

в методе обратных функций приходится решать квадратное уравнение, что связано с медленной операцией извлечения корня;

эффективность метода отбора составляет

$$\frac{1}{2} + \frac{f(\alpha, \alpha)}{2f(\alpha_0, \alpha)} < 1, \quad (4)$$

а эффективность предлагаемого метода равна 1 при таких же вычислительных затратах, как и в методе отбора.

Результаты сравнения. Выводы. Отметим сразу, что псевдослучайные числа, равномерно распределенные в интервале (0, 1), определяли на ЭВМ БЭСМ-6 по подпрограмме RND [8] и на ЕС-1030 по подпрограмме RANDU [9]. Все данные получены для числа реализаций 50 000, критерия согласия χ^2 с $k = 10$ степенями свободы. При больших значениях k результаты качественно не изменяются.

Как уже отмечалось, для $\alpha = 0,05 - 20,0$ было проведено подробное сравнение методов моделирования закона (1). В таблице (расчет на ЭВМ БЭСМ-6) приведены только значения трудоемкости алгоритмов $t\chi^2$.

Из данных таблицы видно, что приемлемыми следует признать методы A_2, A_4, B_4 и П. Наиболее эффективным оказывается предлагаемый нами метод П (время моделирования одного значения α' в среднем в два раза меньше, чем при использовании метода A_2 , который в свою очередь превосходит методы A_4 и B_4). Алгоритмы моделирования A_1 и B_1 , использующие формулу Карлсона, следует признать непригодными (значения χ^2 изменяются от 131 до 7000, а значение χ^2 , соответствующее 5 % доверительному уровню, равно 18,3). Относительное различие эмпирической и теоретической функций распределения также велико (например, при $\alpha = 20$ для метода $A_1 - 27\%$,

для метода $B_1 - 24\%$), хотя средние значения энергии после рассеяния получаются относительно удовлетворительными. Аналогичная картина наблюдается и при реализации этих методов на ЭВМ ЕС-1030.

Следовательно, широко используемые формулы, основанные на методе Карлсона, применять нецелесообразно: смоделированное распределение совершенно не согласуется с истинным, а выигрыш во времени весьма мал (например, 50 000 реализаций метода A_1 на БЭСМ-6 занимает ~ 8 с, а метод П при любых $\alpha -$ менее 35 с).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carlson B. The Monte-Carlo Method Applied to a Problem in Gamma-Ray Diffusion. AECU-2857, 1953.
2. Leimdorfer M.— Nucleonik, 1964, v. 6, N 1, p. 14.
3. Kahn H. Applications of Monte Carlo. AECU-3259, The Rand Corp., 1954.
4. Дядькин И. Г.— Журн. вычислительной математики и математической физики, 1966, т. 6, № 2, с. 384.
5. Horowitz Y., Dubi A., Mordechai S.— Nucl. Sci. Engng, 1976, v. 60, № 4, p. 461.
6. Koblinger L.— Nucl. Sci. Engng, 1975, v. 56, N 2, p. 218.
7. Cavanaugh G., Chilton A.— Ibid., 1974, v. 53, p. 256.
8. Франк-Каменецкий А. Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло. М., Атомиздат, 1978.
9. Сборник научных программ на ФОРТРАНе. Вып. 1. М., Статистика, 1974, с. 135.

Поступило в Редакцию 05.11.79

УДК 621:3.035.43:537.341.1:546.16

Электропроводность расплавов трехкомпонентной и четырехкомпонентной систем, содержащих фториды урана, тория, бериллия и лития

ДЕСЯТНИК В. Н., КОВЕРДА А. П., КУРБАТОВ Н. Н., БЫСТРОВ В. В.

Исследования удельной электропроводности расплавов трех- и четырехкомпонентных солевых смесей, содержащих фториды урана, тория, бериллия и лития, проводили применительно к разработке топлива для жидкосолевого уран-ториевого реактора-размножителя на тепловых нейтронах [1—3].

Фторид лития марки Х. ч. сушили сначала в сушильном шкафу, затем в вакууме с постепенным нагревом до плавления, после чего кристаллизовали в атмосфере очищенного аргона. Безводный фторид бериллия марки ч. после сушки на воздухе и прокаливания в вакууме подвергали вакуумной дистилляции при 1150—1200 °С. Тетрафторид урана получали растворением технической UO_2 в концентрированной HNO_3 с последующим восстановлением до U^{4+} двуххлористым оловом и осаждением концентрированной HF . Образовавшийся осадок UF_4 промывали и затем обрабатывали аналогично фториду лития. Тетрафторид тория получали по такой же схеме из $ThCl_4$ растворением в воде и осаждением HF . Все операции с солями проводили в молибденовых тиглях.

Определенные методом дифференциально-термического анализа температуры плавления полученных солей удовлетворительно согласуются с принятыми [4].

Удельную электропроводность измеряли в атмосфере аргона, предварительно очищенного от следов воды, кислорода и азота, относительным капиллярным методом на частоте 50 кГц при помощи моста переменного тока

P-568. Напряжение на молибденовых электродах диаметром 1 мм не превышало 30 мВ. Капилляром служила толстостенная трубка из BeO с внутренним диаметром 1,5 мм. Термопару Pt — PtRh в никелевом чехле вводили внутрь помещенной в печь сопротивления измерительной реторты из нержавеющей стали. Холодную часть реторты отделяли от зоны нагрева системой никелевых экранов. Постоянную капилляра определяли путем измерений известной [5] электропроводности расплава KCl при 960—1200 К. Максимальная расчетная погрешность измерения удельной электропроводности составляла 4%.

Удельная электропроводность трехкомпонентной системы фторидов лития, тория и бериллия была измерена для четырех — шести составов в каждом из пяти политермических сечений (рис. 1). Кроме того, были исследованы четыре состава бинарной системы $ThF_4 - BeF_2$ (рис. 2).

В табл. 1 приведены полученные методом наименьших квадратов коэффициенты уравнения температурной зависимости удельной электропроводности: $\ln \kappa = A - B/T$ ($\kappa -$ удельная электропроводность, $Om^{-1} \cdot cm^{-1}$, всех исследованных солевых смесей систем $ThF_4 - BeF_2$ и $LiF - ThF_4 - BeF_2$).

Для построения диаграммы (рис. 3) с линиями равной электропроводности расплавов $LiF - ThF_4 - BeF_2$ при 1170 К использовали данные для систем $LiF - BeF_2$ и $LiF - ThF_4$ [6, 7]. Согласно рис. 3, возрастание кон-

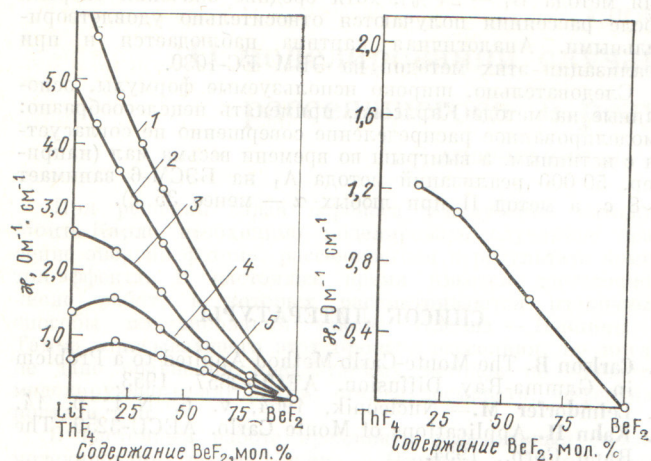


Рис. 1. Изотермы удельной электропроводности сечений системы LiF — ThF₄ — BeF₂ при 1170 К: 1 — LiF : ThF₄ = 9 : 1; 2 — LiF : ThF₄ = 4 : 1; 3 — LiF : ThF₄ = 3 : 2; 4 — LiF : ThF₄ = 2 : 3; 5 — LiF : ThF₄ = 1 : 4.
Рис. 2. Изотермы удельной электропроводности расплавов системы ThF₄ — BeF₂ при 1270 К

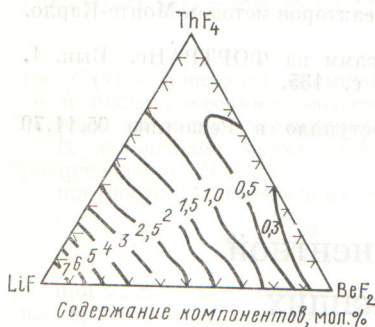


Рис. 3. Линии равной электропроводности (σ , $\text{Ohm}^{-1} \times \text{cm}^{-1}$) расплавленной системы LiF — ThF₄ — BeF₂ при 1170 К

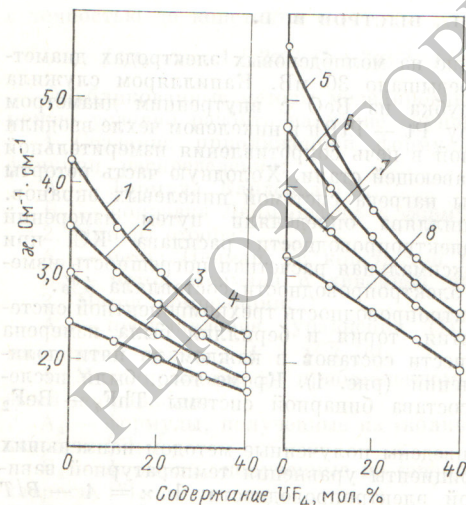


Рис. 4. Изотермы удельной электропроводности расплавленных смесей системы (LiF, ThF₄, BeF₂) — UF₄ при 1170 К: 1 — (72% LiF, 18% ThF₄, 10% BeF₂) — UF₄; 2 — (64% LiF, 16% ThF₄, 20% BeF₂) — UF₄; 3 — (56% LiF, 14% ThF₄, 30% BeF₂) — UF₄; 4 — (48% LiF, 12% ThF₄, 40% BeF₂) — UF₄; 5 — (81% LiF, 9% ThF₄, 10% BeF₂) — UF₄; 6 — (72% LiF, 8% ThF₄, 10% BeF₂) — UF₄; 7 — (63% LiF, 7% ThF₄, 30% BeF₂) — UF₄; 8 — (54% LiF, 6% ThF₄, 40% BeF₂) — UF₄

Таблица 1
Коэффициенты уравнения температурной зависимости удельной электропроводности расплавов систем ThF₄ — BeF₂ и LiF — ThF₄ — BeF₂

Содержание компонентов, мол. %			Коэффициенты уравнения		Стандартное отклонение S	Температурный интервал, К
LiF	ThF ₄	BeF ₂	A	B · 10 ⁻³		
—	85	15	9,508	11,662	0,025	1130—1290
—	70	30	8,289	10,397	0,032	1130—1290
—	55	45	7,538	9,755	0,032	1140—1290
—	40	60	6,507	8,296	0,007	1170—1290
81	9	10	2,679	1,109	0,012	920—1270
72	8	20	2,653	1,294	0,009	940—1270
63	7	30	2,740	1,605	0,014	940—1270
54	6	40	2,886	1,998	0,011	950—1270
72	18	10	3,128	1,949	0,024	1020—1190
64	16	20	3,229	2,306	0,010	970—1190
56	14	30	3,377	2,641	0,022	920—1170
48	12	40	3,446	3,008	0,010	920—1170
40	10	50	3,562	3,391	0,010	920—1170
32	8	60	4,401	4,771	0,008	920—1170
48	32	20	3,652	3,261	0,008	1070—1170
36	24	40	4,673	4,328	0,009	1020—1170
24	16	60	5,166	6,281	0,008	920—1170
12	8	80	6,494	9,140	0,002	970—1170
32	48	20	6,979	7,535	0,057	920—1190
24	36	40	6,831	7,819	0,038	920—1190
16	24	60	6,675	8,832	0,008	920—1190
8	12	80	6,732	9,546	0,009	920—1190
16	64	20	12,466	14,724	0,026	1100—1190
12	48	40	9,396	11,339	0,035	1020—1190
8	32	60	5,619	7,486	0,016	960—1190
4	16	80	7,433	10,661	0,001	960—1190

Таблица 2
Коэффициенты уравнения температурной зависимости удельной электропроводности расплавов системы LiF — ThF₄ — BeF₂ — UF₄

Содержание компонентов, мол. %				Коэффициенты уравнения		Стандартное отклонение S
LiF	ThF ₄	BeF ₂	UF ₄	A	B · 10 ⁻³	
64,8	16,2	9,0	10,0	2,900	1,919	0,012
57,6	14,4	8,0	20,0	2,974	2,202	0,009
50,4	12,6	7,0	30,0	3,005	2,412	0,022
43,2	10,8	6,0	40,0	3,050	3,594	0,017
57,6	14,4	18,0	10,0	2,641	1,819	0,008
51,2	12,8	16,0	20,0	2,777	2,129	0,007
44,8	11,2	14,0	30,0	3,356	2,962	0,015
38,4	9,6	12,0	40,0	3,791	3,579	0,018
50,4	12,6	27,0	10,0	2,850	2,179	0,038
44,8	11,2	24,0	20,0	3,645	3,262	0,008
39,2	9,8	21,0	30,0	3,724	3,523	0,019
33,6	8,4	18,0	40,0	3,952	3,883	0,054
43,2	10,8	36,0	10,0	2,906	2,174	0,013
38,4	9,6	32,0	20,0	3,463	2,938	0,035
33,6	8,4	28,0	30,0	4,149	4,135	0,086
28,8	7,2	24,0	40,0	4,134	4,202	0,009
72,9	8,1	9,0	10,0	2,895	1,614	0,022
64,8	7,2	8,0	20,0	2,723	1,664	0,018
56,7	6,3	7,0	30,0	3,013	2,154	0,031
48,6	5,4	6,0	40,0	3,173	2,458	0,024
64,8	7,2	18,0	10,0	2,960	1,816	0,044
57,6	6,4	16,0	20,0	2,911	1,950	0,061
50,4	5,6	14,0	30,0	2,864	2,097	0,056
43,2	4,8	12,0	40,0	3,036	2,429	0,021
56,7	6,3	27,0	10,0	2,705	1,696	0,012
50,4	5,6	24,0	20,0	2,786	1,899	0,031
44,1	4,9	21,0	30,0	2,823	2,162	0,017
37,8	4,2	18,0	40,0	3,325	2,905	0,009
48,6	5,4	36,0	10,0	2,612	1,654	0,071
43,2	4,8	32,0	20,0	2,629	1,796	0,069
37,8	4,2	28,0	30,0	2,649	2,113	0,080
32,4	3,6	24,0	40,0	3,066	2,812	0,057

центрации LiF в расплаве приводит к монотонному увеличению электропроводности.

Изучение четырехкомпонентной системы $\text{LiF} - \text{ThF}_4 - \text{BeF}_2 - \text{UF}_4$ ограничилось измерением при 900—1200 К электропроводности 32 наиболее легкоплавких составов в области 0—20 мол. % для ThF_4 , 0—40 мол. % для BeF_2 и 0—40 мол. % для UF_4 . В табл. 2 приведены коэффициенты уравнения температурной зависимости удельной электропроводности изученных расплавов системы $\text{LiF} - \text{ThF}_4 - \text{BeF}_2 - \text{UF}_4$. Согласно рис. 4, добавление UF_4 (до 40 мол. %) снижает электропроводность трехкомпонентного расплава.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блинкин В. Л., Новиков В. М. Жидкосольевые ядерные реакторы. М., Атомиздат, 1978, с. 111.

2. Rosental M., Kasten P., Briggs R.— Nucl. Appl. Technol., 1970, v. 8, p. 107.
 3. Новиков В. М., Блинкин В. Л.— Атомная энергия, 1979, т. 47, вып. 4, с. 264.
 4. Справочник по расплавленным солям. Т. 1. Пер. с англ. Под ред. А. Г. Морачевского. Л., Химия, 1971, с. 168.
 5. Van Artsdalen E., Yaffe I. — J. Phys. Chem., 1956, v. 60, № 8, p. 1125.
 6. Десятник В. Н. и др.— Журн. прикл. химии, 1979, т. 52, № 2, с. 316.
 7. Десятник В. Н. и др.— Атомная энергия, 1980, т. 49, вып. 2, с. 129.

Поступило в Редакцию 24.03.80

УДК 539.125.52+621.039.51.12

Точные решения уравнения переноса в приближении «прямо — вперед»

ЖЕМЧУГОВ В. П.

Некоторые задачи, связанные с расчетом прохождения излучения через вещество, приводят к записи и решению уравнения переноса в приближении «прямо — вперед» [1]. Это не только задачи, связанные с пространственным распределением стационарных потоков, но и обусловленные спектрально-временным распределением рассеянного импульсного излучения [2]. Их эквивалентность определяется тем, что функции стационарной плотности потока и спектрально-временного распределения (как нейтронного, так и рентгеновского) удовлетворяют одним и тем же уравнениям переноса при условии соответствующих переобозначений входящих в уравнение величин.

Как известно, к линейному уравнению переноса может быть применен метод функции Грина, которая в приближении «прямо — вперед» удовлетворяет уравнению

$$\begin{cases} \partial \Gamma / \partial x + s(\alpha) \Gamma(x, \alpha) = \int_{\alpha_0}^{\alpha} A(\alpha' \rightarrow \alpha) \Gamma(x, \alpha') d\alpha' + \\ + \delta(x) \delta(\alpha - \alpha_0); \\ \Gamma(0, \alpha) = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где $s(\alpha)$ — полное макроскопическое сечение взаимодействия излучения с веществом; $A(\alpha' \rightarrow \alpha)$ — дифференциальное по энергии макроскопическое сечение взаимодействия (индикатриса рассеяния); α — переменная, связанная с энергией излучения.

Выделим в уравнении (1) сингулярную часть

$$\Gamma(x, \alpha) = \Gamma_0(x, \alpha) + \Gamma_p(x, \alpha),$$

где $\Gamma_0(x, \alpha) = \exp(-s_0 x) \delta(\alpha - \alpha_0)$ — нерассеянная часть излучения; $s_0 = s(\alpha_0)$; а $\Gamma_p(x, \alpha)$ удовлетворяет уравнению (1) с источником $q = \exp(-s_0 x) A(\alpha_0 \rightarrow \alpha)$. Найдем функцию Γ_p для различных зависимостей $A(\alpha' \rightarrow \alpha)$ и $s(\alpha)$ методом преобразования Лапласа по пространствен-

ной переменной $G(p, \alpha) \doteq \Gamma_p(x, \alpha)$:

$$(p+s)G(p, \alpha) = \int_{\alpha_0}^{\alpha} A(\alpha' \rightarrow \alpha) G(p, \alpha') d\alpha' + A(\alpha_0 \rightarrow \alpha)/(p+s_0). \quad (2)$$

1. $A(\alpha' \rightarrow \alpha) = a(\alpha) b(\alpha')$.

Разделив обе части уравнения (2) на $a(\alpha)$ и продифференцировав по α , получим уравнение

$$\begin{aligned} \partial G / \partial \alpha - \{ [a(\alpha) b(\alpha) / p + s(\alpha)] - [a(\alpha) / p + s(\alpha)] \} \times \\ \times (\partial / \partial \alpha) [p + s(\alpha) / a(\alpha)] G(p, \alpha) = 0; \\ G(p, \alpha_0) = a(\alpha_0) b(\alpha_0) / (p + s_0)^2, \end{aligned} \quad (3)$$

имеющее решение

$$G(p, \alpha) = a(\alpha) b(\alpha_0) / (p + s)(p + s_0) \exp\{R(p, \alpha)\}. \quad (4)$$

Поиск оригинала изображения (4) существенно зависит от вычисления интеграла в показателе экспоненты

$$R(p, \alpha) = \int_{\alpha_0}^{\alpha} [a(\alpha') b(\alpha') / p + s(\alpha')] d\alpha', \quad (5)$$

т. е. от конкретных зависимостей $a(\alpha)$, $b(\alpha)$, $s(\alpha)$. В простейшем случае, если

1-1. $s(\alpha) = \text{const} = s_0$, то $R(p, \alpha) = B(\alpha) / (p + s_0)$, где

$$B(\alpha) = \int_{\alpha_0}^{\alpha} a(\alpha') b(\alpha') d\alpha'.$$

Тогда $G(p, \alpha) = a(\alpha) b(\alpha_0) / (p + s_0)^2 \exp\{B(\alpha) / (p + s_0)\}$ — трансформанта модифицированной функции Бесселя

$$\Gamma_p(x, \alpha) = a(\alpha) b(\alpha_0) \exp(-s_0 x) [x/B(\alpha)]^{1/2} I_1(2\sqrt{x B(\alpha)}), \quad (6)$$

что совпадает с решением, приведенным в работе [3].