

01;05;12

О связи тангенциальной составляющей поля рассеяния с упругим изгибом ферромагнитной стальной трубы

© В.Г. Кулеев, В.В. Лопатин

Институт физики металлов УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия
e-mail: kulejev&imp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 29 января 2003 г. В окончательной редакции 17 апреля 2003 г.)

Рассчитывается тангенциальная составляющая поля рассеяния на поверхности упруго изогнутой трубы в приближении постоянства внутреннего магнитного поля. Она более информативна, чем нормальная составляющая, так как позволяет определить среднюю величину внутренних напряжений первого рода.

Введение

При изгибе ферромагнитных стальных труб и шарнирном закреплении их концов (что далее предполагается) их форма совпадает с половиной синусоиды [1]

$$y = y_0 \cos \frac{\pi x}{l_0}; \quad -\frac{l_0}{2} \leq x \leq \frac{l_0}{2}. \quad (1)$$

Здесь l_0 — длина трубы; y_0 — стрела прогиба в ее среднем сечении $x = 0$, где изгибающие напряжения максимальны (рис. 1, а). Величина стрелы прогиба определяет кривизну ρ и максимальное значение изгибающих напряжений σ_b^m , достигаемых в центральном сечении трубы на образующих $\alpha = 0$ (растяжение) и $\alpha = 180^\circ$ (сжатие) на ее поверхности $r = r_2$ (r_1, r_2 — внутренний и внешний радиусы трубы; α — азимутальная координата, отсчитываемая от плоскости изгиба [1])

$$\sigma_b^m = \frac{Er_2}{\rho} = \frac{Nr_2}{J} = E \frac{\pi^2}{l_0^2} y_0 r_2, \quad (2)$$

где E — модуль Юнга, N — изгибающий момент, J — момент инерции сечения трубы

$$J = \frac{1}{4} \pi (r_2^4 - r_1^4), \quad \frac{1}{\rho} = \frac{N}{EJ} = -\frac{d^2 y}{dx^2}. \quad (3)$$

В результате в произвольной точке трубы изгибающие напряжения описываются соотношениями [1]

$$\sigma(x, \alpha, r) = \sigma_b^m \frac{r}{r_2} \cos \alpha \cos \frac{\pi x}{l_0}; \quad r_1 \leq r \leq r_2. \quad (4)$$

В случае длинных труб можно пренебречь вкладом сдвиговых напряжений. Так как эти трубы находятся в слабом магнитном поле Земли H_0 ($H_0 \ll H_c$, где H_c — коэрцитивная сила стали), то оно вызовет появление небольшой индуцированной намагниченности $M(H_{0x})$. Последующее воздействие больших упругих напряжений изгиба ($\sigma_b^m > \bar{\sigma}_i$, где $\bar{\sigma}_i$ — средняя величина внутренних напряжений [2]) приведет к существенным необратимым смещениям девяностоградусных доменных границ [2,3] и соответственно к значительному магнитоупругому приросту намагниченности $\Delta M_\sigma \gg M(H_{0x})$.

Хотя величины ΔM_σ от σ зависят нелинейно и обладают свойствами насыщаться [2,3], тем не менее всегда соблюдается тенденция: большее значение напряжения в одном и том же поле вызывает большее значение ΔM_σ . Поэтому распределение намагниченности в упруго изогнутой трубе будет, хотя и с нелинейным коэффициентом, повторять распределение в ней изгибных напряжений $\sigma_b(x, \alpha, r)$. В результате все особенности функции $\sigma_b(x, \alpha, r)$ (экстремумы, их местоположение, длина „волны“ напряжений, точки изменения знака) будут отражаться в функции $\Delta M_\sigma(x, \alpha, r)$.

Окружающее трубу магнитное поле рассеяния $\Delta H(\Delta M_\sigma)$ будет нести информацию об этом распределении намагниченности, в результате чего благодаря связи функций $\sigma_b(x, \alpha, r)$ и $\Delta M_\sigma(x, \alpha, r)$ можно в принципе

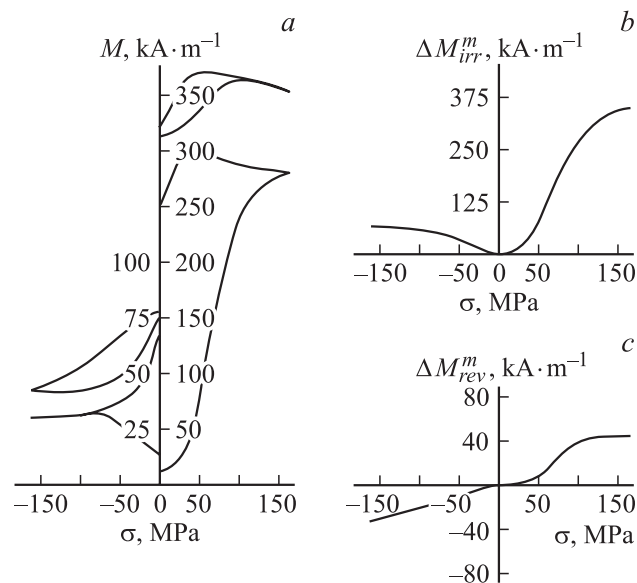


Рис. 1. Магнитоупругие изменения намагниченности в стали ст. 3 в постоянном внутреннем магнитном поле 40 А/м: а — при наложении и снятии растягивающих и сжимающих напряжений, замкнутые петли — их установившиеся изменения; б, с — амплитудные зависимости необратимой ΔM_{irr}^m и регулярной ΔM_{rev}^m частей общего магнитоупругого прироста ΔM_σ соответственно.

по соответствующим измерениям поля рассеяния делать суждения о величине и распределении изгибных напряжений в трубе.

В [4] на основе известного распределения напряжений в упруго изогнутой трубе (4), находящейся в слабом продольном магнитном поле H_{0x} , и данных о характере и величинах магнитоупругих приростов намагниченности ΔM_{σ}^{\pm} [2,3], вызванных однородными растяжением (ΔM_{σ}^{+}) или сжатием (ΔM_{σ}^{-}), найдены распределения в ней этих величин: $\Delta M_{\sigma}^{\pm}(x, \alpha, r)$. Последнее позволило найти распределение объемных магнитных зарядов $\rho_m^{\pm}(x, \alpha, r)$ и с помощью имеющихся решений уравнений магнитостатики [5,6] и ряда приближений нормальное к поверхности трубы поле рассеяния $\Delta H_r(x, \alpha, r)$ [4].

Вместе с тем очевидно, что тангенциальная составляющая поля рассеяния $\Delta H_x(x, \alpha, r)$ также может представлять интерес для ее использования в неразрушающем контроле, так как также несет информацию о распределении намагниченностей ΔM_{σ}^{\pm} в упруго изогнутой трубе и, следовательно, о распределении действующих в ней напряжений. Поэтому настоящая работа посвящена в основном исследованию связи тангенциальной составляющей поля рассеяния, измеряемого на поверхности трубы, с упругими изгибающими напряжениями в них.

Распределение продольной намагниченности в упруго изогнутой трубе

Как известно [2,3], магнитоупругий прирост намагниченности может иметь место при наличии хотя бы слабого магнитного поля и упругих напряжений. Он складывается из регулярных его изменений $\Delta M_{rev}^{\pm}(H_0, \sigma_{\pm})$ (положительных в растянутой половине трубы (+) и отрицательных в сжатой (–)) и общего необратимого прироста $\Delta M_{irr}^{\pm}(H_0, \sigma_{\pm})$, который играет главную роль в ΔM_{σ}^{\pm} [2,3] и всегда положителен; с ростом числа циклов нагружения (наложение и последующее снятие напряжения одной и той же амплитуды σ_{\pm}^m) величины ΔM_{irr}^{\pm} возрастают, стремясь к насыщению: $\Delta M_{irr}^{\pm}(t \rightarrow \infty) \rightarrow \Delta M_{irr}^m(H_0, \sigma_{\pm}^m)$; здесь t — время. Учитывая, что труба может испытывать несколько циклов нагружения, изменение величины напряжения во времени в каждой точке трубы (x, α, r) удобно описывать, как и в [2–4], выражениями

$$\sigma_{\pm}(t) = \sigma_{\pm}^m(x, \alpha, r) \sin^2\left(\frac{\omega t}{2}\right) = \pm \sigma_m \sin^2\left(\frac{\omega t}{2}\right), \quad (5)$$

ω — круговая частота, считающаяся настолько малой, что процессы наложения и снятия напряжений являются квазистатическими. В соответствии с (5) первичное наложение нагрузки величиной σ_m соответствует $\omega t = \pi$,

ее снятие — $\omega t = 2\pi$ и т.д. В результате имеем [3]

$$\begin{aligned} \Delta M_{\sigma}^{\pm}(H_0, \sigma_{\pm}, t) &= \Delta M_{irr}^{\pm}(H_0, \sigma_{\pm}, t) + \Delta M_{rev}^{\pm}(H_0, \sigma_{\pm}, t), \\ \Delta M_{irr}^{\pm}(t) &= \Delta M_{irr}^m(H_0, \sigma_{\pm}^m) \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega t}{4\pi} k^{\pm}\right)\right], \\ \Delta M_{rev}^{\pm}(t) &= \pm \Delta M_{rev}^m(H_0, \sigma_{\pm}^m) \sin^2\left(\frac{\omega t}{2}\right). \end{aligned} \quad (6)$$

Величины ΔM_{irr}^m и ΔM_{rev}^m определяются амплитудами упругих напряжений в данной точке трубы в данном поле H_0 ; k^{\pm} — параметры, определяющие скорость приближения к насыщению функций $\Delta M_{irr}^{\pm}(t)$.

На рис. 1, *a* показаны магнитоупругие изменения намагниченности в стали ст. 3 в постоянном внутреннем магнитном поле величиной 40 А/м при наложении и снятии однородных напряжений амплитудой ± 150 МПа. Там же приведены установившиеся регулярные изменения намагниченности (десятый цикл).

С ростом амплитуд σ_m величины обеих составляющих (6) вначале растут, а затем этот рост также насыщается (при одном и том же поле). На рис. 1, *b, c* приведены соответствующие кривые $\Delta M_{irr}^m(\sigma_{\pm}^m)$ и $\Delta M_{rev}^m(\sigma_{\pm}^m)$ при $0 \leq \sigma_m \leq 150$ МПа. Как показано в [2,3], амплитудные зависимости величин ΔM_{irr}^m , ΔM_{rev}^m в общем случае подчиняются экспоненциальному закону

$$\begin{aligned} \Delta M_{irr}^m(\sigma_{\pm}^m) &= \Delta M_1^{\pm}(H_0) \left\{1 - \exp\left[-\left(\frac{\sigma_{\pm}^m}{\sigma_1^{\pm}}\right)^2\right]\right\}, \\ \Delta M_{rev}^m(\sigma_{\pm}^m) &= \Delta M_2^{\pm}(H_0) \left\{1 - \exp\left[-\left(\frac{\sigma_{\pm}^m}{\sigma_2^{\pm}}\right)^2\right]\right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где параметры σ_1^{\pm} , σ_2^{\pm} должны определяться из экспериментов на образцах данной стали [2,3].

Зависимости величин ΔM_1^{\pm} , ΔM_2^{\pm} от поля в первом приближении при малых полях являются линейными

$$\Delta M_1^{\pm}(H_0) = B_1^{\pm} H_0, \quad \Delta M_2^{\pm}(H_0) = B_2^{\pm} H_0. \quad (8)$$

В соответствии с (8) можно легко оценить величины магнитоупругих приростов намагниченности в стали ст. 3 исходя из данных рис. 1 при любых других значениях поля, если сохраняется условие его малости: $H_0 \ll H_c$. Несложная обработка данных рис. 1, *a, c* в соответствии с (6)–(8) приводит к таким значениям параметров модели для стали ст. 3: $\sigma_1^{+} = \sigma_2^{+} = \sigma_1^{-} = \sigma_2^{-} = \sigma_0 = 100$ МПа; $B_1^{+} = 740$; $B_2^{+} = 107$; $B_1^{-} = 150$; $B_2^{-} = 80$; $k^{+} = 3$; $k^{-} = 6$. Из (6)–(8) легко получить общее выражение для распределения намагниченности ΔM_{σ}^{\pm} в изогнутой трубе

$$\begin{aligned} \Delta M_{\sigma}^{\pm}[H_0, t, \sigma_b(x, \alpha, r)] &= A^{\pm}(H_0, t) \left[1 - \exp\left(-\left[\frac{\sigma_{\pm}^m}{\sigma_0}\right]^2\right)\right], \\ A^{\pm}(H_0, t) &= \left\{B_1^{\pm} \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega t}{4\pi} k^{\pm}\right)\right] \pm B_2^{\pm} \sin^2 \frac{\omega t}{2}\right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

где от (x, α, r) зависит только амплитуда напряжений: всегда $\sigma_{\pm}^m = \sigma_b(x, \alpha, r)$.

Поля рассеяния вблизи упруго изогнутой трубы

Зависимости (10) с учетом (4) приведут к появлению объемных магнитных зарядов с плотностью [5]

$$\rho_m^\pm(x, \alpha, r) = -4\pi \operatorname{div}(\Delta M_\sigma^\pm) = -4\pi \frac{\partial}{\partial x}(\Delta M_\sigma^\pm). \quad (10)$$

Подставляя сюда (9), (4), получим

$$\rho_m^\pm(x, \alpha, r) = A^\pm \frac{\pi}{l_0} 4\pi \left(\frac{\sigma_{\text{изг}}^m}{r_2}\right)^2 r^2 \cos^2 \alpha \times \sin \frac{2\pi x}{l_0} \exp\left[-\left(\frac{\sigma_\pm^m}{\sigma_0}\right)\right]. \quad (11)$$

Тогда магнитные потенциалы $\varphi^\pm(x', \alpha', r')$ имеют вид [5]

$$\varphi^\pm = A^\pm \int_{-\frac{l_0}{2}}^{\frac{l_0}{2}} dx \int_{r_1}^{r_2} dr \int d\alpha^\pm \frac{r\rho^\pm(x, \alpha^\pm, r)}{R(x, \alpha^\pm, r, x', \alpha', r')}, \quad (12)$$

где

$$R^2 = (x' - x)^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\alpha' - \alpha^\pm). \quad (13)$$

Общий магнитный потенциал упруго изогнутой трубы $\varphi(x', \alpha', r')$ равен сумме выражений (12) с учетом (13). Поля рассеяния вычисляются по формулам [5]

$$\Delta H_x(x', \alpha', r') = -\frac{\partial \varphi}{\partial x'} = A^+ J_1^+ + A^- J_1^-, \quad (14)$$

$$\Delta H_r(x', \alpha', r') = -\frac{\partial \varphi}{\partial r'} = A^+ J_2^+ + A^- J_2^-, \quad (15)$$

$$J_1^\pm = \int_{-\frac{l_0}{2}}^{\frac{l_0}{2}} dx \int_{r_1}^{r_2} dr \times \int d\alpha^\pm \frac{(x' - x)r^3 \cos^2 \alpha^\pm \sin \frac{2\pi x}{l_0} \exp\left(-\frac{\sigma_\pm^m}{100^2}\right)}{[(x' - x)^2 + r^2 + (r')^2 - 2rr' \cos(\alpha^\pm - \alpha)]^{\frac{3}{2}}}, \quad (16)$$

$$J_2^\pm = \iiint \frac{\times \sin \frac{2\pi x}{l_0} \exp\left(-\frac{\sigma_\pm^m}{100^2}\right)}{[(x' - x)^2 + r^2 + (r')^2 - 2rr' \cos(\alpha' - \alpha^\pm)]^{\frac{3}{2}}} dx dr d\alpha^\pm. \quad (17)$$

Выше в (12)–(17) пределы интегрирования по α^+ , как и по α^- , всюду одинаковые

$$\int d\alpha^+ = \left(\int_0^{\frac{\pi}{2}} + \int_{\frac{3\pi}{2}}^{2\pi}\right) d\alpha^+ = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\alpha^+; \quad (18)$$

$$\int d\alpha^- = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} d\alpha^-.$$

Выражения (12)–(18) представляют собой точные решения магнитоэлектростатической задачи при данном распределении магнитоупругих приростов намагниченности в упруго изогнутой трубе (9) в приближении постоянства внутреннего магнитного поля.

Пример расчета полей рассеяния для конкретной трубы

Так как нами были проведены эксперименты по измерению полей рассеяния на поверхности упруго изогнутой трубы из стали 20, то имеет смысл рассчитать эти поля именно для этого случая: длина трубы 2 м, $r_1 = 10.5$ мм, $r_2 = 13.5$ мм, $\sigma_T = 250$ МПа. Напряжения изгиба накладывались при вертикальном положении трубы, в результате чего вдоль ее оси действовала вертикальная составляющая поля Земли $H_{0x} = 30$ А/м. Последнее обстоятельство в силу линейности величин магнитоупругих приростов намагниченности по полю (9) приведет к их уменьшению по сравнению с приведенными на рис. 1, б 0.74 раз. Намагниченность, обусловленная только полем, равна $M(H_{0x}) \cong 8$ кА/м.

Пусть изгиб такой, что $\sigma_b^m = 133$ МПа. Из (1)–(3) легко получить, что это соответствует стреле прогиба $y_0 = 20$ мм. С учетом этих данных и вышеприведенных значений параметров модели для стали ст. 3 были рассчитаны выражения для тангенциальной $\Delta H_x(x)$ и нормальной $\Delta H_1(x)$ составляющих поля рассеяния с учетом вклада от однородной намагниченности $M(H_{0x})$: к выражениям (14), (15), определяемым исключительно магнитоупругим приростом намагниченности, добавляется поле точечного диполя $\delta H[M(H_{0x})]$ с базой 2 м и с магнитными зарядами на ее торцах, равными $\pm M(H_{0x}) \cdot S = 0.00181$ кАм. Его составляющие равны (в А/м)

$$\delta H_x = [M(H_{0x})] = 18.1 \left\{ \frac{x + 100}{[(x + 100)^2 + 2.4]^{\frac{3}{2}}} - \frac{x - 100}{[(x - 100)^2 + 2.4]^{\frac{3}{2}}} \right\}, \quad (19)$$

$$\delta H_r = [M(H_{0x})] = 18.1 \left\{ \frac{1.85}{[(x + 100)^2 + 3.42]^{\frac{3}{2}}} - \frac{1.85}{[(x - 100)^2 + 3.42]^{\frac{3}{2}}} \right\}. \quad (20)$$

Вышеприведенные интегралы нельзя вычислить аналитически; поэтому для получения приближенного решения использовались алгоритмы численного интегрирования.

Обсуждение полученных результатов

На рис. 2 представлены распределения тангенциальной составляющей этого поля по длине трубы на пяти ее образующих: $\alpha = 0^\circ$ (соответствующей максимальным растягивающим напряжениям в изогнутой трубе); $\alpha = 45^\circ$; $\alpha = 90^\circ$ (нейтральная линия трубы, на которой $\sigma_b = 0$); $\alpha = 135^\circ$; $\alpha = 180^\circ$ (образующая, на которой максимальные сжимающие напряжения) в нагруженном ($\omega t = \pi$, рис. 2, *a*) и разгруженном ($\omega t = 2\pi$, рис. 2, *b*) состояниях. Из сравнения рис. 2, *a* и *b* видно, что соответствующие кривые этих рисунков отличаются только численно: значения экстремумов функции $\Delta H_x(x)$ в разгруженном состоянии несколько больше, чем в нагруженном, что объясняется ростом средней намагниченности при этом [4].

Функция $\Delta H_x(x)$ имеет наибольшую амплитуду изменений на образующей $\alpha = 0$ и наименьшую — на образующей $\alpha = 180^\circ$. Очевидно, что обусловлено малостью величины ΔM_σ^- по сравнению с ΔM_σ^+ . Остальные кривые $\Delta H_x(x)$ (на образующих $\alpha = 45^\circ$; 90° ; 135°) занимают промежуточные положения между этими кривыми; кривые, снятые на образующих $\alpha = 135^\circ$ и 180° , практически совпадают друг с другом.

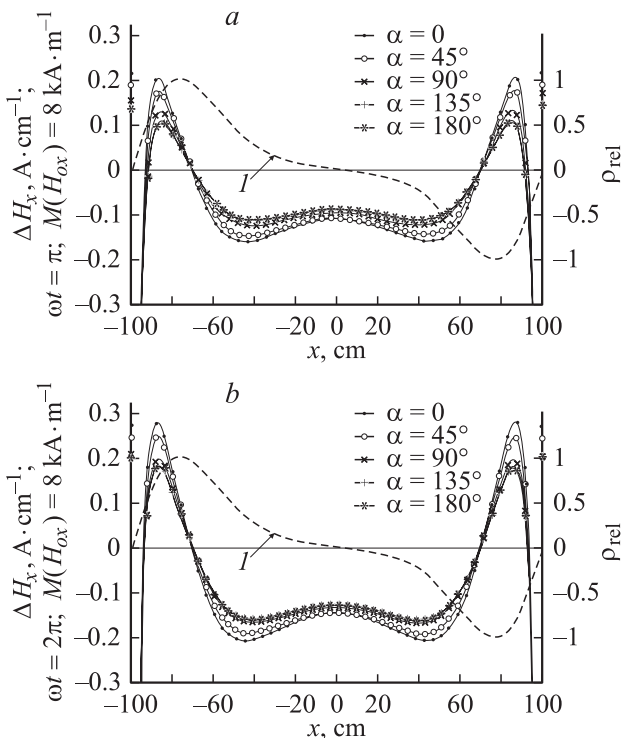


Рис. 2. Изменение тангенциального поля рассеяния $\Delta H_x(x)$, обусловленного магнитоупругим приростом намагниченности (*a, b*) и на поверхности упруго изогнутой трубы вдоль ее образующих: $\alpha = 0, 45, 90, 135, 180^\circ$ в случаях максимального изгиба (*a*) и снятия нагрузки (*b*). Штриховая кривая *I* дает изменение относительной плотности магнитных зарядов вдоль трубы $\rho_{rel} = \rho_m / \rho_m^{max}$.

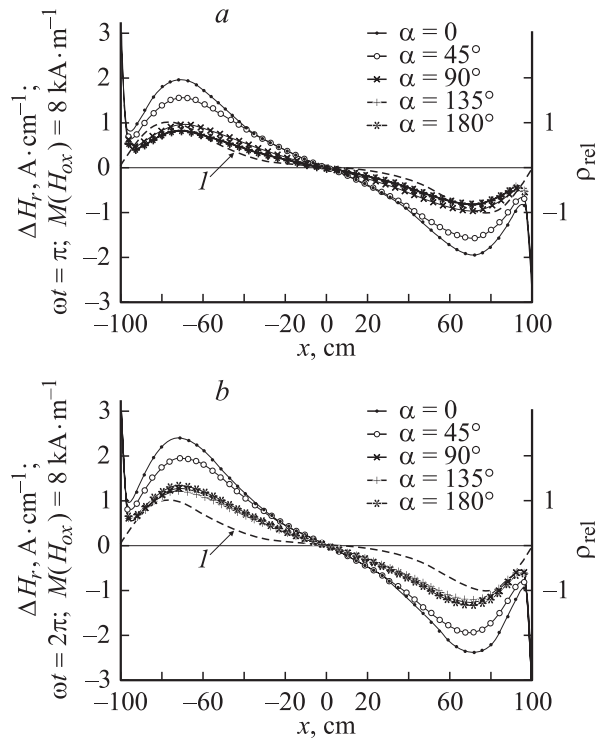


Рис. 3. Изменение нормального поля рассеяния $\Delta H_r(x)$, обусловленного магнитоупругим приростом намагниченности (*a, b*), вдоль образующих трубы $\alpha = 0, 45, 90, 135, 180^\circ$ в случаях максимального изгиба (*a*) и полного снятия нагрузки (*b*). *I* — функция $\rho_{rel}(x)$.

Все функции $\Delta H_x(x)$ имеют по три максимума (при $x = 0, x = \pm 90$ см) и два минимума (при $x = \pm 43$ см). Штриховая кривая *I* дает изменения относительной плотности объемных магнитных зарядов: $\rho_{rel}(x) = \rho_m^\pm / (\rho_m^\pm)_{max}$. Из рис. 2, *a, b* видно, что экстремумы $\rho_{rel}(x)$ совпадают с нулями функции $\Delta H_x(x)$: $x = \pm 64$ см. Кривые $\Delta H_x(x)$ (рис. 2) почти полностью обусловлены магнитоупругим приростом намагниченности, так как поля (19), (20) имеют очень узкие экстремумы у торцов трубы $0.98 \leq x \leq 1$ м, а в остальной ее части поля (19), (20) близки к нулю.

Зависимости полей рассеяния ΔH_x от α не приводятся, так как они при любом $x = const$ все имеют один и тот же вид: пологий максимум при $\alpha = 0^\circ$ и плавное уменьшение при стремлении α к значениям $\pm 180^\circ$; все кривые $\Delta H_x(\alpha)$ симметричны относительно $\alpha = 0$. Выражения для нормального поля рассеяния ΔH_r (12), (13), (15), (17), (20) приведены здесь потому, что в [4] это поле рассчитывалось приближенно: на рис. 3, *a, b* представлены результаты точного расчета кривых $\Delta H_r(x)$ на пяти образующих трубы ($\alpha = 0, 45, 90, 135, 180^\circ$).

Из этих рисунков видно, что все кривые $\Delta H_r(x)$ при разных α полностью подобны друг другу и кривой зависимости $\rho_{rel}(x)$ (штриховая кривая *I*): они имеют по два экстремума (при $x = \pm 70$ см) и по две точки пе-

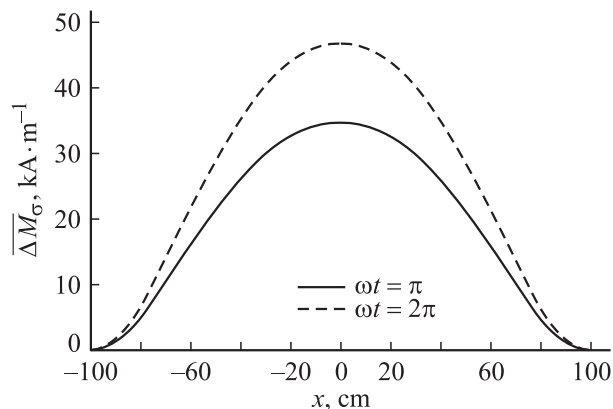


Рис. 4. Изменение вдоль трубы средней по ее сечению намагниченности: $\omega t = \pi$ — нагрузка, $\omega t = 2\pi$ — разгрузка.

перегиба между ними. Кривые $\Delta H_r(x)$ при снятии нагрузки ($\omega t = 2\pi$) полностью подобны им при нагружении ($\omega t = \pi$), но идут на 20% выше. Как и в случае с $\Delta H_x(x)$, это обусловлено некоторым увеличением средней намагниченности при снятии нагрузки [4]. У концов трубы вклад магнитных зарядов, обусловленных однородной намагниченностью $M(H_{0x})$, становится преобладающим, в результате чего результирующее нормальное поле рассеяния стремится к величинам, определяемым (31): при $x \rightarrow \pm 1$ м $\Delta H_r \rightarrow \pm 420$ А/м.

В заключение рассмотрим распределение вдоль трубы средней по ее сечению намагниченности

$$\overline{\Delta M_\sigma}(x) = \overline{\Delta M_\sigma^+}(x) + \overline{\Delta M_\sigma^-}, \quad (21)$$

где величина ΔM_σ^+ усредняется по растянутой половине сечения трубы, а ΔM_σ^- — по сжатой половине. Выражение (9) с учетом (4) позволяет без особого труда это сделать. Интерес к такому усреднению вызван тем, что баллистическим методом (с помощью проходной катушки) измеряется именно средняя по сечению трубы намагниченность.

На рис. 4 представлены результаты такого расчета. Видим, что кривая $\overline{\Delta M_\sigma}(x)$, полученная после снятия изгибающей нагрузки ($\omega t = 2\pi$), идет несколько выше, чем в напряженном состоянии ($\omega t = \pi$), а ее колоколообразный вид говорит о том, что она в целом отражает распределение в трубе изгибных напряжений.

Имея результаты расчетов как тангенциальной и нормальной составляющих поля рассеяния (рис. 2 и 3), так и плотности объемных магнитных зарядов (кривые 1 на рис. 2, 3) и распределения средней по сечению трубы намагниченности (рис. 4), можно проанализировать, каким образом, упругие напряжения (4) проявляются в этих кривых.

Кривая $\sigma_b(x)$ является половиной синусоиды и в соответствии с этим имеет колоколообразный вид с максимумом в центре трубы. Кривые $\Delta M_\sigma^\pm(x)$ (9) точно также имеют колоколообразный вид: они максимальны в центре трубы и уменьшаются до нуля на ее концах.

Однако при этом величины ΔM_0^\pm экспоненциальным образом зависят от квадратов амплитуд напряжений (9). В результате можно считать, что зависимости $\Delta M_\sigma(x)$ повторяют зависимости $\sigma_b(x)$ качественно: там, где больше σ_b там больше и ΔM_σ ; там, где σ_b обращается в нуль, равны нулю и величины ΔM_σ .

Производная по x от функции $\Delta M_\sigma(x)$ определяет плотность объемных магнитных зарядов в трубе $\rho_{rel}(x)$. Очевидно, что производная от колоколообразной кривой $\Delta M_\sigma(x)$ даст два экстремума у функции $\rho_{rel}(x)$ — минимум и максимум; две точки перегиба между ними обусловлены влиянием экспоненты

$$\exp\left[-\left(\frac{\sigma_b^m}{\sigma_0 r_2}\right)r^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \frac{\pi x}{l_0}\right], \quad (22)$$

которая, как легко видеть, минимальна в центре трубы ($x = 0$) и равна единице на ее концах ($x = \pm l_0/2$). Если бы показатель экспоненты (22) был значительно меньше единицы в любой точке трубы (при этом $\sigma_b < \sigma_0$), то зависимости (7) можно было бы разложить в ряд и ограничиться первым членом разложения, как это было принято в [4]. В этом случае экстремумы функции $\rho_{rel}(x)$ находились бы в точках $x = \pm 50$ см. Влияние экспоненты (22), которая в (10), является множителем, смещает их ближе к концам трубы: $x = \pm 70$ см (кривые 1 на рис. 2, 3).

Таким образом, измеряя нормальное поле рассеяния, можно судить о распределении объемных магнитных зарядов в упруго изогнутой $\rho_{rel}(x)$, а также по крутому росту $\Delta H_r(x)$ у ее концов определить зону сильного влияния магнитных зарядов на ее торцах; значения поля ΔH_r в точках $x = \pm l_0/2$ и его сравнение с (20) позволит найти величину однородной намагниченности. Заметим еще, что путем графического интегрирования кривой $\Delta H_r(x)$ можно восстановить распределение усредненной по сечению трубы намагниченности $\overline{\Delta M_\sigma}(x)$ (21) и по нему судить о распределении изгибных напряжений в трубе.

Тангенциальное поле рассеяния (рис. 2) само по себе является более информативным, чем нормальное: если двигаться от конца трубы к ее центру, то первый нуль функции $\Delta H_x(x)$ определяет границу влияния магнитных зарядов на ее торцах; второй нуль определяет местоположение экстремумов функций $\rho_{rel}(x)$ и $\Delta H_r(x)$; местоположение минимумов функции $\Delta H_x(x)$ (в случае нашей трубы $x = \pm 45$ см) определяет границы существенного влияния экспоненты (22) на поля рассеяния: это область ($-45 \leq x \leq 45$ см), где $\sigma_b(x)$ превышает характерное напряжение σ_0 вне этой области $|\sigma_b| < \sigma_0$. Заметим, что по точкам перегиба кривых $\Delta H_r(x)$ невозможно определить эту область. Минимумы кривой $\Delta H_x(x)$ (точки $x = \pm 43$ см) соответствуют характерной точке изменения величины экспоненты (22): $\sigma_b^m = \sigma_0 = \bar{\sigma}_i$. Таким образом, по положениям минимумов можно определить среднюю величину внутренних напряжений первого рода в материале трубы.

Заключение

Тангенциальное и нормальное поля рассеяния на поверхности упруго изогнутой трубы при решении задач неразрушающего контроля взаимно дополняют друг друга: хотя тангенциальное поле более чувствительно к деталям зависимости $\rho_{\text{rel}}(x)$ и вследствие этого более информативно, по нормальному полю рассеяния может быть восстановлено распределение намагниченности, что открывает возможности судить о распределении в ней напряжений изгиба.

Преимуществом тангенциального поля является возможность определения областей, в которых напряжения изгиба превосходят характерное для данной стали напряжение σ_0 , величина которого связана со средней величиной внутренних напряжений в ней.

К недостаткам тангенциальной составляющей поля рассеяния можно отнести тот факт, что его величина значительно меньше величины нормальной составляющей (в 5–6 раз). Это повышает требования к точности установки сердечника феррозонда при его измерении.

Список литературы

- [1] *Беляев Н.М.* Сопrotивление материалов. М.: ГИТТЛ, 1956. 856 с.
- [2] *Кулеев В.Г., Ригмант М.Б.* // ФММ. 1995. Т. 79. Вып. 1. С. 120–129.
- [3] *Кулеев В.Г., Ригмант М.Б.* // Дефектоскопия. 1994. № 9. С. 79–91.
- [4] *Кулеев В.Г., Дубов А.А., Лопатин В.В.* // Дефектоскопия. 2002. № 1. С. 13.
- [5] *Поливанов К.М.* Теоретические основы электротехники. Ч. 3. М.: Энергия, 1969. 352 с.
- [6] *Кулеев В.Г.* // Дефектоскопия. 2002. № 6. С. 65–80.