

tion // Materials Science Reports. – 1989. – Vol. 3. – N7/8. – P. 277–365.

5. **Применение ЭВМ для термодинамических расчетов металлургических процессов / Г. Б.Синярев [и др.].** – М.: Наука, 1982.

6. **Ватолин, Н. А.** Термодинамическое моделирование металлургических процессов / Н.А. Ватолин, Г. К. Моисеев, Б. Г. Трусов. – М.: Металлургия, 1994.

7. **Кубашевски, О.** Диаграммы состояния двойных систем на основе железа: справочник / О. Кубашевский; пер. с англ. – М.: Металлургия, 1985. (English original: O.Kubashevski. Iron-Binary Phase Diagrams. – Springer-Verlag, Berlin, 1982.)

8. **Диаграммы состояния двойных и многокомпонентных систем на основе железа: справочник / под ред. О. А. Банных, М. Е. Дрица.** – М.: Металлургия, 1986.

9. **Хансен, М.** Структуры двойных сплавов / М. Хансен, К. Андерко. – М.: Металлургиздат, 1962. – Т. 1, 2.

10. **Эллиот, Р. П.** Структуры двойных сплавов / Р. П. Эллиот. – М.: Металлургия, 1968. – Т. 1, 2.

11. **Шанк, Ф. А.** Структуры двойных сплавов / Ф. А. Шанк. – М.: Металлургия, 1973.

12. **Massalski, T. B.** Okamoto H., Subramanian P. R., Kacprzak L. editors. Binary Alloy Phase Diagrams, 2nd edition. – ASM International, Metals Park, OH, 1990. – Vol. 1, 2.

УДК 621.791.13

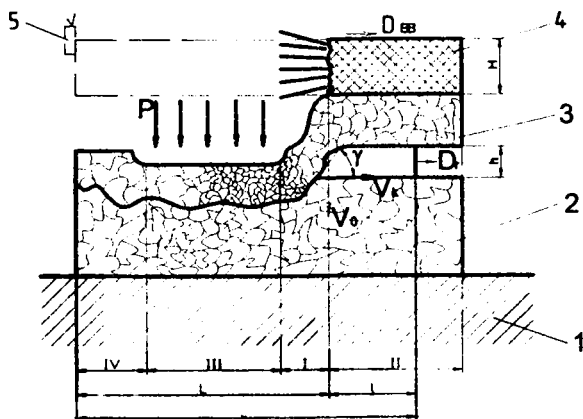
Г.М. СЕНЧЕНКО (БНТУ)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ УДАРНО-СЖАТОГО ГАЗА ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

При изготовлении слоистых композиционных материалов методом сварки взрывом (СВ) газ, находящийся в сварочном зазоре, оказывает существенное влияние на процесс активации свариваемых поверхностей (ионизация газа, тепловое воздействие на свариваемые материалы) и создание равнопрочного по длине свариваемых заготовок соединения [1, 2]. При схлопывании свариваемых

заготовок впереди точки контакта образуется область ударно-сжатого газа, температура и давление которого могут достигать $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ и 3500 МПа соответственно [3]. При таком состоянии тепловой поток от газа к металлу может привести к оплавлению поверхностных слоев, что в дальнейшем сказывается на процессе образования и качестве сварного соединения.

Процесс образования области ударно-сжатого газа можно рассмотреть на примере СВ бесконечных по ширине пластин (рис. 1).



1 – основание; 2 – неподвижная заготовка; 3 – μεταаемая заготовка; 4 – заряд ВВ; 5 – электродетонатор

Рисунок 1 – Схема сварки взрывом

Движение наклонного участка μεταаемой пластины можно представить как поступательное движение поршня в замкнутом объеме. Если скорость точки контакта V_k больше скорости распространения звуковых волн в газе, находящемся между пластинами, то в последнем возникают ударные волны со скоростью распространения $D_r > V_k$. В результате между фронтом ударной волны и точкой контакта образуется область ударно-сжатого газа длиной l с повышенным давлением и температурой [4]. Длина области ударно-сжатого газа зависит от V_k и расстояния от начала пластин L . В произвольный момент времени можно записать:

$$l = (D_r - V_k) \cdot t. \quad (1)$$

Подставляя в (1) выражение для $t = \frac{L}{V_k} = \frac{L'}{D_e}$, получим

$$l = \left(\frac{D_r}{V_k} - 1 \right) \cdot L = \left(1 - \frac{V_k}{D_r} \right) \cdot L'.$$

Поскольку отношение D_r/V_k для применяемых при СВ скоростей $V_k=2000-5000$ м/с колеблется в пределах 1,1–1,2, то очевидно, что длина области ударно-сжатого газа в основном зависит от длины свариваемых заготовок. При этом время теплового воздействия ударно-сжатого газа на металл определится выражением ($t = l/V_k$)

$$t = \left(\frac{D_r}{V_k} - 1 \right) \cdot \frac{L}{V_k} = \left(\frac{1}{V_k} - \frac{1}{D_r} \right) \cdot L'. \quad (2)$$

Температуру ударно-сжатого газа можно рассчитать по ударной адиабате [4]. Однако, как показали исследования по измерению температуры воздуха в сварочном зазоре при СВ стальных пластин [5], в определенном диапазоне скоростей точки контакта ($V_k, V_k + \Delta V_k$) наблюдается значительное увеличение температуры газа по сравнению с расчетными значениями, что, по мнению авторов, связано с облаком дисперсных частиц, вылетающих из области точки контакта со скоростью $U > V_k$ [6]. Из сказанного следует, что для определения температурного поля поверхностных слоев свариваемых материалов впереди точки контакта необходимо экспериментальное измерение температуры ударно-сжатого газа для каждой пары свариваемых материалов.

В работе [5] приведена методика измерения яркостной температуры газа с помощью фоторегистратора СФР-2М в режиме непрерывной развертки. Щель СФР устанавливалась перпендикулярно плоскости заряда и пропускала излучение середины зазора, которое через экран, нейтрализующий действие заряда ВВ, и интер-

ференционный светофильтр ($\lambda = 475 \pm 2,5$ нм) попадало на фотопленку. Температура определялась по относительному почернению фотопленки при одновременном фотографировании ударной волны между пластинами и эталонным источником света, в качестве которого использовалась ударная волна в воздухе, создаваемая в цилиндрическом канале кумулятивной трубкой [7]. Температура эталона определялась из ударной адиабаты воздуха [7].

Указанная методика имеет существенные недостатки, связанные с тем, что регистрирующий прибор находится в направлении распространения ударной волны. Во-первых, такая схема не позволяет экспериментально определить размеры области ударно-сжатого газа и время действия теплового потока на материалы в зависимости от расстояния от начала пластин: $l = f(L)$ и $t = f(L)$. Во-вторых, на точность определения температуры газа за фронтом ударной волны влияет увеличение его оптической толщины, когда длина свободного пробега фотона [8] становится сравнимой с размерами газового сгустка, а также собственное коротковолновое излучение газа во фронте ударной волны, которое нагревает газ перед фронтом настолько, что последний начинает поглощать длинноволновое, в частности, видимое излучение с фронта, экранируя его [7]. Учитывая то, что облако дисперсных частиц впереди точки контакта влияет на состояние газа за фронтом ударной волны, изменяет размеры и время действия области ударно-сжатого газа, необходима новая схема измерения температуры газа, позволяющая экспериментально определять величины l и t .

Для определения температуры ударно-сжатого газа при СВ предлагается отличающаяся от используемых ранее методика, в которой в качестве фотоприемного устройства используется фотодиод [9].

Принципиальная возможность применения фотоэлектронных приборов для целей импульсного фотометрирования температуры газа доказана в работе [7]. При этом показано, что ударно-сжатый газ при СВ излучает как абсолютно черное тело.

Выбор фотодиода (в предлагаемой методике ФД-К-155) в качестве фотоприемного устройства обусловлен следующими факторами:

– малая собственная инерционность 10^{-8} – 10^{-9} с, позволяющая регистрировать процессы при СВ;

– линейность выходных характеристик в достаточно широком диапазоне освещенности [9], обеспечивающая необходимую точность измерения температуры газа;

– простота конструкции, малые габариты и масса, что позволяет разместить его в одной из свариваемых заготовок и определить размеры области ударно-сжатого газа и время действия теплового потока на материал.

Схема измерения температуры газа при СВ приведена на рисунке 2 [10].

На асбоцементном основании 1 устанавливают лист 2 с расположенными на расстоянии L_i от начала листа узлами фотодиодов 3. Заряд ВВ 4 располагают на поверхности метаемого листа 5, который устанавливают с регулируемым зазором δ к листу 2. Расстояние L_i выбирают таким образом, чтобы область ударно-сжатого газа не перекрывала одновременно два датчика. Скорость точки контакта может определяться либо по времени прекращения действия сигнала, когда точки контакта перекрывают входное отверстие узла фотодиода, либо по замыканию проволочных датчиков, расположенных на поверхности листа 2 на расстояниях L_i . Узел фотодиода (рис. 2, б) представляет собой металлическую втулку 6 с интерференционным светофильтром 7 и фотодиодом 8, закрепленным с помощью гайки 9 на расстоянии r от поверхности листа 2. Под действием излучения газа через отверстие диаметром d в листе 2 в цепи фотодиода возникает фототок, значение которого фиксируют с помощью регистрирующей аппаратуры (осциллографа) [11]:

$$i = S_E E, \quad (3)$$

где i – показания регистрирующего прибора; S_E – чувствительность фотодиода по освещенности; E – освещенность фотодиода.

Освещенность зависит от яркости источника света [12]:

$$E = L\omega, \quad (4)$$

где L – яркость источника света; ω – телесный угол, заполняемый пучком света.

Учитывая, что $\omega = \pi d^2/4r^2$, на основании формул (3) и (4) получим

$$i = S_E L \frac{\pi d^2}{4r^2},$$

откуда

$$L = \frac{i}{S_E} \cdot \frac{4r^2}{\pi d^2}. \quad (5)$$

С другой стороны, излучение абсолютно черного тела с длиной волны λ подчиняется закону Планка [12]:

$$L_0(\lambda, T) = \frac{C_1}{\pi} \cdot \frac{\lambda^{-5}}{e^{C_2/(\lambda \cdot T)} - 1}, \quad (6)$$

где $L_0(\lambda, T)$ – спектральная плотность энергетической яркости абсолютно черного тела; T – абсолютная температура абсолютно черного тела; $C_1 = 3,74 \cdot 10^{-12}$ Вт·см²; $C_2 = 1,4388$ см·К.

Для реального источника излучения A по закону Кирхгофа:

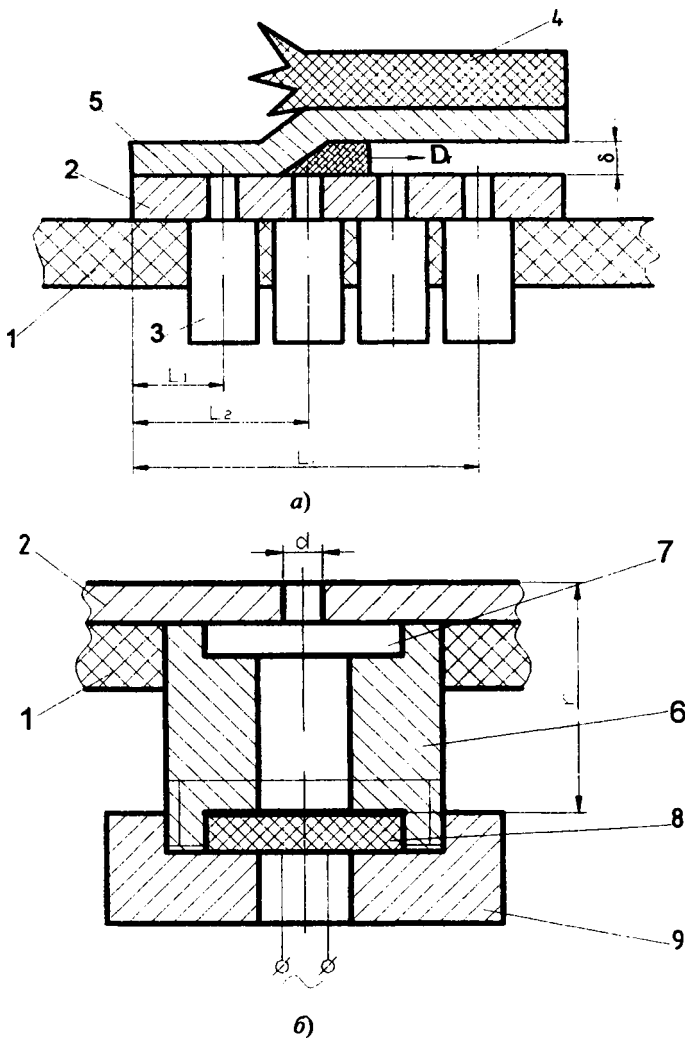
$$L_0(\lambda, T) = \frac{L_A(\lambda, T)}{\alpha_A(\lambda, T)},$$

где $\alpha_A(\lambda, T)$ – собственный коэффициент поглощения источника излучения A .

Тогда с учетом относительной спектральной характеристики чувствительности фотодиода $\varphi(\lambda)$ для системы источник излучения – фотодиод закон Планка (6) можно записать в следующем виде:

$$L(\lambda, T) = \frac{C_1}{\pi} \cdot \frac{\lambda^{-5}}{e^{C_2/(\lambda \cdot T)} - 1} \alpha(\lambda, T) \cdot \varphi(\lambda)$$

или



1 – основание асбоцементное; 2 – пластина неподвижная; 3 – узел фотодиода;
 4 – заряд ВВ; 5 – пластина метаемая; 6 – втулка; 7 – фильтр интерференционный;
 8 – фотодиод; 9 – гайка

Рисунок 2 – Схема определения параметров области ударно-сжатого газа (а) и узел фотодиода (б)

$$L = \int_0^{\infty} L(\lambda, T) d\lambda = \frac{C_1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\lambda^{-5} \cdot \alpha(\lambda, T) \cdot \varphi(\lambda)}{e^{C_2/(\lambda \cdot T)} - 1} d\lambda. \quad (7)$$

Для определения T с помощью формул (5) и (7) необходимо сравнить яркость L излучения ударно-сжатого газа с яркостью L_0 эталонного источника излучения при известной температуре T_0 . В качестве эталонного источника излучения может быть использована лампа с вольфрамовым телом накала, для которой по аналогии с (5) и (7) справедливы выражения:

$$L_0 = \frac{i_0}{S_E} \cdot \frac{r_0^2}{ab}, \quad (8)$$

$$L_0 = \frac{C_1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\lambda^{-5} \cdot \alpha_0(\lambda, T_0) \cdot \varphi(\lambda)}{e^{C_2/(\lambda \cdot T_0)} - 1} d\lambda, \quad (9)$$

где i_0 – показания регистрирующего прибора; r_0 – расстояние от тела накала лампы до фотодиода; a, b – размеры тела накала лампы.

Формул (5), (7) – (9) достаточно для определения температуры ударно-сжатого газа. При линейной зависимости тока или напряжения фотодиода от освещенности ($S_E = \text{const}$) температуру ударно-сжатого газа можно определить непосредственно по показаниям регистрирующей аппаратуры. Для этого перед фотодиодом необходимо установить интерференционный светофильтр 7 (рис. 2, б) с фиксированной длиной волны пропускания света λ_c и тогда основное разрешающее уравнение для температуры ударно-сжатого газа примет вид:

$$\frac{L_0}{L} = \frac{C_1 \cdot \lambda_c^{-5} \cdot \alpha_0(\lambda_c, T_0) \cdot \varphi(\lambda_c)}{\pi \cdot \frac{e^{C_2/(\lambda_c \cdot T_0)} - 1}} = \frac{i_0 \cdot r_0^2}{S_E \cdot ab} \\ \frac{L_0}{L} = \frac{C_1 \cdot \lambda_c^{-5} \cdot \alpha(\lambda_c, T) \cdot \varphi(\lambda_c)}{\pi \cdot \frac{e^{C_2/(\lambda_c \cdot T)} - 1}} = \frac{i}{S_E} \cdot \frac{4r^2}{\pi d^2}$$

или

$$\frac{\left[e^{C_2/(\lambda_c \cdot T)} - 1 \right] \cdot \alpha_0(\lambda_c, T_0)}{\left[e^{C_2/(\lambda_c \cdot T_0)} - 1 \right] \cdot \alpha(\lambda_c, T)} = \frac{i_0}{i} \cdot \frac{\pi d^2 r_0^2}{4abr^2}. \quad (10)$$

Доказано [13], что в направлении, перпендикулярном распространению фронта ударной волны (рис. 2 а), ударно-сжатый газ излучает как абсолютно черное тело:

$$\alpha(\lambda, T) = 1. \quad (11)$$

С учетом (11) формула (10) примет вид [10]:

$$T = \frac{C_2}{\lambda_c} \left\{ \ln \left[\frac{i_0}{i} \cdot \frac{\pi d^2 r_0^2}{4abr^2} \cdot \frac{e^{C_2/(\lambda_c \cdot T_0)} - 1}{\alpha_0(\lambda_c, T_0)} + 1 \right] \right\}^{-1}$$

или

$$T = A \left[\ln \left(\frac{B}{i} + 1 \right) \right]^{-1}, \quad (12)$$

где

$$A = C_2/\lambda_c; \quad B = i_0 \frac{\pi d^2 r_0^2}{4abr^2} \left[\frac{e^{C_2/(\lambda_c \cdot T_0)} - 1}{\alpha_0(\lambda_c, T_0)} \right]. \quad (13)$$

На основании выражения (12) по показаниям регистрирующей аппаратуры можно определить температуру ударно-сжатого газа, для чего в формуле (13) достаточно знать значение фототока или фотонапряжения фотодиода i_0 от действия излучения вольфрамового тела накала с температурой T_0 , прошедшего через интерференционный светофильтр с длиной волны пропускания света λ_c .

В случае если ($S_E \neq \text{const}$), необходимо с учетом формул (4) и (9) экспериментально установить зависимость тока или напряжения фотодиода от освещенности $i_0 = f(E)$, а также на основании формул (4) и (7) аналитически определить зависимость освещенности фотодиода от температуры ударно-сжатого газа $E = f(T)$. При этом подынтегральные функции в формулах (7) и (9) определяются методом численного интегрирования по известным значениям коэффи-

циента излучения вольфрама $\alpha_0(\lambda, T_0)$ [12] и спектральной характеристики чувствительности фотодиода $\varphi(\lambda)$ [14]. Полученные результаты являются основанием для построения тарифовочного графика зависимости температуры ударно-сжатого газа от показаний регистрирующей аппаратуры $T = f(i)$.

В соответствии с изложенной методикой определения температуры ударно-сжатого газа предварительно определяли чувствительность фотодиода ФД-К-155 по освещенности S_E . С этой целью измеряли фототок и фотонапряжение фотодиода от действия излучения температурной лампы СИРШ6-100 с вольфрамовым телом накала размерами $a = 8,1$ мм, $b = 2,1$ мм. Измерения проводили на фотометрической скамье. Освещенность фотодиода регулировали изменением расстояния r_0 между лампой и фотодиодом, а определяли ее по формуле

$$E = L\omega = \frac{ab}{r_0^2} \cdot \frac{C_1}{\pi} \cdot \int_0^{\infty} \frac{\lambda^{-5} \cdot \alpha_0(\lambda, T_0) \cdot \varphi(\lambda)}{e^{C_2/(\lambda \cdot T_0)} - 1} d\lambda,$$

где T_0 – температура тела накала лампы (в опытах 2000°C, 2100°C, 2200°C, 2300°C, 2400°C, 2500°C), в которой значение интеграла определяли численным методом по известным данным относительной спектральной характеристики чувствительности фотодиода ФД-К-155 (рис. 3) [14] и коэффициента поглощения вольфрама [12].

Результаты исследований представлены на рисунке 4, приведены графики зависимостей фототока I_ϕ (рис. 4, а) и фотонапряжений U_ϕ (рис. 4, б) от освещенности E . Фототок фотодиода ФДК-155 имеет линейную зависимость в исследуемом диапазоне освещенности, однако его абсолютная величина невелика и не превышает 500 мкА. Чувствительность фотодиода по освещенности составила $S_E = 9,14$ мкА/Лк. Фотонапряжение имеет достаточно большие значения полезного сигнала, но $S_E \neq \text{const}$, поэтому для определения температуры ударно-сжатого газа необходимо использование тарифовочного графика. На рис. 5 показана аналитически определенная (на основании формул (4), (7) и (11)) зависимость освещенности фотодиода от температуры ударно-сжатого газа при различных значениях телесного угла.

По полученным данным $U_{\phi} = f(E)$ (рис. 4, б) и $E = f(T)$ (рис. 5) построен тарифовочный график определения температуры ударно-сжатого газа по значениям напряжения фотодиода. На рисунке 6 показан такой график для $d = 0,5$ мм и $r = 100$ мм.

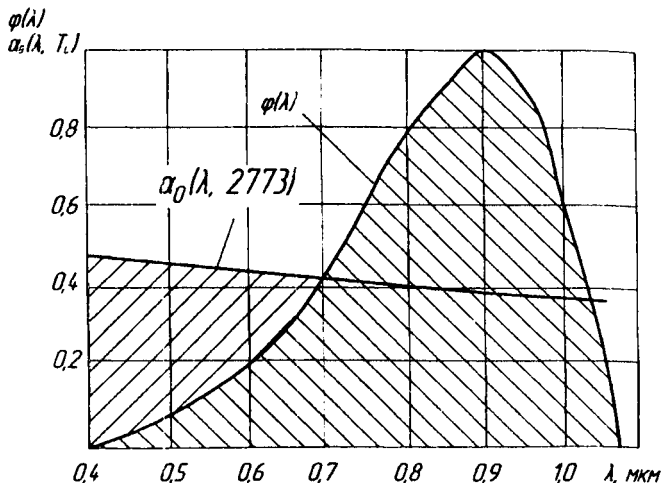


Рисунок 3 – Спектральные характеристики фотодиода $\varphi(\lambda)$ и вольфрама $\alpha_0(\lambda, 2773)$

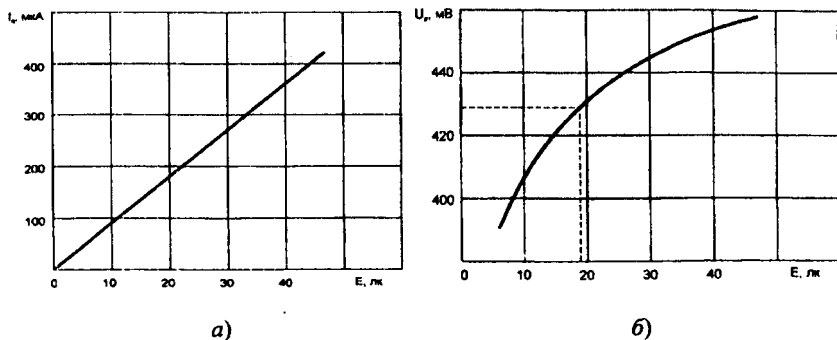


Рисунок 4 – Зависимость фототока (а) и фотонапряжения (б) от освещенности

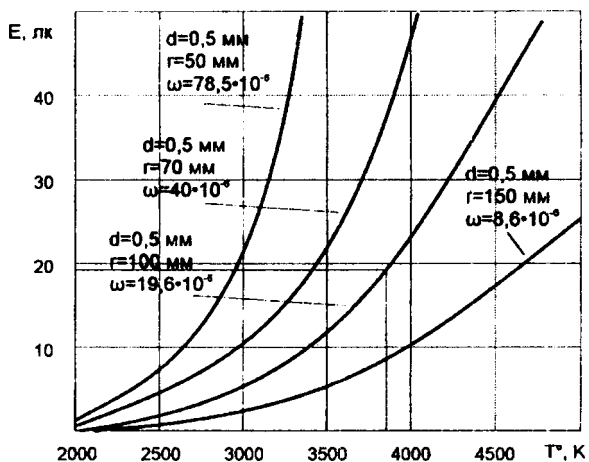


Рисунок 5 – Зависимость освещенности от температуры ударно-сжатого газа

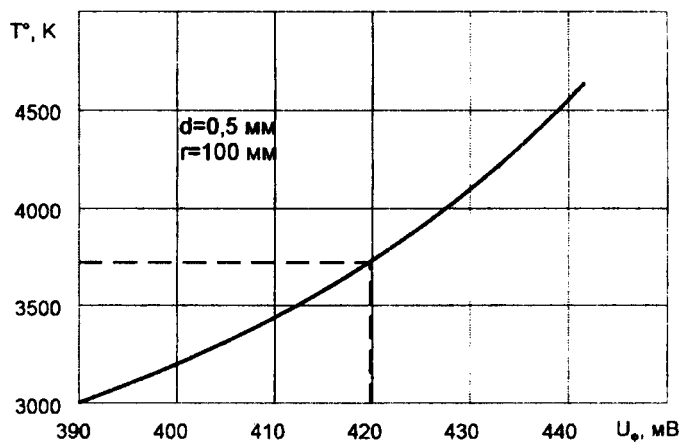


Рисунок 6 – Тарировочный график для определения температуры ударно-сжатого газа

В опытах по определению температуры ударно-сжатого газа при СВ измеряли напряжение фотодиода, так как значения фототока малы и точность измерений невелика. В качестве свариваемых

материалов использовали пластины стали 40X и дюралюминиевого сплава Д16. Сварку взрывом осуществляли по плоскопараллельной схеме (рис. 1) с установкой узла фотодиода в нижней пластине из стали 40X (рис. 2).

На рисунке 7 показана зависимость температуры газа от скорости точки контакта, построенная на основании экспериментальных и теоретических [4] данных. Как видно из рисунка, приведенных экспериментов недостаточно для утверждения того, что реальная температура газа в сварочном зазоре выше теоретических значений, как это указывалось в работе [5]. Но в то же время полученные результаты свидетельствуют о возможности использования теоретических данных с точностью до 7% при расчете температур свариваемых материалов от действия ударно-сжатого газа.

Аналогичные выводы можно сделать и о времени воздействия ударно-сжатого газа на свариваемые материалы, что хорошо видно из рисунке 8, на котором представлены результаты экспериментов и зависимость $t = f(V_k, S)$, построенная в соответствии с формулой (2).

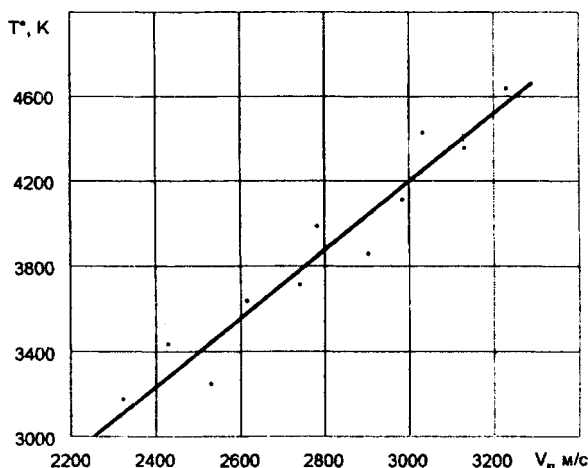


Рисунок 7 – Зависимость температуры ударно-сжатого газа от скорости точки контакта

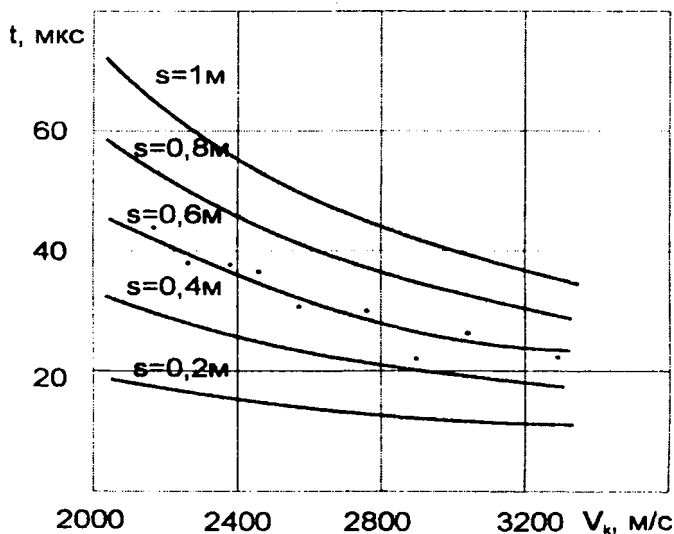


Рисунок 8 – Влияние скорости точки контакта и расстояния на время воздействия ударно-сжатого газа

На основании полученных результатов можно сделать вывод о возможности использования известных зависимостей $T_r = f(V_k)$ и $t = f(V_k, S)$ [15] при расчете температур ударно-сжатого газа при сварке материалов из стали 40Х и дюралюминиевого сплава Д16.

В целом разработанная методика определения температуры ударно-сжатого газа, основанная на измерении фототока и фотонапряжения фотодиода, позволяет определять температуру и время действия ударно-сжатого газа при сварке взрывом различных материалов, что необходимо для расчетов температурных полей и остаточных напряжений сваренных взрывом биметаллических заготовок.

Литература

1. Ковалевский, В. Н. К вопросу о теории процесса сварки труб взрывом / В. Н. Ковалевский [и др.] // Сборник научных трудов «Сварка и родственные технологии». – Минск, 2001. – вып. 4. – С. 37-39.

2. Ковалевский, В. Н. Особенности сварки труб взрывом / В. Н. Ковалевский // Сварка и родственные технологии: проблемы и пути решения: материалы международного симпозиума – Минск, 1999. – С. 86-89.

3. Ишуткин, С. Н. Исследование теплового воздействия ударно-сжатого газа на поверхность соударяющихся пластин / С. Н. Ишуткин, В. И. Кирко, Н. И. Пак // Физика горения и взрыва. – 1981. – т. 17. – № 6. – С. 151–153.

4. Физика взрыва / Ф.А. Баум [и др.]; под ред. К.П. Станюковича. – 2-е перераб.изд. – М.: Наука, 1975. – 704 с.

5. Ишуткин, С. Н. Исследование теплового воздействия ударно-сжатого газа на поверхность соударяющихся пластин / С. Н. Ишуткин, В. И. Кирко, В. А. Симонов // Физика горения и взрыва. – 1980. – Т. 16. – № 6. – С. 69–73.

6. Дерibas, А. А. О поверхностных эффектах при косых соударениях металлических пластин / А.А. Дерibas, И.Д. Захаренко // Физика горения и взрыва. – 1974 – т. 10. – № 3. – с. 409–421.

7. Цикулин, М. А. Излучательные свойства ударных волн в газах / М. А. Цикулин, Е. Г. Попов. – М.: Наука, 1977. – 173 с.

8. Оптические свойства горячего воздуха / И.В. Авилова [и др.]; под ред. Л.М. Бибермана. – М.: Наука, 1970. – 320 с.

9. Мишута, В. Н. Исследование характеристик фотодиодов в различных режимах работы / В.Н. Мишута, Г.М. Сенченко // Республиканский межведомственный сборник научных трудов «Приборостроение». – Минск: Вышэйшая школа, 1982. – Вып. 5. – С. 67–69.

10. Способ определения температуры ударно-сжатого газа при сварке взрывом: пат. 2009454 Рос. Федерация, МПК 5 G 01 J 5/28 / Г. М. Сенченко, И. Н. Федосенко; заявитель Белорусская гос. политехн. академия. – № 4891596/25; заявл. 17.12.90; опубл.15.03.94 // Изобретения / Официальный бюллетень комитета Рос. Федерации по патентам и товарным знакам. – М., 1994. – № 5. – С. – 170.

11. Эпштейн, М. И. Измерения оптического излучения в электронике / М. И. Эпштейн. – М.: Энергия, 1975. – 248 с.

12. Гуревич, М. М. Фотометрия (теория, методы и приборы) / М. М. Гуревич. – Л.: Энергоатомиздат, 1983. – 272 с.

13. Модель, И. Ш. Измерение высоких температур в сильных ударных волнах в газах / И. Ш. Модель // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1957. – Т. 32. – № 4. – С. 714–726.

14. Болотников, И. М. О применении элементов оптоэлектроники в звукочитающих системах кинопроекторов / И. М. Болотников, И. Н. Есипенко // Техника кино и телевидения. – 1977. – № 6. – С. 31–36.

15. Кузьмин, Г. Е. Применение численных методов в задачах прессования и сварки взрывом: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук / Г.Е. Кузьмин. – Новосибирск, 1978. – 20 с.