

Ошибки для величины  $2\sigma/E_k$  равных 1 и 2

$\Delta E_k/E_k$	1	1	1	1	2	2	2	2
	$I_A/I_B$							
	10	3.3	1	0.3	10	3.3	1	0.3
0,1	6,3	7,65	12,3	25,6	9,4	9,2	9,8	11,5
0,2	12,6	14,6	21,9	42,5	19,2	19,6	21,0	25,0
0,3	18,0	21,0	31,2	60,6	29,3	30,0	32,4	39,0
0,5	25,4	30,2	47,0	95,0	46,5	47,6	51,2	61,5

решности может оказаться сравнимой с методической или статистической компонентой и должна учитываться; приведенные выражения позволяют легко

оценить возможную погрешность разностных измерений, вносимую при использовании конкретной аппаратуры. С другой стороны, предельно допустимая величина аппаратурной ошибки позволяет оценить реальные требования по стабильности, предъявляемые к аппаратуре при тех или иных измерениях.

поступило в Редакцию 18/IV 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Болотин, В. П. Горюнов, О. А. Чуткин. Сборник работ по вопросам проблем дозиметрии. Под ред. С. С. Савицкова. Вып. П. М., Госатомиздат, 1963, стр. 157.
2. А. А. Богданов, В. П. Горюнов, Б. Н. Хазанов. Там же.
3. Л. С. Горюнов, Б. Н. Хазанов. «Атомная энергия», 14, 409 (1963).

УДК 539.1.074.55.004.12

## Поверхностно-барьерные кремниевые счетчики в потоках нейтронов и осколков деления

И. А. Баранов, Н. С. Казаринов

Полупроводниковые детекторы заряженных частиц, работающие на основе ( $n-p$ )-перехода в кремнии, находят все большее применение в ядерных исследованиях [1, 2]. Одновременно с применением детекторов обсуждается вопрос о их радиационной стойкости [3, 4]. В настоящей работе изложены результаты исследований чувствительности некоторых характеристик поверхностно-барьерных золото-кремниевых детекторов к потокам быстрых и тепловых нейтронов и осколков деления. Известно, что при облучении этими частицами детекторов происходит рассеяние или ядерных реакций кристаллическая решетка кремния нарушается [5, 6]. В результате этого создаются различные дефекты, в том числе пары «вакансия — смещенный атом», которые приводят к образованию новых акцепторных и донорных уровней, а также к образованию ловушек и центров рекомбинаций для неосновных носителей заряда. Эти нарушения приводят к изменению сопротивления кремния и времени жизни неосновных носителей заряда в облученной части кремния и как следствие к изменению условий регистрации заряженных частиц в ( $n-p$ )-переходе детектора.

Поверхностно-барьерные детекторы, на которых проводились экспериментальные исследования, изготовлялись из кремния проводимости  $n$ -типа с удельным сопротивлением 150—200 ом·см. Толщина пластинок кремния ~ 1 мм, площадь 2—4 и 16—20 мм<sup>2</sup> [7]. До и после каждого облучения детекторов измерялись амплитудные спектры импульсов от  $\alpha$ -частиц  $Am^{241}$  и от осколков деления  $U^{235}$  тепловыми нейтронами. Исследовались также токовые характеристики (токи  $I_{пр}$  и  $I_{обр}$  в прямом и обратном направлениях соответственно), фронт импульсов от  $\alpha$ -частиц и осколков деления, временное разрешение детекторов (при использовании их в быстрых схемах  $\alpha-\gamma$  и осколок —  $\gamma$ -совпадений), среднее время жизни  $\tau$  неосновных носителей (или рекомбинационное время жизни пары

электрон — дырка) заряда и емкость ( $n-p$ )-перехода детекторов.

Блок-схема установки для измерения спектров импульсов от  $\alpha$ -частиц и осколков деления была принята стандартной и содержала детектор, предусилитель, усилитель, расширитель и многоканальный амплитудный анализатор АИ-100.

Расширитель применялся только при измерении спектров  $\alpha$ -частиц. Усиление схемы в течение нескольких месяцев изменялось не более чем на 5—6%. Спектры импульсов от осколков деления совпались при облучении  $U^{235}$  тепловыми нейтронами, помещая мишень делящегося вещества в коллекторный ( $d = 1$  см) нейтронный пучок реактора, при этом детектор находился вне пучка.

Амплитудное разрешение  $R$  и амплитуда импульсов  $A$  от  $\alpha$ -частиц измерялись на детекторах для трех значений напряжения смещения ( $U_{см} = 4$  в, когда путь  $\alpha$ -частицы не укладывался в слое ( $n-p$ )-перехода; 15 в, когда путь  $\alpha$ -частицы полностью укладывался в слое ( $n-p$ )-перехода;  $\infty$  — промежуточный случай).

### Облучение детекторов нейтронами

Энергия нейтронов 15 Мэв. Нейтроны с энергией 15 Мэв получались из реакции  $T(d, n)He^4$  на низковольтном нейтронном генераторе. Облучались семь детекторов (два площадью 20 мм<sup>2</sup> и пять площадью 2—4 мм<sup>2</sup>) до полного интегрального потока ~  $0,7 \times 10^{14}$  нейтр/см<sup>2</sup>. На рис. 1—3 представлены графики изменения различных характеристик одного из семи детекторов в зависимости от величины интегрального потока нейтронов при энергии нейтронов 15 Мэв, а на рис. 4 показаны границы изменения характеристик для всех детекторов. Эксперименты показывают, что наиболее чувствительными оказались токовые характеристики, разрешение  $R$  от  $\alpha$ -частиц  $Am^{241}$  и отношение пик — впадина в спектре осколков деления при не-



больших напряжениях смещения (2—4  $e$ ). Эти характеристики начали изменяться после облучения счетчика интегральным потоком  $5 \cdot 10^{11}$  нейтр/см<sup>2</sup>. После облучения интегральным потоком  $3 \cdot 10^{12}$  нейтр/см<sup>2</sup> стало увеличиваться разрешение  $R$ , уменьшаться отношение пик — впадина в спектре осколков деления и амплитуда импульсов от  $\alpha$ -частиц и осколков деления

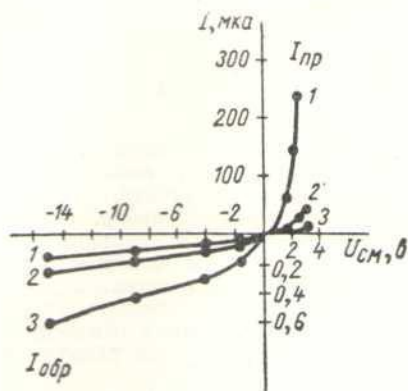


Рис. 1. Токовая характеристика счетчика площадью 4 мм<sup>2</sup>:

1 — до и после облучения счетчика интегральным потоком нейтронов  $5 \cdot 10^{11}$  нейтр/см<sup>2</sup>; 2, 3 — после облучения потоками нейтронов в  $1 \cdot 10^{13}$  и  $0,7 \cdot 10^{14}$  нейтр/см<sup>2</sup> соответственно.

при смещениях, равных 9—15  $e$ . Для спектров импульсов от осколков деления характерен большой сдвиг пика от легких осколков в сторону меньших энергий, чем от тяжелых. Особенно заметно большинство характеристик

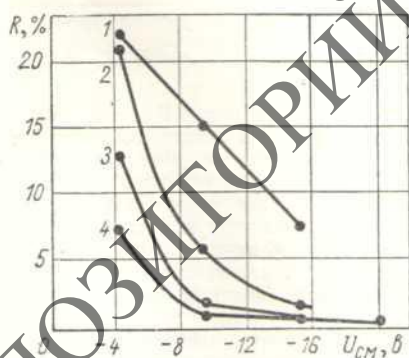


Рис. 2. Зависимость разрешения  $R$  от напряжения смещения  $U_{см}$ :

1 — до и после облучения счетчика интегральным потоком нейтронов  $5 \cdot 10^{11}$  нейтр/см<sup>2</sup>; 2, 3, 4 — после облучения потоками  $3 \cdot 10^{12}$ ,  $7 \cdot 10^{12}$  и  $2,6 \cdot 10^{13}$  нейтр/см<sup>2</sup> соответственно.

начинает меняться после интегрального потока  $1 \cdot 10^{13}$  нейтр/см<sup>2</sup>. Так, при потоке  $0,7 \cdot 10^{14}$  нейтр/см<sup>2</sup> разрешение  $R = 15 \div 20\%$  (исходное значение  $R = 1\%$ ), максимумы в спектре осколков деления, обусловленные легкими и тяжелыми осколками, не разделялись (исходное значение отношения пик — впадина равно  $16 \div 20$ ), а амплитуда импульсов от  $\alpha$ -частиц и осколков деления уменьшилась в три-четыре раза, при

этом время жизни пары электрон — дырка, измеренное методом инжекция — экстракция [9], стало меньше  $5 \cdot 10^{-7}$  сек, в то время как до облучения  $\tau = (10 \div 20) \cdot 10^{-6}$  сек. Сильно возрос ток  $I_{обр}$ , а  $I_{пр}$  уменьшился более чем в 100 раз. Фронты импульсов от  $\alpha$ -частиц и осколков деления возросли до нескольких микросекунд. Время нарастания импульса как от  $\alpha$ -частиц, так и от осколков деления было меньше  $2 \cdot 10^{-8}$  сек (более точные измерения ограничивались полосой пропускания аппаратуры). Для нескольких детекторов было установлено, что по мере увеличения дозы нейтронного облучения емкость  $(n - p)$ -перехода при постоянных напряжениях смещения уменьшается. Это, по-видимому, и определяет снижение амплитуд импульсов от  $\alpha$ -частиц и осколков деления для детекторов площадью  $16 \div 20$  мм<sup>2</sup> после облучения их интегральным потоком  $1 \cdot 10^{13}$  нейтр/см<sup>2</sup>, а для детекторов площадью 2—4 мм<sup>2</sup> — потоком  $3 \cdot 10^{12}$  нейтр/см<sup>2</sup>. Ж Из приведенных изменений характеристик детекторов видно, что по мере увеличения нейтронной дозы облучения уменьшается время жизни неосновных носителей заряда (это подтверждалось прямыми измерениями тем ростом  $I_{обр}$ ) и растет сопротивление кремния (падает ток  $I_{пр}$ ). Действительно, если уменьшается

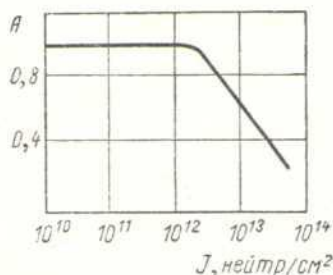


Рис. 3. Зависимость амплитуды импульсов  $A$  от  $\alpha$ -частиц при  $U_{см} = 15 e$  от интегрального потока нейтронов.

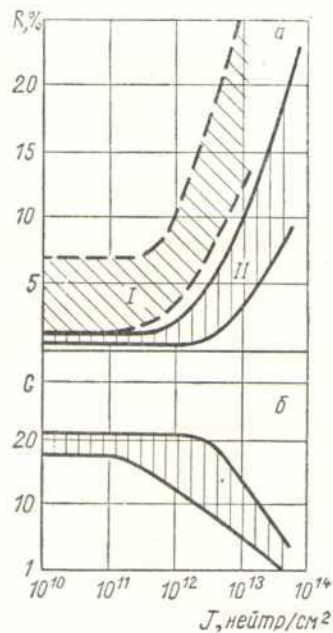


Рис. 4. Границы изменения  $R$  (а) и отношения пика к впадине  $G$  в спектре осколков деления (б) в зависимости от  $J$  при: а —  $U_{см}$ , равном 4 (I) и 15  $e$  (II); б —  $U_{см} = 9 \div 15 e$ .

то растет число рекомбинационных центров, а следовательно, и рекомбинация зарядов в треках, образованных  $\alpha$ -частицами и осколками деления. Это должно привести сначала к ухудшению разрешающей способности детектора, а затем к сдвигу всего спектра от  $\alpha$ -частиц и осколков деления в сторону меньших амплитуд импульсов. При этом, как уже отмечалось, изменения этих спектров при небольших напряжениях



Изменения характеристик детектора после облучения потоком нейтронов

Интегральный поток нейтронов, нейтр/см <sup>2</sup>	S=20 мм <sup>2</sup>									S=4 мм <sup>2</sup>					
	U <sub>см</sub> =-4e		U <sub>см</sub> =-9e			U <sub>см</sub> =-15e			U <sub>см</sub> =1e	U <sub>см</sub> =-4e		U <sub>см</sub> =-15e			U <sub>см</sub> =2e
	R, %	A, мe	R, %	A, мe	пик-впадина	R, %	A, мe	I <sub>обр</sub> , мкA	I <sub>пр</sub> , мкA	R, %	A, мe	R, %	A, мe	I <sub>обр</sub> , мкA	I <sub>пр</sub> , мкA
0	3	1,58	1,3	2,06	14	1,1	2,48	1,1	230	1,4	5,1	1	2,4	0,06	300
0,5 · 10 <sup>15</sup>	6	1,58	3	2,0	14	1,2	2,54	1,28	90	1,5	5,1	1	3,6	0,15	240

смещения ( $U_{см} \leq 4e$ ) на детекторах наблюдаются при меньших интегральных потоках нейтронов, чем в случае больших смещений ( $U_{см} \geq 15e$ ). Это объясняется тем, что при небольших смещениях треки  $\alpha$ -частиц и осколков деления выходят за область ( $n-p$ )-перехода и часть электронно-дырочных пар собирается диффузией. Скорость диффузии значительно меньше, чем дрейфовая скорость носителей заряда в области ( $n-p$ )-перехода. Поэтому небольшое уменьшение  $\tau$  должно незначительно сказаться на росте величины рекомбинации носителей в области ( $n-p$ )-перехода и существенно усилить рекомбинацию за пределами этого перехода. При  $U_{см} \geq 15e$  все треки  $\alpha$ -частиц  $Am^{241}$  и осколков деления укладываются в области ( $n-p$ )-перехода и скорость сбора заряда будет определяться только дрейфовой скоростью носителей заряда. Поэтому для изменения спектров  $\alpha$ -частиц и осколков деления при  $U_{см} \geq 15e$  необходимо более сильное изменение  $\tau$ , а следовательно, больший интегральный поток нейтронов. Рост сопротивления кремния приводит к перераспределению импульса напряжения, создаваемого  $\alpha$ -частицей или осколком деления, между нагрузочным сопротивлением детектора и сопротивлением его базы (части кремниевой пластинки за ( $n-p$ )-переходом), а также к увеличению фронта импульса. При этом фронт падает как за счет увеличения собственной постоянной времени ( $RC$ ) детектора, так и за счет возрастания времени сбора носителей заряда в ( $n-p$ )-переходе при прежних значениях напряжения смещения (глубина слоя увеличивается, а напряженность поля уменьшается). Кроме того, в связи с нарушениями кристаллической решетки и ростом удельного сопротивления кремния уменьшается подвижность носителей заряда в облученной части ( $n-p$ )-перехода. Следует отметить, что через два месяца после облучения было замечено явление частичного восстановления характеристик. Это, по-видимому, связано с тем, что некоторая часть выбитых из равновесия атомов при нормальной температуре со временем возвращается в узлы кристаллической решетки кремния.

Энергия нейтронов 3 Мэв. Нейтроны с энергией 3 Мэв получались на низковольтном нейтронном генераторе из реакции  $D(d, n)He^3$ . Детектор площадью 4 мм<sup>2</sup> облучался до полного интегрального потока  $1 \cdot 10^{12}$  нейтр/см<sup>2</sup>. При этом изменились только токовая характеристика и амплитудное разрешение при  $U_{см} = 4e$  (рис. 5).

Тепловые нейтроны. Два детектора площадью 4 мм<sup>2</sup> и один площадью 20 мм<sup>2</sup> помещались в тепловую колонку реактора и облучались тепловыми нейтронами до интегрального потока  $5 \cdot 10^{14}$  нейтр/см<sup>2</sup>. Результаты экспериментов, приведенные в таблице, показывают, что изменились только токовая характеристика

и разрешение для небольших смещений. (Необходимо отметить, что характеристики измерялись через два месяца после окончания облучения.)

В результате проведенных измерений выяснилось, что детекторы оказались более стойкими к облучению тепловыми нейтронами, чем быстрыми нейтронами. Это можно объяснить следующим. При облучении детекторов быстрыми нейтронами нарушения кристаллической решетки связаны в основном со смещениями атомов кремния из узлов решетки благодаря

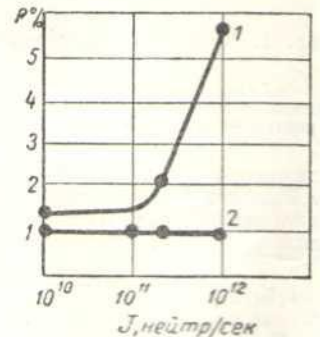


Рис. 5. Зависимость  $R$  от  $J$  при  $U_{см}$ , равном 4 и 15 e (на рисунке кривые 1 и 2 соответственно).

упругому рассеянию нейтронов. Причем первоначально выбитый атом кремния может получить такую энергию, которой достаточно на смещение еще несколько атомов, т. е. процесс может носить каскадный характер. При облучении же детекторов тепловыми нейтронами основную роль будут играть только ядерные реакции, так как рассеяние тепловых нейтронов не должно нарушать кристаллическую решетку. Для нашего случая основной реакцией является радиационный захват. При испускании  $\gamma$ -квантов энергия отдачи ядра кремния может оказаться больше той, которая необходима для смещения атома в кристаллической решетке. Учитывая, что сечение радиационного захвата тепловых нейтронов и сечение упругого рассеяния быстрых нейтронов ядрами кремния существенно не отличаются, можно ожидать, что нарушения в кристаллической решетке, вызванные тепловыми нейтронами, будут незначительны по сравнению с нарушениями, вызванными таким же интегральным потоком быстрых нейтронов.

Облучение детекторов осколками деления

При прохождении осколков деления через монокристаллический кремний предполагается, что осколки деления будут смещать не только отдельные атомы решетки из равновесных положений, но и будут соз-



давать вдоль своего пути целые температурные «клинья», которые охватывают довольно большое число атомов [5]. Таким образом, и в этом случае следует ожидать появления новых акценторных и донорных уровней, т. е. изменения сопротивления облученной части кремния и новых центров рекомбинации неосновных носителей заряда (уменьшения  $\tau$ ), а следовательно, ухудшения разрешающей способности детекторов и уменьшения амплитуды импульсов от заряженных частиц.

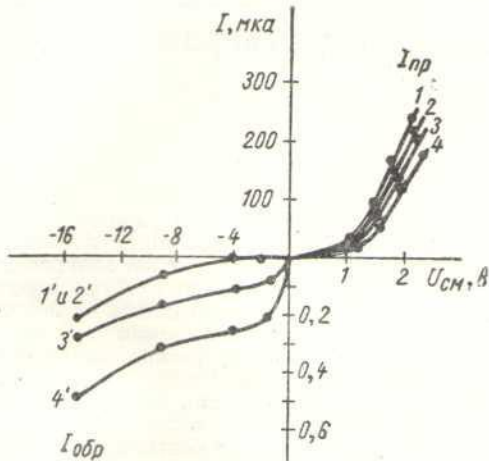


Рис. 6. Токвые характеристики счетчика после облучения интегральными потоками осколков  $P$ , осколков/см<sup>2</sup>:  
1 — 0; 1' и 2' —  $0,5 \cdot 10^7$ ; 2 —  $0,5 \cdot 10^8$ ; 3 и 3' —  $1,5 \cdot 10^8$ ; 4 и 4' —  $3,7 \cdot 10^8$ . (Значение 0 для облучения.)

Два детектора площадью 1,5 и 2,3 мм<sup>2</sup> облучались интенсивным потоком осколков деления. Мишень из делящегося изотопа  $U^{235}$  плотностью 0,5 мг/см<sup>2</sup> помещалась в коллимированный горизонтальный пучок тепловых нейтронов и нейтронов деления реактора (диаметр пучка 1 см). Детектор помещался против мишени вне пучка. Мишень и детектор находились в камере при давлении  $(1 \div 2) \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. Каждый детектор облучался до полного интегрального потока  $(0,5 \div 1,5) \cdot 10^9$  осколков/см<sup>2</sup>. Соответствующие измерения проводились до и после каждого облучения. Из рис. 6 следует, что токвая характеристика стала изменяться после облучения детекторов площадью 2,3 мм<sup>2</sup> интегральным потоком  $0,5 \cdot 10^8$  осколков/см<sup>2</sup>. После облучения детекторов потоком  $(3 \div 5) \cdot 10^8$  осколков/см<sup>2</sup> отношение пик — впадина в одностороннем спектре осколков деления уменьшилось и весь спектр сместился в сторону меньших амплитуд импульсов (рис. 7). После облучения одного из детекторов потоком  $1,5 \cdot 10^9$  осколков/см<sup>2</sup> амплитуда импульса от осколков уменьшилась примерно в полтора раза, отношение пик — впадина уменьшилось с 17 до 8, а разрешение для  $\alpha$ -частиц увеличилось с 0,8 до 4%. Амплитуда импульсов от  $\alpha$ -частиц уменьшилась незначительно, так как часть трека  $\alpha$ -частиц лежит за пределами разрушенной области кремния (пробег осколков меньше пробега  $\alpha$ -частиц  $Am^{241}$ ). Значение  $\tau$  стало менее  $5 \cdot 10^{-7}$  сек, в то время как до облучения  $\tau = 14 \cdot 10^{-6}$  сек.

Прямой ток уменьшился, так как возросло сопротивление облученного слоя кремния. Однако поскольку большая часть кремниевой пластинки (толщиной

около 1 мм) из-за незначительного пробега осколков не подвергалась облучению осколками, то постоянная времени детектора существенно не изменилась. Фронт импульса от  $\alpha$ -частиц и осколков до и после облучения был не больше  $2 \cdot 10^{-8}$  сек. Частичное восстановление характеристик через два месяца после облучения замечено и в этих исследованиях ( $A$  до 0,7,  $R$  до 2,5).

Интересно отметить, что примерно одинаковые изменения в спектрах осколков деления наступают при облучении детекторов интегральным потоком  $\alpha$ -частиц примерно в 500 раз больше, а при облучении быстрыми нейтронами в 10 000 раз больше интегрального потока осколков деления.

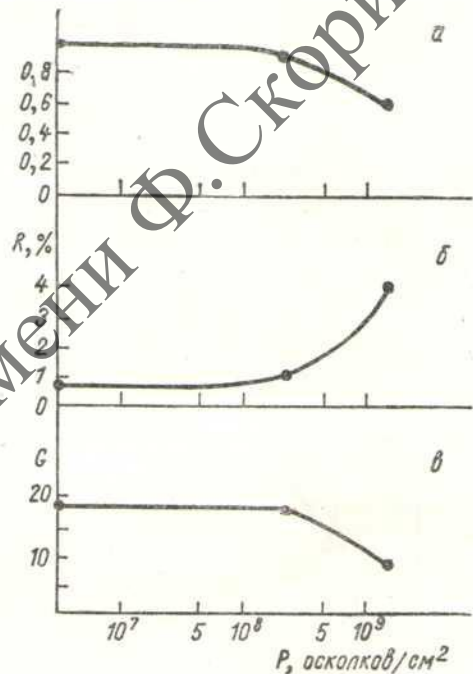


Рис. 7. Зависимость характеристик  $A$  (а),  $R$  (б) и отношения пик — впадина (в) от потока осколков деления  $P$ .

Авторы совместно с М. В. Блиновым исследовали также временное разрешение облученных и необлученных детекторов при использовании их в быстрых ( $\tau = 10^{-8} \div 10^{-9}$  сек) схемах  $\alpha$  —  $\gamma$  и осколок —  $\gamma$  совпадений. Оказалось, что временное разрешение исследуемых необлученных детекторов не хуже  $3 \div 4 \cdot 10^{-9}$  сек. При облучении детекторов  $\alpha$ -частицами, осколками деления и тепловыми нейтронами до вышеуказанных максимальных интегральных потоков временное разрешение не изменилось, а в случае облучения детекторов нейтронами с энергией 15 Мэв до интегрального потока  $(1 \div 7) \cdot 10^{13}$  нейтр/см<sup>2</sup> оно ухудшается до  $(10 \div 12) \cdot 10^{-9}$  сек.

В заключение авторы выражают благодарность за ценные советы и обсуждение результатов работы А. Н. Протопопову, О. А. Матвееву и Н. Б. Строгану.

Поступило в Редакцию 23/V 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Материалы совещания по полупроводниковым детекторам ядерных излучений. Дубна, 1962.

2. Сб. «Полупроводниковые счетчики излучений». М., Госатомиздат, 1962.
3. О. А. Матвеев и др. См. [1], стр. 50.
4. Р. В. Бэбкок. См. [2], стр. 204.
5. Д. Ж. Дикс, Д. Ж. Винайрд. Радиационные эффекты в твердых телах. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
6. J. Loferski, P. Rappaport. J. Appl. Phys., 30, 1296 (1959).
7. А. В. Маслова и др. См. [1], стр. 19.
8. A. Prior. J. Chem. Solids, 12, 175 (1960).
9. B. Lox, S. Neustadter. J. Appl. Phys., 25, 1148 (1954).

УДК 537.423.1 + 621.039.524.4

## Распределение пузырьков пара по размерам в кипящей жидкости

В. К. Завойский

В работе [1] найдено распределение пузырьков пара по размерам в кипящей объемно-нагреваемой жидкости, определяемое формулой

$$f(x)dx = \frac{1}{2} x^{1/2} e^{-1/3x^{3/2}} dx, \quad (1)$$

где

$$x = \frac{R}{R_{\text{вер}}}. \quad (2)$$

Здесь  $R$  — изменяющийся, а  $R_{\text{вер}}$  — наиболее вероятный радиус пузырька.

через него переменного электрического тока. Измерялись продольный и поперечный размеры пузырька и вычислялся его объем, причем предполагалось, что по форме пузырек представляет собой эллипсоид вращения. Затем определялся радиус  $R$  равновеликой сферы. Вводимая мощность изменялась от 3,8 до 9,5  $\text{kвт/л}$ . Эксперименты были повторены при меньшей мощности. Они показали, что распределение пузырьков по размерам такое же, как и при интенсивном кипении (рис. 1). Из рис. 2 видно, что средний радиус пузырька пара не зависит от мощности и приблизительно равен 1,7  $\text{мм}$ , как и при большей интенсивности

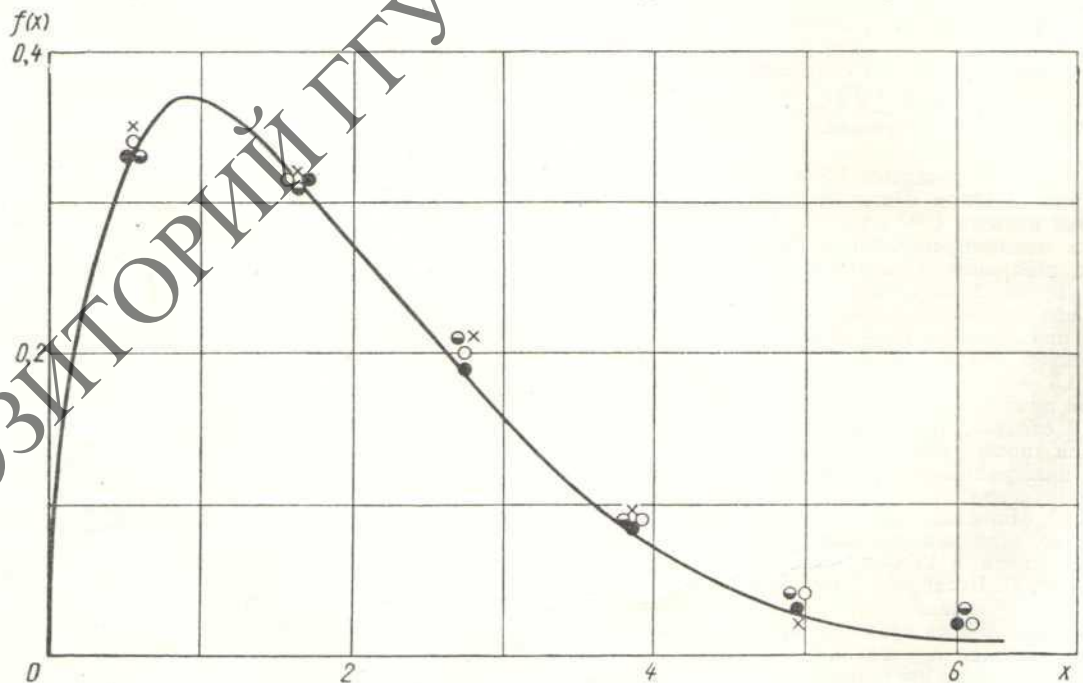


Рис. 1. Распределение пузырьков пара по размерам при разных удельных мощностях ( $\text{kвт/л}$ ):  
● — 0,4; × — 0,9; ○ — 2,9; ◐ — 3,8.

Уравнение (1) экспериментально проверялось измерением и подсчетом пузырьков пара на фотографиях интенсивно кипящей воды. Вода нагревалась в прямоугольном стеклянном сосуде пропусканием

кипения. Отношение суммарной поверхности раздела фаз к суммарному объему пара (рис. 3) в этом случае также не зависит от мощности и по-прежнему равно  $\sim 1 \text{ мм}^{-1}$ . На рисунках для сравнения приведены дав-