

22. S. M. Aharoni. J. Appl. Phys., 1972, 43, 5, 2463.  
 23. C. N. McKinnon Jr. Tenth Symposium on Engineering Aspects of MHD. M. I. T., Cambridge, Mass., 1969, 91.  
 24. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. М., Физматгиз, 1963.

УДК 538.082 : 533.6.011.72

## К МАГНИТНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

*А. Н. Киселев*

(Новосибирск)

1. Исследование магнитных свойств материалов в момент прохождения фронта ударных волн (ФУВ) в большинстве работ проводилось или в замкнутом магнитном контуре [1—4], или в магнитном поле, перпендикулярном направлению распространения ФУВ [5].

Измерение намагниченности  $J$  в замкнутом магнитном контуре, описанное в работах [1—3], несмотря на точное определение исходных значений магнитного поля  $H_0$  и намагниченности  $J_0$ , не позволяет получить информацию об изменении намагниченности непосредственно в образце при воздействии ФУВ, поскольку измерительная обмотка находится на свободной от нагружения части контура и воспринимает информацию о намагниченности через некоторое время, зависящее от свойств магнитного контура. Амплитуда измеренного сигнала и его профиль в этом случае также определяются свойствами контура. Достоверные значения намагниченности, связанные с прохождением ФУВ по части контура, данной методикой получить затруднительно.

В работе [5] была предложена методика, в которой измерительная обмотка находилась непосредственно на исследуемом образце. Изменение индукции определялось уменьшением площади поперечного сечения образца и, следовательно, обмотки, а также изменением намагниченности. Поскольку площадь поперечного сечения в этой методике всегда в какой-то мере уменьшалась, то всегда присутствовал сигнал, связанный с этим, если даже изменения намагниченности образца не происходило. В такой конфигурации, когда направление магнитного поля перпендикулярно направлению распространения ФУВ, экспериментально невозможно отделить эффект ударно-индуцированной магнитной анизотропии, вызванной анизотропией напряжений на ФУВ, от размагничивания, связанного с ударным разогревом и с зависимостью точки Кюри от давления. В предлагаемой методике магнитное поле параллельно распространению ФУВ и поэтому в эксперименте возможно отделить эффект размагничивания, вызванный изменением точки Кюри при повышении давления и ударным разогревом, от индуцированной магнитной анизотропии, причем в предлагаемой конфигурации отсутствует сигнал, связанный с деформацией поперечного сечения индуктивного датчика.

2. Проведем анализ ситуации, когда ФУВ распространяется параллельно магнитному полю. Пусть исследуемый образец, охваченный витками измерительной обмотки, находится в постоянном однородном магнитном поле  $H_0$ . Начальный магнитный поток, проходящий через измерительную обмотку

$$\Phi_0 = B_0 n S_0, \quad (1)$$

где  $B_0$  — начальная индукция образца,  $B_0 = H_0 + 4\pi J_0$ ;  $n$  — число витков измерительной обмотки;  $S_0$  — площадь поперечного сечения одного

витка;  $H_{i0}$  — начальное истинное магнитное поле внутри образца;  $J_0$  — начальная намагниченность образца. Представим  $\Phi_0$  в виде

$$\Phi_0 = B_0 n S_0 = n (H_{i0} S_1 + 4\pi J_0 S_1 + H_{i0} S_2 + 4\pi J_0 S_2), \quad (2)$$

где  $S_1$  — площадь поперечного сечения образца;  $S_2$  — площадь поперечного сечения прослойки между измерительной обмоткой и образцом.

Предположим, что измерительная обмотка находится на расстоянии  $0,1 \div 0,5$  мм от образца, что определяет, согласно [6], отклонение магнитного поля в площади  $S_2$  от истинного поля внутри образца в 1%. В формуле (2) членом  $4\pi J_0 S_2$  можно пренебречь, поскольку намагниченность материала, заполняющего промежуток между измерительной обмоткой и образцом, имеет порядок  $10^{-3} \div 10^{-4}$ , а остальные члены в скобках выражения (2) существенно больше. Выражение (2) принимает вид

$$B_0 n S_0 = n (H_{i0} S_0 + 4\pi J_0 S_1). \quad (3)$$

Проанализируем изменение магнитного потока  $\delta\Phi$ . Эта величина складывается из изменений намагниченности  $\delta J$  и поля  $\delta H_i$ , поскольку  $H_i$  зависит от коэффициента размагничивания  $N$ , являющегося функцией магнитной проницаемости  $\mu$ , отношения длины образца  $l$  к его диаметру или к площади поперечного сечения в степени  $\left(\frac{1}{2} - \frac{l}{\sqrt{S_1}}\right)$ . В [6] приведены значения величины  $N$  для наиболее употребительных геометрий образцов (прямоугольник, цилиндр и т. д.). Изменение магнитного потока определяется выражением

$$\delta\Phi = n S_1 \delta 4\pi J - n S_0 \delta H_i. \quad (4)$$

Знак  $\delta H_i$  в нашем случае всегда противоположен знаку  $\delta J$ , поэтому перед ним стоит минус. Поскольку  $H_i = H_e - N J$  (см. [6]), то

$$\delta H_i = (H_e - N_0 J_0) - (H_e - N_1 J_1) = N_1 J_1 - N_0 J_0. \quad (5)$$

Здесь индекс 0 относится к значениям перед ФУВ, а 1 — за ФУВ. Принимая во внимание, что зависимость  $N(\mu)$  известна только для состояний перед ФУВ, положим в (5)  $N_0 = N_1 = N$ .

Имеем из (5)  $\delta H_i = N \delta J$ . Как будет показано ниже, равенство  $N_0 = N_1$  не оказывает существенного влияния на результат. Из (4) получаем

$$\delta B S = \delta 4\pi J \left( n S_1 - \frac{N}{4\pi} n S_0 \right). \quad (6)$$

По закону Фарадея изменение потока связано с индуцируемой ЭДС соотношением

$$d\Phi/dt = -e(t). \quad (7)$$

Проинтегрировав полученный в эксперименте сигнал  $e(t)$  с помощью интегрирующей цепочки, постоянная времени которой  $\tau = RC$  на порядок больше времени изменения намагниченности, получим зависимость изменения намагниченности от времени при распространении ФУВ по образцу. После интегрирования уравнения (7) и используя (6), получаем [7]

$$4\pi J \left( n S_1 - \frac{N}{4\pi} n S_0 \right) = V(t) \tau + \int_{t_0}^{t_1} V(t) dt, \quad (8)$$

где  $V(t)$  — напряжение на выходе интегрирующей цепочки;  $t_1 - t_0 = \Delta t$  — время прохождения ФУВ по образцу. Поскольку обычно в опытах вы-

бирается  $\tau \geq 10\Delta t$ , то вторым членом в правой части уравнения (8) по сравнению с первым можно пренебречь. Имеем

$$4\pi J = n \frac{\tau V(t)}{\left(S_1 - \frac{N}{4\pi} S_0\right)}. \quad (9)$$

Член  $N/4\pi$  имеет порядок  $10^{-2}$  относительно  $S_0$ , поэтому изменение  $N$  в связи с размагничиванием не может существенно повлиять на конечный результат.

3. Рассмотрим случай, когда магнитное поле перпендикулярно направлению распространения ФУВ. В работе [5] была получена формула, содержащая величины  $D$  и  $u$  для определения намагниченности при этой конфигурации, здесь  $D$  и  $u$  — скорость ФУВ и массовая скорость за ФУВ соответственно. Эта формула справедлива для моментов времени, не превышающих  $\Delta t$ . Для расширения временного диапазона наблюдения за изменением намагниченности сигнал с индуктивного датчика можно подать на интегрирующую цепочку с постоянной времени  $\tau \geq 10\Delta t$ . Рассмотрим изменение магнитного потока  $\Phi$  пока без учета влияния коэффициента размагничивания  $N$ .

Дифференцируя выражение (1) по времени, имеем

$$\frac{d\Phi}{dt} = nS_0 \frac{da}{dt} - nB_0 \frac{dS}{dt}. \quad (10)$$

Знак минус связан с уменьшением площади поперечного сечения образца. Положим, что ФУВ распространяется по образцу шириной  $b$ , высотой  $a$  вдоль ребра  $a$ , тогда

$$\frac{dS}{dt} = b \frac{da}{dt} = bu.$$

Из (7) и (10) имеем

$$nS_0 \frac{dB}{dt} - nB_0 bu = -e(t). \quad (11)$$

Проинтегрировав (11), получим аналогично (8)

$$nS_0 B = V(t)\tau + \int_{t_0}^{t_1} V(t) dt \pm nB_0 bu \Delta t.$$

Поскольку обычно  $\tau \geq 10\Delta t$ , вторым членом в правой части равенства пренебрегаем.

$$BnS_0 = V(t) \cdot \tau \pm nB_0 bu \Delta t. \quad (12)$$

Относительно выбора знака второго члена в формуле (12) необходимо отметить следующее: если прохождение ФУВ сопровождается размагничиванием, т. е. индукция уменьшается, то берется знак минус; если индукция увеличивается — плюс. Величина магнитного потока, охваченного индуктивным датчиком, определяется формулой (3). Аналогично проведенным выше преобразованиям с выражением (3), получаем из (12):

$$4\pi J \left( nS_1 - \frac{N}{4\pi} nS_0 \right) = V(t)\tau \pm nB_0 bu \Delta t.$$

Отсюда

$$4\pi J = \frac{V(t)\tau \pm nB_0 bu \Delta t}{n \left( S_1 - \frac{N}{4\pi} S_0 \right)}. \quad (13)$$

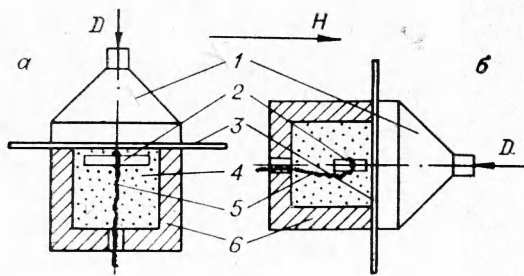


Рис. 1. Экспериментальные схемы нагружения ударными волнами.

1 — генератор плоской ударной волны; 2 — исследуемый образец; 3 — оргстекло; 4 — смесь парафина и вольфрама; 5 — индуктивный датчик; 6 — тефлоновая матрица.  $D$  — направление распространения детонации;  $H$  — направление магнитного поля.

Поскольку при прохождении ФУВ плотность образцов и, следовательно, намагниченность растет, то величина истинного размагничивания при нагружении по схеме *a* рис. 1 ( $4\pi J_{\perp}^{-}$ ) и при нагружении по схеме *б* рис. 1 ( $4\pi J_{\perp}^{+}$ ) определится следующим образом:

$$4\pi J_{\perp, 1}^{-} = \left[ 4\pi J_0 \left( \frac{v_0}{v_1} - 1 \right) + 4\pi J \right] \frac{v_1}{v_0}. \quad (14)$$

Здесь  $v_1$ ,  $v_0$  — удельные объемы соответственно сжатого и исходного вещества.

Истинное увеличение намагниченности при нагружении по схеме рис. 1, *a* ( $4\pi J_{\perp}^{+}$ ) и рис. 1, *б* ( $4\pi J_{\perp, 11}^{+}$ ) будет определяться по формуле

$$4\pi J_{\perp, 11}^{+} = (4\pi J - 4\pi J_0) \frac{v_1}{v_0}. \quad (15)$$

Величина  $4\pi J$  в формулах (14) и (15) определяется формулами (13) и (9) при нагружении по схеме рис. 1, *a* и *б* соответственно.

4. Эксперименты проводились во взрывной камере, в которую были введены полюса электромагнита. Напряженность магнитного поля была равна  $400 \pm 3$  Э.

Изучались образцы кремнистого железа, карбонильного железа и нержавеющей стали X18H10T. Различие выбранных образцов объяснялось необходимостью проверки методик на материалах, различных по структуре и свойствам, а также по характеру поведения их ферромагнитной фазы в момент нагружения. Как известно, карбонильное железо размагничивается в ударных волнах при давлении выше 130 кбар путем фазового перехода первого рода, при котором фаза  $\alpha$ -Fe переходит в  $\epsilon$ -Fe [8], являющуюся немагнитной [9]. Кремнистое железо также претерпевает превращения в диапазоне давлений выше 145 кбар [1].

Для фиксации появления или исчезновения ферромагнитной компоненты за времена порядка  $10^{-7}$  с необходимо, чтобы времена диффузии магнитного поля в образец или из образца были такого же порядка. Как показывает теория [7], время промагничивания среды импульсным магнитным полем пропорционально произведению проводимости и магнитной проницаемости. Для определения глубины промагничивания  $\Delta x$  плоского образца аperiodическим магнитным полем воспользуемся формулой, приведенной в [6]

$$\Delta x = \frac{2c}{\pi} \sqrt{\frac{t}{\mu\sigma}}, \quad (16)$$

где  $t$  — время промагничивания;  $\sigma$  — проводимость материала;  $c$  — скорость света. Полученные по формуле (16) величины толщин исследуемых материалов для  $t = 10^{-7}$  с приведены в табл. 1. Значения  $\mu$  и  $\sigma$  брались из [6, 11].

Для создания условий нагружения, приближающихся к идеальным, образцы должны быть окружены средой с равной или близкой динамической жесткостью. Кроме того, среда должна иметь магнитную про-

нищаемость, близкую к 1, и быть незлектропроводной как в исходном состоянии, так и в момент нагружения. В экспериментах была опробована смесь парафина и порошкообразного вольфрама в весовом соотношении соответственно 10 и 90%. Ударная адиабата смеси была рассчитана по методу, предложенному в [12] (табл. 2). Ударные адиабаты исходных компонент взяты из работ [13, 14].

В работе [13] приведена экспериментальная проверка ударных адиабат смесей с весовым содержанием вольфрама 84 и 66,2% и показано соответствие между расчетной и экспериментальной ударными адиабатами. Схемы экспериментальных сборок представлены на рис. 1. Исследуемый образец был охвачен одним витком провода марки МГТФ в тефлоновой изоляции. Сигнал с индуктивного датчика при необходимости усиливался и подавался на интегрирующую цепочку RC с постоянной времени  $\tau = 3 \cdot 10^{-5}$  с. Собственной индуктивности L датчика с исследуемым образцом было недостаточно для интегрирования сигнала ( $L \sim 10^{-5}$  Гн,  $R_{вх} = 5 \cdot 10^5$  Ом,  $L/R_{вх} = 2 \cdot 10^{-11}$  с,  $R_{вх}$  — входное сопротивление осциллографа). Плоская ударная волна создавалась при взрыве генератора из сплава гексогена с тротилом (50/50) в контакте с экспериментальной сборкой. Плоский фронт обеспечивался на диаметре 20 мм с точностью  $\pm 0,03$  мкс. Момент прихода ударной волны на контактную границу или на образец фиксировался с помощью термодпары медь — константан, сигнал с которой подавался на второй луч осциллографа. Температуры образцов при нагружении были порядка  $16 \div 24^\circ\text{C}$ .

5. В экспериментах наблюдалось размагничивание кремнистого железа, карбонильного железа, появление ферромагнитной составляющей мартенсита, продукта распада переохлажденного аустенита в стали X18N10T. На рис. 2 представлены осциллограммы размагничивания различных типов материалов. На всех осциллограммах отрицательная полярность соответствует размагничиванию, т. е. уменьшению индукции, а положительная — увеличению индукции. Размагничивание кремнистого железа в постановке, аналогичной рис. 1, б, начиналось в момент прихода ФУВ к образцу. Время роста сигнала примерно соответствовало времени прохождения ФУВ по об-

Таблица 1

Материал образцов и их размеры, см	ц	$\sigma$ , 1(ом·см)	$\Delta x$ , см	$\Delta t_{\perp} \cdot 10^6$ , с		$\Delta t_{\parallel} \cdot 10^6$ , с		4т/о, кгс	4т/⊥, кгс	4т/∥, кгс
				расчет	эксперимент	расчет	эксперимент			
Кремнистое железо, $1,0 \times 0,3 \times 0,02$ Карбонильное железо, $0,49 \times 0,49 \times 0,37$	6	$1,82 \cdot 10^4$	0,0192	0,053	0,3	2,5	16,35 ± 0,5	16 ± 1,6	16,66 ± 0,83	
	10	$10^{-7}$	$6 \cdot 10^4$	1,5	1,5	1,5	0,79 ± 0,025	0,431 ± 0,04	0,542 ± 0,025	
Аустенитная сталь, $0,8 \times 0,6 \times 0,02$ (5 элементов в сборке)	1	$2,22 \cdot 10^4$	0,035	0,316	—	2,5	0,295 ± 0,01	0,33 ± 0,033	0,28 ± 0,015	



Таблица 2

$p$ , кбар	$v_1/v_0$	$D \cdot 10^{-5}$ , см/с	$\mu \cdot 10^{-5}$ , см/с	$E \cdot 10^{-10}$ , эрг/г
100	0,765	2,59	0,609	0,185
200	0,702	3,24	0,966	0,469
300	0,662	3,74	1,263	0,798
400	0,635	4,16	1,517	1,15
500	0,613	4,52	1,745	1,525
600	0,592	4,81	1,965	1,93

1,3 кгс;  $4\pi J_0 = 16,35 \pm 0,50$  кгс. На рис. 2, а представлена осциллограмма размагничивания образца кремнистого железа в конфигурации, аналогичной рис. 1, а. Время роста сигнала ( $3 \cdot 10^{-7}$  с) превышает время прохождения ФУВ по образцу ( $5,3 \cdot 10^{-8}$  с), видимо, вследствие того, что провод измерительного витка имеет толщину 0,8 мм. Амплитуда сигнала  $V = 0,139$  В соответствует, согласно (13) и (14), величине  $4\pi J_{\perp}^- = 16 \pm 1,6$  кгс. Карбонильное железо исследовалось в работе [4], где показано, что его размагничивание также начинается в момент прихода ФУВ к образцу. На рис. 2, в, г представлены осциллограммы размагничивания карбонильного железа в постановке, аналогичной рис. 1, а, б соответственно при  $v_1/v_0 = 0,673$  в точке  $p = 330$  кбар [4].

Время роста сигнала на обеих осциллограммах примерно соответствовало времени прохождения ФУВ через образец ( $1,5 \cdot 10^{-6}$  с). Величины размагничивания для осциллограмм, представленных на рис. 2, в, г,

разцу и составляло  $2,5 \cdot 10^{-6}$  с. Амплитуда сигнала была равна  $V = 0,102$  В, что дает, согласно (14) и (9) величину  $4\pi J_{\perp}^- = 16,66 \pm 0,83$  кгс при  $v_1/v_0 = 0,837$  для железа в точке  $p = 330$  кбар [12]. Измеренная баллистическим методом намагниченность образца в разомкнутом магнитном контуре в поле  $H_e = 400$  Э равна

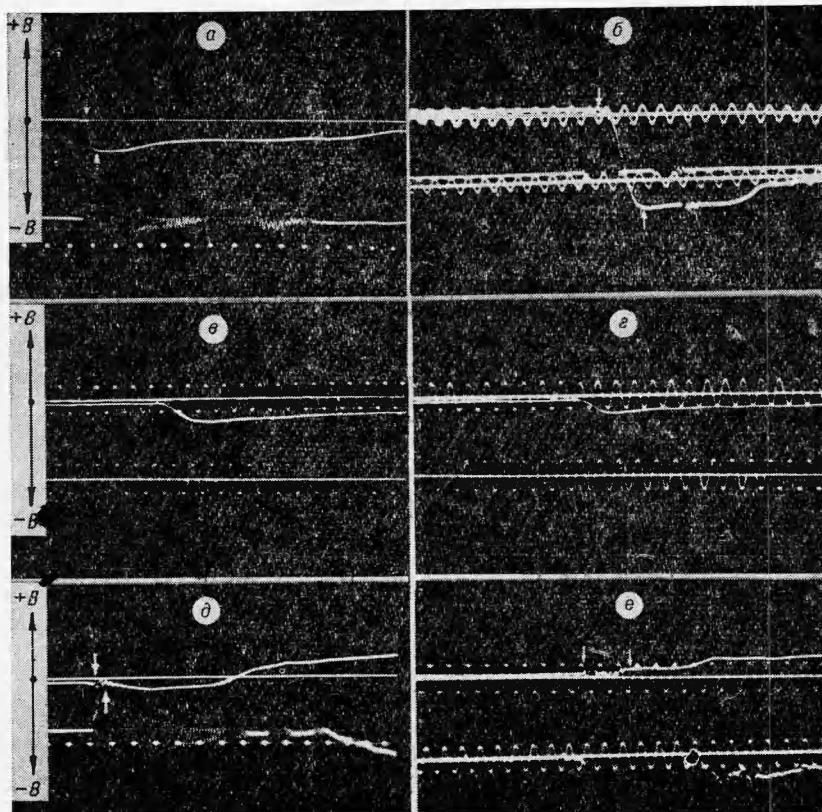


Рис. 2. Осциллограммы размагничивания различных типов материалов. Стрелками обозначены моменты входа и выхода ФУВ в образец. На всех осциллограммах метки времени  $10^{-6}$  с.

равны соответственно  $4\pi J_{\perp}^{-} = 0,431 \pm 0,04$  кгс и  $4\pi J_{\parallel}^{-} = 0,542 \pm 0,025$  кгс. Измеренная баллистическим методом намагниченность  $4\pi J_0 = 0,79 \pm \pm 0,025$  кгс. На рис. 2, *д, е* представлены осциллограммы распада  $\gamma$ -фазы в аустенитной стали X18H10T, полученные в экспериментах, проведенных по схеме рис. 1, *а, б* соответственно. На осциллограммах видно, что распад аустенита начинается через некоторое время ( $1,5 \div 2,5 \cdot 10^{-6}$  с) после прихода ФУВ и не заканчивается после того, как ФУВ проходит по всему образцу. При нагружении по схеме рис. 1, *а* в момент прихода ФУВ к образцу происходит обжатие сборки и, следовательно, уменьшение индукции, появляется сигнал отрицательной полярности, что отчетливо видно на осциллограмме (рис. 2, *д*). Через  $2,5 \cdot 10^{-6}$  с рост сигнала отрицательной полярности прекращается, что можно объяснить началом распада аустенита, вызывающего появление ферромагнитной составляющей, мартенсита, и через  $6,5 \cdot 10^{-6}$  с сигнал меняет полярность с отрицательного на положительный. Несколько раньше ( $2 \cdot 10^{-6}$  с, см. рис. 2, *е*) появляется сигнал положительной полярности при нагружении по схеме рис. 1, *б*. Амплитуда сигнала в момент, когда сборку еще можно считать неразрушенной ( $(8 \div 10) \cdot 10^{-6}$  с), соответствует величине  $4\pi J_{\perp}^{+} = 0,33 \pm 0,033$  кгс согласно (13) и (14) и  $4\pi J_{\parallel}^{+} = 0,28 \pm 0,015$  кгс согласно (9) и (15) для схем рис. 1, *а, б* соответственно.

Для сравнения были проведены специальные опыты по нагружению фольги X18H10T в аналогичных условиях с сохранением. Намагниченность нагруженных образцов была равна  $4\pi J = 0,295 \pm 0,009$  кгс при измерении баллистическим методом в поле  $H_e = 400$  Э. Экспериментальные данные сведены в табл. 1.

6. Результаты экспериментов, проведенных на кремнистом железе в постановке рис. 1, *а, б*, показывают, что при давлении 330 кбар кремнистое железо полностью размагничивается. Эти данные согласуются с результатами работы [1], где обнаружено, что при  $p = 145$  кбар в кремнистом железе происходит фазовый переход  $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \epsilon\text{-Fe}$  и область смешанных фаз распространяется до 225 кбар.

Для карбонильного железа эксперименты обнаруживают влияние анизотропии напряжений на ФУВ на размагничивание. Результаты экспериментов на карбонильном железе можно интерпретировать следующим образом. Поскольку железо в данном диапазоне магнитных полей [15] обладает положительной константой магнитострикции, то нагружение УВ в направлении магнитного поля  $H_e$  может вызывать разворот оставшихся векторов спонтанной намагниченности перпендикулярно полю (при  $p = 330$  кбар не происходит полного превращения  $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \epsilon\text{-Fe}$ ) и это приводит к большей величине размагничивания, чем если бы оно проходило только путем перехода  $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \epsilon\text{-Fe}$  и ударного разогрева. Нагружение ударными волнами поперек поля (схема рис. 1, *а*) при аналогичных рассуждениях приводит к уменьшению величины размагничивания.

Подобное же предположение было высказано в работе [4] о поведении намагниченности карбонильного железа при нагружении слабыми ударными волнами, когда основной механизм размагничивания (переход  $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \epsilon\text{-Fe}$ ) еще не включается.

Эксперименты по нагружению аустенитной стали X18H10T показали, что распад аустенита начинается не в момент прихода ФУВ на образец, а позднее. В экспериментах эта задержка была равна  $(1,5 \div 2,5) \cdot 10^{-6}$  с. Можно предположить, что приход ФУВ только способствует появлению зародышей новой фазы (по крайней мере при  $p = 330$  кбар), а весь процесс роста и развития происходит далеко за ФУВ, т. е. тогда, когда давление упало уже более чем в 2 раза. Отсутствие заднего фронта на осциллограммах размагничивания, представленных на рис. 2, *а, г*, может являться следствием нескольких причин:

несовершенная работа индуктивного датчика в волне разрежения, малый скин-слой смеси парафина с вольфрамом после нагружения, влияние напряженного состояния за ФУВ на восстановление магнитного состояния  $\alpha$ -Fe. Последняя причина, на наш взгляд, является наиболее реальной. Вполне возможно, что переход  $\epsilon$ -Fe  $\rightarrow$   $\alpha$ -Fe уже прошел, но  $\alpha$ -Fe еще продолжает оставаться парамагнитным.

Экспериментальные результаты показали, что несмотря на то, что магнитное поле 400 Э не является полем насыщения для всех исследуемых образцов, отклонение величин  $4\pi J$ , полученных при нагружении ударными волнами от измеренных баллистическим методом для образцов кремнистого железа и X18H10T, укладывается в относительную ошибку, не превышающую 10 и 5% для нагружения по схеме рис. 1, б соответственно.

Поступила в редакцию  
24/II 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. A. Graham. J. Appl. Phys., 1968, **39**, 437.
2. R. C. Wayne. J. Appl. Phys., 1969, **40**, 15.
3. E. B. Royle. J. Appl. Phys., 1966, **37**, 4066.
4. В. В. Новиков, В. Н. Минеев. ЖЭТФ, 1974, **67**, 1441.
5. D. E. Grady. Review Science Instruments, 1972, **43**, 5, 800.
6. И. И. Кифер. Испытания ферромагнитных материалов. М.—Л., ГЭИ, 1962.
7. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
8. J. C. Jamieson, N. W. Lawson. J. Appl. Phys., 1962, **33**, 776.
9. D. N. Pigoon, C. K. Edge a. o. Phys., Rev., 1964, **135**, 6A, 1604.
10. Т. Л. Донукис, В. А. Лободюк и др. В сб. Металлофизика. Фазовые превращения, № 32, Киев, «Наукова думка», 1970.
11. У. Чайлдс. Физические постоянные. М., Физматгиз, 1962.
12. А. Н. Дремин, И. А. Карпукhin. ПМТФ, 1960, 3.
13. Ю. Ф. Алексеев, Л. В. Альтшулер, В. Л. Крупникова. ПМТФ, 1971, 4.
14. Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
15. К. П. Белов. Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. М., Гостехиздат, 1957.