

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ЛЕНИНГРАДСКИЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Б. П. Константинова

1989-01-14

L947 -- 1473

Е. А. Гарусов  
С. Д. Грачёв  
Ю. В. Петров

препринт № 1473  
январь 1989

РАСЧЁТ  
РАДИАЦИОННОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ  
В РЕАКТОРЕ ПИК

Ленинград

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Б. П. КОНСТАНТИНОВА

---

1473

Гарусов Е.А., Грачёв С.Д., Петров Ю.В.

РАСЧЁТ РАДИАЦИОННОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ  
В РЕАКТОРЕ ПИК

Ленинград  
1989

CALCULATION OF RADIATION HEATING  
IN THE PIK REACTOR.

Garusov E.A., Grachev S.D., and Petrov Yu.V.

A b s t r a c t

Gamma-ray field distribution and energy release in PIK reactor (in the core, vessel, lightwater trap, and in the reflector) are calculated by Monte Carlo technique. Influence of  $\gamma$ -ray spectra on specific energy release in elements with various rates  $Z/A$  is considered. It is shown, that energy release in elements with small and medium  $Z$  is due to compton process and proportional  $Z/A$ , and as to ones with large  $Z$  the photo-effect may be perceptible (e.g., owing to heterogeneous effect because of  $^{235}\text{U}$  ingrained in fuel elements corrects energy release in the core by  $10 + 15$  per cent).

Large temperature strengthes may be available due to high specific energy release (  $0.20 - 0.25$  Wt/g\*MWt) in the vessel.

## А н н о т а ц и я

Методом Монте-Карло рассчитано распределение гамма-излучения в активной зоне, корпусе, легководной ловушке и тяжеловодном отражателе реактора ПИК. Внутри активной зоны вследствие жесткого спектра гамма-квантов величина удельного энерговыделения в материалах с малым и средним  $Z$  определяется в основном процессом комптоновского рассеяния и пропорциональна  $Z/A$ . Значительная концентрация урана в твэлах приводит к увеличению их доли поглощения (на 10+15% по сравнению с однородным случаем).

В воде отражателя и ловушки доля мягких квантов выше, чем в активной зоне из-за меньшей величины сечения фотопоглощения. Помещенные в воду материалы со средним и большим  $Z$  будут захватывать мягкие кванты, в основном, в поверхностном слое, поскольку рост сечения фотопоглощения приводит к сильному самозраниванию. Для таких образцов вклад поверхностного поглощения мягких квантов может оказаться заметным. Это следует учитывать при калибровке детекторов гамма-излучения, а также при конструировании каналов и других экспериментальных устройств в отражателе и ловушке (ЦЖе).

Энерговыделение от поглощения гамма-квантов в стенке стального корпуса реактора на уровне центральной плоскости активной зоны может достигать 0,20+0,25 Вт/г.МВт, вызывая в ней значительные температурные напряжения.

1. В Ленинградском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова АН СССР сооружается высокопоточный исследовательский реактор ПИК мощностью 100 МВт <sup>/I/</sup>, предназначенный для проведения широкого круга работ в области ядерной физики, физики конденсированного состояния, биологии, а также для решения различных прикладных задач.

Активная зона реактора объемом 51 литр набрана из твэлов типа СМ-2 с высотой топливного слоя 50 см. Зона, охлаждаемая легкой водой под давлением до 50 бар, помещена в двойной стальной цилиндрический корпус, внутренним диаметром 39 см, отделяющий её от тяжеловодного отражателя. Между внутренней стенкой корпуса толщиной 0,8 см и наружной стенкой толщиной 0,3 см имеется разделенный на сегменты кольцевой зазор жидкостного гадолиниевого регулятора шириной 0,4 см. В центре активной зоны установлена направляющая опорной решетки - шестигранная призма размером 11,5 см "под ключ" с внутренним отверстием диаметром 10,4 см под центральный экспериментальный канал (ЦЭК). В заполняющей канал легкой воде создается всплеск потока тепловых нейтронов. В зазоре между ЦЭК и направляющей расположен европиевый регулятор-штора, состоящий из верхней и нижней цилиндрических обечаек, расстояние между которыми может изменяться. Окружающий активную зону тяжеловодный отражатель заполняет бак из нержавеющей стали высотой 250 см, диаметром 240 см, толщиной стенки 3 см, с внутренним давлением до 3 бар. Внутри бака установлены экспериментальные каналы, источники "холодных" (ИХН) и "горячих" (ИГН) нейтронов.

В стенке ЦЭК'а и корпусе активной зоны, граничащим непосредственно с кассетами твэлов, происходит интенсивное радиационное энерговыделение, приводящее к большим внутренним градиентам температур. Это вызывает в них значительные температурные напряжения. Радиационное воздействие приводит также к нагреву дощечек и стенок экспериментальных каналов, физической аппаратуры и детекторов.

Величина удельного энерговыделения является определяющей как для выбора материалов и толщин отдельных конструктивных элементов реактора, так и для организации охлаждения каналов и экспериментальных устройств (в частности, источников горячих и холодных нейтронов - ИГН и ИХН). Предварительные расчетные оценки величины радиационного энерговыделения в экспериментальных каналах реактора ПИК приведены в работе <sup>/1/ж</sup> а в стальном корпусе и внутризонных детекторах - в работах <sup>/2,3/</sup>. Полученные расчетные оценки в пределах ~ 20% совпадают с экспериментальными измерениями на легководном критстенде ПИК <sup>/2/</sup> (с учетом поправок на размеры детекторов и активной зоны и др.).

Однако в предыдущих расчетах не был детально учтен спектральный состав гамма-излучения в отдельных точках реактора. Не были также оценены величины гетерогенных эффектов в тесной решетке сильно поглощающих и замедляющих блоков. Учет этих факторов позволяет более точно рассчитать распределение поглощенной энергии между отдельными материалами и элементами, находящимися в активной зоне, а также между активной зоной и окружающими её конструкциями.

Как было отмечено в более ранних исследованиях на реакторе СМ-2 <sup>/4/</sup>, накопление мягкой компоненты гамма-излучения приводит к всплеску энерговыделения в отражателе, различному по величине (в Вт/г) для различных материалов. Поскольку средняя по объему детектора или устройства величина энерговыделения зависит от его оптической толщины и геометрической формы, это обстоятельство следует учитывать при экспериментальных измерениях энерговыделения.

2. Расчет потоков и энергетического спектра гамма-квантов проводился методом Монте-Карло по новому варианту программы "Фотон". Основные расчеты проводились для азимутально-симметричной активной зоны. Как было отмечено ранее <sup>/3/</sup>, активная зона реактора ПИК является "черной" для гамма-квантов низких и промежуточных энергий. Поэтому утечка их происходит, в основном, из крайних областей зоны и, следовательно, слабо влия-

\* ) Эти расчеты выполнены В.А.Шустовым.

эт на величину энерговыделения вдали от её границ. По данным монте-карловских расчетов доля полной энергии гамма-квантов, вытекающих через боковую поверхность активной зоны, составляет  $(25 \pm 2)\%$ . Учет утечки через торцы меняет эту цифру незначительно (на  $5 \pm 7\%$ ). Поэтому малые поправки на величину торцевой утечки и учет распределения источников гамма-квантов по высоте зоны оценивались посредством более простой (но менее точной) расчетной методики по программе "Цилиндр-2" <sup>/5/</sup>. Пособством этой же программы учитывались поправки на конечную высоту активной зоны при расчетах величины энерговыделения в отражателе. Расчетная модель активной зоны реактора ПИК приведена на рис.1. Расчет проводился для случая опущенной поглощающей шторы, когда всплеск нейтронного потока около корпуса максимален. На рис.2 показан спектр источников гамма-излучения в активной зоне реактора, включающих в себя гамма-кванты деления, гамма-кванты осколков, накопленных при длительной стационарной работе реактора, а также захватные гамма-кванты и гамма-кванты неупругого рассеяния. При расчете спектра учитывали ь данные последних экспериментальных работ (см. обзор в работе <sup>/3/</sup>, а также ссылки <sup>/6-7/</sup>).

На рисунке 3 приведены результаты расчетов спектра потоков гамма-квантов в наиболее характерных точках реактора: в ЦЭК\*е, в глубине активной зоны <sup>\*)</sup>, около стального корпуса, в районе стенки бака отражателя и около доньшек экспериментальных каналов (ГЭК 2,3,9,10). Из рисунка видно, что спектр гамма-квантов в пределах активной зоны является жестким; основная доля энергии приходится на гамма-кванты с  $E \cong 0,3 \div 1,5$  МэВ. Физически это объясняется сильной насыщенностью активной зоны ПИК элементами с большим  $Z$  (медь, уран). Как видно из рисунка, трансформация спектра гамма-квантов в пределах активной зоны является незначительной.

---

<sup>\*)</sup> Активная зона принималась гомогенной для гамма-квантов всех энергий.

Напротив, энергетический спектр гамма-квантов в легководном ЦЖ\*е и, в особенности, в тяжеловодном отражателе, сдвинут в область низких энергий ( $E \leq 0,1$  МэВ). Поскольку в этом энергетическом интервале сильно возрастает вклад процесса фотопоглощения, а длины пробегов гамма-квантов становятся малыми, величина удельного энерговыделения (в Вт/г) будет существенно зависеть от материала и размеров детектора. В случае точечного детектора наблюдается значительный рост энерговыделения с ростом  $Z^{3,4}$ .

Накоплением мягких гамма-квантов, слабо поглощающихся в воде, объясняется и некоторый подъем величины удельного энерговыделения вблизи корпуса реактора в отражателе.

На рисунках 4 и 5 представлен радиальный ход энерговыделения среднего по толщине пластин из различных материалов (алюминия, железа, циркония), толщиной 0,5 см и 0,75 см, помещенных в центральной плоскости реактора. Поправки на конечную высоту активной зоны и реальное распределение источников гамма-квантов по её высоте для детекторов, расположенных в отражателе, рассчитывались по программе "Цилиндр-2". Эти поправки для детекторов, расположенных внутри и вблизи активной зоны, из-за её большой "черноты", не выходят за пределы точности монте-карловских расчетов ( $\pm 2\%$ ) (см.рис.6).

Приведенные величины энерговыделения могут существенно отличаться от его величин в случае точечных детекторов (особенно для элементов с большим  $Z$ ), расположенных как в активной зоне, так и в отражателе и ловушке. В каждом конкретном случае величины энерговыделения зависят от размеров и формы детектора.

3. Для получения правильной величины полной энергии, выделяющейся в конкретном экспериментальном устройстве или детекторе, необходимо учесть поправки на блок-эффект, т.е. оценить, насколько меняется величина среднего удельного энерговыделения в детекторе, находящемся в поле гамма-квантов различного



спектрального состава, в зависимости от его размеров и формы. На рисунках 7 а+в приведены зависимости относительной величины среднего по объему детектора энерговыделения от его толщины для различных материалов, помещенного в поля гамма-квантов разных спектров - в активную зону, в область около корпуса, в тяжеловодный отражатель.

Как следует из рисунков, в результате самоблокировки среднее по объему энерговыделение в образцах толщиной 0,5+1,0 см для исследуемых материалов не отличается столь резко, как энерговыделение для точечных детекторов. Этот вывод подтверждают результаты прямых расчетов средней величины энерговыделения в плоских детекторах из различных материалов толщиной 0,5 см и 0,75 см, помещенных в разные точки реактора ПИК (см. рисунки 4 и 5) Величина удельного энерговыделения для детекторов других толщин может быть получена с использованием данных на рисунках 7а+в.

Зная пространственно-энергетическое распределение потока гамма-квантов  $\Phi(\bar{z}, E)$  в различных точках  $\bar{z}$  реактора, можно оценить величину энерговыделения в детекторе из различных материалов, разного размера и формы. Для этого в выражении, определяющем величину энерговыделения в точечном детекторе из материала „к“, помещенном в точку  $\bar{z}$ ,

$$Q^{(k)}(\bar{z}) = \int_E E \cdot \mu_a^{(k)}(E) \cdot \Phi(\bar{z}, E) \cdot dE \quad (1)$$

следует реальное сечение поглощения энергии гамма-квантов

$\mu_a^{(k)}(E)$  заменить некоторым эффективным сечением  $\mu_a^{(k)}(E, \bar{z})$ , учитывающим эффект самоблокировки. Тогда выражение (1) заменится на

$$Q_I^{(k)}(\bar{z}) = \int_E E \cdot \mu_a^{(k)}(E, \bar{z}) \cdot \Phi(\bar{z}, E) \cdot dE, \quad (2)$$

где

$$\mu_a^{(k)}(E, \bar{z}) \equiv \mu_a^{(k)}(E) \cdot P_0(\mu^{(k)}(E), \bar{z}). \quad (3)$$

Здесь  $\bar{l} \equiv 4V/S$  - эффективный геометрический размер образца,

$$P_0(\mu^{(k)} \bar{l}) \equiv (\mu^{(k)} \bar{l})^{-1} \int f(l) (1 - e^{-\mu^{(k)} l}) dl \quad (4)$$

- вероятность гамма-кванту энергии  $E$  избежать утечки в результате его однократного взаимодействия с веществом образца, помещенного в невозмущенный поток квантов  $\Phi(\bar{l}, E)$ ,  $f(l)$  - функция распределения хорд в образце <sup>18)</sup>. Выражение (2) учитывает только однократное взаимодействие гамма-кванта внутри образца и, поэтому, справедливо лишь для тонких образцов  $\mu^{(k)} \bar{l} \ll 1$ . Для случаев, не удовлетворяющих последнему неравенству, необходимо введение интегрального фактора накопления поглощенной энергии (учитывающего многократные взаимодействия гамма-квантов внутри образца) -  $B(\bar{l}, \Phi) \equiv Q_{mk} / Q_T$ , определяемого как отношение величины среднего удельного энерговыделения в заданном образце, рассчитанного методом Монте-Карло,  $Q_{mk}$ , к его величине, вычисленной по формуле (2).

На рисунках 8 а+в приведены значения величины  $B(\bar{l}, \Phi)$  для плоских образцов из различных материалов в зависимости от их оптических толщин  $\tau \equiv \sigma_0 \cdot N_0 \cdot \rho \cdot z/A$  <sup>\*</sup>), определяемых плотностью электронов  $N_0 \cdot \rho \cdot z/A$ . Из рисунков видно, что для заданного спектра  $\Phi(\bar{l}, E)$  в пределах статистических ошибок расчета по методу Монте-Карло (1±2 %) зависимость величины  $B(\bar{l}, \Phi)$  от  $\tau$  для различных материалов описывается одной и той же кривой. Этот факт имеет простое физическое объяснение, поскольку потери энергии гамма-квантами (т.е. накопление энергии материалом) происходят, в основном, благодаря комптоновскому рассеянию и пропорциональны плотности электронов. Некоторое отличие в величинах  $B(\bar{l}, \Phi)$  наблюдается для образцов разных форм при одинаковых  $\bar{l}$  и  $\tau$ . На рисунках 8 а,б отложены величины  $B(\bar{l}, \Phi)$

<sup>\*</sup>) Здесь  $A$  - атомный вес материала,  $\rho$  - его плотность,  $N_0$  - число Авогадро,  $\sigma_0$  - полное сечение взаимодействия гамма-кванта с электроном.

также для образцов цилиндрической формы. Отсюда видно, что отличие в величинах  $B(\bar{\epsilon}, \phi)$  для плоских и цилиндрических образцов с равными  $\bar{\epsilon}$  и  $\tau$  растет с оптической толщиной образца, т.е. с ростом отношения средней хорды  $\bar{\epsilon}$  к эффективной длине пробега гамма-кванта в материале образца. Однако, для тонких образцов это отличие будет невелико ( $\sim 10+15\%$ ). Таким образом, зная спектр потока гамма-квантов в различных областях реактора и зависимость  $B(\bar{\epsilon}, \phi)$  от  $\tau$  для соответствующего спектра, из выражения (2) можно найти величину энерговыделения для образца заданного размера и формы.

4. На величину энерговыделения в детекторах, помещенных в активную зону, заметное влияние оказывает учёт её гетерогенности. Это может привести к разнице в величине энерговыделения в точечном детекторе, расположенном внутри или вне твэла вплоть до десятков процентов (см. таблицу I). Учёт гетерогенности позволяет более точно оценить распределение поглощенной энергии между отдельными элементами активной зоны, чем для её гомогенизированного варианта.

При примерно одинаковом объеме воды и твэлов в активной зоне, но значительной разнице в плотности электронов (приблизительно на порядок), потеря энергии гамма-квантами исходного спектра происходит, в основном, на твэлах. Вследствие замедления гамма-квантов уменьшается их длина свободного пробега, причем это уменьшение становится более значительным для материалов твэла, благодаря резкому возрастанию сечения фотопоглощения с ростом  $Z$ . Это ведет к росту вероятности избежать утечки, которая для гамма-квантов с энергией  $E \lesssim 0,1$  МэВ становится для твэлов близкой к единице. В результате этого гамма-квант с энергией ниже  $\approx 0,1$  МэВ в дальнейшем замедляется и поглощается, практически не выходя из твэла. Таким образом, в этом интервале энергий твэл является, по-существу, ловушкой гамма-квантов (аналогично легководной ловушке для тепловых нейтронов). Прямые расчеты Монте-Карло показывают, что поток гамма-квантов с энергией  $E \lesssim 0,05$  МэВ в несколько десятков раз меньше в воде активной зоны, чем внутри твэлов (см. рис.9).

Отсюда следует, что гамма-кванты низких энергий поглощаются, в основном, только твэлами, а их утечка из активной зоны практически отсутствует. Тот факт, что из зоны вытекают только жесткие кванты, и объясняет хорошее совпадение величин энерговыделения в корпусе реактора, рассчитанного в настоящей работе, с результатами работы <sup>13/</sup>.

Гетерогенные поправки необходимо учитывать при получении групповых гамма-констант гомогенизированной активной зоны. На рисунке 10 более подробно приведено распределение величины удельного энерговыделения по толщине стального корпуса и стенки бака отражателя на уровне центральной плоскости активной зоны. Поскольку в расчетах учитывался вклад самозахватного излучения, эти результаты могут быть непосредственно сравнены с экспериментальными измерениями величин энерговыделения на физмоделе ПИК. Сравнение показывает, что имеется совпадение расчетных и экспериментальных величин в пределах погрешностей.

Гамма-энерговыделение в районе доньшек экспериментальных каналов ГЖ-1 и ГЖ-4 составляет величину порядка нескольких Вт/г (см. <sup>11/</sup>) и зависит от материала и размеров каналов и помещаемых в них экспериментальных устройств. В полную величину энерговыделения в материалах, помещенных в ЦЖ и каналы отражателя, также вносят вклад самозахватные гамма-кванты и электроны распада. Этот вклад зависит от величины нейтронного потока и здесь не рассматривается.

## 5. В ы в о д ы.

1. Методом Монте-Карло произведен расчет гамма-энерговыделения в элементах активной зоны, в ЦЖ<sup>е</sup>, в корпусе и тяжеловодном отражателе реактора ПИК. Учтены изменения спектрального состава гамма-излучения и влияние гетерогенных эффектов в активной зоне.

2. Учет спектрального распределения гамма-квантов и гетерогенных эффектов приводит к увеличению доли поглощения гамма-излучения твэлами по сравнению с гомогенными расчетами, не учитывающими деформацию исходного спектра.

3. Накопление мягких гамма-квантов в воде приводит к появлению их поверхностного поглощения в стенках каналов (и образцах), а также зависимости энерговыделения в них от их размеров и формы.
4. Показано, что учет спектральных и гетерогенных эффектов слабо влияет на расчетную величину энерговыделения в корпусе реактора, которая, в основном, совпадает с результатами, полученными ранее в работе /3/, и с экспериментальными измерениями на физмоделе "ПМК".

Авторы выражают благодарность А.Н.Ерыкалову за помощь в расчетах распределения источников гамма-излучения, Л.И.Захарову - за предоставление первоначального варианта программы "Фотон", Г.Я.Васильеву и В.А.Шустову - за обсуждение результатов и Г.В.Самсонову - за помощь в оформлении работы.

Таблица I. Отношение величин энерговыделения  $Q_{\text{гет}}/Q_{\text{гом}}$  в различных материалах активной зоны (или точечных детекторах, помещенных в ней), рассчитанных для реального (гетерогенного) и гомогенного вариантов. \*)

Материал	Материалы активной зоны				Детекторы **)					
	среднее по ячейке а.з.				внутр	вне	внутр	вне	внутр	вне
	ячей- ка а.з.	Cu	U	H <sub>2</sub> O	Zr		Fe		H <sub>2</sub> O	
$Q_{\text{гет}}/Q_{\text{гом}}$	1	1,12	1,12	0,85	1,05	0,94	0,93	0,96	0,79	0,88

\*) В случае бесконечной решетки.

\*\*) Значения приведены для случая, когда твэл моделировался в виде кольца, имеющего замедлитель (H<sub>2</sub>O) как внутри, так и вне его. При этом сохранялось реальное отношение площадей топлива и замедлителя в ячейке и отношение периметра границы твэл-замедлитель к её площади.

Обозначения в таблице: **внутр.** - для детектора, помещенного внутри кольца;

**вне** - для детектора, помещенного вне кольца.

Учет гетерогенности активной зоны приводит к поправкам такого же порядка (5+10 %) в величине энерговыделения в точечных детекторах, расположенных в ЦЖ'е и тяжеловодном отражателе.

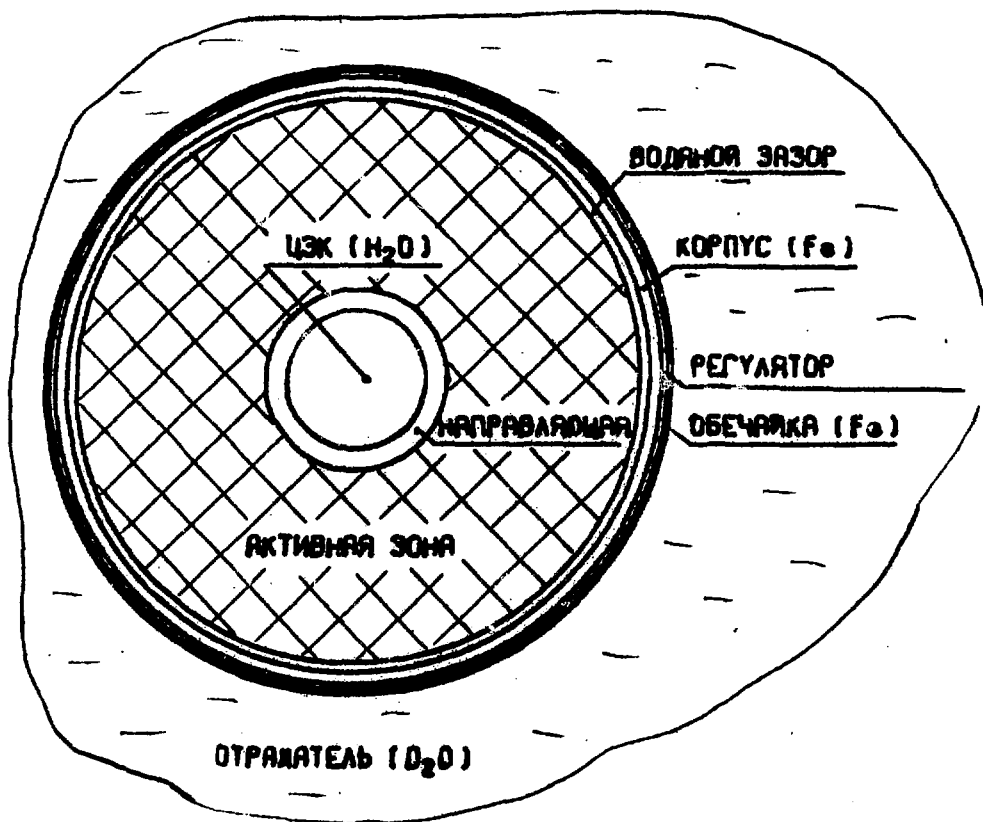


Рис. 1. Поперечный разрез реактора ПМК (расчетная схема).

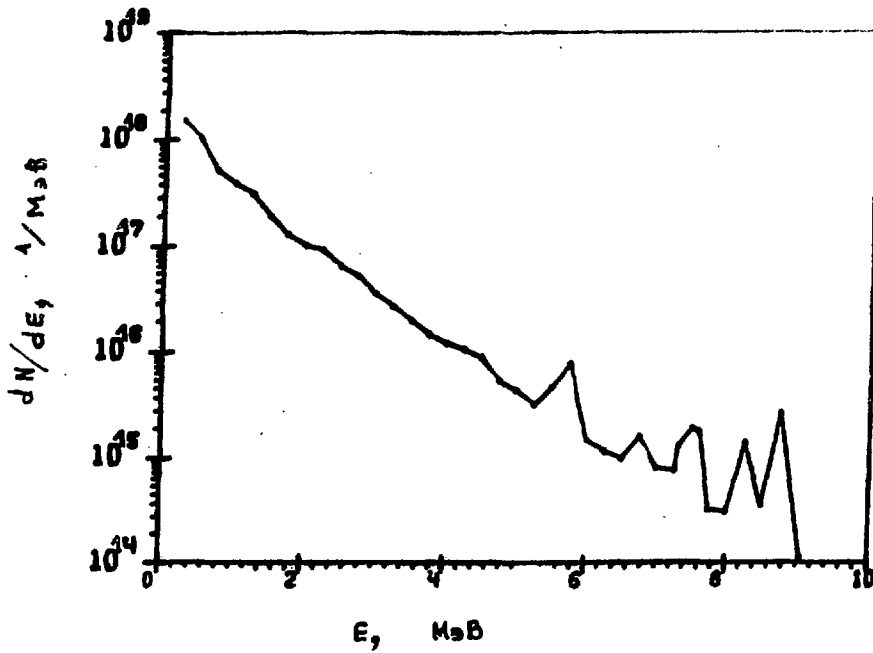


Рис. 2. Расчетный дифференциальный спектр первичного гамма-излучения для невыгоревшей активной зоны реактора ПИК.



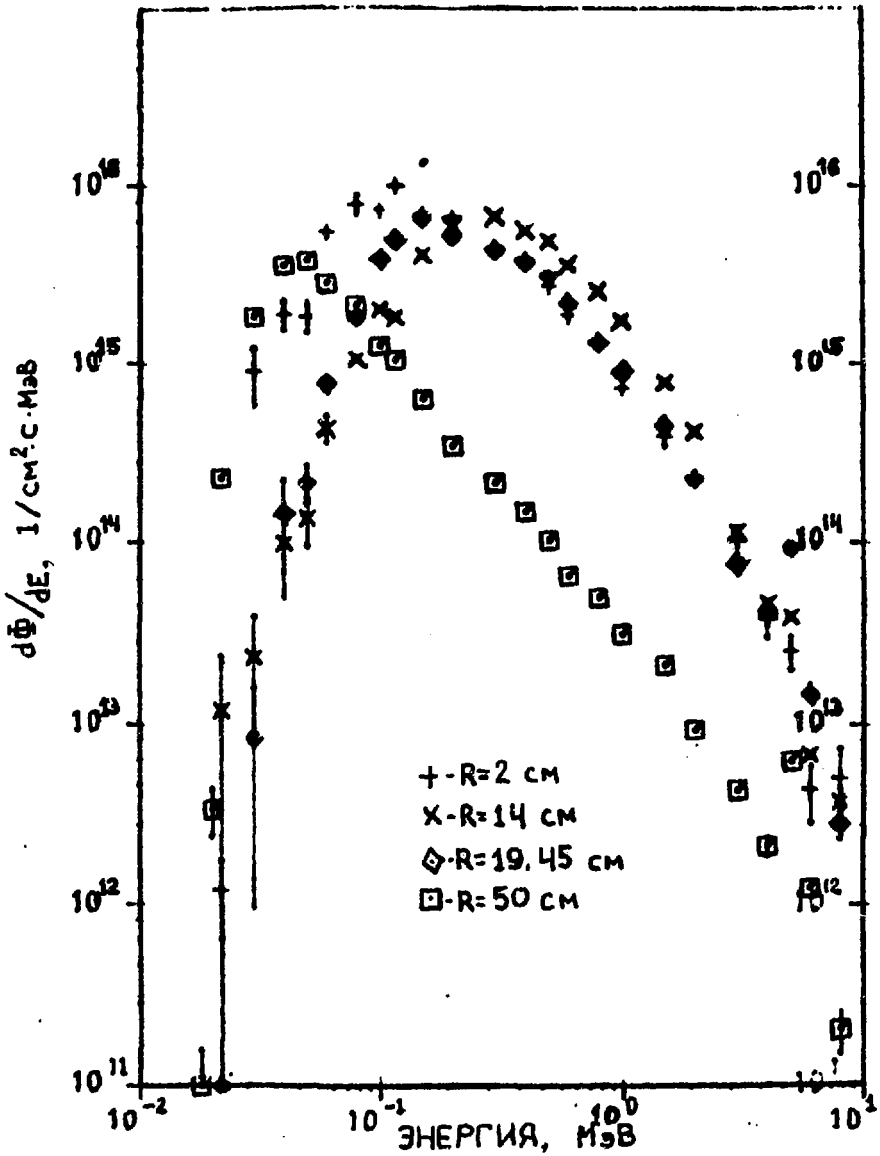


Рис. 3. Энергетический спектр потока гамма-квантов в различных областях реактора ПИК (мощностью 100 МВт).  
x - в активной зоне (гомогенизированной), + - в ЦЭК'e, ◊ - в легководном зазоре около внутренней стенки корпуса, ◻ - в тяжеловодном отражателе.  
R - расстояние от оси реактора.

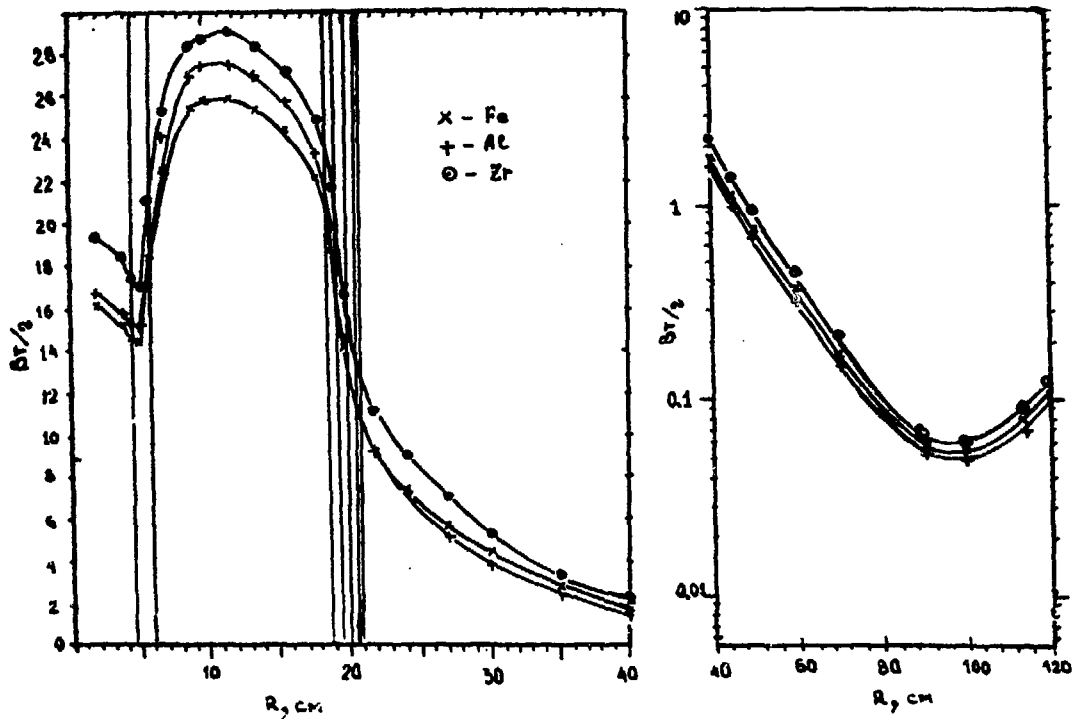


Рис. 4. Радиальная зависимость энерговыделения среднего по объему пластин толщиной 0,5 см из различных материалов, расположенных в центральной плоскости реактора ПИК.

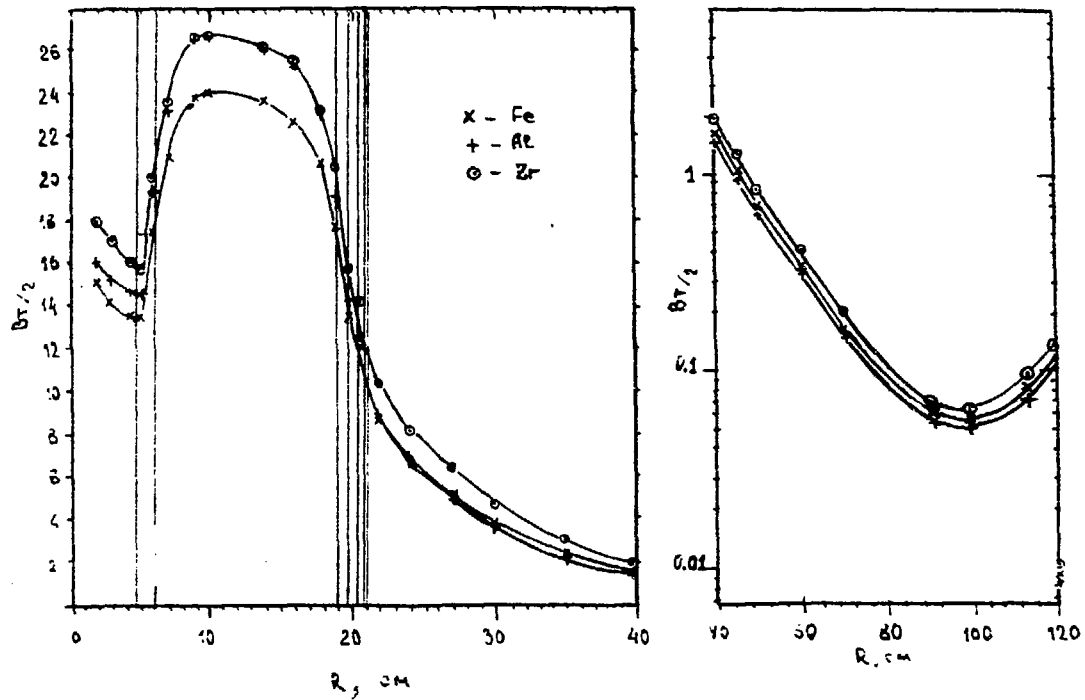


Рис. 5. Радиальная зависимость энерговыделения, среднего по объему пластины толщиной 0,75 см из различных материалов, расположенных в центральной плоскости реактора ПИГ.

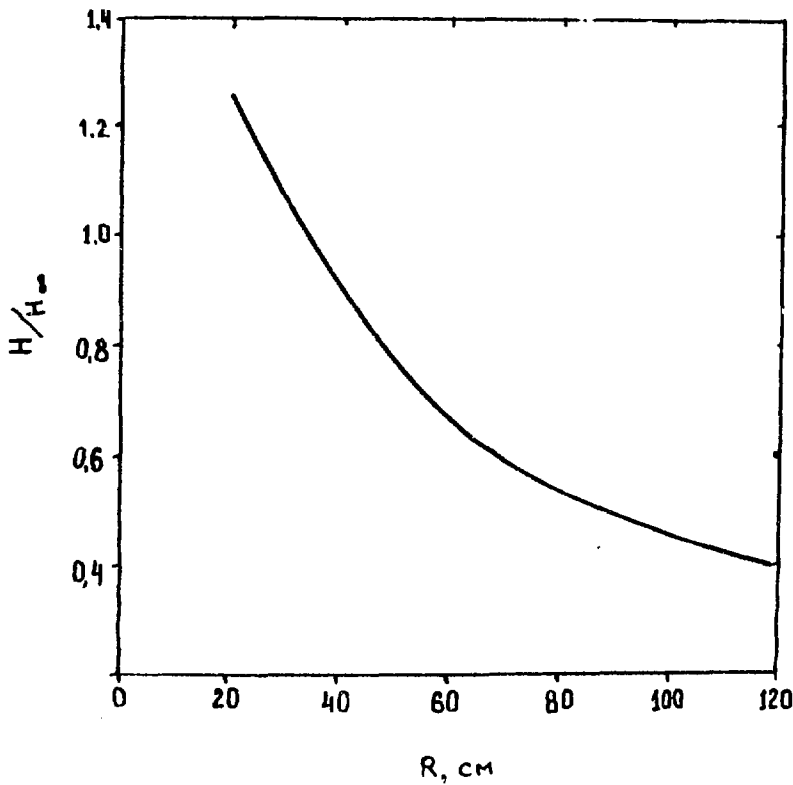


Рис. 6. Радиальный ход отношения потоков энергии гамма-квантов в центральной плоскости тяжеловодного отражателя ПМК -  $H/H_{\infty}$  в зависимости от расчетной модели источников излучения:  $H$  - источник конечной высоты для невыгоревшей активной зоны реактора,  $H_{\infty}$  - источники бесконечной высоты с равномерной средней удельной мощностью.

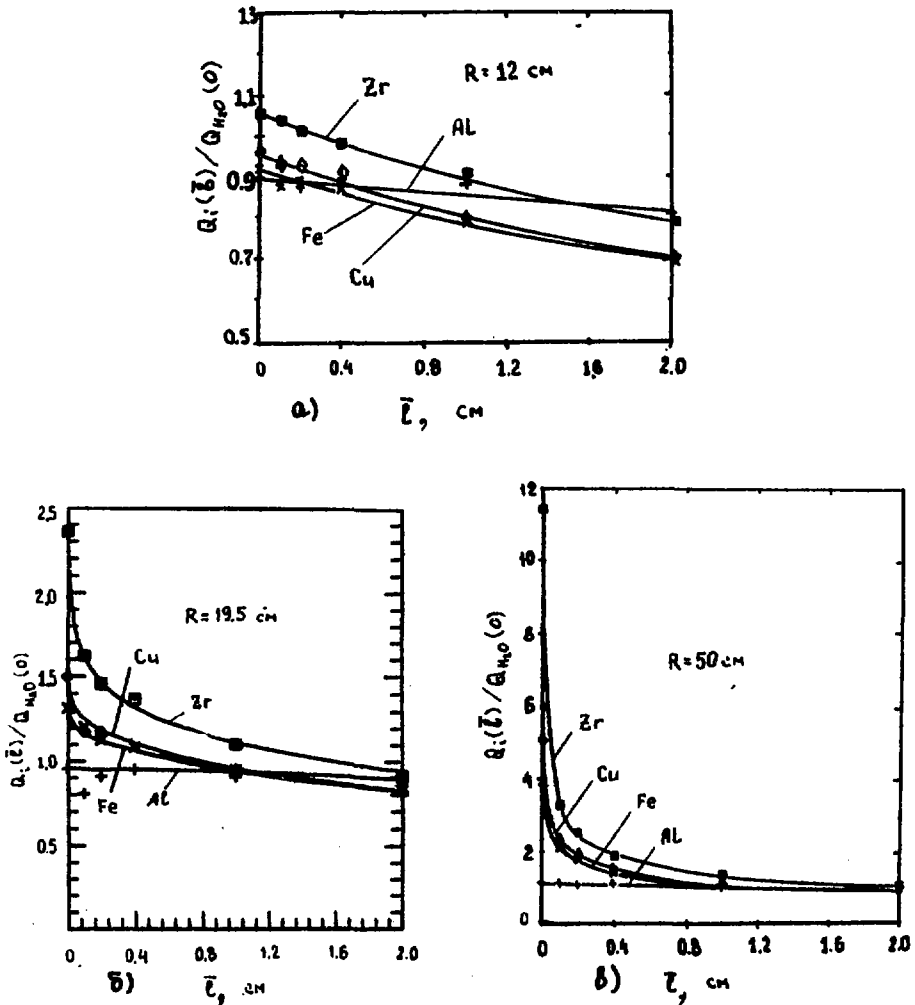


Рис. 7 а,б,в. Зависимость относительной величины удельного энерговыделения, усредненного по объему детекторов из различных материалов, от их эффективной толщины  $\bar{z}$ .

Детектор помещен: а) - в активную зону, б) - около наружной стенки корпуса, в) - в тяжеловодный отрагатель.  
 Материал детектора: + - алюминий, x - железо,  $\diamond$  - медь,  $\square$  - цирконий. Точки - расчет Монте-Карло, кривые - расчет по формуле (2). Нормировка произведена на энерговыделение в точечном легководном детекторе.

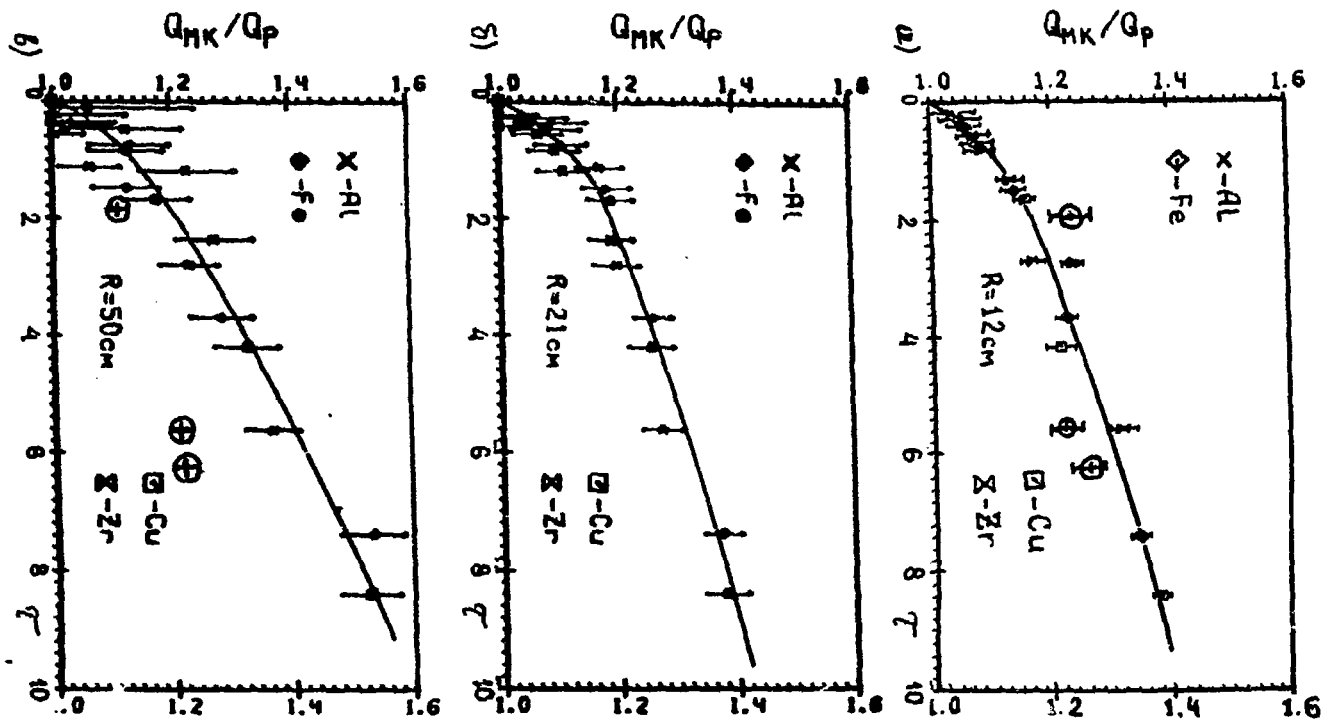


Рис. 8 (а,б,в). Зависимость фактора накопления поглощенной энергии гамма-квантов  $V = \frac{Q_{MK}}{Q_P}$  - от оптической толщины  $\tau$  детектора, помещенного а) - в активную зону, б) - в тяжеловодный отрагатель около стенки корпуса, в) - в центр тяжеловодного отрагателя.  $R$  - расстояние детектора от оси реактора; кривая - плоский детектор;  $\oplus$  - цилиндрический детектор.

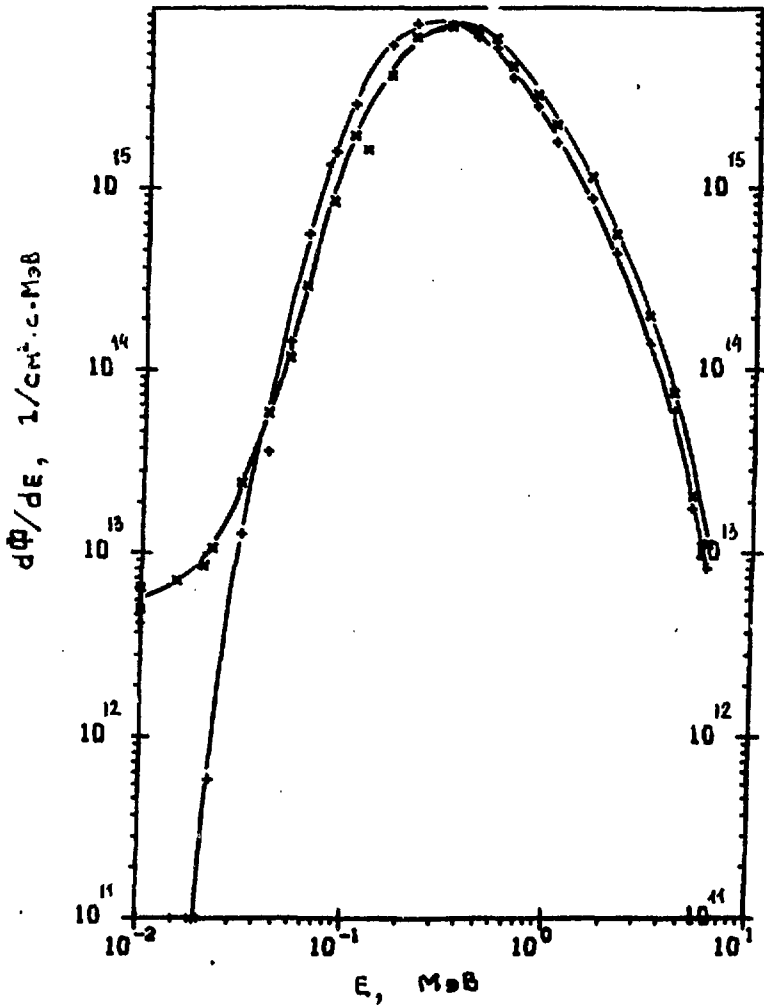


Рис. 9. Спектр потока гамма-квантов в легководном замедлителе - + и внутри твэлов - x в активной зоне реактора ПЯК.

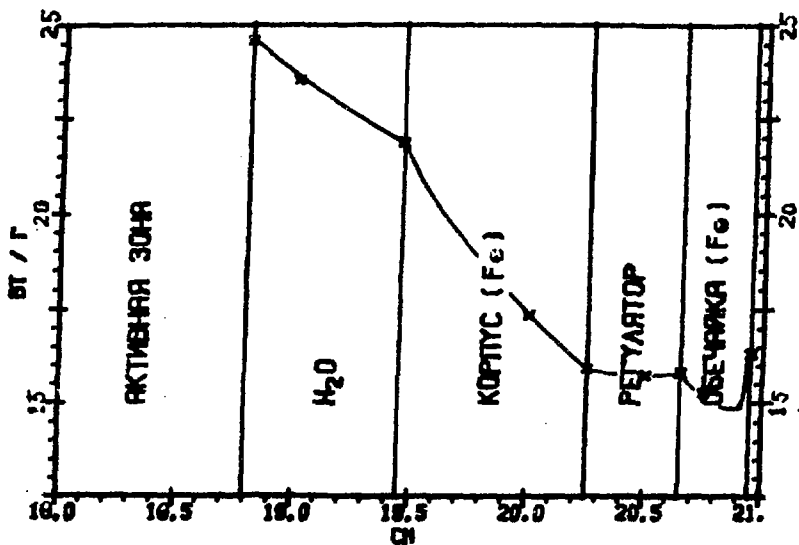


Рис. 10. Ход энерговыделения по толщине стального корпуса на уровне центральной плоскости реактора ПМК.



Л и т е р а т у р а

1. Ерыкалов А.Н., Кондуров И.А., Коноплев К.А. и др.,  
Экспериментальные возможности реактора ПИК. а) Препринт  
ЛИЯФ-376, Л., 1977, 24 с.; б) Препринт ЛИЯФ-852, Л., 1983,  
23 с.
2. Аваев В.И., Васильев Г.Я., Гарусов Е.А. и др.,  
Изучение полей радиационного тепловыделения и мощности  
поглощенной дозы на легководном критическом стенде ПИК.  
Препринт ЛИЯФ-801, Л., 1982, 32 с.
3. Гарусов Е.А., Петров Ю.В., Энерговыведение в корпусе  
реактора ПИК. // "Физика и техника реакторов", Л.,  
1986, 199 с.
4. Весёлкин А.П., Неверов В.А., Фоманко А.П. и др.,  
Исследование радиационных энерговыделений в эксперименталь-  
ных каналах реактора СМ-2. Препринт НИИАР -69, Мелекесс,  
1970, 33 с.
5. Весёлкин А.П., Егоров Ю.А. Лузанова Л.М. и др.,  
Инженерный расчет защиты атомных электростанций. М., Атом-  
издат, 1976, 296 с.
6. Pleasonton F., Ferguson F., Schwitt H.,  
Prompt Gamma-Rays Emitted in Thermal Neutron Induced  
Fission of  $^{235}\text{U}$ . Phys.Rev.C, v.6(3), (1972), p.1023-  
-1039.
7. Hoffman R. et al., Annal Rev. of Nucl. Sci., (1974),  
v.24, p.151.
8. Вейнберг А., Вигнер Е., Физическая теория ядерных реакторов.  
М., ИЛ, 1964, 732 с.

Работа поступила в издательский отдел 24/XI-1938г.

РТП ДИЯФ, зак. I18, тир. 220, уч.-изд. л. I, I; 20/I-1939г., М-27348

Редактор А. Н. Ерыкалов  
Бесплатно