

УДК 618.14+533.9.01

МИКРОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ КРУПНЫХ АВАРИЯХ НА АЭС

Котов Ю.Б. (ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва),
Семенова Т.А., Федоров В.Ф. (НИЯУ МИФИ, г. Москва)

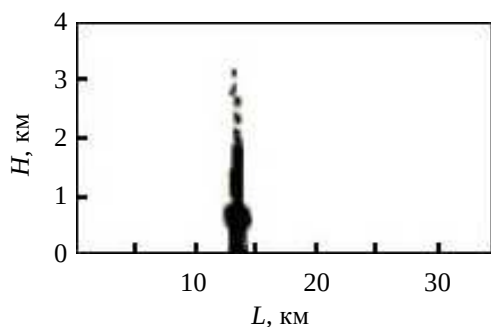
Раннее обнаружение тяжелых аварий на атомных электростанциях близко по технологии к обнаружению и идентификации атомных взрывов. Одним из способов контроля за воздушными атомными взрывами является микроволновый метод, теоретические основы которого изложены в работе [1]. Использование микроволнового диапазона радиоволн привлекательно их свободным прохождением через ионосферу в окнах прозрачности воздуха: вблизи длины волны 2,3 мм, длины волны 8,3 мм и в интервале длины волн от 3 до 30 см, а также отсутствием зависимости результатов наблюдения от погодных условий.

Известны работы по электромагнитной локации радиоактивных выбросов [2—8]. Например, на Чернобыльской АЭС проводилось радиолокационное наблюдение газоаэрозольных выбросов из 4-го блока с 14 по 22 августа 1986 г., т.е. спустя 4 месяца после аварии. Одна из зарисовок размера и формы отражающего ионизированного облака над разрушенным блоком от 22 августа 1986 г. приведена на рис. 1 [6]. Регистрация велась на частоте 6,5 ГГц ($\lambda = 4,6$ см) радиолокационной станцией, находившейся в начале координат О. Расстояние между станцией и разрушенным блоком составляло $L = 14$ км. Высота столбов ионизированного воздуха, обусловленных постоянным фоном γ -излучения блока, изменялась в пределах $H = 3—5$ км в зависимости от погодных условий. Радиолокационные изображения отражающих объектов были получены при кратковременных

радиоактивных выбросах на Запорожской 30 октября 1989 г. и Смоленской АЭС 21 августа 1991 г. [7]. Рабочая длина волн локаторов в эксперименте не указана. Регистрация велась в первом случае с расстояния 59 км спустя 3 ч после выброса, во втором случае с расстояния 42 км. Наблюдались протяженные ионизированные облака на высоте 6—10 км над Запорожской и 3—14 км над Смоленской АЭС. Таким образом, радиоактивные выбросы можно обнаруживать радиолокационным методом. Однако возможны трудности активной радиолокации, которые связаны с отражениями от многочисленных металлических объектов АЭС, приходящими по боковым лепесткам диаграммы направленности антенны [5]. Методы пассивной радиолокации разработаны еще слабо.

В настоящей работе оценивается яркостная и антенная температура плазменного воздушного облака, возникшего при крупной аварии на АЭС. Целями оценок являются разработка и проверка методики пассивной локации аварии в микроволновом диапазоне. Измерения яркостной температуры возможны благодаря современным импульсным радиометрам с постоянной времени 0,1—1 мкс, имеющим пороговую чувствительность ~ 100 К [1].

Модель источника. Наблюдение за взрывом ведется с расстояний, во много раз превышающих размеры аварийного реактора. Оценим яркостную температуру радиоактивного облака на раннем этапе аварии. В качестве примера рассмотрим взрыв на Чернобыльской АЭС. В первые часы аварии прямых измерений радиоактивности не было. Будем опираться на свидетельства очевидцев и более поздние измерения и расчеты, экстраполированные на начало событий [9—12]. Излучение разлетевшихся по территории станции радиоактивных фрагментов активной зоны во внимание принимать не будем, хотя эти фрагменты вносят дополнительное γ -излучение в течение длительного времени после момента взрыва. Тогда можно считать источник γ -излучения точечным. Предположим, что регистрирующий радиометр размещен пря-



Р и с. 1. Радиолокационное изображение ионизированного столба воздуха над 4-м блоком Чернобыльской АЭС 22 августа 1986 г.

мо над точкой взрыва и ось диаграммы направленности его антенны ориентирована непосредственно на реактор, который сверху был открыт для наблюдений с самолетов и вертолетов. Это, как и очень короткое время расчета, позволит не учитывать наличие стен, металлоконструкций и соответственно дополнительной вторичной радиации от посторонних предметов. Предположим, что γ -кванты разлетаются от источника сферически симметрично в верхнюю полусферу и создают вокруг источника ионизированное сферически симметричное воздушное облако. Яркостную температуру воздушной плазмы будем оценивать с помощью пакета программ [13], который позволяет рассчитать яркостную температуру объекта, обусловленную тормозным излучением заряженных частиц плазменного облака. γ -Источник расположен на высоте 1 м над поверхностью земли.

Известно, что вблизи поверхности земли средняя длина свободного пробега γ -квантов энергией ~ 1 МэВ примерно равна 300 м. Учитывая, что это средняя длина пробега и воздух будет ионизироваться и на большем расстоянии, расчеты будем проводить на расстоянии, примерно равном двум длинам пробега от точечного источника. Средняя энергия мгновенных γ -квантов принята равной 1,5 МэВ [11].

Для расчета яркостной температуры нужно знать мощность источника. Единственная экспертная оценка тротилового эквивалента взрыва 4 т приведена в работе [9], ее и положим в основу расчета. Кроме яркостной температуры тормозного микроволнового излучения, оценим антенную температуру, которая измеряется радиометром при когерентном излучении, возникающем раньше тормозного и обусловленном начальной асимметрией вылета γ -квантов из источника. За начало отсчета времени в модели примем момент времени, когда была сорвана крышка реактора и мощное γ -излучение проникло в открытую воздушную среду, т.е. момент времени, когда активность γ -источника была максимальной. Учтем, что 1 кт тротилового эквивалента обеспечивает полный выход γ -квантов $N_0 = 3 \cdot 10^{23}$.

Тормозное микроволновое излучение.

Поток γ -излучения от источника создает в окружающей среде токи комптоновских электронов отдачи. Под действием быстрых комптоновских

электронов происходит ионизация воздуха, причем 1 МэВ энергии образует примерно $3 \cdot 10^4$ пар ионов. Тормозное излучение генерируется при столкновениях заряженных частиц с нейтральными и частично ионизированными атомами воздушной плазмы.

Пакет программ [13] позволяет рассчитать концентрацию частиц 6-компонентной частично ионизированной плазмы как функции времени и координат. В первые десятки и сотни микросекунд после взрыва проводимость ионизированного облака определяется, в основном, движением электронов. Рассчитаем электронную проводимость σ облака и коэффициент поглощения микроволнового излучения a_ω для длины волны 8,6 мм вблизи окна прозрачности воздуха по формуле

$$a_\omega = \frac{4\pi\sigma}{c} = 0,106n_e \frac{v_e}{\omega^2 + v_e^2}. \quad (1)$$

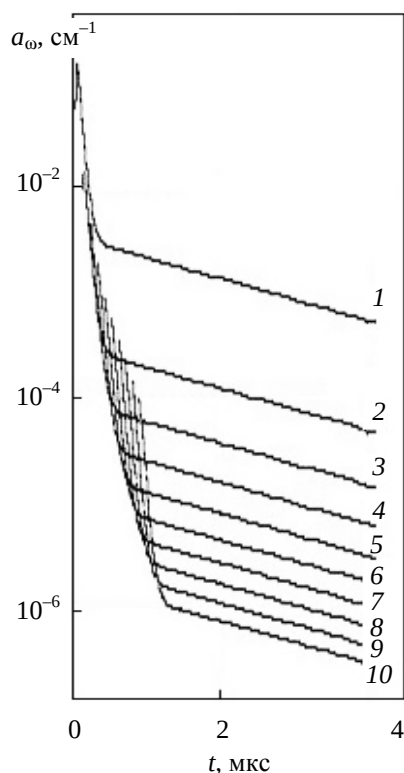
Здесь c — скорость света; n_e — концентрация электронов; ω — круговая частота волны; $v_e = 1,7 \cdot 10^{11} \eta \sqrt{T/300}$ — эффективная частота столкновений электронов с нейтральными частицами, в которой величина η представляет собой отношение плотности воздуха на высоте, где вычисляется коэффициент поглощения по формуле (1), к плотности воздуха на уровне моря (в рамках выбранной модели $\eta \sim 1$); T — температура воздуха.

Яркостная температура плазмы как функция времени t рассчитывается согласно работе [1] по формуле

$$T_x(t) = \int_0^{\tau_0(t)} T_r \eta \exp(-\tau) d\tau, \quad (2)$$

где τ_0 — полная оптическая толщина плазмы вдоль луча зрения; T_r — радиационная температура; $d\tau = a_\omega dx$ — оптическая толщина; x — координата вдоль луча зрения, отсчитываемая от γ -источника.

Зависимость коэффициента поглощения от времени показана на рис. 2. Каждая кривая рассчитана для одной точки с координатой x на луче зрения. Начальные участки кривых обусловлены ионизацией за счет мгновенного γ -излучения. Чем дальше от источника расчетная точка, тем позже туда приходит мгновенное

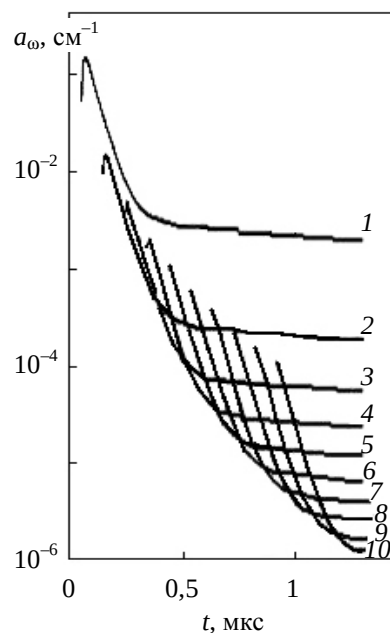


Р и с. 2. Зависимость логарифма коэффициента поглощения от времени для источника на высоте 1 м и расстояния от него вверх 14 (1), 42 (2), 70 (3), 98 (4), 126 (5), 154 (6), 182 (7), 210 (8), 238 (9), 266 м (10) для первых 4 мкс после взрыва реактора

γ -излучение, тем правее сдвинуто начало кривых по оси абсцисс. Вторая часть кривых с близкой к линейной убылью логарифма коэффициента поглощения обусловлена вторичным излучением. Расчет проводился с пространственным шагом 14 м. Чтобы кривые не накладывались одна на другую, семейство кривых изображено с шагом 28 м.

На рис. 3 показаны начальные участки этих же кривых. Видно, что в фиксированной точке x коэффициент поглощения, обусловленный мгновенным γ -излучением, убывает на порядок за десятые доли микросекунды. Максимальный коэффициент поглощения быстро убывает с ростом расстояния от источника.

Укажем последовательность шагов расчета. Для каждой кривой рис. 2 подбирается кусочно-линейная аппроксимация, задающая временную зависимость логарифма коэффициента поглощения в аналитическом виде. Затем для каждого момента времени рассчитывается оптическая толщина плазмы τ путем интегрирования коэффициента поглощения a_ω по координате x вдоль



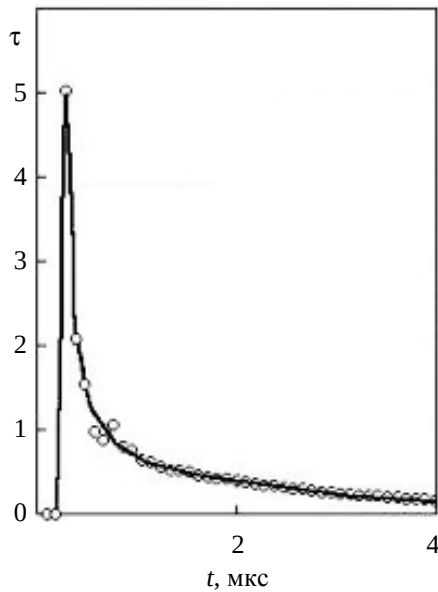
Р и с. 3. Начальные участки кривых поглощения (обозначения см. на рис. 2)

луча зрения. В случае, когда луч зрения проходит непосредственно через точечный γ -источник, формула (2) принимает вид [1]

$$T_A(t) = \int_{x_1}^{x_2} T_r \eta(x) a_\omega(x, t) \exp \left[- \int_{x_1}^x a_\omega(\xi, t) d\xi \right] dx. \quad (3)$$

Пределы интегрирования x_1 и x_2 на луче выбираются из геометрии задачи. Внешний интеграл в формуле (3) берется по всей длине луча, принадлежащей частично ионизированной плазме над реактором, и соответствует интегралу в формуле (2) с верхним пределом τ_0 . Внутренний интеграл в показателе экспоненты берется от точки x_1 до текущей координаты и связан с вычислением частичной оптической толщины на луче зрения. В данной работе интегрирование по координате проводилось в пределах от $x_1 = 14$ м до $x_2 = 600$ м.

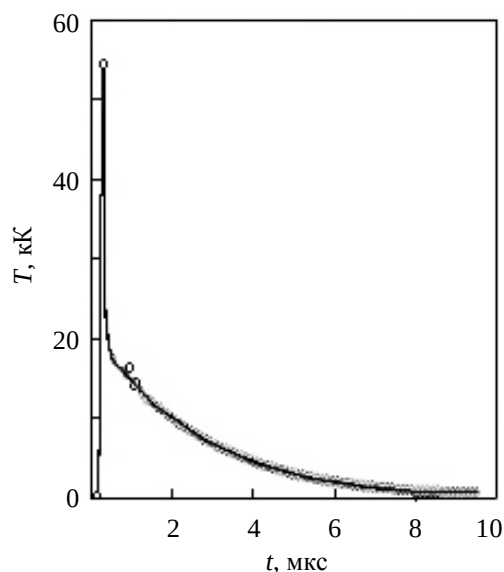
На рис. 4 показана зависимость от времени оптической толщины плазмы, вычисленная с использованием полного набора зависимостей, часть которых изображена на рис. 2. Очевидно, самая высокая оптическая толщина плазмы достигается в пределах первой микросекунды после взрыва реактора. Плазма в течение этого времени является оптически толстым телом. Эта часть кривой обусловлена, в первую очередь, мгновенным γ -излучением. При $t > 1$ мкс плазма становится прозрачной.



Р и с. 4. Зависимость оптической толщины плазмы от времени

Яркостная температура облака над источником на рис. 5 показана в первые 10 мкс после взрыва. В первые мгновения яркостная температура очень высока: в пике она достигает 54 кК, затем быстро уменьшается. К моменту времени $t = 2$ мкс, когда уже основной вклад в ионизацию вносит вторичное излучение, температура облака равна 10 кК, дальше медленно снижается. К 10-й микросекунде яркостная температура убывает до ~ 400 К.

Оценим антенную температуру, которую мог бы измерить радиометр на спутнике, например, Международной космической стан-



Р и с. 5. Зависимость яркостной температуры плазмы от времени в первые 10 мкс

ции (МКС), находящейся на высоте $H = 400$ км, учитывая, что максимум яркостной температуры в пределах первой микросекунды после начала аварии составляет 54 кК. Антенную температуру T_a при условии $\Omega_i \ll \Omega_a$ [1] можно оценить по формуле

$$T_a = T_y \frac{\Omega_i}{\Omega_a}, \quad (4)$$

где Ω_i , Ω_a — телесный угол плазменного облака и диаграммы направленности антенны радиометра соответственно; вершина углов находится на радиометре. Примем радиус облака ионизированного газа равным $r_i = 0,3$ км (примерно один свободный пробег мгновенного γ -излучения в приземной атмосфере), $H = 400$ км — высота МКС над поверхностью земли. Тогда телесный угол источника $\Omega_i \sim 1,7 \cdot 10^{-6}$ ср.

Для оценки телесного угла диаграммы направленности антенны используем раствор диаграммы импульсного микроволнового радиометра $\alpha = 1,5^\circ$ [1]. Тогда телесный угол

$$\Omega_a = \frac{\pi H^2 \sin^2(\alpha/2)}{H^2} \sim \frac{\pi \alpha^2}{4} \sim \frac{\pi}{4} \left(\frac{1,5\pi}{180} \right)^2 \sim 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ ср.}$$

Антенная температура $T_a = 54 \cdot 10^3 (1,7 \cdot 10^{-6} / 0,5 \cdot 10^{-3}) \sim 0,18$ кК. В максимуме получена антенная температура, измеряемая импульсным радиометром на пределе чувствительности.

Когерентное микроволновое излучение.

Оценим когерентный сигнал, который возникает вследствие асимметрии вылета из источника γ -квантов, порождающих радиальные асимметричные комптоновские токи в воздухе. Плотность излучающего тока комптоновских электронов (в гауссовой системе единиц) согласно [1]

$$j_k = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \frac{e N_\gamma \exp(-r/\lambda_\gamma)}{4\pi r^2}. \quad (5)$$

Спектральная мощность микроволнового излучения [1]

$$P_\omega = \frac{e^2}{3c\tau_i} \left(\frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \right)^2 \xi^2 \frac{N_\gamma^2}{\omega^2}. \quad (6)$$

В формулах (5), (6) λ_e , λ_γ — длина свободного пробега электрона и γ -кванта соответственно; e — заряд электрона; N_γ — активность

эквивалентного γ -источника; r — расстояние от источника до точки наблюдения; ξ — коэффициент асимметрии; ω — круговая частота излучения; τ_i — длительность когерентного импульса. Формула (6) записана при условии $\omega \gg \tau_i^{-1}$.

Для оценки антенной температуры воспользуемся соотношением [1]

$$2kT_a = \frac{P_v}{4\pi r^2} S_{\text{эф}}, \quad (7)$$

где $v = \omega/2\pi$; $S_{\text{эф}}$ — эффективная площадь антенны.

Подставив в формулу (7) спектральную мощность (6), найдем антенную температуру:

$$T_a = \frac{1}{3} \frac{e^2}{c\tau_i 2k} \left(\frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \right)^2 \xi^2 \frac{N_\gamma^2}{4\pi^2 v^2} \frac{S_{\text{эф}}}{2\pi r^2}. \quad (8)$$

Для оценок примем $\tau_i = 10^{-7}$ с, $\lambda_e/\lambda_\gamma = 10^{-2}$, длина волны излучения $\lambda = 30$ см, т.е. $v = c/\lambda = 10^9$ Гц, $\xi = 0,5$, $S_{\text{эф}} = 1$ м². Рассмотрим снова радиометр, помещенный на МКС на высоте 400 км над землей. Осталась неопределенной активность источника N_γ . Для оценок она принята равной $N_\gamma = 2 \cdot 10^{23}$ с⁻¹. При таких значениях параметров антенная температура оказывается примерно равной $T_a = 1,2$ К. Отметим, что наличие более плотной среды вблизи источника слабо влияет на уровень когерентного сигнала, так как спектральная мощность (6) пропорциональна отношению длин пробега электронов и γ -квантов.

Обсуждение результатов. Антенная температура тормозного излучения воздушной плазмы над Чернобыльской АЭС в первые микросекунды после аварии могла быть зарегистрирована в окне прозрачности вблизи $\lambda = 8,6$ мм даже радиометрами, размещенными на низколетящих спутниках. Тем более, очевидно, такая температура может быть зарегистрирована и с самолетов, и со стационарных наземных платформ, что следует из формулы (4), так как при приближении радиометра к источнику отношение телесных углов будет возрастать. Поскольку яркостная температура плазмы возрастает с увеличением частоты [1], целесообразнее проводить измерения в окне прозрачности вблизи $\lambda = 2,3$ мм.

Когерентное излучение на МКС можно обнаружить в случае источников, которые обладают начальной активностью, превышающей 10^{23} с⁻¹. Как следует из формулы (8), сигнал будет тем выше, чем больше регистрируемая длина волны. Поэтому для оценок выбрано окно прозрачности вблизи $\lambda = 30$ см. Чем ближе пункт регистрации расположен к источнику излучения, тем выше уровень регистрируемого сигнала. Например, если радиометр расположен на расстоянии 2 км от источника, то можно зарегистрировать сигнал от источника с $N_\gamma = 2 \cdot 10^{20}$ с⁻¹. Естественно, окончательный ответ на вопрос о возможности и эффективности пассивного микроволнового мониторинга может дать только эксперимент. В этом смысле обнадёживают уже упомянутые работы в миллиметровом диапазоне [2—5] и особенно работа [8].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федоров В.Ф., Котов Ю.Б., Мозгов К.С., Семенов Т.А. Микроволновое излучение ядерного взрыва. М.: Книжный дом ЛИБРОКОМ, 2013. 304 с.
2. Эзау И., Вольф Т., Миллер Е. и др. Анализ результатов дистанционного мониторинга профиля температуры в нижних слоях атмосферы долины г. Берген (Норвегия). — Метеорология и гидрология, 2013, № 10, с. 93—103.
3. Кадыгров Е.Н., Агапов Ю.В., Горелик А.Г. и др. Результаты мониторинга термодинамического состояния тропосферы многоканальным микроволновым радиометрическим комплексом. — Оптика атмосферы и океана, 2013, т. 26, № 6, с. 459—465.
4. Михайлов В.Ф., Брагин И.В., Брагин С.И. Микроволновая спутниковая аппаратура дистанционного зондирования Земли. СПб: ГУАП, 2003. 59 с.
5. Шилин Б.В., Горный В.И., Веремьев В.И. История применения дистанционных методов при ликвидации аварии на Чернобыльской атомной станции. — Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса, 2012, т. 9, № 2, с. 27—36.
6. Богданов Б. Чернобыль. Двадцать пять лет назад. — Наука и жизнь, 2011, № 5, с. 15—21.
7. Кононов Е.Н., Решетняк С.А., Шелепин Л.А., Щеголов В.А. Применение радиолокационных средств для дистанционного контроля радиационной обстановки. — Письма в ЖТФ, 1996, т. 22, вып. 17, с. 86—90.
8. Федосеев Л.И., Кузнецов И.И., Куликов Ю.Ю. и др. Экспериментальное исследование радиотепловых контрастов объектов в миллиметровом диапазоне длин волн. — В сб.: IV Всерос. конф. «Радиолокация и радиосвязь». ИРЭ РАН, 29 ноября — 3 декабря 2010 г., с. 301—314.
9. Легасов В. Мой долг рассказать об этом. — Энергия, 1996, № 9, с. 41—49.

10. **Боровой А.А., Велихов Е.П.** К 25-летию аварии на Чернобыльской АЭС. Работы Курчатовского института по ликвидации последствий аварии. М., НИЦ «Курчатовский институт», 2011. 132 с.
11. **Боровой А.А., Велихов Е.П.** Опыт Чернобыля. Ч. 1. М., НИЦ «Курчатовский институт», 2012. 168 с.
12. **Боровой А.А., Велихов Е.П.** Опыт Чернобыля. Ч. 2. М., НИЦ «Курчатовский институт», 2013. 162 с.
13. **Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.** Модернизированный пакет программ BRIGHT для расчета параметров воздушной плазмы, образованной источником ионизирующих излучений: Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН № 15, 2004. 30 с.

Поступила в Редакцию 9.10.14

УДК 574:539.1.04+621.039.7

ПОТЕНЦИАЛ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КАРБОКСИЛЬНЫХ ИОНИТОВ ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ РАБОТЫ СИСТЕМ СПЕЦВОДООЧИСТКИ НА АЭС С ВВЭР

Чугунов А.С., Нечаев А.Ф. (Санкт-Петербургский технологический ин-т, г. Санкт-Петербург)

Для получения высокочистой технической воды в системах спецводоочистки и блочных обессоливающих установках АЭС с ВВЭР используются сильнокислотные сульфокатиониты и высокоосновные аниониты. Эти материалы обеспечивают поддержание нормативных показателей фильтрата. Однако регенерация ионитов, обладающих относительно невысокой обменной емкостью, приводит к образованию больших объемов вторичных радиоактивных отходов, состав которых преимущественно представлен нерадиоактивными и зачастую не представляющими сколь-либо значимой экологической опасности солями. Так, в кубовых остатках выпарных аппаратов Калининской и Южно-Украинской АЭС массовое соотношение составляет, г/г: $K/^{137}Cs \sim 10^7$, $K/^{60}Co \sim 10^8$, $Li/^{137}Cs \sim 10^6$, $Li/^{60}Co \sim 5 \cdot 10^6$ г/г [1].

Выделение балластных солей лития, калия и моноэтаноламина до поступления очищаемых растворов на основной блок фильтрации позволит повысить эффективную емкость штатных ионитов и за счет этого сократить объем вто-

ричных радиоактивных отходов. Для предварительного извлечения из щелочных потоков корректирующих добавок могут быть использованы карбоксильные катиониты, которые обладают существенно более высокой обменной емкостью, чем универсальные ионообменные смолы, и которые можно регенерировать без избытка кислоты.

Свойства карбоксильных ионитов зависят от принятой производителем технологии синтеза материалов. Кроме того, с практической точки зрения важна динамическая, а не полная обменная емкость, которая может изменяться в широких пределах в зависимости от природы очищаемых растворов и внешних факторов.

В настоящей работе исследованы свойства шести типов катионитов, отличающихся составом, структурой матрицы и выпускаемых разными производителями: зарубежными фирмами Purolite, Mitsubishi Chemical и отечественными Гранион и Токем (табл. 1).

Сорбция катионов из щелочных растворов карбоксильными ионитами в H^+ -форме сопро-

Т а б л и ц а 1. Характеристики карбоксильных катионитов, заявленные производителями

Показатель	C-115	C-104	C-106	Relite CND	CWP-1	Токем-200
Матрица	Полиметакрилат	Полиакрилат				
Структура матрицы	Пористая	Пористая	Макропористая			
Размер гранул, мм	0,3—0,8	0,3—0,8	0,3—0,8	0,35—1,18	0,315—1,25	0,5—1,3
Полная обменная емкость, экв./м ³	3500	4500	2700	≥4400	≥4300	≥4300
Рабочая температура, °С				≤120	≤100	≤120
Насыпная плотность H^+ -формы, кг/м ³				~800	740 800	~800