висмута. Фергана: «Фарғона». Часть II, 2006, 116 с.
3. Маматкаримов О.О., Зайнабидинов С.З., Абдураимов А., Хамидов Р.Х., Туйчиев У.А. // ФТП, 2000. 34 (1). С. 67.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ СОСТАВА МАТЕРИАЛА ГРАНИЧНОГО РАСТВОРА В СВАРОЧНОЙ ВАННЕ ПРИ ЛУЧЕВОЙ СВАРКЕ

Дудко О.А., Сулейманов С.Х., Саидов Р.М., Ашрабов Р.А.
Институт материаловедения НПО «Физика-Солнце»

Непосредственной целью исследования в настоящей работе было выявление и изучение эффектов пространственного перераспределения состава сплава в сварочной ванне при работе с граничными растворами на базе доминирующего компонента. Интуитивно мы полагали, что наиболее чёткое проявление этих эффектов должно наблюдаться при режимах далёких от использующихся в хорошо изученных промышленных процессах переработки сплавов.

В качестве объекта исследования мы использовали алюминиевый сплав Д16 с его граничным раствором на базе алюминия при сопутствующих в малых концентрациях меди, магния и марганца. В качестве образцов были выбраны толстые листы сплава Д16 толщиной 10 мм, что позволило при микроанализе поперечных шлифов получать бóльший объём информации о пространственном разделении, структуре материала и его микротвёрдости в поперечном сечении ванны расплава. Отличительная особенность проведённого экспериментального исследования – очень медленное перемещение ванны расплава. Обычные скорости кристаллизации из расплава в промышленных установках:

1. выращивание монокристаллов вытягиванием из расплава по методу Чохральского – от 0,001 до 0,003 мм/с.
2. скорости движения зоны расплава при зонной очистке – от 0,007 до 0,03 мм/с.
3. скорости движения ванны расплава при сварке плавлением алюминиевых сплавов – от 2,5 до 6,5 мм / сек.

Для обнаружения особенностей лучевой сварки на предельно низких скоростях сварочного процесса мы выдерживали скорость перемещения образца относительно неподвижного фокального пятна – 0,2 мм / сек , которая на порядок выше скорости при зонной плавке и на порядок ниже скоростей сварки в промышленных условиях.

Результаты микроскопического анализа: на дне сварочной ванны обнаружен мощный монолитный слой (толщиной до 1,5 – 2 мм) с дендритным прорастанием в сторону общей ванны расплава, наблюдаются разворот осей дендритов от вертикально ориентированного направления к горизонтальному направлению вслед за перемещением ванны расплава и последующие ветвление и дробление дендритов. Слои, расположенные ниже монолитного слоя, сформировались при застывании в условиях герметичной изоляции их жидкой фазы от общей ванны расплава. Характер расположения слабых следов вторичной кристаллизации на шлифах монолитного слоя свидетельствует о формировании этого слоя за счёт поперечного разрастания первичных столбчатых дендритов, сопровождавшегося быстрым вытеснением остатков жидкой фазы между ними.

Результаты исследования коррозионной стойкости: монолитный слой практически не поддаётся коррозии в кислой среде (смесь азотной, соляной, плавиковой, перхлоратной и ортофосфорной кислот), сохраняя зеркальный блеск предварительной полировки – в отражённом свете полностью отсутствует диффузная составляющая.

Результаты измерения распределения микротвёрдости в поперечных шлифах сварочного шва: по характеру резкого изменения поведения микротвёрдости сварочного шва с глубиной шов можно разделить на три зоны и две переходные области между ними. Средняя зона идентифицируется с монолитным слоем. Микротвёрдость нижней границы минимальная и составила $24{,}01 \cdot 10^7$ Па, на верхней границе монолитного слоя – $26{,}17 \cdot 10^7$ Па при линейной зависимости по толщине. Среднеквадратичное отклонение от прямой для всех измерений в пределах монолитного слоя составило – $0{,}078 \cdot 10^7$ Па, что говорит о высокой точности использованных измерительных средств и надёжности получаемых результатов. Верхняя зона сварочного шва, начинающаяся от облучаемой поверхности до глубины 1,5 – 2 мм, а также нижняя зона от 4 – 4,5 мм до тыльной стороны листа характеризуются значениями микротвёрдости от 38 до 42 · 10^7 Па с резкими, хаотично расположенными, выбросами значений до 51 – 54 · 10^7 Па.

Использование техники работы с фазовыми диаграммами на основе данных информационных источников позволило в общих чертах объяснить основные результаты исследования .

СПЕКТР ОПЕРАТОРА ЭНЕРГИИ ДВУХМАГНОННЫХ СИСТЕМ В ИЗОТРОПНОЙ ПРИМЕСНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА В $\nu-$МЕРНОЙ РЕШЕТКЕ

С. М. ТАШПУЛАТОВ

Институт ядерной физики АН РУз., Ташкент. E-mail: toshpul@mail.ru, toshpul@inp.uz

В настоящей работе рассматривается двухмагнонная система в изотропной примесной ферромагнитной модели Гейзенберга на $\nu-$мерной решетке Z^ν с взаимодействием ближайших соседей и исследуется существенный и дискретный спектры этой системы.

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид

$$H = J\sum_{m,\tau}(\vec{S}_m \vec{S}_{m+\tau}) + (J_0 - J)\sum_{\tau}(\vec{S}_0 \vec{S}_\tau), \tag{1}$$

где $J < 0$ и $J_0 \neq 0-$ параметры билинейного обменного взаимодействия между атомами и между атомами и примесями соответственно, $\vec{S}_m -$ оператор атомного спина величины $s = 1/2$ в узле m, а по τ ведется суммирование по ближайшим соседям. Гамильтониан (1) действует в симметрическом фоковском пространстве E. Обозначим через φ_0 вектор, называемый вакуумным и однозначно определяемый условиями $S_m^+\varphi_0 = 0$, $S_m^z\varphi_0 = \varphi_0/2$, где $\|\varphi_0\| = 1$. Положим $S_m^\pm = S_m^x \pm iS_m^y$, где S_m^- и $S_m^+ -$соответственно операторы рождения и уничтожения магнона в узле m. Вектор $S_m^-S_n^-\varphi_0$ описывает состояние системы двух магнонов, находящихся в узлах m и n, со значением спина $s = 1/2$. Векторы $S_m^-S_n^-\varphi_0$ образуют ортонормальную систему. Гильбертово пространство, натянутое на эти векторы, обозначим через E_2. Оно называется пространством двухмагнонных состояний оператора H. Пространство E_2 инвариантно относительно оператора H. Обозначим через H_2 сужение оператора H на E_2.

Наша цель состоит в изучение спектра оператора H_2. Это удобно сделать в его квазиимпульсном представлении. Обозначим через F преобразование Фурье:
$F : l_2(Z^\nu \times Z^\nu) \to L_2(T^\nu \times T^\nu)$. Здесь $T^\nu - \nu-$ мерный тор, снабженный нормированной мерой Лебега $d\lambda : \lambda(T^\nu) = 1$.

Оператор H_2 в квазиимпульсном представлении в пространстве $L_2(T^\nu \times T^\nu)$ действует по формуле

$$(\widetilde{H}_2 f)(x;y) = [-4J\nu + 2J\sum_{i=1}^{\nu}(\cos x_i + \cos y_i)]f(x;y) - \varepsilon\int_{T^\nu}[\nu + \sum_{i=1}^{\nu}[\cos(x_i - s_i) - \cos x_i -$$

$$-\cos s_i]]f(s;y)ds - \varepsilon\int_{T^\nu}[\nu + \sum_{i=1}^{\nu}[\cos(y_i - t_i) - \cos y_i - \cos t_i]]f(x;t)dt + J\int_{T^\nu}[4\nu - 2\sum_{i=1}^{\nu}[\cos x_i +$$

$$+\cos y_i + \cos s_i + \cos(x_i + y_i - s_i) - \cos(x_i - s_i) - \cos(y_i - s_i)]]f(s;x+y-s)ds +$$

$$+\varepsilon\int_{T^\nu}\int_{T^\nu}\{2\nu + 2\sum_{i=1}^{\nu}\{[\cos(x_i - s_i) + \cos(y_i - t_i) + \cos(x_i + y_i - s_i - t_i)] - \cos t_i - \cos s_i - \cos x_i - \cos y_i -$$