

Изменение давления в сосуде при течи:

— — — расчет по модели авторов; ————— эксперимент

цессе истечения в сосуде имеется свободный уровень насыщенной воды и весь образующийся пар находится над уровнем; гомогенная модель, рассматривающая среду в сосуде как однородную двухфазную смесь.

В результате анализа получено, что при разуплотнении сосуда, содержащего однородную двухфазную смесь, скорость изменения давления в сосуде пропорциональна квадрату скорости звука в смеси:

$$\frac{dp}{d\tau} = -a_c^2 \frac{G}{V_0}, \quad (1)$$

где a_c — термодинамически равновесная скорость звука в гомогенной двухфазной среде [1]; G — количество пароводяной смеси, уходящей из сосуда в единицу времени; V_0 — геометрический объем сосуда.

Выражение (1) для определения скорости изменения давления в сосуде используется не только для гомо-

генной модели состояния среды в сосуде, но и для гетерогенной. В последнем случае скорость звука вычисляется по значениям теплофизических параметров теплоносителя, определенных для всего сосуда в целом.

Сравнение расчетных (1) и экспериментальных данных, полученных в условиях, близких к натурным на АЭС «Гумбольд-Бэй» [2], приведено на рисунке. При этом расход через сечение разрыва определялся согласно рекомендациям работы [3].

Таким образом, рассмотрены две предельные модели процесса изменения параметров в адиабатно изолированном сосуде с двухфазной средой при истечении из сосуда теплоносителя — модель раздельного состояния фаз в сосуде и гомогенная модель двухфазной смеси.

Показано, что в обоих случаях скорость изменения давления в сосуде пропорциональна квадрату термодинамически равновесной скорости звука в двухфазной среде.

(№ 881/8432). Статья поступила в Редакцию 18/VII 1975 г., аннотация — 5/II 1976 г. Полный текст 0,45 а. л., 1 рис., 7 библиогр. ссылок.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

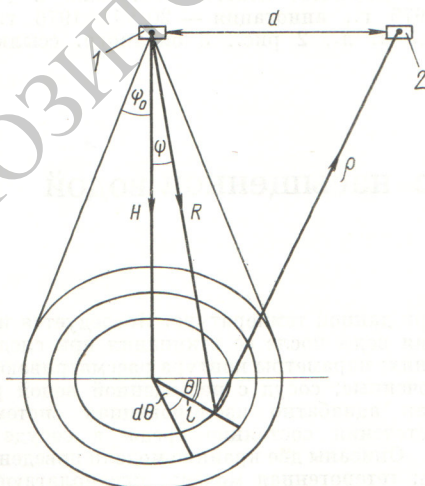
1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
2. Barton D. e. a. ASME. Rep. 64-WA-222, 1962.
3. Фисенко В. В. Тезисы докладов на Пятой всесоюзной конференции по теплообмену и гидравлическому сопротивлению двухфазного потока в элементах энергетических машин и аппаратов. Л., Изд. ЦКТИ им. Ползунова, 1974, с. 230.

УДК 539.171:539.12

Количественные оценки энергии поля рентгеновского излучения, обратно рассеянного от воздуха

Герчиков Ф. Л.

Расширяющееся техническое применение рентгеновского излучения в приборах, системах управления



и анализа требует детальных оценок фона обратного рассеяния X-излучения от воздуха для оптимальных решений при синтезе аппаратуры.

Пусть рентгеновский излучатель, генерирующий энергию E_0 , МэВ, со средней энергией квантов E_γ , находится в воздухе на расстоянии H от поверхности земли (рис. 1). Полагая, что излучение в угле коллимации $2\psi_0$ изотропно и детектор полного поглощения с единичной площадью сечения находится на одной высоте с излучателем на расстоянии d (база) от последнего, получаем энергию X-излучения, обратно рассеянного от воздуха на входе детектора $E_B = E_0 L_B$. Коэффициент передачи энергии обратно рассеянного от воздуха излучения $L_B = f(E_\gamma, d, \psi_0, H)$.

Варьируя численные значения этого уравнения в пределах $E_\gamma = 0,06 \div 0,2$ МэВ, $d = 0,1 \div 3$ м, $\psi_0 = 7,5 \div 75^\circ$, на ЭВМ БЭСМ-4 можно определить значения L_B и их зависимость от правой части уравнения.

Р и с. 1. Геометрия эксперимента:

1 — излучатель; 2 — детектор

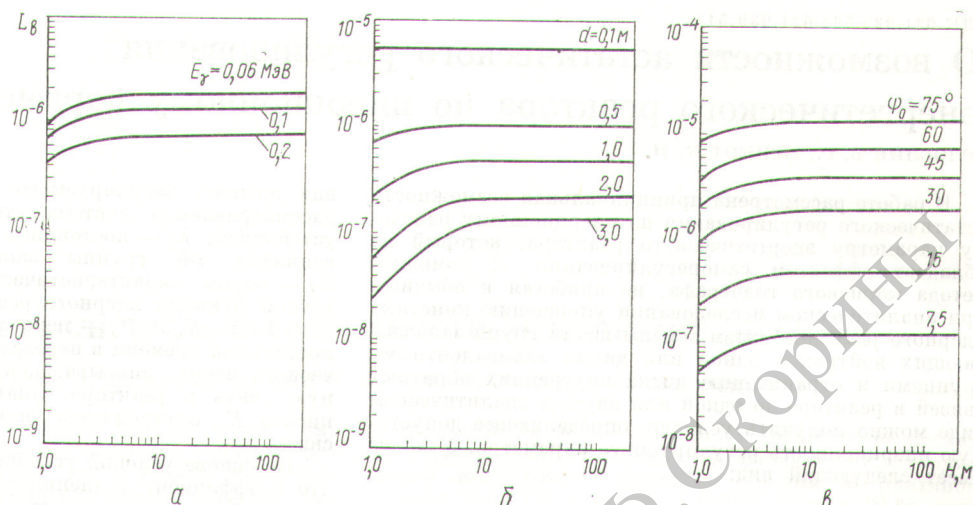


Рис. 2. Зависимость энергии обратно рассеянного в воздухе рентгеновского излучения от энергии квантов первичного излучения при $d = 1$ м, $2\psi_0 = 60^\circ$ (а); от базы при $E_\gamma = 0,06$ МэВ, $2\psi_0 = 30^\circ$ (б); от угла коллимации излучателя при $E_\gamma = 0,06$ МэВ, $d = 1$ м (в)

Результаты вычислений показали, что энергия фона X-излучения от воздуха определяется энергией квантов первичного излучения, геометрией приемно-передающего канала и углом коллимации излучения (рис. 2). Варьируя эти параметры, можно получить на входе детектора оптимальное соотношение сигнал — шум при

минимальных массогабаритных и энергетических характеристиках аппаратуры.

(№ 882/8573). Поступила в Редакцию 12/XII 1975 г., аннотация — 10/VIII 1976 г. Полный текст 0,35 а. л., 3 рис., 9 библиогр. ссылок.)

УДК 539.121.72

Расчет полей излучения точечного мононаправленного источника быстрых электронов методом Монте-Карло

Пляшешников А. В., Кольчужкин А. М.

В работе приведены расчеты полей излучения точечного мононаправленного источника быстрых электронов, выполненные методом Монте-Карло в модели группировки малых передач энергии [1, 2]. Эти расчеты показали, что максимальная полуширина радиального распределения прошедших электронов, выраженная в единицах начального пробега R_0 , слабо зависит от начальной энергии пучка E_0 и атомного номера поглотителя Z и составляет $\sim 0,3 R_0$.

Полуширина радиального распределения отраженных электронов монотонно возрастает с увеличением толщины барьера z и при $z \sim 0,3 R_0$ выходит на насыщение, соответствующее отражению от полубесконечного поглотителя. Полуширина радиального распределения электронов, отраженных от полубесконечного поглотителя, равная $\sim 0,3 R_0$, увеличивается с ростом E_0 и уменьшением Z .

Радиальное распределение поглощенной энергии электронов в поглотителях, состоящих из плоских

слоев различных веществ, резко сужается при переходе пучка из легкого вещества в тяжелое. При обратной комбинации слоев наблюдается сильное уширение радиального распределения в легком поглотителе.

Показано, что форма энергетического распределения электронов от точечного мононаправленного источника слабо зависит от расстояния от оси пучка до точки наблюдения.

(№ 883/8686. Статья поступила в Редакцию 9/III 1976 г. Полный текст 0,45 а. л., 6 рис., 11 библиогр. ссылок.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пляшешников А. В., Кольчужкин А. М. «Изв. вузов. Физика», 1975, т. 1, с. 81.
2. Пляшешников А. В., Кольчужкин А. М. «Атомная энергия», 1975, т. 39, вып. 1, с. 53.