

8192

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



8192

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

8 - 8192

Е.И.Дьячков

МЕТОДИКА РАСЧЕТА  
ДОПУСТИМОЙ СКОРОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ  
СТЕКОЛ-ИЛЛЮМИНАТОРОВ КРИОГЕННОЙ КАМЕРЫ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

8 - 8192

Е.И.Дьячков

МЕТОДИКА РАСЧЕТА  
ДОПУСТИМОЙ СКОРОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ  
СТЕКЛО-ИЛЛЮМИНАТОРОВ КРИОГЕННОЙ КАМЕРЫ

Дьячков Е.И.

8 - 8192

Методика расчета допустимой скорости охлаждения стекл-  
иллюминаторов криогенной камеры

Приведена методика и получены формулы для расчетов допустимой скорости охлаждения стекл-иллюминаторов криогенных камер при квази-стационарном режиме. В расчетах учитываются температурные градиенты на поверхности иллюминатора.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований  
Дубна, 1974

### Температурные напряжения при охлаждении /нагревании/ стекла-иллюминатора

Длительность процесса охлаждения криогенных пучковых камер, имеющих стекла-иллюминаторы значительной толщины, определяется главным образом допустимыми температурными напряжениями в иллюминаторах.

При неравномерном охлаждении /нагревании/ детали, когда отдельные волокна материала лишены возможности изменять свои размеры в соответствии с законом тепловой деформации, возникают тепловые напряжения. Как правило, более горячие участки детали подвергаются напряжениям сжатия, а более холодные - напряжениям растяжения.

Для оценки тепловых напряжений в иллюминаторе корпуса камеры при его охлаждении /нагревании/ рассмотрим предварительно несколько схем температурных полей в жесткой прямоугольной пластине толщиной  $\delta$  /рис. 1/ и определим в ней тепловые напряжения. Будем рассматривать симметричное охлаждение пластины с двух поверхностей.

Схема 1 /рис. 1Б/. Температура на поверхностях пластины ( $z = \pm \frac{\delta}{2}$ ) равна  $T_{\text{п}}$ , температура в центральном плоском сечении ( $z=0$ ) -  $T_{\text{ц}}$ . Изменение температуры от поверхностей пластины ( $z = \pm \frac{\delta}{2}$ ) к ее центральному сечению ( $z=0$ ) носит линейный характер. Температура во

всех плоских сечениях постоянна, т.е.  $\frac{\partial T}{\partial y} = 0$  и  $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$ .

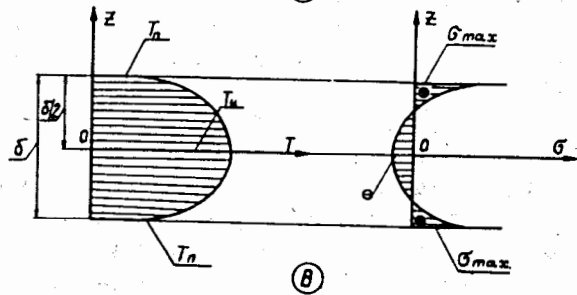
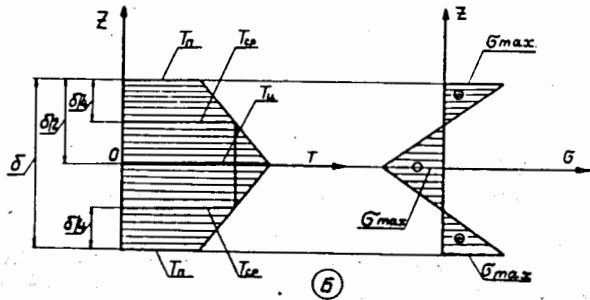
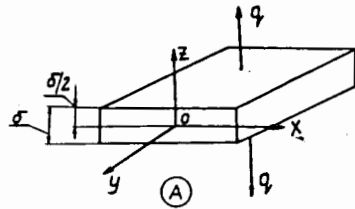


Рис. 1. Температурные напряжения  $\sigma$  в плоской пластине толщиной  $\delta$  при различных схемах /Б и В/ распределения температуры  $T$  в сечениях  $z$  пластины.

При условии сохранения пластиной плоской формы все слои в сечениях, перпендикулярных оси  $z$ , в силу совместности деформации, должны иметь одинаковые размеры, равные размерам слоя с температурой  $T_{\text{ср}} = \frac{T_{\text{ц}} + T_{\text{п}}}{2}$ .

Слои, имеющие температуру выше  $T_{\text{ср}}$ , сжаты, а слои, температура которых ниже  $T_{\text{ср}}$ , растянуты.

Относительное удлинение крайних, наиболее холодных слоев ( $z = \pm \frac{\delta}{2}$ ), будет

$$\epsilon_{\text{пов}} = \alpha (T_{\text{ср}} - T_{\text{п}}) = \alpha \frac{T_{\text{ц}} - T_{\text{п}}}{2}, \quad /1/$$

где  $\alpha$  - коэффициент линейного расширения пластины. Относительное укорочение наиболее горячего слоя ( $z=0$ ) будет

$$\epsilon_{\text{ц}} = \alpha (T_{\text{ср}} - T_{\text{ц}}) = \alpha \frac{T_{\text{п}} - T_{\text{ц}}}{2}. \quad /2/$$

При двухосном напряженном состоянии зависимость напряжений от деформации имеет вид:

$$\text{по оси } x \quad \epsilon_x = \frac{\sigma_x}{E} - \mu \frac{\sigma_y}{E}, \quad /3/$$

$$\text{по оси } y \quad \epsilon_y = \frac{\sigma_y}{E} - \mu \frac{\sigma_x}{E}. \quad /4/$$

где  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  - соответственно напряжения в пластине по оси  $x$  и  $y$ ,  $E$  - модуль нормальной упругости материала пластины,  $\mu$  - коэффициент Пуассона.

При симметричном растяжении-сжатии /как в рассматриваемом случае/

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma, \quad \epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon.$$

Следовательно,

$$\sigma = E\epsilon \frac{1}{1 - \mu}. \quad /5/$$

Подставляя в это выражение величины  $\epsilon$  из уравнений /1/, /2/, получаем максимальные напряжения в пластине

$$\sigma_{\text{max}} = \pm E\alpha \frac{1}{1 - \mu} \frac{T_{\text{п}} - T_{\text{ц}}}{2}, \quad /6/$$

где знак плюс относится к напряжениям растяжения, знак минус - к напряжениям сжатия. Эпюра напряжений в пластине представлена на *рис. 1Б*.

**Схема 2 /рис. 1В/.** Температура на поверхностях

$z = \pm \frac{\delta}{2}$  равна  $T_{\Pi}$ , температура в сечении  $z = 0$  равна

$T_{Ц}$ . Температура во всех точках плоских сечений постоянна ( $\frac{\partial T}{\partial y} = 0$ ;  $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$ ).

Температурный градиент  $\frac{\partial T}{\partial z}$  увеличивается при увеличении  $z$  и в сечениях  $z = \pm \frac{\delta}{2}$  достигает максималь-

ного значения. В этом случае напряжения в пластине будут максимальны в сечениях  $z = \pm \frac{\delta}{2}$ . Эпюра напряжений имеет вид *рис. 1В*.

В предельном случае, когда температурный градиент  $\frac{\partial T}{\partial z}$  имеет место лишь в поверхностных слоях  $z = \pm \frac{\delta}{2}$ , тепловые напряжения будут возникать практически только в поверхностных слоях. Величину этих напряжений можно определить, пользуясь теми же предпосылками, что и при выводе уравнения /6/, дополнительно положив, что поверхностные слои не деформируют пластину и ее размеры определяются температурой  $T_{Ц}$ . При этом получим следующее выражение для определения максимальных напряжений в пластине:

$$\sigma_{\max}^T = E \alpha \frac{1}{1 - \mu} (T_{Ц} - T_{\Pi}) \quad /7/$$

**Схема 3.** На поверхности пластины  $z = \pm \frac{\delta}{2}$  имеют место температурные градиенты  $\frac{\partial T_{\Pi}}{\partial y}$  и  $\frac{\partial T_{\Pi}}{\partial x}$ .

В связи с этим в пластине возникают напряжения. Пользуясь приведенной выше методикой, можно показать,

что величина максимальных напряжений, обусловленных температурными градиентами на поверхности пластины, определится уравнением

$$\sigma_{\max}^{\Pi} = E \alpha \frac{1}{1 - \mu} \Delta T_{\Pi}, \quad /8/$$

где  $\Delta T = T_{\Pi}^{\max} - T_{\Pi}^{\min}$ ;  $T_{\Pi}^{\max}$  и  $T_{\Pi}^{\min}$  - соответственно максимальная и минимальная температуры поверхности пластины.

Таким образом, максимальные напряжения в жесткой пластине при охлаждении /нагревании/ могут достигать величины, определяемой выражением

$$\sigma_{\max} = \sigma_{\max}^T + \sigma_{\max}^{\Pi} = E \alpha \frac{1}{1 - \mu} [(T_{Ц} - T_{\Pi}) + \Delta T_{\Pi}] \quad /9/$$

Величина

$$[(T_{Ц} - T_{\Pi}) + \Delta T_{\Pi}] = \Delta T_{\max} \quad /10/$$

представляет собой максимальную разность температур в иллюминаторе.

По уравнению /9/ построен график /рис. 2/ максимальной допустимой разницы температур  $\Delta T_{\max}$  в иллюминаторе, в зависимости от максимальной температуры его поверхности  $T_{\Pi}^{\max}$ , меняющейся в процессе охлаждения, при допуске тепловом напряжении в иллюминаторе  $\sigma_{\text{доп}} = 150 \text{ кг/см}^2$ . Поскольку  $E$  и  $\mu$  слабо зависят от температуры, значения их принимались постоянными и равными  $E$  и  $\mu$  при температуре 300 К. Для стекла марки К-8

$$E = 6,9 \cdot 10^5 \text{ кг/см}^2 \quad /1/, \quad \mu = 0,22 \quad /1/.$$

Для построения графика значения  $\alpha$  брались при температуре  $T_{\Pi}^{\max}$ . Зависимость  $\alpha$  от температуры для стекла марки К8 принималась такой же, как и для стекла марки ВК-7, которое по составу близко к стеклу К8. Зависи-

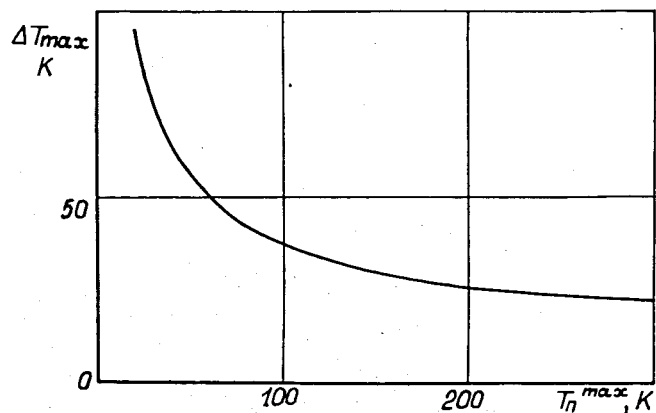


Рис. 2. Максимальная допустимая разница температур  $\Delta T_{\max}$  в стекле-иллюминаторе в зависимости от максимальной температуры поверхности иллюминатора  $T_{\Pi}^{\max}$  при допустимых тепловых напряжениях  $[\sigma] = 150 \text{ кг/см}^2$ . Рассчитана по уравнению /9/.  $E_s = 6,9 \cdot 10^5 \text{ кг/см}^2$ ,  $\mu = 0,22$ , зависимость  $\alpha(T)$  взята из /2/.

мость  $\alpha$  от температуры для стекла марки ВК-7 /2/ приведена в табл. 1.

Таблица 1

Коэффициент линейного расширения для стекла марки ВК-7 при различной температуре

T(K)	20	40	60	80	120	60	200	240	280	300
$\alpha \times 10^6$	1,8	2,7	3,4	4,1	5,1	5,9	6,6	7,0	7,4	7,8

### Допустимая скорость охлаждения иллюминатора

Принимаем, что иллюминатор корпуса камеры в виде пластины толщиной  $z$  охлаждается с двух поверхностей  $z = \frac{\delta}{2}$  симметрично. Температура его поверхности линейно изменяется во времени, т.е.

$$T_{\Pi} = T_{\Pi}^{\circ} + b t, \quad /11/$$

где  $T_{\Pi}$  (K) - температура поверхностей иллюминатора в момент времени  $t$  после начала охлаждения;  $T_{\Pi}^{\circ}$  - то же перед охлаждением;  $b$ , K/час - скорость охлаждения иллюминатора.

Для определения зависимости от времени температуры иллюминатора в сечениях  $0 < z < \frac{\delta}{2}$  -  $T(z, t)$  используем решение аналогичной задачи /3/ и запишем выражение для  $T(z, t)$  в виде

$$\frac{T(z, t)}{T_{\Pi}^{\circ}} = 1 + Pd \left[ Fo - \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{4z^2}{\delta^2} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A}{e_n^2} \cos \left( e_n \frac{2z}{\delta} \right) \exp(-e_n^2 Fo) \right], \quad /12/$$

где  $z$  - расстояние от средней плоскости пластины;  $Pd$  - критерий Предводителява;

$$Pd = \frac{b \delta^2 c \rho}{4 \lambda T_{\Pi}^{\circ}}.$$

Здесь и в дальнейшем  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  - соответственно удельная теплоемкость, плотность, коэффициент теплопроводности материала иллюминатора,  $Fo$  - критерий Фурье.

$$Fo = \frac{4 \lambda t}{\delta^2 c \rho};$$

Уравнение /12/ справедливо при постоянных значениях  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$ .

Анализ уравнения /12/ показывает, что ряд в этом уравнении быстро сходится; с течением времени он становится все меньше и меньше, и, начиная, со значения  $F_0 > F_{01} = 1 \div 1,5$ , им можно пренебречь. Тогда температура в любой точке иллюминатора будет линейной функцией времени, а распределение ее по толщине иллюминатора будет параболическим, т.е. устанавливается квазистационарный режим охлаждения: температурный градиент в любой точке по толщине иллюминатора не меняется от времени.

Для квазистационарного режима охлаждения можно написать:

$$\frac{T(z, \tau)}{T_{\Pi}^{\circ}} = 1 + Pd \left[ F_0 - \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{4z^2}{\delta^2} \right) \right]. \quad /13/$$

Положив в уравнение /13/  $z = 0$  и  $z = \delta$ , получим

$$\frac{T_{\Pi}}{T_{\Pi}^{\circ}} = 1 + Pd \left( F_0 - \frac{1}{2} \right) \quad /14/$$

$$\frac{T_{\Pi}}{T_{\Pi}^{\circ}} = 1 + Pd F_0, \quad /15/$$

где  $T_{\Pi}$  - температура в среднем сечении иллюминатора. Из последних двух уравнений, подставляя значения для  $F_0$  и  $Pd$  для квазистационарного режима, получим:

$$T_{\Pi} - T_{\Pi}^{\circ} = - \frac{b c \rho \delta^2}{8 \lambda}. \quad /16/$$

При параболическом распределении температуры по толщине иллюминатора при данном значении  $T_{\Pi} - T_{\Pi}^{\circ}$  максимальные напряжения в иллюминаторе будут иметь промежуточные значения между напряжениями, вычисленными по уравнению /6/ и напряжениями, определенными из уравнения /7/. В дальнейшем будем считать, что

температура по толщине иллюминатора меняется только у его поверхности. Тогда, в общем случае, при наличии температурных градиентов на поверхности иллюминатора из уравнений /16/ и /9/ получим выражение для допустимой скорости охлаждения иллюминатора при квазистационарном режиме

$$b_{\text{доп}} = - \frac{8 \lambda}{c \rho \delta^2} \left[ \frac{[\sigma](1 - \mu)}{E a} - \Delta T_{\Pi} \right] \cdot \frac{K}{\text{час}}, \quad /17/$$

где для материала иллюминатора:  $\lambda$  - коэффициент теплопроводности в  $\text{ккал/м час град.}$ ,  $c$  - теплоемкость в  $\text{ккал/кг град.}$ ,  $\rho$  - плотность в  $\text{кг/м}^3$ ,  $E$  - модуль нормальной упругости в  $\text{кг/см}^2$ ,  $a$  - коэффициент линейного расширения в  $1/\text{град}$ ,  $\mu$  - коэффициент Пуассона,  $[\sigma]$  - допустимое напряжение в  $\text{кг/см}^2$ ,  $\delta$  - толщина иллюминатора в м,  $\Delta T_{\Pi} = T_{\Pi}^{\text{max}} - T_{\Pi}^{\text{min}}$  - максимальная разность температур на поверхности иллюминатора в К.

По уравнению /17/ построен график /рис. 3/ допустимой скорости охлаждения иллюминатора корпуса 100-сантиметровой водородной пузырьковой камеры ОИЯИ /4, 5/ -  $b_{\text{доп}}$  в зависимости от максимальной температуры поверхности иллюминатора  $T_{\Pi}^{\text{max}}$  при допустимых напряжениях в нем  $[\sigma] = 150 \text{ кг/см}^2$ . Толщина иллюминатора  $\delta = 0,1$  м. Материал - стекло марки К8,  $\rho = 2,52 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ . Значения  $E$  и  $\mu$  принимались во всем диапазоне температур постоянными и равными значениям  $E$  и  $\mu$  при температуре 300 К.  $E = 6,9 \cdot 10^5 \text{ кг/см}^2$ ,  $\mu = 0,22$ . Значения  $a$  брались соответственно при температуре  $T_{\Pi}^{\text{max}}$  из табл. 1. Поскольку мы не располагали температурной зависимостью коэффициента теплопроводности и удельной теплоемкости стекла марки К8, то при вычислениях принималось, что зависимость отношения  $\frac{\lambda}{c}$  от температуры у стекла К8 такая же, как у кварца<sup>с</sup> или пирекса. Поэтому при расчетах по уравнению /17/ мы пользовались соотношением

$$\left( \frac{\lambda_{\text{К8}}}{c_{\text{К8}}} \right)_T = \left( \frac{\lambda_{\text{К8}}}{c_{\text{К8}}} \right)_{300} (K_{\text{КВ}})_T,$$

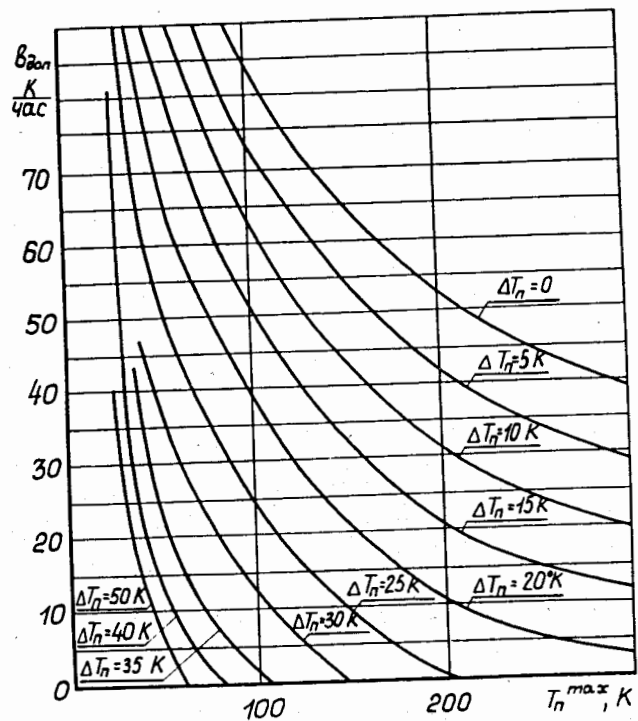


Рис. 3. Допустимая скорость охлаждения иллюминатора корпуса 100-сантиметровой водородной пузырьковой камеры ОИЯИ  $v_{\text{доп}}$  в зависимости от максимальной температуры поверхности иллюминатора  $T_{\text{п}}^{\text{max}}$  при различных значениях градиента температур на поверхности иллюминатора  $\Delta T_{\text{п}}$ . Охлаждение симметричное с обеих поверхностей иллюминатора. Зависимость рассчитана по уравнению /17/. Допускаемое тепловое напряжение  $[\sigma] = 150 \text{ кг/см}^2$ .

где  $\left(\frac{\lambda_{\text{КВ}}}{c_{\text{КВ}}}\right)_T$  и  $\left(\frac{\lambda_{\text{КВ}}}{c_{\text{КВ}}}\right)_{300}$  - соответственно отношения коэффициента теплопроводности к удельной теплоемкости стекла марки К8 при температуре  $T$  и при температуре 300 К

$$\begin{aligned} \left(\frac{\lambda_{\text{КВ}}}{c_{\text{КВ}}}\right)_{300} &= 0,83 \text{ ккал/м час } K^{1/1} \\ \left(\frac{\lambda_{\text{КВ}}}{c_{\text{КВ}}}\right)_{300} &= 0,176 \text{ ккал/кг град }^{1/1} \end{aligned}$$

Величина  $(K_{\text{КВ}})_T$  вычислялась по уравнению

$$(K_{\text{КВ}})_T = \frac{\left(\frac{\lambda_{\text{КВ}}}{c_{\text{КВ}}}\right)_T}{\left(\frac{\lambda_{\text{КВ}}}{c_{\text{КВ}}}\right)_{300}}$$

где  $\left(\frac{\lambda_{\text{КВ}}}{c_{\text{КВ}}}\right)_T$  и  $\left(\frac{\lambda_{\text{КВ}}}{c_{\text{КВ}}}\right)_{300}$  - соответственно отношения коэффициента теплопроводности к удельной теплоемкости кварца при температуре  $T$  и при температуре 300 К; /брались из справочника /6/ /.

При вычислениях  $v_{\text{доп}}$  при  $T_{\text{п}}^{\text{max}}$  по уравнению /17/ величина  $\frac{\lambda_{\text{КВ}}}{c_{\text{КВ}}}$  бралась при средней температуре стекла, равной

$$T_{\text{ср}} = \frac{T_{\text{ц}} + T_{\text{п}}^{\text{max}}}{2} = T_{\text{п}}^{\text{max}} + \frac{\Delta T_{\text{max}}}{2}$$

где  $T_{\text{ц}}$  - температура в центре стекла;  $\Delta T_{\text{max}}$  - максимальная разность температур в стекле.

Значения  $\Delta T_{\text{max}}$  при  $T_{\text{п}}^{\text{max}}$  брались из рис. 2, построенного для стекла марки К8 и  $[\sigma] = 150 \text{ кг/см}^2$ .

В заключение отметим, что уравнение /17/ может быть использовано для расчетов охлаждения иллюминатора через одну поверхность. В этом случае вместо  $\delta$  необходимо подставлять величину  $2\delta$ , т.е. допустимая скорость охлаждения уменьшится в 4 раза. При этом по-прежнему предполагается, что иллюминатор остается плоским.

График /рис. 3/ использовался при запусках 100-сантиметровой водородной пузырьковой камеры ОИЯИ. Во время первых запусков камеры скорость охлаждения иллюминатора и градиенты температур на его поверхности контролировались с помощью термопар, прикреп-



ленных в различных точках поверхностей иллюминатора. В дальнейшем, когда стали известны максимальные градиенты температур на поверхности иллюминатора и были определены соответствующие им допустимые скорости охлаждения при различных температурах, контроль скорости охлаждения осуществляется одной термопарой, прикрепленной к иллюминатору вне светового потока системы освещения камеры. По уравнению /17/ также были построены и использовались графики допустимой скорости охлаждения двухметровой водородной пузырьковой камеры "Людмила".

### Литература

1. *Справочник по производству стекла. М., Гос. издат. лит. по строительству, архитектуре и стройматериалам, 1963.*
2. *R.P.Shutt. Bubble and Spark Chambers. Principles and Use. New York and London, vol. 1-2, 1967.*
3. *А.В.Лыков. Теория теплопроводности. М., Гос. изд. техн.-теор. лит., 1952.*
4. *N.I.Balandicov, V.A.Belushkin, L.B.Golovanov, E.I.Dyachkov, A.G.Zeldovich, Y.K.Pilipenko. Cryogenics, 6, No. 3, 158 (1966).*
5. *Е.И.Дьячков. ОИЯИ, 8-6264, Дубна, 1972.*
6. *М.П.Малков, И.Б.Данилов, А.Г.Зельдович, А.Б.Фрадков. Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения. М.-Л., Госэнергоиздат, 1963.*

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 августа 1974 года.