



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 96-60
ФТО

А.М.Моисеев, А.В.Плескач, А.И.Попов, Г.И.Селиванов,
В.А.Хмельников

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕДЕЛЬНЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ
ПРЕЦИЗИОННОЙ БЫСТРОЦИКЛИРУЮЩЕЙ
ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ**

Направлено в *ПТЭ*

Протвино 1996

Аннотация

Моисеев А.М. и др. Исследование предельных режимов работы прецизионной быстроциклирующей пузырьковой камеры: Препринт ИФВЭ 96-60. – Протвино, 1996. – 14 с., 10 рис., 1 табл., библиогр.: 7.

Исследована возможность работы прецизионной быстроциклирующей жидководородной пузырьковой камеры с плотностью пузырьков до 240 см^{-3} в зависимости от поведения необратимого тепловыделения и определено влияние такого режима работы на скорость роста пузырька и ошибку его локализации из-за тепловой дисторсии. Рассмотрены проблемы согласования такого режима работы камеры с мертвым временем триггера на эффективный объем (триггера 2-го уровня).

Abstract

Moiseev A.M. et al. The Study of the Bound Conditions for the Rapid Cycling Bubble Chamber Operation: IHEP Preprint 96-60. – Protvino, 1996. – p. 14, figs. 10, tables 1, refs.: 7.

A capability of the precision rapid cycling liquid hydrogen bubble chamber to function with the bubble density upto 240 cm^{-3} depending on irreversible heat load is studied and the impact of these working conditions on the speed of the bubble growth and the precision of their localization is shown. The problem of matching such operating conditions with the dead time of the second level trigger on an effective volume is considered.

Введение

Пространственное разрешение, достижимое при регистрации распадов короткоживущих частиц с помощью быстроциклирующей жидководородной пузырьковой камеры (БЦПК) [1], является одной из основных характеристик, определяющих ее прецизионность. Поэтому исследование режимов работы камеры, при которых возможно получение предельных значений пространственного разрешения, представляет значительный интерес в тех случаях, когда камера используется как прибор для изучения короткоживущих частиц. Наряду с точностью восстановления координат пузырьков в камере, определяемой оптическими константами ее светоптической системы, пространственное разрешение такого прибора определяется удельной плотностью пузырьков, образующих трек, которая в свою очередь зависит от термодинамических условий работы камеры, в частности, от ее способности работать в метастабильной области вблизи от границы спонтанного кипения.

Настоящая работа посвящена изучению возможности продолжительного функционирования камеры в быстроциклирующем режиме с глубоким заходом в метастабильную область.

Было исследовано функционирование камеры в быстроциклирующем режиме с плотностью пузырьков до 240 см^{-1} при рабочей температуре $29,3 \text{ K}$, а также рассмотрена возможность достижения подобной и большей плотности пузырьков при повышенных температурах рабочей среды ($29,8$ и $30,5 \text{ K}$). Проанализировано влияние выбранных режимов на такие параметры камеры, как тепловая дисторсия, задержка вспышки лазера, размер фотографируемого пузырька. С учетом реальных характеристик используемой аппаратуры обсуждается возможность реализации экстремальных термодинамических условий в длительных сеансах эксплуатации быстроциклирующей камеры в физическом эксперименте. Дается оценка предельного значения достижимого разрешения. Обсуждается возможность реализации таких условий с учетом реальных характеристик используемого триггера 2-го уровня (триггера на эффективный объем).

1. Испытание камеры на предельный заход в метастабильную область

Во время проведения этого испытания камера работала в режиме однократного расширения и экспонировалась узким пучком частиц от ускорителя, распределенным в фокальной плоскости рабочего объема. Поскольку система импульсного вывода пучка работала с увеличенной растяжкой, равной 0,2 мс, то загрузка камеры обеспечивалась на уровне 40 частиц/цикл, чтобы иметь широкий диапазон выбора разновозрастных треков. Наличие большого количества разновозрастных треков позволяет при фиксированной задержке вспышки найти практически на каждом снимке треки с наименьшим размером пузырька ($17 \div 20$ мкм), определяемым предельным разрешением оптической системы и тем самым приемлемым для последующих измерений плотности пузырьков. Время прохождения пучковых частиц было синхронизировано с кривой расширения (изменения давления в рабочем объеме) таким образом, что пучок подавался на 0,1 мс раньше минимума кривой расширения, что для длительности цикла 5 мс приводило к изменению давления за время вывода пучка (0,2 мс) всего на $\sim 0,025$ атм (в случае аппроксимации кривой по гармоническому закону). Можно считать, что вывод пучка осуществлялся практически на плато кривой расширения. Температура рабочей среды при этом составляла 29,3К, а длительность цикла расширения–сжатия 5 мс.

Перепад давления в рабочем объеме камеры во время расширения измерялся с помощью пьезоэлектрического датчика давления типа Кистлер 601А, сигнал от которого поступал на 8-канальный осциллограф Tektronix (type 14А). Величина хода каждого из двух поршней измерялась с помощью индукционных датчиков перемещения и также регистрировалась на том же осциллографе. Сюда же выводилась диаграмма Уатта, позволявшая определять величину необратимого тепловыделения в рабочем объеме камеры. Для каждого фиксированного значения глубины захода в метастабильную область проводилось фотографирование рабочего объема камеры на пленку с помощью быстродействующего фоторегистратора. Число кадров в каждом случае составляло 30. Одновременно с этим для каждой серии расширений с помощью фотоаппарата Polaroid делались единичные снимки с экрана осциллографа кривых изменения давления, перемещения поршней, а также диаграммы Уатта. Фотографирование рабочего объема камеры осуществлялось при постоянной величине задержки вспышки лазера, равной 100 мкс.

Задача экспериментального определения плотности следов сводится к подсчету числа изображений пузырьков на пленке на длине, соответствующей единице длины следа частицы в пространстве. Практические параметры систем освещения и фотографирования обычно таковы, что число изображений на пленке равно числу пузырьков на следе [2].

Если длина, занимаемая пузырьками, мала по сравнению с длиной следа L , на которой они подсчитываются, то такая плотность следа считается малой и определяется выражением

$$b \cdot D < 1,$$

где b — плотность пузырьков; D — размер изображения пузырька, пересчитанный в пространстве объекта.

В этом случае определение плотности можно производить прямым подсчетом числа изображений на пленке. Статистическая точность измерений в этом случае равна [2]

$$\frac{\Delta b}{b} = \frac{1}{\sqrt{b \cdot L}} = \frac{1}{\sqrt{N}},$$

где N — общее число подсчитываемых пузырьков.

На БЦПК с размером фотографируемого пузырька $D = 20$ мкм это условие выполняется для $b < 500 \text{ см}^{-1}$. Измерения плотности проводились на пленке при 20-кратном увеличении. Результаты прямых визуальных измерений дублировались выборочным сканированием треков с помощью микроденситометра с записью денситограмм. Среднее число подсчитываемых пузырьков для каждого режима составило ~ 5000 , что обеспечивает точность измерений 1,4%.

Результаты измерений плотности пузырьков, образующих треки, для различных глубин захода в метастабильную область представлены в виде РТ — диаграммы на рис.1. Для сравнения на эту же диаграмму нанесены рабочие точки, соответствующие нижнему давлению для ЛЕВС [3] при температуре рабочей среды 29,1К и для БЦПК [1] при температуре 29,8К.

На рис.2 приведены зависимости плотности пузырьков и нижнего давления от величины хода мембран, полученные в данной работе. Следует обратить внимание на характерное “насыщение” обеих зависимостей при больших ($W > 1,3$ мм) перемещениях мембран. Такое поведение кривых обусловлено значительным увеличением необратимого тепловыделения в рабочем объеме камеры, что особенно рельефно иллюстрирует рис.3. Аномальное увеличение необратимого тепловыделения, отчетливо видимое на этом рисунке, характеризует собой предельную величину захода в метастабильную область и соответствует плотности пузырьков 270 см^{-1} . Как это видно из рис.1, значение нижнего давления, соответствующего плотности пузырьков 270 см^{-1} , лежит достаточно близко от границы спонтанного вскипания рабочей жидкости. Однако, уже начиная с плотности $b = 240 \text{ см}^{-1}$, кривая зависимости плотности пузырьков от хода мембраны приобретает экспоненциальный характер, что вызвано резким возрастанием скорости парообразования и образованием новых центров зарождения паровой фазы. Наглядное подтверждение этого дает рис.4, на котором представлены в двух режимах работы камеры фотографии полированной поверхности нижней части бульбы конденсационного термометра, находящегося в верхней части рабочего объема. Легко видеть, что в режиме, соответствующем $b = 200 \text{ см}^{-1}$ (рис.4а), паразитное кипение на поверхности бульбы отсутствует, а при $b = 240 \text{ см}^{-1}$ (рис.4б) оно приобретает интенсивный характер.

Таким образом, заход в метастабильную область, соответствующий $b = 240 \text{ см}^{-1}$, возможен лишь при наличии существенного запаса по степени расширения и мощности теплообменника. Однако за пределом $b \geq 270 \text{ см}^{-1}$ уже ничто не может дать гарантии устойчивой работы камеры при рабочей температуре 29,3К.

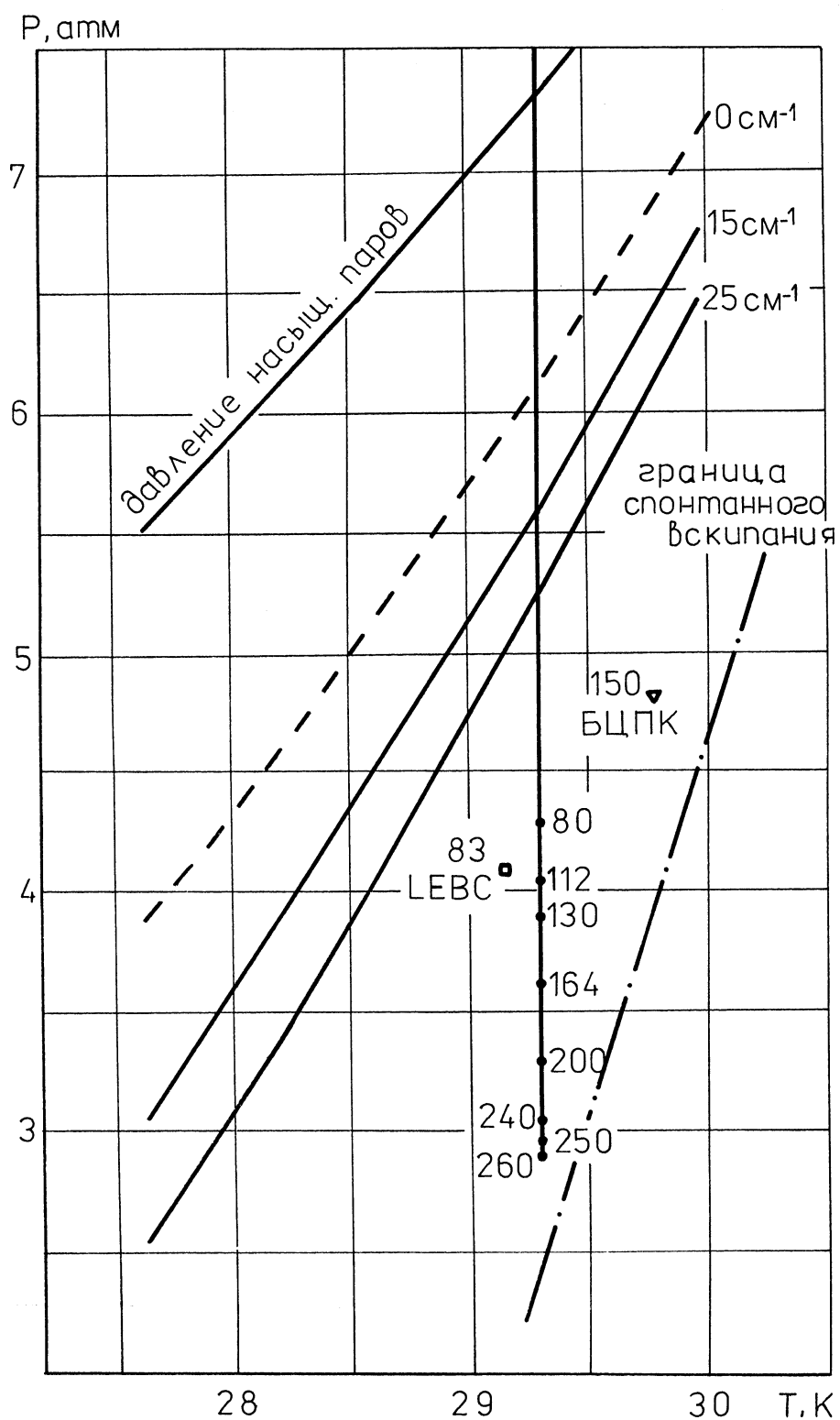


Рис. 1. Плотность пузырьков, образующих следы релятивистских протонов в жидком водороде, в зависимости от глубины захода в метастабильную область.

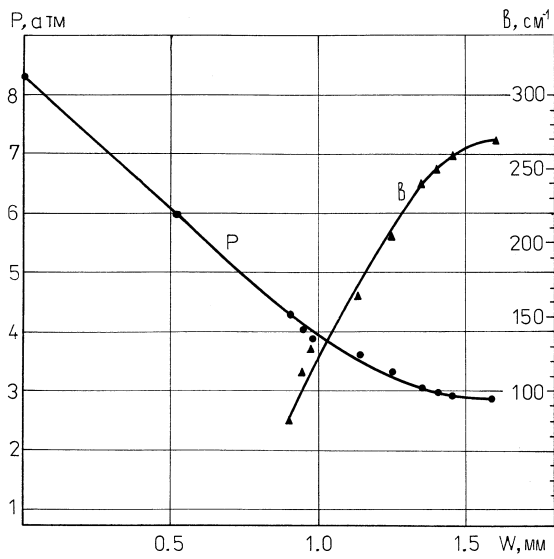


Рис. 2. Зависимость нижнего давления и плотности пузырьков от хода поршня (W).

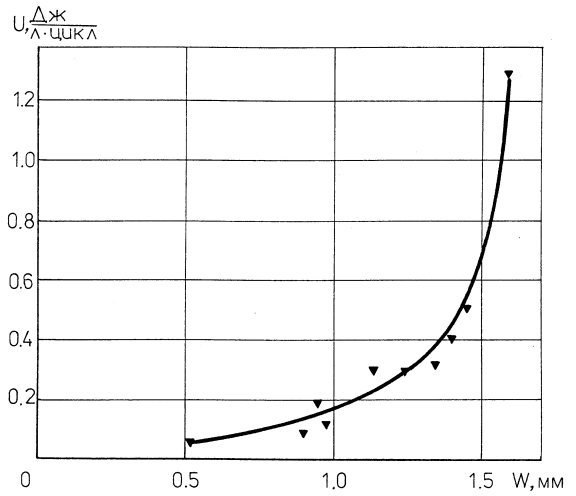


Рис. 3. Зависимость необратимого тепловыделения (U) от хода поршня (W).

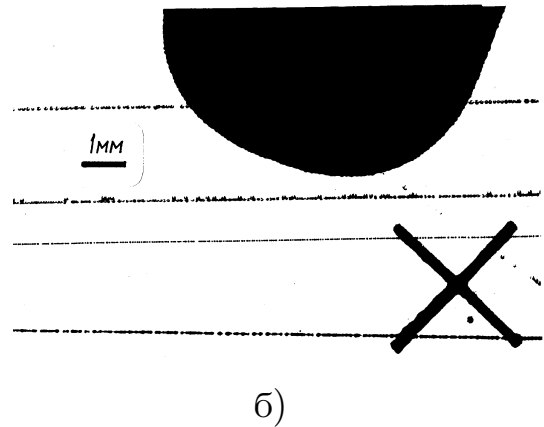
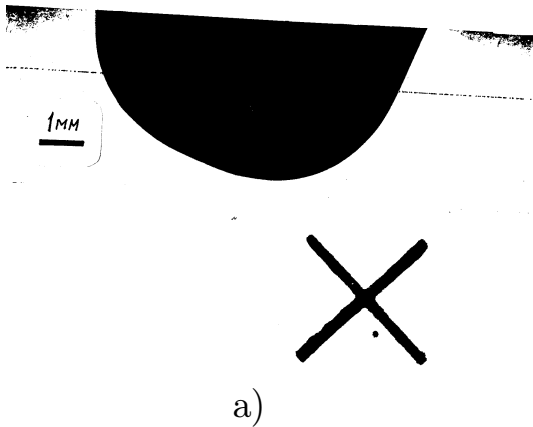


Рис. 4. Фотография бульбы конденсационного термометра, расположенного в рабочем объеме камеры, при заходе камеры в метастабильную область, соответствующую плотности пузырьков: а) 200 см^{-1} , б) 240 см^{-1} .

2. Исследование необратимого тепловыделения

Величина динамического тепловыделения, обусловленного необратимостью процесса расширения-сжатия жидкого водорода в камере, является важным параметром камеры, от которого зависят как ее точностные характеристики, так и устойчивость ее работы с большой плотностью пузырьков в быстроциклирующем режиме продолжительными сериями.

В работе [4] было высказано предположение о структуре динамического тепловыделения, которое вызывается, “с одной стороны, паразитным, кипением, а с другой стороны — вихревым движением жидкости и трением в ней”. Это означает, что при увеличении времени расширения (и, соответственно, длительности рабочего цикла) возрастает необратимость, вызываемая паразитным кипением из-за увеличения времени пребывания жидкости в перегретом состоянии, а при уменьшении времени расширения возрастает необратимость, вызываемая вихревым движением и трением в жидкости из-за увеличения ее скорости движения.

Таким образом, для конкретной конструкции камеры есть такая длительность цикла расширения-сжатия, при которой динамическое тепловыделение минимально. На основании этих соображений, в частности, была разработана система расширения с медленным циклом для 1-метровой жидководородной пузырьковой камеры [4], которая обеспечила проектные характеристики камеры (степень расширения, соответствующий ей сброс давления и т.п.), тем самым косвенно подтвердив справедливость высказанной гипотезы.

Исходя из вышесказанного, знание структуры динамического тепловыделения конкретной камеры позволяет провести корректный анализ для целенаправленного воздействия на соответствующую ее часть путем либо изменения режима, либо изменения некоторых конструктивных параметров с целью оптимизации рабочего режима камеры. В связи с этим представляется актуальным измерение величины динамического тепловыделения в чистой жидкости и исследование его поведения в перегретой жидкости в зависимости от длительности цикла расширения-сжатия и от температуры функционирования камеры.

В дальнейшем для простоты будем называть необратимость, обусловленную паразитным кипением, паровой необратимостью, а обусловленную движением жидкости — жидкостной; снижение же давления в рабочем объеме камеры, вызванное срабатыванием системы расширения, будем называть сбросом давления.

2.1. Жидкостная необратимость

Необратимое динамическое тепловыделение чисто жидкостного расширения определялось при температуре рабочей среды, пониженной до 25K , но с сохранением верхнего значения рабочего давления на уровне $8,3$ атм, сброса давления при расширении $\Delta P = 4$ атм и длительности цикла расширения-сжатия 5 мс. В этих условиях функционирование камеры происходило без перехода жидкого водорода во время расширения в метастабильное состояние, и поскольку в этом режиме паразитное кипение в рабочем объеме полностью отсутствует, можно было надеяться на значительное уменьшение необратимого динамического тепловыделения. Однако вопреки предположению величина необратимого тепловыделения оказалась достаточно большой и составила $U = (0,08 \pm 0,015)$ Дж/(л·цикл), тогда как необратимость с заходом в метастабильную область, измеренная ранее при рабочей температуре $29,8\text{K}$, была $0,11$ Дж/(л·цикл). Динамическое тепловыделение определялось по приращению (изменению) нагрузки теплообменников при работе камеры в быстроциклирующем режиме и по диаграмме Уатта при работе камеры в режиме однократного расширения.

2.2. Влияние длительности цикла на величину необратимого тепловыделения

В эксперименте, выполненном при температуре рабочей среды $29,8\text{K}$, с помощью аппаратуры, описанной в разделе 1, проводились измерения динамического тепловыделения при различных длительностях цикла расширения камеры. Динамическое тепловыделение также измерялось двумя способами: при однократном расширении — по диаграмме Уатта, а в быстроциклирующем режиме — по приращению тепловой нагрузки теплообменника.

Измерения динамического тепловыделения, проведенные в диапазоне длительностей цикла от 4 до 8 мс, позволили выявить оптимальную длительность цикла, при которой необратимое динамическое тепловыделение имеет минимальное значение (см. рис.5). Было найдено, что для БЦПК оптимальное время лежит в пределах 5 – 5,5 мс. Существование такого минимума можно объяснить наличием двух описанных выше противоположно направленных механизмов, образующих необратимое тепловыделение и находящихся в альтернативной зависимости по отношению к длительности цикла. Такое объяснение подтверждается сравнением результатов измерения сброса давления в рабочем объеме камеры, представленных на рис.6, и значений динамического тепловыделения для двух длительностей циклов расширения-сжатия 4 и 5 мс.

При уменьшении длительности цикла с 5 до 4 мс сброс давления возрастает на $\sim 0,05$ атм, а динамическое тепловыделение увеличивается с 0,11 до 0,23 Дж/(л · цикл) (см. рис.5). Именно такой характер совместного поведения сброса давления и необратимого тепловыделения в зависимости от длительности цикла указывает на доминирование иной, чем паровая, природы необратимости, так как, если бы при укорочении цикла увеличение необратимого тепловыделения было вызвано паразитным кипением (что возможно, например, из-за отрыва жидкости от поверхности мембраны и т.п.), то сброс давления должен был бы уменьшиться из-за увеличившегося количества паровой фазы. Однако он не только не уменьшился, а существенно возрос. Это обстоятельство указывает на иную природу возрастания динамического тепловыделения, а именно жидкостную, что дополнительно подтверждается тем, что по результатам измерений последняя составила свыше 70% (0,08 Дж/(л · цикл)) от суммарной величины (0,11 Дж/(л · цикл)) динамического тепловыделения для цикла расширения-сжатия длительностью 5 мс при рабочей температуре $29,8\text{K}$. Таким образом, полученный результат является экспериментальным подтверждением предположения о структуре динамического тепловыделения, высказанного в работе [4].

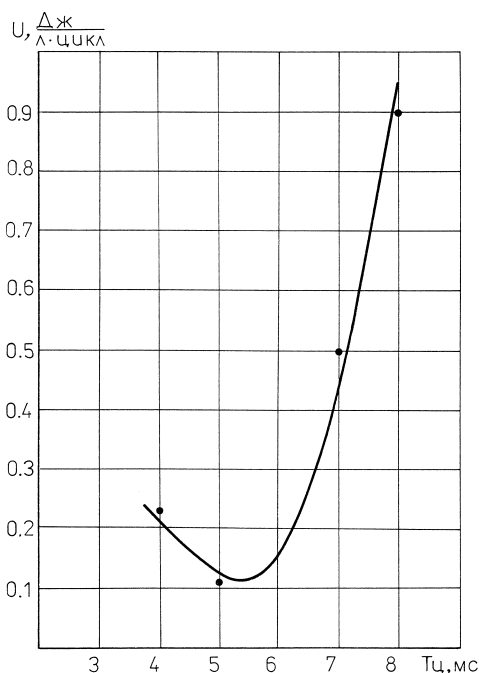


Рис. 5. Зависимость необратимого тепловыделения (U) от длительности цикла (T) при $T_{раб.} = 29,8\text{K}$ и плотности пузырьков 150 см^{-1} .

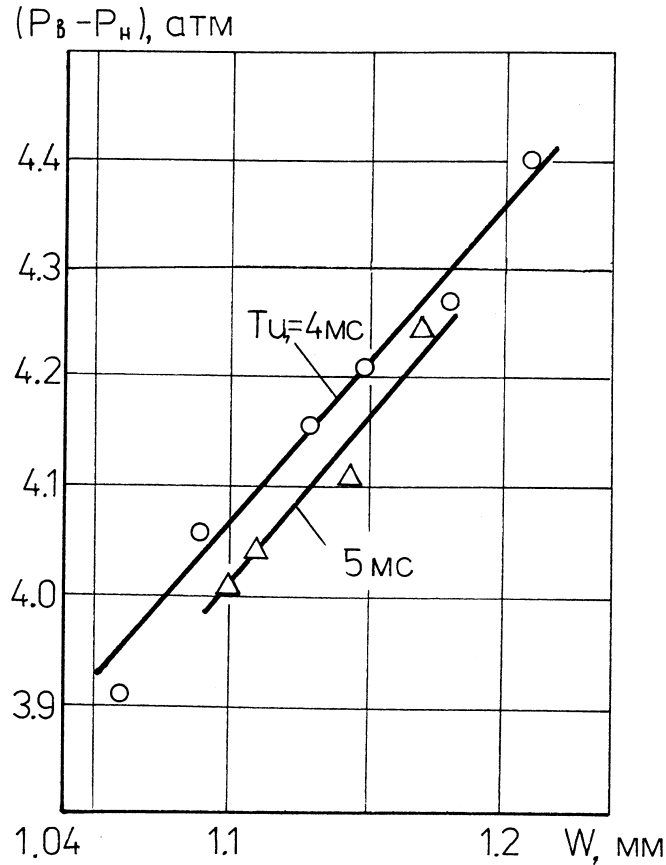


Рис. 6. Зависимость сброса давления ($P_b - P_n$) в рабочем объеме камеры от хода поршня (W) для циклов длительностью $T_u = 4$ мс и $T_u = 5$ мс.

2.3. Влияние рабочей температуры на величину необратимого тепловыделения

В специальном методическом сеансе было проведено исследование режимов работы БЦПК при двух рабочих температурах (29,1 и 29,9 K). В каждом случае камера работала с длительностью цикла 8 мс. Определялось необратимое тепловыделение в рабочем объеме в зависимости от глубины захода в метастабильную область. Каждому значению сброса давления в камере (глубине захода) отвечает соответствующая чувствительность камеры, характеризуемая определенной плотностью пузырьков в треках.

Результаты измерений представлены на рис.7 в виде зависимости необратимого тепловыделения от глубины захода в метастабильную область, представленную в данном случае плотностью пузырьков, образующих треки. Из графика видно, что более высокой температуре рабочей среды соответствуют меньшие значения тепловыделения, что, вполне очевидно, объясняется меньшей скоростью роста пузырьков, а следовательно, и паровой фазы при повышенных температурах.

Следует ожидать, что при более коротких циклах работы камеры (длительностью 4 и 5 мс) эта разница будет уменьшаться из-за возрастания доли жидкостной необратимости в общем балансе динамического тепловыделения.

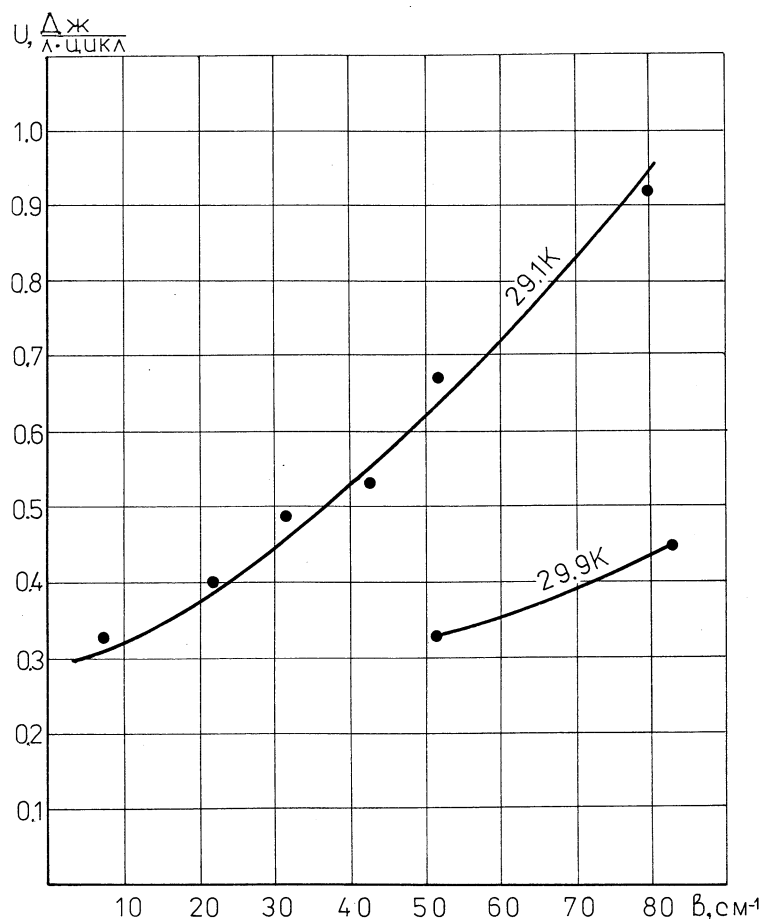


Рис. 7. Зависимость необратимого тепловыделения (U) от плотности пузырьков (b) для рабочих температур 29,1 и 29,9 K при длительности цикла $T_u = 8$ мс.

3. Обсуждение возможности работы камеры в быстроциклирующем режиме с плотностью пузырьков до 240 см^{-1}

Как отмечалось выше, при работе камеры в режиме, обеспечивающем плотность пузырьков в треках более 240 см^{-1} , происходит резкое увеличение динамического тепловыделения, и эффективность расширения становится низкой. Поэтому, в силу сказанного, при рабочей температуре 29,3 K представляется возможной работа БЦПК только с плотностью пузырьков до 240 см^{-1} включительно. Плотность пузырьков примерно линейно зависит от хода мембраны до этого значения плотности (240 см^{-1}), а необратимое тепловыделение возрастает с $0,15 \text{ Дж}/(\text{л} \cdot \text{цикл})$ при $b = 100 \text{ см}^{-1}$ до $0,38 \text{ Дж}/(\text{л} \cdot \text{цикл})$ при $b = 240 \text{ см}^{-1}$. Возможности работы камеры в быстроциклирующем режиме с увеличенным тепловыделением подтверждается приведенными выше результатами испытания при работе камеры с укороченным циклом, когда, несмотря на динамическое тепловыделение, возросшее до $0,23 \text{ Дж}/(\text{л} \cdot \text{цикл})$, камера устойчиво работала с частотой 30 Гц и количеством расширений в серии 30 (см. рис.8) при рабочей температуре 29,8 K.

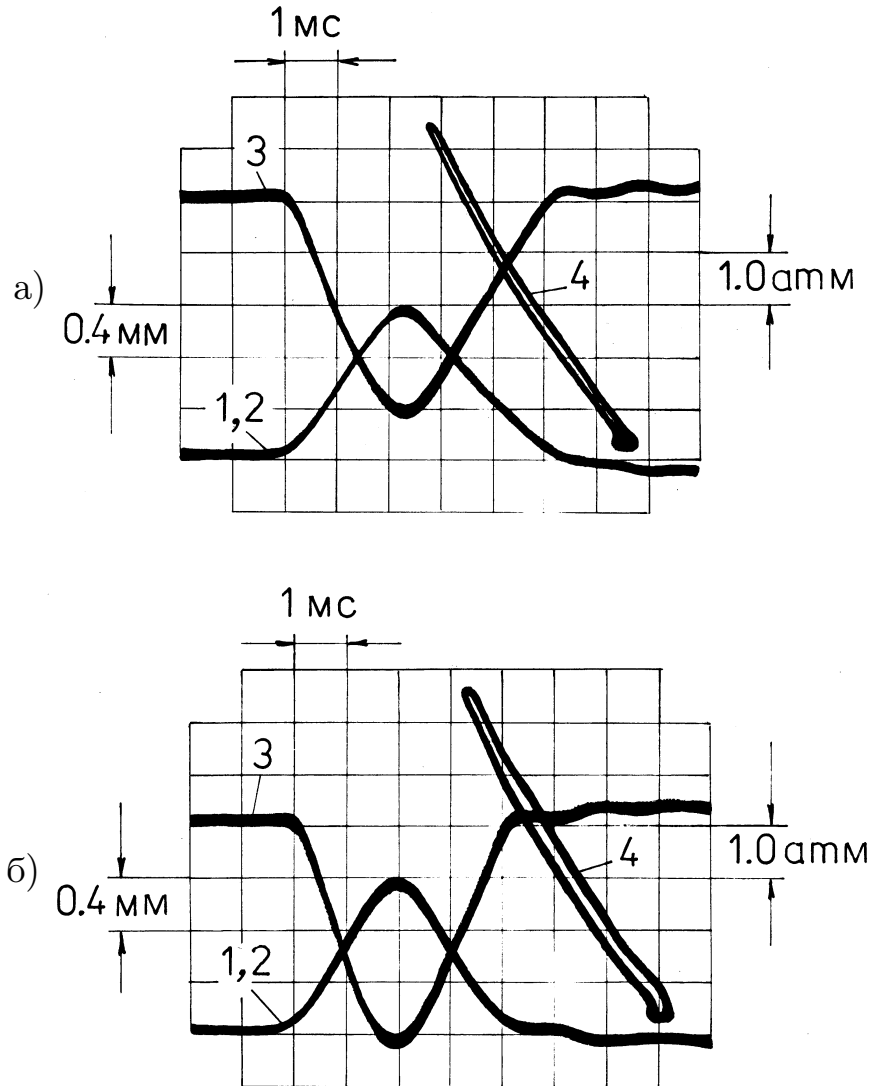


Рис. 8. Осциллограмма динамического режима работы камеры с частотой $f = 30$ Гц и количеством расширений в серии $N_s = 30$ при длительности цикла а) $T_u = 4$ мс; б) $T_u = 5$ мс: 1,2 — кривые перемещения левого (w_1) и правого (w_2) поршней, нулевые положения которых совмещены, 3 — изменение давления в рабочем объеме камеры (P), 4 — диаграмма Уатта $P = f(w_1 + w_2)$.

Однако наличие принципиальной возможности работы камеры с увеличенным тепловыделением не является достаточным условием ее работоспособности как физического прибора при больших глубинах захода в метастабильную область. Необходимо также принимать во внимание следующие важные факторы:

1) увеличение среднеквадратичной ошибки в локализации пузырька из-за тепловой дисторсии, обусловленной увеличением теплового потока, переносимого через рабочий объем камеры;

2) возрастание скорости роста пузырьков или, что то же самое, уменьшение времени их роста до фотографируемого размера, и, следовательно, сокращение интервала, остающегося для анализа наличия взаимодействия в рабочем объеме камеры и выработки сигнала триггера 2-го уровня.

Среднеквадратичная ошибка локализации единичного пузырька в пространстве камеры определяется по формуле Томаса [5]:

$$\delta = k \cdot H^{7/8} \cdot L^{3/2} \text{ [мкм]}, \text{ где } H = \left(Q_{ст} + \frac{U \cdot V \cdot N_s}{T_{уск}} \right) / S_0,$$

где H [Вт/см²] — плотность теплового потока через фотографируемый объем; $Q_{ст}$ [Вт] — статический теплоприток к рабочему объему камеры; U [Дж/(л · цикл)] — удельное динамическое тепловыделение; V [л] — рабочий объем камеры; N_s — число расширений в серии; $T_{уск}$ [с] — цикличность работы ускорителя; S_0 [см²] — сечение фотографируемого объема в горизонтальной плоскости; L [см] — путь луча в жидком водороде от объекта; k — коэффициент тепловой дисторсии, зависящий от термодинамических свойств вещества.

Его величина для жидководородной турбулентной среды в зависимости от рабочей температуры представлена на рис.9. Этот коэффициент был определен по зависимостям, приведенным в работе [5]. Из рис.9 видно, что коэффициент тепловой дисторсии возрастает с ростом температуры и все в бóльшей степени по мере приближения к критической точке (~ 33К для водорода).

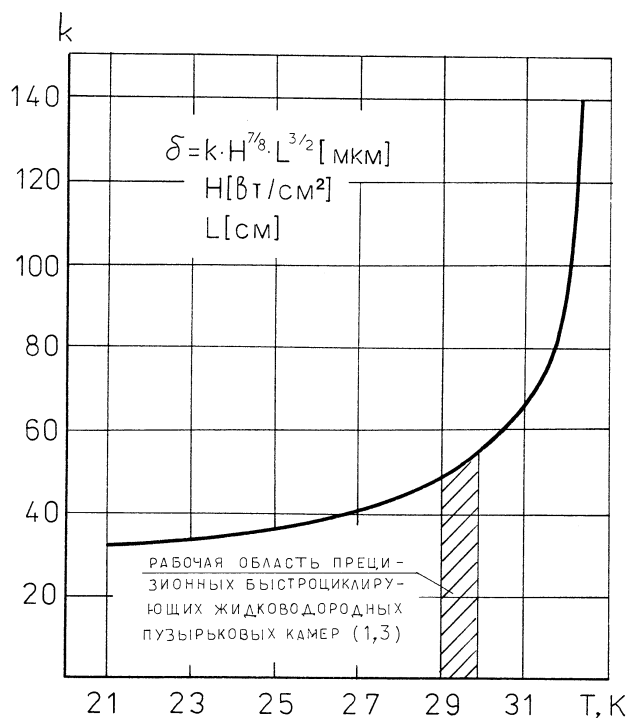


Рис. 9. Коэффициент тепловой дисторсии для жидкого водорода в зависимости от его температуры в формуле Томаса, где H — плотность теплового потока через фотографируемый объем; L — путь луча в турбулентной среде от объекта; δ — среднеквадратичная ошибка локализации единичного пузырька.

Радиус пузырька в зависимости от времени роста определяется по формуле Плессета и Цвика [6]:

$$r = A\sqrt{t},$$

где

$$A = 2\sqrt{\frac{3}{\pi}} \cdot \sqrt{\lambda \rho' c \cdot (T_{\infty} - T_b)} / (h \cdot \rho''),$$

где λ — теплопроводность жидкости; ρ' — плотность жидкости; c — теплоемкость жидкости; h — теплота испарения; ρ'' — плотность пара внутри пузырька; T_{∞} — температура жидкости; T_b — температура насыщенного пара внутри пузырька при нижнем давлении в камере.

Коэффициент A , характеризующий скорость роста пузырька, определялся по приведенной формуле, в которой параметры пара внутри пузырька брались при нескольких значениях нижнего давления, каждому из которых, в свою очередь, соответствовала экспериментально измеренная плотность пузырьков. В результате была получена кривая зависимости коэффициента A от плотности пузырьков b , т.е. от глубины захода в метастабильную область. Эта зависимость приведена на рис.10.

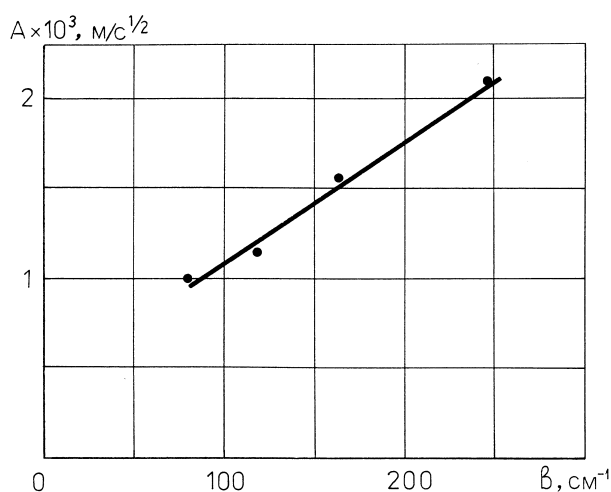


Рис. 10. Зависимость коэффициента роста пузырька (A) от плотности пузырьков (b) в жидком водороде при температуре 29,3К.

Основные экспериментальные данные, а также параметры, полученные расчетным путем по вышеприведенным формулам, представлены в табл. 1 при рабочей температуре 29,3К для нескольких значений плотности пузырьков, а при температуре 29,8К для плотности 150 см⁻¹. Приведенные данные относятся к условиям работы камеры с частотой 30 Гц и числом расширений в серии, равным 30.

Таблица 1.

$T_{раб.}$ К	$d_{пуз.}=25$ мкм		W мм	U Дж/(л·цикл)	$Q_{\Sigma}^{p.o.}$ Вт	δ мкм
	b см ⁻¹	$t_{зад.}$ мкс				
29,3	100	130	0,95	0,15	1,3	7,2
	150	77	1,07	0,2	1,5	8,1
	200	51	1,22	0,28	1,8	9,4
	240	38	1,35	0,39	2,2	11,2
29,8	150	140	1,1	0,11	1,16	6,8

$d_{пуз.}$ — размер фотографируемого пузырька
 $t_{зад.}$ — задержка вспышки лазера (время роста пузырька)
 W — ход поршня (прогиб мембраны)
 $Q_{\Sigma}^{p.o.}$ — полный теплоприток к рабочему объему

Из таблицы видно, что для температуры функционирования камеры $29,3\text{K}$ при переходе от рабочей плотности пузырьков 100 к 240 см^{-1} время роста пузырьков уменьшается с 130 до 38 мкс, в то время как ошибка в локализации пузырька возрастает из-за тепловой дисторсии примерно на 50% . При этой температуре работа камеры с плотностью пузырьков 240 см^{-1} возможна только с быстрым триггером [7]. С другой стороны, принимая во внимание, что время выработки сигнала разрабатываемого триггера 2-го уровня составляет $100 \div 120$ мкс, можно сделать вывод, что работа камеры с плотностью пузырьков 240 см^{-1} возможна лишь при температуре рабочей среды не ниже $29,8\text{K}$. Вместе с тем, учитывая то обстоятельство, что при более высокой температуре для идентичной плотности пузырьков необратимое тепловыделение снижается, скорость роста пузырька падает, а коэффициент тепловой дисторсии при повышении температуры с $29,8$ до $30,5\text{ K}$ возрастает незначительно ($\sim 9\%$), можно надеяться в быстроциклирующем режиме в этом интервале температур достичь плотности пузырьков $> 300\text{ см}^{-1}$ при сохранении хороших точностных характеристик камеры и обеспечении возможности ее работы с триггером 2-го уровня.

Основные результаты

1. В целях выявления предельных возможностей быстроциклирующей камеры как физического прибора исследована работа БЦПК в экстремальных условиях.
2. Определен оптимальный режим работы камеры в режиме быстрого циклирования. Показано, что для каждой конкретной конфигурации рабочего объема существует оптимальная длительность цикла, которой соответствует минимальная величина динамического тепловыделения.
3. Получено экспериментальное подтверждение возможности работы камеры с плотностью пузырьков 240 см^{-1} при температуре $29,3\text{ K}$ по сигналу, получаемому от быстрого триггера при наличии взаимодействия в рабочем объеме.
4. Проанализирована возможность использования БЦПК совместно с гибридным спектрометром в условиях повышенной плотности пузырьков (более 300 см^{-1}), достижимых при рабочих температурах в диапазоне $29,8 \div 30,5\text{ K}$.
5. Показано, что работа БЦПК с длительностью цикла короче оптимального сопровождается повышенным тепловыделением, не приводящим к нарушению ее работоспособности.

Список литературы

- [1] Ardashev E.N., Boguslavsky I.V., Gramenitsky I.M. et al.//Nucl.Instr. and Meth. 1995, v.A356, p.210.
- [2] Александров Ю.А., Воронов Г.С., Горбунков В.М. и др. Пузырьковые камеры. — М.: Госатомиздат, 1963.
- [3] Benichou J.L., Herve A., Leutz H. et al.//Nucl.Instr. and Meth. 1981, 190, p.487.
- [4] Дьячков Е.И. — В кн.: Материалы рабочего совещания по технике пузырьковых камер. — Дубна, 1969, с.93.
- [5] Thomas D.V.In: Proc. Int. Colloquium on Bubble Chambers. Heidelberg 1967, p.215.
- [6] Plesset M.S., Zwick S.A.//J.Appl.Phys., 1954, 25, p.493.
- [7] Боголюбский М.Ю., Курчанинов Л.Л., Лефлаг А.К. и др. — Препринт ИФВЭ 91-172, Протвино, 1991.

Рукопись поступила 25 июля 1996 г.

А.М.Моисеев и др.

Исследование предельных режимов работы прецизионной быстроциклирующей пузырьковой камеры.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 31.07.96. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.

Печ.л. 1.75. Уч.-изд.л. 1.34. Тираж 180. Заказ 774. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649