

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БИНАРНЫХ СПЛАВОВ ОЛОВА,  
СВИНЦА И ВИСМУТА

© 2004 г. К. Б. Панфилович, В. В. Сагадеев, И. Л. Голубева

Казанский государственный технологический университет

Поступила в редакцию 04.12.2003г.

Абсолютным радиационным методом измерены нормальные интегральные степени черноты жидких сплавов висмут–свинец, висмут–олово и олово–свинец при различных температурах и концентрациях металлов. Погрешность измерений составила от  $\pm 5\%$  до  $\pm 8\%$ . Данные получены впервые.

## ВВЕДЕНИЕ

В литературе имеются многочисленные данные по радиационным характеристикам металлов и сплавов в твердой фазе [1]. Тепловое излучение жидких сплавов металлов практически не исследовано. Известно несколько опубликованных работ, где приводятся измерения степеней черноты для сплавов никель–алюминий, железо–алюминий, кремния с железом, кобальтом и никелем [2–4].

Методы теоретических расчетов радиационных свойств жидких сплавов не разработаны. Не изучено влияние на тепловое излучение температуры, состава, структуры и строения сплавов, эффектов послеплавления.

В этой работе представлены результаты измерений нормальных интегральных степеней черноты бинарных сплавов висмут–свинец, висмут–олово и олово–свинец.

**Техника эксперимента.** Измерение теплового излучения сплавов проведено абсолютным радиационным методом. Основными элементами экспериментальной установки являлись радиометр, резистивный нагреватель с исследуемым веществом и модель черного тела (рис. 1), помещенные в вакуумную камеру размерами  $250 \times 450 \times 350$  мм, изготовленную из нержавеющей стали X18H10T. В боковых стенках камеры имелись три окна диаметром 50 мм, выполненные из термостойкого стекла. Через окна производилась подсветка и осуществлялся визуальный контроль состояния поверхности исследуемого расплава. Радиометр, токовводы, заслонка, вводы проводов радиометра и термопар монтировались на крышке корпуса. Резистивный нагреватель изготовлялся из танталовой (вольфрамовой, молибденовой) ленты. В центре ее в небольшом углублении помещался исследуемый сплав (рис. 2а). Нагреватель крепился на охлаждаемых водой медных токовводах, которые были изолированы от крышки корпуса фторопластовыми кольцами. Резистивный нагре-

ватель питался от сварочного трансформатора током промышленной частоты. Плавное регулирование напряжения, подаваемого на сварочный трансформатор, производилось лабораторным автотрансформатором.

Источником равновесного излучения служила цилиндрическая модель черного тела (рис. 2б), толщина стенки которой равнялась 0,3 мм. Характерные размеры модели: длина – 100 мм, диаметр – 30 мм. Внутри цилиндрической полости было установлено пять диафрагм. Диаметр наружной диафрагмы равен 10 мм. На доньшке модели имелись концентрические канавки глубиной 1 мм с углом при вершине  $55^\circ$ . Степень черноты модели абсолютно черного тела по этим параметрам согласно [5, 6] составляла  $\epsilon_0 = 0.99$ . Модель

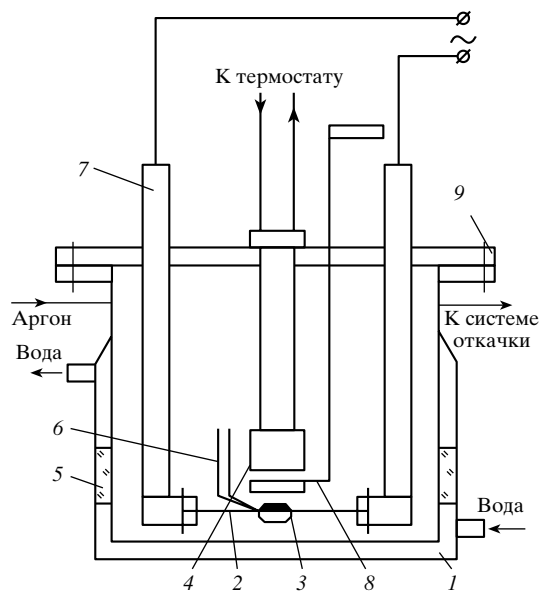
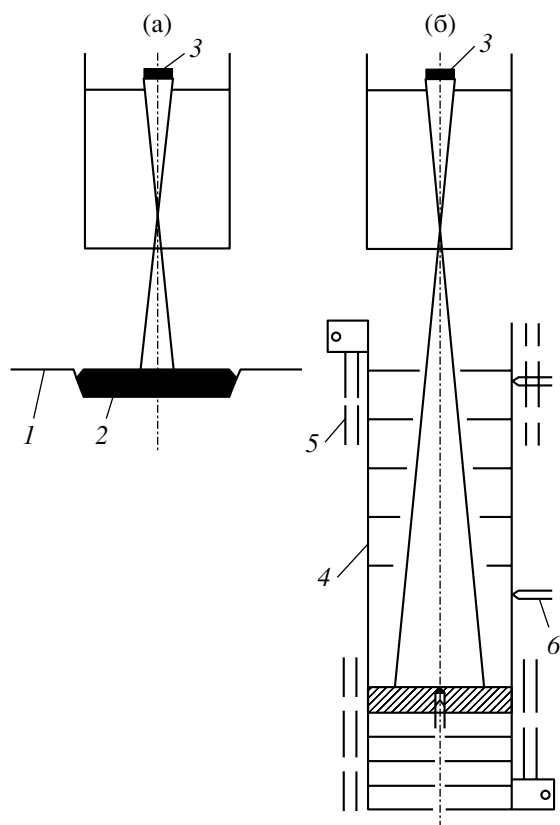


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – корпус, 2 – нагреватель, 3 – исследуемый металл, 4 – радиометр, 5 – окно, 6 – термопара, 7 – охлаждаемые токовводы, 8 – подвижная заслонка, 9 – крышка.



**Рис. 2.** Схема основных (а) и градуировочных (б) измерений: 1 – лента резистивного нагревателя, 2 – расплавленный металл, 3 – термоэлемент радиометра, 4 – модель черного тела, 5 – экраны, 6 – термопара.

при снятом резистивном нагревателе крепилась на тех же тоководах, нагрев ее осуществлялся электрическим током от того же сварочного трансформатора.

Поток инфракрасного излучения от модели черного тела и исследуемого сплава регистрировался радиометром прямого видения без фокусирующей оптики (рис. 2). В качестве чувствительного элемента использовался термостолбик, собранный из десяти хромель-копелевых термопар, соединенных последовательно. Приемная площадка термостолбика была выполнена в виде звездочки и покрыта платиновой чернью. Холодные спаи термостолбика радиометра были прижаты к корпусу и изолированы от него кольцами из слюды. Корпус радиометра и диафрагмы термостатировались водой из ультратермостата U-10. Температура радиометра поддерживалась равной 293 К и контролировалась термометром Бекмана. ЭДС, развиваемая термостолбиком, регистрировалась универсальным цифровым вольтметром В7-21 класса точности 0.05. Размер образца был примерно в полтора раза больше участка металла, с которого излучение попадало в радиометр. Поэтому при разных температурах и не-

больших неточностях настройки радиометр всегда “видел” образец.

Подвижная заслонка, установленная между радиометром и исследуемым расплавом, предназначалась для перекрытия “зрачка” радиометра между измерениями.

Экспериментальная ячейка вакуумировалась высоковакуумным диффузионным и форвакуумным механическим насосами. Возможный обратный поток паров рабочей жидкости из диффузионного насоса отсекался ловушкой. Измерение давления проводилось тепловым и ионизационным преобразователями.

При измерениях ячейка была заполнена аргонном с процентным содержанием не менее 99.99%. Аргон из баллона подавался в фильтры для очистки от возможных механических включений, влаги и масла. Фильтры заполнялись силикагелем или цеолитом с прокладками из фетра. В ходе работы фильтры периодически заменялись. Многократная откачка камеры и прогон инертного газа через нее перед началом плавления образцов способствовали очищению камеры от посторонних примесей. Давление газа в камере контролировалось по деформационному мановакуумметру класса точности 0.1. При градуировке и основных измерениях оно было одинаковым.

Температуры исследуемого сплава и модели черного тела в опытах измерялись термопарами. В зависимости от условий опыта могли использоваться хромель-копелевые (диаметр проводов 0.1 мм), хромель-алюмелевые (диаметр проводов 0.3 мм) или вольфрам-рениевые (диаметр проводов 0.3 мм) термопары. ЭДС, развиваемая термопарами, регистрировалась универсальным цифровым вольтметром В7-21 класса точности 0.05. Термопары закладывались в массу исследуемого сплава вблизи поверхности. Температура черного тела измерялась тремя термопарами. Две из них закреплялись на внешней стенке вдоль образующей цилиндра, третья термопара устанавливалась в пята черного тела. Устранение градиента температур вдоль стенки модели осуществлялось экранированием обоих ее концов. В качестве температуры нагретого тела брались показания термопары, находящейся в пята наведения.

**Методика измерений.** Сплавы необходимого состава готовились из чистых элементов, содержание основного компонента в которых составляло 99.99%. Излучение каждого сплава измерялось после его переплавки в вакууме и прогрева до максимальной температуры опыта. Этим достигалось обезгаживание образцов.

Каждое значение степени черноты рассчитывалось по результатам двух измерений теплообмена излучением между радиометром и моделью черного тела (градуировочный замер), а также исследуемым расплавом при одинаковых темпе-

ратурах расплава и черного тела. Совместное решение уравнений теплообмена для этих измерений дает

$$\varepsilon_n = \varepsilon_0 \psi \frac{\alpha}{\alpha_0}, \text{ где } \psi = \frac{1 - \left(\frac{T_p}{T}\right)^4}{1 - \frac{a_n}{\varepsilon_n} \left(\frac{T_p}{T}\right)^4}.$$

Здесь  $\varepsilon_n$  – нормальная интегральная степень черноты расплава;  $a_n$  – его интегральная поглощательная способность для излучения радиометра;  $T$  – температура расплава и модели черного тела;  $T_p$  – температура радиометра;  $\varepsilon_0$  – степень черноты модели черного тела;  $\alpha$  и  $\alpha_0$  – ЭДС, развиваемая термоприемником радиометра при первом и втором измерениях соответственно.

Формула для расчета интегральной нормальной степени черноты содержит поглощательную способность излучения радиометра при температуре  $T_p$  жидким металлом. При одинаковых температурах радиометра и металла в соответствии с законом Кирхгофа  $\varepsilon_n = a_n$  и  $\psi = 1$ . При температурах выше 1000 К параметр  $\psi$  также стремится к единице, так как резко уменьшается отношение  $(T_p/T)^4$ .

Данные для жидких металлов по поглощению излучения черного тела отсутствуют. Поскольку температурные зависимости теплового излучения жидких и твердых металлов близки, оценку параметра  $\psi$  проведем на примере чистой полированной меди. Ее тепловое излучение нами измерено для твердой (поверхность полирована  $Ra = 0.01$ ) и жидкой фаз. Результаты измерений для твердой меди практически совпадают с рекомендуемыми в справочнике [1]. Поглощательную способность  $a_n$  для полированной меди найдем по приближенной формуле Эккерта [7], согласно которой поглощательная способность излучения черного тела (температура  $T_p$ ) металлом (температура  $T$ ) равна степени черноты металла при температуре  $\sqrt{T_p T}$ . Эти значения  $a_n(T) = \varepsilon_n(\sqrt{T_p T})$  использовались для расчета параметра  $\psi$  (табл. 1).

При температурах выше 500 К множитель  $\psi$  дает вклад в  $\varepsilon_n$  меньше 1%. Более точная оценка параметра  $\psi$  возможна, если будут известны величины  $a_n$ . В расчетах интегральной нормальной степени черноты жидких металлов и сплавов принималось  $\psi = 1$ .

Погрешность измерений  $\varepsilon_n$  составляла от  $\pm 5\%$  до  $\pm 8\%$  в зависимости от температуры опыта.

**Результаты измерений и обсуждение.** Интегральные нормальные степени черноты сплавов (доли атомные) приведены в табл. 2–4.

Характер поведения степеней черноты и электрического сопротивления рассматриваемых в работе сплавов в зависимости от температуры и

**Таблица 1.** Параметр  $\psi(T)$  для меди

$T, K$	$\varepsilon_n$	$a_n$	$\psi$
300	0.0218	0.0218	1
400	0.0233	0.0230	0.9950
500	0.0248	0.0232	0.9904
600	0.0283	0.0234	0.9889
700	0.0322	0.0238	0.9910
800	0.0354	0.0244	0.9938
900	0.0383	0.0256	0.9959
1000	0.0457	0.0263	0.9966

**Таблица 2.** Нормальные интегральные степени черноты сплава Bi–Pb

$T, K$	$\varepsilon_n$	$T, K$	$\varepsilon_n$
0.801Bi		600	0.185
465.5	0.155	634	0.198
462.5	0.157	650	0.203
495.5	0.166	700	0.220
530	0.180	754	0.230
555	0.190	0.395Bi	
590	0.206	440	0.110
634	0.220	462.5	0.120
700	0.243	494.5	0.130
737	0.254	530	0.145
0.595Bi		579	0.160
396.1	0.127	600	0.175
444.8	0.140	634	0.187
488.3	0.152	700	0.210
530	0.163	737	0.220
562	0.180	760	0.225
590	0.190	0.195Bi	
634	0.206	515.6	0.125
700	0.223	550	0.137
746	0.240	579	0.150
0.510Bi		587	0.153
405.2	0.122	600	0.160
450	0.131	634	0.173
500	0.148	650	0.180
530	0.156	700	0.198
570	0.170	737	0.207
		770	0.213

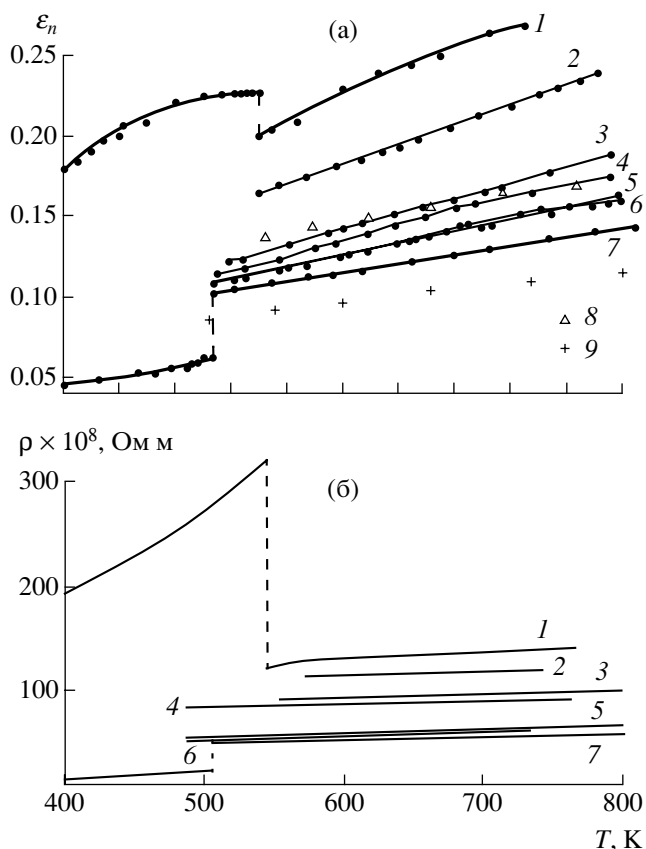
состава качественно одинаков (рис. 3). При плавлении как  $\varepsilon_n$ , так и электросопротивление  $\rho$  висмута уменьшаются, а у свинца и олова растут. Их изменения отражают происходящую при плавлении

**Таблица 3.** Нормальные интегральные степени черноты сплава Bi–Sn

$T, K$	$\epsilon_n$	$T, K$	$\epsilon_n$
0.690Bi		614	0.146
554	0.170	637	0.152
574	0.175	657	0.157
596	0.182	679	0.161
613	0.186	701	0.166
629	0.191	714	0.169
640	0.194	747	0.179
654	0.199	791	0.190
677	0.206	0.268Bi	
697	0.214	510	0.115
719	0.220	530	0.118
741	0.227	554	0.124
754	0.231	580	0.131
769	0.235	594	0.134
782	0.240	617	0.139
0.461Bi		637	0.145
529	0.112	659	0.150
574	0.120	681	0.156
648	0.135	694	0.158
662	0.138	734	0.166
685	0.143	791	0.176
705	0.145	0.123Bi	
727	0.151	506	0.109
749	0.153	540	0.111
762	0.157	560	0.119
777	0.158	574	0.121
790	0.159	597	0.125
799	0.160	617	0.129
0.360Bi		639	0.134
519	0.123	661	0.138
528	0.124	674	0.141
561	0.133	689	0.144
589	0.140	741	0.154
600	0.143	798	0.161

**Таблица 4.** Нормальные интегральные степени черноты сплава Sn–Pb

$T, K$	$\epsilon_n$	$T, K$	$\epsilon_n$
0.690Pb		0.278Pb	
572	0.133	501	0.111
582	0.136	520	0.116
596	0.141	537	0.119
613	0.145	580	0.126
629	0.150	594	0.129
640	0.154	617	0.135
654	0.158	637	0.139
677	0.166	659	0.144
697	0.171	681	0.148
719	0.177	694	0.152
741	0.182	731	0.159
754	0.186	785	0.170
769	0.189	0.255Pb	
773	0.190	456	0.099
0.464Pb		475	0.101
533	0.123	490	0.104
555	0.129	529	0.112
593	0.137	574	0.120
609	0.141	648	0.135
620	0.144	662	0.138
634	0.148	685	0.143
657	0.155	705	0.145
677	0.159	727	0.151
699	0.165	749	0.153
721	0.170	762	0.157
734	0.174	777	0.158
767	0.181	781	0.159
809	0.190	799	0.160
0.368Pb		0.125Pb	
519	0.119	472	0.103
525	0.120	498	0.107
561	0.126	521	0.111
589	0.132	560	0.119
600	0.134	574	0.121
614	0.138	597	0.125
637	0.143	617	0.129
657	0.148	639	0.134
679	0.155	661	0.138
701	0.159	674	0.141
714	0.162	689	0.144
745	0.171	741	0.154
791	0.179	798	0.161

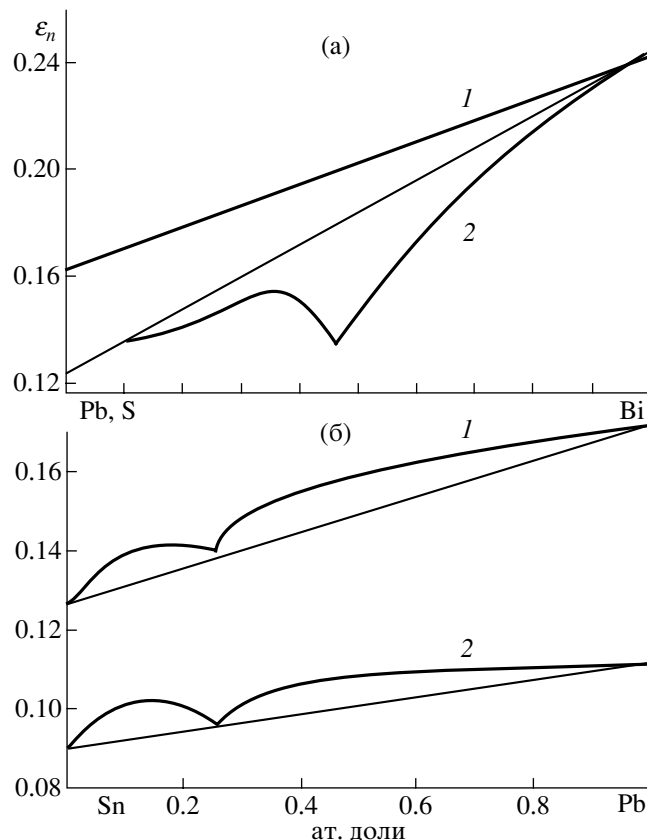


**Рис. 3.** Сплав Bi-Sn. (а) – степень черноты: 1 – Bi, 2 – 0.690Bi, 3 – 0.461Bi, 4 – 0.360Bi, 5 – 0.268Bi, 6 – 0.123Bi, 7 – Sn (доли атомные). Расчет по формуле Ашкинаса-Фута для Bi – 8 и Sn – 9. (б) – электросопротивление [8]: 1 – Bi, 2 – 0.850Bi, 3 – 0.695Bi, 4 – 0.460Bi, 5 – 0.120Bi, 6 – 0.060Bi, 7 – Sn (доли атомные).

нии перестройку структуры. Степени черноты элементов, плавящихся по типу металл–металл, увеличиваются (Sn, Pb). Висмут в твердой фазе является полуметаллом, в жидкой – металлом. При его плавлении происходит существенная перестройка структуры. Разрушаются ковалентные связи, растет число свободных электронов, значительно меняется координационное число.

**Таблица 5.** Экспериментальные и рассчитанные по [14] степени черноты жидких металлов при температуре плавления

металл	$T_{пл}, K$	$\epsilon_n^{эксп}$	$\epsilon_n^{расчет}$ по [14]	$\epsilon_n^{эксп} / \epsilon_n^{расчет}$
магний	923	0.094	0.026	3.62
медь	1357	0.130	0.058	2.24
цинк	693	0.107	0.190	0.56
кадмий	594	0.095	0.090	1.06
алюминий	932	0.070	0.080	0.87
индий	429	0.082	0.050	1.64



**Рис. 4.** Степени черноты сплавов. (а): Bi-Pb – 1 и Bi-Sn – 2 при  $T = 650 K$ . (б) – экспериментальные 1 и рассчитанные по формуле Ашкинаса-Фута 2 для сплава Sn-Pb при  $T = 673 K$ .

Наличие эвтектики для исследуемых бинарных сплавов Pb, Sn, Bi неоднозначно влияет на тепловое излучение. Изотермы степеней черноты сплавов олово–висмут и олово–свинец вблизи концентраций, соответствующих эвтектике, имеют минимумы (рис. 4). Однако отклонение от аддитивной прямой для этих сплавов различно: у сплава олово–висмут степени черноты ниже аддитивной величины, тогда как у сплава олово–свинец – выше. Аналогично ведут себя изотермы электрического сопротивления [8, 9] и вязкости [10] этих сплавов.

Эвтектика на тепловом излучении сплава свинец–висмут не отражается. Изотерма степени черноты имеет плавный характер и близка к аддитивной (рис. 4). Подобным же образом изменяются в зависимости от состава электрическое сопротивление [11] и поверхностное натяжение [12].

Электромагнитная теория, разработанная для расчета теплового излучения полированных металлов, воспроизводит опытные данные по нормальным интегральным степеням черноты при умеренных температурах до 600–800 K [13]. Авторы работы [14] усовершенствовали электро-

магнитную теорию путем учета времени релаксации. Ими для  $\epsilon_n$  получена формула

$$\epsilon_n = 5.76(\rho T)^{1/2} - 17.9\rho T + 58.6(\rho T)^{3/2} - \\ - 2\pi c\tau(870\rho^{1/2}T^{3/2} - 5900\rho T^2 + 3250\rho^{3/2}T^{5/2})$$

Здесь  $\tau = m/\rho Ne^2$  – параметр релаксации, где  $m$  и  $e$  – масса и заряд электрона;  $N$  – число свободных электронов в единице объема (рекомендуется находить по валентности элементов);  $\rho$  – электрическое сопротивление;  $c$  – скорость света.

Авторы [14] отмечают, что их уравнение применимо для жидких металлов, кинетические характеристики электронов которых хорошо соответствуют модели свободных электронов. Проверка результатов расчетов не была проведена, как отмечают авторы [14], из-за отсутствия опытных данных по тепловому излучению жидких металлов. Авторы работы [14] приводят рассчитанную ими величину нормальной интегральной степени черноты для ряда жидких металлов при температуре плавления. Рассчитанные степени черноты более чем значительно отличаются от результатов наших измерений (табл. 5) для чистых металлов. Расчеты  $\epsilon_n$  по электромагнитной теории (формула Ашкинаса–Фута) также плохо воспроизводят опытные данные для чистых металлов (рис. 3).

Рассмотрена возможность применения электромагнитной теории к жидким сплавам. По опытным данным для электрического сопротивления по формуле Ашкинаса–Фута определены степени черноты сплавов Sn–Bi, Sn–Pb и Pb–Bi. На рис. 4 воспроизведена одна из найденных изотерм для сплава Sn–Pb (электрическое сопротивление принято по работе [9]). Рассчитанные величины оказались заниженными на 25–60%, хотя характер их изменения в зависимости от состава соответствует поведению экспериментальных степеней черноты. Методика расчета [14] не воспроизводит степени черноты чистых металлов. Поэтому она не применялась для оценки теплового излучения сплавов. Кроме того, авторы работы [14] не приводят рекомендаций для оценки параметра релаксации  $\tau$  в зависимости от состава сплава.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты измерений теплового излучения сплавов висмут–свинец, висмут–олово и олово–свинец. Проанализирована зависимость изотерм нормальных интегральных степеней черноты этих сплавов от состава. Изотермы степеней черноты сплавов Bi–Sn и Sn–Pb отклоняются от аддитивной закономерности и имеют минимум в точке эвтектики. Для сплава Bi–Pb изотерма степеней черноты является практически аддитивной.

Рассмотрена возможность применения электромагнитной теории к расчету излучения жидких сплавов металлов. Оценки показали, что эта теория только качественно воспроизводит изменение степеней черноты жидких сплавов металлов. Количественное совпадение отсутствует. Все рассчитанные величины занижены на 50 и более процентов по сравнению с нашими экспериментальными данными.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Излучательные свойства твердых материалов: Спр. / Под ред. Шейндлина А.Е. М.: Энергия, 1974. 472 с.
2. Шварев К.М., Байтураев С.Х., Баум Б.А. Интегральная излучательная способность сплавов системы Ni–Al в твердом и жидком состояниях // ИФЖ. 1983. Т. 44. № 2. С. 322.
3. Шварев К.М., Байтураев С.Х., Баум Б.А. Интегральная излучательная способность сплавов системы железо–алюминий при высоких температурах // ИФЖ. 1984. Т. 46. № 2. С. 823.
4. Шварев К.М., Баум Б.А., Гельд П.В. Интегральная излучательная способность сплавов кремния с железом, кобальтом и никелем в области температур от 900 до 1750°C // ТВТ. 1973. Т. 11. № 1. С. 78.
5. Бураковский Т., Газинский Е., Саля А. Инфракрасные излучатели. Л.: Энергия, 1978. 408 с.
6. Брамсон М.А. Инфракрасное излучение нагретых тел. М.: Наука, 1964. 223 с.
7. Блох А.Г. Основы теплообмена излучением. М.: Госэнергоиздат, 1962. 332 с.
8. Кржижановский Р.Е., Сидорова Н.П., Богданова И.А. Экспериментальное исследование электросопротивления некоторых расплавленных бинарных сплавов висмут–олово и теплопроводности висмута, олова и эвтектики висмут–олово // ИФЖ. 1974. Т. 26. № 1. С. 46.
9. Попель П.С., Демина Е.Л., Архангельский Е.Л. и др. Плотность и удельное электросопротивление расплавов Sn–Pb в гомогенном и микрорасслоенном состояниях // Металлы. 1987. № 3. С. 52.
10. Вилсон Д.Р. Структура жидких металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1972. 247 с.
11. Кржижановский Р.Е., Сидорова Н.П., Богданова И.А. Экспериментальное исследование теплопроводности и электросопротивления некоторых бинарных сплавов системы Pb–Bi в жидком состоянии // ИФЖ. 1975. Т. 29. № 2. С. 322.
12. Чочаева А.М. Поверхностное натяжение сплавов металлических систем с участием свинца, лития и алюминия: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Нальчик: Кабардино–Балкарский государственный университет, 2003. 24 с.
13. Siegel R., Howell J.R. Thermal Radiation Heat Transfer. N.Y.: McGraw-Hill Book Company, 1972. 934 p.
14. Шварев К.М., Баум Б.А. К оценке излучательных характеристик металлов в рамках классической электронной теории // Изв. вузов. Сер. Физика. 1978. № 1. С. 7.