

8-99-58

На правах рукописи
УДК 536.242

С - 322

СЕРГЕЕВ
Игорь Александрович

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ
К НОРМАЛЬНОМУ И СВЕРХТЕКУЧЕМУ ГЕЛИЮ
В ЭЛЕМЕНТАХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСТРОЙСТВ

Специальность: 01.04.20 — физика пучков заряженных частиц
и ускорительная техника,
01.04.09 — физика низких температур

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий Объединённого института ядерных исследований.

Научный руководитель - доктор технических наук
ФИЛИППОВ Ю. П.

Официальные оппоненты - доктор технических наук, профессор
КРЮКОВ А. П.
кандидат физико-математических наук
КУЗНЕЦОВ А. Б.

Ведущая организация - МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Защита диссертации состоится “ _____ ” 1999 г. в _____ на заседании Диссертационного совета Д-047.01.06 при Лаборатории сверхвысоких энергий Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна, Московская обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан “ _____ ” 1999 года .

Учёный секретарь Диссертационного совета
кандидат физико-математических наук


Кривохижин В. Г.

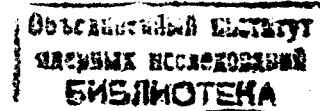
Актуальность темы. Со времени открытия жидкого гелия во всём мире ведутся активные всесторонние исследования его нормальной (He I) и сверхтекучей (He II) фазы. Одна из незакрытых проблем феноменологии гелия - динамика тепловых процессов на поверхности твёрдого тела, находящегося в объёме He II или He I. Сложность этой проблемы - результат фазовых переходов (He II → He I, He I → пар He) в непосредственной близости к поверхности теплопередачи. Что касается прикладного аспекта, то и нормальный гелий, и сверхтекучий считаются техническими криоагентами¹, для которых имеется достаточный объём исходной информации и практических рекомендаций. Однако многие проекты новых ускорителей требуют не только многочисленных уточнений и дополнений этих данных, но и, главное, достижения предельной эффективности криостатирования, что невозможно без новых исследований нестационарной теплопередачи к гелию.

Цель работы состоит в изучении общих закономерностей и определении количественных характеристик нестационарных тепловых процессов на границе «твёрдое тело - жидкий гелий» в такой геометрии, которая типична для элементов криогенных систем сверхпроводящих ускорителей, а также в адекватном сравнении эффективности теплоотвода к нормальному и сверхтекучему гелию, для чего необходимо провести эксперименты по нестационарному нагреву, нестационарному охлаждению и импульсно-периодической теплопередаче к He I и He II на одном и том же образце.

Научная новизна. В широком диапазоне режимных параметров получены новые данные по динамике тепловых процессов на поверхности твёрдого тела при нестационарном нагреве одиночным импульсом. При тепловых нагрузках, близких к стационарной критической q_{cr} , впервые обнаружена неустойчивость режима теплопередачи, которая проявляется в возникновении температурных пиков с амплитудой до нескольких Кельвин. Установлена зависимость характеристик этих пиков от параметров тепловой нагрузки. Показано, что в сверхтекучем гелии при $q \geq q_{cr}$ возможны осцилляции температуры поверхности теплоотдачи.

В широком диапазоне режимных параметров получены новые данные по динамике тепловых процессов на поверхности твёрдого тела при нестационарном охлаждении по окончании действия одиночного импульса. Обнаружено, что в зависимости от сочетания режимных параметров продолжительность охлаждения может быть больше либо в нормальном, либо в

¹ Например, в ускорителе СПИН (ОИЯИ, Россия) применяется погружной вариант криостатирования сверхпроводящих магнитов в He I, а в ускорителе TESLA (DESY, Германия) - погружной вариант криостатирования сверхпроводящих резонаторов в He II.



сверхтекучем гелии. Установлено, что величина времени релаксации может на один-два порядка превышать значение, полученное расчётом по стандартному методу².

Впервые получены данные по динамике тепловых процессов на поверхности твёрдого тела при *импульсно-периодическом нагреве*. Показано, что существует такое сочетание параметров частота - скважность - амплитуда, при котором выделяющаяся в единицу времени энергия отводится при минимальном перегреве теплоотдающей поверхности.

Практическая ценность. Для анализа локальной стабильности сверхпроводника могут быть непосредственно использованы результаты измерений $T(t)_0$. Данные по динамическим характеристикам нестационарной теплопередачи и их зависимости от режимных параметров могут быть использованы при моделировании криогенных систем сверхпроводящих ускорителей в целом.

Автор выносит на защиту:

1. методику точной обработки экспериментальных данных по нестационарной теплопередаче;
2. новые экспериментальные результаты по нестационарному нагреву в He I и He II одиночным импульсом;
 - интерпретацию обнаруженных пиков и осцилляций перегрева, анализ условий их возникновения, зависимость характеристик пиков от длительности переднего фронта и амплитуды тепловой нагрузки;
3. новые экспериментальные результаты по нестационарному охлаждению в He I и He II по окончании действия одиночного импульса;
 - зависимость времени полного охлаждения от амплитуды и длительности греющего импульса и экспериментальных параметров;
4. новые экспериментальные результаты по нестационарной теплопередаче к He I и He II при импульсно-периодическом нагреве;
 - зависимость критической мощности и температуры (средних за период) от длительности и скважности импульсов мощности.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на семинарах ЛСВЭ (ОНМУ, ОНМО) ОИЯИ, Совещании по криогенной системе УНК (Протвино, 1986), XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий (Новосибирск, 1986), IV Всесоюзной научно-практической конференции по криогенной технике «Криогеника-87» (Москва, 1987), 14 Международной конференции стран-членов СЭВ по физике и технике низких температур «ФНТ-87» (Будапешт, 1987), 12, 14 и 16 Международных конференциях по криогенной технике (Саутгемптон, 1988; Киев, 1992; Китакосю, 1996), 3 и 4

² То есть в предположении о малости энергии, запасённой в пограничном слое гелия, в сравнении с энергией, запасённой в твёрдом теле.

Советско-западногерманском симпозиумах по теплообмену в криогенных системах (Харьков, 1989; Карлсруэ, 1991), Национальных конференциях США по криогенной технике (Лос-Анджелес, 1989; Хантсвилл, 1991), Европейской конференции по технике низких температур и криогенике (Саутгемптон, 1990), Совещании по космической криогенике (Мюнхен, 1992), Международной конференции «Криогеника-96» (Прага, 1996).

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 10 печатных работах, приведённых в списке литературы.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, и приложений. Количество страниц 128, рисунков - 69, таблиц - 4. Список литературы насчитывает 112 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В *первой главе* проводится анализ литературы по нестационарной теплопередаче к жидкому гелию. Обзор ограничен случаем неподвижного объёма насыщенного гелия со среднемассовой температурой из диапазона $1,5 \leq T_b \leq 5,2$ К. Основной вывод состоит в том, что проблема нестационарной теплопередачи к He I и He II основательно проработана всего в одном пункте - характеристики кризиса при нестационарном нагреве. Остальные стороны проблемы изучены куда слабее по следующим причинам: вследствие несовершенных методик эксперимента и недостаточно точной обработки результатов измерений, в значительной своей части данные либо отличаются невысокой точностью, либо малоприспособны для какого-либо анализа, либо просто недостоверны; ни один из известных экспериментов по импульсной теплопередаче к нормальному и сверхтекучему гелию не был проведен на одном и том же экспериментальном образце; опубликовано чрезвычайно мало работ, касающихся He II, в которых эволюция температуры теплоотдающей поверхности измерялась бы как в цикле нагрева, так и охлаждения; данные по динамике релаксации и в He I, и в He II малочисленны и разрознены; разработанные к настоящему времени модели (как физические, так и ориентированные на инженерные приложения) далеки от совершенства (общим недостатком абсолютно всех рассмотренных моделей является отказ от учёта неравновесного состояния жидкого гелия, контактирующего с нагретым твёрдым телом). На основании сделанных выводов поставлены следующие задачи:

1. Адаптировать экспериментальную установку для проведения экспериментов по нестационарной теплопередаче и в нормальном, и сверхтекучем гелии на одном и том же образце, проанализировать термометрические характеристики образца, разработать точные методики обработки результатов измерений, обеспечивающие достоверность данных.
2. Провести экспериментальное исследование нестационарной теплопередачи в статическом объёме гелия в различных условиях:

- в режиме нестационарного нагрева одиночным импульсом,
- в режиме нестационарного охлаждения по окончании одиночного импульса,
- в импульсно-периодическом режиме при числе импульсов, достаточном для установления динамического равновесия.

3. Обосновать методики определения динамических характеристик нестационарной теплопередачи (характерные времена, перегревы и тепловые потоки) из результатов измерений и найти зависимость этих характеристик от параметров эксперимента (ориентация образца, наличие стеснённых условий, температура объёма гелия, параметры импульсных тепловых нагрузок).

Вторая глава содержит описание экспериментального оборудования (гелиевой системы, экспериментального образца, электроники) и методов (калибровки аппаратуры, обработки результатов измерений) для исследования нестационарных тепловых процессов на границе «твёрдое тело – жидкий гелий» в He I и He II. Отличительными чертами системы являются: автоматическая стабилизация давления паров гелия в криостате, позволяющая работать с мощными импульсными нагрузками; напылённый на образец нагреватель-термометр, измеряющий температуру именно теплоотдающей поверхности (Рис. 1); специальный усилитель мощности, обеспечивающий постоянство мощности тепловыделения в нагревателе со сравнительно большой площадью $\approx 20 \text{ см}^2$; модульная компьютеризованная схема управления, синхронизации и измерений (Рис. 2), которая позволяет программировать форму, частоту, скважность тепловых импульсов и регистрировать, начиная со 100 мкс от начала первого импульса, эволюцию перегрева поверхности теплоотдачи $\Delta T(t)$ с разрешением 100 мкс по времени и до 1 мК по температуре (показатель, близкий к рекордному); методики точной калибровки аппаратуры и корректного восстановления временных зависимостей температуры $T(t)$ и теплового потока $q(t)$ из результатов измерений, обеспечивающие сравнительно малые погрешности: $\leq 1\%$ для температуры и $\leq 5\%$ для теплового потока.



Рис. 1. Конструкция образца и способ создания стеснённых условий (все размеры - в мм).

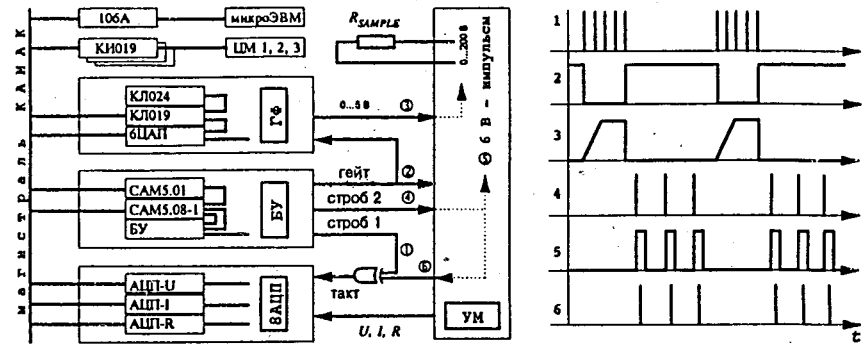


Рис. 2. Блок-схема и основные временные диаграммы измерительной системы.

В третьей главе приводятся результаты экспериментов по нестационарному нагреву одиночным импульсом в следующем диапазоне параметров: амплитуда импульса мощности Q от 0,3 до 30 Вт; длительность переднего фронта t_{fr} от 20 мкс до 1 с; длительность импульса $\tau=6,4$ с; температура объёма гелия T_b от 1,5 до 4,9 К; вертикальная и горизонтальная ориентация образца $\varphi=0^\circ/90^\circ$; ширина кольцевого канала δ от 0,4 до 4 мм и ∞ . Данные по влиянию длительности переднего фронта и ширине кольцевого канала получены впервые. Обсуждение сосредоточено на методических проблемах построения карты режимов теплопередачи и адекватного определения границ режимов. Особое внимание уделяется нестационарному кризису (зависимости t_{cr} от Q и экспериментальных параметров $t_{fr}, T_b, \delta, \varphi$), а также неустойчивости процесса теплопередачи при подкритических нагрузках.

Как видно на Рис. 3, где приведены типичные зависимости перегрева от времени $\Delta T(t)_Q$ ($t_{fr}=20$ мкс, $T_b=4,26$ К, $\delta=0,4$ мм, $\varphi=0^\circ$), при амплитудах импульсов мощности, близких к величине q_{cr} , соответствующей стационарному кризису теплопередачи, возможно появление пиков перегрева.

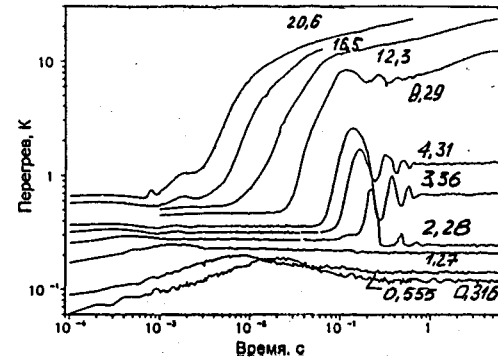


Рис. 3. Динамика нагрева при различных Q , Вт.

Пики наблюдаются при различных значениях длительности переднего фронта импульса мощности и в нормальном, и в сверхтекучем гелии. В зависимости от условий эксперимента может появляться одиночный пик, два отдельных или перекрывающихся пика. В некоторых случаях, когда отличие мощности импульса от q_{cr} составляет долю процента, пики перегрева имеют

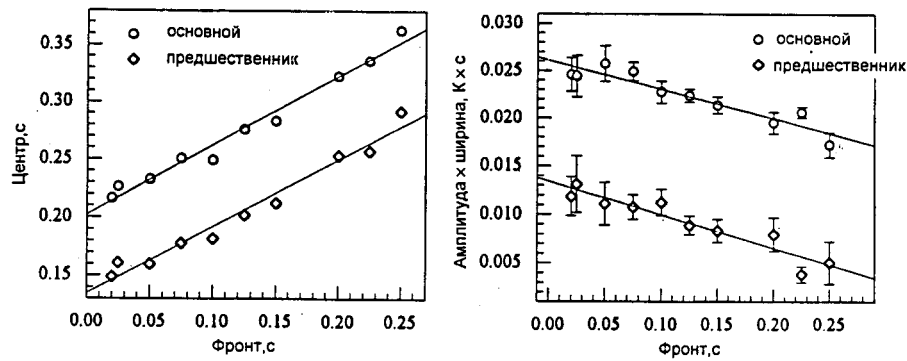


Рис. 4. Характеристики пиков при различных значениях длительности фронта t_f .

весьма значительную амплитуду – до нескольких Кельвин. Те измерения, в которых обнаруживались пики перегрева, подвергались дополнительной проверке. Была установлена их полная воспроизводимость.

Анализ данных $\Delta T(t)_Q$, содержащих пики, и стационарных кривых $q(\Delta T)$ показал, что пики возникают при выполнении условия $q_{cr2} \leq q \leq q_{cr1}$, где q – мощность импульса, нормированная на площадь теплопередачи, а q_{cr1} и q_{cr2} – стационарные тепловые потоки первого и второго кризиса соответственно. Таким образом, причиной образования пиков перегрева является временная смена более устойчивого состояния системы на менее устойчивое (т.е. скачок на ветвь плёночного кипения кривой $q(\Delta T)$ и обратно в условиях стабилизации мощности тепловыделения). Это характерно для пограничных режимов, когда на поверхности теплопередачи возможно одновременное (смешанное) состояние двух режимов теплопередачи.

Влияние длительности переднего фронта тепловой нагрузки, см. Рис. 4, состоит в том, что центры пиков смещаются в сторону больших времён пропорционально росту длительности фронта, а энергия, запасённая в пике перегрева, падает с увеличением t_f . Подобный эффект находит своё объяснение в «энергетической» природе пиков, которые могут появиться лишь после того, как в гелий поступило достаточное для образования смешанного режима теплопередачи количество энергии.

При некоторых условиях (температура гелия – ниже T_{λ} , ширина канала – меньше 4 мм) помимо хорошо воспроизводимых пиков $\Delta T(t)$ могут наблюдаться также и нерегулярные колебания перегрева теплоотдающей поверхности, см. Рис. 5. Причина этих осцилляций – неустойчивость режима переходного плёночного кипения, не завершившегося за время измерений. Как показал анализ зависимостей $\Delta T(q)$, построенных для данных с осцилляциями, см. Рис. 6, они происходят в области, которая заключена между кривыми установившегося и переходного плёночного кипения, см. Рис. 7. Поскольку система к моменту начала осцилляций уже успела эволюционировать в направлении развития плёночного кипения, то скачок на ветвь, соответствующую

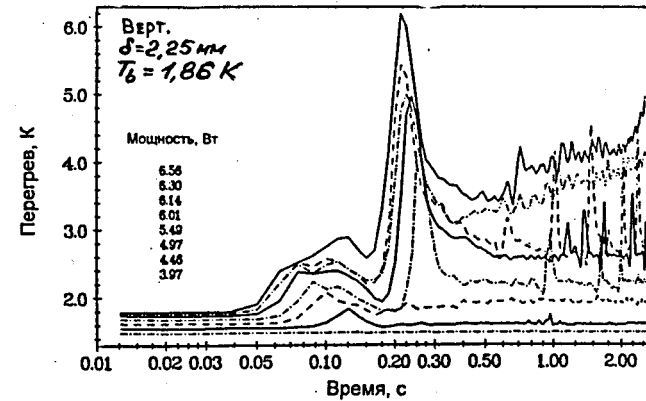


Рис. 5. Пример данных с осцилляциями.

В четвёртой главе приводятся результаты экспериментов по нестационарному охлаждению образца, предварительно нагретого одиночным импульсом, в следующем диапазоне параметров: амплитуда греющего импульса мощности Q от 2 до 20 Вт; длительность греющего импульса τ от 10^{-3} до 10 с; температура объёма гелия T_b от 1,5 до 4,9 К; вертикальная и горизонтальная ориентация образца $\varphi=0^\circ/90^\circ$; ширина кольцевого канала δ от 0,4 до 4 мм и ∞ . Данные получены впервые. Обсуждение сконцентрировано на интегральной характеристике процесса – времени полного охлаждения t_r , зависимости t_r от экспериментальных параметров $Q, \tau, T_b, \delta, \varphi$ и методах расчёта t_r . Типичные результаты представлены на Рис. 8 ($\tau=10$ с, $T_b=4,26$ К, $\delta=0,4$ мм, $\varphi=0^\circ$) и 9 ($\tau=2,55$ с, $T_b=1,82$ К, $\delta=2,25$ мм, $\varphi=90^\circ$).

Для количественного описания скорости нестационарного охлаждения естественно использовать время полной релаксации, t_r , т.е. период, за который температура поверхности теплоотдачи возвращается к T_b . Для того, чтобы исключить произвол в определении точки t_r на кривых $T(t)_Q$, применялась следующая методика. Сначала данные представляются в координатах $\{\text{Log}(T) - t\}$. На этом графике легко определяются линейные участки у кривых

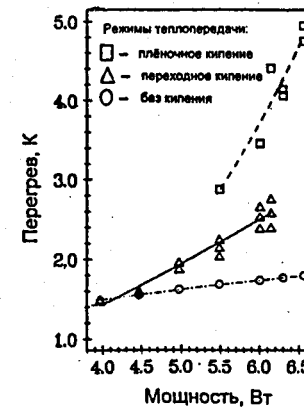


Рис. 6

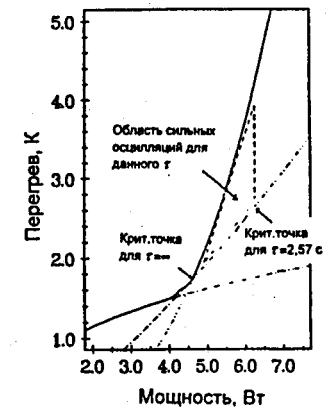


Рис. 7

щую режиму теплоотдачи к He II без кипения, произойти уже не может (т.е. в данном случае не возникает повторных пиков большой амплитуды), и система совершает колебания в более узкой области, см. Рис. 7. Осцилляции прекращаются с установлением плёночного кипения.

$T(t)_Q$. Затем на каждом таком участке экспериментальные точки фитируются экспоненциальной функцией $Exp(-Const \cdot t)$. Абсцисса точки пересечения фитирующей кривой с уровнем T_b определяет момент t_r . Обработка данных $T(t)_Q$ даёт зависимость $t_r(Q)$ времени релаксации от мощности греющего импульса при различных его длительностях τ , см. Рис. 10. Та часть результатов, которая относится к наибольшей длительности

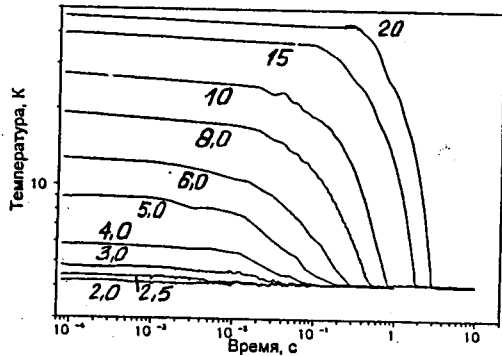


Рис. 8. Релаксация в He I при различных Q , Вт.

греющего импульса: $\tau=10$ с для He I и $\tau=2,55$ с для He II (релаксация из состояния теплопередачи, близкого к стационарному), на Рис. 10 показана кружками.

Как видно на графике, зависимость времени релаксации от мощности импульса имеет точку излома, $Q=Q_{cr}$. Правее этой точки зависимость $t_r(Q)$ существенно более пологая, чем при $Q < Q_{cr}$. Очевидно, и проверка это подтверждает, что мощность Q_{cr} соответствует первому критическому тепловому потоку (или, другими словами, максимальному тепловому потоку пузырькового кипения в случае He I). Итак, при больших τ , зависимость $t_r(Q)$ чётко разделяется на два участка: первый - при $Q > Q_{cr}$, описывающий релаксацию из режима плёночного кипения; второй - при $Q < Q_{cr}$, описывающий релаксацию из режима пузырькового и смешанного кипения (He I) или из режима теплопередачи без кипения (He II). Данные для наименьшей длительности греющего импульса, $\tau=0,01$ с, на Рис. 10 показаны квадратами. Можно видеть, что зависимость $t_r(Q)$ при малых τ не имеет точки излома, а её наклон примерно тот же, что и у левой части зависимости $t_r(Q)$ при больших τ .

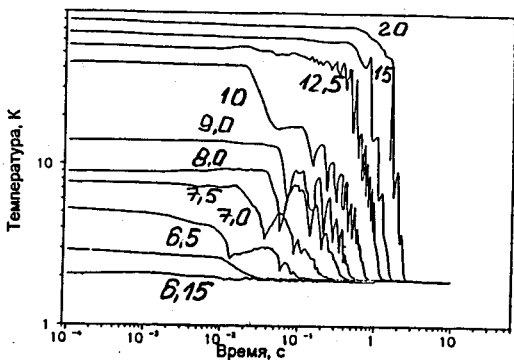


Рис. 9. Релаксация в He II при различных Q , Вт.

Данные для промежуточных величин длительности греющего импульса показаны крестами. В первом приближении эти данные можно считать суперпозицией зависимостей $t_r(Q)$ из двух предельных случаев, рассмотренных выше.

Величины Q и τ оказывают превалирующее влияние на t_r , поскольку определяют и количество энергии, запасённой в твёрдом теле и паровой

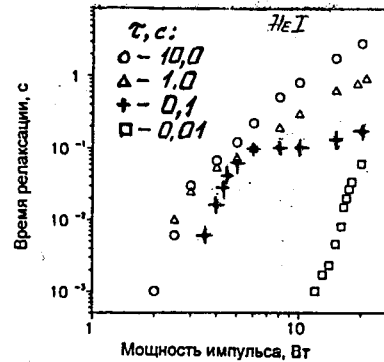
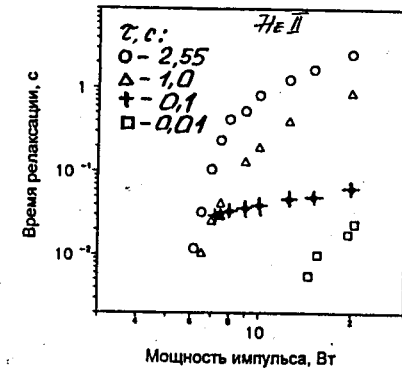


Рис. 10. Время релаксации в He I и He II.



плёнке, и степень развитости режима теплопередачи. Наши данные показывают, что в первом приближении время релаксации из режима плёночного кипения связано с параметрами греющего импульса зависимостью

$$t_r = Const \cdot \tau \cdot Q^2 \quad (1)$$

При релаксации из другого режима теплопередачи, не плёночного кипения, подобной зависимости построить не удастся. Также требуется отметить, что аппроксимация (1) работоспособна при не очень продолжительных длительностях τ . Под продолжительными здесь подразумеваются такие длительности импульса, $\tau \approx \tau^*$, которые обеспечивают близкий подход к стационарному состоянию.

Как показывает Рис. 11, зависимость t_r от среднемассовой температуры объёма He II имеет форму перевернутого колокола (времена релаксации здесь для удобства нормализованы на ординату минимума). Усреднённая по всем сериям измерений в He II, абсцисса экстремума равна 1,86 К, а диапазон

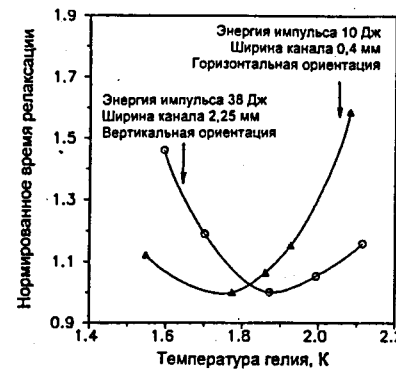


Рис. 11. Время релаксации в He II при различных T_b .

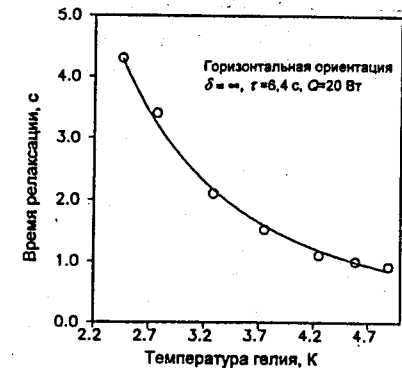


Рис. 12. Время релаксации в He I при различных T_b .

изменения t_r в интервале $1,5 \text{ K} \leq T_b \leq T_\lambda$ составляет $\approx 700\%$. Такой характер функции $t_r(T_b)$ объясняется следующим образом. Зависимость теплового потока кризиса кипения от температуры гелия, $q_{cr}(T_b)$, имеет именно колоколообразный вид. Поэтому разница $q - q_{cr}(T_b)$ имеет форму перевернутого колокола. А время релаксации, очевидно, теснейшим образом связано именно с превышением текущей величины плотности теплового потока q над критической q_{cr} .

Рисунок 12 представляет $t_r(T_b)$ для нормального гелия. Как и в случае He II, длительность релаксации в He I значительно меняется с изменением среднемассовой температуры гелия: при снижении T_b от 4,9 К до 2,45 К время t_r возрастает почти в пять раз. Однако в отличие от He II, здесь зависимость $t_r(T_b)$ монотонна и подчиняется степенному закону

$$t_r = 35,16 \cdot T^{-2,34} \quad (2)$$

Такое поведение кривой $t_r(T_b)$ не связано с зависимостью $q_{cr}(T_b)$, поскольку и в He I последняя имеет форму колокола. Возможно, это обусловлено отсутствием стеснённых условий в данном случае. Всё же более вероятно, что качественное расхождение в характере зависимостей $t_r(T_b)$ отражает коренное отличие механизмов теплопередачи в ходе релаксации из плёночного кипения в нормальном и в сверхтекучем гелии.

В случае He II времена релаксации незначительно меняются с изменением ориентации и весьма существенно с шириной стесняющего канала, причём по линейному закону. Так же, как и в случае зависимости $t_r(T_b)$, эти эффекты имеют своей причиной соответствующие взаимосвязи критического теплового потока: $q_{cr}(\delta)$ и $q_{cr}(\varphi)$. В случае He II поток q_{cr} линейно возрастает с увеличением зазора у теплоотдающей поверхности и почти не зависит от её ориентации. В случае He I влияние ориентации образца на величину t_r намного существеннее, чем в He II. Так же, как и в He II, время t_r укорачивается при увеличении ширины стесняющего канала, однако не по линейному закону. Учтём, что в случае He I критический тепловой поток слабо зависит от ориентации и не очень сильно от величины зазора. Итак, эффекты ориентации и степени стеснения в He I не могут быть объяснены при помощи одного лишь критического потока q_{cr} , а требуют привлечения результатов измерения температуры в начальный момент релаксации.

Согласно корреляции Ван Скайвера для He II время t_r связано степенным законом с энергией, запасённой в образце за время плёночного кипения, Δt :

$$t_r = \text{Const} \cdot (Q \cdot \Delta t)^{3/4} \quad (3)$$

На Рис. 13 показаны результаты расчёта по этой формуле для двух случаев: насыщенный He II при температуре 1,82 К и недогретый He II при той же температуре и давлении 0,13 МПа. На тот же график нанесены и наши данные для насыщенного He II при $T_b=1,87 \text{ K}$ и насыщенного He I при $T_b=4,24 \text{ K}$. Совпадения не наблюдается. Наши данные демонстрируют не степенную

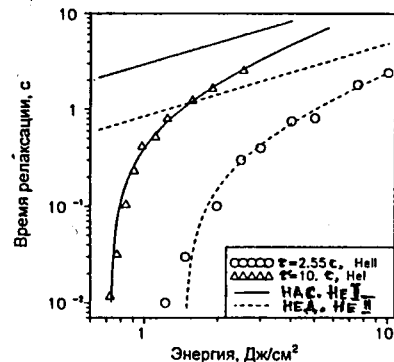


Рис. 13. Сравнение с расчётом по корреляции Ван Скайвера.

(керамика). Таким образом, в опытах Ван Скайвера был реализован предельный случай, когда запасённая в нагревателе энергия намного превышает энергию, запасённую в плёнке пара гелия (энтальпия + скрытая теплота фазового перехода). В наших экспериментах эти энергии сопоставимы, поэтому предложенная Ван Скайвером модель неработоспособна. Таким образом, в случае массивных нагревателей с высокой теплоёмкостью и при тепловых нагрузках, намного превышающих критическую, можно считать, что теплообмен со средой происходит по закону Ньютона, причём коэффициент теплоотдачи близок к стационарному. В противоположность этому, в случае нагревателей с умеренной теплоёмкостью и при невысоких тепловых нагрузках в рассмотрении необходимо принимать эффекты уменьшения толщины плёнки пара и остывания газа в ней.

Итак, картина процессов релаксации в He I и He II качественно одна и та же. В зависимости от сочетания режимных параметров длительность охлаждения может быть больше либо в нормальном, либо в сверхтекучем гелии. Время релаксации определяется, в основном, степенью развитости плёночного кипения на поверхности теплоотдачи, достигнутого к моменту окончания греющего импульса.

В пятой главе приводятся результаты по импульсно-периодической теплопередаче. Впервые были решены следующие задачи: исследована нестационарная теплопередача от одного и того же экспериментального образца как к нормальному, так и к сверхтекучему гелию при импульсно-периодической тепловой нагрузке различных амплитуд и скважностей; температура теплоотдающей поверхности измерена как в интервалах нагрева, так и охлаждения; эволюция температуры прослежена начиная с первого импульса вплоть до установления динамического равновесия. Исследован следующий диапазон параметров: амплитуда импульса мощности Q от 0,3 до 30 Вт; длительность импульса τ от 1 мс до 1 с; частота повторения f от 0,1 до

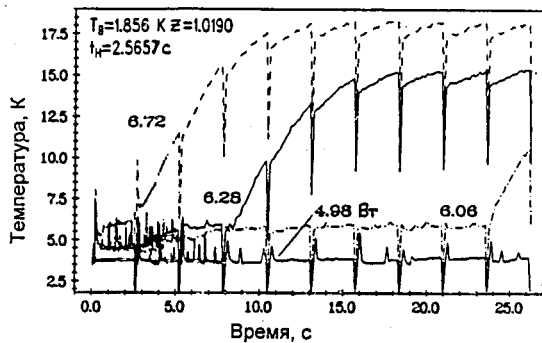


Рис. 14. Влияние амплитуды на импульсно-периодическую теплопередачу к He II.

для различных амплитуд импульсов (от 4,98 до 6,72 Вт), а на Рис. 15 - для различных значений скважности (от 1,019 до 1,5397). В случае относительно длинных импульсов со скважностью, близкой к единице, и амплитудой, несколько превышающей величину, которая соответствует стационарной критической мощности, обнаружен ряд характерных особенностей.

Во-первых, форма соответствующих импульсов температуры коренным образом изменяется от первого импульса мощности к третьему. Такое поведение температуры свидетельствует о перестройке структуры жидкости у поверхности теплопередачи (точнее, среды, сочетающей черты пара и жидкости), а также об изменении профиля температуры в тепловом пограничном слое, сопровождающем этот процесс.

Во-вторых, состояние динамического равновесия, когда температура теплоотдающей поверхности совершает установившиеся колебания, достигается по прохождении нескольких импульсов, т.е. более, чем через десять секунд. В том случае, когда амплитуда импульса намного выше критической величины, импульсы температуры претерпевают лишь количественные изменения по ходу импульсного нагрева, и динамическое равновесие («состояние насыщения») достигается за значительно более короткое время. Напротив, в случае амплитуд импульсов, близких к критической, укороченных длительностей импульсов и увеличенной скважности, намного увеличивается число импульсов

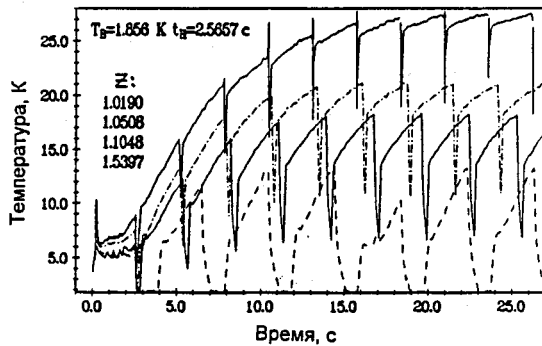


Рис. 15. Влияние скважности на импульсно-периодическую теплопередачу к He II.

100 Гц (скважность от 1,001 до 10); температура объема гелия T_b , 1,8 и 4,2 К; вертикальная ориентация $\varphi=0^\circ$; ширина кольцевого канала $\delta=2,25$ мм.

На Рис. 14 и Рис. 15 представлены типичные данные по нестационарной теплопередаче от образца к He II при подаче на него последовательности прямоугольных импульсов. На Рис. 14 приведены данные

температуры с формой, отличной от формы «состояния насыщения». То есть, импульсы температуры, соответствующие последовательным импульсам мощности, имеют принципиально разную форму (а не отличаются лишь масштабным коэффициентом). Кроме того, могут наблюдаться случаи немоного развития импульсов температуры, т.е. более поздний импульс температуры может иметь меньшую, чем более ранний, амплитуду.

Для количественного анализа результаты измерений были обработаны по следующей схеме. Зависимости температуры от времени $T(t)$ были проинтегрированы по времени и усреднены в пределах каждого i -го цикла. Полученные величины средней за каждый период температуры приписывались моментам времени - серединам соответствующих циклов. Таким образом образовывался дискретный набор точек «температура-время» $\{D^i(t^i); i=1, 2, 3, \dots\}$. При помощи кубических сплайнов из этого дискретного набора восстанавливалась непрерывная функция $D(t)$ - зависимость средней температуры от времени. Такая процедура позволяет, во-первых, ликвидировать многочисленные взаимные наложения данных, затрудняющие восприятие и анализ (т.е. убрать пересечения кривых, которые обычно присутствуют на графиках зависимости температуры от времени $T(t)$), во-вторых, прояснить общую тенденцию изменения температуры на фоне её осцилляций, в-третьих, описать состояние динамического равновесия при помощи одной точки вместо двух пределов колебаний температуры. На Рис. 16 представлены типичные результаты обработки данных по изложенной выше схеме.

Если рассмотреть только конечные точки зависимости усреднённой температуры от времени $D(t)_0$, соответствующие режиму динамического равновесия, то можно построить аналог кривой кипения - зависимость средней за период температуры от средней за период мощности тепловыделения, см. Рис. 17. На этой кривой чётко выделяется точка A, аналогичная точке кризиса на обычной стационарной кривой кипения. Точка A соответствует переходу от того динамического равновесия, когда система успевает «восстановиться» за время между последовательными греющими импульсами, к тому динамическому равновесию, когда на поверхности теплопередачи постоянно присутствует плёнка пара, не разрушающаяся, а лишь несколько остывающая за время между импульсами. Точка B совпадает с точкой кризиса теплопередачи для случая импульса бесконечной длительности.

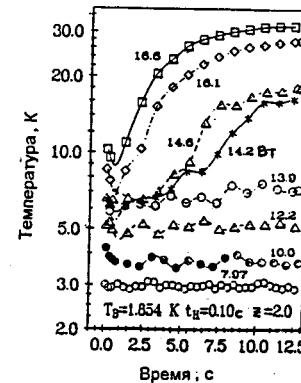


Рис. 16

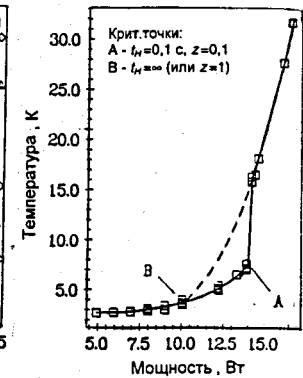


Рис. 17

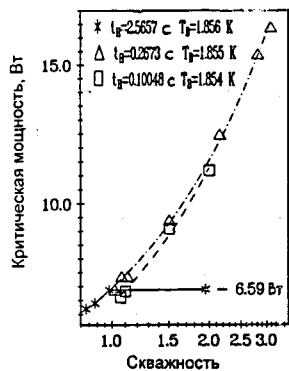


Рис. 18

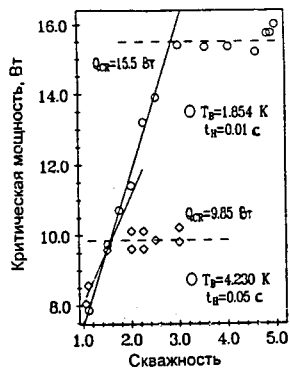


Рис. 19

Графики 18 - 21 отображают зависимость характеристик кризиса импульсной теплопередачи от параметров тепловой нагрузки. Зависимость средней критической амплитуды от скважности при фиксированной длительности импульса мощносно отчётливо подразделяется на две части. Первая из них (например, при вели-

чине скважности менее 1,5 для импульсов длительностью более 0,05 с) - отражает линейный рост критической мощности с ростом скважности. Эта часть зависимости соответствует тому случаю, когда за интервал времени, истекший между последовательными импульсами, система не успевает полностью восстановиться (т.е. интервал между импульсами короче соответствующего времени релаксации). На этом участке зависимость критической средней амплитуды от длительности импульсов мощносно и скважности z описывается зависимостью

$$Q_{cr} = 6,35 \cdot \tau^{-0,04} \cdot z^{0,82}, \quad (4)$$

справедливой и для нормального, и для сверхтекучего гелия. Вторая часть зависимости - постоянная величина критической мощносно при любых скважностях - соответствует случаю, когда за интервал времени между двумя последовательными импульсами успевает произойти полное восстановление системы (полное охлаждение теплоотдающей поверхности). В этом случае критическая средняя амплитуда при импульсном нагреве совпадает с критической мощносно одиночного импульса. Зависимость критической средней температуры от скважности более сложная и во многом определяется длительностью импуль-

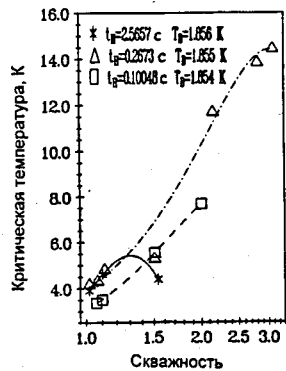


Рис. 20

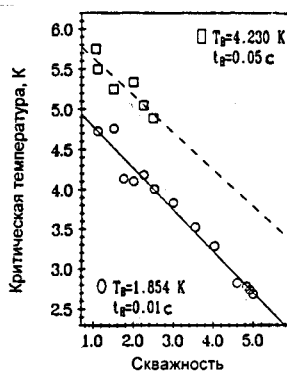


Рис. 21

сов мощносно. Общий вид этой зависимости - колоколообразный. Координата центра колокола на оси z (величина скважности) определяется длительностью импульсов мощносно τ . При этом возможны ситуации, когда координата центра смещена к низшему пределу на оси z (минимально возможной величине - единице), и на графике наблюдается только одна, правая, ветвь колокола (на Рис. 21 присутствует часть такой ветви, выглядящая как прямая). Возможен и обратный случай, когда координата экстремума выходит, по всей видимости, за границы исследованного диапазона скважности ($z > 5$), и на соответствующем графике (Рис. 20) прослеживается только левая ветвь колокола.

Как видно на Рис. 20 и 21, в исследованном диапазоне параметров характеристики кризиса импульсной теплопередачи к сверхтекучему гелию превосходят характеристики для нормального гелия при относительно высоких частотах (более 10 Гц) и скважностях (более 2,0). При низких частотах, (порядка 1 Гц) и умеренных скважностях (до 1,5) преимуществ He II по отношению к He I не наблюдается. В результате того, что зависимости критической средней мощносно и критической средней температуры от длительности и скважности следования импульсов имеют немонотонный характер, существует принципиальная возможность подбора некоторой экстремальной комбинации параметров тепловой нагрузки. То есть, для некоторой заданной величины Q^* средней за период мощносно тепловыделения ($Q^* = Q/z$) можно подобрать такое сочетание Q , z и τ , что величина критической температуры будет минимальна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

1. При нестационарном нагреве одиночным импульсом:

- Обнаружено, что область тепловых нагрузок, близких к стационарной критической, опасна из-за неустойчивости режима теплопередачи как в нормальном, так и в сверхтекучем гелии.
- Установлено, что эта неустойчивость проявляется в возникновении пиков перегрева, характеристики которых (амплитуда и ширина) связаны с параметрами первого и второго кризиса теплопередачи. С увеличением длительности переднего фронта импульса мощносно, т.е. снижении степени нестационарности тепловой нагрузки, пики перегрева не исчезают, и происходит линейное смещение их центров в сторону больших времён.
- Показано, что в сверхтекучем гелии при нагрузках, незначительно превышающих критическую, когда процесс перехода к стационарному режиму плёночного кипения занимает долгое, порядка нескольких секунд время, возможно возникновение осцилляций температуры теплоотдающей поверхности.

2. При нестационарном охлаждении по окончании одиночного импульса:

- Обнаружено, что в зависимости от сочетания режимных параметров продолжительность охлаждения может быть больше либо в нормальном, либо в сверхтекучем гелии.
- Установлено, что время релаксации в 10...100 раз дольше, чем следует из оценок, сделанных стандартным методом, и определяется, в основном, степенью развитости плёночного кипения на поверхности теплоотдачи, достигнутого к моменту окончания греющего импульса.
- Показано, что эффекты стеснённых условий, ориентации и среднemasсовой температуры объёма гелия в случае He II объясняются в терминах стационарного критического потока, а в случае He I такое объяснение вряд ли адекватно.

3. При импульсно-периодическом нагреве:

- Установлено, что в зависимости от сочетания параметров тепловой нагрузки (амплитуда импульсов, длительность, скважность) интенсивность теплопередачи может быть выше либо в нормальном, либо в сверхтекучем гелии.
- Показано, что существует экстремальное сочетание параметров частота - скважность - амплитуда, при котором выделяющаяся в единицу времени энергия отводится при минимальном перегреве теплоотдающей поверхности.

4. По проблеме криостатирования сверхпроводящих ускорителей:

- С точки зрения эффективности теплоотвода, с учётом продолжительности характерных режимов и интенсивности теплопередачи в соответствующие периоды, сверхтекучий гелий не имеет безусловных преимуществ по отношению к нормальному гелию.
- Анализ поведения элементов ускорителя при нестационарных тепловыделениях и оценки характерных времён и перегревов с точностью, достаточной для инженерных расчётов, могут быть сделаны на основе экспериментальных данных по стационарной теплопередаче для конкретного элемента и эмпирических зависимостей, полученных в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Микляев В.М., Минашкин В.Ф., Селюнин С.Ю., Сергеев И.А., Скрыпник А.В., Филиппов Ю.П. Нелинейные эффекты при моделировании тепловых режимов сверхпроводящих магнитов в условиях импульсного энерговыделения// В сб.: Труды XIII Межд. конф. по ускорителям частиц высоких энергий. Новосибирск: Наука.- 1987.- Т.2- С.53-58.

2. Микляев В.М., Сергеев И.А. и Филиппов Ю.П. Особенности нестационарной теплопередачи к сверхтекучему гелию// Инженерно-физический журнал.- 1988.- Т.54.- С.950-956.
3. Микляев В.М., Сергеев И.А., Филиппов Ю.П. Турбулизация сверхтекучего гелия в кольцевых каналах при нестационарных тепловых потоках// В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ No.5[25]-87, Дубна.- 1987.- С.31-38.
4. Filippov Yu.P., Miklayev V.M. and Sergeev I.A. Transient heat transfer into superfluid helium under confined conditions// In: Proc. 12th Intern. Cryogenic Engineering Conf., Butterworth, Guildford, UK.- 1988.- P.290-293.
5. Filippov Yu.P., Minashkin V.F. and Sergeev I.A. Transient heat transfer into liquid helium under controlled heat generation// In: Advances in Cryogenic Engineering, Plenum Press, New York, USA.- 1990.- V.35.- P.387-394.
6. Filippov Yu.P., Sergeev I.A. Transient thermal recovery of a preheated solid in a liquid helium bath - 1st report// In: Proc. «LTEC90», Low Temperature Engineering and Cryogenics Conf., Institute of Cryogenics, Southampton, UK.- 1990.- P.11.3.
7. Filippov Yu.P., Sergeev I.A. Time-dependent recovery from He II film boiling// In: Advances in Cryogenics Engineering, Plenum Press, New York, USA.- 1992.- V.37A.- P.47-54.
8. Filippov Yu., Minashkin V., Sergeev I. Dynamics of heat transfer in He I and He II at repetitive pulse heat load input// Cryogenics.- 1992.- V.32 ICEC Suppl. P.256-259.
9. Sergeev I.A. Departure from helium nucleate boiling under heat load varied with time// In: Proc. «Cryogenics-96», 4th Intern. Conf., Praha, Czech Republic.- 1996.- P.39.
10. Filippov Yu.P., Sergeev I.A. Temporal deterioration of helium heat transfer at moderate pulse heat load// In: Proc. Sixteenth Intern. Cryogenic Engineering Conf./ Intern. Cryogenic Materials Conf., Kitakyushu, Japan.- 1996.- Part 1.- P.609-612.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 марта 1999 года.