $w_2 = 1, 2.10^{-2}$  м.

Более того, даже если предположить, что вследствие высокой поперечной резистивности и соответственно малой электромагнитной постоянной времени кабеля темп роста экранирующего тока в крайних лентах будет существенно выше темпа перераспределения тока между соседними лентами и что экранирующий ток будет протекать только по двум крайним лентам стопки, критическая плотность тока в них не будет достигнута даже при  $t > 3\tau_0$ . Критерий (24) в этом случае запишется в виде

$$j_{r} = \sqrt{n^{2} j_{smax}^{2} + \left(\frac{j_{OP}}{n}\right)^{2}} \approx n j_{smax} = \frac{n}{w_{2}\mu_{0}} B_{p0} \frac{\tau}{\tau_{0}} = \frac{n B_{p0} w_{2}}{\tau_{0}\rho_{\perp}} < j_{c} (B_{\parallel max}).$$
(25)

Проделанные вычисления показывают, что в нашем случае  $j_c >> j_{smax}$  более чем в 100 раз. Процесс нагрева проводника в этом случае нельзя считать квазистационарным. Характерная электромагнитная постоянная времени  $\tau_m$  на четыре порядка ниже постоянных времени, характеризующих процессы распространения и передачи тепла от кабеля к хладагенту. Здесь для оценки повышения температуры кабеля скорее можно использовать условия адиабатического нагрева

$$\int_{0}^{3\tau_{0}} j_{s}^{2} \rho_{\perp} = C_{p} \gamma \Delta T$$
(26)

или с учётом (23) и полагая, что  $j_s = I_s/(lw_2)$  и  $\tau = \mu_0 w_2^2 / \rho$ :

$$\Delta T \approx \frac{3B_{\rm p0}^2 w_2^2}{C_{\rm p} \gamma \rho_\perp \tau_0}.$$
(27)

В соответствии с (27) температура кабеля увеличится на 4,2 К, что при пятикратном запасе по критическому току и ~40 К по температуре гарантированно не приведёт к переходу кабеля в нормальное состояние.

Режим защитного вывода энергии. Одним из режимов, существенным образом влияющих на выбор конструкций проводника и катушки сверхпроводящей магнитной системы тороидального поля, является режим защитного вывода энергии (ЗВЭ). Упрощённо, в конечном счёте, всё сводится к выбору разумного компромисса между допустимой максимальной температурой нагрева проводника в горячей точке  $T_{\text{max}}$  и допустимым максимальным электрическим напряжением  $U_{\text{max}}$  при ЗВЭ. Реально задача значительно сложнее. На практике нужно искать конструктивные и схемные решения, которые при заданной допустимой величине максимального электрического напряжения позволили бы не допустить перегрева и перегорания ВТСП-кабеля в горячей точке, избежать запредельных термомеханических напряжений, вызванных перекосом температур по объёму катушки, и минимизировать время задержки срабатывания системы защиты. Это сложная отдельная задача, которая на практике ещё не реализовывалась для крупных магнитных систем на основе ВТСП-материалов, и данная работа не имеет целью рассматривать её здесь в полном объёме. Основной задачей этой работы является рассмотрение потенциальных преимуществ проводников на основе стопки параллельных не твистированных ВТСП-лент по сравнению с аналогами проводников на основе тем или иным образом скрученных (твистированных) лент при одинаковых коэффициенте запаса по критическому току  $k = I_c/I_{OP}$  и конструктивной плотности тока по обмотке.

Время задержки срабатывания системы 3ВЭ — это время, которое проходит от начала появления участка проводника, безвозвратно перешедшего в нормальное состояние, и включения системы защитного вывода энергии. В течение этого времени полный рабочий ток Іор будет протекать по нормальной матрице участка проводника, разогревая этот участок, до тех пор, пока длина участка распространения нормальной зоны  $l_{nzp}$  (nzp — normal zone propagation) и величина напряжения на нём  $U_{nzp} = I \rho l_{nzp}/S$  не достигнут пороговой величины включения системы защиты. Распространение нормальной зоны вдоль ВТСП-ленты затруднено вследствие её малой теплопроводности (см. таблицу) и высокой термоустойчивости [17, 18]. Этот процесс во много раз ещё более затруднён в транспонированной любым способом ленте из-за анизотропии её электрофизических свойств в зависимости от ориентации вектора внешнего магнитного поля к поверхности ленты (см. рис. 1) [19]. Резонно предположить, что переход в нормальное состояние, вызванный какими-либо причинами, произойдёт в той области твистированной ленты (или стопки лент), где вектор внешнего магнитного поля перпендикулярен её плоской поверхности. В этой области критический ток в 5—6 раз ниже, чем в области, где вектор магнитного поля параллелен плоской поверхности ленты (или стопки лент) [19]. Дальнейшее распространение нормальной зоны будет блокироваться на участках твистированной ленты, где вектор внешнего поля параллелен плоскости ленты и соответственно её критический ток и температура значительно выше. В результате этого велика вероятность, что температура в нормальной зоне достигнет предельного значения T<sub>max</sub>, прежде чем напряжение  $U_{nzp}$  достигнет величины, при которой происходит включение системы защитного вывода энергии. Двойная транспозиция стопки лент в ВТСП-кабеле [17] частично нивелирует этот эффект за счёт перераспределения тока между соседними субкабелями, однако это не сильно улучшает ситуацию. Следует отметить, что ВТСП-кабель из стопки параллельных не твистированных лент не обладает анизотропией электрофизических свойств, по крайней мере, на длине внутренней «ноги» катушки ТП, где магнитное поле имеет максимальное значение и не меняется по длине. Скорость распространения нормальной зоны в такой конструкции ВТСП-кабеля при одинаковом запасе по критическому току выше, и её быстрее можно обнаружить. Поэтому с точки зрения минимизации времени задержки срабатывания системы защиты кабель из не твистированной стопки параллельных лент является предпочтительным по сравнению с твистированным аналогом.

### выводы

Конструкция и технология изготовления кабелей из стопки параллельных не твистированных лент и проводников ТП на их основе существенно проще, а критический ток и устойчивость к механическим нагрузкам существенно выше, чем в твистированных тем или иным способом кабелях. При том же запасе по критическому току количество сверхпроводящего материала в проводнике может быть значительно снижено и соответственно такой проводник намного дешевле.

Проделанные в данной работе оценки работоспособности предложенной конструкции проводника, предназначенного для катушек тороидального поля на основе ВТСП-кабеля, изготовленного из стопки параллельных не твистированных филаментированных лент, подтверждают его работоспособность во всех основных режимах работы СМС ТП.

В режиме зарядки магнита (ввода тока и поля) нарастание экранирующих токов в проводнике происходит очень низким темпом из-за высоких значений электромагнитной постоянной времени длинного проводника в двойной галете. Кроме того, за счёт волнообразного изменения собственного поля тороидального магнита по длине проводника существенно (в ~3 раза) снижается величина экранирующего тока.

В режиме зажигания и увеличения тока в плазме полная транспозиция проводника по отношению к внешнему полю, перпендикулярному плоской поверхности ВТСП-лент, которое создаётся катушками ПП, ЦС и током плазмы, происходит на полудлине витка. Уменьшение величины экранирующих токов и потерь энергии до приемлемых значений достигается путём филаментирования лент. Индуцированные экранирующие токи и увеличение температуры кабеля, состоящего из параллельных не твистированных филаментированных лент, в этом режиме не приводят к достижению критических параметров с большим запасом.

В режиме срыва тока плазмы плотность экранирующих токов и вызванный ими нагрев кабеля не приводят к переходу проводника в нормальное проводящее состояние. Этому способствует малая величина генерируемых экранирующих токов, обусловленная высоким поперечным сопротивлением кабеля, большой запас по температуре и относительно высокая теплоёмкость ВТСП-лент.

При защитном выводе энергии скорость распространения нормальной зоны в кабеле из параллельных не твистированных лент выше, чем в твистированном кабеле, вследствие отсутствия анизотропии электрофизических свойств. Это способствует более быстрому включению системы ЗВЭ и позволяет избежать зонного перегрева проводника.

Проведённый анализ выполнен при ряде существенных допущений и предположений. Поэтому правильность представленных в работе идей (положительное влияние волнообразности изменения тороидального и полоидального полей по длине проводника) и выполненных на их основе оценок работоспособности конструкции проводников на основе кабелей из стопки параллельных не твистированных филаментизированных лент нуждается в тщательной экспериментальной проверке.

Автор выражает благодарность В.Е. Сытникову за полезные профессиональные обсуждения сделанных в работе допущений и полученных результатов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Sorbom B.N. et al. ARC: A compact, high-field, fusion nuclear science facility and demonstration power plant with demountable magnets. — Fusion Eng. Des., 2015; http://dx.doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.07.008.
- Вдовин В. и др. Компактная, с высоким полем ТИН-СП термоядерная научная установка и демонстрационный энергетический реактор. — В сб.: 42-я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Москва, Россия, 9—13 февраля 2015 г.
- 3. Hazelton D. Presentation on WAMHTS-4, 2017.
- 4. Bruzzone P. Cable Behavior and Specific Issues with HTS Tape, Presentation on WAMHTS-5. Budapest, April 11-12, 2019.
- 5. Wittgentstein F. Superconducting magnet for big european bubble chamber. Industries Atomique, 1970, № 5/6, p. 33—37.
- Черноплёков Н.А., Кейлин В.Е., Клименко Е.Ю., Ковалёв И.А., Лелехов С.А., Новиков С.И. Стабилизированный сильноточный Nb<sub>3</sub>Sn соленоид МАКСИХИН. В сб.: Труды Всесоюзной конференции по инженерным проблемам управляемых термоядерных реакторов. Ленинград, 1977 г., т. 1, с. 179—187.
- 7. Ivanov D.P., Keilin V.E., Klimenko E.Yu. et al. T-7 TF Superconducting Magnet System. IEEE Trans. of Magnetics, 1977, vol. 13, № 1, p. 694—697.

- Agureev A.N. et al. Electroplated stabilized multifilament superconductor. IEEE Trans. of Magnetics, 1975, vol. Mag.-11, № 2, p. 303—307.
- 9. Черноплёков Н.А., Иванов Д.П., Лелехов С.А. Сверхпроводящие магнитные системы для токамаков. М.: Изд-во Атомная Техника, 1997.
- 10. Dorofeev G.L., Imenitov A.B., Klimenko E.Yu. Cryogenics, 1980, vol. 20, p. 307.
- 11. Малков М.П. и др. Справочник. М.: Энергоиздат, 1985.
- Lu Jun, Choi E.S., Zhou H.D. Physical properties jf Hastelloy (R) C-276 (TM) at cryogenic temperatures. J. of Applied Physics, March 2008, vol. 103(6), p. 064908-6.
- 13. Kruglov S.L. Technical Physics, 2002, vol. 47, № 11, p. 1465—1468; Translated from Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki, 2002, vol. 72, № 11, p. 121—124. Original Russian Text Copyright © 2002 by Kruglov, Shcherbakov.
- 14. Юдаев Б.Н. Теплообмен. —М.: Высшая Школа, 1973, с. 60—62.
- 15. Lelekhov S. A physical model and numerical methodic of losses investigation in superconducting CICC. Cryogenics, 2006, vol. 46, № 1, p. 1–8.
- Bassette D., Shatil N., Zapretilina E. Simulation of the ITER toroidal field coil operation. IEEE Trans On Appl. Superconductivity, 2006, vol. 16, № 2, p. 795—798.
- 17. Rui Kang, Quench simulation of REBCO cable-in-conduit conductor with twisted stacked-tape cable. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2020, vol. 30, № 1, p. 5700107.
- 18. Iwasa Y. Case Study in Superconducting Magnets. New York: Springer, 2009, p. 484-489.
- 19. Nugteren J.V. Normal Zone Propagation in a YBCO Superconducting Tape. M.S. thesis, Faculty Sci. Technol. Univ. Twente, Enschede, The Netherlands, 2012.
- Kesgin I., Majkic G., Selvamanickam V. A simple, cost effective top-down method to achieve fully filamentized low ACloss 2G HTS coated conductors. — Physica C., 2013, vol. 486, p. 43—50.
- Aldo de Zinobio et al. Conceptual Design of the DTT Superconducting Magnet Syste. Presented on MT-26, see Divertor Tokamak Test Facility. — Interim Design Report. Ed. by R. Martone, R. Albanese, F. Crisanti, P. Martin, A. Pizzuto, 2017; ISBN: 978-88-8286-378-4.



Сергей Андреевич Лелехов, в.н.с., к. техн. н., доцент, ветеран атомной науки и техники; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия S.Lelekhov@iterrf.ru

> Статья поступила в редакцию 16 сентября 2020 г. После доработки 23 сентября 2020 г. Принята к публикации 24 сентября 2020 г. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 51—65.