

Сопротивление изоляции БЭДН при различных значениях плотности потока и флюенса тепловых нейтронов

$\Phi_{T, \text{нейтр.}} / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$	$F_T, \text{нейтр.} / \text{см}^2$											
	10 <sup>18</sup>	0,93 · 10 <sup>20</sup>	1,9 · 10 <sup>20</sup>	2,3 · 10 <sup>20</sup>	3,4 · 10 <sup>20</sup>	4,0 · 10 <sup>20</sup>	4,6 · 10 <sup>20</sup>	5,3 · 10 <sup>20</sup>	6,1 · 10 <sup>20</sup>	8,2 · 10 <sup>20</sup>	9,9 · 10 <sup>20</sup>	1,2 · 10 <sup>21</sup>
4,7 · 10 <sup>12</sup>	—	6,4 · 10 <sup>8</sup>	—	—	—	—	5,3 · 10 <sup>8</sup>	—	—	—	—	5,8 · 10 <sup>8</sup>
9,6 · 10 <sup>12</sup>	2,3 · 10 <sup>8</sup>	—	—	—	—	—	4,2 · 10 <sup>8</sup>	—	—	—	—	—
1,4 · 10 <sup>13</sup>	1,6 · 10 <sup>8</sup>	—	—	—	—	—	3,8 · 10 <sup>8</sup>	—	—	—	—	4,2 · 10 <sup>8</sup>
2,2 · 10 <sup>13</sup>	1,2 · 10 <sup>8</sup>	1,4 · 10 <sup>8</sup>	—	—	—	—	2,7 · 10 <sup>8</sup>	—	1,6 · 10 <sup>8</sup>	—	—	—
2,6 · 10 <sup>13</sup>	—	—	1,0 · 10 <sup>8</sup>	—	3,8 · 10 <sup>8</sup>	—	2,2 · 10 <sup>8</sup>	—	2,0 · 10 <sup>8</sup>	—	—	3,0 · 10 <sup>8</sup>
3,1 · 10 <sup>13</sup>	—	—	2,5 · 10 <sup>8</sup>	—	—	—	3,1 · 10 <sup>8</sup>	—	2,0 · 10 <sup>8</sup>	—	—	—
4,2 · 10 <sup>13</sup>	n, 1 · 10 <sup>8</sup>	9,5 · 10 <sup>7</sup>	7,8 · 10 <sup>7</sup>	—	3,6 · 10 <sup>8</sup>	4,8 · 10 <sup>8</sup>	1,9 · 10 <sup>8</sup>	2,3 · 10 <sup>8</sup>	2,1 · 10 <sup>7</sup>	8,4 · 10 <sup>8</sup>	1,7 · 10 <sup>8</sup>	1,7 · 10 <sup>8</sup>

Все образцы сохранили работоспособность при флюенсе тепловых нейтронов  $1,2 \cdot 10^{21}$  и  $8,8 \times 10^{20}$  нейтр./см<sup>2</sup> в первом и втором экспериментальных каналах. Испытания показали, что линейность показаний БЭДН относительно нейтронного потока сохраняется с погрешностью  $\pm 2\%$  при указанной интенсивности излучения вплоть до достигнутых значений флюенса тепловых нейтронов.

Результаты измерений, представленные на рисунке, обработаны по методу наименьших квадратов. В итоге получена эмпирическая формула, характеризующая относительное изменение чувствительности БЭДН с серебряным эмиттером от флюенса тепловых нейтронов  $F_T$ :

$$\eta = 1 - 0,08 \cdot F_T \cdot 10^{-21}$$

На рисунке приведена кривая, соответствующая этой формуле, и доверительные пределы при доверительной вероятности 0,98. Кроме того, приведена расчетная кривая изменения чувствительности БЭДН в результате выгорания материала эмиттера и роста флюенса тепловых нейтронов. Как видно из рисунка, расчетная кривая близка экспериментальной. При флюенсе  $10^{21}$  нейтр./см<sup>2</sup> расчетное изменение чувствительности составляет 6%, а определенное по приведенной формуле — 8%.

Сопротивление изоляции БЭДН слабо зависит от интенсивности облучения при неизменной температуре [2]. Незначительное снижение сопротивления изоляции БЭДН по мере увеличения интенсивности облучения, наблюдаемое в данном эксперименте, связано, по-видимому, с относительно небольшим повышением температуры, которое происходит при этом, несмотря на хорошо организованный отвод тепла от образцов. При обработке находили среднее геометрическое значение

сопротивления изоляции БЭДН отдельно по образцам, установленным в каждом канале. Эти значения для различных интенсивности облучения и флюенса нейтронов представлены в таблице. Можно видеть, что сопротивление изоляции БЭДН при постоянной интенсивности облучения не обнаруживает тенденции к изменению с увеличением флюенса нейтронов вплоть до  $1,2 \cdot 10^{21}$  нейтр./см<sup>2</sup> и составляет  $\sim 10^8$  Ом·м.

Зная флюенс нейтронов для каждого детектора, можно учитывать изменение его чувствительности с помощью приведенного соотношения. Изменение чувствительности БЭДН, не связанное с выгоранием материала эмиттера и обусловленное изменением сопротивления изоляции [2], по-видимому, можно не учитывать по крайней мере до флюенса  $1,2 \times 10^{21}$  нейтр./см<sup>2</sup> ввиду отсутствия существенных изменений сопротивления изоляции.

Результаты данных исследований подтверждают пригодность БЭДН кабельного типа с эмиттером из серебра для прецизионного контроля за энергораспределением при длительной работе в активной зоне энергонапряженного реактора.

Поступило в Редакцию 13/II 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Емельянов И. Я. и др. «Атомная энергия», 1971, т. 30, вып. 3, с. 275.
2. Емельянов И. Я. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 1, с. 72.
3. Емельянов И. Я. и др. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Серия «Реакторостроение». Вып. 4 (11). М., изд. ЦНИИАтоминформ, 1974, с. 51.

УДК 621.039.51.519

О возможности локального регулирования профиля и величины энерговыделения петлевых каналов

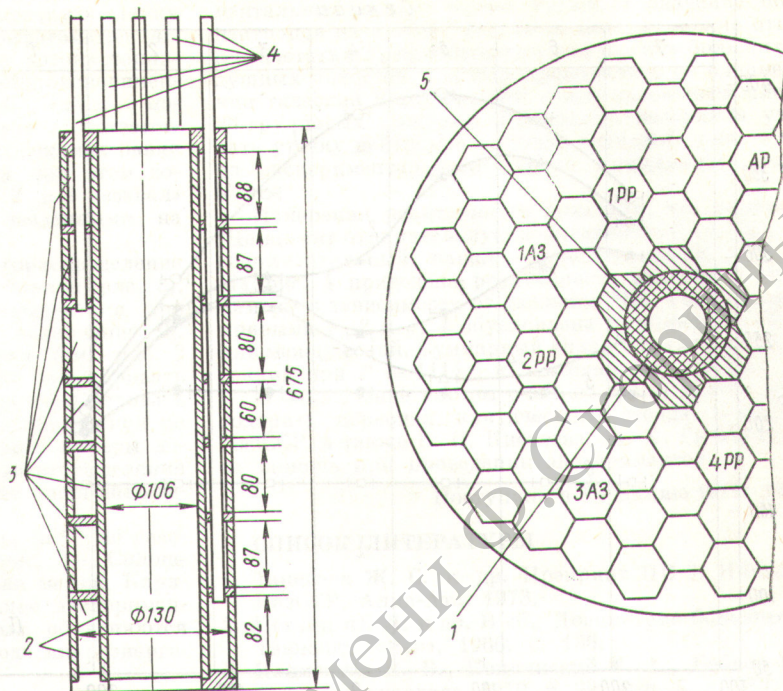
АРИНКИН Ф. М., БАТЫРБЕКОВ Г. А.

В настоящей работе приведены результаты исследований возможности регулирования поля нейтронов и энерговыделения по высоте и диаметру экспериментального канала водо-водяного реактора с помощью

кольцевой камеры с газообразным поглотителем нейтронов <sup>3</sup>He.

Камера 1 (поглощающий экран) — это две коаксиальные трубы из нержавеющей стали 2, сваренные

Р и с. 1. Схема устройства камеры и картограмма загрузки активной зоны (все размеры даны в мм)

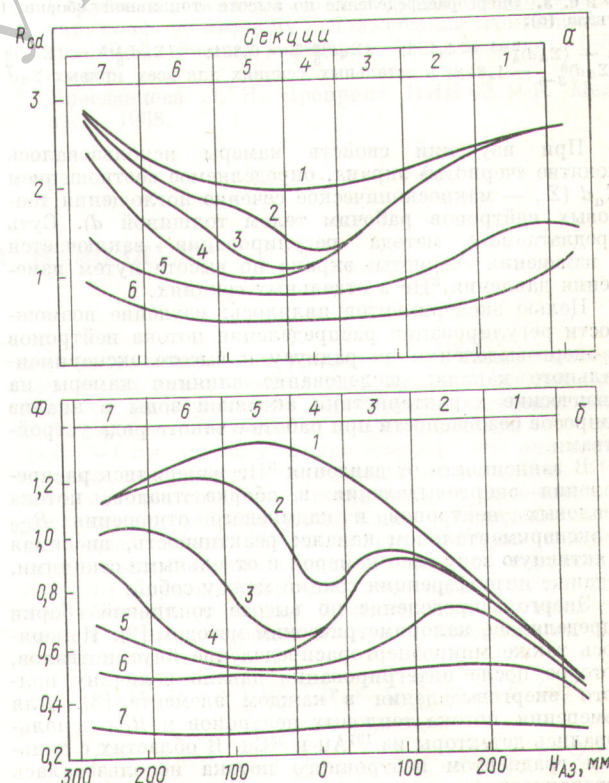


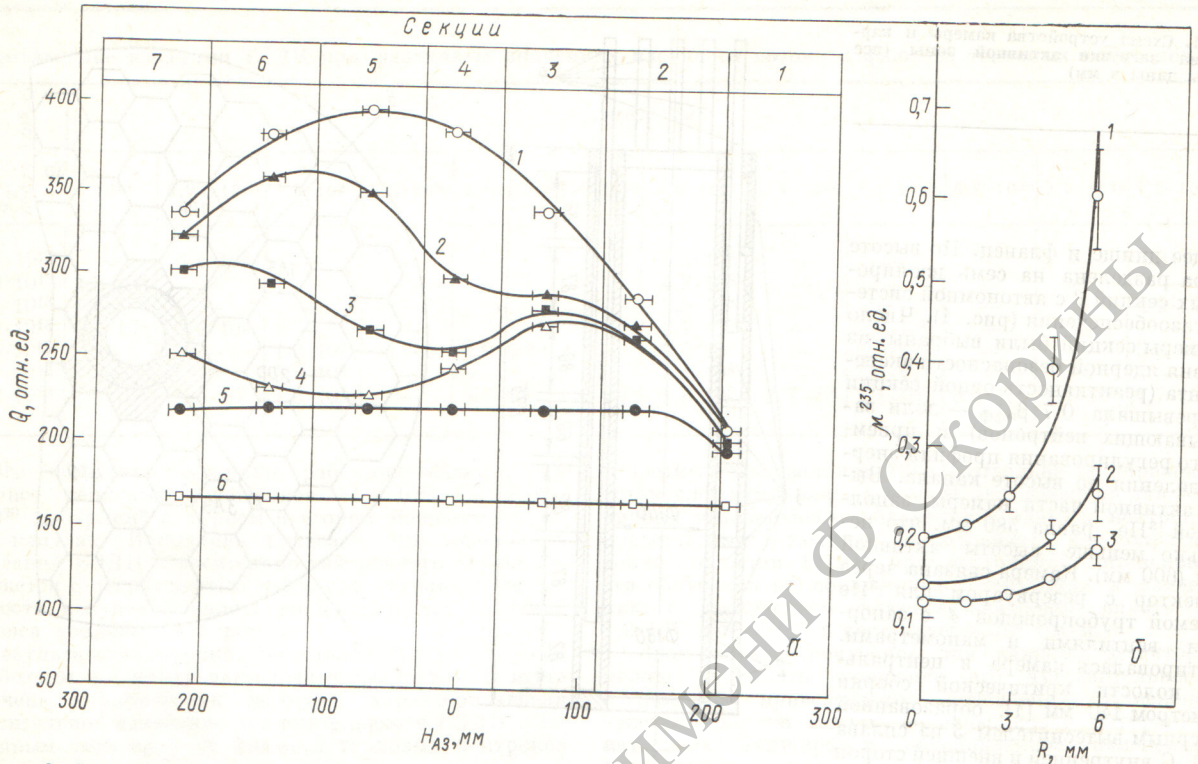
в общем днище и фланец. По высоте камера разделена на семь изолированных секций 3 с автономной системой газообеспечения (рис. 1). Число и размеры секций были выбраны из условия ядерной безопасности эксперимента (реактивность одной секции не превышала  $0,7 \beta_{эфф}$  — доли запаздывающих нейтронов) и приемлемого регулирования профиля энерговыделения по высоте канала. Высота активной части камеры, заполняемой  $^3\text{He}$ , равна 580 мм, что несколько меньше высоты активной зоны (600 мм). Камера связана через коллектор с резервуаром для  $^3\text{He}$  системой трубопроводов 4 с запорными вентилями и манометрами. Монтровалась камера в центральной полости критической сборки диаметром 140 мм [1], образованной фигурным вытеснителем 5 из сплава САВ. С внутренней и внешней сторон камеры предусмотрены зазоры по 3 мм для протока теплоносителя. В центре камеры находился экспериментальный канал диаметром 96 мм, в который помещалась модельная сборка твэлов. Сборка состояла из таблеток двуокиси урана 90%-ного обогащения диаметром 12 и высотой 4—6 мм, упакованных в вольфрамовую оболочку с толщиной стенки 1 мм. Сборка содержала семь моделей твэлов, расположенных по оси канала, и имела высоту 400 мм при наличии зазоров между таблетками 60 мм.

Для обеспечения ядерной безопасности камера и все трубопроводы испытывались в течение длительного времени давлением, в 1,5 раза превышающим рабочее. После наполнения газом секции отсекались от коллектора запорными вентилями, что исключало возможность утечки  $^3\text{He}$  из всех секций одновременно при разрыве основного трубопровода. При работе сборки в режиме авторегулирования стержень автоматического регулятора (АР) находился в почти погруженном состоянии (450 мм), чтобы при утечке  $^3\text{He}$  из системы полное погружение АР вызывало срабатывание аварийной защиты.

Р и с. 2. Распределение  $R_{Cd}$  (а) и потока тепловых нейтронов  $\Phi$  (б) по высоте экспериментального канала:

а — кadmиевое отношение при  $(\Sigma_{ad})_n^m$ , где  $m$  — номер кривой;  $n$  — номер секции:  $(\Sigma_{ad})_4^{2-5} = 1,163$ ;  $(\Sigma_{ad})_5^{3-5} = 0,831$ ;  $(\Sigma_{ad})_6^{4,5} = 0,665$ ;  $(\Sigma_{ad})_3^5 = 0,416$ ;  $(\Sigma_{ad})_7^5 = 0,582$ ;  $(\Sigma_{ad})_{1-7}^6 = 1,828$ ; в остальных секциях для всех кривых  $\Sigma_{ad} = 0$  при  $\Sigma_{ad} = 1,828$ ;  $P = 1114,8$  кПа; б — поток тепловых нейтронов:  $(\Sigma_{ad})_4^{2-6} = (\Sigma_{ad})_2^2 = 1,163$ ;  $(\Sigma_{ad})_5^{3-6} = 0,831$ ;  $(\Sigma_{ad})_3^{4-6} = 0,665$ ;  $(\Sigma_{ad})_7^5 = 0,249$ ;  $(\Sigma_{ad})_2^5 = (\Sigma_{ad})_1^7 = 0,419$ ;  $(\Sigma_{ad})_7^6 = 0,582$ ;  $(\Sigma_{ad})_3^{5-6} = 1,828$ ;  $(\Sigma_{ad})_7^7 = 1,496$ ; в остальных секциях для всех кривых  $\Sigma_{ad} = 0$





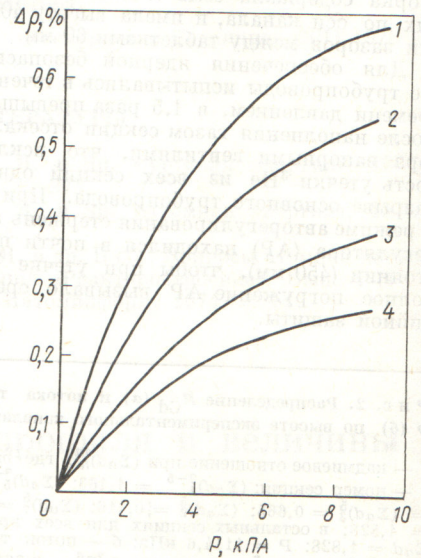
Р и с. 3. Энергораспределение по высоте топливной сборки (а) и плотность делений урана ( $\mu^{235}$ ) по радиусу модели твэла (б):  
 $a - (\Sigma_a d)_{3-5}^{2-5} = 1,163; (\Sigma_a d)_{5-5}^{3-5} = 0,831; (\Sigma_a d)_{4+5}^{4+5} = (\Sigma_a d)_{5-5}^{4+5} = 0,665; (\Sigma_a d)_{5-5}^{5-5} = 0,249; (\Sigma_a d)_{7-6}^{6-6} = (\Sigma_a d)_{7-6}^{6-6} = 0,582; (\Sigma_a d)_{3-6}^{6-6} = 1,828$ ; в остальных секциях для всех кривых  $\Sigma_a d = 0$ ; б —  $\Sigma_a d = 0(1); 0,996(2)$  и  $1,828(3)$

При изучении свойств камеры использовалось понятие «черноты» экрана, определяемое соотношением  $\Sigma_a d$  ( $\Sigma_a$  — макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов рабочим телом толщиной  $d$ ). Суть предлагаемого метода регулирования заключается в изменении «черноты» экрана по высоте путем изменения давления  $^3\text{He}$  в отдельных секциях.

Целью экспериментов являлось: изучение возможности регулирования распределения потока нейтронов и энерговыделения по радиусу и высоте экспериментального канала; исследование влияния камеры на физические характеристики активной зоны и анализ вопросов безопасности при работе с такого рода устройствами.

В зависимости от давления  $^3\text{He}$  измерялись распределения энерговыделения в сборке твэлов, потока тепловых нейтронов и кадмиевого отношения  $R_{Cd}$  в экспериментальном канале; реактивность, вносимая в активную зону всей камерой и отдельными секциями, а также интерференция секций между собой.

Энергораспределение по высоте топливной сборки определялось калориметрическим методом [2]. Измерялось также микроэнергораспределение внутри твэлов, которое после интегрирования давало величину полного энерговыделения в каждом элементе [3]. Для измерения потока тепловых нейтронов и  $R_{Cd}$  использовались детекторы из  $^{197}\text{Au}$  и  $^{63}\text{Cu}$ . В областях с сильным градиентом нейтронного потока использовалась автордиография детектирующего материала (в дан-



Р и с. 4. Зависимость отрицательной реактивности отдельных секций камеры от давления  $^3\text{He}$ :  
 1 и 2 — секции 4 и 5 (в остальных секциях  $\Sigma_a d = 0$ ); 3 и 4 — секции 5 и 4 (в остальных секциях  $\Sigma_a d = 1,328, P = 911,9 \text{ кПа}$ )

ном случае полосок из  $^{63}\text{Cu}$ ) на рентгеновскую пленку с последующей ее обработкой на микрофотометре [4].

На рис. 2 приведено распределение потока тепловых нейтронов  $\Phi$  и  $R_{\text{Cd}}$  по оси пустого экспериментального канала в зависимости от  $(\Sigma_a d)_n$ , где  $n$  — номер секции, если считать сверху. Кривая 1 соответствует случаю, когда давление  $^3\text{He}$  во всех секциях равно нулю\*. Коэффициент неравномерности при этом составляет 1,24. Асимметрия в кривых 1 и 2 («завал» в правой части графика) вызвана введенными на 200—220 мм органами регулирования.

Аналогичный характер имеет и энергораспределение  $Q$  по высоте канала с семизлементной сборкой (рис. 3), откуда видно, что ослабление энерговыделения при тех же значениях  $\Sigma_a d$  меньше, чем ослабление  $\Phi$ . Энергораспределение по высоте сборки (см. рис. 2 и 3) и отдельных твэлов можно плавно регулировать в широких пределах, в частности можно сформировать практически ровный профиль энергораспределения по высоте сборки (кривые 5, 6). С помощью камеры достигнута максимальное изменение энерговыделения в секции 5 в 2,4 раза, при этом среднее энерговыделение в сборке уменьшилось в 2 раза.

Изменение плотности деления урана ( $\mu^{235}$ ) по сечению центрального твэла показано на рис. 3, б. Сплошные кривые — расчет в  $S_4$ -приближении метода Карлсона [5], точки — эксперимент. Большие экспериментальные погрешности в конце кривых объясняются трудностью определения детального хода микроэнергораспределения на границе твэла.

Расчеты распределения потока тепловых нейтронов по радиусу реактора в  $S_4$ -приближении при разных  $\Sigma_a d$  показали, что в пределах активной зоны наблюдается хорошее согласие с экспериментом. В пустом экспери-

\* Для остальных кривых даны  $\Sigma_a d$  только тех секций, в которых есть гелий.

ментальном канале расчет занижает значение потока нейтронов на 5—6%, что, по-видимому, можно отнести к недостатку  $S_4$ -приближения при расчете больших воздушных полостей. Расчеты проводились по одномерной кинетической программе [6] с использованием системы 26-групповых констант. Программа позволяла учитывать утечку нейтронов с торцов активной зоны. Утечка из экспериментального канала принималась равной нулю.

Измерения реактивности показали, что камера без  $^3\text{He}$  вносит отрицательную реактивность ( $-0,3\%$ ), а экспериментальный канал — положительную ( $+1,7\%$ ). На рис. 4 приведена реактивность некоторых секций камеры в зависимости от давления  $^3\text{He}$ . Разница между кривыми 1, 2 и 3, 4 обусловлена интерференцией секций между собой. Суммарный вклад в реактивность всех секций при  $P = 1114,6$  кПа составляет  $-2,4\%$ .

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить персонал критического стенда ИФВЭ АН КазССР, а также В. П. Киселева, Ш. Х. Гизатулина — за помощь при проведении экспериментов.

Поступило в Редакцию 9/III 1976 г.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Такибаев Ж. С. и др. Препринт ПП-3. ИФВЭ АН КазССР, Алма-Ата, 1973.
2. Цоглин Ю. Л. и др. В сб.: Дозиметрия больших доз. Ташкент, «Фан», 1966, с. 136.
3. Климентов В. Б., Копчинский Г. А., Бобков В. Г. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 4, с. 283.
4. Ertaud A., Zaleske P. «J. Phys. Radium», 1953, v. 14, p. 191.
5. Карсон Б., Белл Дж. В сб.: Труды Второй междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. Т. 3. Физика реакторов. М., Атомиздат, 1959, с. 408.
6. Ярославцева Л. Н. Препринт НИИАР П-9. Мелекес, 1968.

УДК 551.594.5

## О светимости нейтронного пучка в воздухе

ЖЕМЕРЕВ А. В., МЕДВЕДЕВ Ю. А., СТЕПАНОВ Б. М.

В работе рассмотрен метод визуализации нейтронных полей в воздухе в оптической области спектра. Свечение воздуха, возбуждаемое нейтронами с энергией  $\sim 10$  МэВ или меньше, происходит в основном под действием заряженных частиц (электронов, протонов и  $\alpha$ -частиц) с энергией  $\sim 1$  МэВ, образующихся при распространении нейтронов в воздухе. В работах [1—3] экспериментально показано, что характер возбуждения свечения воздуха протонами и  $\alpha$ -частицами с энергией  $\sim 1$  МэВ примерно такой же, как и при возбуждении электронами, а эффективность высвечивания  $\eta$  (отношение высвечиваемой в оптическом диапазоне энергии к поглощенной энергии быстрых заряженных частиц) не зависит от типа и энергии ионизирующей частицы. Таким образом, интенсивность свечения воздуха, возбуждаемого нейтронами, определяется поглощенной энергией нейтрона.

Непосредственно при взаимодействии нейтронов с ядрами атомов, составляющих атмосферный воздух, возможно образование тяжелых заряженных частиц

(протонов,  $\alpha$ -частиц) и  $\gamma$ -квантов, причем соотношение между выходом  $\gamma$ -квантов и заряженных частиц определяется энергетической зависимостью ядерных реакций. Пробеги протонов и  $\alpha$ -частиц в воздухе составляют  $\sim 1$  см, поэтому можно считать, что они поглощаются непосредственно в месте образования. Пробег  $\gamma$ -квантов составляет сотни метров; следовательно, поглощенная энергия  $\gamma$ -излучения распределяется на некоторый объем. Поглощенная энергия нейтрона складывается из поглощенных энергий короткопробежного излучения (протоны,  $\alpha$ -частицы)  $I_p(r, t)$  и длиннопробежного ( $\gamma$ -кванты)  $I_\gamma(r, t)$ . Эти величины связаны с полем нейтронов  $N(r, \epsilon, t)$  следующими соотношениями:

$$I_p(r, t) = \eta \int d\epsilon v N(r, \epsilon, t) \sum_i \sigma_i(\epsilon) E_i(\epsilon); \quad (1)$$

$$I_\gamma(r, t) = \eta \int d\epsilon v \sum_i \int d\mathbf{r}' N(\mathbf{r}', \epsilon, t) \sigma_i(\epsilon) \times$$