

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4660/82

27/9-82

P9-82-486

П.Г.Василев, Л.И.Гребень, Л.Н.Зайцев,
Н.Ю.Казаринов, В.А.Михайлов, Г.П.Решетников,
В.Б.Хвостов, И.П.Юдин

ВЛИЯНИЕ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ПУЧКА
НА ДИНАМИКУ ЧАСТИЦ
В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СИНХРОТРОНАХ

Направлено на VIII Всесоюзное совещание
по ускорителям заряженных частиц /Протвино,
октябрь 1982 года/

1982

ВВЕДЕНИЕ

Исследование роли возмущений и определение числа частиц, выпадающих из режима ускорения или накопления, представляет собой одну из наиболее принципиальных задач теории ускорителей. Под влиянием возмущений, источником которых могут быть самые разнообразные физические эффекты, увеличиваются потери, что приводит к необходимости ограничения тока пучка.

В настоящей работе обсуждается обнаруженный эффект возмущения ведущего магнитного поля синхротронов, возникающий из-за значительного влияния /в отличие от обычных, "теплых", магнитов/ теплового состояния СП-кабеля на распределение в нем транспортного тока. Этот эффект повышает вероятность выбывания частиц из области устойчивых фазовых колебаний. Он быстро развивается во времени вследствие обратной связи возмущения и потерь и может приводить к исчезновению всего пучка без перехода магнитов в нормальное состояние.

Существенную роль в возникновении эффекта играет абсолютная величина и вид распределения поглощенной энергии /температуры/ в сверхпроводящих обмотках /СПО/.

1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГЛОЩЕННОЙ ЭНЕРГИИ В СПО

Сгруппированный пучок при движении в магнитном поле ускорителя часть своей энергии передает СПО в результате потерь частиц^{/1/}. Наиболее жесткие радиационные условия для СПО возникают при локальной по апертуре посадке ускоряемых частиц на стенки вакуумной камеры. В этом случае функция источника излучения $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ ^{/1/} при вычислении поглощенной энергии $W(\rho, \phi)$ может быть представлена в следующем виде /см. геометрию на рис.1/:

$$S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \approx \bar{L}_1 \cdot \delta(\phi - \phi_1) \delta(\mu - \mu_0) \delta(E - E_0), \quad /1/$$

где \bar{L}_1 - средняя величина потерь на длине магнита l_z ; ϕ - апертурный угол; E - энергия частиц; $\mu = \cos \alpha$ / α - угол посадки частиц, обычно ~ 1 мрад/.

Очевидно, что для источника /1/ формируется неоднородное распределение поглощенной энергии в СПО^{/1,2/}. Это иллюстрируется данными таблицы и результатами расчета^{/3/}/рис.1/ плотности потока адронов с $E > 20$ МэВ, которые вносят основной вклад в $W(\rho, \phi)$ при $E_0 = 7,5$ ГэВ. Результаты расчета, приведенные в таб-

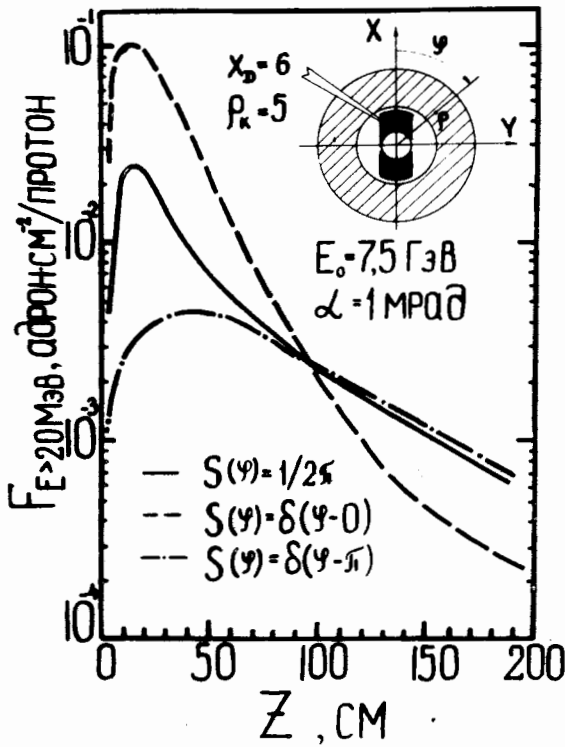


Рис.1. Распределение плотности потока адронов в модели дипольного магнита.

лице, выполнены для источника /1/, а показанные на рис.1 - для случая локальной высадки частиц под углом α при $l_z=0$. При сверхвысоких энергиях $W(\rho, \phi)$ в основном определяется электрон-фотонным каскадом.

Таким образом, потери пучка в процессе ускорения приводят к тому, что внутренние слои СПО в угловом растворе порядка 20° могут оказаться в перегретом состоянии вплоть до образования ограниченной нормальной зоны /ОНЗ/.

2. ОБРАЗОВАНИЕ НОРМАЛЬНОЙ ЗОНЫ В СПО

Нормальная зона может возникнуть в результате потери частиц в момент перевода /инъекции/ пучка в сверхпроводящее кольцо при малых подкритичностях $\eta=0,1 \div 0,2$. На рис.2 известные экспериментальные /4-7/ и расчетные /2/ результаты представлены в относительных единицах / $I = 20$ МДж/г/. Зависимость I получена на основе измерений переходов из сверхпроводящего в нормальное состояние при облучении /8/ и удельной теплоемкости /9/ для НТ-50. Для комбинированных проводников, из которых изготовлены СПО исследованных в /5-7/ магнитов, она отличается коэффициентом 3,67.

Область, расположенная ниже зависимости I на рис.2, соответствует таким состояниям, когда ОНЗ отсутствует, несмотря на наличие определенного тепловыделения от внутренних источников $W(\rho, \phi)$. Их мощности не хватает для нагрева проводника в СПО до критической температуры $T_c(B, I)$. Область между кривыми 1 и 2 или 1 и 3 соответствует наличию ОНЗ, находящейся в устойчивом тепловом равновесии. С увеличением η и B эта область

Таблица

Типичные распределения энерговыведения в СПО от источника /1/, отн.ед.

$\rho, \text{мм}$	$E_0 = 10 \text{ ГэВ}$			$E_0 = 400 \text{ ГэВ}$					
	$\phi, \text{град.}$	0	5	10	15	0	5	10	15
0	$1,0 \cdot 10^0$	$4,0 \cdot 10^{-1}$	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$1,0 \cdot 10^0$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$9,6 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$
± 3	$8,2 \cdot 10^{-1}$	$3,6 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$8,4 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$8,4 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$
± 6	$5,6 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$5,8 \cdot 10^{-1}$	$9,4 \cdot 10^{-2}$	$5,8 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$
± 12	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$5,6 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$
в $2\pi-24^\circ$ равно-мерно	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-3}$	$6,3 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$6,0 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-5}$

ρ отсчитывается от внутренней поверхности СПО;

ϕ отсчитывается от оси X /рис.1/; $\bar{W}(\rho, E_0, \phi) \Big|_{\rho=R_0}^{\rho=R_0} = 1,4 \cdot 10^{-4} \cdot E_0, \text{ ГэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{прот.}^{-1} \cdot \text{м}^{1/2}$.

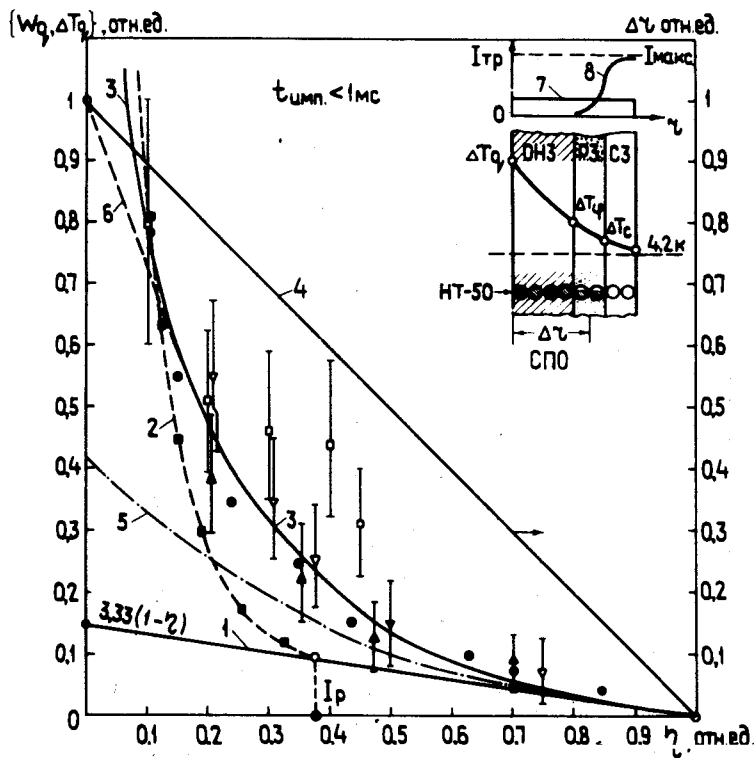


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные результаты по нагреванию и облучению сверхпроводящих диполей: ■ - данные работы ^{4/}; Δ - данные ^{5/}; ● - данные ^{8/}; ▽ - данные ^{7/}; □ - наши измерения.

уменьшается и при I_p может исчезнуть. Разделение тока между сверхпроводником и матрицей в резистивной зоне и наличие внутреннего теплового сопротивления несколько расширяет область существования ОНЗ, причем кривая 3 проходит через $\eta=1$ и предельного значения тока I_p в явном виде нет. Наконец, область, расположенная выше кривой 2 или 3, соответствует неустойчивым состояниям. Это означает, что тепловыделение от $W(\rho, \phi)$ и джоулево тепловыделение на перегретом участке СПО настолько велики, что при $\eta = \text{const}$ нормальная зона распространяется неконтролируемым образом вплоть до перехода магнита в нормальное состояние. Результаты, показанные на рис. 2, качественно согласуются с теорией Стекли о равновесии нормальной зоны в плотной обмотке ^{10/}.

Возникновение ОНЗ слабо зависит от того обстоятельства, пропаян кабель или не пропаян, транспонирован или не транспониро-

ван. При малых η сечение сверхпроводящей части кабеля достаточно для пропускания необходимой величины транспортного тока. По-видимому, даже в непропаянном и транспонированном кабеле ток способен перераспределяться /см. зависимость 7 и 8 на рис. 2/ через токовводы или внутри кабеля. В противном случае кривая 3 совпала бы с зависимостью 1 в экспериментах. Таким образом, появление ОНЗ само по себе может и не привести к переходу магнита, но из-за перераспределения тока будет влиять на характеристики магнитного поля в апертуре ^{11/}.

3. РАЗМЕРЫ НОРМАЛЬНОЙ ЗОНЫ В СПО

Для количественного определения искажений ведущего магнитного поля надо знать величины Δr в каждом витке СПО. Для оценки Δr можно использовать линейную зависимость 4 /рис. 2/: $\Delta r = 1 - \eta$, однако это очень грубое приближение. По-видимому, $\Delta r_q(\eta)$ * изменяется в соответствии с экспериментальными зависимостями $W_q(r)$. Без большой погрешности кривую 3 можно экстраполировать по 6 к единице и определить $\Delta r_q(\eta)$. Значения Δr в промежутке $0 < \Delta r < \Delta r_q$ вычисляются на основе решения уравнения теплопроводности с учетом динамических потерь и функций $V(t)$ и $I(t)$, обычно известных для данного ускорителя.

Температурное распределение в СПО можно получить независимо для каждого витка, но с учетом пространственного распределения $W(r, \phi)$ и тепловыделения. Удобно воспользоваться многоточечным приближением, разбивая витки /в случае седлообразного диполя/ на элементы по радиусу и задавая тепловыделение в виде ступенчатой функции от r . При этом для тонких витков вполне можно пренебречь угловым распределением тепловыделения, но учитывать его от витка к витку.

По известной зависимости критической плотности тока в комбинационном проводнике от температуры и индукции магнитного поля легко определить величину нагрева, при котором в данном витке возникает нормальная зона. Зная динамику распределения температуры в витках СПО на основе решения уравнения теплопроводности, можно получить функцию $\Delta r_N(t)$, где N - номер витка.

4. РАСЧЕТ ИСКАЖЕНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В расчетах предполагалось, что в ОНЗ нет транспортного тока. На рис. 3 показано изменение распределения магнитного поля в апертуре для двух типов дипольных магнитов: а/ седлообразного дипольного магнита, в котором поле в основном формируется обмот-

* Индекс "q" везде указывает на предельные величины, соответствующие переходу магнита.

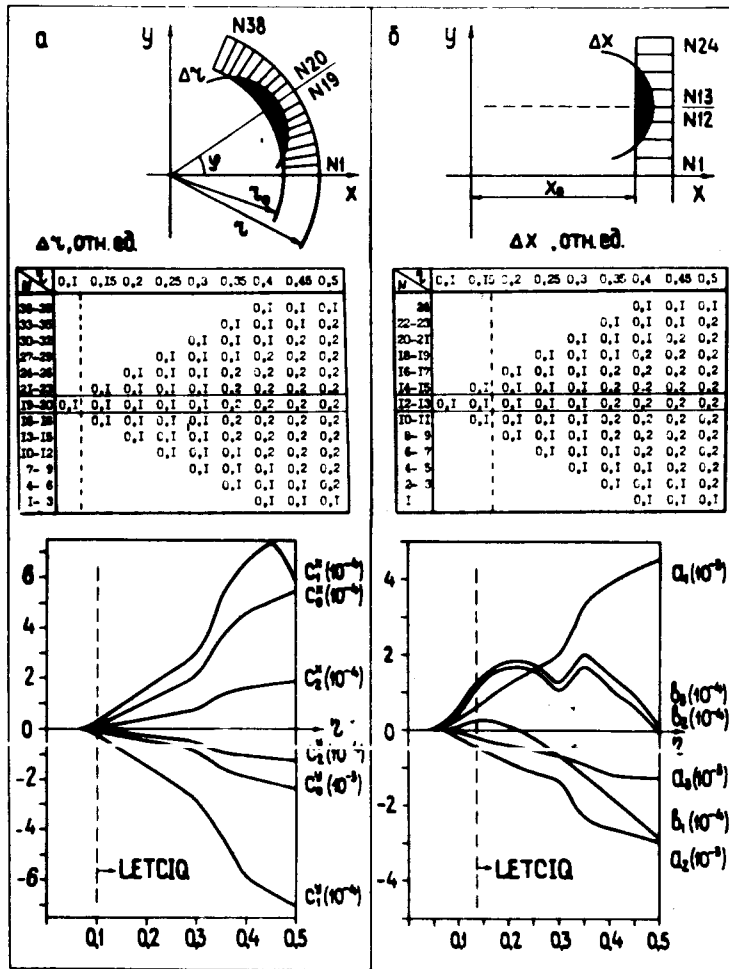


Рис.3. Изменение нелинейностей в зависимости от динамики роста нормальной зоны в седлообразном диполе /а/ и в диполе типа "оконная рама" с железным сердечником /б/.

кой; б/ дипольного магнита с железным сердечником типа "оконная рама", где поле наполовину определяется этим сердечником /12/. В таблице на рис.3 показан заложенный в расчеты рост нормальной зоны во времени, то есть при увеличении η . В случае, когда потери частиц идут по образующей в 1/4 магнита /см. геометрию на рис.4/, возникновение ОНЗ должно приводить к наибольшему изменению нелинейностей.

Рассчитанное изменение магнитного поля, вызванное перераспределением плотности тока, представлялось в следующем виде:

а/ для седлообразного магнита /13/:

$$\Delta B_y(x)/B_0 = C_0^y + C_1^y \cdot x + C_2^y \cdot x^2 + \dots,$$

$$\Delta B_x(x)/B_0 = C_0^x + C_1^x \cdot x + C_2^x \cdot x^2 + \dots;$$

б/ для магнита типа "оконная рама" /14/:

$$\Delta B_y(r,\theta)/B_0 = \sum_{n=1} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{n-1} [b_n \cos(n-1)\theta + a_n \sin(n-1)\theta],$$

$$\Delta B_x(r,\theta)/B_0 = \sum_{n=1} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{n-1} [b_n \sin(n-1)\theta - a_n \cos(n-1)\theta],$$

где $B_0 = B_y / x=0, y=0$ - величина основной дипольной компоненты магнитного поля.

Характеристики поля, приведенные на рис.3, получены на единичном радиусе $r=1$ см для $C_n^{x,y}$ и на краю апертуры для a_n, b_n . Пунктиром на графиках и таблицах рис.3 показана ориентировочная граница предельно допустимых значений $C_n^{x,y}, a_n, b_n$, место проведения которой будет уточнено ниже.

5. ВЛИЯНИЕ ИСКАЖЕНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ ЧАСТИЦ

В настроенном ускорителе первичные потери частиц неравномерно распределены между отдельными магнитами и случайным образом флуктуируют во времени /1/. По-видимому, в совокупности с собственными флуктуациями величин $W(r,\phi)$ вследствие реализации различных каналов ядерных реакций при взаимодействии частиц с веществом величина $W_{\max}(r,\phi)$ не может превышать $\bar{W}(r,\phi)$ более чем в 10 раз. Для рассматриваемой проблемы вопрос о флуктуациях поглощенной энергии имеет принципиальное значение. Пока этот вопрос не исследован, в расчетах должен фигурировать некоторый коэффициент запаса $K=10$.

Искажения магнитного поля, обусловленные радиационным и динамическим нагревом, могут увеличить по закону средних квадратов: а/ искажение замкнутой орбиты; б/ сдвиги частот бетатронных колебаний; в/ ширины резонансных полос; г/ инкремент развития стохастических неустойчивостей. Величины, характеризующие эти эффекты, пропорциональны среднеквадратическому относительному значению нелинейности магнитного поля $\langle \Delta B/B_0 \rangle$ на краю рабочей апертуры или ее квадрату в случае "г".

В синхротронах на сверхвысокие энергии величина $\langle \Delta B/B_0 \rangle = 10^{-4}$ соответствует сдвигу частот бетатронных колебаний $\langle \Delta \nu \rangle = 10^{-2/15}$. Увеличение нелинейности, например, в 5 раз приведет

к попаданию по крайней мере части пучка в полосы резонансов до 4-го порядка включительно и, следовательно, к дополнительным и возрастающим потерям частиц $\Delta L(t)$.

6. ЦИКЛ ВЗАИМОУСЛОВЛЕННОЙ СВЯЗИ LETCIQ

Очевидно, что для сверхпроводящих магнитных систем ускорителей существует взаимообусловленная термодинамическая и электромагнитная связь между первичными и вторичными /дополнительными/ потерями частиц в виде нарастающего цикла, показанного на рис.4. Для краткости мы назвали его LETCIQ (Loss-Energy deposition-Temperature-Current-Induction magnetic field-Quaver).

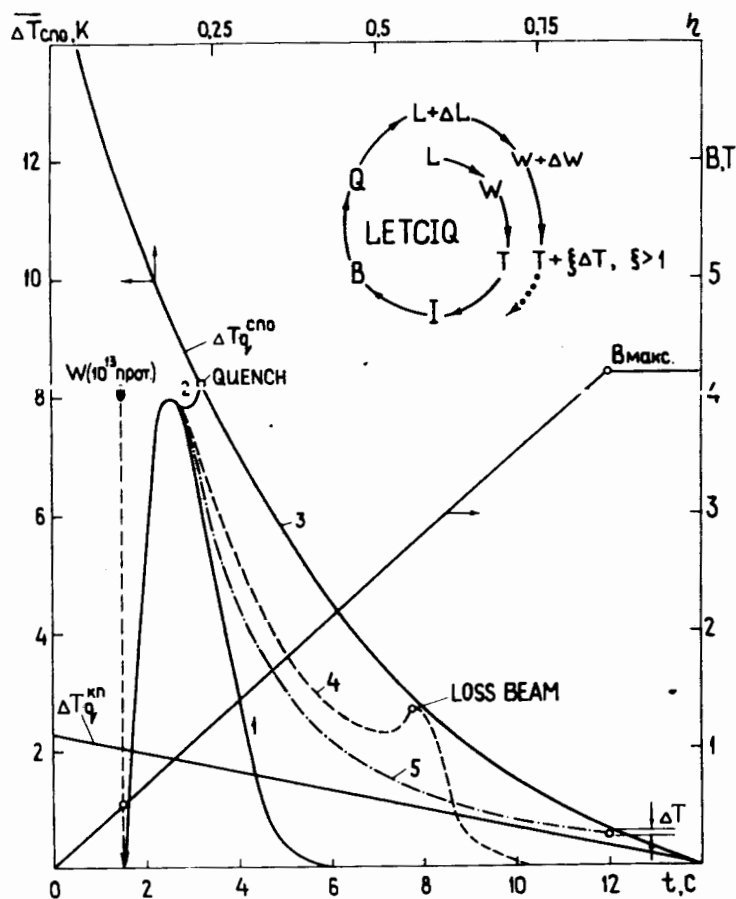


Рис.4. Цикл LETCIQ и его качественное влияние на поведение температурного градиента в СПО.

Исследование цикла LETCIQ представляет собой новую и чрезвычайно сложную проблему, тем не менее качественно физическая картина достаточно ясна. Если за время $\Delta t = 1$ мкс при инжекции 10^{13} протонов потери L_0 приводят к нагреву, допустим, на $\Delta T = 8$ К /рис.4/, то перехода не произойдет, так как $\Delta T < T_q$ СПО. Однако неизбежно образуется ОНЗ ($\Delta T > \Delta T_q$) и произойдет возмущение магнитного поля в апертуре. Потери частиц в процессе ускорения, а также рост тока I и поля B при уменьшении $J_c(B, I)$ могут увеличить размер ОНЗ настолько, что $(\Delta B/B_0) > 10^{-4}$ и тогда включается цикл LETCIQ. Косвенно об этом можно судить по отклонению от кривой нормального остывания I после импульса инжекции.

Возможны следующие ситуации /рис.4/: а/ LETCIQ включается вскоре после инжекции, потери частиц резко возрастают и происходит переход магнита /кривая 2/; б/ LETCIQ запаздывает, пучок теряется постепенно и исчезает совсем где-то в середине цикла ускорения; в/ LETCIQ не включается до конца цикла ускорения, но потери немного возрастают из-за малых дополнительных искажений магнитного поля /величины слева от предельной границы на рис.3/, так что останется недостаточный резерв в ΔT для осуществления вывода пучка при максимальной энергии ускоренных частиц.

Уменьшение потерь или тока инжекции не всегда могут устранить опасность, поскольку нормальная зона может возникнуть в СПО при малых η по другим причинам /16/ и пока не ясно поведение ОНЗ при наличии флуктуаций $W(r, \phi)$ в процессе ускорения.

7. ИЗМЕРЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НАГРЕВЕ СПО

Локальный нагрев СПО магнита типа "оконной рамы" с железным сердечником /12/ создавался нагревателем с размерами $6 \times 3 \times 1$ мм³ из константановой проволоки с активным сопротивлением 1,3 Ом. Вблизи нагревателя размещался термометр-сопротивление Аллен-Бредли с размерами $4 \times 1,5 \times 1$ мм³. Нагреватель и термометр приклеивались эпоксидной смолой к СПО и закрывались стеклотекстолитом для уменьшения теплопередачи от нагревателя к жидкому гелию. Магнит вместе с измерительной катушкой, помещенной в апертуре, погружался в криостат с жидким гелием. Геометрия эксперимента схематично показана на рис.5.

В нагреватель от генератора подавался импульс тока длительностью 0,5 мс, синхронизованный по времени с импульсами питания магнита, которые имели треугольную форму и период следования 13 с. Измерения магнитного поля в апертуре проводились по методике, описанной в работе /17/. В паузах между импульсами тока от источника питания магнита измерительная катушка, подключенная к системе магнитных измерений, поворачивалась в апертуре на некоторый угол $\Delta \phi$ с помощью шагового электродвигателя. Измерения продолжались, пока катушка не сделает оборот на 2π . Данные магнитных измерений оперативно обрабатывались на ЭВМ.

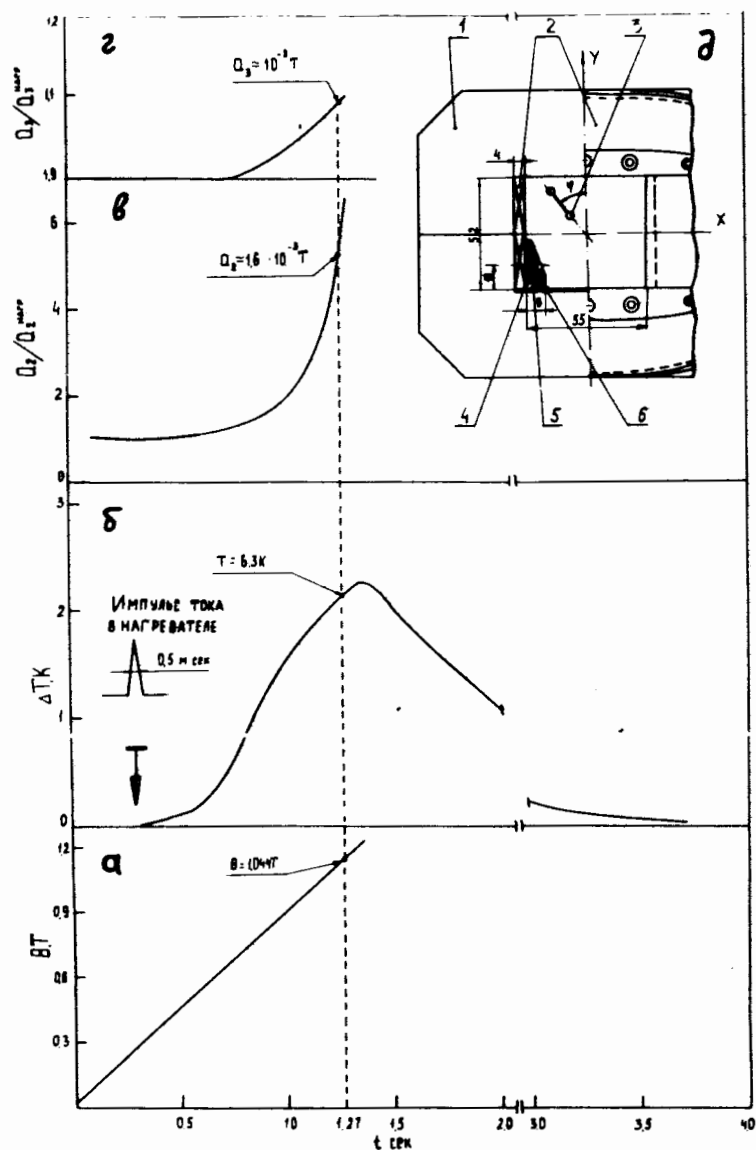


Рис.5. Зависимость от времени: роста магнитного поля /а/, температуры СПО /б/ и относительного изменения нелинейностей второго /в/ и третьего /г/ порядка. Геометрия эксперимента /д/: 1 - железный сердечник; 2 - СПО; 3 - измерительная катушка; 4 - нагреватель; 5 - термометр; 6 - стеклотекстолит.

Одновременно с магнитными измерениями контролировалось изменение температуры вблизи СПО. Геометрия эксперимента была выбрана такой, что термометр показывал температуру, отличающуюся от температуры внутренней поверхности СПО не более чем на 25%. Это было проверено теплофизическим расчетом. Измерение температуры термометра проводилось путем включения его в мостовую схему, уравновешанную при 4,2 К. Сигнал разбалансировки моста усиливался и записывался на быстродействующем самописце. Погрешность измерения температуры не более $\pm 0,1$ К.

Вначале в нагреватель подавалась энергия, несколько превышающая допустимую W_q для данной обмотки, и были получены экспериментальные точки, которые приведены на рис.2. Затем при $\eta = \text{const.}$ мощность нагревателя снижалась настолько, что перехода магнита не происходило, и проводились измерения относительных изменений нелинейностей с выключенным и включенным нагревателем. Предварительные результаты эксперимента представлены на рис.5. Подобные измерения будут продолжены на данном и других типах СП-магнитов.

Полученные результаты свидетельствуют о заметном относительном изменении нелинейностей под действием локального нагрева СПО, приводящего к образованию ограниченной нормальной зоны и, следовательно, к перераспределению тока, как и предполагалось в работе /11/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена новая проблема, решение которой важно для выбора предельных величин потерь частиц тока инжектируемого пучка в синхротроне на сверхвысокие энергии. В настоящее время из-за сложности ее решения не представляется возможным сделать обоснованные количественные оценки. Однако следует заметить, что возникнут более жесткие требования к динамике частиц и допустимым потерям, установленным ранее /1,2/ по критерию перехода магнитов в нормальное состояние. К сожалению, эффект радиационного возмущения магнитного поля сверхпроводящих магнитных систем невозможно компенсировать корректирующими обмотками в магнитах вследствие неопределенных, по ϕ и Z , случайных процессов потерь, возникновения ОНЗ, перераспределения тока и т.п., адекватных мгновенным изменениям допусков на размеры витков СПО.

Авторы выражают глубокую благодарность за поддержку и обсуждение работы А.М.Балдину, Л.Г.Макарову, А.А.Смирнову, В.И.Иванову, И.А.Шелаеву, Ю.А.Шихову, И.Б.Иссинскому, Е.Д.Клещенко, а также А.Е.Сырейшикову, Б.Д.Зельдичу, И.А.Елисеевой, А.М.Донягину, П.И.Никитаеву, В.И.Лобанову - за помощь при расчетах и измерениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зайцев Л.Н. ЭЧАЯ, 1980, 11, вып. 3, с. 525.
2. Маслов М.А., Мохов Н.В. ИФВЭ, ОРИ 81-128, Серпухов, 1981.
3. Хвостов В.Б. ОИЯИ, 16-12929, Дубна, 1979.
4. Donald J. et al. IEEE Trans., 1981, vol. MAG-17, No. 1, p. 1056.
5. Edwards N. et al. IEEE Trans., 1977, vol. MAG-13, No. 1, p. 666.
6. Cox B. et al. IEEE, 1979, NS-26, No.3, p. 3885.
7. Dixon R. et al. FN-327, Batavia, 1980.
8. Василев П.Г. и др. ОИЯИ, P9-81-114, Дубна, 1981.
9. Bishoff J., Vassilev P.G., Goncharov I.N. Cryogenics, 1982, 22, No.3, p. 131.
10. Stekly Z.J.J. J.Appl.Phys., 1966, vol. 37, p. 324.
11. Зайцев Л.Н. ОИЯИ, Б6,9-81-4, Дубна, 1981.
12. Алфеев В.С. и др. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1981, т. 1, с. 360.
13. Брехна Г. Сверхпроводящие магнитные системы. "Мир", М., 1976.
14. Шелаев И.А., Юдин И.П. ОИЯИ, P9-80-333, Дубна, 1980.
15. Балбеков В.И. и др. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1979, т. 1, с.1.
16. Альтов В.А. и др. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. "Энергия", М., 1975, с. 62, 160.
17. Буй Зуан Чонг и др. Труды X Международного симпозиума по ядерной электронике. Дрезден, ГДР, 1981, с. 57.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июля 1982 года.

Василев П.Г. и др. Влияние потерь энергии пучка на динамику частиц в сверхпроводящих синхротронах P9-82-486

Рассмотрено возникновение ограниченных нормальных зон в транспонированном кабеле под действием потерь энергии пучка без перехода всего магнита в нормальное состояние. В начале цикла магнитного поля образование нормальных зон приводит к перераспределению плотности тока в обмотке и к искажению поля в апертуре. Эти искажения отражаются на динамике пучка и могут приводить к дополнительным потерям частиц, то есть движение пучка в сверхпроводящем ускорителе - это процесс с обратной связью потерь и магнитного поля. Обсуждаются следующие процессы: потери частиц при ускорении; формирование поля энерговыделения и температур в обмотке магнитов; образование нормальной зоны в сверхпроводящей обмотке; влияние перераспределения плотности тока на характеристики магнитного поля в апертуре магнитов; динамика пучка при наличии возмущений. Сделана попытка связать рассмотренные процессы в замкнутый цикл. Приведены экспериментальные результаты влияния импульсного нагрева обмотки сверхпроводящего диполя на нелинейности магнитного поля.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Vassilev P.G. et al. Influence of the Beam Energy Losses on the Dynamics of Particles in Superconducting Synchrotrons P9-82-486

The appearance of restricted normal zones in a transposed cable under the action of beam energy release in the case of partial transition of the superconducting magnet into a normal state is examined. The formation of normal zones at the beginning of the magnetic cycle leadsto some redistribution of the local current density in the winding and to a respective distortion of the magnetic field in the aperture. Such distortions have an influence on the beam dynamics and can lead to additional particle losses, i.e. the beam motion in the superconducting accelerator is a process with an inverse connection between losses and magnetic field. The following questions are discussed: losses of particles; field of the energy release and temperature in the winding; conditions for appearance of a normal zone; influence of the redistribution of the local current density on the magnetic field parameters; beam dynamics in the case of perturbations. An attempt is made to connect all these questions in an exclusive circle. Experimental results concerning the influence of the pulse heating of the winding of a superconducting dipole on the magnetic field linearity are presented too.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.